



HAL
open science

Étude multi-messagers et phénoménologie des sources de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : l'éclairage de l'Observatoire Pierre Auger

Guillaume Decerprit

► **To cite this version:**

Guillaume Decerprit. Étude multi-messagers et phénoménologie des sources de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie : l'éclairage de l'Observatoire Pierre Auger. Cosmologie et astrophysique extragalactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2010. Français. NNT : . tel-00550847

HAL Id: tel-00550847

<https://theses.hal.science/tel-00550847>

Submitted on 31 Dec 2010

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

de **l'Université PARIS.DIDEROT (Paris 7)**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE **l'Université PARIS.DIDEROT (Paris 7)**

Mention **PHYSIQUE ET ASTROPHYSIQUE**

par

Guillaume DECERPRIT

Équipe d'accueil : Auger-APC

École Doctorale : Astronomie & Astrophysique d'IdF

**Étude multi-messagers et phénoménologie
des sources de rayons cosmiques
d'ultra-haute énergie :
l'éclairage de l'Observatoire Pierre Auger**

Soutenue le 29 Septembre 2010 devant la commission d'examen.

Composition du jury :

Président

Isabelle GRENIER Professeur à l'Université Paris 7

Rapporteurs

Tiina SUOMIJARVI Professeur à l'Université Paris 11

Mário PIMENTA Professeur à l'IST

Examineurs

Martin LEMOINE Directeur de Recherches à l'IAP

Benoît REVENU Chargé de Recherches à SUBATECH

Thierry PRADIER Maître de Conférences à l'Université Louis Pasteur

Etienne PARIZOT Professeur à l'Université Paris 7 (Directeur de thèse)

Table des matières

I La problématique des rayons cosmiques ultra-énergétiques

11

1	Introduction à la physique du domaine	12
1.1	Aperçu historique	13
1.2	Un vaste spectre en énergie	14
1.2.1	Les basses énergies	14
1.2.2	Les énergies intermédiaires au-delà du genou	17
1.2.3	La situation à la cheville et au-delà	19
1.3	La physique de leur origine	22
1.3.1	Les sources potentielles	22
1.3.2	Les modèles top-down	22
1.3.3	L'accélération type dans les modèles bottom-up	23
1.4	Et demain?	32
2	Les gerbes atmosphériques et leur détection par l'Observatoire Pierre Auger	34
2.1	Phénoménologie des gerbes atmosphériques	35
2.1.1	Gerbes hadroniques : première interaction et développement longitudinal	35
2.1.2	Développement longitudinal et maximum de développement	39
2.1.3	Développement latéral et composante muonique	40
2.1.4	Le cas des gerbes électromagnétiques	41
2.2	Technique de l'Observatoire Pierre Auger	42
2.2.1	Un observatoire hybride	42
2.2.2	Triggers et sélection des événements physiques	49
2.2.3	Techniques de reconstruction des gerbes	55
2.3	Principaux résultats de l'Observatoire Pierre Auger	59
2.3.1	Le spectre aux plus hautes énergies et la coupure GZK	59
2.3.2	Les limites sur les flux des multi-messagers	62

2.3.3	La mesure de l'anisotropie au-delà de la coupure GZK	69
-------	--	----

II Propagation des rayons cosmiques chargés et relation avec le spectre d'énergie **75**

3	Implications du spectre en énergie sur la composition des rayons cosmiques ultra-énergétiques	76
3.1	Introduction	77
3.2	Modélisation de la propagation des rayons cosmiques	78
3.2.1	Fonds de photons	78
3.2.2	Mécanismes de perte d'énergie pour les protons	79
3.2.3	Mécanismes de perte d'énergie pour les noyaux	83
3.2.4	Traitement numérique de la propagation	89
3.3	Implications de la composition aux sources sur le spectre et la composition à la Terre	90
3.3.1	Trajectoire dans l'espace des énergies	94
3.3.2	Spectres propagés pour des compositions pures	95
3.3.3	Abondance des protons secondaires	97
3.3.4	Le cas d'une composition mixte	98
3.3.5	En résumé	101
3.4	Ce que nous apprennent les données de composition d'Auger	101
3.4.1	Comment justifier un alourdissement et une composition lourde à haute énergie ?	103
3.5	Conclusions et perspectives	105

III Etude des multi-messagers : les photons d'ultra-hautes énergies **107**

4	Détectabilité dans les données	108
4.1	Signatures de photon ultra-énergétique	110
4.1.1	Développement d'une gerbe atmosphérique de photon ultra-énergétique	111
4.1.2	Effet Landau-Pommeranchuk-Migdal (LPM) et conversion dans le champ géomagnétique	112
4.2	Choix et utilisation de variables discriminantes	116
4.2.1	Observables du signal	116
4.2.2	Reconstruction de la gerbe atmosphérique	119

4.3	Outil d'analyse statistique et limites sur le flux	120
4.3.1	Une méthode originale	122
4.3.2	Limite sur le flux de photons	124
4.3.3	Résultats et perspectives	131
5	Approche multi-messagers en vue d'un modèle de concordance	135
5.1	Création et propagation des photons ultra-énergétiques	137
5.1.1	Champ magnétique et fonds de photons	137
5.1.2	Processus mis en jeu	141
5.1.3	Définitions et rappels analytiques	147
5.1.4	Traitement numérique des cascades EM	150
5.1.5	Calcul des inélasticités	150
5.1.6	Développement de la cascade	152
5.2	Production des cascades EM	155
5.2.1	Évolution cosmologique de la luminosité des sources	156
5.3	Résultats & discussion : vers la concordance	158
5.3.1	Influence des paramètres astrophysiques	159
5.3.2	Influence des paramètres des sources de protons sur les flux de photons	169
IV	Etude du spectre angulaire : anisotropies	178
6	Contraintes phénoménologiques et modèles d'univers	179
6.1	Principes de l'analyse	181
6.1.1	Construction des lots de données à partir d'un modèle d'univers	183
6.1.2	Influence d'un champ magnétique turbulent sur la propagation	184
6.2	Sensibilité des détecteurs de RCUHEs aux anisotropies : analyse préliminaire	189
6.2.1	Influence de la statistique sur les résultats	195
6.3	Contraintes sur les paramètres d'univers : analyse en "double-test"	198
6.3.1	Méthode du double-test	198
6.3.2	Interprétation et lien avec les régions de confiance	205
6.4	Discussion des résultats et conclusion	209
6.4.1	Influence de la statistique	210
6.4.2	Influence de l'énergie seuil	211

7	Test phénoménologique des données	213
7.1	Faits expérimentaux, motivations	214
7.2	Test des données	214
7.2.1	Analyse préliminaire	214
7.3	Compatibilité des univers avec les données	217
7.4	Conclusion	222
8	Analyse des données par la percolation	224
8.1	Sélection des événements	225
8.2	Analyse par la percolation	227
8.2.1	Méthode générale	227
8.2.2	Choix de statistiques pertinentes	237
8.2.3	Utilisation des observables et scan sur E et α	244
8.2.4	Qualification avec la fonction de corrélation à deux points	248
8.2.5	Application aux données d'Auger	252
8.3	Conclusion	258
V	Synthèse	260
9	Vers un modèle global de concordance	261
9.1	Vers un modèle global de concordance	262
9.1.1	Données expérimentales et observables	262
9.1.2	Modèles de sources et confrontation	263
9.1.3	Résultats préliminaires	264
9.1.4	Conclusion et perspectives	273
	Annexes	276
A	Chance d'avoir rejeté l'isotropie avec une puissance de corrélation de $\sim 40\%$	276

Introduction

S'il est une thématique multiforme en sciences, c'est bien celle du rayonnement cosmique : pas loin d'un siècle de recherche, plusieurs grands domaines de la physique moderne impliqués (physique des particules, astrophysique, physique nucléaire, peut-être même cosmologie...), des générations de physiciens et de détecteurs... et un mystère qui a peine encore à s'élucider. C'est un domaine fédérateur de la physique et, dans le même temps, mobilisateur. Le rayonnement cosmique est à la fois le témoin et le messenger astrophysique le plus méconnu. Il joue aussi, par sa capacité de pénétration, un grand rôle dans le couplage énergétique entre nuages moléculaires denses et activité des étoiles. Si la nature hadronique (protons/noyaux) des rayons cosmiques aux plus hautes énergies semble aujourd'hui bien établie, la mesure faite par l'Observatoire Pierre Auger d'un alourdissement aux énergies extrêmes apporte autant de questions (pourquoi un alourdissement ? S'agit-il bien d'un alourdissement ?) que de réponses (la composante au-delà de 3 EeV semble extra-galactique) ! D'ailleurs, la physique à ces énergies est-elle suffisamment bien maîtrisée ? À ce titre, les données du *Large Hadron Collider* (LHC) pourraient même nous apporter un nouvel éclairage.

Leur mécanisme d'accélération est assez peu connu. De nombreux modèles existent mais les sources qui les abritent restent non identifiées... On en sait un peu plus sur leur transport dans l'espace extra-galactique, sur leur détectabilité expérimentale, mais toute cette science est décidément jeune : les flux sont si ridiculement faibles aux plus hautes énergies, qu'ils nous concèdent une statistique bien modeste ! De plus, notre impuissance face à la distribution spatiale et à l'amplitude des champs magnétiques (Galactique et extra-galactique) nous laisse « aveuglés » car il est difficile de prévoir leur effet, et donc d'anticiper une éventuelle astronomie des rayons cosmiques.

La présente thèse se veut fédératrice des diverses contraintes disponibles à ce jour, en utilisant notamment l'éclairage des multi-messagers. Les objectifs sont :

- de présenter des scénarios astrophysiques raisonnables, capables de s'ajuster à la fois au spectre des rayons cosmiques mais aussi aux données de composition ;
- d'étudier l'apport manifeste et indépendant des données angulaires d'Auger pour contraindre deux paramètres astrophysiques cruciaux : la densité des sources de

- rayons cosmiques et l'amplitude des déflexions magnétiques qui les affectent ;
- d'analyser directement les données d'Auger aux énergies extrêmes, pour poser de nouvelles limites sur le flux de photons, et démontrer de manière indépendante la faiblesse des anisotropies sur le ciel ;
- d'étudier la phénoménologie des multi-messagers qui nous enrichissent d'un *nouveau type de contrainte*, et en particulier les photons secondaires produits lors de la propagation des rayons cosmiques ;
- d'intégrer un code de propagation de photons à un code préexistant de propagation de protons et noyaux, pour disposer d'un outil numérique complet véritablement multi-messagers ;

Le point d'orgue des travaux présentés dans cette thèse se situe dans la dernière partie, où l'on dégage une nouvelle contrainte apportée par la région de Centaurus A sur le ciel. On y résume aussi l'ensemble des contraintes offertes à ce jour par Auger et les observatoires gammas et neutrinos qui nous permettent d'esquisser un modèle global de concordance des rayons cosmiques, depuis leur source jusqu'à la Terre.

L'avenir des rayons cosmiques est à leur image : mystérieux, expérimental et multi-messagers !

Première partie

La problématique des rayons cosmiques ultra-énergétiques

Chapitre 1

Introduction à la physique du domaine

1.1	Aperçu historique	13
1.2	Un vaste spectre en énergie	14
1.2.1	Les basses énergies	14
1.2.2	Les énergies intermédiaires au-delà du genou	17
1.2.3	La situation à la cheville et au-delà	19
1.3	La physique de leur origine	22
1.3.1	Les sources potentielles	22
1.3.2	Les modèles top-down	22
1.3.3	L'accélération type dans les modèles bottom-up	23
1.4	Et demain ?	32

Résumé : Introduction à la physique générale du rayonnement cosmique. Visite du spectre d'énergie sur plus de 12 ordres de grandeur et énigmes associées. La composition à toutes les énergies est abordée. On parlera aussi de la physique de leur origine et des questions ouvertes actuelles, ainsi que de la nécessité des observatoires dédiés au sol. On terminera par une ouverture vers les expériences de demain et leurs réponses éventuelles au mystère des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

1.1 Aperçu historique

L'histoire des rayons cosmiques remonte à l'orée du XX^e siècle. À cette époque, les premiers ancêtres des chambres à brouillard conçues par le physicien Charles T. R. Wilson enregistraient systématiquement des radiations, bien qu'ils fussent blindés. Les premières hypothèses qui furent émises privilégiaient une origine radioactive terrestre. Les mesures d'ionisation effectuées entre 1900 et 1910 montraient une décroissance de ce phénomène avec l'altitude. Néanmoins, en 1910, Theodor Wulf développa un électroscope suffisamment précis qui infirma ces premières mesures. Il observa qu'au sommet de la tour Eiffel, le phénomène de décharge s'amplifiait, en contradiction avec l'absorption par l'air du rayonnement terrestre. Ce résultat resté sourd fut confirmé de manière éclatante par Victor Hess, qui démontra l'origine extraterrestre du rayonnement cosmique en 1912. Pour cela, il mena plusieurs expéditions en ballon jusqu'à 5000 m d'altitude, et observa avec trois électroscopes de Wulf un accroissement du flux à mesure qu'il montait. Cela lui vaudra le prix Nobel en 1936.

Il faudra alors une trentaine d'années pour que la véritable nature corpusculaire et nucléaire des rayons cosmiques soit affirmée. Robert A. Millikan émit l'hypothèse de noyaux complexes formés de protons et d'électrons, globalement neutres. Mais son meilleur ennemi, Arthur Compton, démontra une dépendance de l'intensité du flux avec la latitude géomagnétique. Ce résultat laissait supposer que les rayons cosmiques étaient chargés et infirmait les hypothèses de Millikan ce qui donna lieu à un mémorable démêlé entre les deux hommes lors d'un meeting, offrant même au domaine la une du *New York Times*. Une étape importante fut aussi franchie lorsqu'en 1938, Pierre Auger et Roland Maze[1] découvrirent le phénomène de gerbes atmosphériques. En espaçant des compteurs Geiger d'une vingtaine de mètres, il observa des coïncidences entre les temps d'arrivée des particules. Ceci impliquait que les rayons observés trouvaient leur origine dans une source commune. La tentation pour les physiciens de comprendre la nature des rayons cosmiques donna l'impulsion à de nombreuses expériences de concert avec la physique des particules. Citons les découvertes du positron (1932), des muons (1936) et des pions (1947), théoriquement prédites par P. A. M. Dirac et H. Yukawa pour ces deux dernières. Au lendemain de la seconde guerre mondiale, les rayons cosmiques avaient livré une part de leur secret, et l'on était convaincu de leur nature nucléaire. Ceci fit glisser le domaine depuis la physique des particules vers le giron des astrophysiciens. Car plusieurs énigmes persistaient –et persistent toujours– : quel sont leur spectre en énergie, leur origine, leur nature précise ?

En 1962, John Linsley observa un rayon cosmique de 10^{20} eV, la plus haute énergie jamais mesurée alors pour une particule simple. Le détecteur de surface de Linsley (qui échantillonnait la gerbe atmosphérique produite par la particule primaire) fut le pionnier

d'une longue série, impulsant de remarquables avancées technologiques et scientifiques.

1.2 Un vaste spectre en énergie

Après 85 années de recherche sur le rayonnement cosmique, de notables connaissances ont été acquises sur le domaine. Nous donnerons dans cette partie quelques détails sur les différentes parties du spectre avant de nous intéresser aux sources potentielles des rayons cosmiques.

Le spectre d'énergie des rayons cosmiques est l'observable physique la plus remarquable du domaine. On distingue généralement plusieurs parties dans ce spectre, découpées selon leur énergie. La première –et non la moindre– des observations est l'étalement du spectre : pas moins de 12 ordres de grandeur en énergie et 32 en flux ! Ceci force l'étonnement tant du point de vue humain (les dimensions extravagantes) que physique (jusqu'à des énergies macroscopiques !). Pour fixer les idées, on passe de plus de 1000 particules par seconde et par m^2 au GeV, à ~ 1 particule par seconde et par m^2 au PeV, jusqu'à moins de 1 par millénaire et par km^2 au-delà de 10^{20} eV ! Cette gigantesque extension est d'autant plus frappante qu'elle est régulière. Ce fait pourrait témoigner d'un processus commun et universel d'accélération des rayons cosmiques. Pourtant, le spectre reste, dans son ensemble, mal compris. En dessous du GeV, une modulation solaire est observée sur l'intensité du flux, ce qui suppose une origine solaire des rayons cosmiques. Le présent mémoire ne traitera pas ce domaine d'énergie (les intéressés sont reportés au [2]).

Si l'on s'attarde sur la forme du spectre, on remarque plusieurs cassures caractéristiques à différentes énergies. Elles correspondent à des ruptures de pente qui sont nettement visibles sur la figure 1.1 où le spectre a été redressé par E^3 . On remarquera une première cassure de la pente vers 3×10^{15} , passant de ~ -2.7 à ~ -3 , appelée le (premier) *genou*. Une seconde cassure intervient vers 5×10^{17} eV, où la pente tombe à ~ -3.3 , c'est le *second genou*. Puis, vers 3×10^{18} eV, la *cheville* vient clôturer cette trame anatomique, en redressant le spectre à un indice proche de -2.7 . Enfin, au-delà de 4×10^{19} eV, une coupure, dite *GZK* (cf. 2.3.1 et le chapitre II), a été mesurée par HiRes et récemment confirmée avec une très grande significativité par l'observatoire Pierre Auger.

1.2.1 Les basses énergies

Les basses énergies (de quelques GeV¹ jusqu'au premier genou) représentent la partie "historique" du spectre. En 1939, on pensait même que le premier genou en était la

¹En-dessous du GeV, les rayons cosmiques sont totalement masqués par l'effet répulsif du vent solaire.

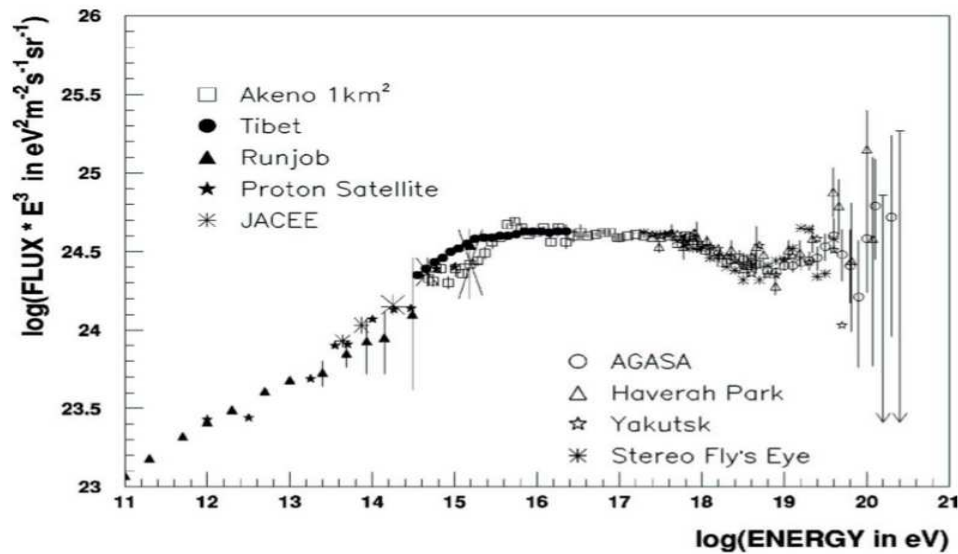


FIG. 1.1 – Spectre redressé des rayons cosmiques, donnant le flux différentiel multiplié par E^3 (extrait de [3]). On peut clairement y voir les changements de pentes, premier et second genoux, et cheville. Aujourd’hui la statistique aux ultra-hautes énergies (UHE) s’est améliorée avec Auger, et une coupure est observée (voir le spectre à ces énergies plus loin dans le mémoire).

limite supérieure. Dans ce domaine d’énergie, le flux est suffisamment important pour être mesuré directement en haute atmosphère (avant que le rayon n’interagisse), à l’aide de détecteurs embarqués sur des ballons et des satellites (CREAM[4], RUNJOB etc.). D’autre part, l’intérêt de cette plage d’énergie est crucial : les rayons cosmiques y sont les plus nombreux et participent notablement à la nucléosynthèse des éléments légers (Li, Be, B) par spallation au niveau même des sources. Parmi la myriade d’instruments dédiés aux basses énergies, CREAM est constitué de plusieurs détecteurs dont un de charge et un calorimètre, ce qui lui a permis de mesurer à la fois le spectre en énergie et en masse (voir 1.2) des cosmiques dans les basses énergies. On sait que la composition y est dominée par des noyaux (98%, dont 87% de protons, 12% d’hélium et 1% de noyaux plus lourds) et quelques électrons (2%). L’étude des abondances relatives et de la présence plus ou moins forte de noyaux lourds sont de précieuses observables pour tous les phénomènes de source et de propagation des rayons cosmiques.

Nous avons vu que le gros des rayons cosmiques se situe donc aux basses énergies. Leur origine est généralement supposée galactique. On admet aussi que le processus qui permet leur accélération jusqu’à ces énergies est du type *bottom-up* où la particule initiale à la source acquiert de l’énergie. L’hypothèse la plus répandue dans la communauté est celle, générique, d’accélération par onde de choc, en particulier dans les

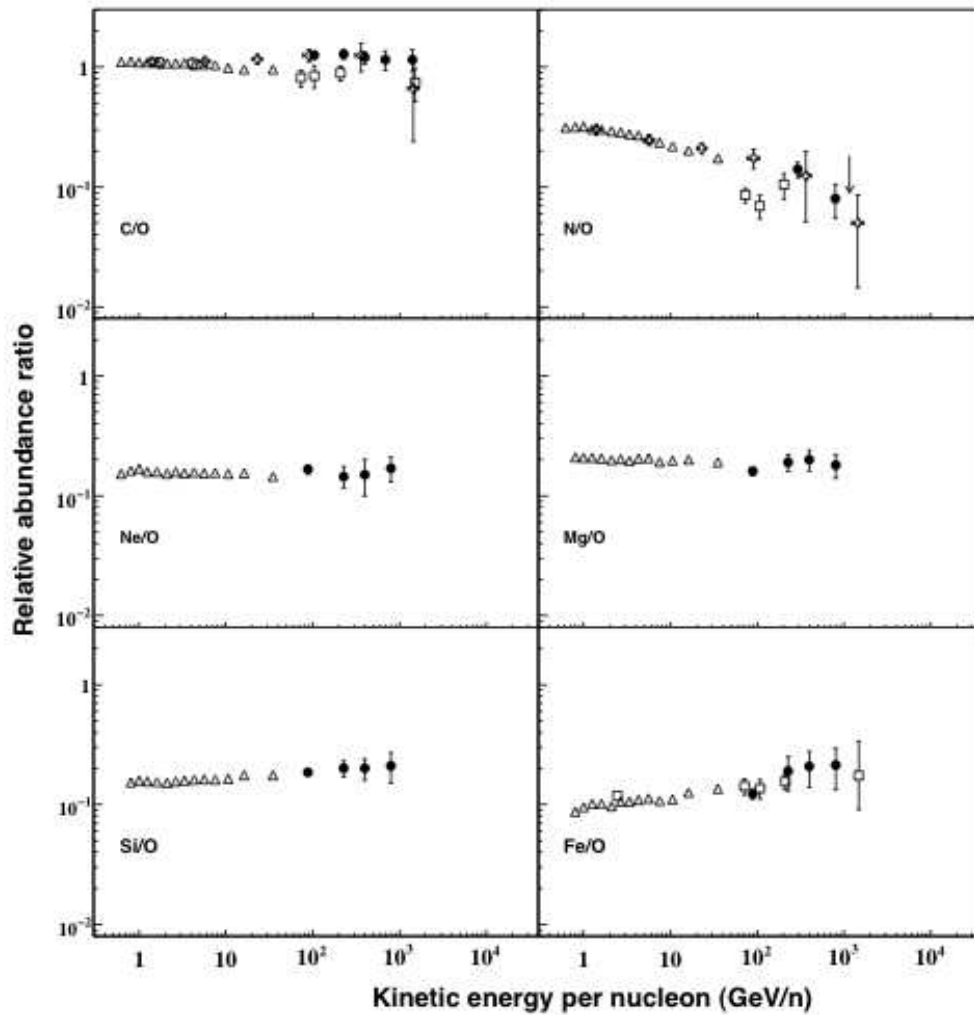


FIG. 1.2 – Abondances relatives des éléments C, N, Ne, Mg, Si et Fe respectivement, par rapport à O (Oxygène) en fonction de l'énergie par nucléon mesurées par CREAM (croix) et CREAM-II (cercles pleins) et comparées aux mesures précédentes de HEAO-3-C2 (triangles) et CRN (carrés). La flèche sur la figure N/O représente une limite supérieure. Extrait de [5].

restes de super-novae (SuperNova Remnants, SNRs). Cette idée fut originellement proposée par E. Fermi [6] en 1949. La particule est diffusée au sein d'un nuage magnétique qui l'éjecte ensuite avec une certaine probabilité de lui transmettre de l'énergie (sous forme d'impulsion bien entendu). Nous discuterons ce cas générique mais fondamental d'accélération dans la section 1.3.3. Les travaux qui suivirent l'idée géniale de Fermi, par exemple ceux de Drury [7] en 1984, proposaient un phénomène plus complexe où les

particules rebondissent plusieurs fois sur le nuage magnétique, leur permettant d'être accélérées plus efficacement. Rapidement, on releva une incompatibilité entre la pente du spectre (en -2.7) et la pente théorique (-2.0) prédite par le processus de Fermi. Mais si l'on suppose que les rayons cosmiques ont une chance de quitter la Galaxie d'autant plus forte que leur énergie est grande, cela conduit à adoucir le spectre. Ainsi, le budget énergétique des super-novae, capable de booster les cosmiques, couplé à l'hypothèse de durée de vie limitée dans la Galaxie, reste le modèle le plus satisfaisant pour expliquer l'origine et le spectre des rayons cosmiques de basses énergies. Soulignons enfin que d'autres hypothèses plus récentes tentent de s'affranchir de l'universalité chère au modèle des SNRs. Citons par exemple les travaux de Erlykin & Wolfendale [8] qui proposent l'influence d'une source proche unique pour expliquer la présence du *genou*.

1.2.2 Les énergies intermédiaires au-delà du genou

Le genou est, rappelons-le, une inflexion du spectre vers 4×10^{15} eV. À ces énergies, les flux de rayons cosmiques sont trop faibles pour être raisonnablement étudiés directement, et surtout, ils interagissent à très haute altitude avec l'atmosphère pour créer des gerbes atmosphériques. Il est donc plus intéressant de construire des détecteurs étendus au sol, qui mesurent les particules secondaires de la gerbe.

Si l'on s'en tient à l'hypothèse traditionnelle des SNRs, le genou marquerait la fin de leur contribution dans le flux et le début d'une autre, issue de sources différentes. Mais cela pose des problèmes énergétiques certains. En effet, l'énergie maximale que peut transmettre les SNRs à chaque rayon cosmique est inférieure à 10^{15} eV. Malheureusement, peu d'autres candidats pointent actuellement. Il y a par exemple les nuages magnétisés de type « boulet de canon » proposés par [9]. Depuis quelques années cependant, l'hypothèse SNR a été revue à la hausse grâce à des modèles hydrodynamiques[10] plus élaborés (appliqués aux cas de SNR jeunes) qui pourraient revoir à la hausse l'énergie maximale d'accélération, et ce jusqu'au genou. Dans ce cas de scénario d'accélération standard, l'énergie maximale atteinte par la particule est proportionnelle à sa charge dans la mesure où le mécanisme d'accélération est directement lié aux trajectoires des particules chargées autour de la discontinuité de vitesse du choc, et que ces trajectoires, influencées par le champ magnétique ambiant, ne dépendent que du rayon de Larmor des particules, deux particules de même rayon de Larmor subissant le même sort. Le rayon de Larmor maximal est donc le même pour toutes les particules, ce qui implique que l'énergie maximale soit proportionnelle à la charge. Ainsi, on a supposé que le genou pourrait marquer le *début* de la fin de la composante issue des SNRs. Ensuite, entre 10^{15} et 10^{18} eV on observerait les coupures successives de l'hélium, puis des CNO et enfin des Si et Fe. Deux expériences au *Forschungszentrum* de Karlsruhe ont apporté

avec brio quelques indications partielles pour ces questions :

KASCADE [11] est un détecteur de surface composé de plusieurs calorimètres permettant de récupérer des signaux hadroniques, électromagnétiques et muoniques laissés par les gerbes atmosphériques initiées par les rayons cosmiques. Deux objectifs majeurs de KASCADE furent atteints : la mesure du spectre en énergie entre 10^{15} et 10^{17} eV et celle du spectre de masse correspondant. Mêlant les deux résultats, on peut voir les spectres en énergie pour les différentes composantes tels que mesurés par KASCADE. Ceux-ci vont dans le sens de l'hypothèse SNR avec des coupures à des énergies d'autant plus élevées que la masse atomique est grande. Mais le problème (loin d'être anodin !) des seuils en énergie ne fut pas levé. Il sera discuté un peu plus loin.

KASCADE-Grande [11] fut le successeur de KASCADE, et inspiré de l'expérience EAS-TOP en Italie qui donna des résultats similaires à ceux de KASCADE. Elle s'est fixée les mêmes objectifs mais entre 10^{16} et 10^{18} eV, soit juste avant la cheville et en plein dans le second genou. Une fois encore, les résultats de KASCADE-Grande confirment des spectres dominés par les lourds à ces énergies (voir la figure 1.3).

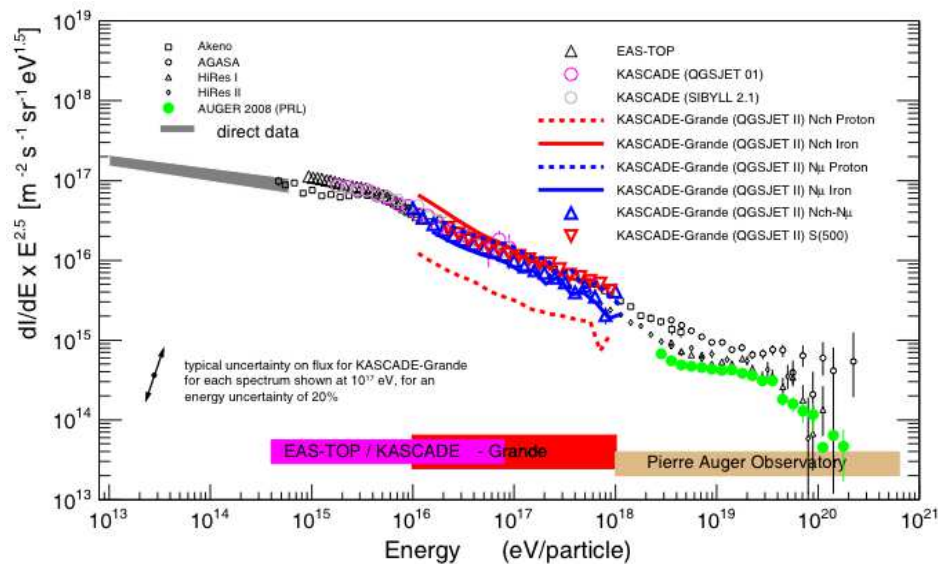


FIG. 1.3 – Mesure du spectre en énergie par KASCADE-GRANDE (zone rouge), par plusieurs méthodes de discrimination de la nature du primaire. On voit que la composition est lourde immédiatement en-dessous de la cheville, avant de redevenir légère. On suppose une transition Galactique/extragalactique à ces énergies. Extrait de [12].

À l'heure actuelle, il est difficile d'admettre l'hypothèse SNR comme totalement satisfaisante et dénuée de problèmes entre 10^{12} eV et le second genou. Divers pourfen-

deurs de cette hypothèse avancent plusieurs arguments qui semblent réduire les SNRs à de simples candidats potentiels, en particulier en-dessous du genou.

- le genou est, nous l’avons vu, à 3×10^{15} eV. Jusqu’à la fin du XX^e siècle, les théories astrophysiques ne parvenaient que péniblement à expliquer une accélération jusqu’à 10^{14} eV. Voilà qui embarrassait et continue d’embarrasser la communauté, faute d’alternative. Cependant, au début du III^e millénaire, Bell & Lucek [13] impulsèrent de nouveaux travaux qui se révélèrent capables, avec de grandes inhomogénéités locales du champ $\delta B/B$, d’offrir quelques deux ordres de grandeur à l’énergie maximale d’accélération ! Ceci fut par ailleurs appuyé par l’observation de jeunes SNRs en X, suggérant des valeurs de champ de plusieurs centaines de microgauss. Mais ce nouveau zéphyr d’espoir pour les théoriciens n’est pas sans difficultés ni adversaires (voir [14]).
- les formes des « coupures » observées par KASCADE et KASCADE-Grande se rapprochent bien plus d’un adoucissement de pente que d’une franche coupure.
- la plupart des SNRs ($\sim 80\%$) sont marginalement isolées, et explosent plutôt en groupe, en formant des superbulles, où les processus d’accélération sont différents de l’onde de choc « à la Fermi »
- le spectre observé (-2.7) et le spectre source estimé (~ -2.3) sont trop pentus au regard des indices (-2.0) prévus par la théorie
- la distribution des CRs en fonction de la distance au centre de la Galaxie pose des difficultés si l’on suppose une distribution des sources comme les SNRs

Pour conclure sur les énergies intermédiaires, notons que les sources restent inconnues, mais que ce mystère alimente aujourd’hui un débat inéluctablement prometteur. Les hypothèses de physique nouvelle ou d’origine exotique seront abordés dans la prochaine section.

1.2.3 La situation à la cheville et au-delà

Au-delà de 10^{17} eV, le spectre présente plusieurs changements de pentes notoires. D’abord, vers 5×10^{17} eV, il s’adoucit (de -3 à -3.3) avant de redevenir plus dur, passant à un index de -2.7 à la cheville (3×10^{18} eV) et au-delà. Cette partie du spectre a été mesurée par plusieurs expériences au fil des vingt dernières années. Les cinq majeures ont été Haverah Park en Angleterre [16], Yakutsk en Sibérie [17], Fly’s Eye dans l’Utah [18], AGASA au Japon [19] et enfin l’Observatoire Pierre Auger [20] qui est devenu la figure de proue du domaine des ultra-hautes énergies. Sur le graphique 1.4 sont tracés les spectres desdites expériences.

Pour expliquer les ruptures observées dans le spectre, on invoque généralement l’hypothèse d’une transition entre une origine galactique et une origine extragalactique.

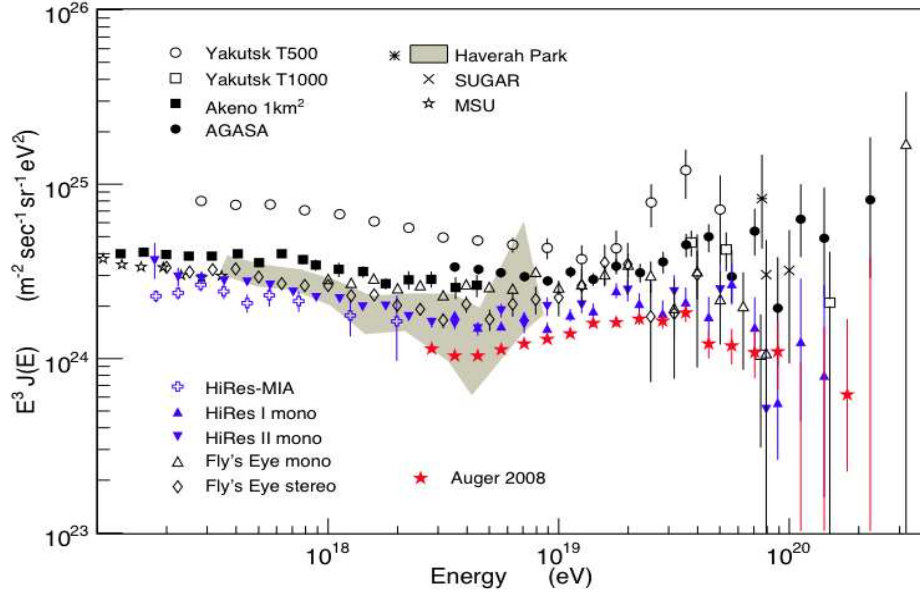


FIG. 1.4 – Comparaison des mesures du flux redressé par E^3 . Seules les erreurs statistiques sont montrées. T500 et T1000 sont deux reconstructions différentes de Yakutsk. Les données de MSU sont montrées pour la connexion aux “basses” énergies. Extrait de [15].

Une alternative qui mérite d’être mentionnée est celle d’une fuite des rayons cosmiques de la Galaxie. Là encore, à énergie égale, des noyaux plus lourds (et donc plus chargés) ont une rigidité p/Z plus faible que des protons, et sont donc plus efficacement confinés dans la Galaxie (et son halo). Les protons s’échapperaient ainsi plus vite que les noyaux lourds, et la cheville marquerait le début de la fuite des protons. Les flux des autres noyaux couperaient alors à des énergies plus grandes, expliquant le flux au-delà de la cheville. Mais ce scénario nécessite d’accélérer — et de confiner — des protons à des énergies extrêmes, et doit présenter dans le spectre des coupures franches pour chaque noyau, et ne saurait expliquer la présence d’un flux à 400 EeV ($4 \cdot 10^{20}$ eV) même en invoquant la présence d’uranium ($Z=92$) à ces énergies. C’est pourquoi l’hypothèse d’une transition galactique/extragalactique est privilégiée dans la communauté. En fait, comprendre une éventuelle transition d’une origine galactique à une origine extragalactique avec le simple spectre d’énergie relève du défi insoluble. L’étude du spectre en énergie doit être couplée à celle du spectre de masse, c’est à dire que l’on ne peut étudier cette région de la cheville sans étudier parallèlement la composition nucléaire qui y règne. De plus, les informations issues du spectre angulaire (distribution des événements sur le ciel) sont aussi très précieuses, et il est vraisemblable que nous aurons besoin des trois informations pour résoudre l’origine des RCUHEs. Les travaux réalisés au cours de cette

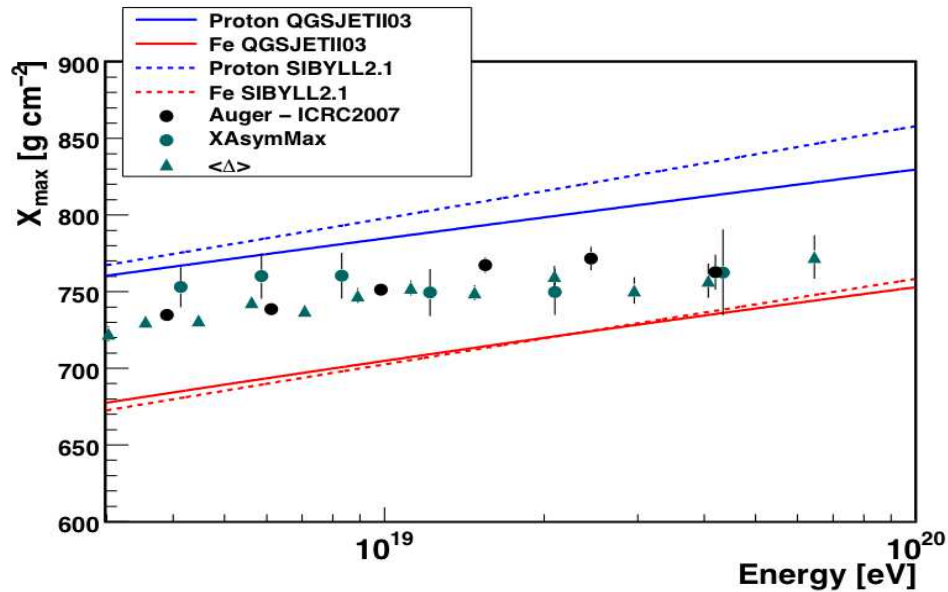


FIG. 1.5 – Comparaison des mesures de la profondeur du maximum de développement des gerbes (X_{max} et ses prédictions associées pour deux hypothèses sur la composition (proton ou fer). On note un alourdissement aux plus hautes énergies, et une composition mixte partout. Les erreurs sont statistiques. D’après [21].

thèse se font l’écho de cette approche, et nous aurons l’occasion de la développer dans les chapitres à venir. Signalons enfin que le modèle de Hillas[22] rend compte de manière satisfaisante d’une transition galactique/extragalactique avec des coupures dépendantes des rigidités et la contribution extragalactique au-delà de 4×10^{17} eV (cf. figure 1.6).

Aux énergies extrêmes, une coupure dans le flux est mesurée avec certitude par l’Observatoire Pierre Auger. C’est peut-être un des rares endroits du spectre où l’on a deux hypothèses fermes sur sa présence. Il s’agirait soit de protons (GZK), soit de noyaux lourds (GZK non standard), mais dans les deux cas incapables d’atteindre des énergies plus élevées sur des distances extragalactiques à cause de leur interaction très inélastique avec les fonds de photons cosmiques. Mais il est important de souligner le fait suivant : la coupure observée pourrait être due conjointement à l’effet GZK (cf. chapitre III) et à une énergie maximale d’accélération à la source qui n’est pas trop élevée (et de l’ordre de 40-50 EeV). Le sujet de la coupure reste donc assez ouvert, et nous étudierons justement dans cette thèse le développement de scénarios astrophysiques où les sources n’accélèrent pas trop haut les RCUHEs (modèle faible E_{max} , chapitre III), modèles compatibles avec les données (coupure, spectre d’énergie dans son ensemble, composition à la Terre, anisotropies). La composition reste incertaine et l’origine de cette coupure est donc encore assez ouverte. Là encore la question des sources à de telles

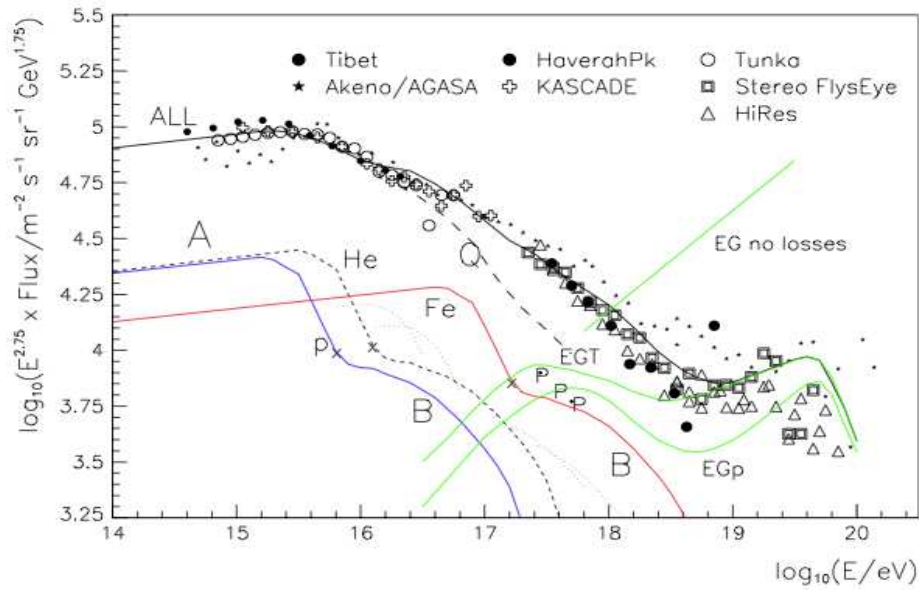


FIG. 1.6 – Chute du spectre d’énergie d’après le modèle de Hillas[22], comme la somme des composantes Galactiques H, He, CNO, Ne-S et Fe avec la même dépendance en rigidité et les composantes H + He extra-galactiques de spectre $\propto E^{-2.3}$ (avant de subir les pertes sur le CMB). L’ajustement est possible avec ces composantes, et pourrait expliquer la transition à la cheville.

énergies reste ouverte. Nous allons nous concentrer un peu plus sur cette problématique dans la section suivante.

1.3 La physique de leur origine

1.3.1 Les sources potentielles

L’origine des rayons cosmiques demeure la question la plus énigmatique du domaine. Deux familles se distinguent : les scénarios physiques standards « bottom-up » (dont le paradigme est l’accélération par onde de choc) et les scénarios dits « top-down » que nous allons présenter en premier.

1.3.2 Les modèles top-down

Dans ce genre de scénario, les rayons cosmiques ultra-énergétiques (RCUE) sont produits par désintégration de particules super-massives comme les défauts topologiques ou les “cryptons“, ou encore les bosons « Z » issus d’interactions neutrino-neutrino.

- **la désintégration de particules métastables super-massives de type crypton** : ces particules auraient pu être produites à la fin de l’inflation et pourraient se désintégrer en partons, donnant par la suite des hadrons selon le modèle standard. Leur masse doit être supérieure à 10^{22} eV et leur durée de vie supérieure à l’âge actuel de l’univers, mais pas trop grand non plus, pour expliquer les flux mesurés. Elles seraient accumulées localement (halo et bulbe Galactique) et éviteraient ainsi la coupure GZK, mais créeraient une anisotropie dans les directions d’arrivée des rayons cosmiques en faveur du centre Galactique. Enfin, des flux importants de photons ultra-énergétiques sont attendus en contre-partie. Mais ces derniers pourraient être atténués localement par les fonds radios Galactiques ou bien, dans le cas d’une contribution de cryptons extragalactiques, par les fonds radios cosmiques. Actuellement, ce scénario « crypton » est partiellement contraint par les données de l’Observatoire Auger, mais peut résister en invoquant la grande incertitude des fonds radios...
- **les Z-burst** : la population de particules au-dessus de la coupure GZK donna une idée aux théoriciens : la seule particule qui n’interagit pas avec les fonds de photons sont les neutrinos! Bien que la coupure GZK ait été mesurée, une origine leptonique n’est pas exclue. Des neutrinos ultra-énergétiques produits à de grands redshifts (> 1) sont susceptibles d’interagir avec le fond cosmique de neutrinos (CNB) et former des cascades très énergétiques capables de produire des jets hadroniques (via le canal s du boson Z). Les particules au-delà de la coupure GZK seraient alors des protons et des photons secondaires de ces cascades. Une des forces de ce scénario est qu’il ne nécessite pas de physique au-delà du modèle standard (sauf si l’on considère des neutrinos de masse non nulle). Mais son principal problème est la production de neutrinos très énergétiques (en-dehors des hypothèses exotiques), peut-être résolu avec les sursauts gamma (GRB).

Parce qu’ils connaissent tous de grandes difficultés à s’accorder avec le flux quasi nul de photons à haute énergie désormais contraint par l’Observatoire Pierre Auger, les modèles top-down sont moins acceptés dans la communauté scientifique. D’autre part, ils n’expliquent pas les composantes (ni même la présence!) du spectre à plus basse énergie sous la cheville et l’absence d’anisotropie observée vers le centre Galactique à haute énergie. On leur préfère donc les scénarios bottom-up comme modèles holistiques du rayonnement cosmique. Pour cette raison, nous n’irons pas plus loin sur les top-down.

1.3.3 L’accélération type dans les modèles bottom-up

Nous donnons ici quelques considérations générales sur l’accélération des protons (et noyaux) dans les sources, i.e. pour les scénarios standards bottom-up. D’excellentes

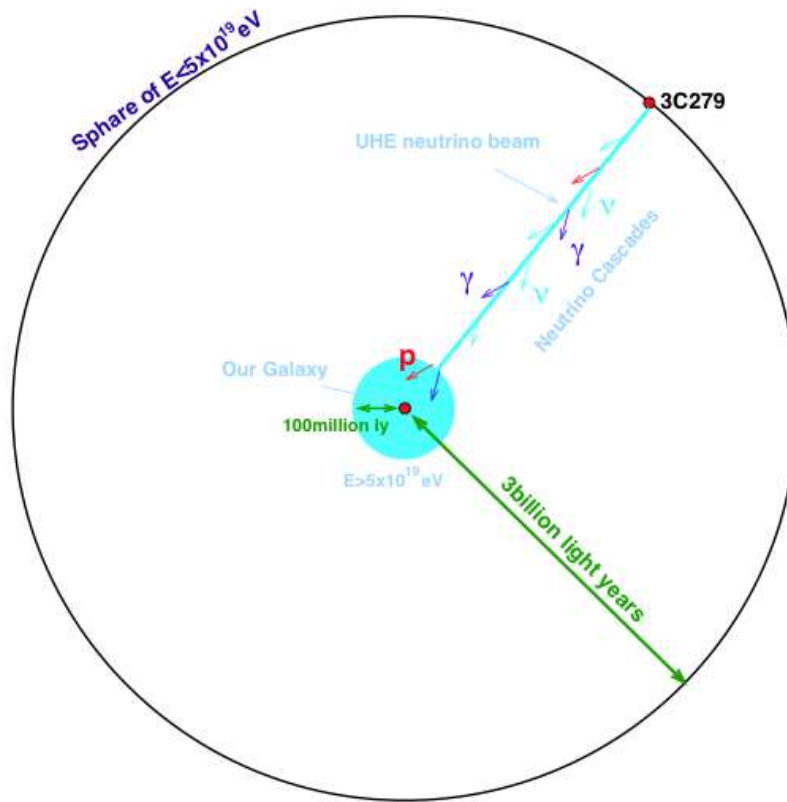


FIG. 1.7 – Schéma du scénario Z-burst pour une source (3C279). (extrait de [23])

références traitent ceci, notamment [22, 24] et [25].

Les mesures de l’observatoire Auger ne cessent d’accroître la statistique aux plus hautes énergies. Cependant, c’est bien dans ce domaine que le mystère reste le plus obscur, car la possibilité et la nature de certaines sources capables d’accélérer des particules au-delà de 40 EeV reste incertaine. D’un point de vue fondamental, l’accélération est progressive ou l’énergie de la particule augmente de manière discrète au niveau du site d’accélération². Or, l’énergie allant croissant, la rigidité de la particule suit le même chemin. Au point où la particule devient si rigide, que le champ magnétique du site d’accélération ne parvient plus à courber suffisamment la trajectoire de ladite particule pour la confiner sur le site. Il en résulte l’échappement de la particule hors du site. On peut tirer de cette considération une condition minimale mettant en jeu l’énergie

²Il existe aussi des scénarios utilisant un champ électrique près des étoiles à neutrons en rotation ou pour les magnetars. Dans ce cas, c’est le champ électrique qui est moteur, et les magnetars accélèrent la particule d’un coup.

maximale et la taille du site d'accélération : on exige que le rayon de Larmor des particules, $r_L = EqBc$ (en régime relativiste), soit inférieur aux dimensions du site, R . On obtient $E_{max} = qBcR \approx (9.310^{20} eV) \times ZB_{\mu G}R_{Mpc}$. Dans le cas d'une accélération par onde de choc (détaillé ci-après), on montre que $E_{max} = qBV_cR$ où V_c est la vitesse (non relativiste) du choc. Dans le cadre de chocs relativistes, un facteur Γ est à rajouter à cette expression, pour passer de l'énergie dans le référentiel du choc à l'énergie vue du laboratoire.

On comprend alors que les sources potentielles de rayons cosmiques sont à priori les plus vastes et/ou là où les champs magnétiques sont les plus élevés. M. Hillas a construit un célèbre diagramme (cf. figure 1.8) qui montre les performances potentielles des différents types de sources pour l'accélération des protons et noyaux en fonction des paramètres du site (dimension et champ magnétique, R et B). On voit que le produit du champ magnétique par la taille du site, BR , doit excéder $\sim 3 \times 10^{17} G.cm$ pour accélérer des protons au-delà de 10^{20} eV. À titre d'exemple, le Tevatron du Fermilab développe un produit $BR = 3 \times 10^9 G.cm$ qui accélère les protons jusqu'à 10^{12} eV.

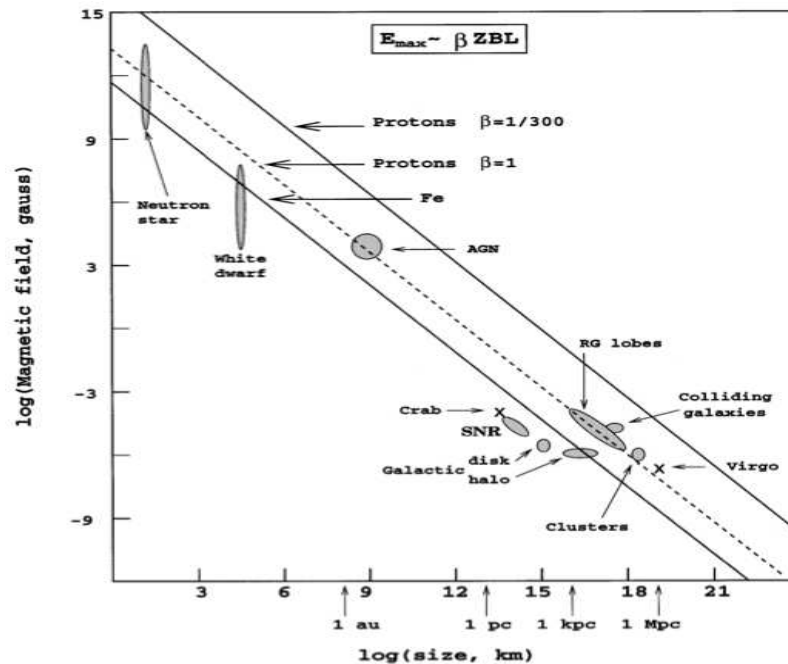


FIG. 1.8 – Diagramme de Hillas modifié d'après [26]. Il représente la taille et le champ magnétique caractéristiques des sites d'accélération possibles. Les objets sous la ligne pointillée ne peuvent pas accélérer les protons à 10^{20} eV.

D'autre part, un proton d'énergie 10^{20} eV qui interagit avec un photon typique du

CMB (Cosmic Microwave Background) de $\epsilon = 2 \times 10^{-3}$ eV produit une énergie dans le CMS (Center of Mass System) de plusieurs centaines de MeV, soit au-delà de la masse du pion (150 MeV). La section efficace de photo-production de pion est par ailleurs suffisamment grande pour que l'interaction ait lieu et fasse perdre beaucoup d'énergie (typiquement $\sim 20\%$) au proton. Quelle que soit son énergie initiale, un proton finira à 90% de chance avec une énergie inférieure à 80 EeV s'il se propage sur une distance supérieure à 110 Mpc. C'est le phénomène d'horizon, qui limite les sources candidates des événements d'énergie > 80 EeV dans le diagramme de Hillas.

Nous allons maintenant donner quelques éléments concernant la dynamique de l'accélération des rayons cosmiques d'après l'idée initiale de Fermi (dite du second ordre) puis d'un mécanisme plus efficace appelé DSA (Diffusive Shock Acceleration) ou Fermi du premier ordre.

Accélération de Fermi du second ordre

Dans la Galaxie, des nuages moléculaires magnétisés se déplacent, en plus de leur mouvement galactique, à des vitesses aléatoires de l'ordre de ~ 15 km/s. Les rayons cosmiques gagnent de l'énergie en moyenne par diffusion sur ces nuages magnétisés. Ils entrent dans le nuage partiellement ionisé, diffusent aléatoirement sur les irrégularités du champ qui lui est lié, puis ressortent du nuage dans une direction aléatoire (figure 1.9).

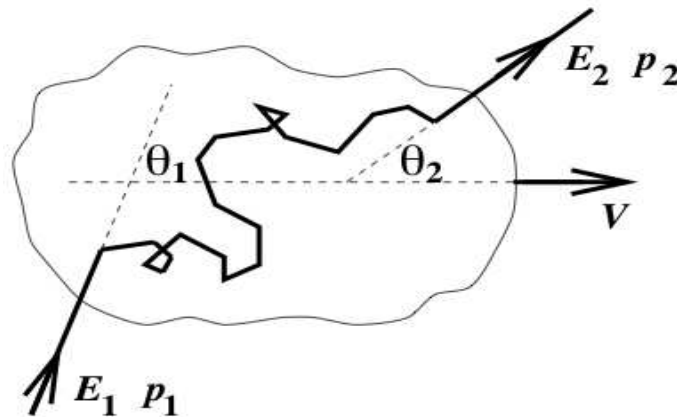


FIG. 1.9 – Interaction d'un rayon cosmique d'énergie E_1 avec un nuage magnétique se déplaçant à une vitesse V .

Dans le référentiel du nuage, il n'y a pas de variation d'énergie pour le rayon cos-

mique puisque la diffusion dans le nuage est non-collisionnelle et que celui-ci est d'une masse infiniment grande devant celle du rayon. La diffusion entre le rayon et le nuage pris comme un tout est donc élastique. La direction de sortie du rayon cosmique est par contre rendue aléatoire.

On considère un rayon cosmique ultra-relativiste qui entre dans le nuage avec une énergie E_1 et une impulsion $p_1 \approx E_1/c$ et en faisant un angle θ_1 avec la direction de déplacement du nuage (selon \mathbf{V} , cf. figure 1.9). Il diffuse dans le nuage puis ressort avec un angle θ_2 , une énergie E_2 et une impulsion $p_2 \approx E_2/c$. La variation en énergie est obtenue en appliquant une transformation de Lorentz depuis le référentiel du laboratoire (quantités non primées) vers le référentiel du nuage (quantités primées) :

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.1)$$

avec $\beta = V/c$ et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

En appliquant une autre transformation de Lorentz vers le référentiel du laboratoire :

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (1.2)$$

La diffusion sur le champ magnétique est non-collisionnelle (le champ ne travaille pas). Ce champ est lié au nuage qui est très massif, donc dans le référentiel du nuage, il n'y a pas de variation de l'énergie du rayon cosmique, donc $E'_2 = E'_1$. La variation relative d'énergie du rayon cosmique dans le référentiel du laboratoire est donc :

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1 \quad (1.3)$$

Nous nous intéressons à la valeur moyenne de cette variation d'énergie. Dans le nuage, les collisions sont aléatoires et nombreuses, donc

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0 \quad (1.4)$$

La valeur moyenne de $\cos \theta_1$ dépend du taux auquel les rayons cosmiques heurtent le nuage pour différents angles. Le taux de collision est proportionnel à la vitesse relative entre le nuage et la particule, donc la probabilité par unité d'angle solide d'avoir une collision à un angle θ_1 est proportionnelle à $(v - V \cos \theta_1)$. Pour une particule ultra-relativiste ($v = c$) :

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto (1 - \beta \cos \theta_1), \quad (1.5)$$

et l'on obtient

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \int \cos \theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 / \int \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 = -\frac{\beta}{3}, \quad (1.6)$$

ce qui donne

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 + \beta^2/3}{1 - \beta^2} - 1 \simeq \frac{4}{3}\beta^2 \quad (1.7)$$

pour $\beta \ll 1$.

On voit que la variation d'énergie est positive en moyenne mais très petite car du second ordre en β . Ceci vient du fait qu'il y a presque autant de collisions opposées (perte d'énergie) que frontales (gain d'énergie). Le taux d'accélération est donné par

$$r_{acc}(E) = \frac{1}{E} \left. \frac{dE}{dt} \right| = \frac{\langle \Delta E \rangle}{E} r_{coll} \simeq \frac{4}{3} \left(\frac{V}{c} \right)^2 r_{coll} \quad (1.8)$$

où r_{coll} est le taux de collision du rayon cosmique avec le nuage.

Pour finir, rappelons que l'accélération de Fermi du second ordre est un exemple d'accélération stochastique. Un autre exemple est celui de multiples interactions résonnantes du rayon cosmique avec les ondes d'Alfvén (voir [27]) où

$$r_{acc}(E) \propto \left(\frac{v_A}{v} \right)^2 r_{coll} \quad (1.9)$$

où v_A est la vitesse d'Alfvén et r_{coll} le taux de collision du rayon cosmique (à la vitesse v) avec les ondes d'Alfvén.

Accélération de Fermi du premier ordre

L'idée originelle et originale de Fermi fut reprise dans les années 70 et 80 en cherchant à rendre le processus d'accélération plus efficace. Le cadre théorique est celui de la magnéto-hydrodynamique relativiste, domaine ardu qui nécessiterait un chapitre entier d'introduction. On trouvera une revue complète du sujet dans [7], [25] et [28]. Nous nous bornerons ici à présenter le cas simplifié d'une particule test (*ie* on néglige l'effet de pression des rayons cosmiques sur le front du choc) dans des chocs non relativistes et à géométrie plane. Mais les concepts suffiront à considérer l'accélération et interaction des particules des rayons cosmiques jusqu'au PeV.

On part de l'exemple classique d'un choc de supernova (SN). Lors d'une SN, plusieurs masses solaires de matière sont éjectées à une vitesse de l'ordre de 104 km/s, bien plus rapide que la vitesse du son dans le milieu interstellaire (ISM) qui est de ~ 10 km/s. Une puissante onde de choc se propage radialement (à la vitesse V_S) et l'ISM et son champ magnétique associé se concentrent au front de l'ejecta de matière

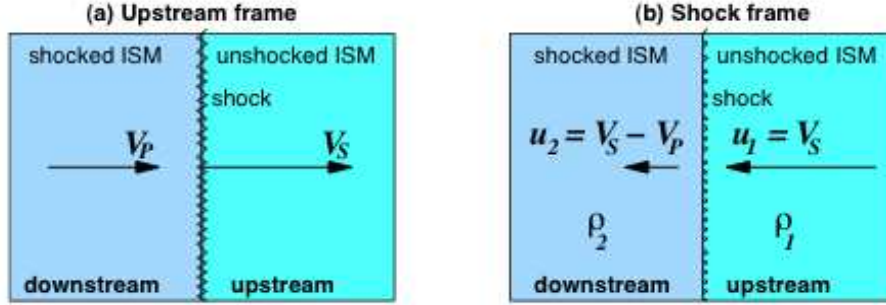


FIG. 1.10 – Un front de choc se déplaçant à la vitesse V_S en avant d'un gaz ayant subi le choc (choqué) et se déplaçant à la vitesse V_P , vu depuis le référentiel du gaz non choqué (a) et du choc (b).

de la SN qui se déplace à une vitesse V_P (voir figure 1.10). Dans le référentiel du choc (figure 1.10), le gaz s'écoule depuis l'ISM non-choqué vers le choc à une vitesse $u_1 = V_S$ et possède une densité notée ρ_1 . Ce même gaz, une fois choqué, s'écoule en s'éloignant du choc à une vitesse $u_2 = (V_S - V_P)$ et une densité ρ_2 . La vitesse du choc V_S dépend à la fois de la vitesse V_P de l'ejecta (qui joue le rôle d'un piston) et du ratio des capacités thermiques, usuellement noté γ . Le ratio de compression pour un choc à nombre de Mach élevé mais non-relativiste est donné par

$$R = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (1.10)$$

avec $V_S = Ru_2$ et $V_P = (u_1 - u_2) = (R - 1)u_2$, ce qui donne

$$V_S/V_P \simeq R/(R - 1) \quad (1.11)$$

Pour des chocs de SN, celle-ci aura ionisé le gaz environnant qui sera donc monoatomique ($\gamma = 5/3$), ce qui donne pour des puissants chocs, $R = 4$.

On cherche à connaître le gain en énergie à chaque traversée du choc. L'idée est d'imaginer les irrégularités magnétiques liées au plasma de chaque côté du choc comme des nuages magnétisés de Fermi (voir section précédente et figure 1.11). Le choc est supposé non relativiste, ce qui nous permet de faire l'approximation que les particules ultra-relativistes accélérées sont isotropes dans les deux référentiels avant et arrière (upstream et downstream). En considérant le taux auquel les rayons cosmiques traversent le choc d'avant en arrière et d'arrière en avant, on trouve $\langle \cos \theta_1 \rangle \sim -2/3$ et

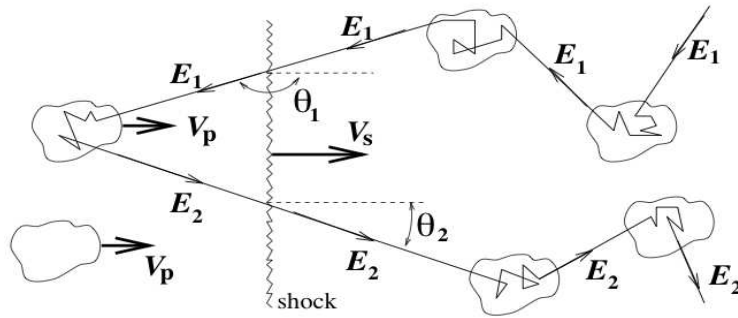


FIG. 1.11 – Interaction d’un cosmique d’énergie E_1 avec un choc se déplaçant à la vitesse V_S .

$\langle \cos \theta'_2 \rangle \sim 2/3$, ce qui d’après 1.3 donne

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3} \beta \simeq \frac{4 V_P}{3 c} \simeq \frac{4 R - 1}{3} \frac{V_S}{R c} \quad (1.12)$$

On remarque immédiatement que le gain en énergie à chaque collision est du premier ordre en $\beta = V_P/c$, et peut donc être bien plus élevé que dans le cadre original de Fermi. Ceci est dû à la convergence du flux, quel que soit le côté du choc où la particule se trouve, si elle est liée au plasma, alors le plasma de l’autre côté du choc s’approche à une vitesse V_P .

On cherche maintenant à connaître le spectre d’énergie. Il nous faut trouver la probabilité pour une particule d’atteindre une énergie donnée, et donc la probabilité qu’elle traverse le choc une fois, deux fois, trois fois etc. Si l’on regarde la diffusion d’une particule dans le référentiel du choc (schématiquement montré sur la figure 1.12), il y a un flux net positif des particules (rayons cosmiques) vers la direction arrière (downstream).

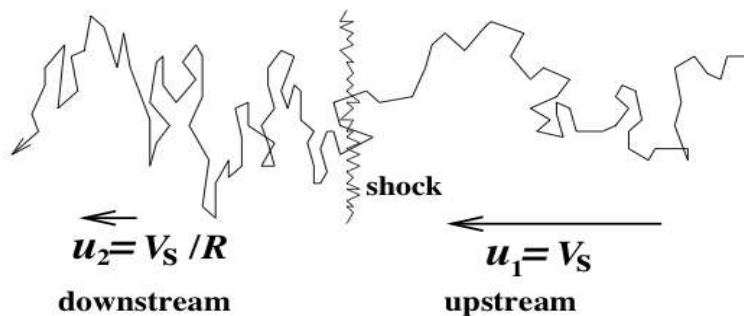


FIG. 1.12 – Diffusion des rayons cosmiques depuis l’avant vers l’arrière du choc dans le référentiel du choc.

Le flux de rayons cosmiques perdus dans le courant arrière du choc est

$$f_{loss} = n_{CR}V_S/R \quad (1.13)$$

car les rayons cosmiques de densité n_{CR} au niveau du choc subissent une advection³ vers l'arrière du choc à une vitesse u_2 (de droite à gauche sur la figure 1.12). On a une fois de plus négligé les transformations relativistes des taux de traversée car $V_S \ll c$.

En avant du choc, les rayons cosmiques ont une vitesse v avec un angle θ par rapport à la normale au choc dans le référentiel du laboratoire. Ils s'approchent du choc avec une vitesse $(V_S + v \cos \theta)$ dans le référentiel du choc. Pour traverser le choc, on doit avoir $\cos \theta > -V_S/v$. En supposant le flux en avant du choc isotrope, le flux de rayons cosmiques traversant d'avant en arrière le choc est donné par

$$f_{cross} = n_{CR} \frac{1}{4\pi} \int_{-V_S/v}^1 (V_S + v \cos \theta) 2\pi d(\cos \theta) \simeq n_{CR}v/4 \quad (1.14)$$

La probabilité de traverser le choc une fois et ensuite de s'échapper en étant perdu en arrière du choc est le ratio des deux flux calculés :

$$\text{Prob.}(\text{escape}) = f_{loss}/f_{cross} \simeq 4V_S/Rv \quad (1.15)$$

La probabilité de retourner sur le choc après l'avoir traversé d'avant en arrière est

$$\text{Prob.}(\text{return}) = 1 - \text{Prob.}(\text{escape}) \quad (1.16)$$

ce qui nous permet de calculer la probabilité de retourner sur le choc m fois et de le traverser au moins m fois :

$$\text{Prob.}(\text{cross} \geq m) = [1 - \text{Prob.}(\text{escape})]^m \quad (1.17)$$

Et l'énergie après m traversées du choc :

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E} \right)^m \quad (1.18)$$

où E_0 est l'énergie initiale du rayon cosmique.

Il ne reste plus qu'à calculer la forme du spectre, en remarquant que son intégrale

³L'advection est le transport d'une quantité scalaire (ici une densité) par un champ vectoriel (ici le champ des vitesses des plasmas).

au-dessus d'une énergie E due à l'accélération est

$$N(> E) \propto [1 - \text{Prob.}(\text{escape})]^m \quad (1.19)$$

où

$$m = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \Delta E/E)} \quad (1.20)$$

Ainsi,

$$\ln N(> E) = A + \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \Delta E/E)} \ln[1 - (\text{Prob.}(\text{escape}))] \quad (1.21)$$

avec A une constante, et donc

$$\ln N(> E) = B - (\Gamma - 1) \ln E \quad (1.22)$$

avec B une constante, et

$$\Gamma = \left(1 - \frac{\ln[1 - \text{Prob.}(\text{escape})]}{\ln(1 + \Delta E/E)} \right) \approx \frac{R + 2}{R - 1} \quad (1.23)$$

où l'on a utilisé $\ln(1 + x) \approx x$ pour $x \ll 1$.

On obtient donc le spectre des rayons cosmiques accélérés :

$$N(> E) \propto E^{-(\Gamma-1)} \quad \text{forme intégrale} \quad (1.24)$$

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\Gamma} \quad \text{forme différentielle} \quad (1.25)$$

C'est un résultat général qui s'applique aux accélérations simplifiées par onde de choc non relativiste. On retrouve pour $R = 4$ (puissant choc) le spectre différentiel en E^{-2} . Bien sûr, ce spectre est plus pentu sur Terre si l'on suppose que l'échappement des rayons cosmiques de la Galaxie est dépendent de l'énergie.

1.4 Et demain ?

Les avancées futures dans le domaine des RCUHEs seront multiples. L'intérêt scientifique d'un observatoire ayant une couverture uniforme sur le ciel est ravivé depuis Auger Sud. En effet, afin de ne pas biaiser l'observation potentielle des sources, il est nécessaire d'acquérir un maximum de données de bonne qualité, étendues à tout le ciel. La construction d'Auger Nord sera donc le moyen d'approcher une statistique capable de détecter des multiplets (plusieurs événements provenant de la même source), mais aussi et surtout d'extraire une carte complète des RCUHEs sur la sphère céleste.

L'observatoire JEM-EUSO, dont le lancement vers l'ISS est prévu en 2015, possèdera autant d'atouts : sa couverture presque uniforme et sa statistique inégalée aux énergies trans-GZK⁴, couplées à une bonne résolution angulaire, feront peut-être de JEM-EUSO le précurseur de l'astronomie des RCUHEs. D'autre part, la connaissance précise du spectre aux énergies extrêmes sera cruciale pour discriminer les sources à sursaut (GRBs...) des sources continues (FSRQ, AGNs...).

D'autres avancées seront parallèlement tout aussi conclusives dans le domaines des champs magnétiques extra-galactiques, à l'aide d'instruments exploitant le signal radio des gerbes de RCUHEs (LOPES), où observant des objets stationnaires comme SKA, LOFAR[29] ou LWA. Les connaissances que l'on pourra acquérir dans ce domaine auront une portée manifestement bien au-delà des RCUHEs. Elles pourraient même nous garantir la quasi-impossibilité (ou l'extrême difficulté) de faire de l'astronomie RCUHEs...

Soulignons aussi les mesures futures des derniers accélérateurs de particules, comme vecteur de contraintes sur les sections efficaces proton-proton notamment. Ceci aura le pouvoir de contraindre à plus haute énergie les modèles hadroniques, et donc diminuer d'autant l'incertitude liée aux extrapolations hasardeuses des sections efficaces.

L'avenir des RCUHEs est prometteur et ne connaîtra pas le repos avant encore quelques décennies. Les multi-messagers et leur observatoires associés seront partie intégrante du domaine. L'observatoire de rayons gamma CTA, par une étude sans précédent des sources les plus puissantes de l'Univers, ou encore IceCube, ANTARES et KM3NeT pour les contreparties neutrino, apporteront des contraintes novatrices dans l'étude des sources, avec des retombées potentielles pour les RCUHEs.

On le voit, un siècle n'a pas suffi, et plusieurs générations de physiciens et ingénieurs se féliciteront un jour, même à titre posthume, d'avoir levé un voile séculaire qui occultait un phénomène universel.

⁴Au-dessus de 40 EeV, là où on s'attend au meilleur pouvoir de traçabilité des sources par les RCUHEs, de par leur rigidité maximale.

Chapitre 2

Les gerbes atmosphériques et leur détection par l'Observatoire Pierre Auger

2.1	Phénoménologie des gerbes atmosphériques	35
2.1.1	Gerbes hadroniques : première interaction et développement longitudinal	35
2.1.2	Développement longitudinal et maximum de développement	39
2.1.3	Développement latéral et composante muonique	40
2.1.4	Le cas des gerbes électromagnétiques	41
2.2	Technique de l'Observatoire Pierre Auger	42
2.2.1	Un observatoire hybride	42
2.2.2	Triggers et sélection des événements physiques	49
2.2.3	Techniques de reconstruction des gerbes	55
2.3	Principaux résultats de l'Observatoire Pierre Auger	59
2.3.1	Le spectre aux plus hautes énergies et la coupure GZK	59
2.3.2	Les limites sur les flux des multi-messagers	62
2.3.3	La mesure de l'anisotropie au-delà de la coupure GZK	69

Résumé : Nous traiterons ici de la phénoménologie des gerbes atmosphériques et des techniques de détections associées. On développera ces dernières pour l'Observatoire Pierre Auger en mettant en avant ses qualités de premier détecteur hybride de très grande taille. Nous terminerons par les principaux résultats de la collaboration Auger en mettant en avant leurs liens avec les travaux de cette thèse et ce qu'elle apporte de nouveau et d'original.

2.1 Phénoménologie des gerbes atmosphériques

Au-delà de $10^{14} - 10^{15}$ eV, la détection directe des rayons cosmiques est techniquement irréalisable, car les flux deviennent trop faibles. On utilise alors le fait que les rayons cosmiques qui viennent heurter la Terre interagissent avec les noyaux de son atmosphère pour créer une *gerbe atmosphérique*. On appelle particule primaire le rayon cosmique qui vient heurter la Terre. La gerbe se développe alors par interactions parallèles et successives, donnant de nombreuses particules dites secondaires. Selon la nature de la particule primaire, on distingue les gerbes hadroniques initiées par un nucléon ou un noyau, et les gerbes électromagnétiques, initiées par un photon. Aux très hautes énergies étudiées par l'observatoire Auger, les flux sont très faibles (moins de 1 particule.km⁻².siècle⁻¹), mais heureusement les gerbes arrivent au niveau du sol (~ 1400 m d'altitude pour Auger) à peu près au maximum de leur développement. Elles sont donc larges : plusieurs km de rayon pour les ultra-énergétiques de plus de 10 EeV, ce qui permet d'utiliser des détecteurs épars, sans avoir à couvrir toute la surface.

2.1.1 Gerbes hadroniques : première interaction et développement longitudinal

Les noyaux interagissent par interaction forte avec les noyaux (azote, oxygène) de l'atmosphère. Lors de ces interactions, il y a production de pions (π^\pm, π^0) et kaons (K^\pm, K^0). Typiquement la première interaction a lieu entre 20 et 40 km d'altitude. Lors de celle-ci, certains des nucléons des noyaux cibles peuvent être éjectés. Avec le fragment restant du noyau primaire et les mésons, ils forment la composante hadronique de la gerbe qui va engendrer et alimenter les autres composantes (électromagnétique et muonique-neutrinos).

- les pions neutres π^0 se désintègrent en deux photons qui alimentent la composante électromagnétique de la gerbe. Les photons peuvent ensuite donner des paires électron-positron, ces derniers pouvant redonner des photons par perte radiative (Bremsstrahlung).
- les pions chargés perdent tout d'abord une partie de leur énergie par émission radiative (Bremsstrahlung, production de paire, interaction photo-nucléaire) et interaction forte avec le milieu. Il se désintègre ensuite en un muon μ et un neutrino ν_μ . Le neutrino se propage en ligne droite jusqu'au sol sans interagir. S'il est suffisamment énergétique, le muon atteindra le sol grâce à la dilatation relativiste de sa durée de vie. Sinon, il se désintègre en un électron, un neutrino muonique ν_μ et un neutrino électronique ν_e . On voit donc que les pions chargés alimentent les trois composantes de la gerbe, hadronique, électromagnétique et muonique-

neutrinos.

- les kaons K^\pm , K^0 possèdent de nombreux canaux de désintégration qui contribuent aux trois composantes de la gerbe (directement ou indirectement). On peut voir le développement d'une gerbe caractéristique sur la figure 2.1).

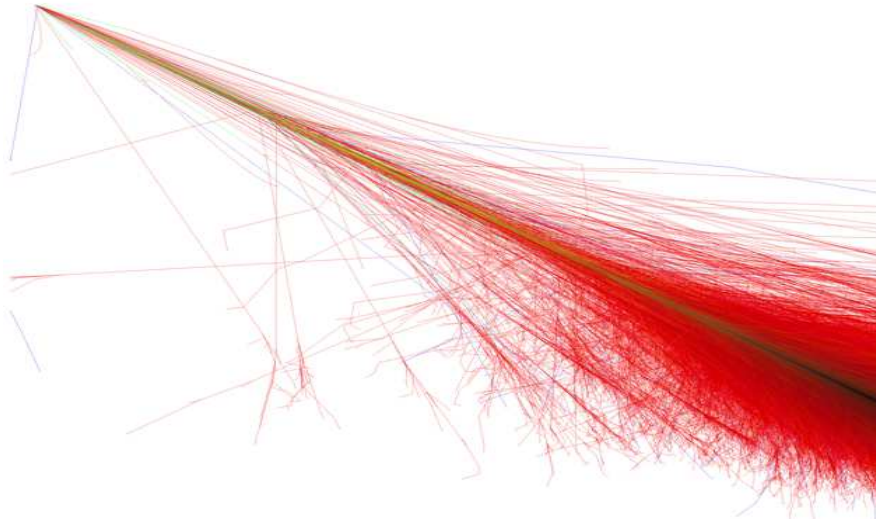


FIG. 2.1 – Illustration du développement d'une gerbe atmosphérique de proton de 10^{15} eV inclinée à 60° simulée par CORSIKA. En rouge, les particules électromagnétiques (électrons, positrons, photons) ; en vert, les muons ; en bleu, les hadrons. La propagation a lieu de gauche à droite au fur et à mesure que la gerbe traverse de l'atmosphère (auteur J. Knapp, Leeds University.)

Quelques chiffres

Au niveau du sol, une gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV va ainsi produire[30] au niveau de la mer (soit une épaisseur d'atmosphère traversée de 1033 g.cm^{-2}) environ 3×10^{10} particules de plus de 200 keV, dont 99% sont des photons et des électrons/positrons dans un rapport 6/1. Leur énergie est essentiellement répartie entre 1 et 10 MeV, et transporte $\sim 85\%$ de l'énergie totale. Le pourcentage restant est majoritairement composé de muons d'énergie moyenne 1 GeV et représentant 10% de l'énergie totale, et de quelques pions de quelques GeV (4% de l'énergie totale), et enfin de neutrinos et baryons. Notons qu'à 1 km du coeur de la gerbe atmosphérique, les densités au sol de photons/électrons/muons sont respectivement de 30/2/1 par m^2 . Ces derniers, bien

que peu nombreux, emportent $\sim 10\%$ de l'énergie totale de la gerbe à cause de leur masse importante.

Simulation des gerbes atmosphériques

La simulation des gerbes atmosphériques est un élément crucial des observatoires au sol, notamment pour la calibration du signal échantillonné au sol. Il existe de nombreux codes de simulation et, bien que certains se soient imposés, ils suivent tous le même protocole. Le coeur du programme suit la particule primaire (qui devient éventuellement un fragment dans le cas d'un noyau) ainsi que le développement des particules secondaires en fonction de l'altitude (l'atmosphère est « découpée » en tranches). Lorsque le nombre de particules secondaires devient rédhibitoire en temps de calcul, on opère à un *thinning* qui consiste à ne plus suivre toutes les particules individuellement, mais par paquets, auxquels est associé un poids. Trois modèles d'interaction entrent en jeu : un modèle hadronique aux basses énergies (*ie* moins de quelques dizaines de GeV), un modèle hadronique à haute énergie et un modèle d'interaction électromagnétique. L'incertitude sur le développement des gerbes réside surtout dans les modèles hadroniques à haute énergie qui diffèrent selon les programmes et reposent sur l'extrapolation de données expérimentales qui font défaut au-delà de 10^{13} eV.

Depuis déjà quelques années, **CORSIKA** est le programme de simulation le plus usité, notamment dans les collaborations HESS et Auger.

À basse énergie, **GHEISHA** et **FLUKA** sont les modèles hadroniques les plus utilisés. On trouvera dans [31] une étude détaillée des différences dans le développement des gerbes avec ces deux modèles. Retenons que **FLUKA** est aujourd'hui favorisé.

À haute énergie, les interactions n'ont jamais été étudiées expérimentalement. On trouve essentiellement **SIBYLL** et **QGSJET-I et II**. Ce dernier est basé sur la théorie de Gribov-Regge et est le plus utilisé dans la communauté. On peut voir sur la figure 2.2¹ les sections efficaces totales d'interaction photon-proton et proton-air en fonction de l'impulsion de la particule. Les extrapolations sont différentes pour les deux modèles, en particulier à haute énergie. Ainsi, les gerbes simulées par **SIBYLL** subissent leur première interaction plus haut dans l'atmosphère (*ie* avant) que celles simulées par **QGSJET-I**, ce qui influence fortement le développement de la gerbe tout entier, et donc le signal obtenu au sol.

Enfin, le *Large Hadron Collider* s'apprête à mesurer les sections efficaces d'interaction proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV grâce à deux faisceaux de protons de 7 TeV. Ceci correspond à une interaction sur cible fixe de

¹Cette figure est tirée de [32] qui compare les modèles aux énergies d'Auger.

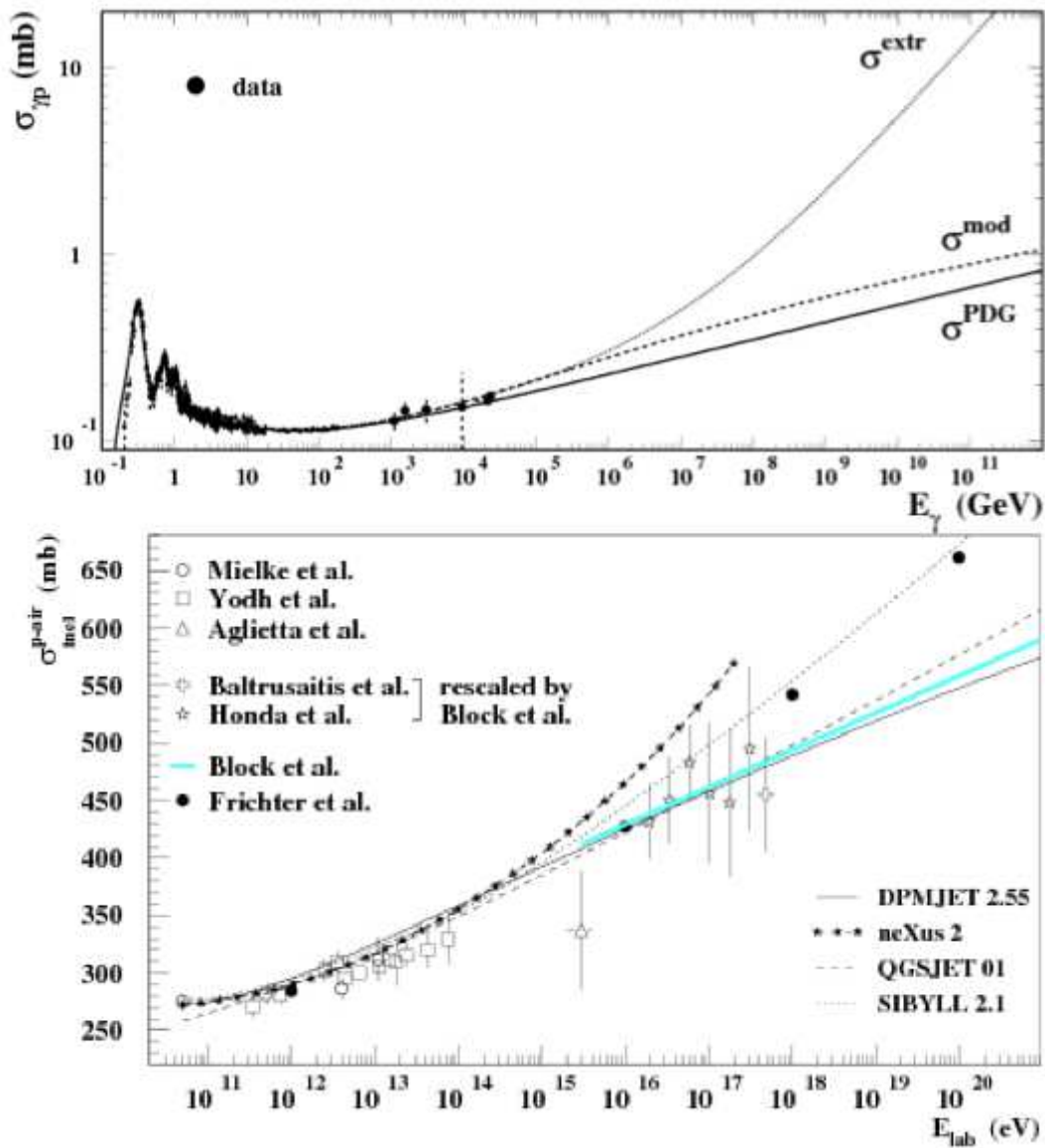


FIG. 2.2 – Sections efficaces extrapolées photon-proton et proton-air en fonction de l'impulsion de la particule incidente. Haut : extrapolations de la section efficace totale des interactions photon-proton obtenues sur les données à basses énergies (\bullet). Trois paramétrisations sont tracées. Elles conduisent à des sections efficaces sensiblement différentes aux plus hautes énergies. Bas : extrapolations de la section efficace inélastique proton-air obtenues sur les données à basse énergie. Extrait de [32].

$\sim 4 \times 10^{17}$ eV. Nul doute que cela contraindra fortement les modèles hadroniques (y compris les extrapolations) dans un futur proche, ce qui pourrait bouleverser notre

compréhension des gerbes atmosphériques.

2.1.2 Développement longitudinal et maximum de développement

Nous allons expliciter un peu plus le développement longitudinal des gerbes hadroniques. Imaginons un primaire hadronique (noyau de A nucléons) qui entre dans la haute atmosphère. Le développement débute lors de la première interaction, généralement à plus de 18 km d'altitude. Un noyau d'énergie E , en première approximation, peut être considéré comme la superposition de A nucléons d'énergie E/A . La première interaction produit des pions chargés ($2/3$) et neutres ($1/3$) ultra-énergétiques qui vont se désintégrer et produire d'autres pions toujours dans les mêmes proportions. Comme les pions neutres alimentent la cascade électromagnétique (EM), à chaque génération de pions, un tiers de l'énergie part dans la partie EM. Ainsi, lors du maximum de développement de la gerbe, 90% de l'énergie du primaire se retrouve dans la partie EM de la gerbe. La cascade hadronique s'arrête lorsque les pions chargés sont devenus suffisamment peu énergétiques pour que leur longueur d'interaction deviennent plus grande que leur longueur de désintégration. Cette dernière a donc lieu et des muons (d'énergie ~ 10 GeV) sont produits, cessant d'alimenter la cascade EM. C'est à ce stade qu'a lieu le maximum de développement de la gerbe, à une profondeur notée X_{max} . Au-delà, la composante EM est progressivement absorbée par l'atmosphère, et peut en être fortement atténuée au niveau du sol dans le cas de gerbes inclinées, ayant traversé beaucoup d'atmosphère. Au sol, les gerbes se composent d'une majorité (nous l'avons vu) de photons et électrons de quelques MeV et muons (1%) de quelques GeV, ainsi qu'une petite fraction de pions et nucléons tout près de l'axe de la gerbe[33].

Le maximum de développement longitudinal, X_{max} , est un paramètre caractéristique du développement et généralement le plus important. Il désigne l'épaisseur d'atmosphère traversée, ou grammage, en $g.cm^{-2}$ avant d'atteindre le maximum de développement de la cascade EM. Puisque le nombre de pions engendrés et le nombre d'interactions avant d'atteindre la désintégration des pions dépendent de l'énergie initiale du primaire E_{prim} , on a une dépendance de X_{max} avec celle-ci :

$$X_{max} \simeq X_i + 55 \times \log(E_{prim}) \quad (2.1)$$

où X_i dépend de la nature du primaire.

À partir de cette formule, en supposant toujours un noyau de masse A comme une superposition de nucléons, on voit que X_{max} , pour une énergie donnée, va être plus

faible pour des noyaux², et en tout cas dépendra de la masse du primaire. On a en approximation

$$X_{max}(p) - X_{max}(Fe) \simeq 100 \text{ g.cm}^{-2} \quad (2.2)$$

On entrevoit immédiatement le pouvoir discriminant de X_{max} quant à la nature du RCUHE primaire. On reviendra sur ce point, notamment dans le chapitre 4 de la présente thèse, consacré aux photons.

Il est possible d'ajuster le développement longitudinal de la cascade EM, et plus particulièrement le nombre de particules chargées e^+e^- , grâce au X_{max} et à T. Gaisser et A. Hillas qui ont proposé³ en 1977 la fonction éponyme

$$N_e(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{70}} \exp \left(\frac{X_{max} - X}{70} \right) \quad (2.3)$$

où X_0 est la profondeur atmosphérique de première interaction.

Terminons par quelques chiffres. Le maximum de développement intervient pour une gerbe verticale de 10^{20} eV à 800 g.cm^{-2} pour un proton et 700 g.cm^{-2} pour un Fer, ce qui est toujours au-dessus du sol (le grammage au niveau du détecteur à Malargüe est de 875 g.cm^{-2} pour une gerbe verticale).

2.1.3 Développement latéral et composante muonique

Dans le but de reconstruire l'énergie du RCUHE incident, il est crucial d'estimer la densité de signal (au sol) en fonction de la distance au cœur. La densité de particules chargées au niveau du sol, appelée LDF pour *Lateral Distribution Function* est définie empiriquement et varie donc d'une expérience à l'autre. Pour Auger, elle découle de la fonction NKG (Nishimura, Kamata et Greisen[34]) qui est une solution aux équations de diffusion des particules. Elle décrit la LDF des électrons d'une gerbe EM :

$$\rho_e(r, r_M, s) = \frac{C(s)}{r_M^2} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \quad (2.4)$$

où r_M est le rayon de Molière qui confine 90% de l'énergie résiduelle du primaire et caractérise les diffusions de Coulomb et l'énergie critique des électrons[35], s est l'âge de la gerbe qui croît avec la profondeur atmosphérique traversée :

$$s = \frac{3t}{t + 2.t_{max}} \quad (2.5)$$

²Puisqu'une gerbe initiée par un noyau de masse A correspond à A gerbes d'énergie plus petites E/A .

³Il y avait déjà des données de détecteurs de fluorescence capables de mesurer le X_{max} directement.

et $C(s)$ est un facteur de normalisation. Se référer à [35] pour de plus amples détails.

Composante muonique

La composante muonique est aussi une caractéristique importante des gerbes et permet de discriminer non seulement la nature du primaire, mais aussi sa masse. Nous l'avons vu ci-dessus, à chaque étape de la production de pions, $2/3$ de l'énergie lors de l'interaction est utilisée pour produire des pions chargés qui finissent par se désintégrer en muons. Si à chaque étape, n pions sont produits, on a après p étapes d'interaction $((\frac{2}{3}n)^p)$ pions chargés. Si E_c est l'énergie critique à partir de laquelle les pions chargés se désintègrent essentiellement, alors le nombre d'étapes k avant que les pions n'atteignent E_c est donné par $k = \frac{\ln(E_{prim}/E_c)}{\ln(n)}$. Les pions se désintègrent alors et le nombre de muons produit est :

$$N_\mu = \left(\frac{2}{3}n\right)^{\frac{\ln(E_{prim}/E_c)}{\ln(n)}} \quad (2.6)$$

Dans le cas d'un noyau selon l'approximation faite plus précédemment, on a

$$N_\mu = A^{0.18} \left(\frac{E_{prim}}{E_c}\right)^{0.82} \quad (2.7)$$

ce qui donne 80% de muons en plus pour un noyau de fer. L'approximation des noyaux comme superposition de nucléons tend à surestimer cette différence mais l'idée est correcte : dans le cas de modèles hadroniques plus réalistes, on attend 30% de muons en plus avec les Fer. Soulignons enfin que de gerbes à gerbes, les fluctuations sont trop grandes pour une identification individuelle, mais la séparation entre les différents primaires peut se faire statistiquement (sur un grand nombre de gerbes des différentes populations) grâce au nombre de muons.

Enfin, nous verrons dans les sections suivantes consacrées à la reconstruction, comment il est fait usage des fonctions LDF et N_e dans les techniques de reconstruction.

2.1.4 Le cas des gerbes électromagnétiques

Nous allons présenter très succinctement le cas des gerbes électromagnétiques (EM) car leur étude sera approfondie au chapitre 4.1.1. Le cas générique est celui d'une gerbe initiée par un photon, bien qu'une gerbe initiée par un électron soit presque identique⁴.

La première étape est une création de paire par interaction avec le champ des noyaux ou électrons de l'atmosphère. Les électrons vont principalement rayonner des photons

⁴Mais on n'attend pas d'électrons primaires dans les RCUHEs, sauf cas marginal d'un électron produit à proximité de la Terre par création de paire)

par Bremsstrahlung qui vont aussi créer des paires, et ainsi de suite, jusqu'à former une immense gerbe. Le nombre moyen $\bar{N}_e(X)$ d'électrons croît avec la profondeur traversée X jusqu'à ce que l'énergie des photons produits soit trop faible (< 1.022 MeV) pour créer des paires. Des modèles développés par Rossi et Greisen[36] ont montré que le nombre de particules au moment du maximum de développement est proportionnel à l'énergie du primaire. Quelques hadrons peuvent être produits lors d'une cascade EM par absorption de photons de plus de 5 MeV par les noyaux ambiants qui éjectent des nucléons, ou production de muons ou mésons par certains canaux. Nous ne détaillerons pas plus les gerbes EM dans cette partie.

2.2 Technique de l'Observatoire Pierre Auger

2.2.1 Un observatoire hybride

L'observatoire Pierre Auger est un détecteur hybride composé d'un réseau de surface (Surface Detector ou SD) et d'un détecteur de fluorescence (Fluorescence Detector ou FD, composé de 4 sites de 6 télescopes détectant la lumière UV émise lors du passage des gerbes). Le SD s'étale sur 3000 km^2 afin d'accumuler via le SD une bonne statistique au-delà de 3 EeV. Il est installé près de Malargüe en Argentine, dans la *Pampa Amarilla*, à quelques 1400 m d'altitude. Le site est peu pollué par la lumière (des villes) et les aérosols (diffusion limitée) et à une altitude relativement constante, l'ensoleillement est suffisant pour alimenter les stations et la rareté des nuages garantit un bon cycle utile pour le FD, le centre galactique est visible dans cet hémisphère, la latitude permet une bonne couverture du ciel, et il est situé dans une zone géopolitiquement stable et peu peuplée; ce qui en fit un endroit de choix pour de nombreuses raisons techniques et scientifiques. Sa conception a démarré en 1995 et son installation (le réseau prototype ou Engineering Array, EA) en 2000, première prise de données en janvier 2004, et toutes les stations ont été finalement déposées fin 2008. Le SD est composé d'un peu plus de 1660 stations réparties sur un maillage triangulaire de 1500 m de côté, optimisé pour garantir une efficacité de détection de 100% vers 3-4 EeV.

HEAT est une amélioration du FD qui permet d'étendre le champ de vue de 30° supplémentaires (en hauteur), afin de mieux reconstruire les maximum de développement des gerbes.

le SD : stations Tcherenkov et calibration en énergie

Les stations (ou cuves, voir la figure 2.5), fabriquées en résine de polyéthylène, sont de forme cylindrique (10 m^2 de surface sur 1.5 m de hauteur) et renferment un sac

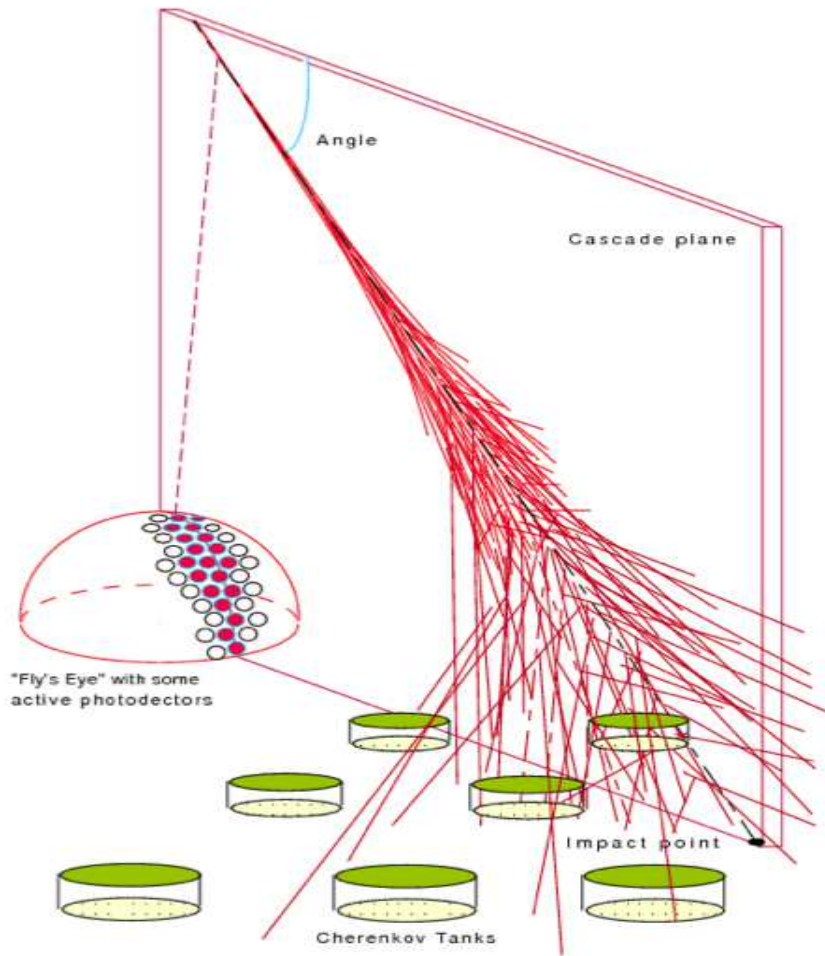


FIG. 2.3 – Représentation schématique d'un détecteur hybride de gerbes atmosphériques. Une gerbe atmosphérique est vue simultanément par un télescope de fluorescence et un réseau de stations Tcherenkov. On peut voir les pixels de la caméra du télescope en rouge qui sont touchés par les photons de fluorescence.

imperméable rempli d'eau purifiée. Le sac est recouvert d'un matériau, le Tyvek, qui va efficacement réfléchir la lumière Tcherenkov produite par les particules secondaires chargées de la gerbe atmosphérique⁵. Trois PMTs (PhotoMultiplier Tube), couplés optiquement aux trois fenêtres transparentes du sac, collectent la lumière Tcherenkov. Les signaux de sortie des PMTs sont traités par l'électronique rassemblée dans un boîtier qui

⁵Une particule chargée qui traverse un milieu d'indice de réfraction n avec une vitesse v supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu c/n émet un rayonnement électromagnétique dit Tcherenkov. Le seuil en énergie est de 750 keV pour les e^\pm et de 160 MeV pour les μ^\pm . Les cuves Tcherenkov sont aussi sensibles au γ . En traversant l'eau, ils interagissent par création de paires e^+e^- ou effet Compton sur les électrons du milieu. Ces derniers peuvent à leur tour émettre un rayonnement Tcherenkov.



FIG. 2.4 – Photographie d’une station Tcherenkov. Toutes ont été baptisées.

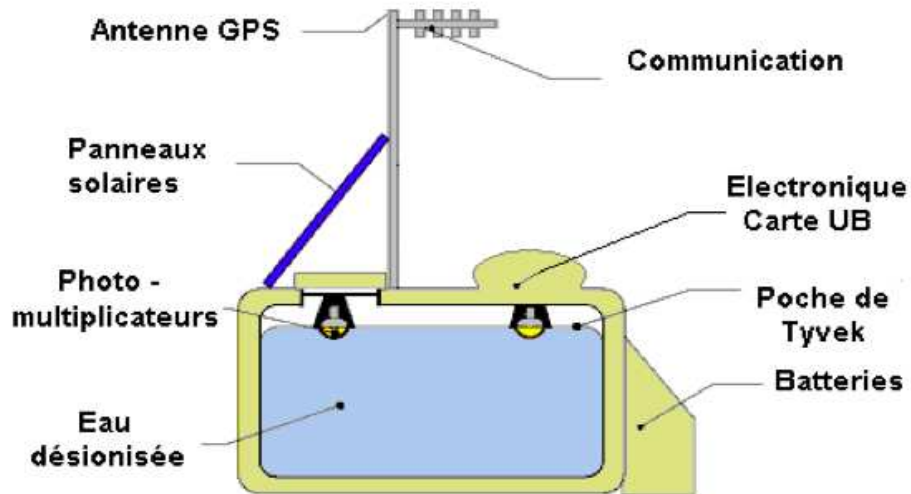


FIG. 2.5 – Schéma d’une station Tcherenkov. Seuls 2 PMTs sont représentés sur 3.

se trouve au dessus de la cuve. Ils sont alors échantillonnés sur 10 bits à une fréquence de 40 MHz par des FADC (*Flash Analog to Digital Converter*). La charge totale d’une trace de FADC est alors obtenue en intégrant les échantillons de 25 ns des signaux. Dans le but d’élargir la gamme dynamique, les signaux sont lus au niveau de l’anode mais aussi au niveau de la dernière dynode. Les signaux de l’anode, moins amplifiés (le signal sortant de la dernière dynode est amplifié par 32 par rapport à l’anode) sont utilisées lorsque l’intensité de la lumière Tcherenkov sature les signaux à la dernière dynode. Un tel cas de figure peut notamment se produire lorsque la cuve est proche du

cœur de la gerbe atmosphérique.

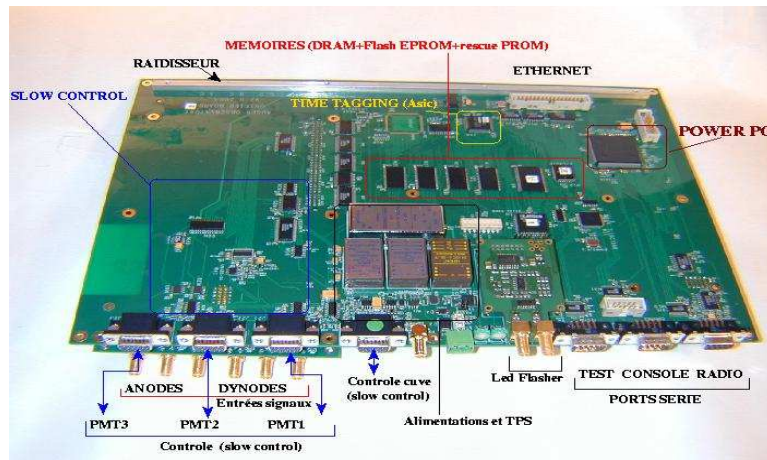


FIG. 2.6 – Carte unifiée (cerveau des stations) comprenant l'électronique principale.

D'autres dispositifs viennent compléter l'équipement d'une station de manière à la rendre totalement autonome. L'alimentation électrique se fait par l'intermédiaire de deux batteries de 12 V rechargées tous les jours par un panneau solaire orienté vers le nord. Les données enregistrées et les ordres sont transmises/reçus vers/depuis le CDAS⁶ par radio, par l'intermédiaire de relais micro-onde qui se trouvent sur les sites des stations de fluorescence. Un système GPS permet de synchroniser en temps l'acquisition et la transmission des données. Plusieurs sondes sont installées sur chaque station dans le but de veiller au bon fonctionnement de cette dernière. Toute l'électronique de la station est placée dans un boîtier métallique au-dessus du PMT 1 protégé par un couvercle en aluminium. Elle est constituée d'une carte unifiée qui reçoit les informations du CDAS et de la carte "Front End" des PMTs. Le CPU de la carte unifiée est un Power PC et l'OS, OS9000, qui sert à traiter les T2 (voir section 2.2.2), l'acquisition et stockage temporaire des données, les communications (avec l'unité "SU", voir 2.6) etc. L'interface entre les batteries et l'électronique est assurée par le *Tank Power Control Board*.

La calibration signal/énergie des stations est effectuée chaque minute et est fondée sur la charge moyenne Q_{VEM} collectée par un photomultiplicateur issue de la lumière Tcherenkov des muons atmosphériques verticaux. Comme une station ne peut discriminer un muon vertical d'un autre, on a recourt au phénomène suivant : la distribution des Q_{VEM} et la distribution de la hauteur des pulses présentent toutes deux un pic

⁶Le *Central Data Acquisition System* (CDAS) désigne un ensemble d'algorithmes et applications UNIX permettant d'opérer les détecteurs SD et FD à distance avec un minimum d'intervention humaine. Par métonymie, le CDAS désigne aussi le bâtiment qui l'abrite, sorte de quartier général du site d'Auger en Argentine.

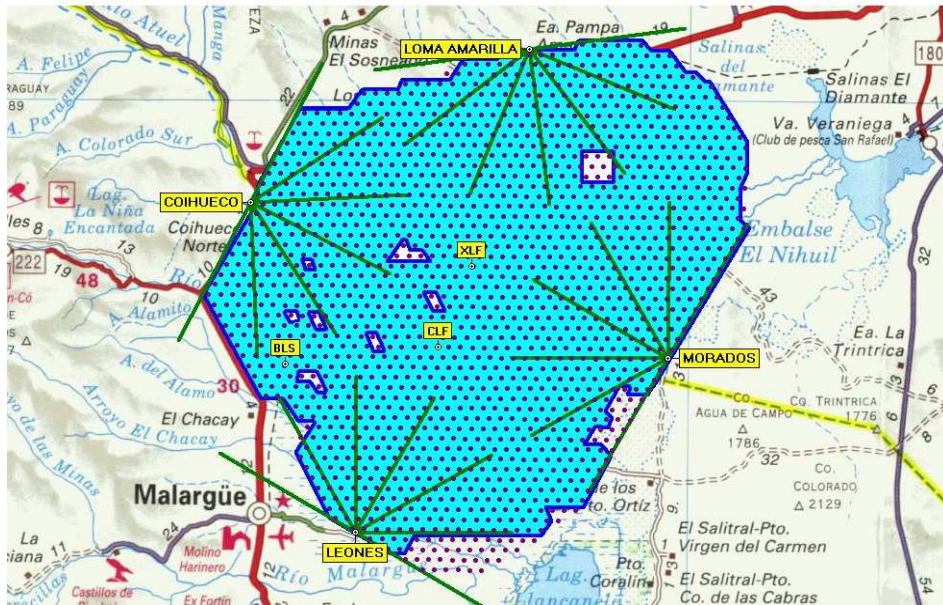


FIG. 2.7 – Statut au mois d’avril 2009 du réseau de surface d’Auger (SD). 1660 cuves ont été déployées, 1604 sont en activité.

(Q_{VEM}^{peak} , ou VEM, et I_{VEM}^{peak} , qui est l’unité électronique des stations), qui sont proportionnels à la charge et à la hauteur des pulses laissés par un muon vertical. La relation entre le VEM et les muons du tout venant a été obtenue par des études indépendantes auprès de cuves munies de scintillateurs plastiques. On retrouvera des détails dans [37]. Sur la figure 2.8, on voit les distributions des charges déposées par les muons verticaux (en gris) et de toutes les directions (vus par les 3 PMTs). Le premier pic correspond aux particules EM moins énergétiques. Le second pic (celui du Q_{VEM}^{peak}) correspond aux muons atmosphériques (plus énergétiques) et le décalage avec le pic⁷ des muons verticaux est connu. Grâce à cette mesure, on en déduit la conversion signal-VEM toutes les minutes.

le FD : mesures directes de l’énergie

Le FD est constitué de 4 sites comprenant chacun 6 baies couvrant au total 180 degrés en azimut. Chaque baie abrite un télescope *Schmidt* à miroir sphérique (3.5 m de diamètre) avec une caméra au foyer (focale à 1.7 m) de 440 pixels (20 x 22 photomultiplicateurs) hexagonaux qui voient chacun 1.5 x 1.5 degrés carrés du ciel. En outre, ils sont disposés derrière un diaphragme équipé d’un filtre UV ($\lambda = 290 - 410$ nm) pour

⁷Ce pic est mesuré expérimentalement avec des scintillateurs plastiques.

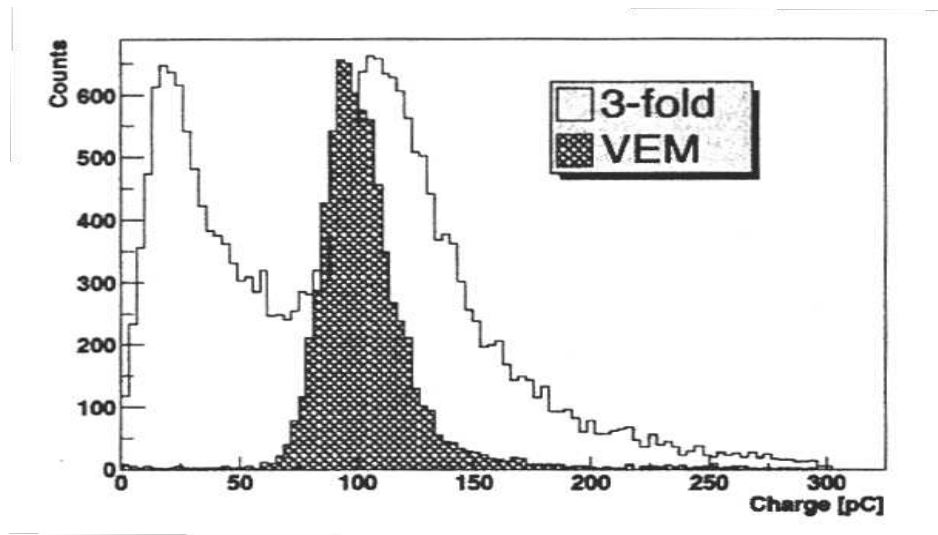


FIG. 2.8 – Spectre en charge des muons mesuré en coïncidence entre les trois PMTs, la surface grisée permet de comparer avec la distribution des muons verticaux (VEM). Celle-ci a été obtenue grâce à des scintillateurs plastiques.

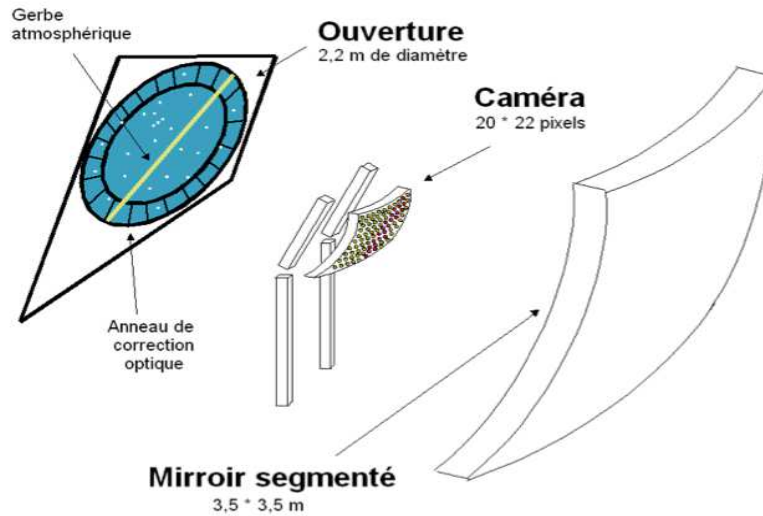


FIG. 2.9 – Schéma d'un télescope de fluorescence (cf. texte).

améliorer le rapport signal sur bruit (le contraste) et d'une lentille correctrice. On a représenté sur la figure 2.9 une vue schématique d'un des télescopes.

La relation signal-énergie avec le CIC

La véritable force de l'Observatoire réside dans sa nature hybride. On utilise donc le FD pour extraire une relation entre le signal $S(1000)$ issu du SD et l'énergie reconstruite indépendamment par le FD E_{FD} .

Cette corrélation entre le signal au sol et l'énergie mesurée fournit une courbe de calibration, et résulte en une grosse statistique accumulée par le SD avec une mesure en énergie fiable. On n'utilise pour construire cette courbe que des événements de qualité, notamment avec le X_{max} dans le champ de vue d'un télescope du FD. L'incertitude sur E_{FD} doit être inférieure à 20%. Par ailleurs, pour une même énergie, la valeur de $S(1000)$ décroît avec l'angle zénithal à cause de l'atténuation atmosphérique de la gerbe et d'effets géométriques. On extrait la forme de la courbe d'atténuation avec un échantillon de données considérées isotropes (moins de 55 EeV!).

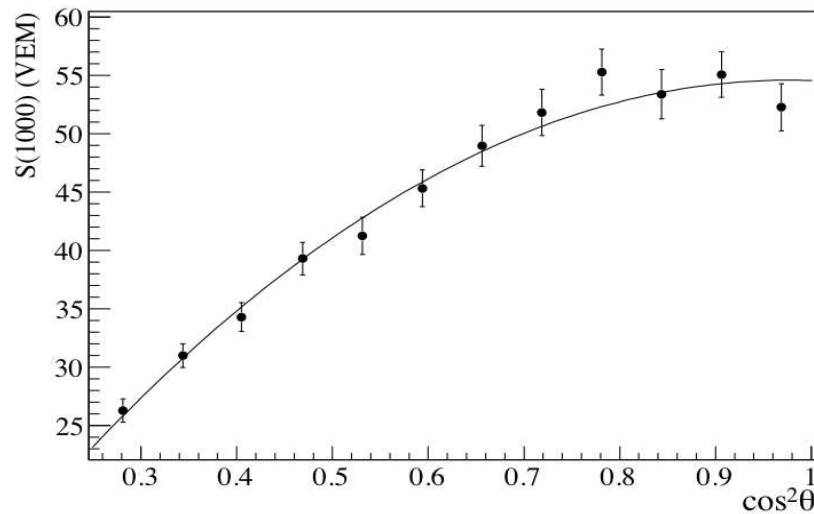


FIG. 2.10 – Courbe d'atténuation, $CIC(\theta)$, ajustée par une fonction quadratique.

Sur la figure 2.10, la courbe d'atténuation est tracée pour une coupure sur l'intensité précise qui correspond à $S_{38^\circ} = 47$ VEM⁸. On peut ajuster cette courbe, dite CIC (Constant Intensity Curve, qui a donné son nom à la procédure, CIC, pour Constant Intensity Cut, voir note de bas de page), par $CIC(\theta) = 1 + ax + bx^2$ avec $x = \cos^2\theta - \cos^2 38^\circ$ avec $a = 0.90 \pm 0.05$ et $b = -1.26 \pm 0.21$. L'angle moyen est $\langle\theta\rangle \simeq 38^\circ$, angle de référence pour convertir $S(1000)$ en S_{38° avec $S_{38^\circ} = S(1000)/CIC(\theta)$. C'est à peu près le signal qu'aurait produit la gerbe si elle était arrivée avec un angle zénithal de

⁸Ce qui veut dire qu'on a sélectionné des événements de même énergie (reconstruite par le FD) dans différents bins zénithaux du ciel, et qui donnaient un $S(1000)$ de 47 VEM lorsqu'ils avaient un angle zénithal de 38° ($S_{38^\circ}(1000)$, ou S_{38°).

38° . L'incertitude relative sur S_{38° dans la plage d'énergies considérées est de $\sim 14\%$. Pour E_{FD} , l'incertitude systématique est d'environ 22% au total (voir [38, 39] et [40]). La relation entre S_{38° et E_{FD} pour les 795 événements hybrides sélectionnés est bien ajustée par une loi de puissance

$$E = a S_{38}^b \quad (2.8)$$

comme le montre la figure 2.11, avec

$$a = 1.51 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst}) \times 10^{17} \text{eV}$$

et

$$b = 1.07 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst})$$

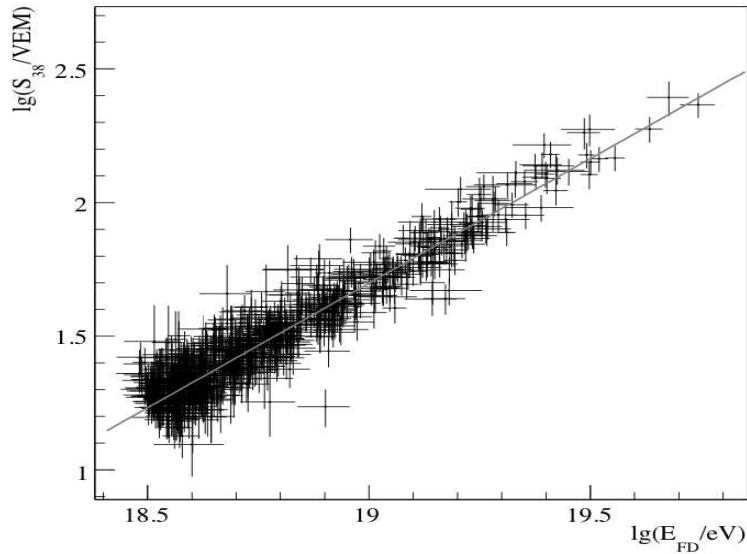


FIG. 2.11 – Correlation entre $\log S_{38}$ et $\log E_{FD}$ pour les 795 événements hybrides utilisés pour l'ajustement. La ligne représente le meilleur ajustement obtenu.

On utilise cette courbe pour convertir le signal à 1000 m reconstruit par le SD en énergie absolue avec une incertitude de 22% et une dépendance très faible aux simulations et modèles hadroniques.

2.2.2 Triggers et sélection des événements physiques

L'observatoire Auger est un détecteur hybride. Le SD fournit la majeure partie des événements mesurés (détecteur quantitatif) alors que le FD fournit les événements hybrides, la calibration en énergie, ainsi que la mesure de la profondeur du maximum

de développement des gerbes (détecteur qualitatif). Il est donc très important de bien connaître le déclenchement du SD pour des événements physiques, mais aussi son acceptance (que nous allons définir ici) à chaque instant. La principale limitation au taux d'événements enregistrables vient du système de communication radio entre les stations et le centre d'acquisition des données à Malargüe (CDAS). Il doit couvrir en permanence plus de 1600 stations réparties sur 3000 km² et parfois séparées de leur antenne-relai de 40 km avec une consommation par station limitée à 10 W ! Le taux moyen le plus élevé acceptable par station est inférieur à 1 par heure (en ce qui concerne la transmission de tout le signal des photomultiplicateurs), alors que le comptage des muons atmosphériques est de 3 kHz ! Le système de triggers de l'observatoire Auger doit donc réduire le taux de comptage individuel des stations sans toutefois rater des événements physiques. La stratégie mise en place (dès la conception du détecteur) est hiérarchique. Elle part de la station pour aller vers le CDAS (les triggers locaux), puis, en cas d'événements physiques (triggers globaux, pour sélectionner les événements), « revient » du CDAS vers les stations.

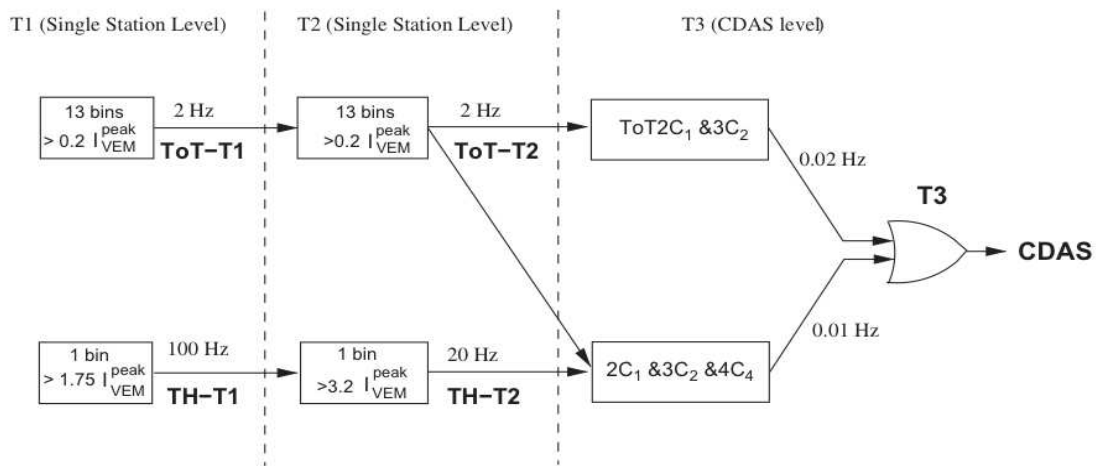


FIG. 2.12 – Vue schématique de la hiérarchie du système de déclenchements (ou *triggers*) du détecteur de surface d'Auger (tiré de [41]).

Au niveau local d'une station, deux niveaux de triggers existent, T1 et T2. Le CDAS reçoit en permanence la carte des stations T2 sur le réseau. Si une coïncidence spatiale et temporelle a lieu entre plusieurs stations T2, un trigger T3 est déclenché depuis le CDAS, il est non local. La figure 2.12 schématise cette hiérarchie.

Il existe deux types de T1. Le premier (TH-T1) requière une coïncidence temporelle (<25 ns) entre les trois PMTs d'un pulse supérieur à $1.75 I_{VEM}^{peak}$. Il est idoine pour

sélectionner les gerbes dominées en muons au niveau du sol (gerbes inclinées notamment). L'autre type est le ToT-T1, qui requièrent 13 bins (de 25 ns) avec plus de $0.2 I_{VEM}^{peak}$ en coïncidence dans 2 PMTs sur 3, le tout dans une fenêtre temporelle inférieure à $3 \mu s$. La dilution temporelle du signal provient d'effets géométriques et de la diffusion des particules électromagnétiques de la gerbe, qui est notamment plus marquée à basse énergie. Le ToT-T1 est très efficace pour ne pas sélectionner les muons du fond, car ceux-ci ont en moyenne un signal étendu sur seulement 6 bins (150 ns). TH-T1 est d'environ 100 Hz et ToT-T1 de moins de 2 Hz.

Le second niveau de trigger est le T2. Il est destiné à réduire le taux de comptage moyen de chaque station à environ 20 Hz. Les ToT-T1 sont automatiquement promus T2 (ToT-T2). Les TH-T1 doivent en plus passer le seuil de $3.2 I_{VEM}^{peak}$ en coïncidence pour les trois PMTs afin d'être promus T2.

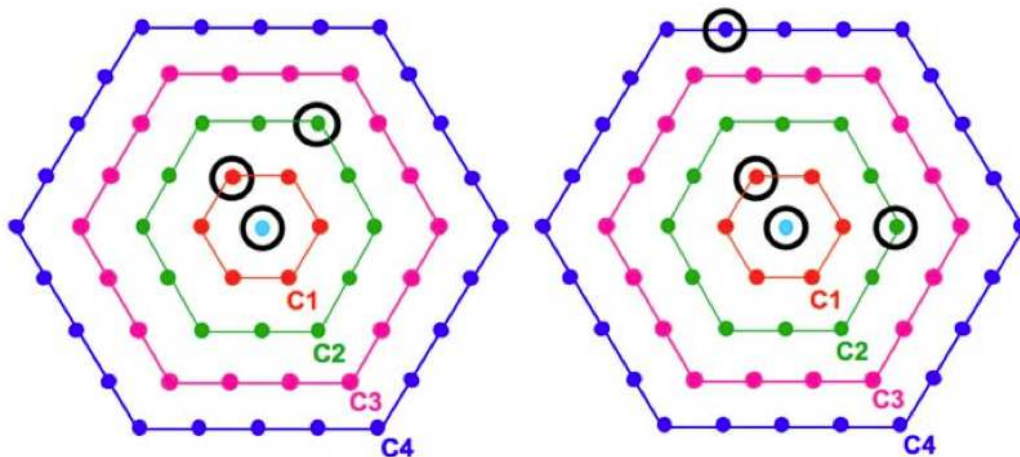


FIG. 2.13 – Exemples de configurations T3, correspondant à un événement possiblement physique. Le ToT2C₁&3C₂ à gauche et le 2C₁&3C₂&4C₄ à droite (cf. texte). C1, C2, C3, C4 désignent les premier, second, troisième et quatrième ensemble de voisins, à des distances de 1.5, 3, 4.5, 6 km respectivement.

Les stations envoient leur T2 au CDAS en permanence. Si une configuration spatiale et temporelle des T2 est mesurée, un T3 est déclenché, et les stations concernées (ainsi que les stations T1 mais non-T2 distantes temporellement de moins de $30 \mu s$) envoient leur signal (traces FADC) au CDAS. De même que pour le T2, il existe deux types de T3 (voir figure 2.13) :

- le ToT2C₁&3C₂, qui nécessite au moins 3 stations ToT-T2 dans une configuration compacte où une station déclenchée est accompagnée par l'un de ses plus proches voisins aussi déclenché, ainsi que l'un de ses seconds plus proches voisins. De plus,

ils doivent être en coïncidence temporelle. Puisque le ToT-T2 est assez peu sensible au fond, ce T3 sélectionne majoritairement (90%) des événements physiques. Le taux est d'environ 1600 événements (physiques ou non) par jour, chaque station contribue donc à détecter 3 événements par jour avec ce T3.

- le $2C_1&3C_2&4C_4$, plus permissif. Autour d'une station T2, un des plus proches voisins doit aussi être T2, ainsi que l'un des seconds plus proches voisins (deuxième couronne). La quatrième station doit être au moins dans la quatrième couronne de voisins. Comme pour le premier type de T3, il doit y avoir coïncidence temporelle. En revanche, ce T3 sélectionne plutôt les gerbes horizontales (dispersées spatialement mais pas temporellement car dominées par les muons) mais est peu efficace : sur 1200 événements par jour, seuls 10% sont physiques.

Il est important de connaître la probabilité individuelle qu'a chaque station de se déclencher (de « trigger »). Elle permet de calculer l'acceptance du détecteur, cruciale pour la détermination des flux physiques de rayons cosmiques. Mais cette probabilité est aussi utilisée lors de la reconstruction des gerbes, pour laquelle sont incluses toutes les stations non triggées jusqu'à 10 km. L'efficacité de déclenchement T1 en fonction du signal est évaluée grâce à la grande statistique accumulée par le SD ($>10^6$). Pour chaque gerbe détectée et reconstruite, en les binnant⁹ en $\cos(\theta)$ et S_{1000} , on évalue cette probabilité pour chaque station déclenchée par le ratio $N_T(S)/N_{ON}(S)$ où $N_T(S)$ est le nombre total de stations déclenchées et N_{ON} , le nombre total de stations actives. S est le signal attendu dans le détecteur, obtenu grâce au fit de la LDF (voir 2.1.3). La figure 2.14 montre que cette probabilité dépasse 95% au-delà de 10 VEM, et que cette méthode d'estimation est confirmée par une mesure expérimentale (dite des Triplets, voir [41]).

Sélection des événements physiques

Passé le cap T3, une gerbe réelle doit encore faire ses preuves avant d'être élue. Elle doit passer un trigger physique, noté T4. Pour rejoindre le menu conventicule des événements physiques de bonne qualité, elle devra encore passer le trigger fiduciaire, appelé T5. Enfin, le cercle très fermé des gerbes d'élite comprend les T5 hybrides, voire T5 hybrides-stéréo/et plus.

Le T4-3ToT requière une configuration compacte de 3 stations T2-ToT voisines réparties sur un triangle équilatéral, et dont la répartition temporelle du signal correspond à un front de gerbe se déplaçant à la vitesse de la lumière. Le T4-4C₁, plutôt pour les gerbes horizontales, nécessite 4 stations T2 dans la première couronne (station centrale incluse). En rajoutant enfin une réjection des stations qui contribuent accidentellement au signal

⁹En les échantillonnant.

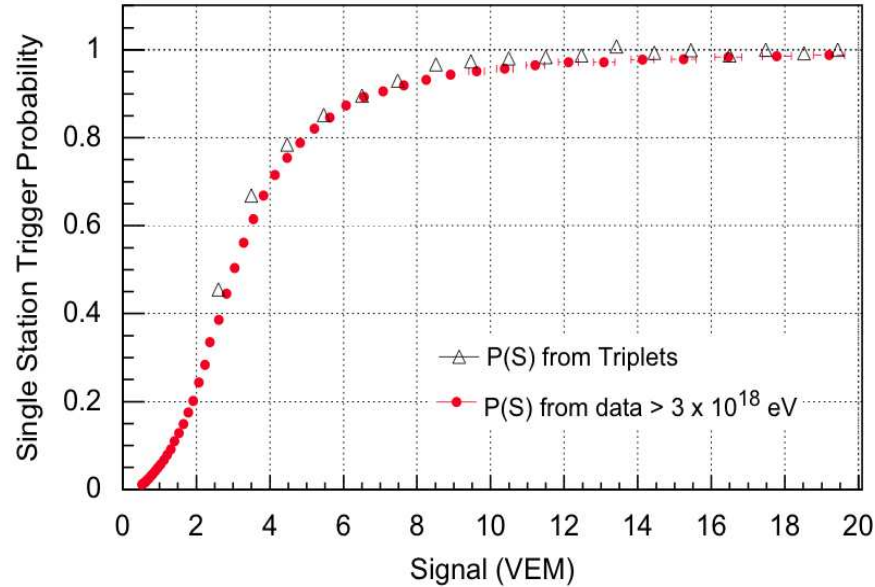


FIG. 2.14 – Probabilité de déclenchement $\mathcal{P}(S)$ pour une station individuelle en fonction du signal dans la station, obtenue avec les données expérimentales des triplets (triangles) et avec les données des gerbes d'énergie supérieure à 3×10^{18} eV.

d'un événement, on arrive à un taux de reconstruction pour les événements supérieur à 99.9%.

Le trigger T5 est fiduciel, il assure des événements physiques bien reconstruits, notamment la position du cœur de la gerbe. Il est donc essentiellement destiné à rejeter les événements en bord de réseau, mais aussi les cas où certaines stations sont inactives. Il requiert que la station la plus chaude (avec le signal le plus fort) soit entourée de six stations toutes actives. Ce trigger diminue néanmoins la surface effective du réseau SD d'environ 10%, mais assure une incertitude sur le S_{1000} inférieure à 3%.

Éléments de calcul de l'exposition

Le calcul précis de l'exposition du détecteur est important pour toute étude d'anisotropie, afin par exemple, de ne pas introduire artificiellement d'excès dans une région du ciel. Cette exposition dépend à la fois de l'énergie, de la composition, du temps et de la zone du ciel visée, compliquant l'analyse pour les énergies en-dessous de la saturation de l'acceptance. On désigne l'exposition d'une région du ciel $\epsilon_E(\alpha, \delta)$ en $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ par l'intégrale sur le temps de la surface effective de détection perpendiculaire à une

direction donnée (α, δ) sur la sphère céleste :

$$\epsilon_E(\alpha, \delta) = \int_t \cos(\theta) S_{eff}[E, \theta(\alpha, \delta, t), \phi(\alpha, \delta, t)] dt \quad (2.9)$$

La connaissance de la surface effective de détection du SD est donc nécessaire. Elle permet par ailleurs de normaliser le spectre d'énergie des rayons cosmiques. Elle désigne l'intégrale de la surface pondérée par la probabilité de détection :

$$S_{eff}(E, \theta, \phi) = \int \int dx dy \mathcal{P}_{E, \theta, \phi}(x, y) \quad (2.10)$$

où $\mathcal{P}_{E, \theta, \phi}(x, y)$ est la probabilité de détecter un événement d'énergie E dans la direction (θ, ϕ) en un point au sol (x, y) du réseau. La surface effective permet de définir l'acceptance instantanée $a(E)$ en $\text{m}^2 \cdot \text{sr}$:

$$a(E) = \int_0^{\theta_{max}} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi S_{eff}(E, \theta, \phi) \quad (2.11)$$

où θ_{max} est l'angle zénithal maximal auquel s'effectue la reconstruction des événements. Le facteur $\cos \theta$ est un facteur d'angle solide dû au fait que le SD est un détecteur plan. On voit bien que le terme S_{eff} , et donc la quantité $\mathcal{P}_{E, \theta, \phi}(x, y)$ sont les inconnues à déterminer. Nous allons donner quelques éléments relatifs à leur calcul (cf. [41]).

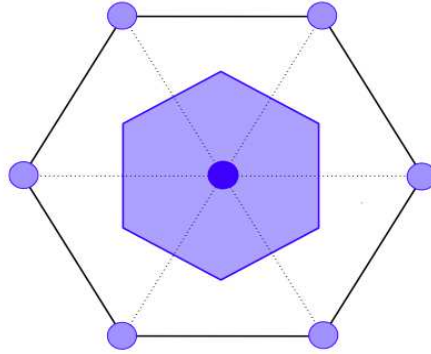


FIG. 2.15 – Schéma d'un hexagone de détecteurs. La cellule hexagonale élémentaire, a_{cell} , est la zone bleutée autour de la station centrale.

Nous avons introduit en 2.1.3 le concept de LTP, donnant la probabilité de déclenchement (T2) d'une station en fonction de sa distance à l'axe de la gerbe. L'unité géométrique du SD est la cellule hexagonale, notée a_{cell} (figure 2.15). On utilise la probabilité de déclenchement individuelle des stations, issue des LTP, pour calculer la probabilité d'obtenir un T4, $\mathcal{P}_{T4}(x_c, y_c)$, en fonction de la position de la gerbe sur le réseau. Grâce

à celle-là, on peut calculer la surface effective de détection d'une cellule hexagonale élémentaire :

$$S_{eff} = \int_{cellule} \mathcal{P}_{T4}(x_c, y_c) H_{T5}(x_c, y_c) dS \quad (2.12)$$

que l'on injecte dans 2.11. En connaissant le nombre de cellules hexagonales (monitored chaque seconde), on peut connaître l'acceptance instantanée du SD. En intégrant cette valeur (fonction du temps) sur une période donnée, on a l'acceptance totale du SD. À titre d'exemple, en janvier 2008, l'acceptance totale du SD (voir 2.16) dépassait les 12000 km².sr.yr pour les événements d'angle zénithal inférieur à 60 degrés, et une énergie au-delà de la saturation¹⁰.

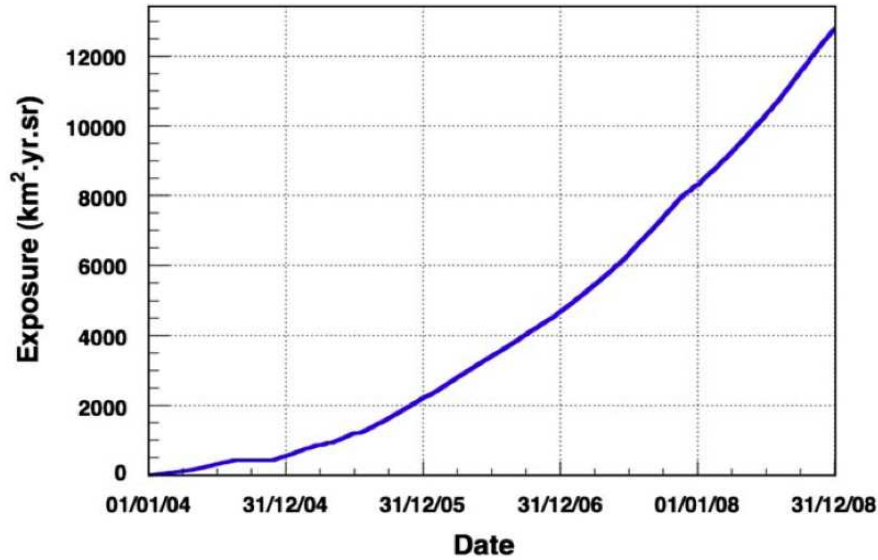


FIG. 2.16 – Évolution de l'exposition intégrée, entre le 1^{er} janvier 2004 et le 31 décembre 2008.

2.2.3 Techniques de reconstruction des gerbes

Une fois le trigger physique T3 passé, l'événement doit être reconstruit. Nous allons présenter succinctement les techniques de reconstruction utilisées par le SD et le FD d'Auger. Deux reconstructions ont lieu : la direction d'arrivée du RCUHE et son énergie.

¹⁰Au-delà de cette énergie, la probabilité de détection \mathcal{P} est ~ 1 et l'acceptance purement géométrique.

Reconstruction avec le SD

On utilise le fait que le temps où arrive le signal dans chaque station composant l'événement correspond au temps d'arrivée du front de gerbe à cet endroit. Dans le cas d'un front de gerbe plan, on peut calculer par de simples considérations géométriques le temps $t_{0,i}^{th}$ auquel le signal de la station i doit débiter :

$$t_{0,i}^{th} = T_0 - (u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c))/c \quad (2.13)$$

où (x_i, y_i) et (x_c, y_c) représentent respectivement les coordonnées de la station et du cœur de gerbe au sol, $u = \sin \theta \cos \phi$ et $v = \sin \theta \sin \phi$. Les angles θ et ϕ sont les angles zénithaux et azimutaux de la gerbe et T_0 est le temps de l'impact du cœur de la gerbe au sol. On détermine ces trois quantités en minimisant le χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(t_{0,i} - t_{0,i}^{th})^2}{\sigma_i^2} \quad (2.14)$$

où $t_{0,i}$ est le temps mesuré du début du signal avec une incertitude σ_i qui dépend de la distance au cœur de la gerbe et de son énergie. Comme l'approximation plane n'est pas tout à fait exacte, on rajoute un terme de courbure pour éviter de biaiser la reconstruction, et l'expression 2.13 devient

$$t_{0,i}^{th} = T_0 - (u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c) - \frac{r_i^2}{2R})/c \quad (2.15)$$

avec R le rayon de courbure du front de gerbe et r_i la distance entre la station et l'axe de la gerbe. Dans cette reconstruction, R est un nouveau paramètre libre à déterminer.

On reconstruit également l'énergie du primaire. Pour cela on utilise un estimateur, qui présente (d'après les simulations) le moins de fluctuations de gerbe à gerbe et le moins de variations entre les différents modèles hadroniques : le signal à 1000 m, noté $S(1000)$. On a vu en 2.1.3 que la LDF était une fonction de plusieurs paramètres et dépendait du détecteur. Dans la collaboration Auger, la LDF qui semble donner la meilleure reconstruction du $S(1000)$ est donnée par [42] :

$$S(r) = S(1000) \left(\frac{r}{1000} \right)^{\beta + \gamma \log(r/1000)} \quad (2.16)$$

ce qui équivaut à une loi de puissance courbée aux grandes distances d'indices β et γ dépendant de l'âge de la gerbe et de l'énergie du primaire. Il ne reste plus qu'à trouver

les paramètres de la LDF en minimisant le χ^2

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\text{LDF}[S(1000), r_i] - S_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.17)$$

L'incertitude est $\sigma_i \sim 1/\sqrt{S_i}$ et l'énergie du primaire trouvée (d'après les simulations) avec

$$E = k[S(1000)]^\alpha \quad (2.18)$$

où α est un paramètre proche de l'unité et k dépend notamment de l'angle zénithal. En pratique, on utilise le CIC pour remonter à l'énergie du primaire (cf. section 2.2.1), donc de manière quasi-indépendante des simulations¹¹.

Reconstruction avec le FD

Les événements vus par le FD sont également reconstruits. L'idée est d'utiliser la lumière UV produite par la gerbe, détectable à plusieurs dizaines de km dans de bonnes conditions. Les PMTs du FD voient chacun une portion du ciel et le plan de détection de la gerbe est reconstruit avec une précision meilleure qu'un degré, grâce à l'ajustement de la direction donnée par les pixels touchés de la caméra. Mais reconstruire un plan qui contient l'axe de la gerbe ne suffit pas, il faut reconstruire la direction de l'axe lui-même. On utilise les temps des signaux de chaque pixel de la caméra. Si on note le temps d'arrivée t_i sur le pixel i , on a

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\theta_i}{2}\right) = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \phi - \chi_i}{2}\right) \quad (2.19)$$

où R_p est le paramètre d'impact (plus courte distance, et donc orthogonale, entre la caméra et l'axe de la gerbe), ϕ est l'angle que forme l'axe avec le sol. T_0 est le temps de l'impact au sol de la gerbe atmosphérique. On obtient ces paramètres en minimisant le χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \phi - \chi_i}{2}\right) - t_i}{\sigma_i} \right]^2 \quad (2.20)$$

où χ_i est l'angle d'élévation du pixel i . L'incertitude σ_i sur la mesure du temps t_i dépend du nombre de photons reçus par le pixel i . Soulignons que des gerbes vues par deux télescopes du FD sont bien mieux reconstruites, et qu'une surveillance permanente de l'atmosphère est cruciale pour connaître la conversion entre lumière détectée et lumière

¹¹La seule incertitude qui est estimée avec des simulations dans Auger est l'énergie invisible[20] de la gerbe, voir la section suivante sur la reconstruction avec le FD.

émise par l'azote excité.

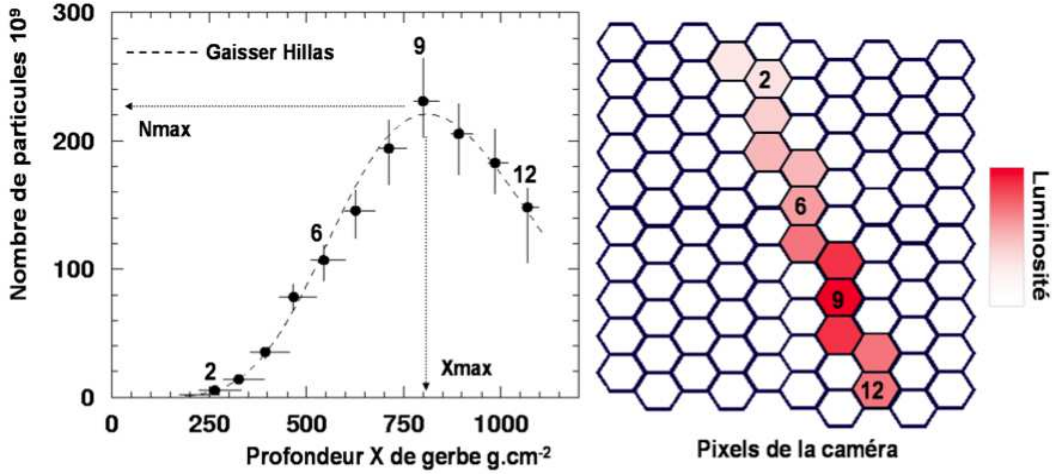


FIG. 2.17 – Ajustement du nombre de particules chargées mesuré par le télescope de fluorescence avec la fonction de Gaisser-Hillas (cf. texte). À droite, on peut voir les pixels de la caméra illuminés. À partir de la luminosité enregistrée dans chaque PMT de chaque pixel, il est possible d'estimer le nombre de particules chargées en fonction de la profondeur X de la gerbe, $N_e(X)$. À gauche, on visualise l'ajustement de $N_e(X)$ par une Gaisser-Hillas.

L'énergie est reconstruite en ajustant le profil longitudinal (avec la fonction de Gaisser-Hillas, voir précédemment 2.1.2). On peut visualiser un exemple d'un tel ajustement sur la figure 2.17. L'énergie totale de la composante EM de la gerbe est donnée par :

$$E_e = \frac{\epsilon_0}{X_0} \int N_e(X) dX \quad (2.21)$$

où $\frac{\epsilon_0}{X_0}$ est le rapport entre l'énergie critique d'un électron (81 MeV) et la longueur de radiation dans l'air (37 g.cm⁻²).

L'indépendance du FD envers les simulations MC n'est pas totale : on estime la fraction "invisible" de la gerbe emportée par les neutrinos et muons avec des MC. Cette fraction est de $\sim 10\%$ mais dépend des modèles hadroniques utilisés pour le développement des gerbes, et est donc source d'incertitude. Mais cela reste limité et le FD dépend finalement peu des simulations.

On trouvera quelques détails supplémentaires dans [20], [35] et plus récemment [43].

2.3 Principaux résultats de l'Observatoire Pierre Auger

2.3.1 Le spectre aux plus hautes énergies et la coupure GZK

Le flux des rayons cosmiques au-dessus de 10^{18} eV a été mesuré par Auger avec une précision inégalée. Nous allons rapidement présenter dans cette partie les techniques de mesure qui ont permis ce résultat, les incertitudes associées et leur évolution avec l'énergie. On trouvera plus de détails dans [44].

Le spectre d'énergie peut être ajusté par une loi de puissance cassée d'indice 3.3 en-dessous de la cheville ($E_{cheville} = 10^{18.6}$ eV). Au-dessus, le spectre est plus dur avec un indice de -2.6 et se termine par une coupure à partir de $10^{19.6}$ eV.

Grâce à son cycle d'activité approchant les 100%, le détecteur de surface d'Auger est sensible aux propriétés et à la forme précise du spectre aux plus hautes énergies. On a vu que la calibration en énergie du SD se faisait grâce aux événements hybrides, détectés en même temps par le FD. Il est possible d'étendre la mesure du spectre aux énergies en-dessous de la cheville avec les événements hybrides, zone où une mesure précise de la transition (de pente dans le spectre) est cruciale pour comprendre le phénomène sous-jacent.

En effet, cette transition est un point important de la phénoménologie du rayonnement cosmique, et des informations ou des contraintes importantes devraient être apportées par la mesure précise de l'évolution (en fonction de l'énergie) de la pente du spectre, de la composition et des anisotropies à grande échelle angulaire dans cette gamme d'énergie.

Dans cette thèse, mais aussi dans [45] et [46], on trouvera des modèles phénoménologiques avec différentes prédictions et explications de la forme du spectre. En particulier, au cours des travaux de la présente thèse, des modèles astrophysiquement raisonnables à composition mixte sont proposés (chapitre 3). Pour traduire la statistique des événements obtenus en spectre, il est nécessaire de connaître l'exposition d'Auger. Cette dernière est déterminée avec une incertitude de 3%. L'énergie de chaque gerbe reconstruite est calibrée grâce à la calibration croisée avec les événements hybrides. L'incertitude sur cette calibration est fonction de l'énergie, 7% à 10^{19} eV jusqu'à 15% au-delà de 10^{20} eV. La résolution en énergie du SD d'environ 20%, certains événements de même énergie peuvent migrer d'un bin à l'autre et fausser la forme du spectre. Pour corriger cet effet, on estime la migration de bin à bin à l'aide de simulations MC et l'on applique la matrice de correction aux vraies données [44]. Cette correction dépend de l'énergie et ne dépasse jamais les 20% sur toute la gamme d'énergie d'Auger. L'incertitude systématique totale sur la normalisation du spectre SD est de 5.8%. On montre le

spectre SD obtenu en Juin 2009 sur la figure 2.18.

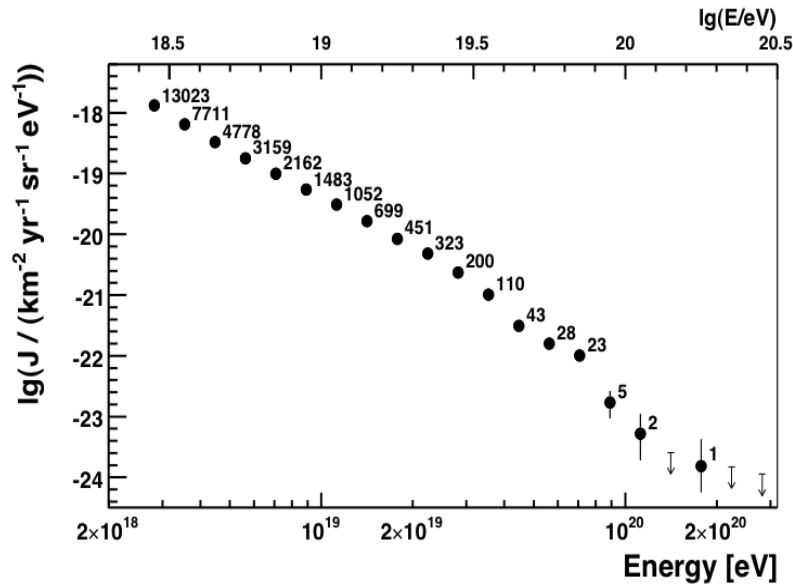


FIG. 2.18 – Spectre d'énergie mesuré par le détecteur de surface d'Auger et en utilisant la calibration en énergie obtenue avec le détecteur de fluorescence. Seules les incertitudes statistiques sont montrées.

La mesure indépendante du spectre est aussi possible avec le détecteur de fluorescence. Son exposition est calculée à l'aide de simulations Monte-Carlo, et de sélection des périodes de prises de données. Par exemple, seules les nuits sans Lune pour lesquelles la quantité atmosphérique d'aérosols a été mesurée [39]. Seules les gerbes à une distance suffisamment proches du FD pour saturer son efficacité de détection sont considérées. La figure 2.19 montre le bon accord entre simulations MC et données dans la détermination de cette distance. D'autres sélections supplémentaires sont appliquées pour garantir une résolution en énergie meilleure que 6% sur toute la plage en énergie d'Auger. L'incertitude systématique totale sur la normalisation du spectre hybride est de 10% à 1 EeV et de 6% au-delà de 10 EeV. Le spectre FD est montré sur la figure 2.20.

Le spectre d'énergie qui couvre la totalité de la plage en énergie $10^{18} - 10^{21}$ eV est construit en combinant les deux mesures discutées ci-dessus. Le spectre obtenu est appelé spectre combiné. La procédure de combinaison utilise la méthode du maximum de vraisemblance, qui prend en compte les incertitudes statistiques et systématiques des deux spectres. La méthode donne des paramètres d'échelle à appliquer aux spectres individuels. Elle donne $k_{SD} = 1.01$ et $k_{FD} = 0.99$, ce qui montre le très bon accord entre les deux spectres indépendants. L'incertitude systématique sur la normalisation

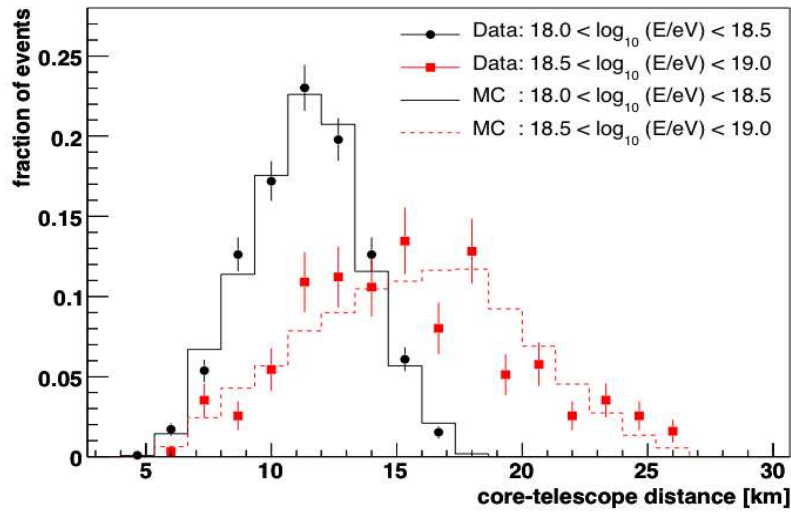


FIG. 2.19 – Comparaison entre les données hybrides et des simulations MC utilisées pour la détermination de l'exposition du FD. On montre la fraction des événements (sur un total suffisamment grand de gerbes vues par le SD) vus par le FD en fonction de leur distance aux télescopes. Noter l'excellent accord avec les simulations.

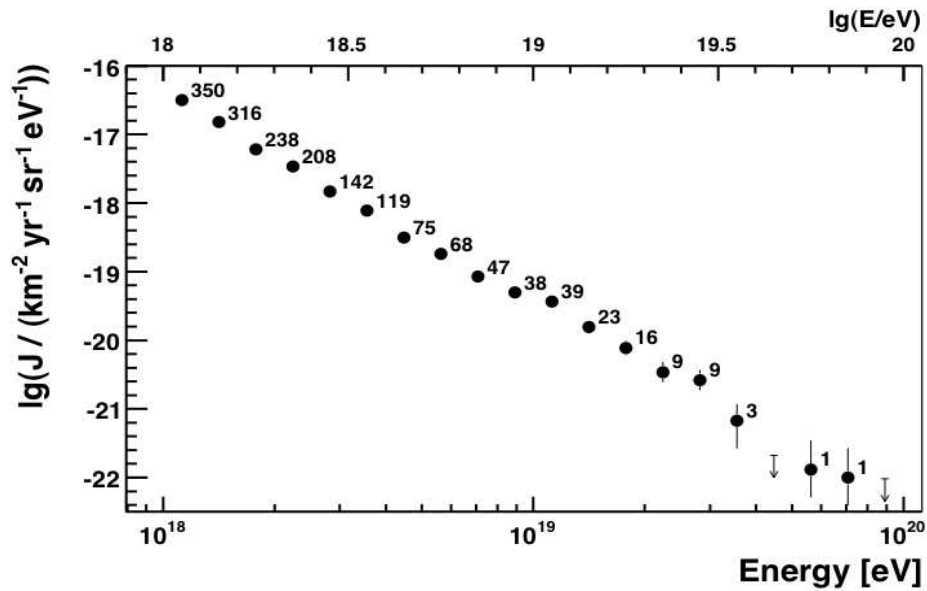


FIG. 2.20 – Spectre d'énergie obtenu avec les données hybrides. Seules les barres d'erreurs statistiques sont montrées.

du spectre combiné est inférieure à 4%. Le spectre combiné est montré sur la figure 2.22 avec quelques ajustements (« fits ») correspondant à plusieurs scénarios astrophysiques

de compositions pures aux sources. Leur distribution est uniforme et leur évolution, lorsqu'elle est forte, donne un meilleur ajustement. Une partie de la présente thèse traitera bien plus avant ces scénarios et leur capacité à être contraints par le spectre d'énergie. Bien que cela n'ait aucune motivation physique ou astrophysique, il est intéressant de noter que l'on peut ajuster le spectre par deux fonctions simples. Toutes deux sont caractérisées par un saut dans leur indice spectral γ au niveau de l'énergie de la cheville E_{ankle} . La première fonction est une loi de puissance avec une cassure à la cheville et à haute énergie (E_{break}). La seconde fonction pour les énergies au-delà de la cheville est donnée par

$$J(E; E > E_{ankle}) \propto E^{-\gamma_2} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\log E - \log E_{1/2}}{\log W_c}\right)} \quad (2.22)$$

où W_c paramétrise la largeur de la transition au niveau de la cheville.

On trouve dans la table 2.21 les valeurs des paramètres après ajustement au spectre combiné.

paramètres	loi de puissance	loi de puissance + seconde fonction
$\gamma_1(E < E_{ankle})$	3.26 ± 0.04	3.26 ± 0.04
$\log_{10}(E_{ankle}/\text{eV})$	18.61 ± 0.01	18.60 ± 0.01
$\gamma_2(E > E_{ankle})$	2.59 ± 0.02	2.55 ± 0.04
$\log_{10}(E_{break}/\text{eV})$	19.46 ± 0.03	
$\gamma_3(E > E_{break})$	4.3 ± 0.2	
$\log_{10}(E_{1/2}/\text{eV})$		19.61 ± 0.03
$\log_{10}(W_c/\text{eV})$		0.16 ± 0.03
χ^2/ndof	$38.5/16$	$29.1/16$

FIG. 2.21 – Valeurs des paramètres pour les courbes d'ajustements proposées (cf. texte).

En ce qui concerne les incertitudes systématiques sur l'énergie des événements (et non pas sur la normalisation spectre), rappelons que les principales sources sont le rendement de fluorescence absolu (14%) et la calibration des photo-détecteurs du FD (9.5%). À cela s'ajoutent les incertitudes sur la reconstruction et les paramètres atmosphériques, pour finalement porter l'incertitude systématique totale à 22% [47].

2.3.2 Les limites sur les flux des multi-messagers

Le second résultat majeur d'Auger trouve ses racines dans l'attente très forte des théoriciens d'avoir une mesure des flux de neutrinos et surtout de photons aux énergies extrêmes. L'observatoire Auger a pu placer des limites très contraignantes pour les deux. Récemment, la limite neutrino d'Auger a même dépassé celle d'ANITA. Nous

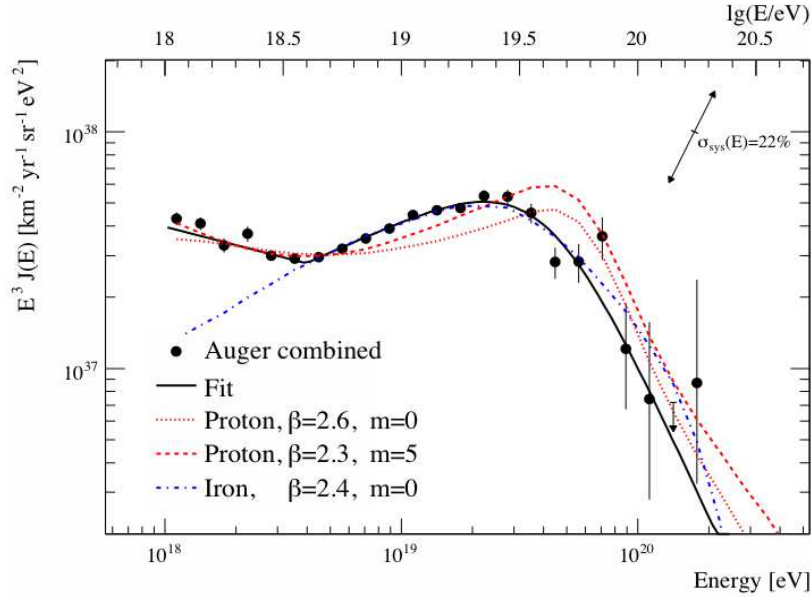


FIG. 2.22 – Spectre combiné d'énergie comparé à plusieurs modèles astrophysiques supposant une composition pure protons (courbe rouge) ou pure fer (courbe bleue), une injection en loi de puissance $E_{-\beta}$ et une énergie maximum d'accélération $E_{max} = 10^{20.5}$ eV. L'évolution cosmologique de la luminosité des sources est donnée par $(1+z)^m$. La courbe noire montre l'ajustement discuté dans le texte, avec les valeurs des paramètres dans 2.21.

commencerons par présenter l'aptitude qu'a l'Observatoire Auger à être utilisé comme un détecteur de photons.

Bien que les RCUHEs soient plus probablement des protons et noyaux, nombre de scénarios astrophysiques prédisent la présence de photons à ces énergies. Leur détection ne serait pas d'importance uniquement pour la physique des RCUHEs, mais aurait un impact fort sur l'astrophysique, la cosmologie et la physique des particules. Jusqu'à aujourd'hui, aucun photon n'a été détecté dans les données, et la limite la plus significative a été placée à 2% sur la fraction de photons au-dessus de 10 EeV. Cela limite fortement les scénarios top-down précédemment évoqués (voir section 1.3.2). Une contribution nettement plus faible de $\sim 0.1\%$ est typiquement attendue dans les modèles bottom-up. Ce serait surtout des photons issus de la désintégration des pions neutres produits par effet GZK lors de la propagation des hadrons, on les nomme donc « photons GZK ».

Les techniques statistiques utilisées pour discriminer la nature hadronique ou photonique des RCUHE sont de deux types. Elles utilisent le fait que le FD est capable de mesurer avec précision la profondeur du maximum de développement de la gerbe, X_{max} , qui est plus grand pour les photons. L'autre technique est d'utiliser des observables liées

à la géométrie de la gerbe et à son développement que le SD est capable de mesurer. Nous allons rapidement exposer le premier cas ici, car le second fait l'objet d'une étude approfondie dans un chapitre dédié de la présente thèse.

Le FD d'Auger comme détecteur de photons

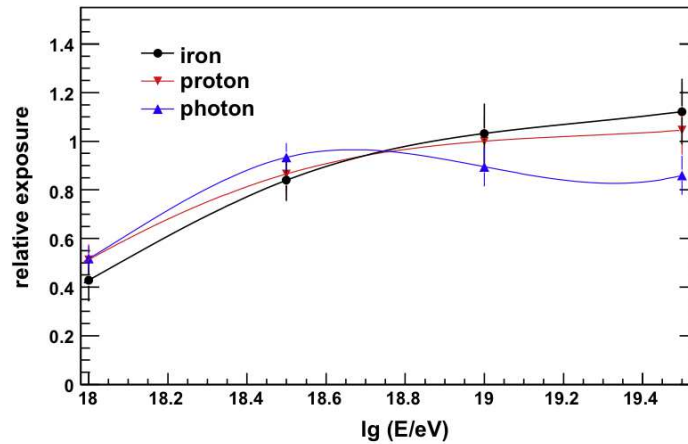


FIG. 2.23 – Exposition relative pour des primaires photon, proton et fer, normalisée pour des protons de 10 EeV, après avoir appliqué les sélections de sorte que l'acceptance du FD soit similaire pour les différentes espèces (cf. texte). Extrait de [48].

On sélectionne tout d'abord les données de façon à ce que l'acceptance du FD soit la même pour les hadrons et les photons, afin d'éviter un biais qui fausserait les limites obtenues. On peut voir sur la figure 2.23 que l'acceptance relative est similaire pour les 3 natures de rayons cosmiques. Après sélection, les données sont réduites à 2063 événements au-dessus de 2 EeV, et 131 au-dessus de 10 EeV. Pour prendre en compte la dépendance en énergie de l'efficacité de détection, des facteurs de correction sont appliqués. Par exemple, $\epsilon_{cut}(10 \text{ EeV}) = 0.77$. Une sélection des événements dont la reconstruction est exempte de la présence de nuages (51% seulement!) rajoute aussi un facteur $\epsilon_{clc} = 0.51$. Ces facteurs sont conservatifs et indépendants du flux réel de photons (voir [48] pour des détails).

Pour extraire une limite sur la fraction, on trouve le nombre de candidats photon n_γ pour toutes les énergies E_{thr} . Pour cela, on définit la frontière de candidat photon comme la médiane de la distribution des X_{max} pour des photons. L'efficacité de détection est donc de $\epsilon_{pcc} = 0.5$. La distribution des X_{max} est obtenue par simulation MC de gerbes de photons primaires qui ont les mêmes énergie et géométrie que tous les candidats potentiels (donc tous les événements considérés au-dessus d'un E_{thr} donné). On montre sur la figure 2.24 une paramétrisation de cette médiane pour X_{max} (ligne rouge) ainsi

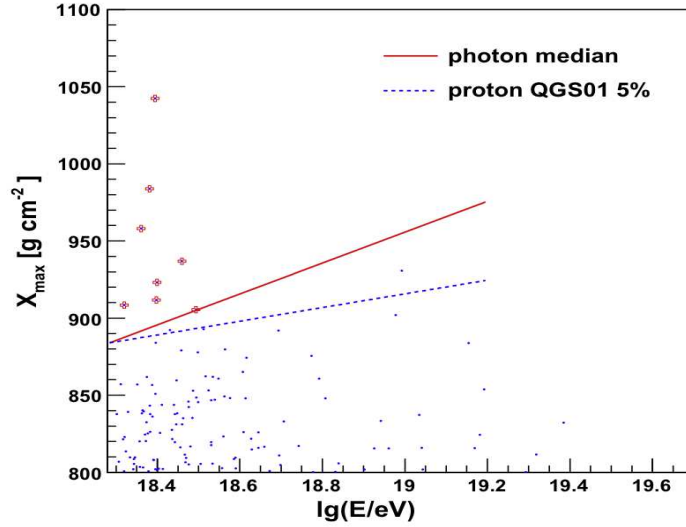


FIG. 2.24 – Profondeur du maximum de développement X_{max} mesurées par le FD après avoir appliqué les sélections de qualité (cf. texte). Les croix rouges montrent les 8 candidats photons. La courbe rouge représente la médiane des X_{max} pour des photons. La courbe bleue pointillée représente la queue à 5% de la distribution des X_{max} pour des protons, simulés avec QGSJET-01. Extrait de [48].

que les valeurs mesurées de X_{max} en fonction de l'énergie reconstruite pour tous les événements considérés¹². Les incertitudes statistiques (systématiques) typiques sont de l'ordre de quelques pourcents (22%) pour l'énergie et 15-30 (11) g/cm² pour X_{max} . Sur la même figure, on peut voir d'après la coupure pcc définie ci-dessus que le nombre de candidats photon est de 8 au-dessus de 2 EeV, 1 au-dessus de 3 EeV et 0 au-delà. Néanmoins, il a été vérifié que ces valeurs de X_{max} sont compatibles avec des gerbes de noyaux. On voit sur la figure la droite pointillée bleue qui montre la queue à 5% de la distribution des X_{max} pour des gerbes de protons. On peut donc conclure que les candidats photons pourraient être des fluctuations de gerbes de protons.

On définit la limite supérieure sur la fraction de photon à partir du nombre de candidats comme suit :

$$F_{\gamma}^{95}(E_{thr}) = \frac{n_{\gamma-cand}^{95}(E_{thr}) \frac{1}{\epsilon_{cut}} \frac{1}{\epsilon_{pcc}}}{n_{total}(E_{thr}) \epsilon_{cle}} \quad (2.23)$$

où $n_{\gamma-cand}^{95}(E_{thr})$ est la limite de poisson à 95% de niveau de confiance (CL) sur le nombre de candidats photon.

Les limites supérieures sur la fraction de photons obtenues par cette analyse sont

¹²Seuls les événements avec un $X_{max} > 800$ g/cm² sont considérés ici.

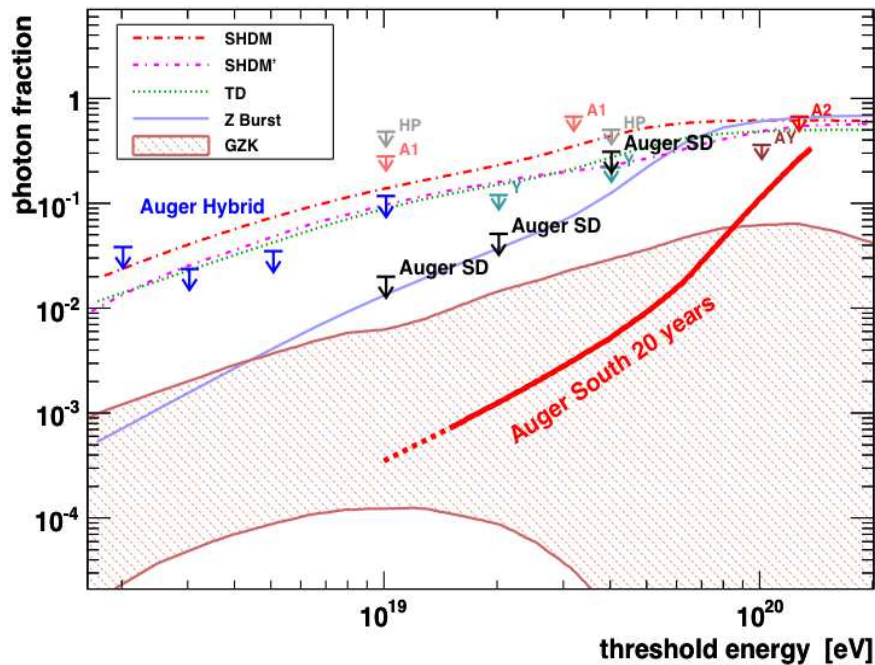


FIG. 2.25 – Limites supérieures sur la fraction de photons dans le flux intégré de rayons cosmiques de plusieurs expériences. Les limites d’Auger obtenues avec le SD sont indiquées avec celles obtenues avec les données hybrides. La courbe rouge indique la sensibilité d’Auger sud aux fractions de photons après 20 ans d’opération. Les autres courbes montrent les prédictions des modèles top-down, la zone pleine montre les fractions de photons GZK permises (voir [48]).

donc de 3.8%, 2.4%, 3.5% et 11.7% pour des énergies au-dessus de 2, 3, 5 et 10 EeV respectivement. Ces limites sont statistiquement assez robustes, car une modification volontaire des valeurs de X_{max} ne les modifie pas de plus de 1%. Les limites supérieures actuelles sont montrées sur la figure 2.25 avec les prédictions théoriques des modèles top-down et bottom-up (zone rouge).

Soulignons pour finir que ces limites contraignantes permettent de réduire l’incertitude liée à la contamination de photons dans les données. Celle-ci intervient par exemple dans la détermination de la section efficace proton-air, ou tout simplement pour la reconstruction des énergies pour le spectre, ou encore pour les analyses de composition. Les années à venir seront intéressantes à ce titre : on voit sur la figure 2.25 que 20 années d’Auger Sud permettraient de contraindre les photons GZK. Nous avons développé, au cours de la présente thèse, une méthode différente (basée sur le SD) qui permet d’obtenir des limites optimales avec un temps de simulation nettement réduit (chapitre 4).

Auger comme détecteur de neutrinos

Le détecteur de surface (SD) d'Auger est sensible aux neutrinos de plus de 1 EeV et de toutes saveurs. Ils interagissent dans l'atmosphère par courants chargé ou neutre (neutrinos descendant) ou, pour les neutrinos tau, après avoir rasé la croûte terrestre (neutrino montant). Ces deux types de neutrinos peuvent être identifiés par l'analyse temporelle du signal. On s'attend à ce que le signal soit plus dispersé (en temps) dans les stations, à cause des gerbes inclinées qu'ils produisent lorsqu'ils interagissent près du sol. Grâce aux données collectées entre Janvier 2004 et Février 2009 inclus, Auger a pu placer pour la première fois une limite sur le flux diffus de neutrinos toutes saveurs confondues, et une autre sur le flux des neutrinos tau (cf. [49] de la Collaboration).

Que ce soit à la source ou lors de la propagation, la plupart des scénarios astrophysiques suggèrent la production de neutrinos jusqu'aux énergies d'Auger. Les neutrinos tau peuvent être observés grâce à la détection des gerbes induites par les produits de désintégration d'un tau sortant (et montant), créé après la propagation et interaction d'un flux de neutrinos tau ν_τ dans la croûte terrestre. Le SD permet aussi de détecter les neutrinos descendants par les gerbes inclinées qu'ils peuvent produire près du sol. L'identification des neutrinos primaires noyés dans le fond des gerbes hadroniques est fondé sur l'idée qu'ils peuvent produire une gerbe jeune et inclinée qui donnera un front de gerbe étendu et épais¹³. On peut définir des observables [50] qui caractérisent la structure temporelle et la forme des traces FADC, et qui peuvent être discriminantes sur l'âge de la gerbe. Des simulations[51] de neutrinos interagissant près du sol montrent que seuls les quelques premières stations triggées sont plus dispersées temporellement, car le grammage traversé est alors suffisamment faible.

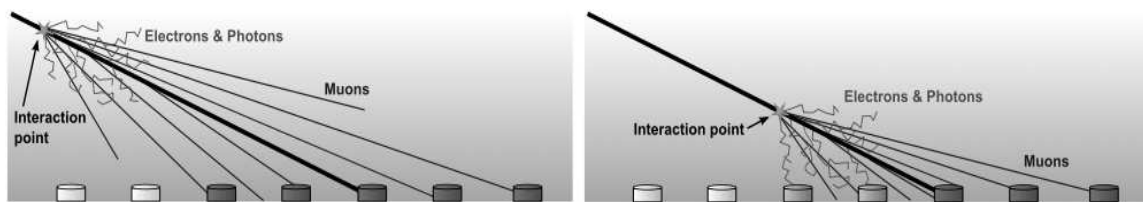


FIG. 2.26 – Gauche : schéma d'une gerbe inclinée de hadron dont la première interaction a lieu haut dans l'atmosphère. La composante EM est bien absorbée et ce sont essentiellement les muons qui atteignent le détecteur. Droite : gerbe inclinée avec première interaction profonde. La région première de la gerbe a une composante EM significative au niveau du détecteur.

Une sélection est opérée sur les stations afin que les traces FADC soient les plus

¹³Les gerbes initiées par des hadrons et/ou photons sont bien plus âgées lorsqu'elles arrivent au niveau du SD.

pures possible. On requiert que l'événement ait passé le T3 avec au moins 4 stations T2. Les événements sélectionnés sont ensuite analysés pour trouver des gerbes inclinées et jeunes : on cherche les stations déclenchées selon une structure temporelle élargie en temps le long de la direction azimutale d'arrivée de l'événement (voir figure 2.26). Une longueur L et une largeur W caractérisent la structure ainsi trouvée, et une coupure sur leur ratio est appliquée $L/W > 3$. Ensuite on vérifie la compatibilité entre les déclenchements temporels des stations¹⁴ le long de l'axe azimutal (L) et une gerbe plane inclinée de plus de 75° .

L'ensemble des données passant ces sélections est ensuite analysé grâce à des observables sur les traces FADC des stations déclenchées par les débuts du développement de la gerbe. La méthode du discriminant de Fisher[52] permet de maximiser la séparation entre deux populations d'événements, les gerbes hadroniques inclinées et les gerbes de neutrinos. Elle fournit une variable, f , qui est une combinaison linéaire des observables qui maximise l'écart entre les moyennes des f pour chaque population tout en minimisant leurs écarts types respectifs. La variable de fisher intègre notamment comme observable l'Area-over-Peak (ratio aire sur pic des FADC), qui discrimine bien entre des stations proches des premiers développements de la gerbe et des stations qui en sont éloignées.

Cette variable de Fisher f a été étudiée en détail sur les données d'Auger jusqu'en novembre 2007 (période test) et comparée à des simulations de neutrinos afin de définir une coupure de sélection des candidats neutrino, f_{cut} . Si un nouvel événement (postérieur à novembre 2007) possède un f supérieur à f_{cut} , il sera candidat neutrino. À ce jour (juin 2010), aucun candidat n'a été détecté, permettant de placer des limites supérieures sur le flux de neutrinos d'ultra-haute énergie. Pour cela, l'acceptance du SD pour les neutrinos est calculée[50] par simulations MC. Plusieurs sources d'incertitudes systématiques sont prises en compte lors de ce calcul. Elle est estimée à 20%.

Finalement, si l'on suppose un flux différentiel de neutrinos $f(E_\nu) = k \times E_\nu^{-2}$, la limite supérieure à 90% de CL sur k pour toutes les saveurs est

$$k < 3.2 \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (2.24)$$

On a reproduit sur la figure 2.27 les limites sur les flux de neutrinos extraites de divers expériences modernes.

¹⁴On calcule pour ce faire la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ du front de gerbe entre les paires de stations déclenchées, projetée selon L .

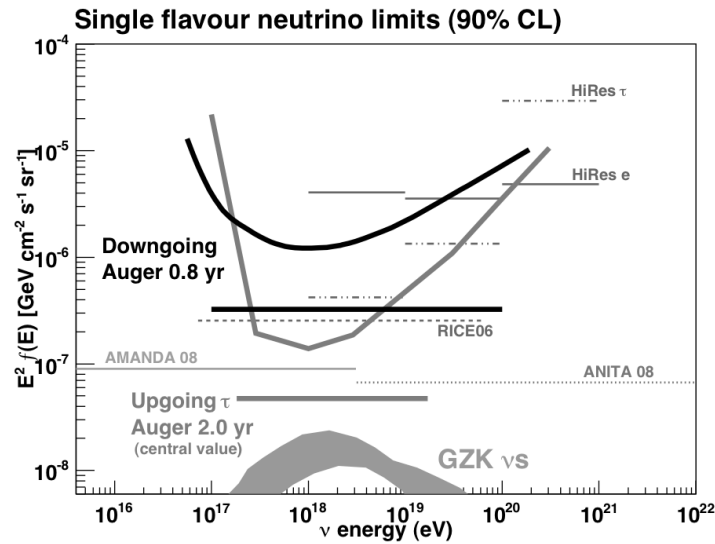


FIG. 2.27 – Limites supérieures (90% CL), différentielles et intégrées, pour un flux diffus de neutrinos descendants ν et montant ν_τ . D'autres limites sont montrées pour d'autres expériences, et un flux théorique de neutrinos GZK.

2.3.3 La mesure de l'anisotropie au-delà de la coupure GZK

Certainement l'un des résultats d'Auger les plus célèbres, le rejet de l'hypothèse d'isotropie pour la direction d'arrivée des événements d'énergie >57 EeV a été un élément marquant de la vie du détecteur. En utilisant les données collectées entre janvier 2004 et août 2007, l'Observatoire Pierre Auger a démontré l'existence d'un signal d'anisotropie pour la direction d'arrivée des rayons cosmiques d'énergie >57 EeV. Les directions d'arrivée étaient corrélées avec la position des sources (principalement des AGNs) du catalogue Véron-Cetty et Véron (VCV). Ce dernier n'étant pas complet, cela n'empêche pas de montrer l'existence d'une anisotropie par corrélation, mais ne permet pas d'identifier les sources des rayons cosmiques.

Initialement, le premier résultat d'anisotropie a été publié alors que la statistique des événements au-dessus de 57 EeV était de 27 (voir l'esthétique figure 2.28). Elle est aujourd'hui de 69, et le seuil en énergie de 55 EeV (les algorithmes de reconstruction ayant été modifiés). La méthode qui a permis de rejeter l'hypothèse d'isotropie est fondée sur un test appliqué à un lot de données indépendantes.

Historiquement, on a commencé par voir une corrélation entre la direction d'arrivée et la position de sources du VCV de quelques RCUHEs. Pour éviter de faire une analyse avec des paramètres de corrélation à posteriori, on a utilisé un lot de données test indépendant sur lequel on a appliqué un scan exploratoire. Ce scan a simplement permis de rechercher les paramètres de corrélation qui minimisent la chance que cette

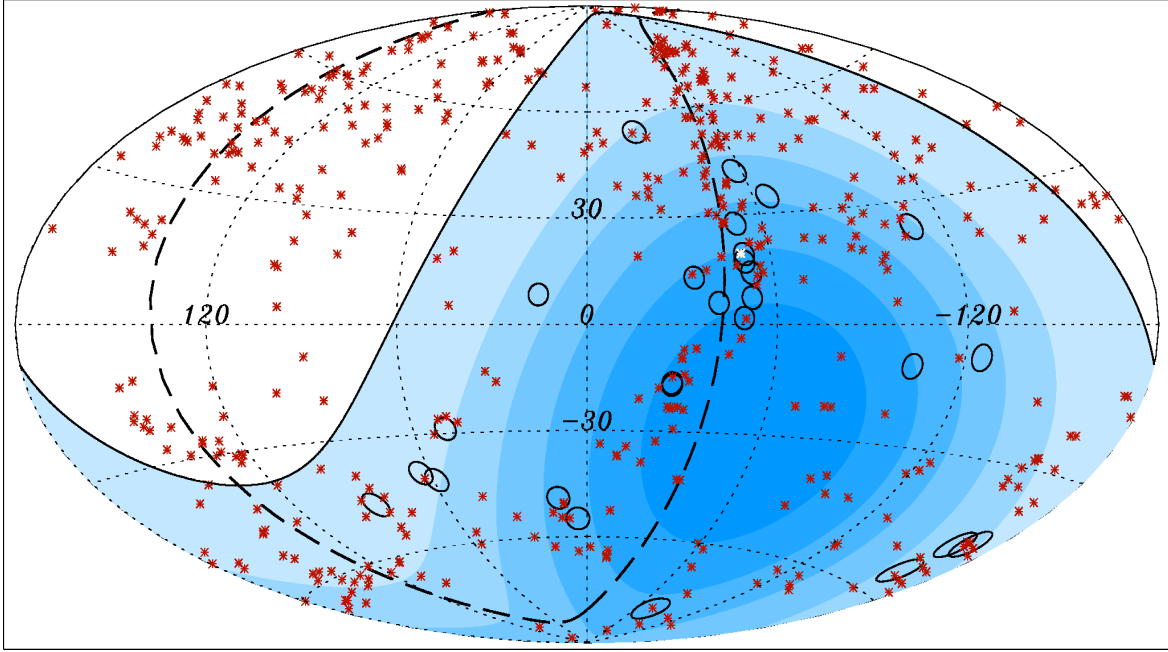


FIG. 2.28 – Carte du ciel en coordonnées Galactiques montrant les AGNs (croix rouges, la croix blanche pointe vers Centaurus A) sélectionnés par les paramètres du scan exploratoire, les 27 événements (cercles noirs de 3.1° de rayon) d'Auger au-dessus de 57 EeV (au 11/2007). La courbe noire en trait continu marque la limite de l'exposition d'Auger et la courbe noire pointillée le plan Galactique. Sur les 27, 21 événements sont corrélés avec un AGN selon les paramètres du scan exploratoire. Si l'on coupe les événements du plan Galactique, 19 sur 21 corrèlent. Extrait de [53].

corrélation soit une fluctuation de l'isotropie. Les paramètres de la corrélation sont au nombre de trois : le redshift maximum z_{max} des sources du VCV, l'échelle angulaire de corrélation maximale ϕ_{max} et le seuil en énergie des RCUHEs analysés, E_{th} . On minimise la chance que la corrélation soit une fluctuation en minimisant :

$$P = \sum_{j=k}^N C_j^N p_{iso}^j (1 - p_{iso})^{N-j} \quad (2.25)$$

où p_{iso} est la partie du ciel accessible par Auger dans ϕ_{max} degrés des sources potentielles, pondérée par la couverture bien entendu. On part donc des événements les plus énergétiques et l'on cherche à minimiser P . Ceci a été fait avec les données de Janvier 2004 au 27 mai 2006, avec 15 événements. Les paramètres trouvés sont $z_{max} = 0.018$ (75 Mpc), $E_{th} = 57$ EeV et $\phi_{max} = 3.1^\circ$. Avec ces paramètres, 12 événements sur 15 corrélaient, soit une puissance de corrélation de 80%! Bien sûr, cela constituait le test

exploratoire, et ces 15 événements n'ont plus été utilisés par la suite.

Avec les paramètres spécifiés à priori, on a construit un test, le « running prescription test » sur les données après mai 2006, pour rejeter (ou non) l'hypothèse d'isotropie. L'idée est qu'à chaque nouvel événement, on regarde la fraction des événements (postérieurs à mai 2006) qui corrént selon les paramètres définis ci-dessus. Si la fraction dépasse une certaine valeur, on conclut que l'hypothèse d'isotropie est rejetée. Reste à construire quelles fractions vont permettre de rejeter l'hypothèse, et à quel niveau de confiance.

Pour ce faire, on impose nos desiderata : on veut que l'hypothèse testée soit l'isotropie (hypothèse nulle). On veut la rejeter, si rejet il y a, avec un niveau de confiance (CL) de 99%¹⁵. On veut par ailleurs que si jamais les RCUHEs ne sont *réellement* pas isotropes, qu'on ne fasse l'erreur de conclure qu'ils sont isotropes seulement avec une chance de 5%.

On a donc entièrement défini notre test statistique : l'erreur de type I, α , est de 1%. Donc si on rejète l'isotropie, on aura qu'un pourcent de chance de s'être trompé (et que l'Univers est réellement isotrope). L'erreur de type II, β , est de 5%. On a donc 5% de chance d'accepter l'isotropie et de dire "ce n'est pas anisotrope"¹⁶, alors que, en fait, c'est réellement anisotrope.

Grâce à tout ça, on conduit une analyse séquentielle. Toutes les fois qu'un nouvel événement apparaît (au-dessus de 57 EeV), on regarde deux choses : le nouveau nombre total d'événements et le nouveau nombre total d'événements qui corrént. Quant à notre test statistique, il va nous dire combien au minimum il faut d'événements qui corrént sur le total pour que l'on soit certain, si le test est validé (c'est à dire si il y a suffisamment d'événements qui corrént), qu'il est validé avec un α de 1% et un β de 5%. Les seules combinaisons possibles pour les nombres minimum d'événements qui corrént (k_{min}) et nombre total d'événements (N) qui puissent satisfaire les exigences de α et β sont regroupées dans la table 2.29.

Avec ces valeurs de k_{min} et N , si vous passez le k_{min} n'importe où, vous êtes sûr que vous pouvez rejeter l'isotropie avec seulement une chance sur 100 de vous tromper.

La longueur totale du *running test* est de 34 événements. Ceci est fixé par le β . En effet, si on n'a pas de chance et que l'on « tombe dans le β » (c'est-à-dire que l'on commet une erreur de type II), cela veut dire qu'on va accepter l'isotropie alors que ce n'est pas isotrope en réalité. Mais accepter l'isotropie veut dire que l'on a pas passé le test, et ceci à aucun moment. Mais comment connaître la longueur totale nécessaire ? Estimer α est facile : on simule des événements isotropes et on regarde combien de fois on passe (à au moins un endroit) le test, en modifiant les (k_{min}, N) jusqu'à ce que ce

¹⁵Ce n'est pas très sévère... entre deux et trois sigmas seulement.

¹⁶Ce n'est pas exactement pareil que d'affirmer "c'est isotrope".

N	4	6	8	10	12	...	30	31	33	34
k_{min}	4	5	6	7	8	...	14	14	15	15

FIG. 2.29 – Critères pour le *running prescription test* où N correspond au nombre total d'événements observés à un point quelconque durant l'analyse séquentielle jusqu'à 34 événements arrivant avec une énergie $E > 56$ EeV. k_{min} est le nombre minimum d'événements dans une fenêtre angulaire de 3.1° et redshift maximum d'AGN de 0.018, requis pour rejeter l'isotropie avec un niveau de confiance d'au moins 99%. Cette prescription appliquée aux données après le 27 Mai 2006 fut validée avec $N = 8$ et $k = 6$ le 25 Mai 2007.

soit précisément 1% des fois. Mais pour estimer β (de façon à le fixer à quelque chose inférieur à 5%), c'est le contraire : on voudrait simuler des événements anisotropes et regarder combien de fois on ne passe *pas* le test, à *aucun* moment. Et on voudrait ajuster les (k_{min}, N) pour que ça n'arrive que 5% des fois. Seulement, comment « simuler des événements anisotropes » ? Pour cela, on utilise le scan exploratoire : on imagine que le (pire) signal "de base" est de $\sim 60\%$ de chance de corrélation. C'est la puissance de corrélation minimale que l'on cherche à détecter, estimée avec le scan exploratoire (qui donnait d'ailleurs 80%). Cela signifie que si la corrélation des événements avec les sources est réellement présente 60% des fois, on n'aura que 5% de chances de la manquer, et de ne pas pouvoir rejeter l'isotropie avec un tel signal (On a fait cela dans l'autre sens, en ajustant la puissance de corrélation minimale de façon à avoir un β d'au plus 5%). Évidemment, si la *véritable* puissance de corrélation est plus faible (40% par exemple...), on aura tout d'abord eu de la chance de l'avoir vu si élevée dans le scan exploratoire (80%), et de plus on aura une chance plus importante de « rater » ce signal par la suite, et de déclarer le ciel compatible avec l'isotropie (vis-à-vis de ce test). Nous présentons d'ailleurs en annexe une étude qui montre qu'on a pourtant encore une forte chance de rejeter l'isotropie avec ce *running test*, même si la puissance de corrélation est en fait de 40%¹⁷. À contrario, si la puissance de corrélation réelle (c'est-à-dire notre véritable signal d'anisotropie) est plus forte que 60%, alors on aura d'autant moins de chance de manquer le signal, et donc de faire une erreur de type II. Rappelons que la collaboration a passé le test avec succès avec 6 événements sur 8 (voir la table), le 25 mai 2007, soit tout juste un an après la fin du scan exploratoire.

Ci-dessus, j'ai choisi d'introduire pédagogiquement la méthode du *running prescription test*. On peut trouver plus de détails dans [54] et surtout dans une note interne

¹⁷Vous l'aurez deviné, c'est ce que l'on a aujourd'hui.

[55].

Une alternative standard à cette méthode est de suivre au cours du temps le signal de corrélation : le test séquentiel du rapport de vraisemblance. Dans ce test séquentiel, le rapport de vraisemblance est donné par l'inverse du quotient de la probabilité binomiale isotrope (dans notre cas $p = 0.21$) et anisotrope (c'est-à-dire $p_1 > p$). Comme p_1 n'est pas connu, on intègre de p à 1 pour obtenir le ratio R [56] [57]

$$R = \frac{\int_{p_{iso}}^1 p^k (1-p)^{N-k} dp}{p_{iso}^k (1-p_{iso})^{N-k+1}} \quad (2.26)$$

Cette quantité est le ratio entre la probabilité binomiale de corrélation – marginalisée sur toutes ses valeurs possibles et supposant un a priori plat – et la probabilité binomiale dans le cas isotrope (p_{iso}). Le test séquentiel rejette l'hypothèse d'isotropie à 99% de CL et avec moins de 5% de chance d'accepter incorrectement l'hypothèse si $R = \frac{1-\beta}{\alpha} > 95$. Ceci fut le cas pour le 10^e événement analysé, où 7 événements sur 10 corrélaient. On a montré sur la figure 2.30 l'évolution du ratio en fonction du temps avec les données suivant le scan exploratoire (la période II s'étend du 27 mai 2006 jusqu'au 31 août 2007, et la période III la suit, jusqu'au 31 mars 2009).

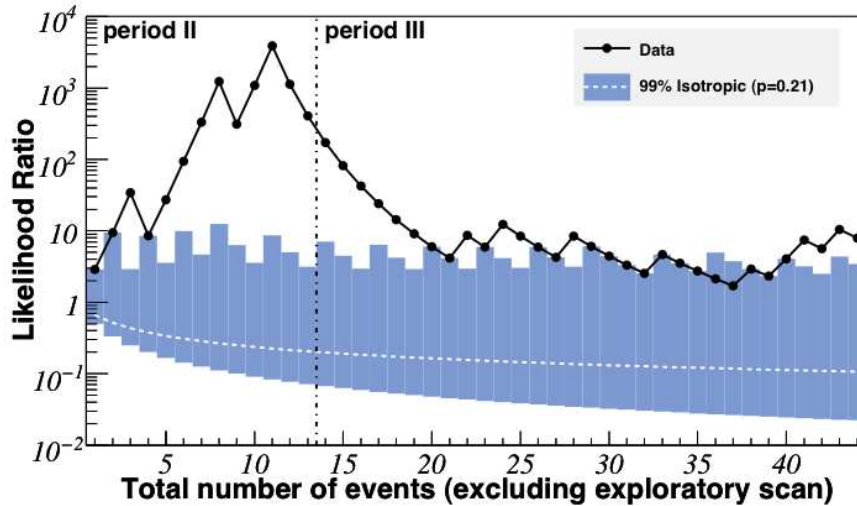


FIG. 2.30 – Analyse séquentielle des CRs de plus de 55 EeV après le 27/05/2006. Le rapport de vraisemblance est montré (points noirs). Les valeurs au-dessus de la zone bleue ont moins de 1% de chance d'être issues d'une réalisation isotrope. Extrait de [47].

À partir d'août 2007, la puissance de corrélation n'a cessé de décroître jusqu'à apparaître stable depuis ~ 1 an. Cela ne modifie pas les conclusions établies mais apporte des informations nouvelles. En particulier, avec une analyse d'autocorrélation, on peut

montrer qu'il existe un excès dans les petites distances angulaires entre les RCUHEs et les positions des sources VCV par rapport à des réalisations isotropes. Par ailleurs, un excès d'événements est observé dans une région proche de la radio-galaxie Centaurus A (Cen A, $l = -50.5^\circ$ $b = 19.4^\circ$). Un test de Kolmogorov-Smirnov a montré que seulement 2% des réalisations isotropes avaient une distance (au sens de Kolmogorov) plus grande ou égale à la distance obtenue avec les événements observés. L'excès est le plus important pour une fenêtre de 18° autour de Cen A.

La région de Virgo (M87, $l = -76.2^\circ$ $b = 74.5^\circ$) contraste avec cette observation, alors qu'elle abrite de nombreuses galaxies et AGNs, mais c'est une zone assez peu exposée par Auger, et même un flux isotrope ne contribuerait pas à plus de 2 événements dans une fenêtre de 20° autour de Virgo.

Aujourd'hui sur les quelques 50 événements utilisables pour l'analyse de corrélation, quelques 39% corrélaient. Rappelons qu'en annexe, on trouvera une étude qui démontre que, par construction du test, même avec un pouvoir de corrélation de 39%, nous avons une grande chance (de l'ordre de 50%) de le valider.

Auger a pu rejeter l'hypothèse d'isotropie pour le ciel au-dessus de 55 EeV grâce à un test statistique séquentiel. D'autres analyses d'anisotropies sont nécessaires pour mieux comprendre le signal sous-jacent et peut-être remonter à l'origine des sources. C'est notamment l'objet de 2 chapitres de cette thèse, 8 et 6.1, qui se consacrent à contraindre la densité des sources de RCUHEs et les champs magnétiques affectant leur propagation jusqu'à la Terre, et analyser le signal d'anisotropie par une méthode novatrice, la percolation.

Deuxième partie

Propagation des rayons cosmiques chargés et relation avec le spectre d'énergie

Chapitre 3

Implications du spectre en énergie sur la composition des rayons cosmiques ultra-énergétiques

3.1	Introduction	77
3.2	Modélisation de la propagation des rayons cosmiques	78
3.3	Implications de la composition aux sources sur le spectre et la composition à la Terre	90
3.4	Ce que nous apprennent les données de composition d'Auger	101
3.5	Conclusions et perspectives	105

Résumé : Revue des mécanismes de propagation des protons et noyaux dans l'Univers. On montre l'absence de contraintes suffisantes apportées par le spectre d'énergie sur la composition des RCUHEs aux sources. En effet, nombre de scénarios de compositions pures peuvent s'ajuster au spectre.

On démontre aussi l'existence d'un modèle astrophysique satisfaisant, de composition mixte, avec une accélération à la source limitée de quelques 10^{19} eV pour les protons, et capable de reproduire à la fois les propriétés du spectre d'énergie et celles de la composition à la Terre (c'est-à-dire mixte, et avec un alourdissement aux plus hautes énergies).

3.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons discuté de la problématique du rayonnement cosmique, de l'intérêt de la détection de ces particules en particulier aux plus hautes énergies. Au-delà de quelques 10^{18} eV, il y a un quasi-consensus sur l'origine extragalactique du rayonnement cosmique (quoiqu'une origine galactique soit difficile à exclure totalement), et il est donc de la plus grande importance, pour pouvoir interpréter les données, d'être capable de **modéliser la propagation des rayons cosmiques, de leur source jusqu'à la Terre.**

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons introduire les différents éléments nécessaires à la modélisation de la propagation des protons et noyaux dans le milieu extragalactique, à savoir les processus d'interaction les plus significatifs ainsi que les fonds de photons sur lesquels les particules ultra-énergétiques vont interagir. Nous expliquons ensuite brièvement le principe et le fonctionnement de la simulation Monte-Carlo **que nous avons modifiée et utilisée** pour nos diverses applications dans cette thèse. La seconde partie sera consacrée à l'étude de l'influence de la composition aux sources sur la forme du spectre et la composition attendue sur Terre.

On dégagera plusieurs scénarios non-astrophysiques (composition pure d'éléments peu abondants) pour démontrer l'insuffisance du spectre d'énergie à apporter des contraintes fortes sur la composition aux sources à lui tout seul. Grâce aux données de composition, nous dégagerons **deux scénarios astrophysiques plus satisfaisants**, et capables de s'ajuster aux données du spectre et de composition.

3.2 Modélisation de la propagation des rayons cosmiques

3.2.1 Fonds de photons

Le milieu extagalactique, en dehors du centre des grandes structures et des galaxies, est extrêmement raréfié en hadrons, de ce fait, les interactions des rayons cosmiques extragalactiques avec les hadrons ambiants sont totalement négligeables. Nous allons donc concentrer notre attention sur les fonds de photons qui emplissent l'Univers. Les densités de photons ne sont significatives qu'à des énergies en-deçà de 10 eV, c'est pourquoi seuls les rayons cosmiques les plus énergétiques vont subir des interactions notables, les processus d'interaction que nous allons détailler plus loin ayant des énergies de seuil au MeV et au-delà dans le référentiel propre des particules.

Le fond de photons le plus significatif pour les interactions des rayons cosmiques sera bien sûr le fond diffus cosmologique (CMB). Le CMB est beaucoup plus dense que les autres fonds de photons universels (sa densité aujourd'hui est de 411 cm^{-3}) et sa température est estimée très précisément à $T = 2.726 \text{ K}$ (soit une énergie moyenne de $6 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$). Son spectre est celui d'un corps noir et obéit donc à la distribution de Bose-Einstein :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial \nu \partial \Omega}(\nu, \theta, \varphi) = \frac{2\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} (\text{cm}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}) \quad (3.1)$$

où ν est la fréquence du photon et c la célérité de la lumière.

Le CMB ayant été produit totalement à la période de recombinaison quelques centaines de milliers d'années après le Big Bang, son évolution temporelle (ou avec le redshift z) est simple, la température augmentant proportionnellement à $(1 + z)$ et sa densité à $(1 + z)^3$.

À plus haute énergie, les fonds infrarouge, optique et ultra-violet (que nous désignerons par l'acronyme IR-O-UV) sont également suffisamment denses pour influencer la propagation des rayons. Contrairement au CMB ces fonds n'ont pas été produits au début de l'histoire de notre Univers mais tout au long de l'évolution cosmique grâce à l'émission des galaxies et des étoiles. La densité de ces fonds et leur évolution temporelle sont donc intimement liées à l'évolution de ces objets astrophysiques. Longtemps méconnus, ces fonds et leur évolution sont suffisamment bien déterminés aujourd'hui pour ne pas représenter d'incertitude majeure pour la modélisation de la propagation des rayons cosmiques. Dans ce qui suit, nous utiliserons pour ces fonds, les estimations de densité et d'évolution cosmologique de Stecker, Malkan et Scully [58]. Ces auteurs ont calculé la densité des fonds de photons à différents redshift entre 0 et 5 (par pas de 0.2) sur

la base de données récentes concernant l'évolution de la luminosité des galaxies infrarouges, le taux de formation d'étoiles, les populations et la métallicité des étoiles. Ces auteurs estiment que ces données sont suffisamment précises pour que ces fonds soient déterminés à mieux que 40% à $z=0$ et mieux qu'un facteur 2 aux redshifts les plus élevés considérés (voir les discussions dans [58, 59]). La densité spectrale des fonds IR-O-UV est représentée sur la Fig. 3.1 à différents redshifts (panel du haut) et comparée à celle du CMB (panel du bas). Nous pouvons voir que la densité de ces fonds est bien inférieure à celle du CMB. Les fonds IR-O-UV jouent néanmoins un grand rôle dans la propagation des noyaux comme nous allons le voir.

3.2.2 Mécanismes de perte d'énergie pour les protons

Lorsque des protons très énergétiques se propagent dans le milieu extragalactique à des vitesses ultra-relativistes, les fonds de photons que nous venons de détailler peuvent atteindre des énergies élevées dans le référentiel propre des protons. Les photons peuvent ainsi dépasser le seuil de réaction de création de particules telles que les paires e^+e^- ou les pions et autres mésons. Ces diverses interactions sont inélastiques et en conséquence les protons perdent de l'énergie à chaque fois qu'elles se produisent.

Pour un fond de photons quelconque, on peut montrer que le libre parcours moyen d'une particule de facteur de Lorentz Γ pour un processus d'interaction quelconque de section efficace σ est donné par :

$$\lambda = \frac{1}{2\Gamma^2} \int_{\frac{E'_{th}}{2\Gamma}}^{E_{max}} \frac{n(E)}{E^2} \left(\int_{E'_{th}}^{2\Gamma E} E' \sigma(E') dE' \right) dE \quad (3.2)$$

où les quantités primées représentent le référentiel propre de la particule et les quantités non primées le référentiel du laboratoire. Lorsque le fond de photons est un corps noir de température T (comme c'est le cas du CMB), l'équation 3.2 prend la forme suivante :

$$\lambda(E) = \frac{ckT}{2\pi^2(\hbar c)^3\Gamma^2} \int_0^{+\infty} dE_\gamma \sigma(E_\gamma) E_\gamma \left(-\ln\left(1 - \exp\left(-\frac{E_\gamma}{2\Gamma kT}\right)\right) \right) \quad (3.3)$$

pour laquelle les énergies sont exprimées dans le référentiel propre du rayon cosmique. La distance (ou longueur) de perte (ou d'atténuation) peut être calculée en incluant l'inélasticité du processus dans l'équation précédente.

$$\beta(E) = \frac{ckT}{2\pi^2(\hbar c)^3\Gamma^2} \int_0^{+\infty} dE_\gamma \sigma(E_\gamma) \kappa(E_\gamma) E_\gamma \left(-\ln\left(1 - \exp\left(-\frac{E_\gamma}{2\Gamma kT}\right)\right) \right) \quad (3.4)$$

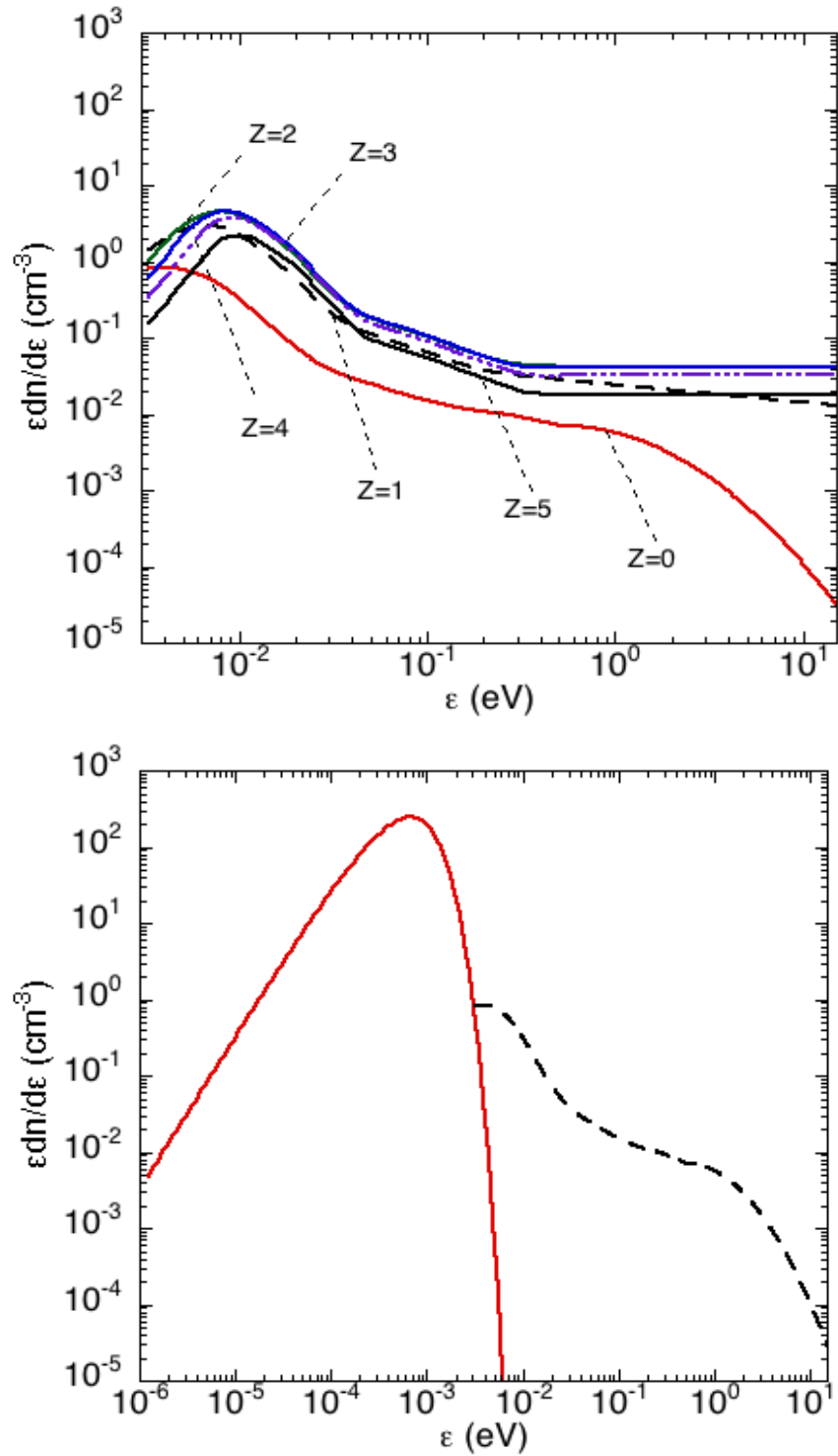


FIG. 3.1 – Haut : Densité spectrale des fonds IR-O-UV à différents redshifts (d'après [58]). Bas : Comparaison de la densité spectrale du CMB (courbe rouge) et des fonds IR-O-UV (courbe pointillée noire) à $z=0$.

Au-delà de 1 MeV dans le référentiel des protons, les photons des fonds sont capables d'initier la création de paires e^+e^- lors des interactions. Le facteur de Lorentz-seuil pour cette réaction pour un photon d'énergie ϵ dans le référentiel du laboratoire est donné par :

$$\Gamma > \frac{m_e c^2}{\epsilon} \left(1 + \frac{m_e}{m_p}\right) \quad (3.5)$$

où m_e est la masse de l'électron et m_p celle du proton, on peut donc voir que la production de paire sur les photons du CMB n'interviendra pas avant $\sim 10^{18}$ eV. Ce processus possède une section efficace élevée mais une inélasticité faible ($\kappa \sim 2m_e/m_p$) c'est pourquoi il est bien souvent simulé comme un processus continu de perte d'énergie (ce sera le cas pour nous).

Au delà de 145 MeV dans le référentiel du proton, les interactions avec les photons peuvent permettre de créer un pion (et d'autres mésons à plus haute énergie). Le facteur de Lorentz-seuil dans ce cas s'écrit :

$$\Gamma > \frac{m_\pi c^2}{\epsilon} \left(1 + \frac{m_\pi}{2m_p}\right) \quad (3.6)$$

ce qui rend les seuls protons au delà de 10^{20} eV susceptibles d'interagir avec les photons du CMB. Du fait de la masse importante du pion par rapport à celle d'une paire e^+e^- , le seuil en énergie va donc être beaucoup plus élevé. Contrairement à l'interaction précédente, la production de pions a une inélasticité élevée et les protons perdent en moyenne $\sim 20\%$ de leur énergie à chaque interaction! Ce type d'interaction est de ce fait approprié pour un traitement Monte-Carlo (MC). Il est important de noter que le mécanisme de production de pions est relativement complexe, faisant intervenir différentes résonances baryoniques et pouvant à haute énergie produire des mésons plus lourds ou bien plusieurs pions (auquel cas l'inélasticité devient encore plus forte). Ces différents canaux d'interaction ont été étudiés en détail dans [60]. Un générateur MC (décrit dans [61]) est disponible pour générer des interactions pour différentes énergies de photons dans le référentiel du proton. Dans le Monte-Carlo que nous utiliserons par la suite, nous faisons usage des tables d'événements simulées avec le générateur SOPHIA pour modéliser ces interactions.

La Fig. 3.2a montre les sections efficaces différentielles pour la production de paires et la production de pions. Les différences de seuil et d'inélasticité entre les 2 types d'interactions sont bien visibles. En utilisant les équations 3.2-3.4, on peut obtenir l'évolution de la longueur d'atténuation en fonction du facteur de Lorentz des protons pour ces processus avec les photons des fonds IR-O-UV et CMB. Cette évolution est représentée sur la Fig. 3.2b, nous pouvons voir d'une part que les seuils d'interaction

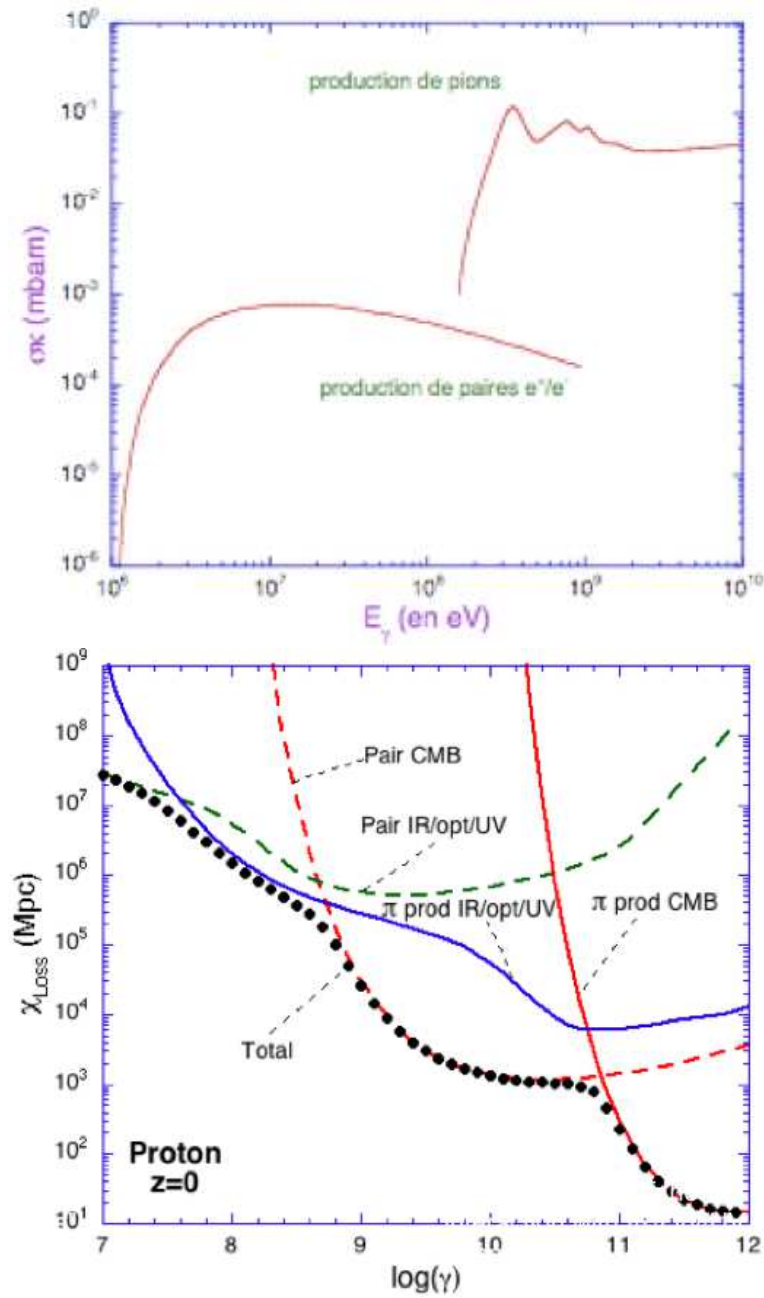


FIG. 3.2 – **Haut** : Sections efficaces multipliées par l'inélasticité pour les processus de production de paire et production de pions. **Bas** : Longueurs d'atténuation en fonction du facteur de Lorentz des protons pour ces deux processus avec les photons IR-O-UV (tirets) et CMB (lignes continues), les pertes dues à l'expansion adiabatique de l'Univers sont omises.

avec les photons IR-O-UV sont à plus basse énergie que pour le CMB du fait de la plus grande énergie des photons, mais que d'autre part les longueurs d'atténuation sont beaucoup plus faibles pour les interactions à ultra-haute énergie avec les photons du CMB du fait de la grande densité de ce fond de photons. En particulier, pour des facteurs de Lorentz de l'ordre de 10^{11} , on peut voir une très forte chute de la longueur d'atténuation à des valeurs n'excédant pas quelques dizaines de Mpc. Cette inflexion dans la courbe de la longueur d'atténuation est responsable du phénomène célèbre connu sous le nom de coupure GZK [62, 63].

Pour être plus complet sur les pertes d'énergies des protons, il ne faut pas oublier les pertes dues à l'expansion adiabatique de l'Univers. Elles affectent toutes les particules ultra-relativistes de la même façon ce qui fait que la longueur d'atténuation est indépendante de l'énergie :

$$\beta_{ad}(E) = \frac{c}{H_0 \sqrt{\Omega_m \times (1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (3.7)$$

où H_0 est la constante de Hubble (que nous fixerons à $72 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$), Ω_m la densité de matière et Ω_Λ la constante cosmologique (toutes deux données en fraction de la densité critique et respectivement fixées à 0.3 et 0.7 conformément aux données récentes de cosmologie [90]). À $z = 0$, la longueur d'atténuation pour les pertes d'énergie dues à l'expansion est d'environ 4.2 Gpc. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 5.

3.2.3 Mécanismes de perte d'énergie pour les noyaux

Le cas des noyaux est plus compliqué que celui des protons. En effet, pour les noyaux on va pouvoir dégager deux catégories de processus d'interaction. D'un côté, les processus entraînant une diminution du facteur de Lorentz des noyaux (production de paire et pertes adiabatiques) et de l'autre les processus de photodésintégration (ou photo-érosion) qui entraînent une perte d'un ou plusieurs nucléons, et donc une diminution de l'énergie sous forme d'une perte de masse.

Production de paire

Ce processus est similaire à ce que l'on a vu dans le cas des protons, le facteur de Lorentz seuil se calcule simplement en remplaçant dans l'Eq. 3.5 la masse du proton par celle du noyau en question. Le seuil en énergie pour un noyau de masse A pour interagir avec un photon d'énergie donnée sera donc le seuil en énergie du proton multiplié par le nombre de nucléons A du noyau. Pour paramétriser l'influence de la production de paire sur la propagation des noyaux par rapport au cas des protons nous suivons les lois d'échelle proposées par [60], basées sur des corrections apportées au modèle de

Blumenthal [64]. Dans ces paramétrisations, la longueur d'atténuation par production de paires d'un noyau de masse A , de charge Z , et de facteur de Lorentz γ s'exprime en fonction de la longueur d'atténuation d'un proton de même facteur de Lorentz :

$$\tau(Z, A, \gamma) = \frac{A}{Z^2 \phi(Z\alpha)} \tau_p(\gamma) \quad (3.8)$$

où $\phi(x) = 1 - 0.29x^2 + 0.25x^4 - 0.25x^6$, α est la constante de structure fine et τ_p désigne la longueur d'atténuation des protons. La longueur d'atténuation sera d'autant plus courte que la charge est élevée ce qui dénote la nature électromagnétique du processus. Notons qu'au premier ordre on peut justifier la variation en A/Z^2 en observant que la section efficace est proportionnelle à Z^2 alors que l'inélasticité est approximativement inversement proportionnelle à A [64].

Processus de photo-érosion

Résonance Dipolaire Géante (GDR)

La résonance dipolaire géante est le processus prépondérant pour la propagation des noyaux car c'est celui qui intervient aux énergies les plus basses, typiquement lorsque que les photons des différents fonds de rayonnement (CMB et IR-O-UV) sont au-dessus de l'énergie de séparation d'un nucléon dans le référentiel du noyau, et d'autre part, car il possède également une section efficace plus élevée que les processus que nous considérerons par la suite (voir la figure 3.3).

La GDR est bien connue et a été très étudiée par les physiciens nucléaires et les données expérimentales sont très nombreuses pour les noyaux de grandes masses. Malheureusement en ce qui concerne les noyaux ayant une masse inférieure ou égale à celle du fer, qui ont un intérêt pour l'astrophysique des rayons cosmiques (puisqu'ils sont de très loin les plus abondants dans le rayonnement cosmique), les données sont beaucoup plus rares. Par exemple, la compilation IAEA 2000 [65], qui est l'une des compilations les plus complètes dans le domaine, ne donne les sections efficaces différentielles (en fonction de l'énergie du photon) totales que pour 10 noyaux et les sections efficaces totales intégrées pour 16 noyaux avec $A \leq 56$. Une façon de s'affranchir de la pénurie de données pour les noyaux de masse intermédiaire est de calculer théoriquement la section efficace de GDR pour tous les noyaux et toutes les voies de sorties ($1n$, $1p$, $1pn$, 1α , $2p$, $2n\dots$) et de confronter ces prédictions aux données lorsqu'elles existent. Il n'y a, dans ce cas, plus d'approximation gaussienne ni de chemin de photoérosion forcé comme dans l'approche initiale de Puget, Stecker et Bredekamp (PSB)[66]. C'est cette approche qui a été utilisée dans [67]. Ces sections efficaces ont été calculées à l'aide du programme Talys, programme complet permettant le calcul de nombreuses réactions

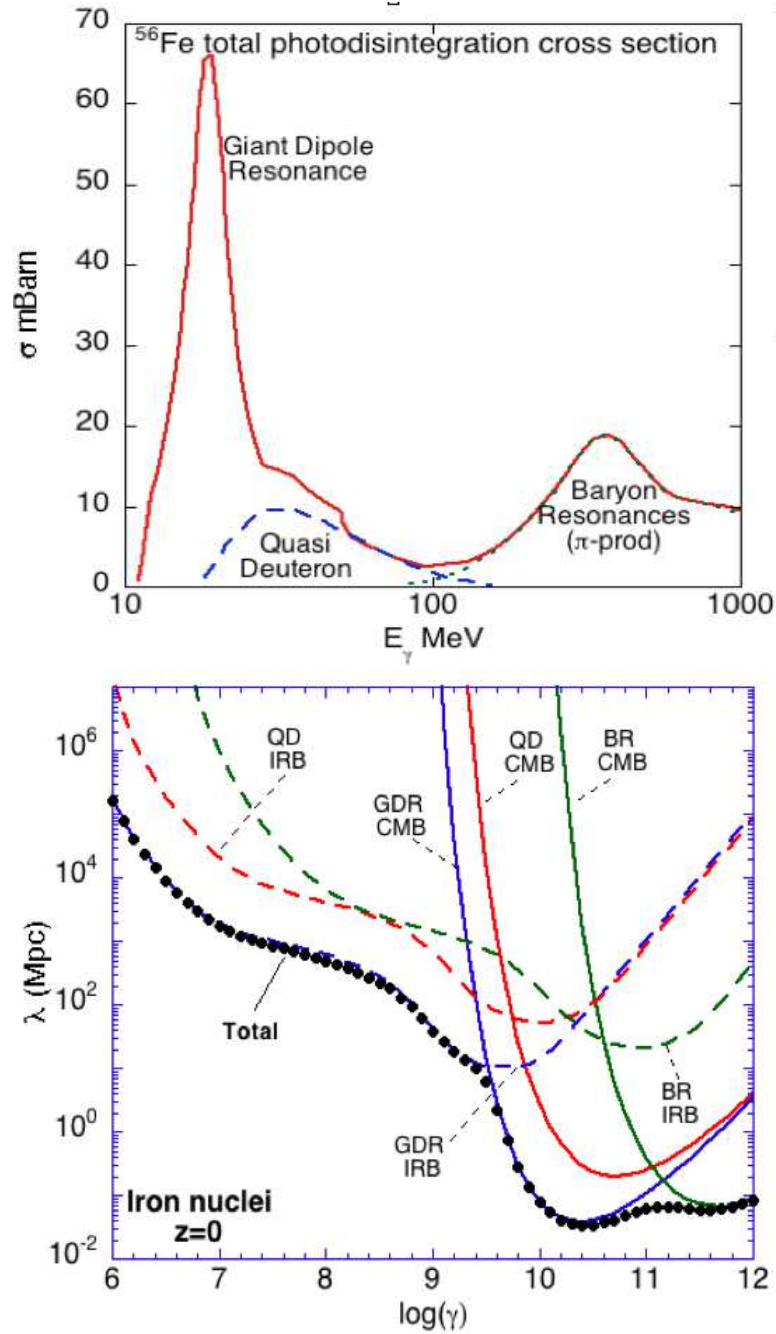


FIG. 3.3 – **Haut** : Sections efficaces multipliées par l'inélasticité pour les processus de GDR, QD et production de pions. **Bas** : Longueurs d'atténuation en fonction du facteur de Lorentz des Fe pour ces deux processus avec les photons IR-O-UV (tirets) et CMB (lignes continues), les pertes dues à l'expansion adiabatique de l'Univers sont omises.

nucléaires, adapté pour les besoins de cette problématique (pour plus de détails sur les calculs de ces sections efficaces, et les comparaisons avec les données voir [67, 68]). La résonance entraîne généralement l'éjection d'un nucléon (dans la plupart des cas un neutron mais cela dépend de la structure du noyau en question), tous les canaux de réaction sont considérés pour tous les isotopes de masse inférieure ou égale à 56 (notons que certains d'entre eux sont d'excellents émetteurs d' α du fait de leur structure). Certains noyaux considérés étant instables, la compétition avec la désintégration β est également considérée. Le seuil de réaction pour la GDR est généralement aux alentours de 10 MeV pour la plupart des isotopes. On observe un léger scaling de ce seuil avec la masse (il diminue lorsque A augmente) mais il varie d'isotope à isotope, certains étant plus susceptibles de céder un nucléon que d'autres. Notons parmi les exceptions le noyau d'Helium (doublement magique) qui a un seuil autour de 20 MeV et le ${}^9\text{Be}$, dont le cœur est composé de 2 α qui ne demandent qu'à se séparer, dont le seuil est proche du MeV. Pour finir, notons que l'on peut donner une variation d'échelle, approximative mais utile pour les ordres de grandeurs, de la section efficace de GDR : $\sigma_{GDR}(A) \propto A^{7/6}$, c'est-à-dire que la section efficace est à peu près proportionnelle à la masse du noyau

Processus à plus haute énergie

Les processus de photoérosion à plus haute énergie, dont nous avons décrit brièvement les principes dans l'introduction de ce paragraphe, ont une influence moindre sur la propagation des noyaux ultra-énergétiques car ils interviennent à plus haute énergie que la GDR et ont des sections efficaces moindres. C'est donc la GDR qui provoquera une dépression du spectre des noyaux à ultra haute énergie. Il est toutefois indispensable de tenir compte de ces processus car ils deviennent dominants pour des facteurs de Lorentz très élevés lorsque l'influence de la GDR s'estompe, sans cela on obtiendrait une "recovery" non-physique aux plus hautes énergies. Pour modéliser leurs sections efficaces nous avons utilisé les paramétrisations de Jorg Paul Rachen [60] qui a consacré sa thèse en partie aux processus de photoérosion. Ces paramétrisations proposent des lois d'échelle permettant de décrire la section efficace de chacun des processus de haute énergie en fonction de la masse A du noyau, et proviennent de considérations phénoménologiques et de compilations de données expérimentales. L'efficacité des différents processus (à savoir le nombre moyen de nucléons émis lors d'une interaction) est également précisée.

Le processus Quasi-Deuteron (QD) est un processus se produisant à des énergies intermédiaires entre la GDR et photoproduction de pions, c'est-à-dire qu'il a lieu lorsque les pions ne peuvent pas être produits sur couche de masse (voir Fig. 3.3a). La pa-

ramétrisation donnée par Rachen pour ce processus est :

$$\sigma_{QD}(\epsilon', A) = [0.55 \text{ mbarn}] A^{\frac{5}{4}} \frac{(x_{QD} - 1)^{\frac{3}{2}}}{x_{QD}^3} \quad (3.9)$$

où $x_{QD} = \epsilon' A^{\frac{1}{6}} / 33.3$ est le seuil de l'interaction en MeV, ϵ' est l'énergie du photon dans le NRF (Nuclei Rest Frame) et A le nombre de nucléons du noyau. Pour les rapports d'embranchement du nombre de nucléons émis, nous utilisons les données expérimentales données par [66].

La photoproduction de pions (BR) intervient lorsque l'énergie des photons dans le référentiel du noyau se situe autour de 150 MeV (le seuil de réaction est élargi par le mouvement des nucléons dans le noyau), lorsque des pions réels peuvent être produits via des résonances baryoniques. La section efficace de ce processus est donnée par :

$$\sigma_{BR}(\epsilon', A) = A \sum_{i=1}^4 \sigma_i \sigma_L(\epsilon'; E_i, \Gamma_i) \quad (3.10)$$

où la section efficace est modélisée comme la somme de quatre Lorentziennes représentant les quatre résonances baryoniques principales, dont les paramètres sont :

$$E_1 = 340 \text{ MeV}, \Gamma_1 = 170 \text{ MeV}, \sigma_1 = 351 \mu\text{barn}$$

$$E_2 = 750 \text{ MeV}, \Gamma_2 = 500 \text{ MeV}, \sigma_2 = 159 \mu\text{barn}$$

$$E_3 = 1 \text{ GeV}, \Gamma_3 = 600 \text{ MeV}, \sigma_3 = 21 \mu\text{barn}$$

$$E_4 = 1.5 \text{ GeV}, \Gamma_4 = 800 \text{ MeV}, \sigma_4 = 26 \mu\text{barn}$$

L'influence de la BR s'étend au delà du GeV, et à ces très hautes énergies, ce processus est en compétition avec la photofragmentation. L'influence des processus à ces énergies étant très faibles pour les applications que nous ferons dans cette thèse, la fragmentation ne sera pas implémentée, on peut néanmoins en trouver une discussion détaillée dans [60].

La figure 3.3 représente le libre parcours moyen d'un noyau de fer se propageant dans les fonds CMB et IR-O-UV, pour les différents processus de photo-érosion (les contributions des deux fonds de photons sont séparées). Nous pouvons voir que la GDR domine sur pratiquement l'ensemble du domaine d'énergie de la figure, les résonances baryoniques prenant le relais pour des facteurs de Lorentz au-delà de 10^{11} soit $\sim 5 \cdot 10^{21}$ eV pour un noyau de fer. Comme on peut le voir sur la figure 3.4, les différentes inflexions du libre parcours moyen sont les mêmes pour tous les noyaux composés et dessinent en quelque sorte l'évolution avec l'énergie de la densité des photons « cibles ». L'inflexion

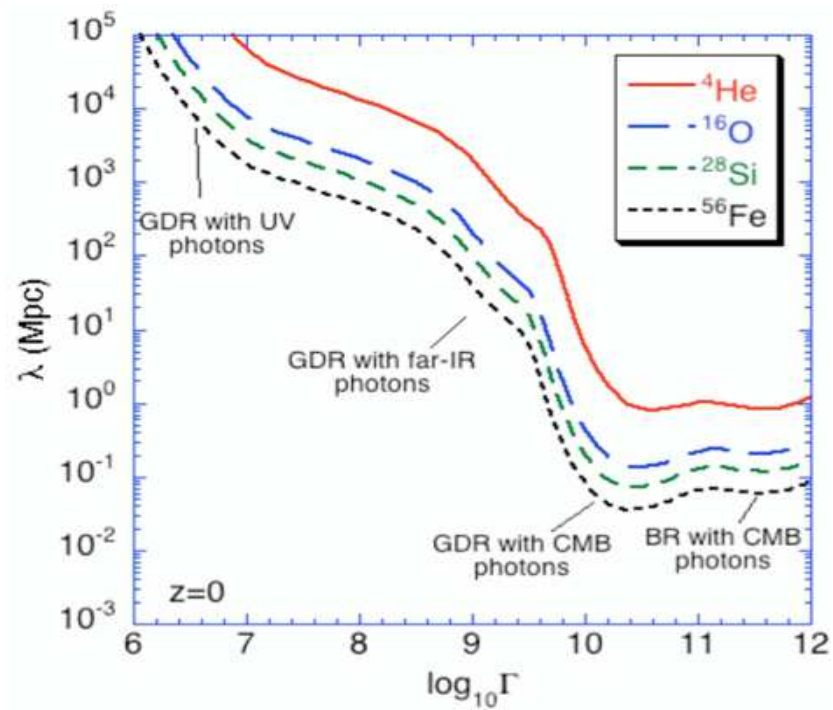


FIG. 3.4 – Évolution du libre parcours moyen de photo-érosion en fonction du facteur de Lorentz pour différents noyaux (He, O, Si, Fe)

à basse énergie signe le début de l'interaction avec les photons les plus énergétiques (UV), une nouvelle inflexion a lieu lorsque les noyaux sont suffisamment énergétiques pour "voir" le fond plus dense dans l'infra-rouge lointain et enfin une forte chute se produit lors de l'interaction avec le CMB. Du fait des seuils de réaction similaires pour les différentes espèces dans le référentiel du noyau (notons que la différence de seuil pour l'Helium évoquée plus haut est visible sur la figure) les inflexions se produisent à peu près aux mêmes facteurs de Lorentz (ce qui signifie à des énergies proportionnelles à la masse du noyau). Par ailleurs, la proportionnalité approximative de la section efficace avec la masse se traduit par des libres parcours moyens inversement proportionnels à la masse.

La figure 3.5a montre la longueur d'atténuation du fer en fonction du facteur de Lorentz en séparant d'une part la contribution des fonds de photons et d'autre part la contribution de la production de paire et celle des processus de photo-érosion. On peut voir que les processus de photo-érosion dominent sur l'ensemble du domaine d'énergie, la contribution de la production de paire n'étant comparable que pour des facteurs de Lorentz entre 10^9 et 10^{10} .

Pour terminer la discussion sur les processus d'interaction des protons et noyaux, la figure 3.5 (bas) montre l'évolution de la longueur de perte des protons et de 4 espèces de noyaux avec l'énergie. Comme vu précédemment, on retrouve la similitude de l'allure des courbes pour les noyaux composés et la proportionnalité approximative des inflexions avec la masse. La courbe des protons contraste par une allure totalement différente due à la nature différente des processus d'interaction, nous verrons plus tard que cette différence d'allure a des conséquences profonde sur l'allure des spectres attendus sur Terre. Notons qu'il faut être relativement prudent sur l'interprétation de ces courbes de longueur d'atténuation lorsque l'on compare protons et noyaux. En effet, durant sa propagation un proton va en quelque sorte "remonter" sa courbe sachant qu'il perd de l'énergie mais reste un proton. Dans le cas des noyaux, nous avons vu que ce sont les canaux de photo-érosion qui dominent. Au cours de sa propagation un noyau va perdre de l'énergie mais aussi changer d'identité et donc de courbe d'atténuation. Il n'en reste pas moins que comme suggéré par la figure 3.5b les noyaux lourds se propagent en perdant moins d'énergie que les protons entre $5 \cdot 10^{19}$ eV et $3 \cdot 10^{20}$ eV.

3.2.4 Traitement numérique de la propagation

Les différents processus d'interaction des protons et noyaux avec les fonds de photons (CMB et IR-O-UV) sont implémentés dans un code Monte-Carlo mis au point par Denis Allard lors de sa thèse à l'IPN Orsay [68]. Nous avons modifié et utilisé ce code pour le besoin des applications développées dans cette thèse, nous en donnons ici les grandes

lignes du fonctionnement (nous détaillerons davantage le code de propagation de cascade de photons qui a été entièrement développé lors de la présente thèse, ce dernier reprenant certaines des recettes utilisées dans le code que nous décrivons brièvement ici).

Une particule d'énergie E est propagée depuis un redshift z . Les libres parcours moyens des différents processus susceptibles d'intervenir pour ce type de particule à cette énergie et à ce redshift sont calculés et donnent ainsi la probabilité relative des différents processus et le libre parcours moyen total qui sert à déterminer la taille du pas de propagation par un tirage aléatoire selon une loi exponentielle. Le processus intervenant est alors choisi par tirage aléatoire selon les probabilités déterminées précédemment. Une fois le canal d'interaction choisi, une énergie de photon est tirée selon la distribution des fonds de photons dans le référentiel des particules, pondérée par la section efficace du processus choisi. La nouvelle énergie (facteur de Lorentz, masse) de la particule est déterminée, les particules secondaires (nucléons, photons, neutrinos, paires e^+/e^-) sont enregistrées. La distance de propagation est augmentée par la valeur du pas et cette procédure est répétée jusqu'à ce que la particule arrive sur Terre ou passe en deçà d'une valeur seuil. Les nucléons secondaires s'il y en a, sont propagés depuis leur lieu d'émission, les neutrinos, photons et paires sont enregistrés (les 2 derniers servent alors d'input pour le code de cascades électromagnétiques décrit plus loin dans cette thèse).

Ce code est grandement paramétrable, on peut ainsi choisir :

- de propager des particules depuis une distance fixe ou bien depuis une distribution de sources (continue ou bien discrète à une densité donnée¹)
- une énergie fixe ou un spectre d'énergie
- la composition
- d'inclure ou non les photons, neutrinos et paires e^+e^-
- de passer en trajectoire 3D et d'ajouter un champ turbulent dont les paramètres physiques peuvent être choisis

3.3 Implications de la composition aux sources sur le spectre et la composition à la Terre

Dans les lignes qui suivent nous allons appliquer ce qui a été décrit dans le début de ce chapitre pour comprendre l'implication de la composition aux sources des RCUHE sur le spectre et la composition observée sur Terre. Cette partie reproduit et actualise notre étude publiée dans [69].

¹Voir la dernière partie de cette thèse pour des contraintes sur la densité de sources.

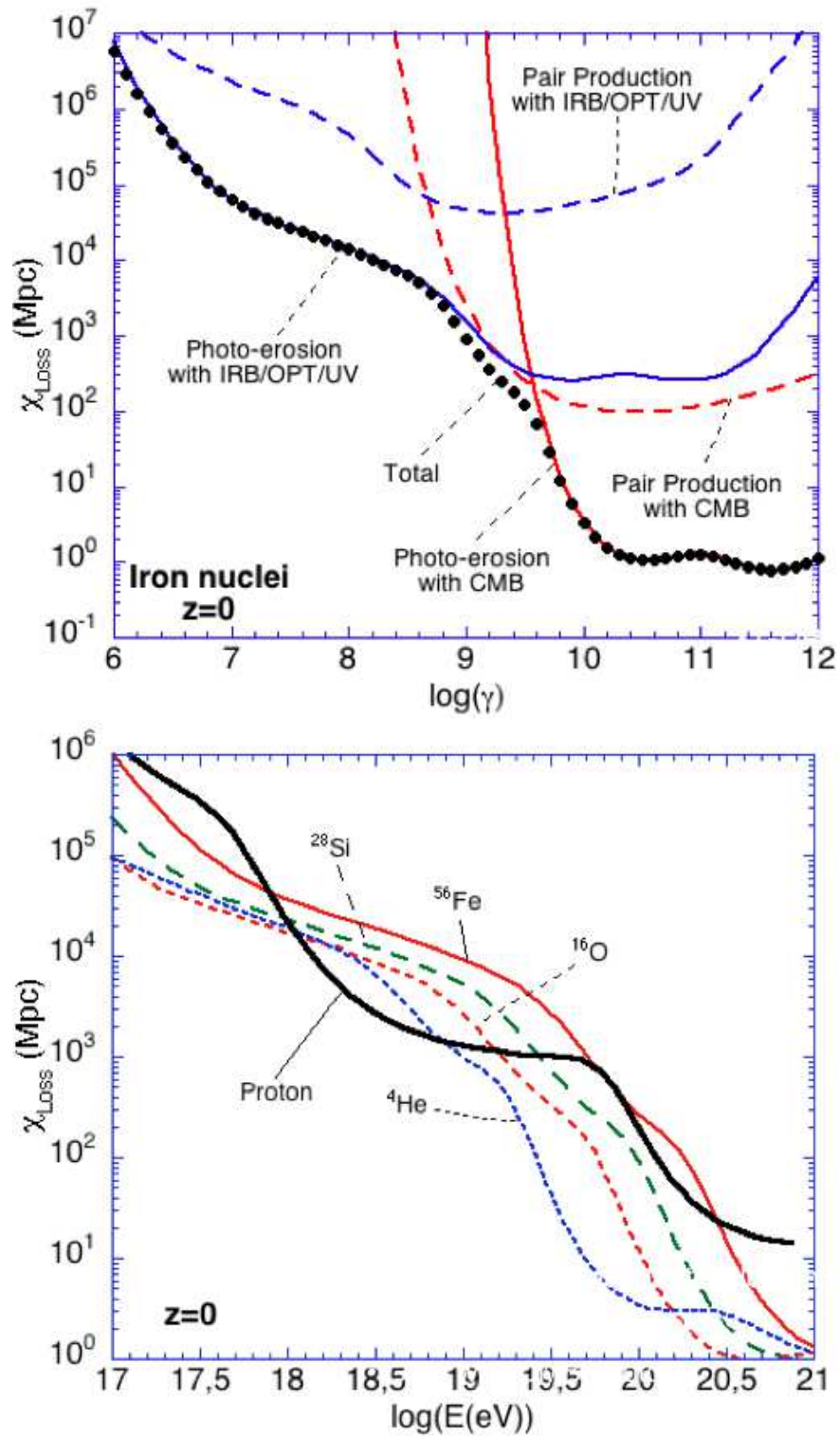


FIG. 3.5 – Haut : Longueur d’atténuation des noyaux de fer en fonction du facteur de Lorentz, les contributions des fonds de rayonnement d’une part, et d’autre part des processus de photo-érosion et de production de paire sont séparés . Bas : Longueurs d’atténuation en fonction de l’énergie pour les protons et noyaux composés (He, O, Si, Fe)

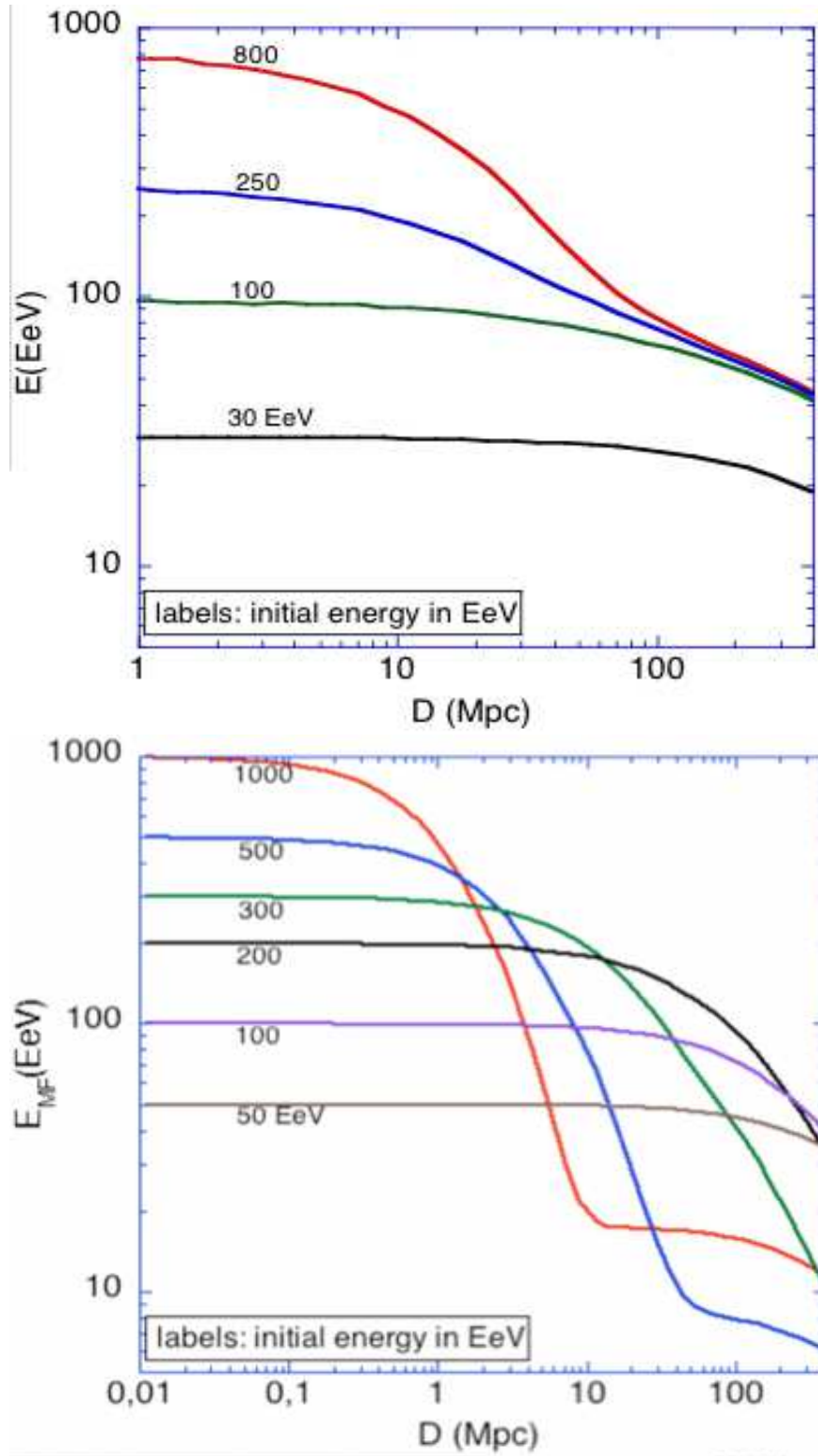


FIG. 3.6 – Haut : Trajectoires dans l'espace des énergies de protons de différentes énergies initiales (voir labels). Bas : Même chose pour des noyaux de fer. Note : ces courbes sont obtenues en moyennant le comportement de 5000 particules à chaque énergie initiale. Les effets cosmologiques dus à l'expansion universelle ont été "débranchés" pour ce calcul et seule l'évolution du fragment principal est suivie dans le cas des noyaux de fer.

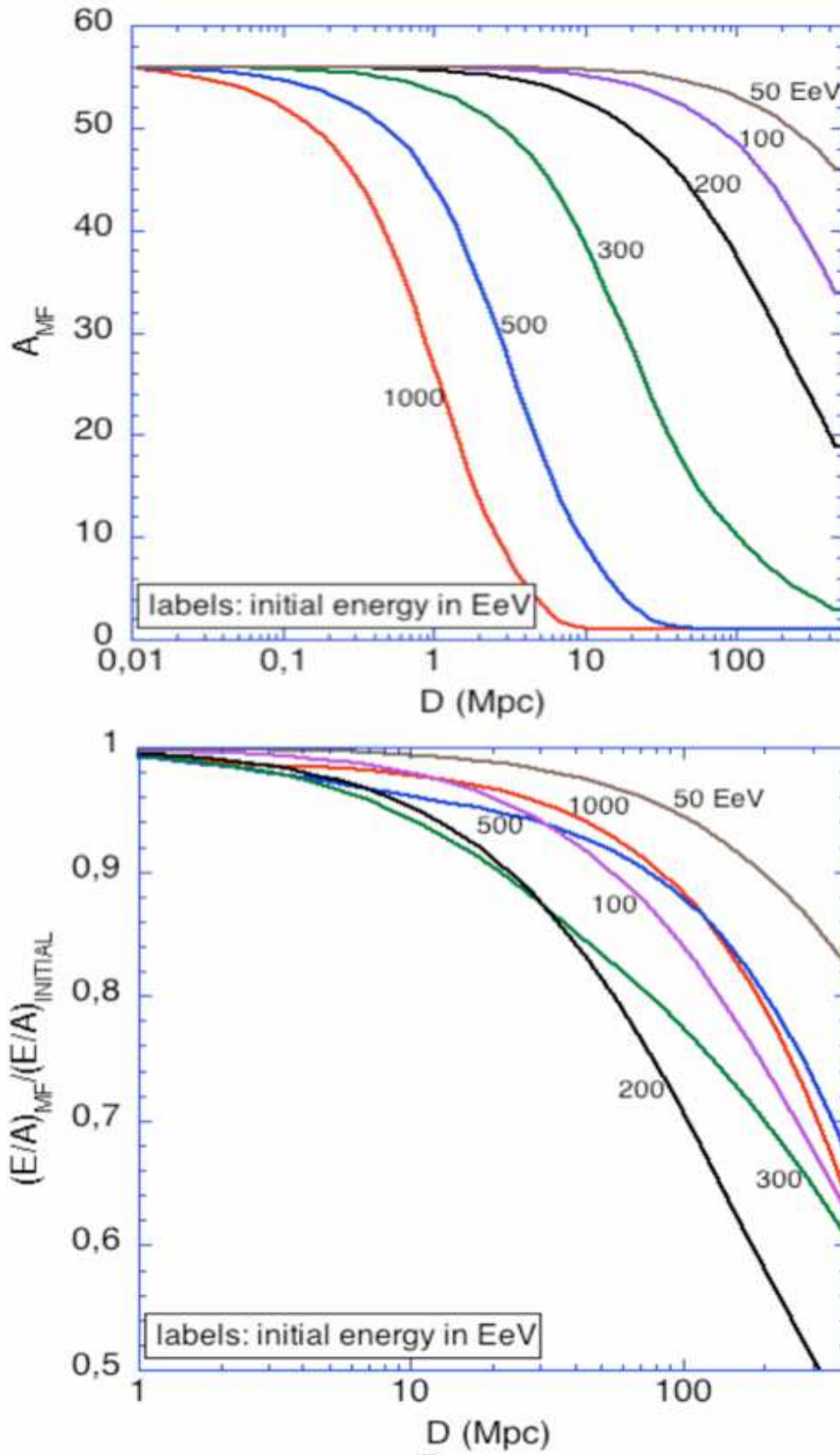


FIG. 3.7 – Trajectoires dans l'espace des masses (haut) et facteur de Lorentz (bas) associées à l'évolution de l'énergie représentée Fig. 3.6b.

3.3.1 Trajectoire dans l'espace des énergies

Un bon moyen de comprendre la différence entre la propagation des protons et celle des noyaux composés est de suivre l'évolution de l'énergie durant la propagation des particules. Ceci est fait sur les figures 3.6 et 3.7. Sur la Fig. 3.6a on peut voir l'évolution dans le temps de protons d'énergie initiales différentes. Ce genre de figure est bien connu et peut servir à montrer (comme c'est le cas sur la figure) que, quelle que soit l'énergie initiale, les protons auront une énergie en deçà de 100 EeV au bout de 100 Mpc de propagation. On s'aperçoit sur la figure 3.6b que le cas des noyaux est très différent. Cette figure montre l'évolution en énergie de noyaux de fer d'énergies initiales différentes. La première chose remarquable est que les courbes se croisent ce qui est totalement impossible pour les protons. Pour comprendre cela il est utile de représenter également l'évolution de la masse (Fig. 3.6a) et du facteur de Lorentz (Fig. 3.6b). L'explication du comportement singulier de l'évolution de l'énergie des noyaux par rapport au cas proton devient alors limpide. Les noyaux perdent principalement leur énergie sous forme de masse à un rythme plus ou moins soutenu selon leur énergie initiale. Ainsi à 10^{21} eV pour le fer l'influence de la GDR est maximale, les noyaux cèdent rapidement des nucléons et le noyau résiduel se retrouve également au maximum de l'influence de la GDR (car le facteur de Lorentz évolue peu pendant ce temps) jusqu'à ce que la chaîne de photo-érosion arrive au nucléon. Les noyaux à 10^{21} eV, en perdant de la masse, se retrouvent donc rapidement à des énergies en deçà de celle de noyaux d'énergie initiale plus basse, la hiérarchie initiale n'étant retrouvée que lorsque tout le monde a atteint le stade nucléon. Ainsi des noyaux de fer d'énergie initiale de 100 ou 200 EeV vont rapidement se retrouver plus lourds et plus énergétiques que des noyaux de même espèce partis à 1000 EeV.

La courbe d'évolution du facteur de Lorentz est également intéressante et peut se comprendre sur le même principe. On peut voir que la hiérarchie entre les différentes énergies initiales devient rapidement complètement mélangée. Cela est une fois de plus dû à l'évolution dans l'espace des masses et au scaling en A/Z^2 de la longueur de perte par production de paire. En effet un noyau de fer de 10^{21} eV en perdant rapidement ses nucléons devient du même coup moins chargé et subit donc moins la production de paire. Cela n'est pas le cas pour un fer à 200 EeV, la diminution relative de son facteur de Lorentz est donc plus forte. Les noyaux de fer à 50 EeV restent également chargés très longtemps mais leur facteur de Lorentz les place au niveau du seuil de la production de paire avec le CMB et la diminution relative du facteur de Lorentz est donc plus lente. Ces figures montrent donc quelques subtilités inhérentes à la propagation des noyaux et nous aident à les comprendre. Dans ce qui suit nous allons passer à des applications plus directes en calculant des spectres propagés en supposant une distribution de sources et l'émission de noyaux en loi de puissance par ces mêmes sources.

3.3.2 Spectres propagés pour des compositions pures

Dans ce qui suit nous allons supposer que les sources sont réparties uniformément en co-volume (c'est-à-dire que la luminosité des sources n'évolue pas au cours de l'histoire de l'Univers), et que ces sources émettent diverses compositions de RCUHE selon un spectre en loi de puissance. Les spectres après propagation obtenus seront comparés à celui mesuré par l'Observatoire Pierre Auger pour déterminer dans chaque cas l'indice spectral le plus compatible.

Les meilleurs indices spectraux permettant d'ajuster correctement les données d'Auger sont montrés sur la figure 3.8. Les spectres totaux ainsi que les différentes composantes élémentaires arrivant à la Terre sont montrées dans les cas de composition pur He, pur CNO, pur Si et pur Fe aux sources. On peut voir que dans tous les cas hormis le pur Fe, une domination des protons secondaires aux plus hautes énergies est attendue sur Terre. Ceci est dû au fait que pour les noyaux légers et intermédiaires, la composante primaire commence à décliner à relativement basse énergie (entre $\sim 10^{18.5}$ eV pour He et $\sim 10^{19.2}$ pour Si, c'est-à-dire que les composantes primaires déclinent à des énergies croissant avec la masse) du fait des interactions des noyaux avec les photons de l'infrarouge lointain et en conséquence le spectre devient dominé par les protons secondaires au delà de ces énergies si l'énergie maximale choisie est suffisante (des énergies maximales de l'ordre de $Z \times 10^{20}$ eV sont requises pour reproduire le spectre d'Auger). De ce fait pour des compositions aux sources dominées par des noyaux légers ou intermédiaires, la composition aux plus hautes énergies ainsi que la forme du spectre seraient extrêmement difficiles à distinguer du cas pur proton. On voit néanmoins que n'importe laquelle de ces hypothèses de composition permet d'ajuster les spectres expérimentaux et prédisent une forte domination des protons aux plus hautes énergies, ce qui signifie en d'autres termes que l'observation d'une composition dominée par les protons au delà de 10^{19} eV ne serait pas très contraignante pour déterminer la composition à la source.

Le cas des sources de pur Fe, qu'on peut étendre aux sources qui seraient dominées par des noyaux lourds est différent. Les noyaux lourds du fait de leur masse ont un seuil d'interaction suffisamment élevé pour que la composante primaire survive sur toute la gamme d'énergie, on peut donc voir sur la figure 3.8d que la composition est dominée par les noyaux lourds même aux plus hautes énergies.

Pour conclure cette étude de spectre, si l'on suppose des compositions pures, nous pouvons dire qu'aux plus hautes énergies, du fait de la photo-érosion des noyaux légers et intermédiaires, la composition devrait être dominée soit par des protons, soit par des noyaux lourds, selon la composition à la source.

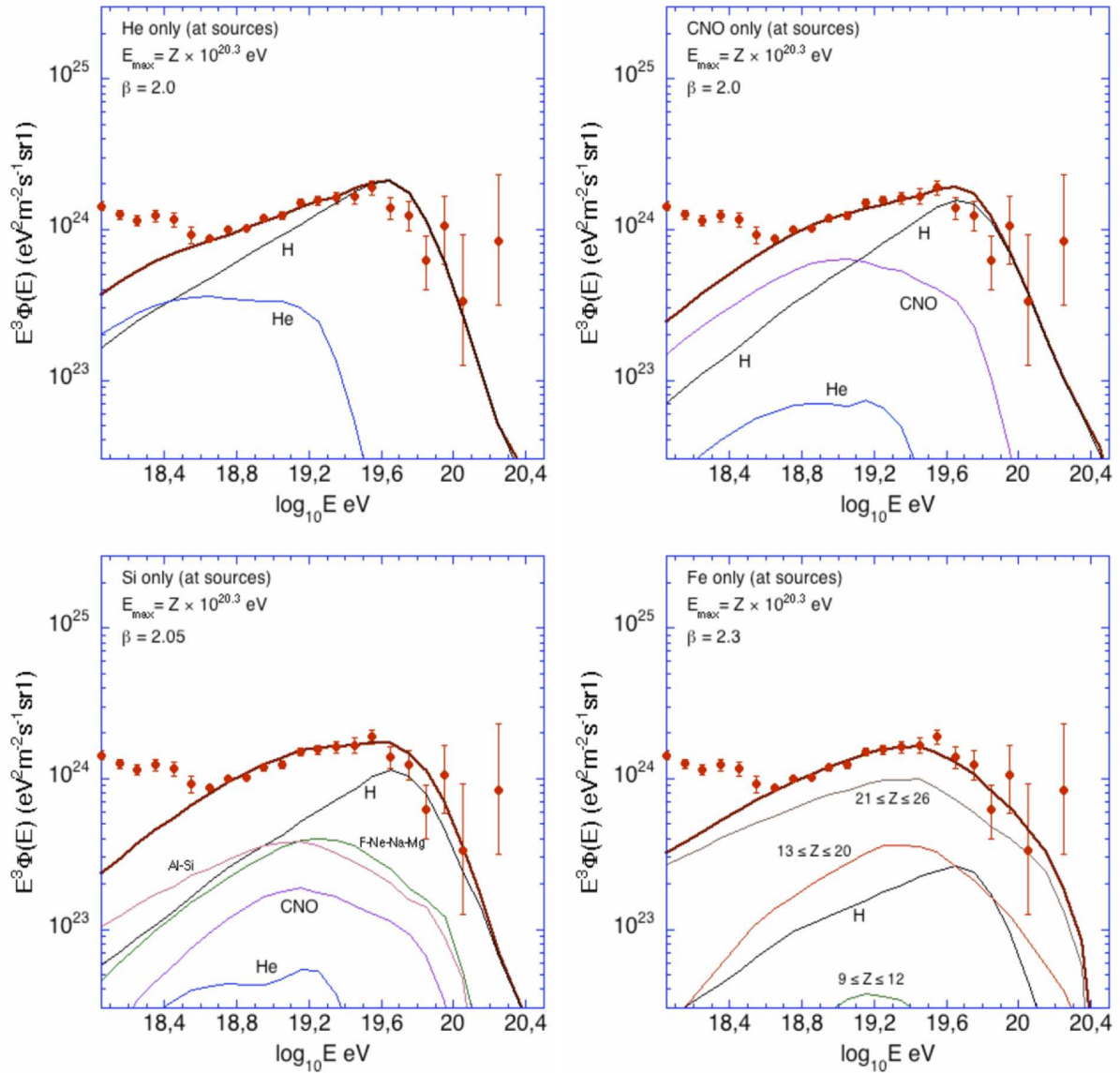


FIG. 3.8 – Spectres après propagation obtenus en supposant des compositions pures aux sources, He (haut gauche), CNO (haut droit), Si (bas gauche), Fe (bas droit). Les spectres obtenus sont comparés à ceux de l’Observatoire Pierre Auger [70].

3.3.3 Abondance des protons secondaires

Pour mieux comprendre l'évolution de la composition sur les spectres précédents il est utile de regarder pour ces mêmes spectres l'évolution de l'abondance relative des protons secondaires. Ceci est montré sur la figure 3.9. Sur la partie droite on peut voir l'évolution de l'abondance des protons secondaires avec l'énergie pour une distribution uniforme de source de fer à différents indices spectraux. On peut voir que cette évolution comporte des inflexions et que l'abondance relative des protons dépend de l'indice spectral.

Nous allons d'abord nous arrêter sur ce dernier point qui est aisé à comprendre. En effet, nous pouvons voir que les secondaires sont d'autant plus abondants que l'indice spectral est dur. Ceci provient du fait que les secondaires produits par les noyaux de fer sont rejetés à une énergie 56 fois plus faible (c'est-à-dire qu'ils ont le même facteur de Lorentz que leur noyau primaire, mais une masse 56 fois plus faible) et sont donc en compétition avec des noyaux primaires de beaucoup plus basse énergie. Les différences numériques entre les secondaires produits par des primaires très énergétiques, et les primaires de basse énergie aux énergies auxquelles ils atterrissent, dépend bien entendu de l'indice spectral et sera d'autant plus faible (soit une abondance relative plus forte) que l'indice spectral est dur.

Décrivons maintenant les inflexions des courbes d'abondance relative des secondaires du fer : on peut voir une première inflexion vers $3 - 4 \cdot 10^{18}$ eV, à ces énergies la composante primaire n'est pas significativement modifiée mais les secondaires sont produits massivement par l'interaction des noyaux de fer avec les protons du CMB au-delà de $2 - 3 \cdot 10^{20}$ eV. Au delà du seuil de photo-érosion des noyaux avec le CMB les noyaux sont rapidement détruits jusqu'à devenir des nucléons d'énergie A fois plus basse la composante de secondaire devient donc une loi de puissance similaire à celle des particules primaires et ne changera de forme que lorsque les protons secondaires subiront l'effet GZK. L'inflexion suivante vers $2 - 3 \cdot 10^{19}$ eV est due au premier décrochement de la composante primaire dû à l'interaction du fer avec les photons de l'infra-rouge lointain alors que la composante secondaire suit toujours une loi de puissance. On assiste ensuite au décrochement de la composante secondaire dû à l'effet GZK sur les protons vers $5 \cdot 10^{19}$ eV, à cette énergie les protons interagissent avec les photons du CMB alors que les noyaux de Fe interagissent avec le fond infra-rouge lointain moins dense (ceci étant dû à la différence de seuil en production de pions pour les protons et la GDR pour les noyaux de fer dans le référentiel du laboratoire). La composante primaire est donc moins touchée par les interactions que la secondaire et l'abondance des secondaires diminue. Cette diminution ne dure pas, vers $2 - 3 \cdot 10^{20}$ eV, la composante primaire chute dramatiquement et définitivement car on atteint le seuil de la GDR avec les photons du CMB. Lorsque ce seuil est atteint la photo-érosion est rapide est tout noyau se re-

trouve totalement dépouillé de ses nucléons en quelques Mpc. En particulier si aucune source n'est plus proche que 4 Mpc (ce qui est à peu près la distance de Centaurus A) pratiquement aucun noyau composé ne peut survivre au delà de $3 \cdot 10^{20}$ eV. Si l'énergie maximale est suffisamment élevée la composition devient outrageusement dominée par les secondaires, sinon le flux devient désespérément faible. En effet contrairement aux protons, les noyaux composés sont évaporés par les interactions et une composante disparaît purement et simplement lorsque le seuil d'interaction avec les photons du CMB est atteint. Nous nous sommes particulièrement intéressés au cas du fer car il s'agit du plus lourd des noyaux abondants dans le rayonnement cosmique et donc en principe celui qui est le dernier à disparaître du fait des interactions. Sa coupure GZK vers $3 \cdot 10^{20}$ eV représente l'énergie au delà de laquelle il est très improbable d'observer des noyaux composés au-delà de quelques nucléons et donc où la composition devrait être pratiquement uniquement composée de protons quelle que soit la composition initiale².

L'évolution de l'abondance relative des secondaires est également donnée pour d'autres compositions sur la figure 3.9b. L'abondance relative des protons ainsi que les inflexions dans l'évolution de l'abondance relative dépendent de l'espèce considérée. La différence d'abondance vient du fait que la différence d'énergie entre le primaire et le secondaire (un facteur A) est moindre pour un noyau léger. Pour un noyau d'Hélium, l'énergie des secondaires est seulement 4 fois inférieure à celle du primaire, pour des indices spectraux supérieurs à 2, l'abondance des secondaires sera donc supérieure à celle dans le cas du fer pour lequel l'énergie des secondaires est 56 fois plus faible (malgré le fait que le fer peut potentiellement donner 56 protons secondaires et l'Hélium quatre protons secondaires). Pour ce qui est des inflexions, l'ordre dans lequel les inflexions des composantes secondaires et primaires se produisent dépend de la masse du primaire du fait de la dépendance en A des seuils d'interaction des primaires. En particulier, l'inflexion vers $5 \cdot 10^{19}$ eV vue dans le cas du fer sera absente pour les noyaux légers et intermédiaires car ceux-ci interagissent avec les photons à des énergies plus basses que les protons contrairement au fer (cette inflexion est à peine visible pour le silicium).

3.3.4 Le cas d'une composition mixte

Il est également intéressant de choisir une composition aux sources plus réaliste que les exemples "pédagogiques" de compositions pures utilisés précédemment. Pour ce faire, nous allons utiliser une composition mixte pour laquelle les abondances sont les mêmes que celles observées dans le rayonnement cosmique galactique. Cette composition a été popularisée par différentes études menées à l'APC [71, 72, 73, 74, 75]. Elle contient

²Bien entendu, ce raisonnement ne tiendrait plus si les sources étaient galactiques et serait affaibli si la source la plus proche était sensiblement plus proche que Centaurus A.

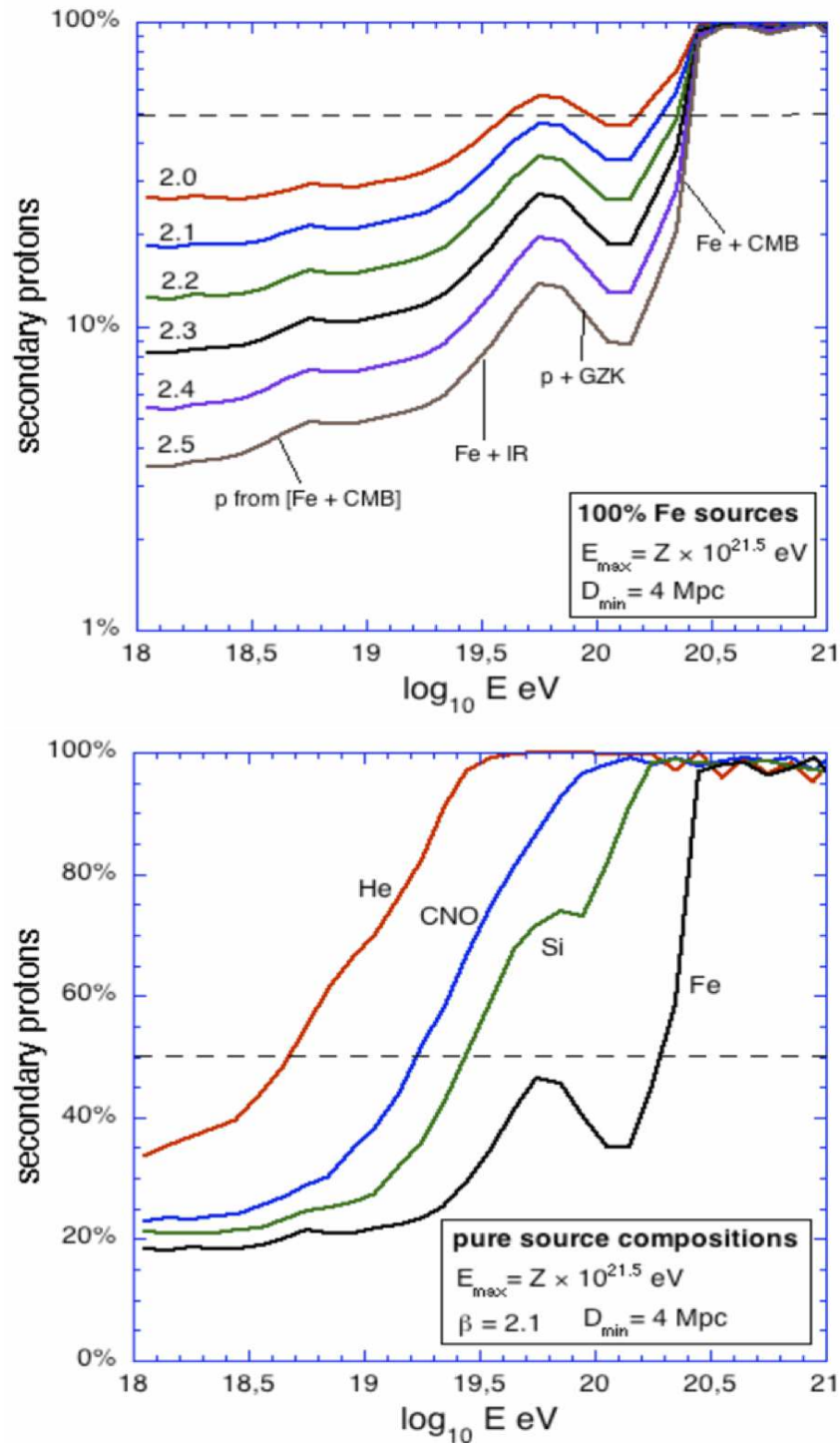


FIG. 3.9 – Haut : évolution de l'abondance relative des protons secondaires avec l'énergie en supposant une distribution uniforme de sources de pur Fer, une énergie maximale aux sources $E_{max} = 10^{21.5} \text{ eV}$, une distance de la source la plus proche $D_{min} = 4 \text{ Mpc}$ pour différentes hypothèses sur l'indice spectral aux sources. Bas : idem, mais différentes hypothèses de composition aux sources sont supposées (pur He, pur CNO, pur Si, pur Fe) et l'indice spectral est fixé à 2.1

approximativement 40% de proton, 30% d’Helium, 15% de CNO, 7% de Fe, le reste étant réparti entre les noyaux de masse intermédiaire. Le spectre propagé obtenu pour un indice spectral de 2.2 aux sources et une énergie maximale $E_{max} = Z \times 10^{20.2}$ eV est représenté sur la figure 3.10. Comme pour toutes les compositions précédentes, l’accord avec les données est très bon. On peut voir comme nous l’avons évoqué plus haut la décroissance des différentes composantes à des énergies croissant avec la masse, la domination totale des protons et noyaux lourds au delà de 5×10^{19} eV (avec un net avantage pour les protons du fait des abondances relatives aux sources), la remontée de l’abondance relative des lourds entre 5×10^{19} et 3×10^{20} eV, et la disparition définitive des noyaux lourds au environs de 3×10^{20} eV. Comme toutes les autres compositions utilisées jusqu’à maintenant on ne peut pas reproduire les données aux énergies en deçà de la cheville contrairement au cas pur proton. Ce dernier point est intéressant et nous allons donc lui consacrer un bref paragraphe.

Petite parenthèse sur le ”pair production dip”

Dans le cas d’une composition pur proton, une inflexion très particulière apparaît dans le spectre attendu au niveau de la cheville et l’on peut reproduire les données jusqu’à beaucoup plus basse énergie [76] comme on peut le voir sur la figure 3.10a. Cela signifie que contrairement à ce que l’on a vu tout au long de ce chapitre, la cheville peut être reproduite par la seule composante extragalactique et n’a dans ce cas rien à voir avec la transition entre le rayonnement cosmique galactique et son pendant extragalactique contrairement au cas d’une composition mixte. On peut donc légitimement se demander ce que le cas pur proton a de si différent. En fait, cette inflexion particulière observée au niveau de la cheville dans le cas pur proton et appelée *pair production production dip* doit son existence à l’évolution de la longueur d’atténuation des protons avec l’énergie (voir Fig. 3.2b). À basse énergie (en deçà de 10^{18} eV), les pertes d’énergie sont dominées par les pertes adiabatiques, le spectre propagé garde donc à peu près la même pente qu’aux sources. Vers 10^{18} eV, les protons commencent à interagir avec le CMB et la longueur d’atténuation décroît brusquement avec l’énergie, le spectre propagé devient donc plus mou, avant de se redurcir un peu avant 10^{19} eV lorsque la longueur de perte due à la production de paire devient plus plate. Cette succession d’événements explique la forme particulière du spectre attendu pour les protons et le *pair production production dip*³. Comme nous l’avons vu plus haut, l’évolution de la longueur d’atténuation est très différente pour les noyaux composés de ce fait il n’y a aucune raison d’attendre le même

³Notons que sur la figure 3.10b, nous montrons différents scénarios de l’évolution cosmologique des sources. Dans le cas de celle suivant Star Formation Rate (SFR), la luminosité des sources est plus grande à haut redshift ce qui fait que la transition entre les pertes adiabatiques et celles dues à la production de paire se fait à plus basse énergie et que le dip est un peu plus profond.

comportement lorsque des noyaux sont présents dans la composition aux sources. Il est montré dans [71] qu'un ajout de n'importe quelle espèce à une composition pur proton à hauteur de plus d'une dizaine de pourcents était suffisante pour faire disparaître le dip attendu dans le cas pur proton. Ainsi, comme cela est discuté dans [77, 71], la présence ou non de noyaux dans la composition aux sources a donc une influence critique sur le déroulement de la transition Galactique/extragalactique. Dans le cas pur proton, la transition a lieu très tôt et n'est pas associée à la cheville, et si des noyaux sont présents, la cheville devient la signature spectrale de la transition.

3.3.5 En résumé

Nous avons appris dans les paragraphes précédents que les spectres expérimentaux pouvaient être ajustés correctement pour pratiquement n'importe quelle hypothèse de composition aux sources. Par contre, pour ce qui est de la composition à la Terre, aux plus hautes énergies, elle devrait être dominée soit par les protons, soit par les noyaux lourds, les noyaux légers et intermédiaires étant efficacement photo-érodés au-delà de quelques 10^{19} eV. Par ailleurs, les noyaux composés devraient totalement disparaître au-delà de $3 \cdot 10^{20}$ eV. Vu le manque de contraintes apportées par le spectre sur la composition aux sources, nous allons nous tourner maintenant vers les analyses de composition d'Auger pour en obtenir plus.

3.4 Ce que nous apprennent les données de composition d'Auger

Les données de composition d'Auger ont été divulguées récemment dans [78]. L'évolution de la composition peut être déduite des mesures de maximum de développement longitudinal (valeur moyenne et dispersion, voir partie I de cette thèse). Les résultats sont présentés sur la figure 3.11. Comparées avec les prédictions des modèles hadroniques utilisés dans les simulations de gerbes atmosphériques, les données d'Auger indiquent clairement un alourdissement (sauf à imaginer qu'il y a quelque-chose de vraiment faux dans les modèles hadroniques) de la composition entre la cheville et les plus hautes énergies (c'est plus visible avec l'évolution de la dispersion). Nous allons tenter de comprendre avec ce que nous avons vu précédemment ce que nous apprend cet alourdissement de la composition sur les sources des RCUHE.

Premièrement, cet alourdissement met à mal plusieurs modèles jusqu'alors populaires. Le modèle du dip dont nous avons parlé dans la section précédente ne tolère la présence que d'une très faible fraction de noyaux et est certainement totalement

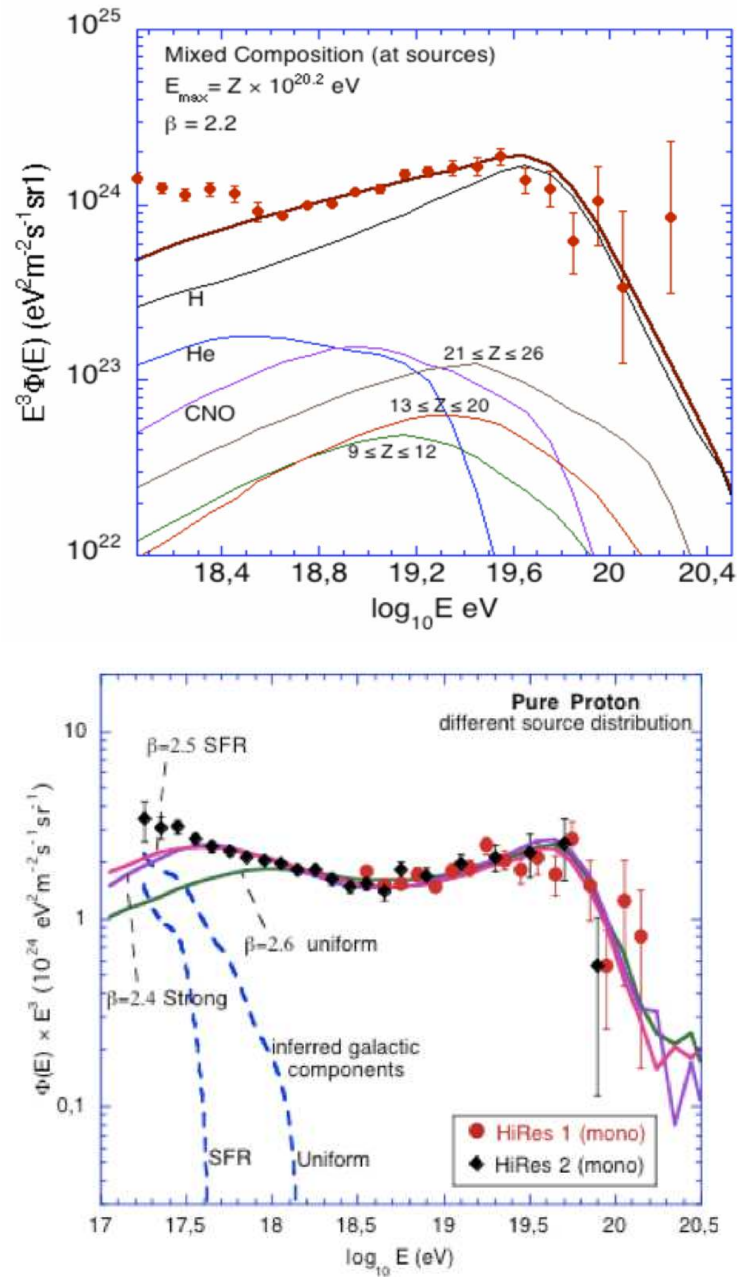


FIG. 3.10 – Haut : spectre après propagation obtenu en supposant une composition mixte similaire à celle observée pour le rayonnement cosmique de basse énergie comparé aux données d’Auger. Bas : même chose mais pour une composition pur proton aux sources, la comparaison est faite avec les données d’HiRes et plusieurs hypothèses sur l’évolution des sources.

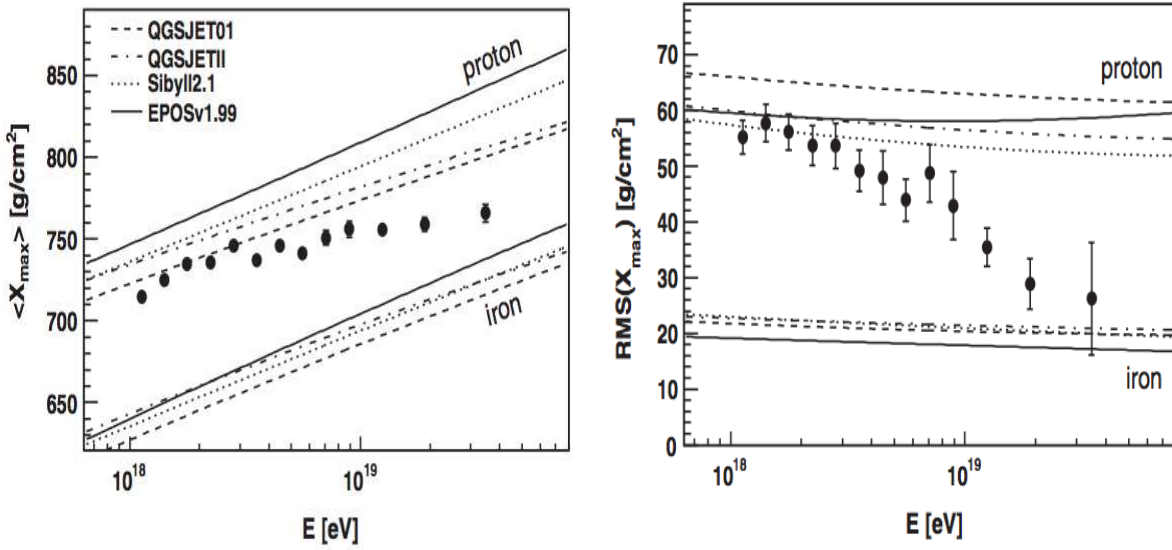


FIG. 3.11 – Évolution du maximum de développement longitudinal moyen en fonction de l'énergie mesurée par Auger. Les prédictions des différents modèles hadroniques pour les protons et noyaux de fer sont représentées.

incompatible avec une composition à dominance lourde aux plus hautes énergies. Le modèle de composition mixte que nous avons présenté également plus haut, s'il tolère la présence de noyaux aux plus hautes énergies devrait en principe être dominé par des protons si ceux-ci sont accélérés jusqu'à 10^{20} eV ou plus. Le modèle mixte dans sa version présentée dans [71] est donc également mis en difficulté par les données d'Auger.

3.4.1 Comment justifier un alourdissement et une composition lourde à haute énergie ?

On pourrait en premier lieu imaginer une composition lourde à la source comme dans le cas de la composition pur fer que nous avons étudié dans les paragraphes précédents. Une telle explication est malheureusement peu satisfaisante, car comme nous l'avons vu, une composition dominée à la source par des noyaux lourds résulte sur Terre en une composition lourde sur tout le domaine d'énergie. Or, la composition indiquée par Auger est légère à la cheville et semble s'alourdir graduellement. L'hypothèse de sources dominées par des noyaux lourds ne semble donc pas être une solution astrophysique très naturelle ni très satisfaisante au vu des données d'Auger.

Nous avons vu précédemment que l'on attendait un alourdissement de la composition entre $5 \cdot 10^{19}$ eV et $3 \cdot 10^{20}$ eV du fait de la différence d'énergie de seuil entre la

photoproduction de pion des protons et la GDR de noyaux lourds avec les photons du CMB. Pourrait-on donc en conclure que c'est ce genre d'alourdissement transitoire qui est observé par Auger? Cela est peu probable car l'alourdissement dans les données semble se produire bien avant la coupure GZK des protons à tel point que même en évoquant une systématique forte sur l'énergie reconstruite par Auger il semble bien difficile de rendre les données compatibles avec ce scénario.

Fort de ces constatations et sachant qu'il est difficile de justifier un alourdissement d'une composition semblant être dominée par les protons à basse énergie avec le seul fait d'un effet de propagation ⁴, une solution aux données d'Auger est d'invoquer le fait que la plupart des sources de RCUHE sont incapables d'accélérer des protons au-delà de 10^{19} eV. Dans un scénario d'accélération de RC classique limité par le confinement des particules, on s'attend en effet à ce que l'énergie maximale des particules soit proportionnelle à leur charge. Une source émettant une composition mixte et n'accélérait des protons que jusqu'à 10^{19} eV pourrait donc être capable d'accélérer des noyaux de fer jusqu'à $\sim 3 \cdot 10^{20}$ eV.

Sur la figure 3.12, une composition mixte avec une énergie maximale $Z \times 10^{19}$ eV et un indice spectral de 2.0 aux sources est comparée aux données d'Auger. Nous pouvons voir que l'accord avec les données est satisfaisant ce qui montre que ce genre de solution est compatible avec les données du point de vue du spectre. Pour pouvoir ajuster le spectre avec un indice spectral de 2.0 (donc proche de ce qui est attendu dans les mécanismes de Fermi), nous avons néanmoins dû augmenter l'abondance relative du fer aux source ($\sim 25\%$) ce qui est 3 ou 4 fois plus élevé que dans les modèles de composition mixte Galactique de [71]. Un indice spectral plus dur serait nécessaire pour conserver cette même composition.

Du point de vue de la composition, on passe bien d'une composition dominée par les protons à la cheville à une composition dominée par les lourds à haute énergie avec une augmentation graduelle de la masse avec l'énergie, conformément aux données. De plus, ce modèle de composition mixte a l'avantage de proposer le même scénario pour la transition galactique/extragalactique que dans [71] or ce modèle, que l'on appellera modèle « low- E_{max} » semble donner la meilleure compatibilité avec les données dans le domaine d'énergie de la transition [74].

C'est un **cas unique** dans tous les modèles que l'on a pu développer jusqu'alors. Pour la première fois, on arrive à ajuster par un modèle astrophysique notablement satisfaisant (tant au niveau de l'accélération modérée que de la composition réaliste), les données d'Auger du spectre d'énergie et de la composition. C'est un **point de départ** pour la construction d'un modèle global de concordance dont on discutera aux chapitres 5 et 9.

⁴Attendu que l'alourdissement transitoire prévu vers $5 \cdot 10^{19}$ eV dû à l'effet GZK sur les protons est incompatible avec ce qui est observé.

3.5 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre nous avons étudié la propagation des protons et noyaux. En particulier, nous avons tenté de comprendre comment la composition évolue depuis les sources jusqu'à la Terre et quel est l'impact de la composition aux sources sur ce qui est observé sur Terre. Nous en avons déduit que les données du spectre apportent peu d'informations et de contraintes sur les sources de RCUHEs mais que les données de composition semblaient favoriser des scénarios de composition mixte enrichie en Fe, où l'énergie maximale des protons pour la plupart des sources est relativement basse. Ce scénario semble le plus naturel pour expliquer la combinaison du spectre et de la composition d'Auger.

Auger va néanmoins apporter d'autres contraintes, du point de vue des directions d'arrivées, ou bien sûr l'abondance d'autres messagers secondaires (neutrinos, photons) à haute énergie. Cet aspect multidimensionnel doit permettre de vérifier la validité des modèles proposés ici lors de l'analyse conjointe du spectre et de la composition, c'est-à-dire qu'il est important de vérifier que les analyses des directions d'arrivée ou les analyses multimessagers ne contredisent pas la conclusion que les protons ne sont pas dominants aux plus hautes énergies. Si les protons sont effectivement minoritaires au-delà de 10^{19} eV, il sera important de « traquer » leur présence.

La présence de protons aux plus hautes énergies pourrait par exemple se révéler par les observations suivantes :

- des accumulations d'événements aux petites échelles ;
- la présence de photons ou neutrinos secondaires ;
- la détection d'événements au-delà de $3 \cdot 10^{20}$ eV.

Dans la suite de cette thèse, nous allons donc nous atteler à vérifier la concordance du modèle proposé au vu des données du spectre et de la composition avec d'autres observables (directions d'arrivée, multimessagers) en profitant du caractère multidimensionnel des observations de l'Observatoire Pierre Auger. Nous dégagerons également les perspectives des futurs observatoires tels qu'Auger Nord ou JEM-EUSO pour contraindre l'origine des RCUHEs.

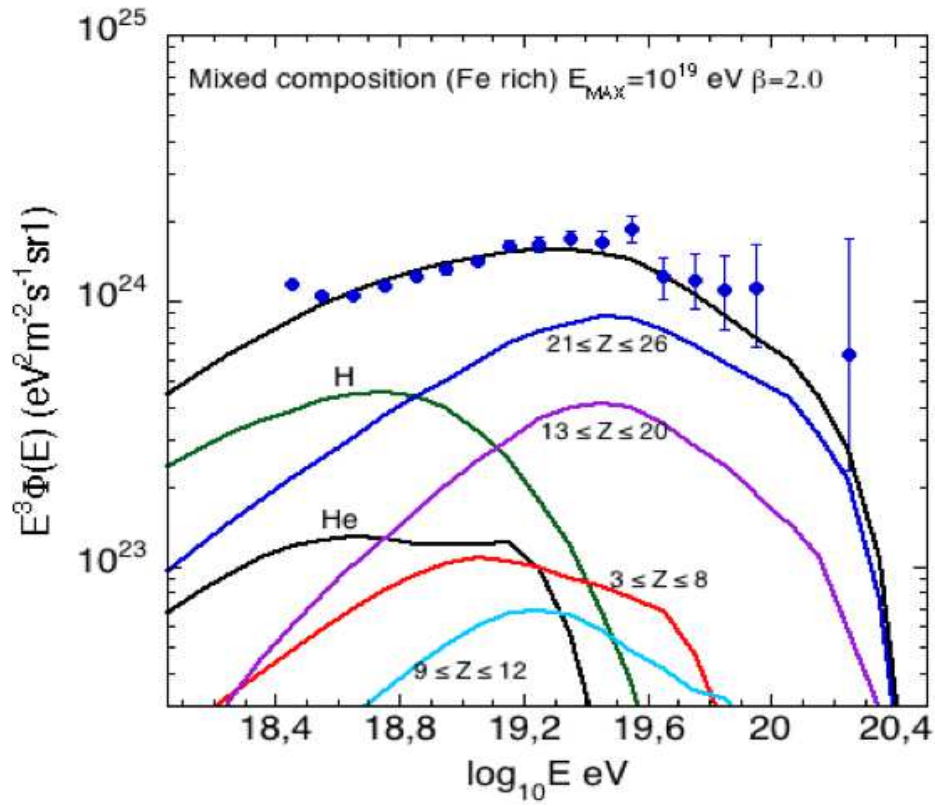


FIG. 3.12 – Spectre obtenu pour une composition mixte pour une énergie maximale aux sources $E_{\text{max}} = Z \times 10^{19}$ eV

Troisième partie

Etude des multi-messagers : les photons d'ultra-hautes énergies

Chapitre 4

Détectabilité dans les données

4.1	Signatures de photon ultra-énergétique	110
4.1.1	Développement d'une gerbe atmosphérique de photon ultra-énergétique	111
4.1.2	Effet Landau-Pommeranchuk-Migdal (LPM) et conversion dans le champ géomagnétique	112
4.2	Choix et utilisation de variables discriminantes	116
4.2.1	Observables du signal	116
4.2.2	Reconstruction de la gerbe atmosphérique	119
4.3	Outil d'analyse statistique et limites sur le flux	120
4.3.1	Une méthode originale	122
4.3.2	Limite sur le flux de photons	124
4.3.3	Résultats et perspectives	131

Résumé : Développement d'une méthode statistique inédite pour obtenir une limite supérieure sur le flux de photons d'Ultra Haute Énergie, et nécessitant un nombre de simulations considérablement réduit par rapport aux méthodes existantes, permettant ainsi de descendre à plus basse énergie, dans une région du spectre intéressante où des photons devraient finir par apparaître comme particules secondaires. Premières limites sur le flux de photons aux énergies trans-GZK : par exemple, $2.2 \times 10^{-3} \text{ km}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{yr}^{-1}$ pour des énergies supérieures à 130 EeV. Discussion des résultats et perspectives.

La composition des RCUHE demeure incertaine. Bien que les événements mesurés par Auger apparaissent compatibles avec des primaires hadroniques (proton/noyaux), la présence de photons, dans une faible proportion, ne peut être exclue. Elle est prédite à la fois par les modèles top-down (voir 1.3.2), qui les escomptent dominants par rapport aux hadrons à la source, et par les modèles bottom-up, pour lesquels les photons sont issus de la désintégration des pions neutres produits par effet GZK lors de la propagation des protons, eux-mêmes près de 10 fois plus énergétiques que les photons résultants. Ces derniers sont appelés photons GZK (énergie typique $\sim 10^{18}$ eV).

Pour de nombreuses raisons, la détection de photons aux UHE dans les données d'Auger serait riche d'informations. Jusqu'à ce jour, nous avons pu placer des limites sur les flux et fractions de photons aux énergies d'Auger, sans toutefois « repérer » de photons dans les données. Ces limites sont d'importance car elles contraignent la phénoménologie des RCUHE en rejetant des modèles spécifiques et en plaçant des limites sur une éventuelle composante exotique contributive au flux total.

Par ailleurs, d'un point de vue de la détection, les gerbes de photons apparaissent bien distinctes des gerbes hadroniques. Ceci est justement ce qui nous permet de les identifier dans les données. Mais paradoxalement, c'est aussi ce qui peut les contaminer, car l'énergie reconstruite par les algorithmes standards d'Auger est faussée lorsqu'ils sont appliqués à un photon primaire. La détection de photons dans les données est donc aussi importante pour la reconstruction des événements d'Auger et la détermination de l'échelle en énergie.

Ces arguments ont donc motivé la recherche de photons dans les données d'Auger aux plus hautes énergies. On trouvera la publication de la méthode et ses résultats dans [79]. L'analyse est fondée sur une nouvelle méthode statistique et appliquée aux données du SD. La collaboration Auger a publié en 2008 une méthode qui permet de placer des limites sur le flux de photons en utilisant les données du détecteur de surface (SD), voir [80]. Celle-ci est basée sur deux observables (risetime et courbure du front de gerbe) qui permettent de discriminer les hadrons des photons. Si un événement présente une observable compatible avec la distribution de l'observable pour des photons (calculée avec des simulations), il est déclaré candidat photon. Son énergie est reconstruite à l'aide d'un estimateur fonction du signal à 1000 mètres et du X_{max} (lui-même inféré par simulations). On trouvera les détails dans [80].

Nos travaux présentés ici, malgré quelques similitudes, sont différents. D'abord on fait usage de trois observables. Ensuite, on quantifie le caractère « photon » de chaque événement à l'aide de ces trois observables en comparant leur valeur avec celles obtenues par simulation de photons. On obtient directement une probabilité pour chaque événement d'être un photon. On ne conserve que les simulations de photons qui donnent

le même signal à 1000m que le vrai événement d’Auger, ce qui fait que l’énergie du candidat photon est directement estimée, sans faire usage de l’universalité du développement des gerbes comme dans [80]. Enfin, une nouvelle méthode statistique est présentée, et démontre le peu de simulations de photons requises pour poser des limites pertinentes sur le flux. Nous posons 3 limites intéressantes et présentons les résultats accessibles dans les prochains mois. C’est en somme un résultat complémentaire aux travaux de [80].

En effet, nous nous sommes dans un premier temps concentrés sur les photons qui seraient reconstruits par les algorithmes standards d’Auger au dessus d’une certaine énergie-seuil, notée E_{min} . Pour limiter au départ la quantité de données disponible, nous avons choisi $E_{min} = 55$ EeV, mais nous appliquerons rapidement l’analyse aux plus basses énergies.

L’idée générale de l’étude est d’analyser les événements un par un, en les comparant à un lot de simulations de gerbes de photons qui ont les mêmes paramètres que l’événement correspondant. Mêmes paramètres signifiant même signal (à 1000 m, noté S1000), même direction d’arrivée, même position sur le réseau du coeur de la gerbe. Grâce à un test comparatif (détaillé plus loin) entre l’événement réel et son lot de simulations correspondant, nous sommes capables d’extraire la probabilité individuelle que cet événement apparaisse tel quel dans les données, s’il était *réellement* un photon. Fondamentalement, ceci suppose que les gerbes simulées de photons reproduisent bien la réalité. On considère cette hypothèse comme tout à fait acceptable car les gerbes initiées par des photons sont largement dominées par des processus électromagnétiques bien connus.

4.1 Signatures de photon ultra-énergétique

Le développement d’une gerbe initiée par un photon diffère sensiblement de celui d’une gerbe initiée par un hadron. Plusieurs études ont donc été menées dans la collaboration pour trouver et qualifier des variables discriminantes mettant clairement en avant ces différences. La première et la plus naturelle repose sur le développement plus rapide de la partie hadronique des gerbes en comparaison de la partie électromagnétique. Ceci vient des plus grandes inélasticités et multiplicités des réactions hadroniques par rapport aux réactions électromagnétiques. Le taux d’élongation, défini comme la variation de la profondeur du maximum de développement de la gerbe en fonction de l’énergie, est ainsi plus faible pour les gerbes issues de hadrons. De plus, les gerbes issues de photons auront un développement toujours plus tardif que celles issues de hadrons, ne serait-ce qu’en raison des premières étapes du développement. Ce fait sera encore plus marqué aux énergies d’Auger, où l’effet LPM abaisse les sections efficaces mises en jeu lors des premières étapes du développement de la gerbe. Signalons enfin que la

discrimination que l'on cherche à établir entre gerbes de photons et gerbes de protons est à fortiori plus forte encore avec les gerbes de noyaux, qui ont un développement encore plus rapide que les gerbes de protons (voir 2.1.2), et une plus grande quantité de muons, autre propriété intéressante pour discriminer la nature du primaire.

4.1.1 Développement d'une gerbe atmosphérique de photon ultra-énergétique

Nous allons donner ici les grandes lignes du développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un photon, en insistant sur ses différences avec les gerbes de protons (ou noyaux). Dans un souci pédagogique, les gerbes qui ne subissent pas l'effet LPM sont d'abord considérées. On trouvera de plus amples détails sur le développement des gerbes dans [32], et plus particulièrement les gerbes électromagnétiques dans [81], et leur traitement numérique dans [82]. Le calcul en électrodynamique quantique de l'amplitude du processus de création de paires peut se trouver dans un textbook de référence comme [83].

Les principaux processus intervenant dans le développement des gerbes électromagnétiques (EM) sont :

- le bremsstrahlung : en passant dans le champ d'un noyau, les particules chargées émettent un photon
- la création de paire e^+e^- lorsqu'un photon passe dans le champ électrique d'un noyau, décrite par l'équation de Bethe-Heitler (1934)
- la photoproduction (et électroproduction) de hadrons, responsables de la faible proportion de muons.

Aux énergies d'Auger, nous verrons que deux effets viennent appuyer la discrimination de la nature photonique ou hadronique de la gerbe en plus de la faible proportion de muons. D'abord l'effet LPM qui atténue les sections efficaces d'interaction, mais aussi la conversion dans le champ magnétique terrestre des photons en une paire électron-positron. Ceci n'empêche pas que le développement des gerbes EM est bien compris, et a pu inspirer des analyses semi-analytiques par B. Rossi (en 1952) ou W. Heitler (en 1966). On peut voir la gerbe comme une séquence de générations successives, où le nombre de particules double à chaque pas, dû soit à la création de paire, soit au rayonnement d'un électron. Cette croissance continue jusqu'à ce que les particules atteignent une énergie critique (de l'ordre de 80 MeV) en-dessous de laquelle elles perdent leur énergie en ionisant la matière du milieu sur une distance plus courte que la longueur de radiation. C'est ainsi qu'elle passe par un maximum de développement avant de s'éteindre. Les modèles semi-analytiques prédisent notamment un taux d'élongation de l'ordre de $85 \text{ g.cm}^{-2}.\text{décade}^{-1}$, plus élevé que dans le cas de gerbes hadroniques.

Néanmoins, cette propriété serait plutôt insuffisante pour facilement discriminer la nature du primaire qui initie la gerbe. Heureusement, deux effets que nous avons déjà cités viennent accentuer les différences entre photons et hadrons aux énergies d'Auger ; ils font l'objet du prochain paragraphe.

4.1.2 Effet Landau-Pommeranchuk-Migdal (LPM) et conversion dans le champ géomagnétique

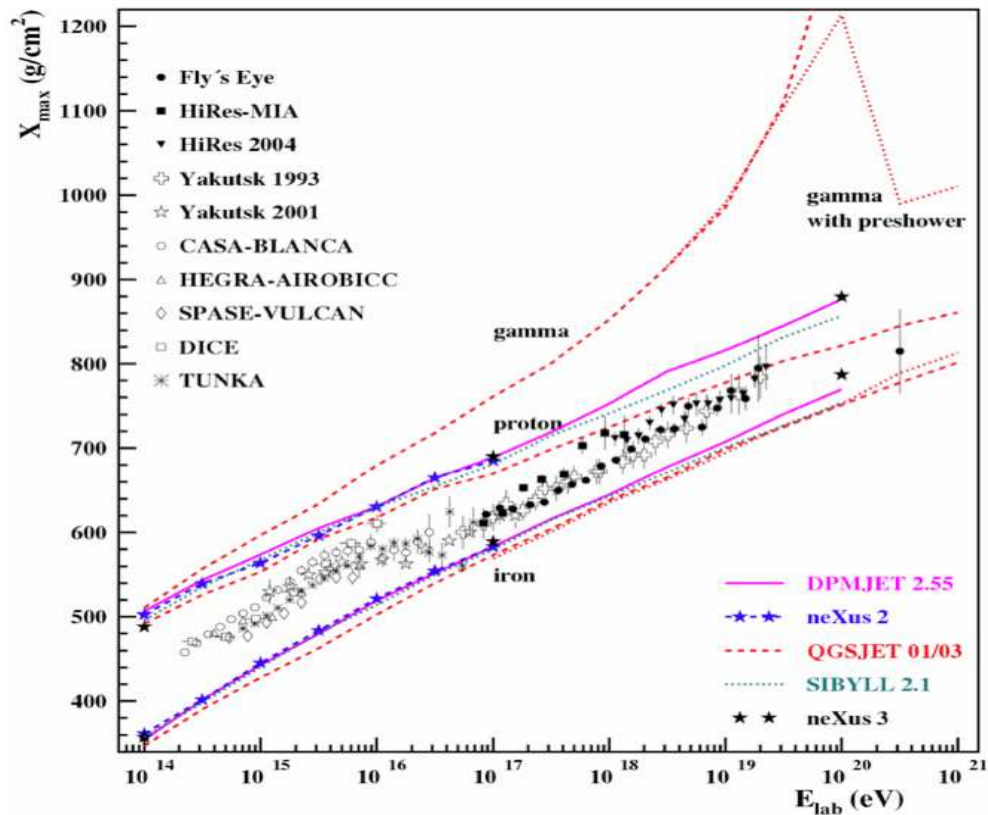


FIG. 4.1 – Taux d'élongation attendu pour différents rayons cosmiques comparé aux points expérimentaux de plusieurs expériences. Le taux d'élongation des gerbes de photons est nettement supérieur à celui des gerbes hadroniques. Aux énergies d'Auger, l'effet LPM accroît cette différence, tempérée aux énergies extrêmes par la conversion dans le champ géomagnétique.

Effet LPM

L'effet LPM diminue la section efficace des processus bremsstrahlung et création de paires aux très hautes énergies. Il devient important au-delà d'un EeV, c'est à dire aux énergies d'Auger. Heureusement, cet effet aujourd'hui bien connu et mesuré expérimentalement, est intégré dans les codes de simulation de gerbes. On trouvera le premier article sur l'effet LPM prédit par Landau en 1953 dans [84] et un traitement complet dans [85]. L'effet LPM trouve ses fondements dans des effets relativistes et est lié au principe d'indétermination. Il est difficile de le rendre schématique, mais on peut le voir comme suit : lorsqu'un photon d'énergie très élevée produit une paire sur un champ électrique, au-moins l'un des deux électrons produits sera ultra-relativiste et "verra" donc dans son référentiel¹ de nombreux autres noyaux sur lesquels il serait susceptible d'interagir (diffusion de Coulomb). Ceci a pour effet de rajouter de nombreux termes perturbatifs dans les états finaux, diluant par là même la probabilité de transition de l'état initial « photon + E » vers l'état final particulier « e^+e^- ». Tout se fait comme si le fait de « voir » plusieurs noyaux perturbait la création de paires. Ceci s'applique encore plus naturellement au cas de la diffusion bremsstrahlung des électrons sur les champs des noyaux. Le seuil à partir duquel l'effet LPM devient non négligeable est donné par $E_{LPM} = \frac{\alpha m_e^6 X_0}{8\pi} = 3.8 X_0 \text{ TeV}$ où X_0 est la longueur de radiation en cm dans le matériau considéré². On comprend donc aisément comment le développement (les premières étapes en particulier) de la gerbe EM est freiné par cet effet LPM. Ceci augmente fortement le taux d'élongation des gerbes de photons dès $10^{17.5}$ eV (voir figure 4.1) avant que l'effet de conversion ne vienne le tempérer.

Conversion dans le champ géomagnétique

L'effet de conversion s'ajoute à l'effet LPM aux énergies les plus élevées, supérieures à 5×10^{19} eV. Contrairement à ce dernier qui peut augmenter le X_{max} des gerbes jusqu'à 1200 g.cm^{-2} , la conversion réduit la profondeur du maximum de développement, ce qui diminue le taux d'élongation (figure 4.1). Lorsqu'ils entrent dans la magnétosphère (à une altitude supérieure à 800 km), les photons peuvent interagir avec le champ magnétique terrestre [87] et créer une paire e^+e^- . Cette dernière crée de nombreux photons par bremsstrahlung, à leur tour responsables de nouvelles paires e^+e^- . Il y a donc création d'une gerbe avant même l'entrée dans l'atmosphère, que l'on appelle une *pré-gerbe*. Le groupe de particules produites dans la pré-gerbe se répartit l'énergie initiale du photon, et l'on peut le voir comme une addition de plusieurs gerbes EM à une énergie beaucoup plus basse que celle du primaire. Ceci est schématisé sur la

¹La distance sur laquelle le processus de radiation ou de création de paires se produit devient longue.

²Par exemple, $X_0 = 26$ cm pour le plomb. Dans l'air, $E_{LPM} \sim 10^{17.4}$ eV.

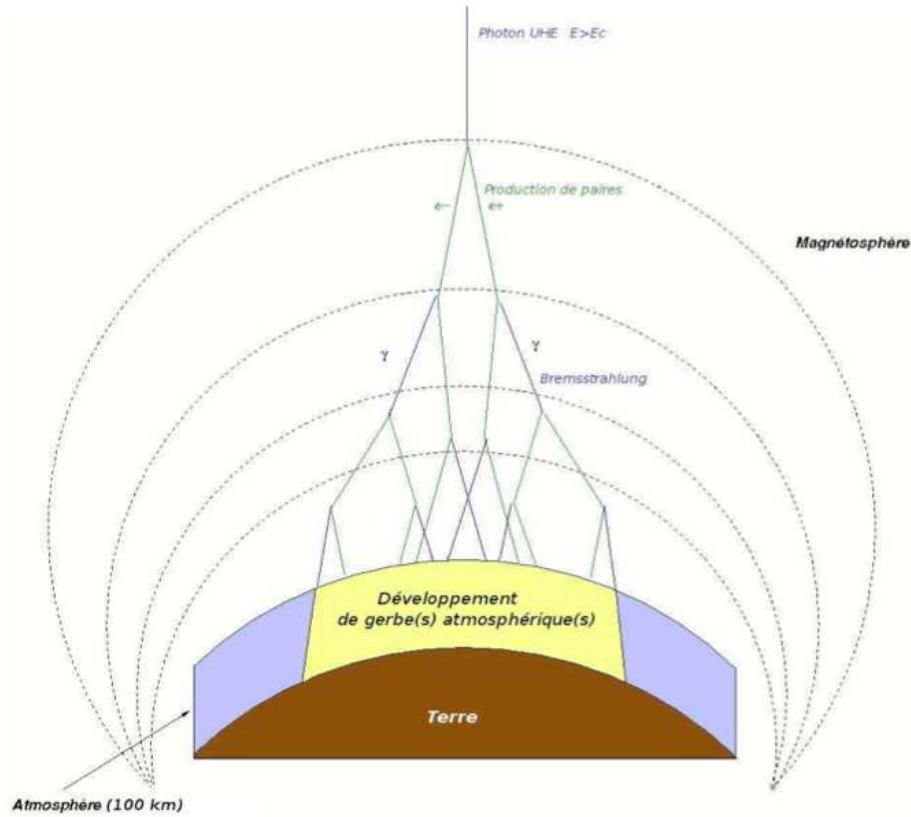


FIG. 4.2 – Principe de l’interaction d’un photon ultra énergétique avec le champ géomagnétique. Il y a formation d’une cascade avant l’entrée dans l’atmosphère, avant que plusieurs sous-gerbes se répartissent l’énergie initiale et que leur développement se superposent dans l’atmosphère. Extrait de [86].

figure 4.2. Ceci implique qu’elles subissent l’effet LPM dans une moindre mesure, et se développe donc plus vite, entraînant une chute brutale du taux d’élongation. Les gerbes EM de photons convertis se rapprochent donc des gerbes de protons, sans toutefois être compatibles (voir figure 4.1). La probabilité de conversion est paramétrée par χ

$$\chi = \frac{1}{2} \frac{h\nu}{mc^2} \frac{B_{\perp}}{B_{\perp}^{cr}} \quad (4.1)$$

où $B_{\perp}^{cr} = 4.41 \times 10^9$ T. Lorsque $\chi \ll 1$, la probabilité de conversion devient négligeable. De par ses conséquences, la conversion dans le champ géomagnétique est intégrée dans les codes de simulation de gerbes (CORSIKA notamment). Sur la figure 4.3 tirée de [86], on peut visualiser la carte de probabilité de conversion des photons pour différentes énergies. Nous l’avons vu, les gerbes converties ont un maximum de développement plus petit, et parfois au dessus du niveau du sol, contrairement aux gerbes non-converties.

Ceci entraîne une bien meilleure reconstruction de l'énergie du primaire, qui est sinon largement sous-estimée. Toutefois, Auger a été conçu (et en particulier son altitude) pour maximiser la chance de mesurer des gerbes hadroniques au moment de leur maximum de développement, et le cas des gerbes initiées par des photons ne voit correctement reconstruite l'énergie du primaire que très marginalement. Mais l'on voit que la détection des gerbes de photons est une entreprise en soi, car les données doivent être scrutées sur une grande dynamique en énergie. Nous allons maintenant détailler les variables discriminantes hadron/photon.

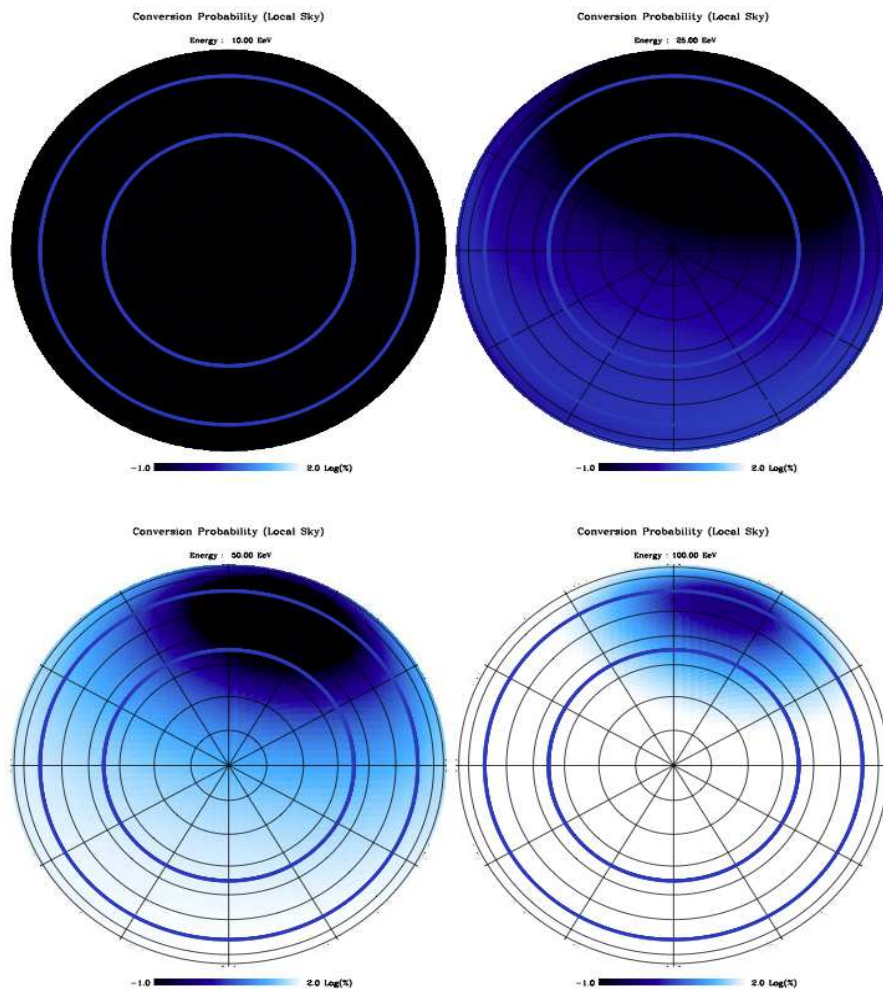


FIG. 4.3 – Cartes de la probabilité de conversion des photons d’UHE pour différentes énergies sur le site de Malargüe. Le champ géomagnétique est modélisé par un dipôle. Le point central correspond au zénith vu depuis le SD, les bords à l’horizon local, le nord est en haut et l’ouest à gauche. Au-delà de 10^{20} eV, la plupart des photons sont convertis.

4.2 Choix et utilisation de variables discriminantes

Le choix des variables discriminantes (appelées observables) est motivé par deux différences majeures entre les gerbes hadroniques et photoniques : la quantité de muons plus faible dans ces dernières, et la profondeur de leur maximum de développement nettement plus importante. Les trois observables que l'on utilise incluent donc :

- le risetime RT_{1000} (temps de montée) du signal de 10% à 50% dans les cuves, interpolé à 1000 m du coeur. Le risetime est fonction de l'épaisseur du front de gerbe, et comme les particules EM diffusent plus (que les muons), celle-ci est plus importante dans les gerbes de photons, augmentant le risetime. Par ailleurs, dans les gerbes hadroniques contenant beaucoup plus de muons, ceux-ci arrivent les premiers dans les stations et font donc monter le signal plus rapidement que dans le cas des gerbes EM où les muons sont quasi absents. Le risetime est donc sensible à la fois à la géométrie et à la composition (fraction de muons) de la gerbe, ce qui en fait la variable la plus discriminante ;
- le rayon de courbure R de la gerbe sensible à sa géométrie, est relié à l'histoire de la gerbe. Une gerbe de photon se développe plus lentement et plus profondément dans l'atmosphère, ce qui par effet géométrique donne un rayon de courbure du front de gerbe plus petit (bien illustré sur la figure 4.4, tiré de [80]). De plus l'effet est accentué par la diffusion des particules EM qui retarde le signal des stations loin du coeur ;
- la valeur absolue de la pente du fit par la LDF β (cf. 2.1.3). Elle est sensible à la variation du signal en fonction de la distance latérale à l'axe de la gerbe. Comme les gerbes de photons se développent plus profondément et plus lentement, elles ont tendance à être plus compacte, et la distribution latérale du signal est donc plus pentue.

Cet ensemble d'observables est le plus discriminant en ce qui concerne la nature hadronique ou photonique du primaire. Nous avons souhaité analyser les données du SD, et ainsi ne pas utiliser les valeurs du X_{max} mesurées par le FD, bien que ces observables lui soient fortement corrélées. Cette analyse est donc complémentaire mais non redondante des précédentes études de photons dans les données d'Auger [88].

4.2.1 Observables du signal

Notre stratégie s'est axée sur la comparaison, à l'aide du jeu d'observables précédent, des événements réels mesurés par le SD d'Auger avec des simulations de photons. Ceci nous permet d'estimer la probabilité que l'événement réel ait pu être engendré par un photon. Naturellement, nous comparons avec des simulations qui donnent le même signal que celui de l'événement, afin de créer un lot de simulation de photons qui auraient

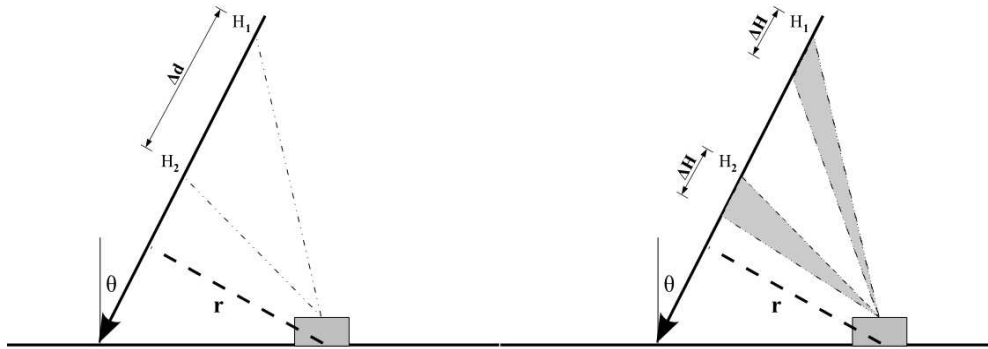


FIG. 4.4 – Illustration des effets géométriques sur le rayon de courbure et le risetime du front de gerbe. Gauche : par rapport à un front de gerbe plan imaginaire, les particules arrivent en retard à la distance r lorsqu'elles sont issues d'une hauteur plus petite $H_2 < H_1$. Le rayon de courbure du front de gerbe est donc plus petit dans le cas d'une gerbe de photon se développant profondément. Droite : la dispersion des temps d'arrivée des particules produites sur une longueur ΔH et arrivant à une distance r est plus importante pour une production à une hauteur $H_2 < H_1$. En conséquence, le risetime de la gerbe est augmenté dans le cas d'une gerbe de photon se développant profondément.

été vus comme l'a été l'événement réel. Le signal qui est ajusté est le signal à 1000 m de l'axe de la gerbe, le S1000. Par ailleurs, comme mentionné plus haut, les simulations de photons ont la même direction d'arrivée et position sur le réseau que l'événement. La date de l'événement est aussi utilisée pour reproduire la direction correcte du champ géomagnétique et l'état du réseau. La figure 4.5 montre visuellement un événement SD d'Auger et une des simulations de photons du lot correspondant. Afin de reproduire le même S1000 que l'événement, on doit donc d'abord trouver la plage d'énergies des photons qui donnent le même S1000 que l'événement, à 11% près³. Ceci est illustré dans la figure 4.6 où l'on trace le S1000 reconstruit par les algorithmes standard d'Auger en fonction de l'énergie du photon primaire, pour un lot de simulation de photons correspondant à un événement particulier. On a aussi placé sur la figure l'énergie de l'événement (barre verticale noire) et son S1000 (barre horizontale rouge). Notons que pour un même signal S1000, l'énergie du photon primaire sera toujours nettement plus grande que celle de l'événement reconstruit.

Une fois ajustée la plage d'énergies pour les photons simulés, nous construisons un lot de plusieurs centaines (~ 350) de simulations de gerbes de photons pour chaque événement. Nous extrayons de celles-ci les distributions des trois observables discriminantes, que

³C'est précisément l'incertitude totale sur le S1000 des données purement SD, qui est due à la reconstruction de la direction d'arrivée, au rendement de fluorescence, à l'énergie invisible de la gerbe, ainsi qu'au fit de la LDF.

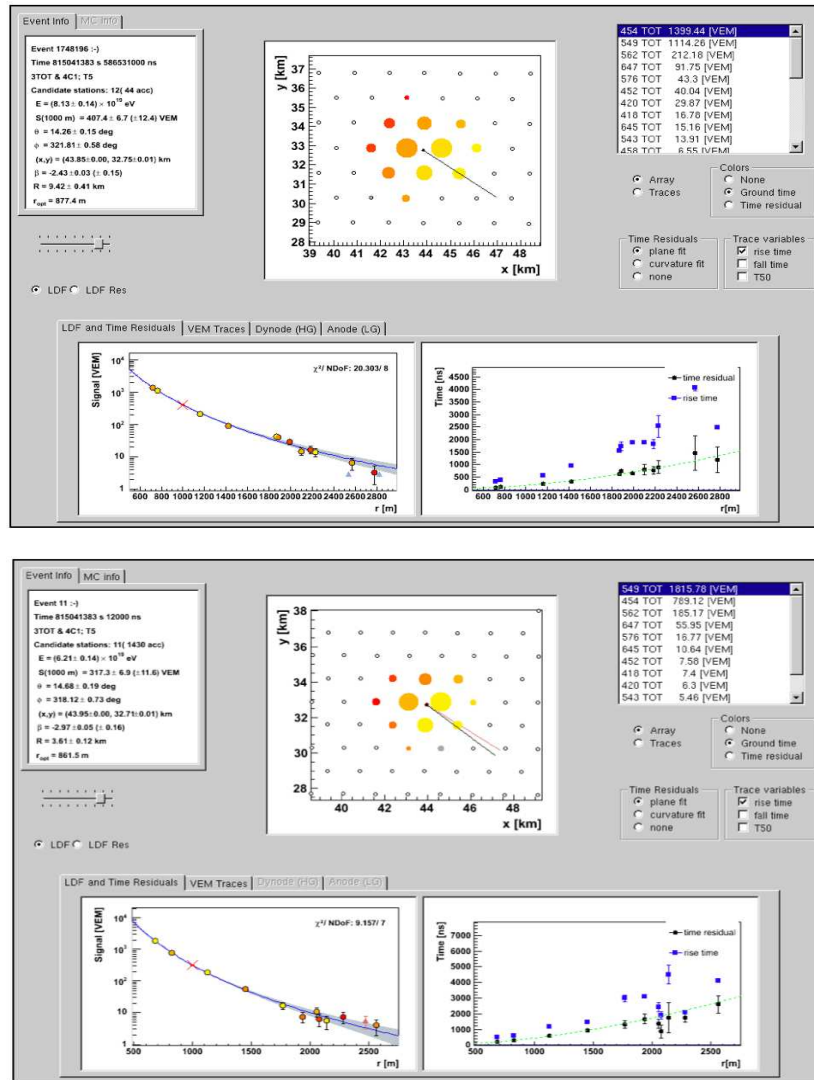


FIG. 4.5 – Reconstruction d’une gerbe par les algorithmes officiels d’Auger. En haut, un événement réel, en bas, une simulation de photon donnant le même signal à 1000 m ($S(1000)$). Le rayon des disques représentant les stations du SD est proportionnel au signal total des 3 PMTs. La couleur est plus chaude pour les temps d’arrivée plus longs et la flèche représente la reconstruction angulaire du cosmique, c’est-à-dire sa direction d’arrivée.

nous allons pouvoir comparer aux données.

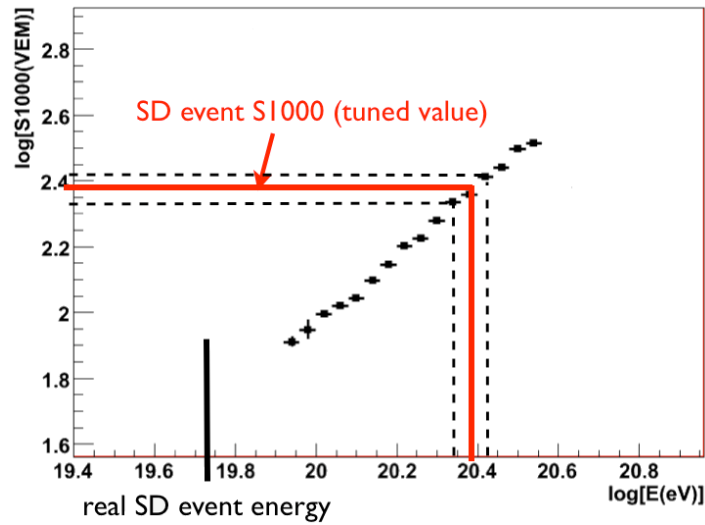


FIG. 4.6 – S1000 reconstruit pour des gerbes simulées de photons (croix noires) avec la même géométrie qu’un événement donné d’Auger, en fonction de l’énergie du photon primaire. L’événement d’Auger est représenté par son S1000 (ligne rouge horizontale) et son énergie (ligne noire verticale), reconstruite pour un proton. La ligne rouge verticale montre l’énergie du photon requise ($\pm 11\%$ pour les lignes pointillées) pour donner le même signal S1000 que celui de l’événement d’Auger.

4.2.2 Reconstruction de la gerbe atmosphérique

Une simulation de gerbe photon consiste en une gerbe CORSIKA que l’on reconstruit avec le programme de simulation du SD, l’Offline. Afin de ne pas introduire de systématique lors de l’analyse, nous reconstruisons les gerbes simulées et les événements réels au travers, strictement, de la même chaîne de reconstruction. De plus, pour éviter d’avoir à suivre chaque particule lors du développement de la gerbe (ce qui serait impossible au vu du nombre de particules impliquées!), CORSIKA utilise un algorithme dit de *thinning*. Il consiste à regrouper les particules par paquets en leur attribuant un poids statistique (contraint par la conservation de l’énergie), lorsqu’elles passent sous un certain seuil en énergie. On échange donc un peu de résolution contre un énorme gain de temps de calcul. Nous avons étudié l’influence du facteur de thinning (en le choisissant très fin) sur les valeurs moyennes et les variances des observables afin de l’optimiser. La valeur de 10^{-6} a été retenue comme le meilleur compromis, limitant finalement assez peu la résolution, et impactant faiblement les distributions (inférieur au pourcent). Les modèles hadroniques furent traités par QGSJET-II aux hautes énergies et GHEISHA aux basses énergies. Les effets LPM et de conversion sont bien entendu pris en compte. La version de l’Offline utilisée est la v2r4p2, qui date de mi-2008. On peut voir sur la figure 4.7 de très belles images tirées de CORSIKA (éditées par le Prof. J. Knapp,

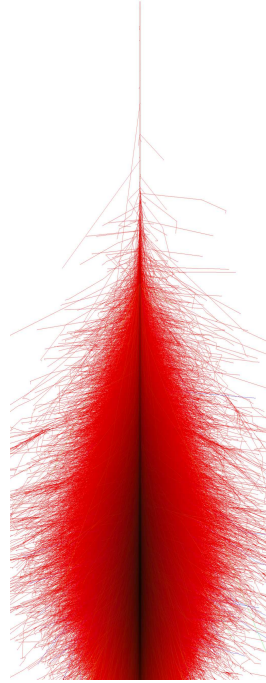


FIG. 4.7 – Gerbe simulée avec CORSIKA d’une gerbe verticale de photon de 10^{15} eV. Les couleurs sont les mêmes que pour 2.1.

Leeds University) qui montrent le développement de gerbes de protons et photons. De grandes différences sont visibles à l’œil nu, notamment au-niveau de la compacité et de l’âge de la gerbe bien distincts. Sur la figure 4.8, on peut voir la reconstruction 3D de l’axe de la gerbe par la simulation du SD, l’Offline. De par les énergies extrêmes mises en jeu, le temps de calcul nécessaire aux simulations des gerbes de photons a trouvé sa place au sein de la grille européenne de calcul, l’EGEE, devenue l’EGI (European Grid Initiative).

4.3 Outil d’analyse statistique et limites sur le flux

Nous avons explicité les trois observables pertinentes pour discriminer la nature du primaire. Par ailleurs, nous limitons pour l’instant l’étude aux événements SD d’énergie supérieure à $E_{min} = 55$ EeV.

Probabilité individuelle d’être initiée par un photon

Sur la figure 4.9 on peut voir les distributions des observables issues des simulations de photons, accompagnées des valeurs des ces mêmes observables pour l’événement

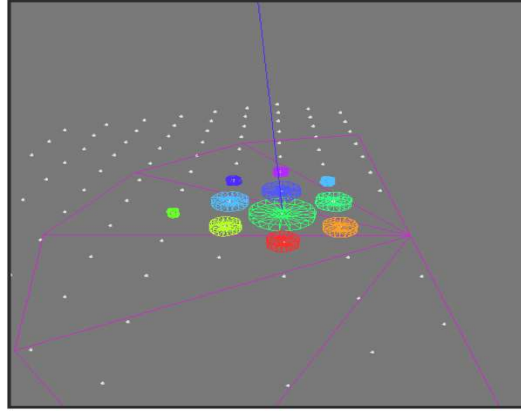


FIG. 4.8 – Une vue illustrative 3D d’une reconstruction de gerbe par le SD.

réel correspondant (flèche rouge). Il est visible que ces dernières sont à peine compatibles avec les simulations de photons, mais l’on doit quantifier cette observation. Ainsi, aucune gerbe simulée de photon n’a pu engendrer un risetime suffisamment petit pour être proche de celui mesuré par le SD. De même, les gerbes de photons donnent systématiquement un β plus petit que celui reconstruit pour l’événement réel. Sur la figure 4.10 à l’inverse, les distributions sont celles de protons simulés (le cas des fer donne des résultats tout à fait similaires), où l’on peut apprécier visuellement la compatibilité avec les données.

La compatibilité est estimée en considérant les trois observables conjointement. On compte le nombre de simulations, n , qui donnent en même temps un risetime plus petit, et un rayon de courbure et un β plus grands que les données mesurées :

$$\left. \begin{array}{l} \text{risetime}(\text{simu}) < \text{risetime}(\text{data}) \\ R_{\text{courbure}}(\text{simu}) > R_{\text{courbure}}(\text{data}) \\ \beta_{LDF}(\text{simu}) > \beta_{LDF}(\text{data}) \end{array} \right\} \text{together}$$

Pour tous les événements analysés (40 au total), aucune simulation n’a jamais passé ce critère, *ie* $n = 0$. Ce fait-là rend l’analyse plus aisée, et surtout, analytique. Nous discuterons plus loin du cas où quelques simulations passent le critère, et le cas où seule une observable sur les trois serait compatible. Néanmoins, par la différence radicale que l’on observe entre gerbes de photons et données, nous pouvons construire un outil statistique robuste pour placer une limite sur le flux.

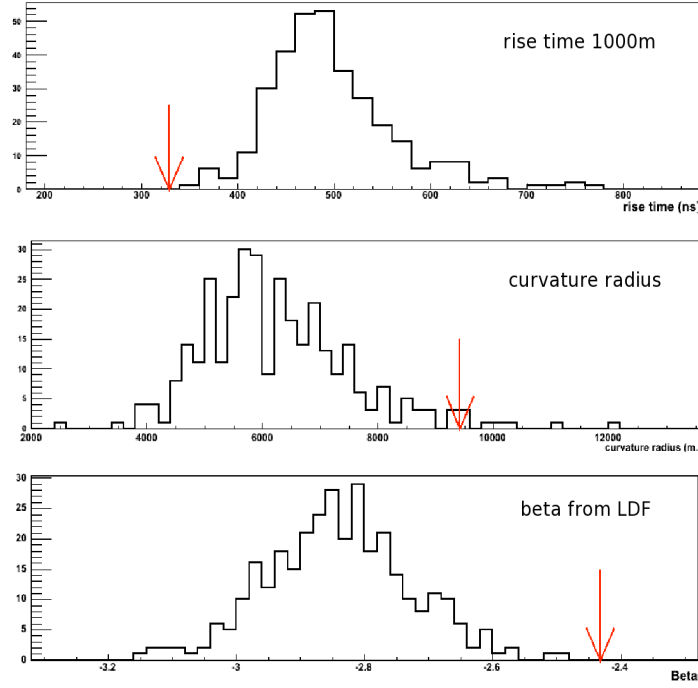


FIG. 4.9 – Distribution des observables pour des simulations de photons relatives à un événement donné d’Auger. Les valeurs des observables pour ce dernier sont indiquées à l’aide d’une flèche rouge. Noter le désaccord manifeste entre les simulations de photons et la donnée.

4.3.1 Une méthode originale

La méthode statistique développée ici part de la considération suivante : si aucune gerbe simulée de photon, sur un total de N_{simu} , n’a un risetime aussi petit, un rayon de courbure aussi grand, et une valeur de β aussi élevée qu’un événement d’Auger, on peut conclure que, *si cet événement était en fait vraiment un photon*, il s’est avéré être le *plus extrême* des $N_{simu} + 1$ gerbes de photons considérées, à savoir les N_{simu} simulées + l’événement réel. En d’autres termes, parmi les $N_{simu} + 1$ gerbes de photons, l’événement réel s’est avéré être le moins ressemblant à un photon.

La probabilité que cela se produise, si l’événement était réellement un photon, est donnée par :

$$\bar{p} = \frac{1}{N_{simu} + 1}. \quad (4.2)$$

Soit $\Phi_\gamma(E)$ le flux différentiel de photon, et \mathcal{E} l’exposition totale d’Auger (du SD) en $\text{km}^2 \text{ sr yr}$, correspondant à une efficacité de détection de 100%. Le nombre de photons avec une énergie supérieure à E qui produit une gerbe potentiellement détectable par

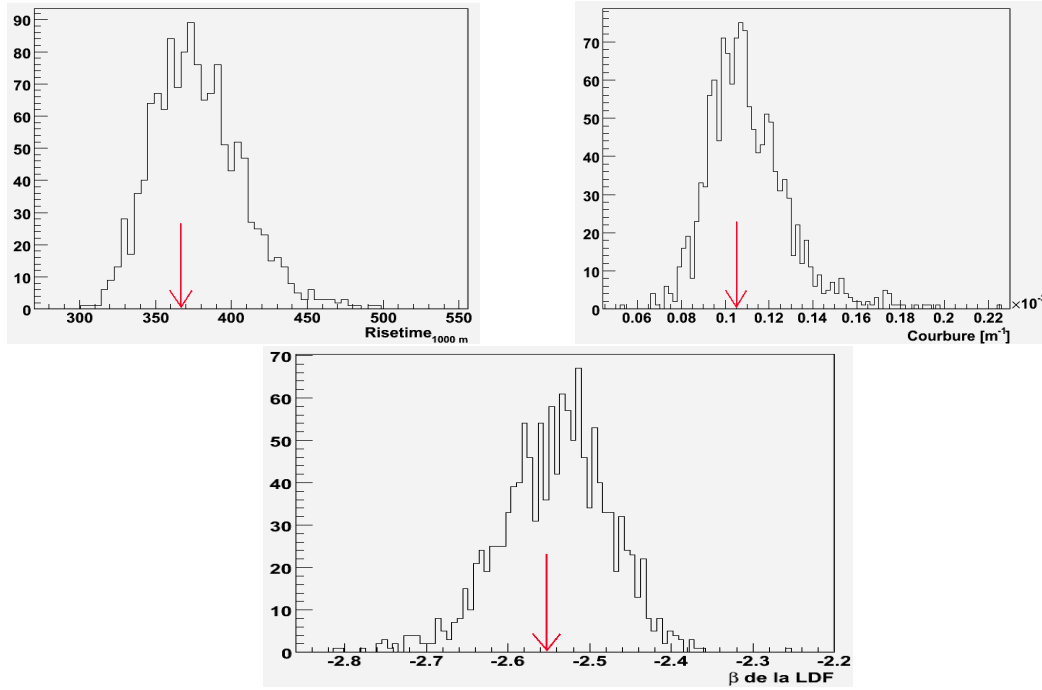


FIG. 4.10 – Distributions des observables issues de simulations de protons qui donnent le même $S1000 (\pm 11\%)$ que l'événement analysé. Ce dernier est représenté par des flèches rouges qui indiquent les valeurs de ses observables reconstruites. L'événement analysé possède l'AugerId **200714500527** et a été reconstruit par l'Offline v2r4p2. On a représenté par commodité la courbure à la place du rayon de courbure (l'une est l'inverse de l'autre). Noter l'excellent accord entre les simulations de protons et l'événement. Plus de la moitié ($\sim 59\%$) des gerbes simulées "passent" le critère de sélection défini dans le texte, contre aucune pour les simulation de photons.

Auger est donné par

$$N_\gamma(\geq E) = \mathcal{E} \times \int_E^\infty \Phi_\gamma(E') dE'. \quad (4.3)$$

Comme il a été rappelé plus haut, toutes les gerbes de photons d'énergie primaire E ne sont pas détectées. Cela signifie que l'efficacité de détection n'est pas de 100 %, et que dans le cas le plus général, ces gerbes sont reconstruites à une énergie (bien) inférieure. De ceci, on définit

$$p(E, E') dE' \quad (4.4)$$

la probabilité qu'un photon primaire d'énergie E produise une gerbe reconstruite par Auger⁴ comme un événement d'énergie comprise entre E' et $E' + dE'$. On obtient

⁴On entend par là une reconstruction avec les algorithmes standards postérieurs à la DAQ.

cette quantité à l'aide de très nombreuses simulations en moyennant sur les directions d'arrivée relativement au détecteur de surface, en supposant une distribution isotrope (*ie* une densité de probabilité plate en $\cos^2\theta$). L'hypothèse d'isotropie aurait pu être remplacée par une distribution des directions d'arrivée mimant la distribution de la matière locale, dont il a été fait usage pour l'étude des densités des sources de la présente thèse. Néanmoins, c'est l'hypothèse la plus générale et de toute façon l'effet est essentiellement dû au champ magnétique (par conversion, qui augmente la probabilité, ou non-conversion, qui a tendance à l'abaisser), effet faible qui se moyenne avec le temps. En effet, une source qui émet deux événements dans un intervalle poissonien ne sera pas (toujours) orientée de la même manière par rapport au champ géomagnétique dans les deux cas.

Après intégration sur les énergies reconstruites, on obtient la probabilité $\mathcal{P}(E, E_{\min})$ que les photons d'énergie E produisent une gerbe qui soit reconstruite à une énergie supérieure à E_{\min} :

$$\mathcal{P}(E, E_{\min}) = \int_{E_{\min}}^{\infty} p(E, E') dE'. \quad (4.5)$$

On trouvera les tracés de cette fonction de E_{\min} pour différentes valeurs de l'énergie du primaire E sur la figure 4.11. La présente étude se concentrant sur les événements d'Auger au-dessus de 55 EeV, on donne dans le tableau 4.1 les valeurs de $\mathcal{P}(E, E_{\min})$ pour $E_{\min} = 55$ EeV.

On remarque que cette fonction, à E_{\min} fixée, est croissante avec E , croissance due à la plus grande quantité d'énergie déposée dans les stations, susceptibles donc de donner plus probablement un événement reconstruit au-dessus de 55 EeV. Par ailleurs on observe un brusque saut vers 110 EeV, lorsque la probabilité de conversion devient non négligeable. Grâce à cette dernière, les gerbes subissent leur première interaction moins profondément et sont susceptibles d'avoir traversé suffisamment de grammage atmosphérique pour s'être bien développées lorsqu'elles atteignent les stations.

4.3.2 Limite sur le flux de photons

On cherche à établir une limite supérieure sur le flux intégré de photons au-delà d'une certaine énergie. Partons d'une question simple :

Étant donné le flux $\Phi_{\gamma}(E)$, quelle est la probabilité que tous les événements d'Auger reconstruits au-dessus de 55 EeV⁵ soient *moins ressemblants à un photon* (soient « moins photon ») que toutes les gerbes de photons simulées dans le but de les reproduire ?

⁵Au moment de cette étude, il n'y en avait guère qu'une quarantaine. Au moment de l'écriture de la présente thèse, on en dénombre 69.

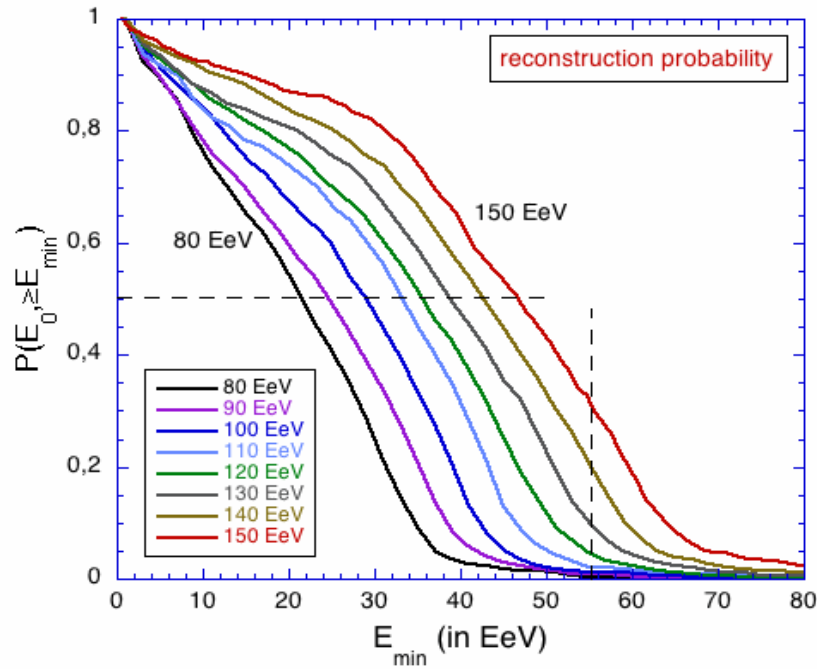


FIG. 4.11 – Probabilité que la procédure de reconstruction standard d’Auger trouve une énergie plus grande que celle donnée en abscisse, lorsqu’elle est appliquée à des gerbes de photons simulées à l’énergie indiquée, de 80 EeV à 150 EeV. On obtient cette courbe grâce à un grand nombre de simulations, après avoir moyenné sur les angles zénithaux, pour une distribution isotrope de photons d’UHE sur le ciel.

TAB. 4.1 – Probabilité pour un photon d’énergie E d’être reconstruit au-dessus de 55 EeV.

E	$\mathcal{P}(E, 55 \text{ EeV})$
80 EeV	0.5 %
90 EeV	1.0 %
100 EeV	1.3 %
110 EeV	2.1 %
120 EeV	4.9 %
130 EeV	9.9 %
140 EeV	20.5 %
150 EeV	30.1 %

Si le flux $\Phi_\gamma(E)$ est suffisamment important (relativement au flux total de RCUHE mesuré), cette probabilité est notablement petite, et ce que l’on cherche est donc le flux maximum de photons compatible avec les observations, à un niveau de confiance donné.

Définissons quelques quantités utiles.

Le nombre de photons primaires produisant une gerbe détectée et reconstruite par le SD au-dessus de E_{min} est un nombre de Poisson, de moyenne μ

$$\mu = \mathcal{E} \times \int_{E_{min}}^{\infty} \Phi_{\gamma}(E) \times \mathcal{P}(E, E_{min}) dE. \quad (4.6)$$

La probabilité qu'il n'y ait aucun événement reconstruit au-dessus de E_{min} dans les données Auger qui soit plus ressemblant à un photon⁶ que n'importe laquelle des simulations de photons est donnée par :

$$\mathcal{P}(0) = \sum_{k \geq 0} \mathcal{P}_p(k, \mu) \times \bar{p}^k, \quad (4.7)$$

où :

- $\mathcal{P}_p(k, \mu) = \mu^k e^{-\mu} / k!$ est la probabilité de Poisson qu'il y ait exactement k photons dans les données, lorsqu'une moyenne de μ photons est attendue ;
- \bar{p} est la probabilité qu'un événement photon n'apparaisse pas comme un candidat photon (cf. critère (4.3)) dans les données, donnée par l'équation (4.2) ;
- nous supposons qu'une gerbe non initiée par un photon ne produit jamais une gerbe ressemblant à un événement photon. Bien qu'incorrecte, cette hypothèse ne fait que rendre la limite encore plus conservative⁷

L'équation (4.7) représente la probabilité qu'il n'y ait aucun photon dans les données, plus la probabilité qu'il y ait en fait un photon dans les données multipliée par la probabilité qu'il n'ait pas été détecté comme candidat (*i.e.* qu'il ait l'air « moins photon » que toutes les simulations de gerbes photon), plus la probabilité qu'il y ait en fait deux photons dans les données multipliée par la probabilité qu'ils aient été tous deux non vus comme candidats, plus la probabilité qu'il y ait en fait trois photons... etc.

⁶On entend par « plus ressemblant », un événement qui passe le critère joint défini plus haut, *ie* un événement avec un risetime plus grand encore qu'au moins une simulation photon, et un rayon de courbure plus petit etc. Si il y avait de nombreux photons parmi les événements, cela aurait une probabilité forte d'arriver.

⁷En effet, si une gerbe proton peut produire un candidat photon, l'absence de tout candidat photon observée ne peut que placer une limite plus contraignante sur le véritable flux de photons. Quantitativement, si p_1 est la probabilité qu'une gerbe hadronique soit vue comme photonique ($p_1 \ll 1$), on devrait ajouter un facteur $(1 - p_1)^{N_{event} - k}$ à l'équation (4.7)

Cette équation a le bon goût d'être analytique :

$$\mathcal{P}(0) = \sum_{k \geq 0} \frac{e^{-\mu} \mu^k}{k!} \bar{p}^k = e^{-\mu(1-\bar{p})}. \quad (4.8)$$

Ainsi, la probabilité que l'ensemble des données ne contienne aucun photon est $e^{-\mu(1-\bar{p})}$. On l'utilise pour obtenir une limite supérieure sur μ , notée μ_{max} , à un niveau de confiance CL donné. On choisit CL = 95 %. Il suffit de répondre à la question : pour quelle valeur de μ est-ce que cette probabilité est plus grande que (1 - CL) ? La réponse est que μ ne doit pas être plus grand que μ_{max} tel que :

$$\mu_{max} = -\frac{\ln(1 - \text{CL})}{1 - \bar{p}}. \quad (4.9)$$

En effet, si μ était plus grand que μ_{max} , la probabilité de n'observer aucun candidat photon comme c'est le cas ici serait si faible que ce que nous observons n'aurait eu que trop peu de chance de se produire. À l'inverse, si μ est plus petit que μ_{max} , ce que nous avons observé (absence de candidat photon) est cohérent (à au-moins 5%) avec l'hypothèse sur μ . D'un point de vue fréquentiste, la probabilité de notre observation est suffisamment grande pour une hypothèse sur μ qui le suppose suffisamment petit. En termes bayesiens, au vu de nos données, la probabilité de l'hypothèse « μ est plus petit que μ_{max} » dépasse 95%⁸. Lorsque $\mu = \mu_{max}$, il y a 5% de chance que l'on n'ait vu aucun candidat.

En utilisant l'équation Eq. (4.6), on traduit cela par une limite supérieure sur le flux de photons pondéré par $\mathcal{P}(E, E_{min})$:

$$\mathcal{E} \times \int_{E_{min}}^{\infty} \Phi_{\gamma}(E) \times \mathcal{P}(E, E_{min}) dE \leq \mu_{max} \quad (4.10)$$

Mais il est bien sûr plus intéressant de placer une limite sur le flux de photons lui-même, non pondéré. Pour cela, on peut remarquer que $\mathcal{P}(E, E_{min})$ est une fonction positive strictement croissante. Si l'on considère le flux au-dessus de $E_0 \geq E$, on peut écrire

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \mathcal{E} \times \int_{E_0}^{\infty} \Phi_{\gamma}(E) dE \times \mathcal{P}(E_0, E_{min}) \\ &= \mathcal{E} \times \mathcal{P}(E_0, E_{min}) \times \Phi(\geq E_0), \end{aligned} \quad (4.11)$$

⁸C'est à dire que si l'on répète l'expérience Auger 100 fois, 95 fois nous aboutirons aux mêmes conclusions.

En se plaçant à une énergie $E_0 \geq E$ fixée, on peut sortir le terme $\mathcal{P}(E_0, E_{\min})$ de l'intégrale. Et d'après la propriété de croissance dont il jouit, on a donc nécessairement

$$\mu_0 \leq \mu$$

Comme on a une limite sur μ , donnée par l'équation (4.9), μ_0 ne peut pas non plus dépasser cette limite. Soit,

$$\mathcal{E} \times \mathcal{P}(E_0, E_{\min}) \times \Phi(\geq E_0) = \mu_0 \leq \mu_{max} \quad (4.12)$$

et donc

$$\Phi(\geq E_0) \leq \frac{\mu_{max}}{\mathcal{P}(E_0, E_{\min}) \mathcal{E}} = \frac{-\ln(1 - \text{CL})}{(1 - \bar{p})\mathcal{P}(E_0, E_{\min})\mathcal{E}}. \quad (4.13)$$

définit la limite supérieure sur le flux de photons intégré au-dessus de E_0 à un niveau de confiance CL.

Interprétation physique de la limite

Nous nous proposons d'interpréter la formule précédente, ses termes et ses dépendances. Ceci s'avère édifiant pour sa compréhension. Commençons par une simple constatation : si nous étions absolument certains que le nombre de photons dans nos données était zéro, la meilleure limite supérieure au sens de Poisson serait

$$\Phi_{\max} = \frac{n_{\text{exp,max}}}{\mathcal{E}}, \quad (4.14)$$

avec \mathcal{E} l'exposition totale et $n_{\text{exp,max}}$, la moyenne du nombre de photons attendu dans les données compatible avec celui que l'on mesure. Ce dernier dépend bien entendu du niveau de confiance CL. Pour un CL de 95%, la ceinture de Poisson (borne supérieure) est de ~ 3.0 . Ceci signifie que si l'on pouvait répéter l'expérience Auger jusqu'à une infinité de fois, 95% de ces fois-là, la *vraie* valeur de n est contenue dans l'intervalle $[0 - 3.0]$. On pourra se référer à (l'excellent) article [89] et au PDG [90] pour plus de détails. D'après Poisson toujours,

$$n_{\text{exp,max}} = -\ln(1 - \text{CL}),$$

et donc

$$\Phi_{\max} = \frac{-\ln(1 - \text{CL})}{\mathcal{E}}.$$

Cette expression doit incorporer le fait que notre efficacité à détecter et interpréter comme tel un photon s'il en est, n'est pas de 100%. Il peut y en avoir un ou plusieurs, qui

soient passés inaperçus. Le terme \bar{p} montre précisément comment la probabilité qu'un photon passe inaperçu est intégrée dans le calcul de la limite. Il rajoute un facteur $1/(1 - \bar{p})$ au terme d'exposition \mathcal{E} qui est remplacé par $(1 - \bar{p})\mathcal{E}$. On peut l'interpréter comme l'exposition du détecteur aux photons, évidemment inférieure à l'exposition totale. À ce niveau, on peut écrire

$$\Phi_{\max} = \frac{-\ln(1 - \text{CL})}{(1 - \bar{p})\mathcal{E}}.$$

Finalement, comme tous les photons produisant une gerbe au niveau du SD ne seront pas reconstruits à une énergie $E \geq E_{\min}$, l'expression précédente doit encore être modifiée pour intégrer l'efficacité de détection et reconstruction. Ceci définit l'exposition effective totale pour les photons au-dessus de E_0 par $\mathcal{E} \times \mathcal{P}(E_0, E_{\min})$, ce qui permet de récrire la formule précédente :

$$\Phi_{\max}(\geq E_0) = \frac{-\ln(1 - \text{CL})}{(1 - \bar{p})\mathcal{P}(E_0, E_{\min})\mathcal{E}} \quad (4.15)$$

Par des considérations simples et un raisonnement idoine, l'équation donnant la limite supérieure aurait donc pu être déduite avec immanence.

Optimisation et sensibilité aux gerbes hadroniques

L'approche développée ici nous permet de calculer des limites supérieures sur le flux de photon grâce à un nombre limité de simulations. Si pour tous les événements, nous pouvions simuler une infinité de gerbes, et si toutes les simulations donnaient un rissetime plus grand, un β et un rayon de courbure plus petits que leur événement correspondant, nous pourrions conclure qu'aucun photon n'est présent, nous aurions $\bar{p} = 0$. D'après l'équation 4.15, on remarque qu'en pratique, pour un \bar{p} donné, on peut atteindre une limite seulement $1/(1 - \bar{p})$ fois moins forte que le cas idéal. Par exemple, une limite 5% plus grande que le cas idéal (*ie* obtenu avec $\bar{p} = 0$) requiert $\bar{p} = 1/(5 + 1)$. D'après 4.2, cela nécessite $N_{simu} = 20$ simulations par événements⁹. De manière générale, une limite $x\%$ plus grande que le cas idéal est obtenu grâce à un lot de $N_{simu} = 100/x$ simulations. Pour illustrer cela, si l'on se place dans le cas extrême d'une simulation par événement, et que toutes apparaissent « plus photon » que les événements, la limite sur le flux serait seulement deux fois plus élevée que la meilleure limite possible ! Dans tous les cas, pour la suite de l'analyse à plus basse énergie, nous suggérons un nombre de simulations $N_{simu} = 10$ gerbes comme bon compromis entre limite (10% plus grande que la limite idéale) et temps de calcul (à 100 EeV, 10 gerbes représentent, avec 10 processeurs, 5-6

⁹Sous l'hypothèse qu'aucune gerbe simulée ne passe le critère.

heures de calcul).

Deux questions se posent : l'analyse des événements, affichant une piètre compatibilité avec des photons, l'est-elle pour autant avec des hadrons ? Nous avons pour cela comparé les événements d'Auger à des simulations de gerbes de hadrons (les cas proton et fer). De nombreuses gerbes ont passé le critère, alors qu'aucune gerbe de photon n'y était parvenue. On peut observer sur la figure 4.10 l'adéquation entre un événement et les simulations correspondantes de gerbes hadroniques. La fraction de simulations ayant passé le critère est proche de 50% dans ce cas (par construction).

Lorsque l'on teste le cas d'une gerbe de photon simulée, on a pu vérifier qu'elle a environ 1 chance sur deux de passer le critère (par nature des distributions et construction du test.). Mais elle a beaucoup moins de chance que cela d'être un *cas extrême* (c'est-à-dire totalement en dehors des distributions des observables). Et c'est bien là le test que l'on fait : « Quelle est la probabilité que ce soit un cas extrême ? ». Si le test était « Quelle est la probabilité qu'elle ne passe pas le test (critère) ? », alors la significativité de notre résultat (de $\sim 50\%$) serait bien trop faible pour conclure quoi que ce soit. C'est toute la force issue du fait expérimental que toutes les données sont à l'extrême des distributions de photons. Sans cela (c'est un point discuté en fin de ce chapitre), la méthode devrait être adaptée.

Optimisation aux plus basses énergies

D'autre part, s'il y avait vraiment des photons dans les données, l'analyse les détecterait-elle ? Le cauchemar de tout « photoniste » est de ne pas laisser un vrai photon devenir un candidat photon après analyse statistique. Notre critère 4.3 est assez dur. Nous l'avons historiquement choisi comme tel car des tests préalables nous avaient montré la totale incompatibilité des données avec des gerbes de photons. En revanche, nous pourrions, en particulier pour l'étude des événements à plus basse énergie, tomber sur des cas où le critère est partiellement passé. Par exemple, le risetime d'un événement est compatible avec la moyenne des risetimes issue des simulations de photons, mais pas β ni $R_{courbure}$. Nous avons donc développé un critère plus général que nous allons utiliser pour la suite prochaine de l'analyse. Néanmoins, dans notre cas jusqu'ici, il serait inutile car seules de très rares gerbes ont passé une ou deux conditions sur les trois du critère, et à chaque fois, les deux autres observables étaient toujours à plus de deux sigmas (estimés sur les distributions) de la moyenne des gerbes photons. D'autre part, nous avons simulé pour chaque événement des centaines de simulations, avant de réaliser que quelques simulations suffisent. Cela nous permet d'avoir une idée claire des distributions des observables pour des gerbes photons et de nous assurer qu'aucune gerbe simulée de photon n'aurait pu passer un critère, même plus général comme défini plus haut. Mais il est clair qu'en allant à plus basse énergie, le critère sera rendu

plus général, et le calcul nullement analytique. L'analyse restera cependant aisée et peu gourmande en temps de calcul, ce qui fait une des forces de la méthode.

En gardant le même critère, on peut déjà traiter le cas pour lequel quelques gerbes simulées de photons le valident. On aura alors ces quelques gerbes qui apparaîtront comme « moins photon » (au sens défini par 4.3) que l'événement lui-même. On peut alors adapter la procédure en partant de l'équation 4.7. En supposant qu'une gerbe hadronique ne produise pas d'événement candidat photon¹⁰, et que le nombre de candidats photon est n_0 , et que c'est le vrai nombre de photon dans les données¹¹ on récrit l'équation 4.7 :

$$\mathcal{P}(n_0) = \sum_{k \geq n_0} \mathcal{P}_p(k, \mu) \times \bar{p}^{k-n_0}. \quad (4.16)$$

Bien que le traitement analytique de 4.16 soit moins trivial que pour 4.7, la procédure s'applique de la même manière et conduit à des limites intéressantes si le nombre de candidats photon reste modéré. Par ailleurs, on peut redéfinir \bar{p} dans ce cas. Pour les événements candidats photon, avec donc n_- gerbes de photons « moins photon » que l'événement¹², on peut écrire $\bar{p} = n_- / (N_{simu} + 1)$. En effet, c'est la probabilité que le vrai événement soit le $n_- + 1$ th « moins photon » du total de $N_{simu} + 1$ gerbes de photons. En remplaçant partout \bar{p} par sa nouvelle expression, on obtient alors une généralisation de la méthode, applicable numériquement à tous les cas, avec ou sans des candidats photon, à différents niveaux de compatibilité.

En résumé, nous venons ici de présenter les grandes lignes d'un critère plus général, nécessaire nous l'avons vu, pour étudier les énergies plus basses.

4.3.3 Résultats et perspectives

Comme application directe de la méthode, on calcule une limite conservative sur le flux de photon au-dessus de $E_0 = 150$ EeV en utilisant les événements d'Auger reconstitués au-dessus de $E_{min} = 55$ EeV. D'après la table 4.1, on a $\mathcal{P}(150 \text{ EeV}, 55 \text{ EeV}) \simeq$

¹⁰C'est une hypothèse plutôt conservative comme nous l'avons mentionné plus haut : en supposant cela, on sait très bien qu'on ne se trompe pas beaucoup car il faudrait un nombre colossal de simulations pour arriver à ce que ce soit le cas, et que, au niveau statistique où nous nous plaçons, c'est tout à fait acceptable.

¹¹Cette hypothèse est aussi conservative.

¹²Il est facile de visualiser la compatibilité entre un événement et des photons puisque les observables agissent comme des statistiques ordonnées. Par exemple, plus le rayon de courbure est petit, plus la compatibilité photon est importante. Ceci nous permet par ailleurs d'assimiler nos observables à des statistiques permettant de calculer des p_{value} , que l'on note \bar{p} .

0.30. Pour un niveau de confiance (CL) de 95%, on a $-\ln(1 - \text{CL}) = \ln 20 \simeq 3.0$, ce qui donne une limite sur le flux intégré au-dessus de 150 EeV de

$$\Phi_\gamma(\geq 150 \text{ EeV}) \leq \frac{10}{(1 - \bar{p})\mathcal{E}} \leq \frac{11}{\mathcal{E}}. \quad (4.17)$$

La même procédure peut s'appliquer à des énergies inférieures. En utilisant la table 4.1 et $E_{\min} = 55 \text{ EeV}$, on trouve les limites supérieures regroupées dans la table 4.2, aussi placées sur la figure 4.12 pour une exposition de $15,000 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$, avec les limites précédentes obtenues à plus basse énergie[91].

TAB. 4.2 – Limites supérieures à 95% C.L. sur le flux de photon, obtenus par l'analyse des événements d'Auger SD, reconstruits au-dessus de $E_{\min} = 55 \text{ EeV}$.

E_0	$\Phi_{\gamma, \max}(\geq E_0)$
80 EeV	$660 \times \mathcal{E}^{-1}$
90 EeV	$330 \times \mathcal{E}^{-1}$
100 EeV	$250 \times \mathcal{E}^{-1}$
110 EeV	$160 \times \mathcal{E}^{-1}$
120 EeV	$67 \times \mathcal{E}^{-1}$
130 EeV	$33 \times \mathcal{E}^{-1}$
140 EeV	$16 \times \mathcal{E}^{-1}$
150 EeV	$11 \times \mathcal{E}^{-1}$

Si l'on imagine raisonnablement qu'au-dessus de 55 EeV, les futurs événements d'Auger continuent de n'avoir que des simulations de photons correspondantes incompatibles, il est aisé d'anticiper quelle limite on peut obtenir à l'avenir. La faible efficacité de la méthode pour des photons d'énergie inférieure à $\simeq 130 \text{ EeV}$ est simplement due au fait que l'on a limité pour l'instant l'étude aux événements reconstruits au-dessus de 55 EeV, ce qui devient très improbable pour des photons d'énergie inférieure à 130 EeV. Donc, en examinant les événements jusqu'à des énergies plus basses, le facteur $1/\mathcal{P}(E_0, E_{\min})$ dans l'équation 4.15 peut être rendu bien plus petit. C'est ce que nous comptons faire dans les mois à venir, où l'étude sera poussée jusqu'à des énergies de 15-20 EeV, pour produire des limites intéressantes jusqu'à des énergies d'environ 30 EeV. Une des conclusions importantes de cette étude est le nombre limité de simulations nécessaire pour accomplir cette tâche.

Le bénéfice de l'étude est triple : - confirme le rejet des top-down, compatible en ce sens avec les autres limites, de manière indépendante (du strict point de vue des observables et de la méthode) - rajoute plusieurs limites aux plus hautes énergies où

auparavant aucune limite n'existait - qualifie une nouvelle méthode statistique qui a vocation à descendre à plus basse énergie pour placer des limites à priori fortes car peu coûteuses en simulation, permettant d'analyser de nombreux événements.

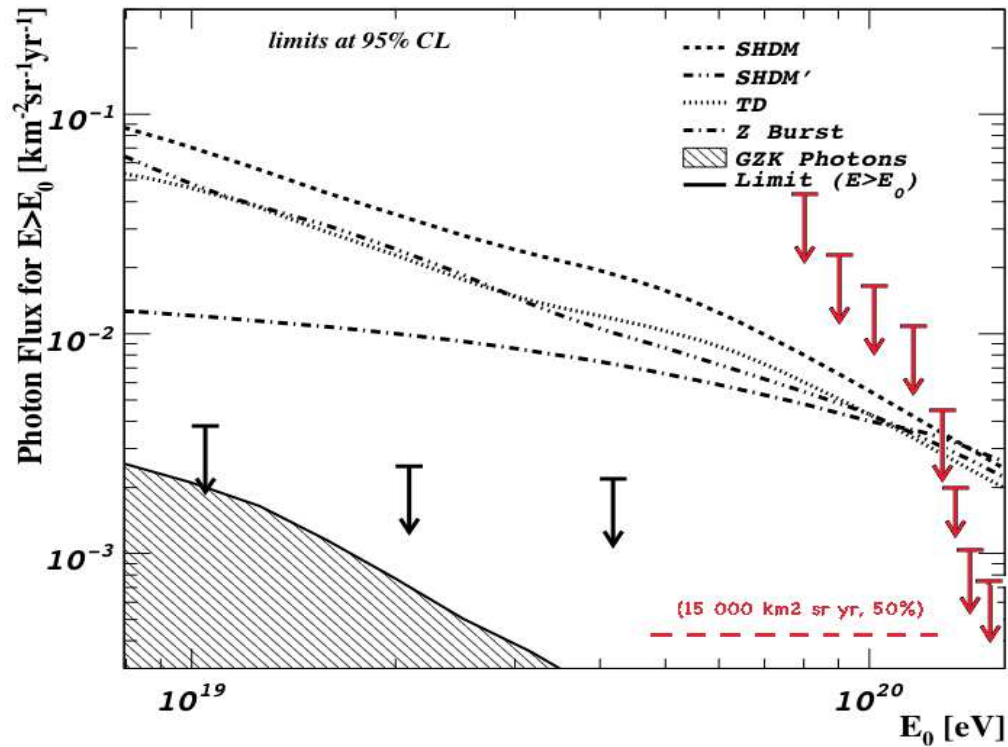


FIG. 4.12 – Flèches noires : limites précédentes (tirées de [80]) sur le flux de photons intégré au-dessus de E_0 (en abscisse), et prédictions des modèles top-down. Se référer à [92] pour des détails sur les modèles SHDM, TD et ZB (voir aussi en première partie de cette thèse). Flèches rouges : nos limites, obtenues par l'étude des événements au-dessus de 55 EeV (énergie reconstruite) avec une exposition totale de 15000 km² sr yr. La ligne pointillée horizontale représente les limites que l'on pourrait obtenir avec la même exposition si aucun candidat photon n'était trouvé jusqu'à une énergie E_{\min} telle que $\mathcal{P}(E_0, E_{\min}) = 0.5$. Par exemple, l'analyse devrait descendre jusqu'à 21 EeV pour atteindre cette limite à 80 EeV – voir figure 4.11.

Chapitre 5

Approche multi-messagers en vue d'un modèle de concordance

5.1	Création et propagation des photons ultra-énergétiques	137
5.1.1	Champ magnétique et fonds de photons	137
5.1.2	Processus mis en jeu	141
5.1.3	Définitions et rappels analytiques	147
5.1.4	Traitement numérique des cascades EM	150
5.1.5	Calcul des inélasticités	150
5.1.6	Développement de la cascade	152
5.2	Production des cascades EM	155
5.2.1	Évolution cosmologique de la luminosité des sources	156
5.3	Résultats & discussion : vers la concordance	158
5.3.1	Influence des paramètres astrophysiques	159
5.3.2	Influence des paramètres des sources de protons sur les flux de photons	169

Résumé : Mise au point d'un cadre général et (quasi)universel de propagation (photons, protons, noyaux, neutrinos) permettant l'exploration de modèles complets, véritablement multi-messagers, en tenant compte de l'ensemble des contraintes des différentes « astronomies ». Description du développement entier du code de propagation de cascades électromagnétiques utilisé pour cela, et son intégration dans un code existant de propagation de RCUHEs.

Dans le présent chapitre, nous traiterons tout d’abord des photons secondaires¹ obtenus lors de la propagation des RCUHEs. C’est une nouvelle observable puisqu’elle s’étale jusqu’aux énergies inférieures au TeV. Ensuite, en deuxième partie, nous discuterons de la production des multi-messagers (photons et neutrinos) et des flux obtenus pour les modèles astrophysiques développés au chapitre II. Nous mettrons en exergue l’apport crucial des multi-messagers en vue de la construction (encore préliminaire) d’un modèle global de concordance (voir 9 à la fin de cette thèse).

L’observation de gerbes de RCUHEs aux énergies supérieures à 10^{20} eV expose tout un mystère qui prend racine dans les processus physiques et astrophysiques capables d’accélérer des particules à de telles énergies. L’observation de hadrons est maintenant fermement admise dans l’ensemble de la communauté. Néanmoins, comme nous l’avons vu au chapitre précédent, la présence de photons à ces énergies représenterait une clé de grande valeur pour ouvrir une nouvelle fenêtre astrophysique. On pourrait alors remonter à leur origine, soit au travers de scénarios bottom-up (ils seraient essentiellement les produits des désintégrations des pions neutres et des cascades d’électrons créés lors de la propagation des RCUHEs hadroniques), ou bien au travers de scénarios top-down, plus exotiques (ils seraient le produit de désintégration de particules supermassives). Dans tous les cas, leur détection par Auger est possible, et leur phénoménologie à notre portée.

Puisque les scénarios bottom-up sont favorisés depuis quelques années et surtout depuis les premières données d’Auger², nous souhaitons étudier finement leur phénoménologie dans le cadre de ces scénarios. Comme par ailleurs, nous avons mis en avant des scénarios astrophysiques de composition et accélération satisfaisants (capables d’ajuster les données des spectres d’énergie et de masse) dans le chapitre 3, il est essentiel de i) vérifier les flux de photons secondaires d’ultra-haute énergie attendus dans le cadre de ces scénarios ii) connaître le spectre d’énergie des photons secondaires à la Terre pour n’importe quel modèle de source iii) étudier leur flux jusqu’aux énergies de Fermi et CTA (Gev-TeV) iv) utiliser le code de propagation de photons pour étudier leur production dans l’environnement des sources.

L’ensemble de ces points peut-être motivé par les deux autres points supplémentaires suivants : les photons peuvent engendrer des cascades électromagnétiques (EM) en se propageant. Les électrons produits lors d’une création de paire peuvent booster des photons du fond, et leur transmettre plus de 99% de leur impulsion. Cet effet aug-

¹C’est pour cette raison que ce chapitre est inclus dans la partie III des multi-messagers.

²Les limites sur les flux de photons (les anisotropies aussi) ont été les principaux indices conduisant à exclure les modèles top-down comme scénarios fournissant la majeure partie des RCUHEs. On ne peut toutefois exclure qu’ils participent partiellement au flux total.

mente considérablement la distance effective d'atténuation ($E/(dE/dx)$, où x est la distance parcourue) des photons qui cascaden[93]. Autre point, la propagation des photons UHE souffre d'incertitudes sur l'intensité du fond radio universel et le spectre du champ magnétique extragalactique (EGMF, voir 6.1.2 et [93]). On pourra donc espérer contraindre ces inconnues à l'aide d'un outil global et complet de propagation qui, prenant en compte l'ensemble de la phénoménologie des RCUHEs (depuis la source jusqu'à la Terre, avec les flux des secondaires), peut permettre d'estimer l'épaisseur optique effective de l'Univers depuis les sources. Ceci pourrait permettre de contraindre mieux les fonds de photons et particulièrement le fond radio³ [94, 95].

5.1 Création et propagation des photons ultra-énergétiques

Nous avons vu l'importance de maîtriser un outil complet de propagation de RCUHEs. J'ai eu l'opportunité de développer l'outil de propagation de photon qui est maintenant couplé au code principal de propagation des noyaux. Je vais expliciter dans les prochains paragraphes la phénoménologie et le traitement numérique des photons, ou plutôt des cascades EM.

Le modèle d'Univers utilisé est celui d'un univers dominé par l'énergie sombre (constante cosmologique) et la matière non-rayonnante :

$$\Omega_\Lambda = 0.7$$

$$\Omega_m = 0.3$$

On peut voir sur la figure 5.1 l'évolution de la distance en fonction du redshift dans notre modèle.

5.1.1 Champ magnétique et fonds de photons

Les cascades EM interagissent avec le fond de photon universel et le champ magnétique extragalactique (EGMF). Le fond dominant est bien sûr le CMB, mais les fonds radio et infrarouge-optique (IR-O) jouent aussi un rôle non négligeable aux énergies considérées (de 10^9 eV à 10^{24} eV). Les photons primaires d'énergie E peuvent être absorbés par création de paire avec un photon du fond d'énergie ϵ si

$$E \geq E_{th} = \frac{m_e^2}{\epsilon} = 2.611 \times 10^{11} \left(\frac{\epsilon}{1 \text{ eV}} \right)^{-1} \quad (5.1)$$

³C'est le fond radio qui est le moins bien contraint car il repose sur l'évolution des sources radio, qui sont principalement les radio-galaxies, dont l'évolution avec le redshift est encore méconnue.

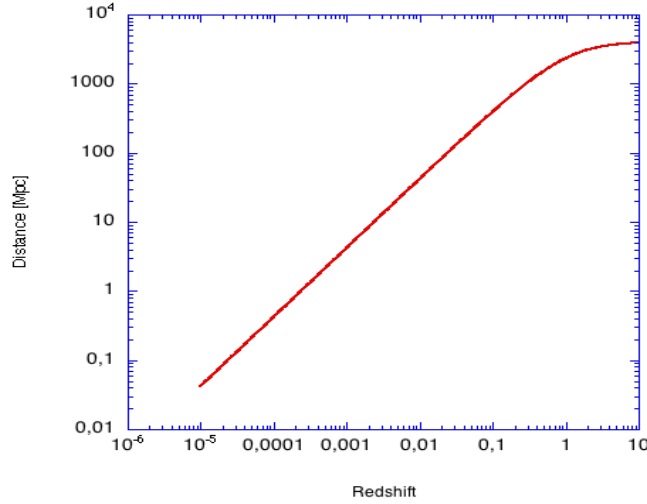


FIG. 5.1 – Distance en fonction du redshift pour le modèle d’univers utilisé dans notre code. À un redshift donné z , si l’on divise la distance correspondante par la célérité c , on obtient le temps qu’aurait mis un photon parti à z pour parvenir à la Terre.

avec $c = \hbar = 1$. Pour un photon typique du CMB ($\epsilon \sim 10^{-3}$ eV, voir 3.1), le seuil est donc $E_{th} \sim 3 \cdot 10^{14}$ eV, alors que pour un photon typique du fond radio ($\epsilon \sim 10^{-8}$ eV), le seuil est de $\sim 3 \cdot 10^{19}$ eV. Par ailleurs, la section efficace de production de paire (PP) pique vers le seuil, ce qui fait qu’à ces énergies, la PP sur les photons du fond radio domine par rapport à la PP sur les photons du CMB, bien que ces derniers soient bien plus denses.

Tous les fonds, et le champ magnétique, évoluent avec le redshift. En ce qui concerne le **CMB**, c’est un fond primordial formé à un redshift très élevé, qui n’a ensuite plus été alimenté, et n’a fait que se refroidir. Il évolue donc trivialement,

$$n_{cmb}(z, E) = 4\pi \cdot \left. \frac{dn}{dE} \right|_z = n_{cmb}(z_0, E(1+z)) \times (1+z)^3 \quad (5.2)$$

où $n_{cmb}(z, E)$ est la densité du fond à une énergie E pour un redshift z . Étant isotrope, on l’intègre sur les angles solides, d’où le facteur 4π .

Pour le fond infrarouge/optique/UV, (**IR-Opt-UV**), nous avons choisi de ne pas le paramétrer. J’utilise les dernières valeurs données par F. W. Stecker *et al* dans [96], corrigées dans [97]. Leur étude utilise les données de CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) et COBE (Cosmic Background Explorer) pour calculer le fond infrarouge et modéliser son évolution, jusqu’à des redshifts élevés et des énergies de $10^{-2.5}$ à 13.6

eV (coupure de Lyman). D'autre part, F. W. Stecker utilise le même modèle d'Univers que nous (0.7/0.3).

On utilise donc les tables donnant la densité du fond IR-O en fonction de l'énergie et du redshift dont on peut voir quelques courbes sur la figure 3.1 du chapitre II.

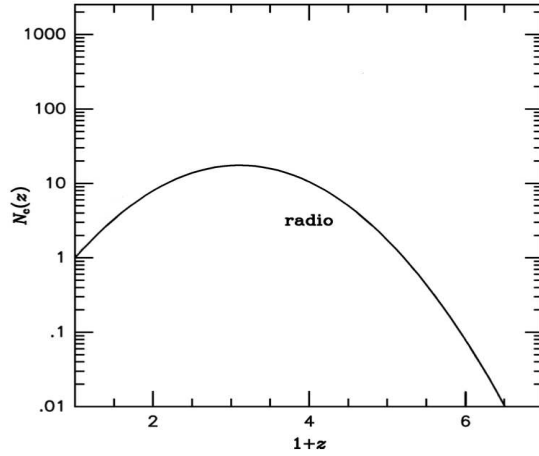


FIG. 5.2 – Densité comobile du fond radio en fonction du redshift z utilisée dans notre modèle.

Le fond **radio** est plus controversé car assez méconnu. On se bornera à donner le tracé de son évolution sur la figure 5.2, tiré de [98] qui utilise le spectre donné par [95].

On trouvera le tracé des spectres d'intensité des différents fonds utilisés dans mon code à $z = 0$ sur la figure 5.3. Les autres fonds (CXB, gamma etc.) n'interviennent pas, car leur effet est appréciable à des énergies bien inférieures au GeV et leur densité est de toute façon trop faible.

Concernant les pertes synchrotron, nous utilisons la formule classique[99]

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4}{3}\sigma_T \frac{B^2}{8\pi} \left(\frac{qm_e}{m}\right)^4 \left(\frac{E}{m_e}\right)^2 \quad (5.3)$$

ce qui nous donne le taux de perte d'énergie β :

$$\beta = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T \frac{B^2}{8\pi} \left(\frac{qm_e}{m}\right)^4 \left(\frac{E}{m_e}\right) \quad (5.4)$$

et la longueur de pertes d'énergie associée :

$$\bar{\lambda}_{sync} = \frac{cE}{\beta} \quad (5.5)$$

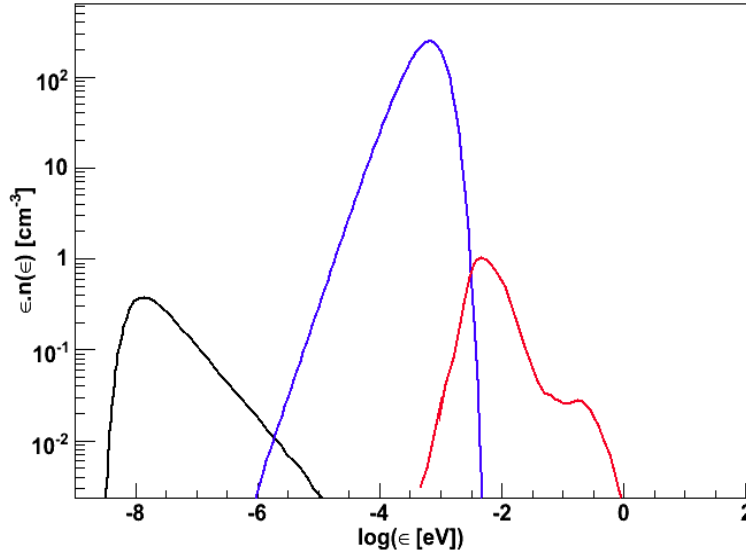


FIG. 5.3 – Spectre d'intensité ($\epsilon \times n(\epsilon)$) où ϵ est l'énergie du photon et $n(\epsilon)$ sa densité des trois fonds considérés ici, à un redshift $z = 0$. En noir : fond radio, en bleu : cmb, en rouge : infrarouge-optique-UV (IR-O-UV).

qui nous permettra de définir un libre parcours moyen « effectif » pour le traitement numérique (voir 5.1.4).

Les pertes synchrotron influencent la composante électronique de la cascade EM principalement aux plus hautes énergies ($\geq 10^{21}$ eV).

Les déflexions sont aussi un facteur important à surveiller lors de la propagation des cascades. L'approximation d'une propagation rectiligne (*Straight Line Propagation*, SLP) devient erronée si le rayon de giration des électrons devient de l'ordre de leur distance à la Terre. En dehors de ce cas, l'approximation est tout à fait satisfaisante. Dans le cas de champs assez faibles de 10^{-11} G, le rayon de giration est supérieur à 100 Mpc pour des énergies supérieures à $10^{20.8}$ eV. Néanmoins, nous considérons parfois la propagation à des énergies supérieures (nous nous limitons pour l'instant à des champs faibles), et ceci peut rendre l'approximation obsolète. Mais si les sources sont distribuées de manière homogène et isotrope, l'effet des déflexions sur le spectre final est négligeable. Puisque ce sont surtout les spectres à la Terre qui nous intéressent et que nos sources sont effectivement distribuées de manière homogène, nous utiliserons l'approximation SLP⁴.

⁴À terme, nous développerons un code de propagation des cascades en 3D.

5.1.2 Processus mis en jeu

La propagation des cascades EM ne peut être traitée de façon continue, où l'on néglige les particules autres que la particule principale ("leading particle"). Le code développé par [98] ne pouvait pas non plus traiter toute la cascade par Monte-Carlo (MC) de par le nombre colossal de particules, qui explose rapidement après quelques pas d'interaction. Les auteurs de [98] ont plutôt utilisé des équations de transport, qui offrent un bon compromis efficacité/précision. En revanche, les machines actuelles permettent raisonnablement (et surtout les grilles de calcul européennes) d'effectuer des MC complets. C'est ce que nous faisons dans notre code.

Par souci pédagogique, nous allons tout de même présenter rapidement les équations de transport pertinentes pour le développement des cascades EM.

On écrit l'équation de transport [98] pour les électrons de la cascade, qui inclut la production de paire (PP) et l'effet Compton inverse (ICS) :

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}N_e(E_e, t) &= -N_e(E_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon, t) \\
&\quad \times \int d\mu \frac{1 - \beta_e \mu}{2} \sigma_{ICS}(E_e, \epsilon, \mu) \\
&\quad + \int dE'_e N_e(E'_e, t) \int d\epsilon n(\epsilon, t) \\
&\quad \times \int d\mu \frac{1 - \beta'_e \mu}{2} \frac{d\sigma_{ICS}}{dE_e}(E_e; E'_e, \epsilon, \mu) \\
&\quad + \int dE_\gamma N_\gamma(E_\gamma, t) \int d\epsilon n(\epsilon, t) \\
&\quad \times \int d\mu \frac{1 - \mu}{2} \frac{d\sigma_{PP}}{dE_e}(E_e; E_\gamma, \epsilon, \mu) \\
&\quad + \mathcal{Q}(E_e, t)
\end{aligned} \tag{5.6}$$

où $\frac{d}{dt}N_e(E_e, t)$ est la densité différentielle d'électrons à l'énergie E_e au temps t , $n(\epsilon, t)$ est la densité des photons du fond d'énergie ϵ au temps t , $\mathcal{Q}(E_e, t)$ est un terme de source externe d'électrons d'énergie E_e au temps t , μ est le cosinus de l'angle d'interaction entre l'électron et le photon du fond ($\mu = -1$ pour une collision frontale) et β_e est la vitesse de l'électron. Les termes décrivent la perte des électrons par ICS, l'apport des électrons diffusés par ICS dans un bin d'énergie E'_e , l'apport des électrons produits par la PP et l'injection externe. Le facteur $\frac{1-\mu}{2}$ est un facteur de flux dont on explicitera l'origine dans 5.1.3.

Cette équation est ensuite discrétisée et résolue numériquement par itérations à l'aide d'un schéma implicite [98, 100].

Les processus PP et ICS sont les deux interactions majeures qui dominent le développement d'une cascade EM entre 10^{10} eV et 10^{20} eV. Dans le régime extrême de Klein-Nishina où $s \gg m_e^2$, lors d'une PP par un photon initial, un des électrons⁵ de la paire électron-positron produite emporte typiquement presque toute l'énergie initiale totale. L'électron de haute énergie ainsi produit subit ensuite une ICS dont l'inélasticité à haute énergie dépasse les 90%. Donc l'électron redonne son énergie au photon du fond qui est boosté à une énergie proche de celle du photon initial. Ce cycle de cascade réduit considérablement l'atténuation de l'énergie du photon. Là encore, si le champ magnétique est fort, le taux des pertes synchrotrons va dominer le taux de l'ICS, et l'électron va perdre beaucoup d'énergie avant de booster le photon du fond, ce qui a pour effet de supprimer notablement le développement de la cascade.

Nous allons exposer les différents processus intervenant dans le développement des cascades EM. On trouvera le tracé de leur section efficace totale d'interaction sur la figure 5.4.

Production de paire (PP)

La section efficace totale pour la PP ($\gamma\gamma_b \rightarrow e^-e^+$) est bien connue[83] et donnée par :

$$\sigma_{PP} = \sigma_T \frac{3}{16} (1 - \beta^2) \left[3 - \beta^4 \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2\beta(2 - \beta^2) \right] \quad (5.7)$$

où $\beta = (1 - 4m_e^2/s)^{1/2}$ est la vitesse de l'électron dans le CMS (centre de masse). On néglige la dépendance azimutale (pour la particule sortante) de la section efficace, inférieure de plus de 11 ordres de grandeur au terme du premier ordre. La section efficace permet de calculer les libres parcours moyens lors de la propagation. Pour connaître le spectre des électrons produits par la PP, on utilise l'expression de la section efficace différentielle pour un photon d'énergie E_γ qui produit un électron d'énergie E'_e :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{PP}}{dE'_e} = & \sigma_T \frac{3 m_e^2}{4 s} \frac{1}{E_\gamma} \left[\frac{E'_e}{E_\gamma - E'_e} + \frac{E_\gamma - E'_e}{E'_e} \right. \\ & + E_\gamma (1 - \beta^2) \left(\frac{1}{E'_e} + \frac{1}{E_\gamma - E'_e} \right) \\ & \left. - \frac{E_\gamma^2 (1 - \beta^2)^2}{4} \left(\frac{1}{E'_e} + \frac{1}{E_\gamma - E'_e} \right)^2 \right] \quad (5.8) \end{aligned}$$

où les valeurs sont réduites à l'intervalle $(1 - \beta)/2 \leq E'_e/E_\gamma \leq (1 + \beta)/2$. La section efficace différentielle pour l'énergie du positron est identique par symétrie.

⁵On désigne par électron, soit un électron soit un positron.

Production d'une double paire

$(\gamma\gamma_b \rightarrow e^-e^+e^-e^+)$ est un processus de QED du second ordre qui affecte les photons d'UHE. Sa section efficace totale augmente près du seuil et sature très rapidement vers sa valeur asymptotique $\sigma(\text{inf}) \simeq 6.45\mu\text{b}$ [101]. Pour une DPP avec un photon du CMB, le taux d'interaction devient comparable à la PP au-delà de $\sim 10^{21}$ eV. Pour les photons du fond radio, cette énergie est encore supérieure, mais pour les photons IR-O-UV, le seuil est plus bas mais leur densité trop faible les condamnent à faire de la DPP un processus toujours sous-dominant en dessous de 10^{21} eV. On ne peut toutefois la négliger car elle permet d'alimenter efficacement en électrons les basses énergies, et influe sur les premières étapes du développement de la cascade au-delà de cette énergie.

La section efficace différentielle (qui permet d'avoir le spectre des électrons produits) peut être obtenue analytiquement par des calculs de QED du second ordre, mais il n'existe pas de consensus sur son expression finale⁶. Heureusement, la DPP n'est pas un processus dominant dans le développement des cascades et une approximation (raisonnable) est utilisée[98, 101]. On considère qu'une des deux paires emporte toute l'énergie initiale et que cette dernière est partagée équitablement entre les deux électrons.

Diffusion Compton inverse

La diffusion inverse Compton ($e\gamma_b \rightarrow e\gamma$) est le processus dominant affectant les électrons de la cascade, sur la majeure partie des énergies considérées ici. La section efficace totale est bien connue, donnée par la formule de Klein-Nishina :

$$\sigma_{ICS} = \sigma_T \frac{3 m_e^2}{8 s \beta} \left[\frac{2}{\beta(1+\beta)} (2 + 2\beta - \beta^2 - 2\beta^3) - \frac{1}{\beta^2} (2 - 3\beta^2 - \beta^3) \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} \right], \quad (5.9)$$

où $\beta = (s - m_e^2)/(s + m_e^2)$ est la vélocité de l'électron sortant dans le CMS. Notons que pour $s \leq m_e^2$, σ_{ICS} tend vers σ_T constante, et l'on entre alors dans le régime Thomson, où l'électron diffuse isotropiquement sur les photons du fond⁷. À l'inverse, dans le régime extrême de Klein-Nishina ($s \gg m_e^2$), l'électron donne typiquement plus de 90% de son énergie au photon boosté.

La section efficace différentielle pour un électron d'énergie E_e de produire un électron d'énergie E'_e est donnée par[102]

⁶Il est difficile de quantifier certains effets de seuil et d'écrantage quantique, ainsi que les erreurs associées. C'est pourquoi, l'expression analytique fait débat.

⁷Voir la section 5.1.1 pour les conséquences de cette diffusion non-rectiligne, et ses parades.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ICS}}{dE'_e} = \sigma_T \frac{3 m_e^2}{8} \frac{1}{s} \frac{1 + \beta}{E_e} \left[\frac{E'_e}{E_e} + \frac{E_e}{E'_e} + \frac{2(1 - \beta)}{\beta} \left(1 - \frac{E_e}{E'_e} \right) \right. \\ \left. + \frac{(1 - \beta)^2}{\beta^2} \left(1 - \frac{E_e}{E'_e} \right) \right], \end{aligned} \quad (5.10)$$

où les énergies sont restreintes à $(1 - \beta)/(1 + \beta) \leq E'_e/E_e \leq 1$.

Production de triplet

La production de triplet (où production de paire en triplet, ou TPP) $e\gamma_b \rightarrow ee^-e^+$ est un processus significatif pour les électrons d'UHE. La section efficace de la TPP devient comparable à celle de l'ICS dès 10^{17} eV, mais l'inélasticité très faible de la réaction ($\leq 10^{-3}$) ne la rend dominante qu'aux ultra-hautes énergies. Néanmoins, c'est un processus qui alimente les basses énergies et ne peut être ignoré dans un traitement complet. La TPP est traitée en détail dans [103, 104] et l'expression de sa section efficace totale est donnée par :

$$\sigma_{TPP} = \sigma_T \frac{3\alpha}{8\pi} \left[\frac{28}{9} \ln \frac{s}{m_e^2} - \frac{218}{27} \right] \quad (s \gg m_e^2), \quad (5.11)$$

où α est la constante de structure fine. En ce qui concerne les sections efficaces différentielles, on a les expressions exactes dans [103, 104]. Mais les fonctions données sont extrêmement ardues et lourdes à calculer numériquement. D'autre part, certaines valeurs des variables introduites dans ces expressions deviennent très grandes ou très petites, ce qui pose des problèmes numériques de précision infernaux. Heureusement, le comportement détaillé de la TPP près du seuil est assez inutile puisque la TPP est dominée par l'ICS près du seuil. Nous allons donc utiliser une approximation donnée dans [98] qui est excellente loin du seuil ($s \gg m_e^2$), en modifiant un peu l'expression avec le raffinement apporté par [105]. L'inélasticité loin du seuil peut être approchée par [105] :

$$\eta(S) \propto \frac{0.195 \ln^2(2S)}{S}, \quad (5.12)$$

où S est un paramètre,

$$S = E_e \epsilon (1 - \beta \cos \theta) \quad (5.13)$$

où E_e est l'énergie (dans le référentiel du laboratoire) de l'électron incident et β sa vitesse, ϵ celle du photon du fond et θ est l'angle entre leur impulsion incidentes. S est

un paramètre et ne doit pas être confondu avec l'énergie du centre de masse⁸.

Le raffinement proposé par [105] aux expressions de [98] a tendance à augmenter l'énergie du seuil où la TPP devient dominante par rapport à l'ICS, car il donne une inélasticité plus petite en général pour la réaction. On obtient donc l'énergie totale qui est transmise à la paire créée :

$$E_{e^+e^-} = E_e \times \eta(S) \quad (5.14)$$

On peut ensuite avoir l'énergie de l'une des particules de la paire (on choisit par exemple arbitrairement le positron) en la tirant d'une loi de puissance[98] :

$$\frac{d\sigma}{dE'_+} \propto E'_+{}^{-7/4}. \quad (5.15)$$

Bien entendu, nous avons besoin des bornes E_+^{min} et E_+^{max} pour effectuer le tirage. Celui-ci se fait tout simplement à partir d'une variable aléatoire uniforme (entre 0 et 1) U :

$$E_+ = [U.(E_+^{min})^{1-\alpha} + (1-U).(E_+^{max})^{1-\alpha}]^{\frac{1}{1-\alpha}}, \quad (5.16)$$

où E_+^{min} est l'énergie minimale du positron et E_+^{max} son énergie maximale, données par[103, 105] :

$$\begin{aligned} E_+^{min} &= \frac{E_{tot}(S-1) - p_{tot}\sqrt{[S(S-4)]}}{1+2S} \\ E_+^{max} &= \frac{E_{tot}(S-1) + p_{tot}\sqrt{[S(S-4)]}}{1+2S}, \end{aligned} \quad (5.17)$$

avec S le paramètre défini par 5.13 et p_{tot} la norme de l'impulsion vectorielle initiale totale :

$$p_{tot} = \left| \vec{p}_{e^-} + \vec{k} \right| \simeq |\vec{p}_{e^-}| \simeq E_e \simeq E_{tot} \quad (5.18)$$

car aux énergies considérées ici, l'énergie initiale totale est presque entièrement contenue dans l'électron d'énergie E_e ultra-relativiste (donc $E_e \sim p_{e^-}$), dont l'impulsion est très

⁸Cependant, comme ces calculs sont valides loin du seuil, $s \gg m_e^2$, on a $S \simeq s$ où s est l'énergie du centre de masse.

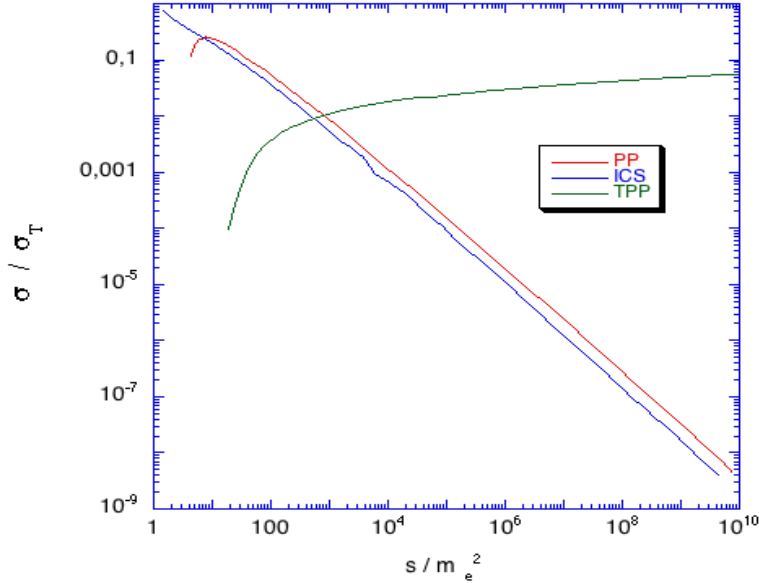


FIG. 5.4 – Sections efficaces totales des trois principaux processus intervenant dans les cascades EM.

grande devant celle du photon du fond d'impulsion $|\vec{k}|$. Donc $p_{tot} \simeq E_{tot}$, et

$$\begin{aligned} E_+^{min} &= \frac{E_{tot}(S-1) - E_{tot}\sqrt{[S(S-4)]}}{1+2S} \\ E_+^{max} &= \frac{E_{tot}(S-1) + E_{tot}\sqrt{[S(S-4)]}}{1+2S}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Connaissant S , c'est-à-dire connaissant l'angle d'interaction, l'énergie de l'électron incident et celle du photon du fond, on peut donc entièrement définir les énergies des particules sortantes de la TPP. On obtient en effet l'énergie de l'électron de la paire E_- par

$$E_- = E_{e^+e^-} - E_+ \quad (5.20)$$

et celle de l'électron sortant (qui n'appartient pas à la paire) par

$$E_e^{out} \simeq E_e - E_- - E_+. \quad (5.21)$$

Nous reviendrons sur les détails numériques de la TPP dans la section suivante.

Pertes dues à l'expansion de l'Univers

Lors de leur propagation, les particules de la cascade EM (tout comme les photons du fond) subissent les pertes continues dues à l'expansion de l'Univers, dites (par abus de langage) pertes adiabatiques. On a explicité le type d'Univers utilisé dans notre code dans 5.1. On va donner ici le taux de pertes d'énergie qui y est associé ainsi que la longueur de pertes. Ces quantités nous seront très utiles lors du traitement numérique, en particulier pour définir des « longueurs de libre parcours moyen » effectives.

Le taux de pertes d'énergie s'écrit :

$$\beta_{exp} = \frac{E}{1+z} \times \frac{dz}{dt}, \quad (5.22)$$

et la longueur de perte d'énergie :

$$\lambda_{exp}^- = \lambda_{exp}^{loss} = \frac{cE}{\beta_{exp}} = c(1+z) \frac{dt}{dz}, \quad (5.23)$$

où $\frac{dt}{dz}$ dépend du modèle d'Univers. Dans le modèle que l'on utilise (FRW), on a [106]

$$\frac{dt}{dz} = (H_0(1+z)E(z))^{-1} \quad (5.24)$$

où l'évolution de l'énergie est donnée par :

$$E(z) = (\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2} \quad (5.25)$$

ce qui donne enfin,

$$\bar{\lambda}_{exp} = cH_0^{-1}(\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda)^{1/2} \quad (5.26)$$

5.1.3 Définitions et rappels analytiques

Nous allons donner quelques éléments analytiques supplémentaires, utiles pour le traitement numérique des cascades.

L'énergie du centre de masse est égale à l'énergie du système dans le référentiel du centre de masse (CMS). Pour la PP et DPP, on a

$$s = 2E_\gamma \cdot \epsilon \cdot (1 - \beta_1 \beta_2 \cos \theta) \quad (5.27)$$

où E_γ est l'énergie du photon d'UHE incident et ϵ celle du photon du fond impliqué. Pour les photons, $\beta_1 = \beta_2 = 1$. On peut remarquer qu'il est parfaitement identique de changer l'énergie du photon incident ou celle du photon du fond, ce qui d'un point de

vue numérique, nous permet de voir que considérer l'interaction d'un photon d'énergie E avec un photon du fond d'énergie $\epsilon(1+z)$ est pareil que de considérer un photon d'énergie $E(1+z)$ avec un photon du fond d'énergie ϵ . Ça donne le même s et donc ne change pas les sections efficaces. Ceci s'avère très pratique pour le calcul des libres parcours moyens à un redshift donné.

L'énergie du centre de masse pour l'ICS ou la TPP est :

$$s = m_e^2 + 2E_\gamma \cdot \epsilon \cdot (1 - \beta_1 \beta_2 \cos \theta) \quad (5.28)$$

où $\beta_2 = 1$.

On voit que l'on ne peut appliquer le facteur $(1+z)$ sur s lorsque l'on est au redshift z car le facteur ne s'applique pas seulement sur l'énergie du photon du fond. Mais la distribution des s est la convolution de la section efficace du processus et de la densité du fond de photons considéré. Dans les cas où s est grand devant m_e^2 (électrons ultra-relativistes), on peut appliquer le même facteur d'échelle $(1+z)$ à l'énergie de l'électron pour que cela équivaille à considérer l'interaction avec un photon du fond d'énergie $(1+z)$ comme ci-dessus. Et heureusement, pour la plupart des énergies considérées, c'est le cas, ce qui facilite le traitement numérique. De toute façon, si l'électron propagé n'est pas ultra-relativiste, on est dans le régime Thomson, qui a une dépendance quasi-nulle en s .

Boost des photons du fond

Calcul des taux d'interactions

En utilisant les sections efficaces et fonds de photons présentés ci-dessus, nous avons tout d'abord intégré numériquement⁹ les taux d'interaction (en Mpc^{-1}).

On calcule ces taux d'interaction pour chaque processus (PP, DPP, ICS et TPP) et chaque fond (radio, CMB et IR-O-UV), donnés par :

$$\Gamma(E, z) = \int_{fond} d\epsilon \int d\mu \left(\frac{1-\mu}{2} \right) n(\epsilon, z) \sigma(\epsilon, \mu, E) \quad [\text{Mpc}^{-1}] \quad (5.29)$$

où $\frac{n(\epsilon, z)}{4\pi} = \frac{dn}{d\epsilon} \Big|_z$ est la densité du fond à l'énergie ϵ et redshift z .

On en déduit le libre parcours moyen λ ,

$$\lambda(E, z) = \frac{1}{\Gamma(E, z)} \quad [\text{Mpc}] \quad (5.30)$$

⁹Numériquement, nous avons testé la méthode de Romberg. Puis nous avons vérifié que la méthode standard des trapèzes était suffisante (en terme de précision et convergence). Il existe aussi d'autres méthodes plus précises, comme la méthode de Simpson.

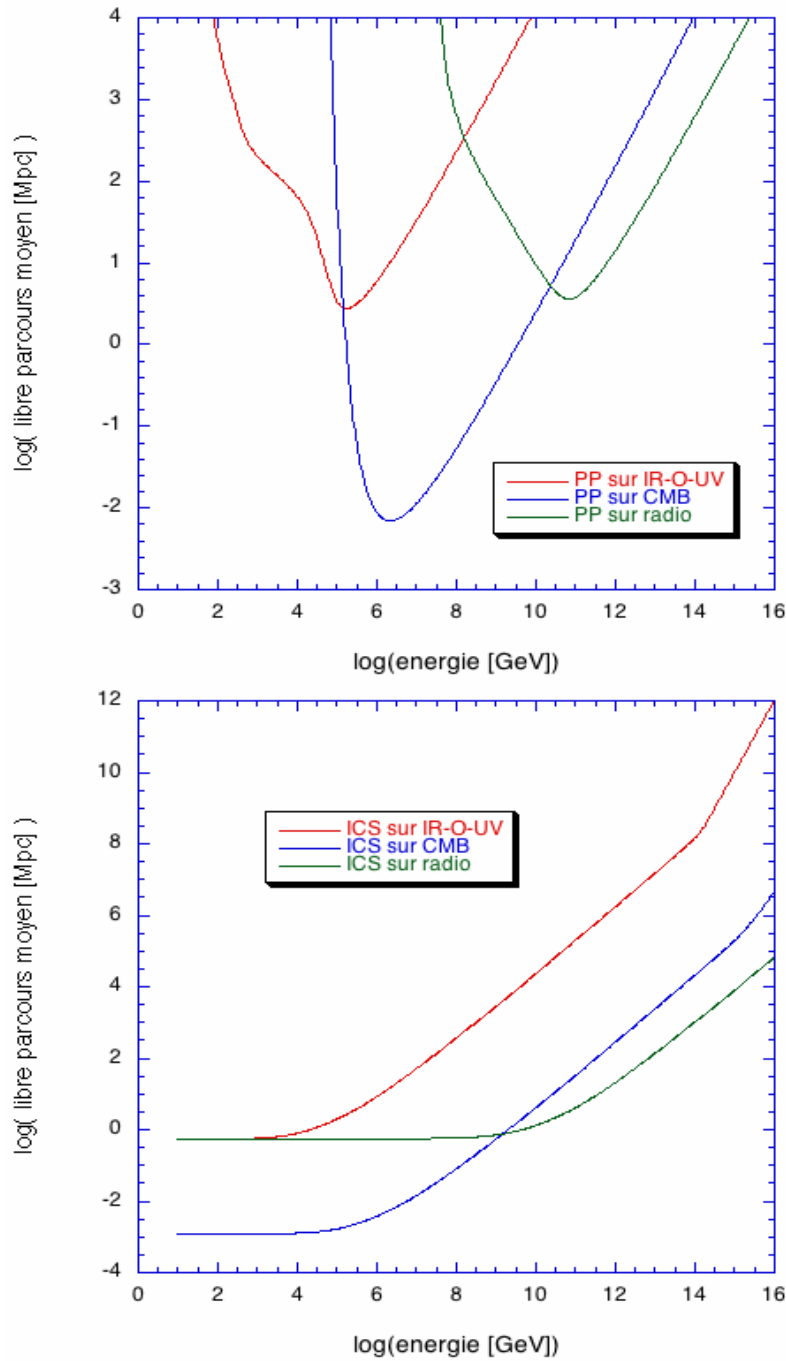


FIG. 5.5 – Libres parcours moyens à redshift nul pour la PP et l'ICS sur les trois fonds.

pour tous les processus sur tous les fonds.

On peut voir sur les figures 5.5 le tracé des ces $\lambda(E, 0)$ pour les cas de la PP et de l'ICS sur les différents fonds.

Soulignons que les valeurs du fond IR-O-UV sont tabulées à 25 redshifts différents par pas de 0.2, jusqu'à $z = 5$. Lorsque nous avons besoin du fond à un redshift précis, nous utilisons une interpolation linéaire simple. De manière générale, lorsque nous avons des valeurs quelconques tabulées en (E, z) , nous faisons une interpolation linéaire à deux dimensions, ce qui revient à 3 interpolations linéaires à 1D. Dans le cas d'une fonction à 3 dimensions, l'interpolation revient à 7 interpolations linéaires.

5.1.4 Traitement numérique des cascades EM

Avant de passer à la propagation proprement dite, on calcule les inélasticités de tous les processus en fonction de l'énergie de la particule (photon ou électron), sauf pour la TPP. Elles sont ensuite enregistrées (tabulées) dans des tables. Ceci permet d'économiser du temps de calcul (numériquement, les tirages aléatoires sont coûteux).

5.1.5 Calcul des inélasticités

On cherche tout d'abord à connaître l'inélasticité d'une réaction, en fonction de l'énergie du centre de masse, s . On tire l'énergie du photon du fond qui participe à l'interaction. On utilise pour cela des distributions étudiées en 5.1.1. Les fonds étant isotropes, le cosinus de l'angle d'interaction (μ) est tiré plat entre -1 et 1. On a tous les ingrédients pour définir l'énergie du CMS, s . On le voit sur l'expression du taux d'interaction 5.29, il nous faut pondérer les tirages effectués (de l'énergie du photon du fond et de μ) de manière à ce que l'énergie totale de la réaction, entièrement définie par s , suive la distribution de la section efficace multipliée par le facteur de flux $((1 - \mu)/2)$.

On utilise pour cela la méthode de l'acceptance-réjection : on tire une variable aléatoire uniforme entre 0 et σ_{max} , et si $\sigma(s)$ est plus grand que ce nombre, on accepte les valeurs tirées, et l'on procède au calcul de l'inélasticité. $\sigma(s)$ est la section efficace du processus pour le s déterminé à partir des valeurs tirées de ϵ et μ , et de l'énergie de la particule incidente (voir les équations 5.27 et 5.28). σ_{max} désigne la valeur maximale de la section efficace pour le processus considéré. Par exemple, pour la PP, elle est de $0.265\sigma_T$, où σ_T est la section efficace de Thomson¹⁰.

On va considérer comme exemple type, le cas de la PP. Le calcul de l'inélasticité se fait en déterminant l'énergie d'un des électrons de la paire produite. On utilise la section efficace différentielle avec les bornes de validité de l'énergie données par 5.8. Une fois l'énergie de l'électron obtenue, on détermine celle de l'autre électron de la paire par conservation de l'énergie. On a alors l'inélasticité comme le ratio de l'énergie perdue sur l'énergie initiale.

¹⁰On a $\sigma_T \simeq 0.665$ barn.

Cas de la TPP

Le cas de la TPP est traité à part. On ne tabule pas les inélasticités, on les calcule directement dans le programme lorsqu'une TPP a lieu. C'est numériquement plus facile, car il y a trois particules en sortie de réaction, et l'inélasticité (+ conservation de l'énergie) ne suffit pas à définir de façon univoque les produits de la réaction.

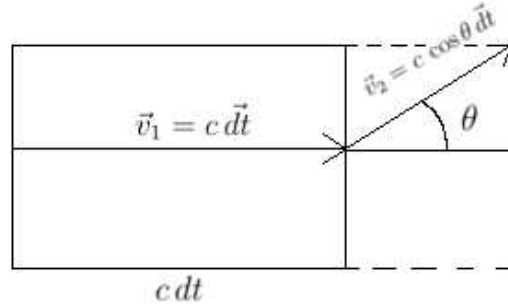


FIG. 5.6 – Origine purement cinématique du facteur de flux. On a la vitesse relative entre le flux de photons incidents d’UHE (à la vitesse \vec{v}_1) et le flux de photons du fond isotrope, en fonction de l’angle d’incidence entre les deux, θ (par exemple, pour le θ de la figure, $\vec{v}_2 = c \cos \theta \vec{dt}$), pendant un temps dt . Le facteur de flux est bien sûr maximal lorsque les deux photons arrivent de face ($\theta = 180^\circ$). À l’inverse, lorsque $\theta = 0^\circ$, le photon UHE « ne rattrape jamais » le photon du fond. On a dans le cas général, $v_{rel} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1 = c(1 - \cos \theta) = c(1 - \mu)$.

Pour cela, il faut traiter pas à pas l’interaction. On commence par le tirage de l’angle (ou plutôt de son cosinus $\mu = \cos \theta$), isotrope. On tire ensuite l’énergie du photon du fond ϵ comme expliqué ci-dessus. Avec l’énergie de l’électron incident E_e , cela définit complètement l’énergie du centre de masse s , que l’on pondère avec une acceptance-réjection par la section efficace totale de la TPP pour ce s donné multipliée par le facteur de flux.

Une fois s accepté, on utilise les valeurs des paramètres E_e , ϵ et $\cos \theta$ pour calculer S d’après 5.13. On en déduit l’inélasticité de la réaction avec 5.12, ce qui nous donne l’énergie de la paire produite d’après 5.14. Connaissant S , on peut aussi calculer les bornes de la distribution des énergies du positron de la paire avec 5.19 et tirer son énergie selon 5.15¹¹. On a alors trivialement l’énergie de l’électron de la paire avec 5.20 et l’énergie de l’électron sortant (qui n’appartient pas à la paire, c’est une façon arbitraire mais correcte de le considérer) en utilisant 5.21.

Nous avons complètement défini la TPP.

¹¹On appelle cela tirer l’énergie de la distribution SDCS pour *Single Differential Cross Section*, voir un traitement complet dans [103].

Dans le cas de la TPP sur un photon du CMB, il faut rajouter un facteur $(1+z)$ à s . On n'a vu (cf remarque sous l'équation 5.28) que ceci était valide uniquement pour des $s \gg m_e^2 \simeq 10^{11.4}$ eV. On considère dans le code que c'est toujours le cas pour des énergies (de l'électron incident) supérieures à $10^{15.85}$ eV. En effet, pour ces énergies, la vitesse β de l'électron est ~ 1 , l'énergie du photon du CMB est en moyenne $\epsilon \sim 10^{-3}$ eV, et le $\cos \theta$ doit donc être très très proche de 1 pour que le facteur $\epsilon(1 - \beta \cos \theta)$ de s (voir 5.28) fasse que s se rapproche de $10^{11.4}$ eV, ie pour que $s \simeq m_e^2$, (pour lequel on ne peut pas simplement multiplier par $(1+z)$ pour tenir compte du redshift). Or, non seulement c'est peu probable par nature (la distribution de $\cos \theta$ est plate, il y a donc 1 chance sur 10 que la valeur tirée soit supérieure à 0.9), mais en plus, la section efficace de la TPP augmente avec s , ce qui fait que les s "grands" seront privilégiés.

On a fait exactement la même chose, avec le même seuil, pour l'ICS. On a donc choisi d'ignorer le facteur $(1+z)$ pour les énergies inférieures à $10^{15.85}$ eV, et cela n'a que très peu de conséquence sur le développement de la cascade puisque la TPP est dominée par l'ICS vers ces énergies (PeV-EeV). Quant à l'ICS, l'inélasticité évolue peu avec s lorsque $s \simeq m_e^2$ puisque c'est le passage au régime de Thomson qui a lieu¹².

Dans le cas d'une TPP sur le fond IR-O-UV, les distributions (des énergies) de celui-ci pour les différents redshifts sont tabulées pour 25 redshifts. À un redshift donné z_0 , on choisit de ne pas interpoler les deux distributions aux redshifts qui encadrent z_0 (comme on devrait le faire normalement) car cela est coûteux en temps de calcul. On a donc fait des simulations préliminaires pour estimer l'évolution en z des distributions des énergies des photons du fond et modifier par un facteur ad-hoc (issu de ces simulations) l'énergie du photon tirée depuis la distribution connue au redshift le plus proche de z_0 . Ce facteur est d'environ 7%.

5.1.6 Développement de la cascade

Désormais équipés des inélasticités des processus qui ont lieu au sein de la cascade, il nous reste à calculer la distance parcourue par une particule avant qu'elle ne subissent une interaction. On l'obtient avec les libres parcours moyens de tous les processus. Par

¹²Ce qui signifie, qu'au-dessus de $10^{15.85}$ eV, là où le facteur $(1+z)$ est appliqué, même si les autres paramètres font que s est petit (régime Thomson), le facteur $(1+z)$ peut le multiplier par 9 au maximum ($z_{max} = 8$), et le faire passer au-dessus du régime de Thomson, alors qu'en réalité le facteur $(1+z)$ devrait s'appliquer uniquement sur ϵ (donc sur le second terme de 5.28) et ne pas changer de beaucoup la valeur de s . Cela aura donc pour effet de surestimer l'inélasticité de la réaction (car elle augmente avec s), mais ce cas reste un cas extrême, et le seuil de $10^{15.85}$ eV est raisonnable. Surtout, cela nous permet de traiter le cas d'un électron incident d'énergie E sur un photon du CMB d'énergie $\epsilon(1+z)$ comme un électron d'énergie $E(1+z)$ sur un photon CMB d'énergie ϵ , et donc de ne faire qu'une seule tabulation des inélasticités en fonction de E , plutôt que de faire une tabulation double, fonction de E et z .

exemple, pour un électron :

$$\frac{1}{\lambda_{eff}} = \sum_i^{fonds} \frac{1}{\lambda_{ICS}^i} + \sum_i^{fonds} \frac{1}{\lambda_{TPP}^i} + \frac{1}{\lambda_{exp}} + \frac{1}{\lambda_{sync}}, \quad (5.31)$$

où les sommes se font pour les trois fonds considérés. λ_{eff} est le libre parcours moyen effectif de l'électron.

Le cas du libre parcours moyen des pertes adiabatiques λ_{exp} est problématique puisqu'il n'existe pas ! En effet, le processus est parfaitement continu, et l'on va définir un libre parcours moyen effectif à partir de la longueur de pertes $\bar{\lambda}_{exp}$. Pratiquement, on considère que la perte n'a lieu qu'au bout d'une certaine distance, petite devant $\bar{\lambda}_{exp}$ (~ 4220 Mpc), et l'on considère que cette distance correspond au libre parcours moyen du processus de pertes adiabatiques. Cette distance petite est une fraction ξ de $\bar{\lambda}_{exp}$, on choisit $\xi = 1/250$, soit une distance $\lambda_{exp} = \xi \times \bar{\lambda}_{exp}$ de ~ 17 Mpc à $z = 0$. On traite alors λ_{exp} comme le « libre parcours moyen » associé au processus « pertes adiabatiques seulement ». Notons que des valeurs plus faibles de ξ diminuent ce libre parcours moyen. Comme conséquence, le processus aura un poids énorme devant les autres et sera presque systématiquement choisi à chaque itération du code, sans que cela ne modifie beaucoup ni l'énergie ni la distance de la particule. Ceci aurait pour conséquence d'augmenter considérablement le temps de calcul sans accroître la précision du code. Une valeur de $1/250$ est un excellent compromis entre temps de calcul et précision.

Le cas du libre parcours moyen des pertes synchrotron est traité exactement de la même façon, avec $\lambda_{sync} = \xi \times \bar{\lambda}_{sync}$ où $\bar{\lambda}_{sync}$ est donné par 5.5.

Le cas du libre parcours moyen d'un processus PP ou ICS sur le fond CMB, pour une particule d'énergie E_0 à un redshift z se déduit du cas à redshift $z = 0$:

$$\lambda(E_0, z) = \frac{\lambda(E_0(1+z))}{(1+z)^3} \quad (5.32)$$

car, on le voit sur 5.29, une densité $(1+z)^3$ fois plus grande du fond implique un taux d'interaction $(1+z)^3$ fois plus important. De plus, le corps noir du CMB à un redshift z possède une température $T(z) = (1+z)T_0$ où T_0 est la température actuelle, donc les photons du fond ont une énergie $(1+z)$ fois plus grande. Et ceci est équivalent à considérer que c'est la particule incidente qui a une énergie $(1+z)$ fois plus grande, pour les raisons écrites à la suite des formules 5.27 et 5.28. Ceci n'est valable que pour les processus sur les photons du CMB.

Le **libre parcours moyen effectif** λ_{eff} de 5.31 représente la distance moyenne parcourue par cet électron avant qu'il ne subisse une quelconque interaction par ICS ou TPP. Le nombre d'interactions subies sur une distance donnée est un processus de

Poisson, et l'on tire donc aléatoirement la longueur parcourue effectivement L selon la loi exponentielle $\exp(-L/\lambda_{eff})$, ce qui numériquement à partir d'une variable aléatoire uniforme U (toujours entre 0 et 1) se traduit par :

$$L = -\lambda_{eff} \ln(U) \quad (5.33)$$

Maintenant que l'on sait quelle distance la particule d'énergie E a parcouru avant d'interagir, on doit choisir quel processus a effectivement lieu. Pour cela on le choisit selon son poids, donné par le taux d'interaction à cette énergie E (ou l'inverse du libre parcours moyen λ), par rapport au poids total, donné par la somme des taux d'interaction pour tous les processus (pour un électron, ICS et TPP sur les trois fonds de photon, soient 6 processus).

Tous ces calculs sont identiques pour le cas d'un photon. Bien entendu, il n'y a pas de pertes synchrotrons pour un photon.

Une fois la distance effective parcourue L et le processus choisi, on commence par corriger l'énergie de la particule de ses pertes adiabatiques continues selon :

$$E = E \times \exp \frac{-L}{\lambda_{exp}} \quad (5.34)$$

On utilise ensuite les inélasticités tabulées pour avoir les énergies de la particule incidente et des particules produites sortantes après l'interaction. On rajoute les particules éventuellement créées et on enlève celles qui passent sous un certain seuil d'énergie, en les stockant mais en arrêtant de les propager. Ce seuil est défini de façon à ne pas avoir des temps de calcul prohibitifs. On découpe donc les plages d'énergies simulées en 4 parties : $10^{10} - 10^{13}$, $10^{13} - 10^{16}$, $10^{16} - 10^{19}$ et $10^{19} - 10^{22}$ eV. Pour chacune on obtient des tables qui donnent le nombre de particules passées sous le seuil et celles arrivées à la Terre pour toutes les énergies. On utilise ensuite les tables produites par la plage inférieure pour propager les particules qui sont passées sous le seuil, et ainsi de suite.

Ceci permet d'avoir un outil de propagation complet sur 12 ordres de grandeur en énergie pour n'importe quel photon ou électron produit à un redshift (inférieur à 8 tout de même...) et une énergie (inférieure à 10^{22} eV) donnés.

L'outil ne sert qu'à peu de choses en soi. Nous l'avons écrit dans les lignes introductives, ce code de propagation se veut être le complément majeur du code de propagation de noyaux, afin de disposer d'un programme complet, capable de nous donner les flux des primaires et de tous les secondaires et multi-messagers. L'objectif étant de bâtir un modèle *global* de concordance pour les RCUHEs. Soulignons que ce code de propagation de cascades nous sera aussi très utile dans les environnements de sources, car il suffira

(essentiellement) de modifier les fonds de photons pour modéliser ceux qui règnent dans les sources et leur voisinage.

5.2 Production des cascades EM

Nous allons donner quelques précisions sur la production de cascades EM lors de la propagation des RCUHEs. Dans notre outil numérique de propagation, trois sources de cascades EM sont traitées : la création de paires e^+e^- qui affecte les protons et tous les noyaux, la désintégration des pions neutres (qui donne deux photons) donnée par SOPHIA [61], et dans une moindre mesure, la désintégration des neutrons secondaires qui donne un électron.

L'énergie perdue par les noyaux lors de la création de paires n'est plus une information suffisante, il nous faut connaître le spectre différentiel des électrons/positrons produits. Pour cela, on se réfère aux formules des sections efficaces totales et différentielles détaillées dans [107]. On trouvera les spectres des gammas (et neutrinos) produits par les RCUHEs lors de leur propagation en suivant S. R. Kelner et al [108] et [107].

Une propriété des spectres des paires produites est que ceux-ci ne dépendent que du facteur de Lorentz du noyau ou proton à l'origine de la création de paires (il suffit simplement de multiplier par un facteur Z^2 la section efficace et $1/A$ l'inélasticité pour la normalisation des spectres). On peut voir sur la figure 5.7 les spectres des électrons/positrons produits pour différents facteurs de Lorentz.

La désintégration des pions neutres produits lors de la propagation des protons et noyaux (principalement par effet GZK) est un autre processus important qui alimente l'Univers en cascades EM. Le pion neutre a une masse légèrement plus faible que les pions chargés, de ~ 135 MeV, et se désintègre par interaction électromagnétique en moins de 10^{-16} secondes en deux gammas, 98.7% des fois. Le gros pourcent restant, le pion donne un gamma et une paire e^+e^- . Dans le code, on fait l'approximation (complètement satisfaisante) que le pion neutre donne immédiatement deux gammas, son impulsion étant équi-répartie dans le référentiel du pion.

La désintégration des neutrons secondaires produits lors de la propagation (par photo-érosion) alimente aussi l'Univers en cascades EM. En effet, lors de la désintégration du neutron, un des deux quarks down le constituant se transforme par interaction faible en un quark up accompagné d'un boson W . Ce dernier se désintègre immédiatement en un anti-neutrino électronique et un électron. Dans le code numérique, un libre parcours moyen de désintégration est associé à chaque neutron (correspondant à la norme de sa vitesse multipliée par son temps de vie moyen de ~ 885 secondes) et est traité de manière analogue à tous les autres processus d'interaction. Bien que considéré, ce processus a une contribution faible dans la production de cascades EM.

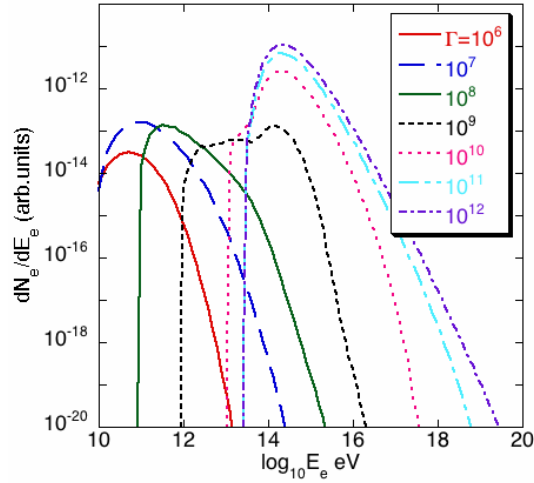


FIG. 5.7 – Spectre des électrons/positrons produits pour différents facteurs de Lorentz Γ des protons ou noyaux. Les unités sont arbitraires car les spectres sont les mêmes pour tous les noyaux (et ne dépendent que de Γ) mais avec une normalisation différente selon la charge du noyau (à cause du facteur Z^2 dans la formule (10) de la section efficace différentielle de [107]).

Neutrinos secondaires

Les messagers secondaires sont aussi constitués de neutrinos, souvent appelés neutrinos cosmogéniques. Ceux-ci sont produits lors de la propagation des RCUHEs, ce sont les neutrinos secondaires (ou cosmogéniques). Les deux canaux principaux sont la désintégration des pions chargés (contribution dominante) et la désintégration des neutrons (voir ci-dessus). Leur propagation est des plus simples puisqu'ils parcourent des distances cosmologiques sans subir d'interaction, leur seule perte d'énergie étant due à l'expansion de l'Univers. Les neutrinos ont notamment été étudiés dans le cadre des RCUHEs dans [109] et [110] et [59]. Dans notre outil numérique, le traitement des neutrinos est explicité dans [59]. La production des pions chargés est également traitée à l'aide du code SOPHIA.

5.2.1 Évolution cosmologique de la luminosité des sources

En plus des paramètres d'accélération (indice spectral, énergie maximale d'accélération) et de composition aux sources, on peut moduler également leur évolution avec le redshift. En effet, on suppose que la luminosité en RCs des différents types de sources suit la même évolution cosmologique que leur luminosité bolométrique. On trouvera quelques détails sur la normalisation des taux de formation des étoiles dans [111].

Nous utilisons dans notre étude six modèles de sources qui donnent des résultats différents en terme de flux de primaires et secondaires (cf. les résultats dans la section suivante) :

- évolution uniforme : la luminosité ne subit aucune évolution cosmologique ;
- évolution SFR1 : l'évolution de la luminosité des sources $\dot{\rho}$ suit celle du taux de formation des étoiles de Hopkins et al. [111]. Dans ce modèle, la luminosité est en $(1+z)^{3.4}$ pour $z < 1$, $(1+z)^{-0.26}$ pour $1 \leq z < 4$ et $(1+z)^{-7.8}$ pour $z \geq 4$;
- évolution SFR2 : l'évolution de la luminosité des sources suit celle du taux de formation des étoiles de Yüksel et al (2008). Dans ce modèle, la luminosité est en $(1+z)^{3.4}$ pour $z < 1$, $(1+z)^{-0.3}$ pour $1 \leq z < 4$ et $(1+z)^{-3.5}$ pour $z \geq 4$;
- évolution GRB1 et GRB2, qui reproduit l'évolution en luminosité si les sources étaient les GRBs (Gamma Ray Burst). Elle suit à peu près celle du cas SFR jusqu'à $z = 4$ puis décroît avec une pente plus ou moins forte [112] ;
- évolution FRII : des mesures récentes ([113]) montrent que les galaxies FRII ont une évolution forte avec le redshift. L'évolution de la luminosité $\dot{\rho}$ est donnée par $\log \dot{\rho} = 2.7z + 1.45z^2 + 0.18z^3 - 0.01z^4$. Les galaxies FRI suivent une évolution similaire, bien que moins pentue [114]).

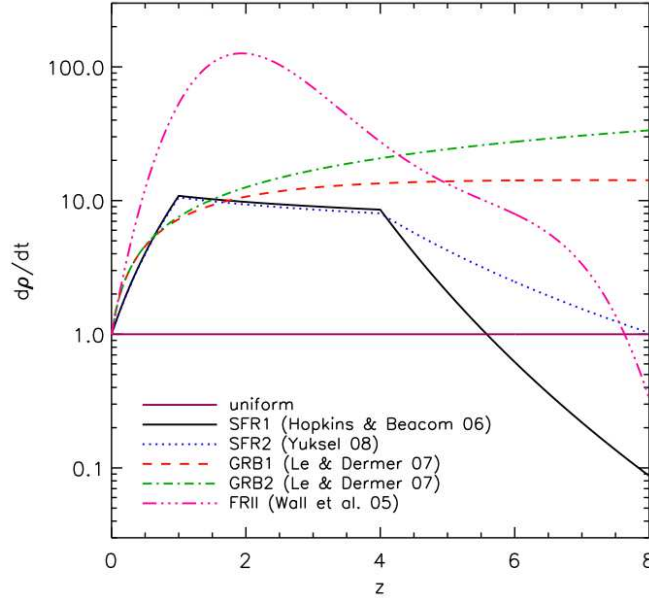


FIG. 5.8 – Evolution des luminosités des sources avec le redshift pour les six modèles discutés dans le texte. Normalisation à 1 pour $z = 0$. Figure empruntée à [115].

La figure 5.8 résume dans un même graphique les six évolutions discutées ici.

Comme nous l'avons explicité au chapitre II, nous injectons différentes compositions

aux sources (pur-proton, mixte, pur-fer) en supposant les diverses évolutions de sources discutées ci-dessus. Pour chaque hypothèse de composition, la valeur de l'indice spectral β est ajustée en obtenant un bon accord avec les spectres expérimentaux de RCUHEs.

Comme cela est détaillé dans [72], bien que la forme du spectre où les implications sur la composition ne dépendent pas de l'évolution des sources, l'indice spectral β requis pour ajuster les données doit être plus dur pour une évolution de sources plus forte. Pour le cas pur-proton, β passe de 2.6 avec une évolution uniforme, à 2.5 avec une évolution SFR1, et 2.3 dans le cas d'une évolution (forte) FRII. En effet, lorsque l'évolution des sources est plus forte, cela revient à donner plus de poids aux sources à grand redshift. À cause des pertes d'énergies lors de la propagation, celles-ci vont alimenter principalement les basses énergies, et rendre le spectre propagé plus mou. Pour le redresser et ajuster les données expérimentales, on doit donc durcir le spectre des sources, c'est-à-dire diminuer β . Dans le cas d'une composition mixte, β varie de 2.3 pour une évolution uniforme, 2.1 pour une évolution SFR1 et 1.8 pour une FRII. Dans le cas d'une composition pur-fer β vaut 2.4, 2.0 et 1.6 pour une évolution uniforme, SFR et FRII respectivement.

	pur-proton	mixte	pur-fer
Uniforme	2.6	2.3	2.4
SFR	2.5	2.1	2.0
FR-II	2.3	1.8	1.6

TAB. 5.1 – Valeurs de β pour les différentes hypothèses de composition et d'évolution de sources présentées dans ce chapitre (cf. texte).

Par ailleurs, l'évolution des sources est un paramètre d'une influence majeure sur les flux de neutrinos secondaires[72]. Dans le cas d'une composition pur-proton, pour des évolutions de sources fortes (SFR1 ou FRII), les flux de neutrinos attendus sont nettement supérieurs au cas d'une évolution uniforme. On observe un phénomène comparable dans le cas d'une composition mixte.

5.3 Résultats & discussion : vers la concordance

Dans cette dernière section du chapitre, nous allons présenter les résultats importants et les conclusions majeures que l'on peut en tirer. Nous mettrons en lumière l'apport d'observation multi-messager (γ, ν) à la compréhension globale des RCUHEs.

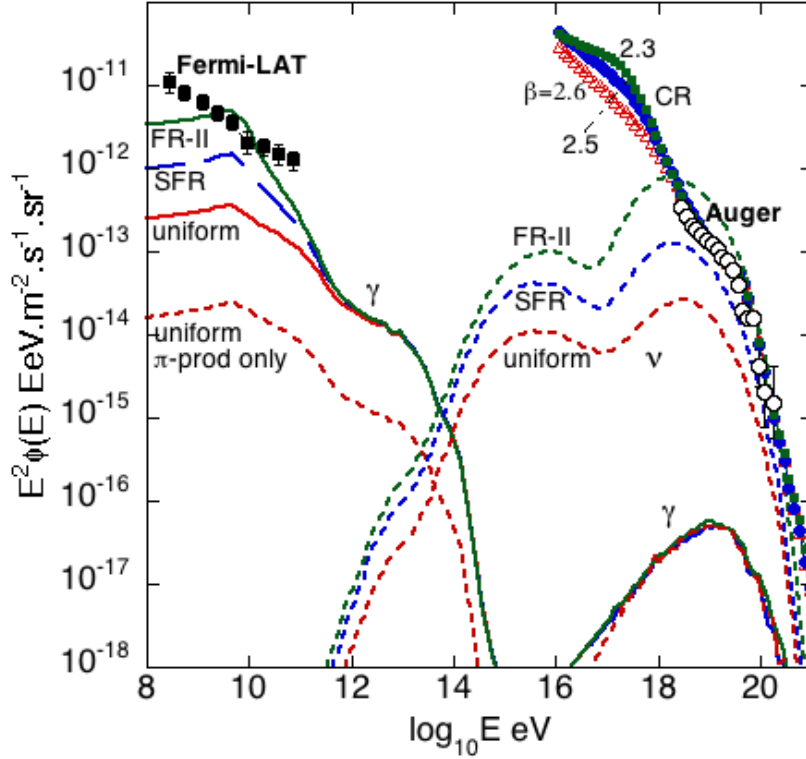


FIG. 5.9 – Pour une composition aux sources pur-protons : spectres propagés des RCUHes, photons et neutrinos secondaires, depuis une distribution homogène continue de sources avec trois différentes évolution en luminosité (voir texte). L'énergie maximale d'accélération aux sources est de 3×10^{20} eV. Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs) ainsi que les données de Fermi-LAT (photons, carrés noirs). On a redressé tous les spectres par E^2 pour une meilleure visibilité. Les indices spectraux d'injection aux sources sont ajustés aux données d'Auger. Pour l'évolution uniforme, $\beta = 2.6$, la SFR, $\beta = 2.5$, et l'évolution (forte) FR-II, $\beta = 2.3$. On a aussi tracé la contribution individuelle des pions neutres dans la production des photons à la Terre.

5.3.1 Influence des paramètres astrophysiques

Quatre paramètres astrophysiques importants ont une grande influence sur la forme et la normalisation des flux de secondaires à la Terre : la composition à la source, l'évolution des sources, leur densité, et l'énergie maximale d'accélération à la source E_{max} .

Les quatre hypothèses de composition¹³ étudiées sont le pur-proton (compatible

¹³On se reportera au chapitre II pour des détails sur les spectres des RCUHEs. Nous avons en effet repris ces modèles de sources capables de s'ajuster aux données d'Auger en traçant en plus les flux des secondaires (neutrinos et photons) qui leur sont associés.

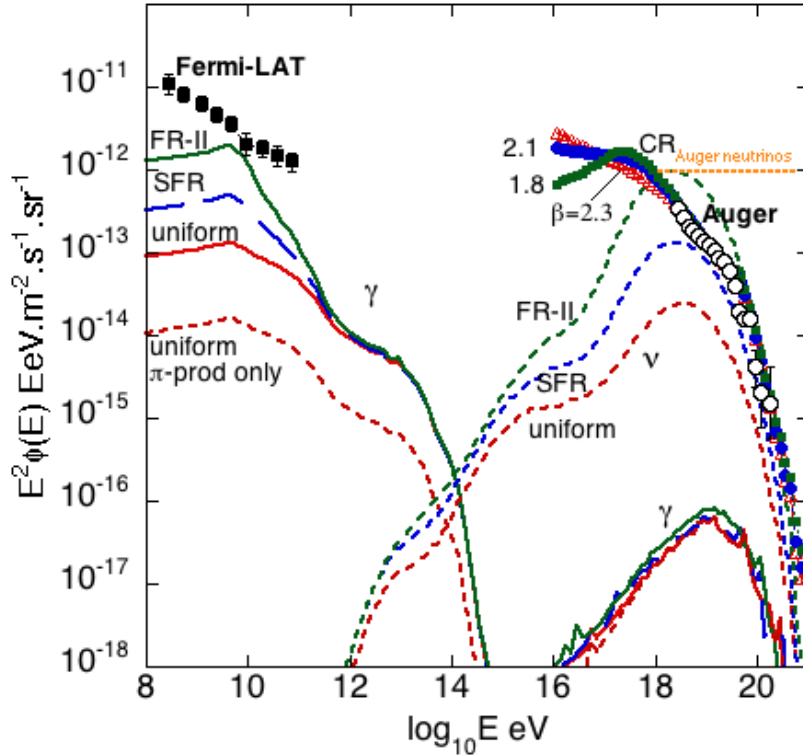


FIG. 5.10 – Pour une composition mixte dominée par les protons aux sources : spectres propagés des RCUHEs, photons et neutrinos secondaires, depuis une distribution homogène continue de sources avec trois différentes évolution en luminosité (voir texte). L'énergie maximale d'accélération aux sources est de 3×10^{20} eV. Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs) ainsi que les données de Fermi-LAT (photons, carrés noirs). On a redressé tous les spectre par E^2 pour une meilleure visibilité. Les indices spectraux d'injection aux sources sont ajustés aux données d'Auger. Pour l'évolution uniforme, $\beta = 2.6$, la SFR, $\beta = 2.5$, et l'évolution (forte) FR-II, $\beta = 2.3$. On a aussi tracé la contribution individuelle des pions neutres dans la production des photons à la Terre. La limite posée par Auger sur un flux intégré de neutrinos en E^{-2} est tracée (ligne orange pointillée).

avec le modèle du « pair production dip », le mixte (dont les abondances relatives sont tirées des abondances Galactiques), le pur-fer, et le mixte enrichi en fer (scénario low- E_{max}). Puisque les flux de rayons cosmiques, de neutrinos et de photons secondaires sont calculés au sein du même outil numérique, la normalisation du flux de RCUHEs calculé avec le flux expérimental nous fournit la normalisation des flux de secondaires. Pour les quatre hypothèses de composition, on montre les spectres des RCUHEs propagés et des secondaires sur les figures 5.9, 5.10, 5.11 et 5.12.

Influence des évolutions de sources et de la composition

Nous limiterons l'étude de l'influence des évolutions de sources aux cas uniforme, SFR1 et FR-II, car le cas SFR est très proche des cas SFR2, GRB1 et GRB2, en tout cas dans les scénarios testés ici.

La figure 5.9 montrent les spectres propagés de RCUHEs et secondaires pour le modèle pur-proton du « pair production dip ». Les spectres des photons secondaires présentent des similitudes quels que soient les scénarios astrophysiques. En-dessous de 10 GeV, les photons se propagent essentiellement en régime Thomson (voir la section précédente), et diffusent sans perte d'énergie. Entre 10 GeV et 10 TeV, on distingue l'influence du fond IR/Opt/UV sur la propagation des cascades produites. L'influence du CMB entre 10 TeV et 1 EeV est ensuite dominante, et les flux de photons secondaires sont largement atténués. Au-delà de 1 EeV, l'influence du fond radio¹⁴ sur les cascades n'est plus négligeable et devient dominante au-dessus de 10 EeV.

Lorsque l'évolution de la luminosité des sources est forte (SFR, et surtout FR-II), on observe que pour un flux de RCUHEs donné, le flux de gammas propagés jusqu'à la Terre en-dessous du TeV est partout supérieure au cas d'une évolution uniforme. Ceci s'explique par le fait que dans le cas d'une évolution forte, la contribution en RCUHEs des sources à redshift élevé est limitée à cause des pertes d'énergies lors de la propagation. Cependant, ces RCUHEs qui ont un temps de propagation très grand, fournissent de nombreuses cascades EM par production de paires et pions neutres. Par ailleurs, ces cascades se propagent elles-aussi sur de grandes distances, ce qui a pour effet d'envoyer toutes les particules des cascades en-dessous du TeV. En outre, aux redshifts élevés, les fonds de photons sont plus denses et plus chauds, ce qui augmente la fréquence des interactions, et par la même diminue les longueurs de pertes, tout en abaissant les seuils d'interaction. Tous ces effets conjugués expliquent la plus grande proportion de photons en-dessous du TeV pour les modèles SFR et surtout FR-II.

Au-delà du TeV, l'évolution des sources n'a qu'une influence très limitée sur les flux de secondaires. En effet, comme nous venons de le préciser, les photons produits au-delà du TeV par des sources à grand redshift vont cascader à plus basse énergie. Une évolution plus forte des sources qui donne plus de poids aux sources lointaines va donc peu jouer sur les flux de photons au-dessus du TeV. On peut résumer cela en disant que l'horizon des photons au-delà du TeV est suffisamment petit pour que les sources lointaines n'influencent que marginalement le flux des photons secondaires. Par ailleurs, au-delà d'une centaine de PeV, les pions neutres contribuent en quasi-totalité aux flux

¹⁴Rappelons que l'on a supposé un fond radio assez fort, qui atténue donc bien (*i.e.* sur de courtes distances) les flux de photons et électrons à ces énergies.

des photons secondaires. L'inélasticité très supérieure des processus de production de pions par rapport au processus de création de paires expliquent ce phénomène.

L'évolution des sources a une influence importante sur les flux de neutrinos secondaires. Là aussi, une évolution plus forte des sources donne un poids plus important aux sources à grand redshift, qui contribuent peu au flux de RCUHEs à cause des pertes d'énergie. Par contre, il y aura bien plus de neutrinos produits à des énergies plus basses grâce à l'abaissement du seuil avec le redshift, qui se propageront avec des pertes d'énergie limitées aux pertes adiabatiques. Donc, pour un même flux de RCUHEs, il y aura un flux de neutrinos secondaires plus important à la Terre.

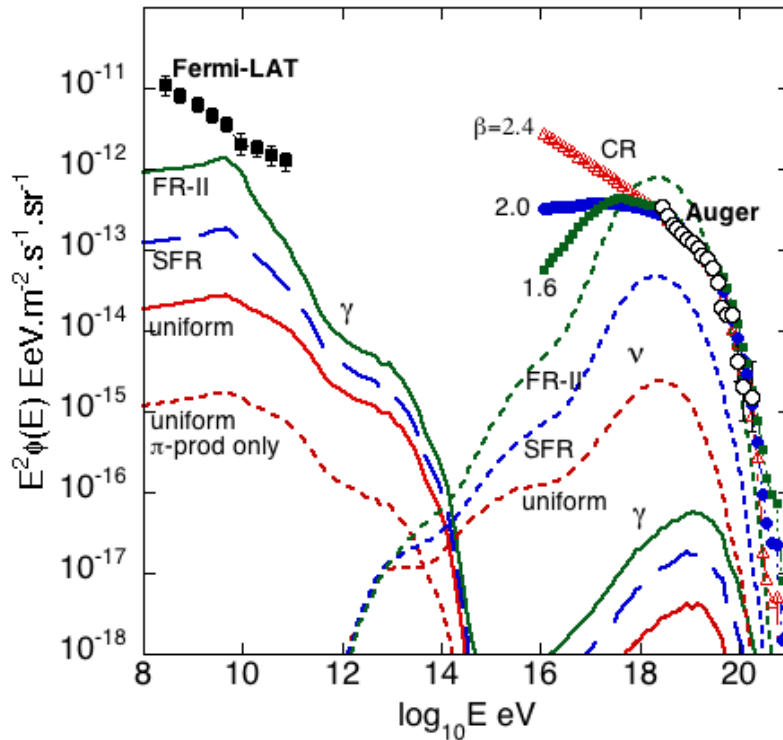


FIG. 5.11 – Pour une composition pur-fer aux sources : spectres propagés des RCUHEs, photons et neutrinos secondaires, depuis une distribution homogène continue de sources avec trois différentes évolution en luminosité (voir texte). L'énergie maximale d'accélération aux sources est de $Z \times 3.10^{20}$ eV. Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs) ainsi que les données de Fermi-LAT (photons, carrés noirs). On a redressé tous les spectre par E^2 pour une meilleure visibilité. Les indices spectraux d'injection aux sources sont ajustés aux données d'Auger. Pour l'évolution uniforme, $\beta = 2.6$, la SFR, $\beta = 2.5$, et l'évolution (forte) FR-II, $\beta = 2.3$. On a aussi tracé la contribution individuelle des pions neutres dans la production des photons à la Terre.

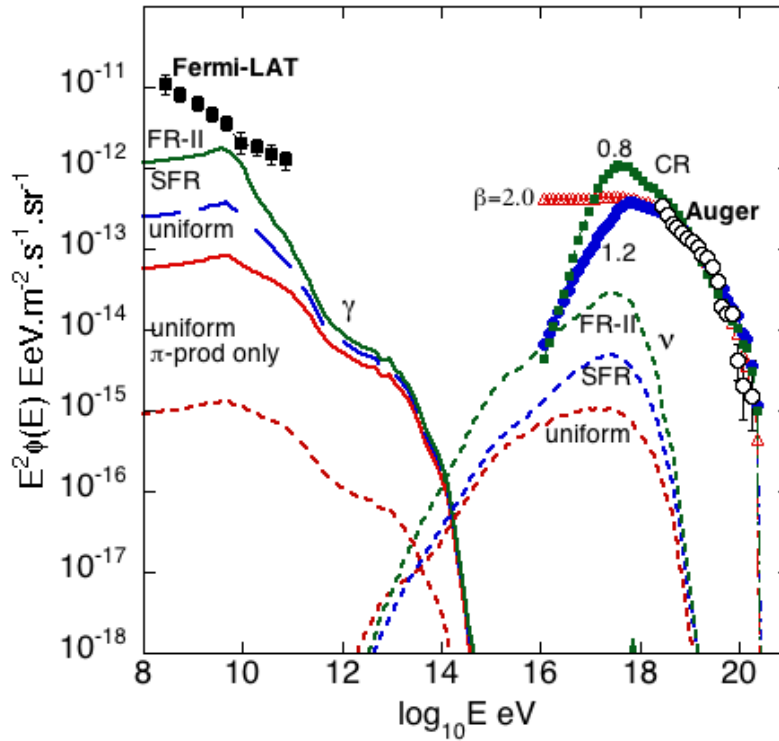


FIG. 5.12 – Pour le modèle low- E_{max} développé en 3.4.1 où la composition est mixte riche en protons et enrichie en fer (30% à la source) aux sources : spectres propagés des RCUHEs, photons et neutrinos secondaires, depuis une distribution homogène continue de sources avec trois différentes évolution en luminosité (voir texte). L'énergie maximale d'accélération aux sources est de $Z \times 10^{19}$ eV. Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs) ainsi que les données de Fermi-LAT (photons, carrés noirs). On a redressé tous les spectre par E^2 pour une meilleure visibilité. Les indices spectraux d'injection aux sources sont ajustés aux données d'Auger. Pour l'évolution uniforme, $\beta = 2.0$, la SFR, $\beta = 1.2$, et l'évolution (forte) FR-II, $\beta = 0.8$. On a aussi tracé la contribution individuelle des pions neutres dans la production des photons à la Terre.

En ce qui concerne les flux de gammas aux plus hautes énergies, l'influence des évolutions de sources est différente dans le cas des compositions mixtes et pur-fer. Dans le scénario d'une composition mixte (figure 5.10), on remarque que la normalisation des flux de photons est semblable au scénario pur-proton. Les protons étant les principaux producteurs de photons, on pourrait s'attendre à ce qu'une composition mixte produisent moins de photons à haute énergie. Cet effet est néanmoins compensé par les indices spectraux plus durs (2.1) dans le cas d'une composition mixte que dans le cas d'une composition pur-proton (2.6).

Contrairement aux cas précédents, dans le scénario d'une composition pur-fer, l'évolution des sources a une forte influence sur le flux des photons secondaires au-delà de la dizaine de PeV.

Dans le cas des noyaux composés les seuils (que ce soit pour la production de paire ou la production de pions) sont augmentés d'un facteur A (soit 56 pour le fer). Bien que la production de paire fasse perdre beaucoup plus d'énergie au fer au-dessus de seuil (un facteur $\frac{Z^2}{A}$) et que ce dernier soit capable d'émettre 56 nucléons. Les noyaux susceptibles d'alimenter les cascades EM sont beaucoup moins nombreux que dans le cas des protons du fait des seuils plus élevés et des spectres pentus rencontrés en astrophysique.

Les indices spectraux plus durs nécessaires dans le cas du fer (par rapport au cas proton) permet en partie de contrebalancer l'effet et ce d'autant plus que les pentes des spectres sont différentes entre le cas proton et le cas fer. On peut voir que le spectre très dur nécessaire dans le cas FR II pour une composition pur-fer permet de totalement éliminer l'effet de la différence de seuil.

Pour des indices spectraux similaires (2.4 et 2.6), la contribution des pions neutres à la production de photons secondaires est moins importante dans le cas d'une composition pur-fer que dans le cas d'une composition pur-proton : on le voit sur les figures 5.9 et 5.11, la contribution des pions au flux de photons secondaires en-deçà du PeV est un ordre de grandeur plus faible dans le cas pur-fer. Ceci est dû à la photo-érosion du fer, préalable à la production de protons secondaires qui eux-seuls pourront donner des pions, mais à une énergie 56 fois plus faible.

Le cas low- E_{max} est très similaire au cas mixte pour la partie basse énergie du flux de photons, majoritairement dû à la production de paires. On remarque l'absence d'un flux de photons significatif à haute énergie (et c'est aussi le cas des neutrinos). Ceci est bien sûr dû à l'énergie maximale choisie pour ce modèle ($Z \times 10^{19}$ eV) située en-deçà du seuil de production de pions (sauf à grand redshift). Les photons de haute énergie étant très majoritairement produits par ce mécanisme, on comprend dès lors facilement leur absence dans le cadre de ce modèle. Les neutrinos de haute énergie sont très fortement diminués pour la même raison.

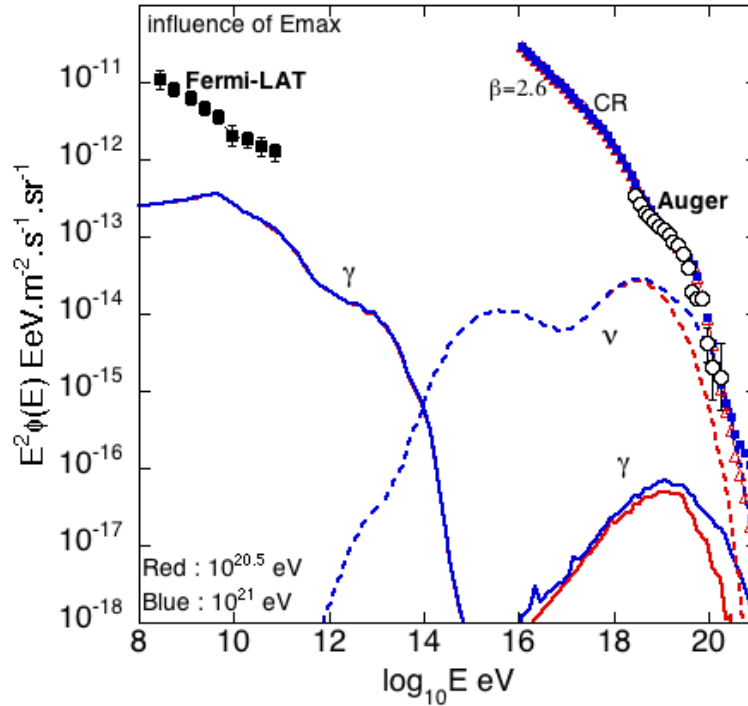
Influences de E_{max} et des densités de sources

FIG. 5.13 – Influence de E_{max} : pour une composition pur-proton aux sources, spectres propagés des RCUHEs, photons et neutrinos secondaires, depuis une distribution homogène continue de sources avec une évolution uniforme en luminosité (voir texte). Deux énergies maximales d'accélération aux sources sont considérées : $10^{20.5} \text{ eV}$ (rouge) et 10^{21} eV (bleu). Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs) ainsi que les données de Fermi-LAT (carrés noirs). On a redressé tous les spectre par E^2 pour une meilleure visibilité. L'indice spectral d'injection aux sources β , ajusté aux données d'Auger, est de 2.6.

L'effet de E_{max} sur la production des secondaires est montré sur la figure 5.13, où l'on a tracé les flux des cosmiques et des secondaires pour $E_{max} = 10^{20.5}$ eV et $E_{max} = 10^{21}$ eV. On peut voir que pour un $E_{max} = 10^{21}$ eV, il y a plus de neutrinos produits à haute énergie par rapport au cas $E_{max} = 10^{20.5}$ eV pour des raisons cinématiques évidentes. Pour les flux de gammas, c'est la même chose, mais en plus, on observe que la normalisation est modifiée aux énergies $> 10^{16}$ eV, car il y a contrairement aux neutrinos, le phénomène de cascading : en ayant plus de photons à 10^{20} eV, puisque certains casacendent, on en a aussi plus à 10^{17} eV. Notons par ailleurs pour terminer ce paragraphe que l'effet de E_{max} est d'autant plus important que l'indice spectral est dur.

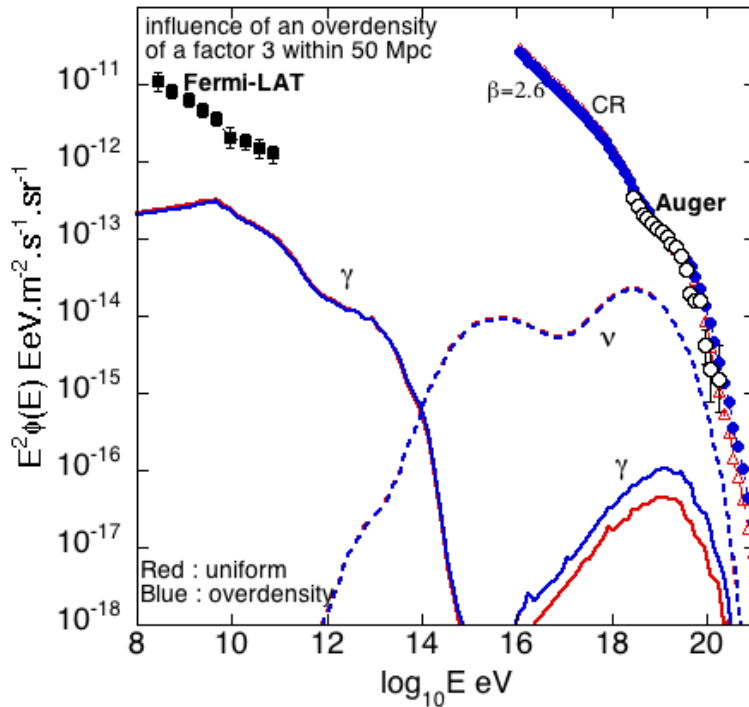


FIG. 5.14 – Influence d'une sur-densité de sources : pour une composition pur-proton aux sources, spectres propagés des RCUHEs, photons et neutrinos secondaires, depuis une distribution homogène continue de sources avec une évolution uniforme en luminosité (voir texte). Deux cas sont considérées : densité uniforme (rouge) et sur-densité d'un facteur 3 (bleu). Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs) ainsi que les données de Fermi-LAT (carrés noirs). On a redressé tous les spectres par E^2 pour une meilleure visibilité. L'indice spectral d'injection aux sources β , ajusté aux données d'Auger, est de 2.6.

Nous avons voulu aussi caractériser **la contribution des sources proches** (< 50

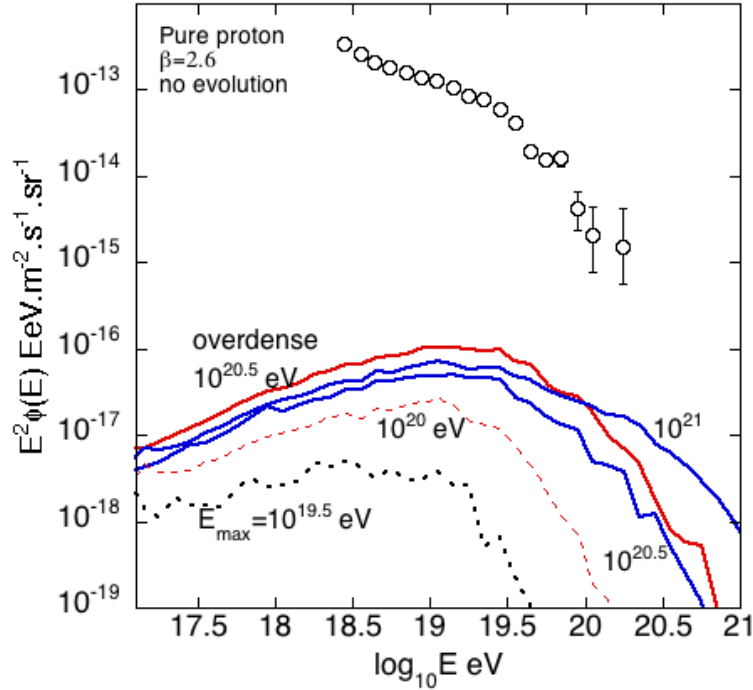


FIG. 5.15 – Influence d’une sur-densité de sources : pour une composition pur-proton aux sources, spectres des photons secondaires pour le cas d’une sur-densité avec $E_{max} = 10^{20.5}$, et plusieurs cas sans sur-densité avec différents E_{max} .

Mpc) sur le flux des gammas et neutrinos par rapport à l’Univers tout entier. Pour cela, on a étudié diverses distributions homogènes de sources et extrait les flux de cosmiques et secondaires (pour $E_{max} = 10^{20.5} \text{ eV}$ et $\beta = 2.6$). On a artificiellement ajouté une sur-densité d’un facteur 3 sur la luminosité par unité de volume des sources distantes de moins de 50 Mpc. On peut voir le résultat sur la figure 5.14 où l’on a tracé les spectres pour les cas uniformes avec et sans sur-densité. Sur la figure 5.15, on visualise le résultat aux plus hautes énergies.

Deux effets sont remarquables : les neutrinos proviennent de tout l’Univers (jusqu’à $z = 8$ dans le code), donc la contribution des 50 derniers Mpc ($z = 0.011$) est négligeable. Les flux de neutrinos sont donc quasi inchangés. C’est la même chose pour les photons en-dessous du PeV : ce sont essentiellement les produits de toutes les cascades provenant de tout l’Univers, donc la contribution des 50 derniers Mpc est négligeable. En revanche, il y a un facteur 2 pour le flux des gammas au-dessus de 10^{16} eV. Ceci est expliqué par le fait que ceux-ci sont produits essentiellement (les $\sim 2/3$ vers 1 EeV) dans les 50 derniers Mpc. En effet, s’ils sont produits plus loin, à ces énergies, leur longueur de pertes (pour la particule principale de la cascade) est d’environ 15

Mpc à 1 EeV (obtenue grâce au code de propagation de photons discuté au début du chapitre) et ne leur permet que difficilement de parvenir à la Terre.

Contraintes apportées par Fermi et conséquences sur les flux de neutrinos

Seule, l'évolution FRII dans le cas pur-proton viole le flux diffus de γ mesuré par Fermi. Le flux de neutrinos associé est donc lui aussi exclu. Il faut noter qu'il s'agit du flux le plus élevé parmi nos prédictions dans la bande 10^{15} - 10^{17} eV plus particulièrement observée par IceCube. Dans cette gamme d'énergie, les flux les plus élevés non-exclus par Fermi sont donc ceux correspondant au cas SFR1 pour les protons.

Au-delà de 10^{17} eV, du fait de la non-exclusion de l'évolution FRII pour les hypothèses mixte et pur-fer, des flux de neutrinos très élevés restent possibles dans cette gamme d'énergie observée par Auger et IceCube. Cette hypothèse de source devrait être rapidement contrainte par les 2 expériences tout au moins si l'énergie maximale aux sources est suffisante (c'est-à-dire que ce ne sera pas le cas pour le modèle low- E_{max} , ce modèle prédisant des flux de neutrinos indétectable dans toutes les bandes). Les modèles d'évolution proches de SFR prédisent pour les cas mixtes protons et pur-fer des flux de neutrinos compris entre 0.2 et 0.8 événements par an pour IceCube et 0.15 et 0.05 pour Auger ; ils pourraient donc être contraints à terme.

Les modèles sans évolution devraient rester indétectable (et non-contraints) même dans le cas pur-proton. La non-observation de neutrinos cosmogéniques dans les prochaines années serait donc compatible avec un modèle low- E_{max} sans toutefois présenter un argument très fort en sa faveur.

Pour une composition pur-proton avec une évolution de sources type FRII, les flux de photons secondaires sont exclus par les données de Fermi/LAT vers 10 GeV. Les deux autres modèles d'évolution de sources sont compatibles. Pour une composition mixte, les évolutions de sources sont toutes compatibles avec les données de Fermi/LAT. Dans le cas d'une évolution FRII, Fermi/LAT ne la contraint pas, et c'est éventuellement grâce aux flux de neutrinos secondaires qu'une contrainte pourrait être apportée par Auger. Tout comme dans le cas pur-proton, les évolutions SFR et uniforme ne sont pas contraintes par les multi-messagers avec les données expérimentales actuelles. Les conclusions sont similaires pour le cas d'un scénario pur-fer, où seule l'évolution type FRII pourrait éventuellement être contrainte par Auger grâce aux neutrinos secondaires.

Le scénario low- E_{max} est lui aussi peu contraint par les données expérimentales actuelles. Les flux de neutrinos calculés sont inobservables pour les générations actuelles des détecteurs (IceCube, Antares, Auger, et même le futur KM3Net). Si l'on trouve une contribution *significative* et *autre* pour le flux expérimental de Fermi/LAT, alors le modèle FR-II pourrait être exclu (vers la dizaine de GeV). Mais cela reste une supposition optimiste, et c'est plutôt vers une autre observable que nous nous orienterons

pour contraindre ce modèle : les anisotropies (voir 9) et leur origine.

5.3.2 Influence des paramètres des sources de protons sur les flux de photons

En effet, Auger a mesuré au-dessus de 52 EeV une anisotropie autour de la galaxie Centaurus A (Cen A, située à 3.8 Mpc), par un excès d'événements dans une région de 18° de rayon autour de sa position. Nous souhaitons étudier l'hypothèse que cet excès soit dû à des protons venant de Cen A, notamment en évaluant la possibilité de détecter les photons secondaires qui accompagneraient les protons. L'hypothèse d'une contribution de sources plus lointaines (Centaurus B, M87) sera aussi étudiée.

Nous souhaitons par ailleurs étudier et évaluer l'observabilité des flux de photons à haute énergie par Auger Sud et Auger Nord.

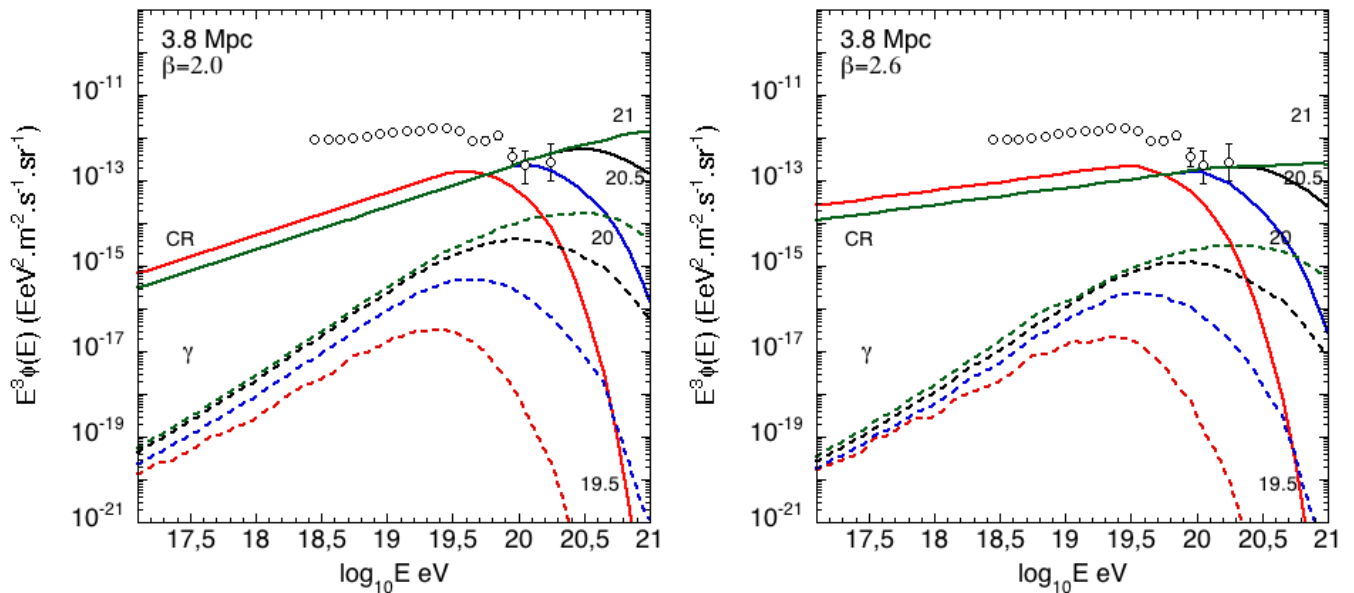


FIG. 5.16 – Influence d'une source proche sur les flux de photons secondaires : spectres propagés des RCUHEs et photons secondaires, depuis une source placée à 3.8 Mpc, avec une composition pur-proton et un indice spectral d'injection $\beta = 2.6$. Quatre énergies maximales d'accélération aux sources sont considérées : 10^{21} eV (vert), $10^{20.5}$ eV (noir), 10^{20} eV (bleu), et $10^{19.5}$ eV (rouge). Les données d'Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs). On a redressé tous les spectres par E^3 pour une meilleure visibilité.

Dans la section précédente, nous avons cherché à caractériser l'influence de divers facteurs astrophysiques sur les flux propagés de photons secondaires. Nous étudions ici le cas de sources ponctuelles et uniques de protons. On normalise le flux des RCUHEs

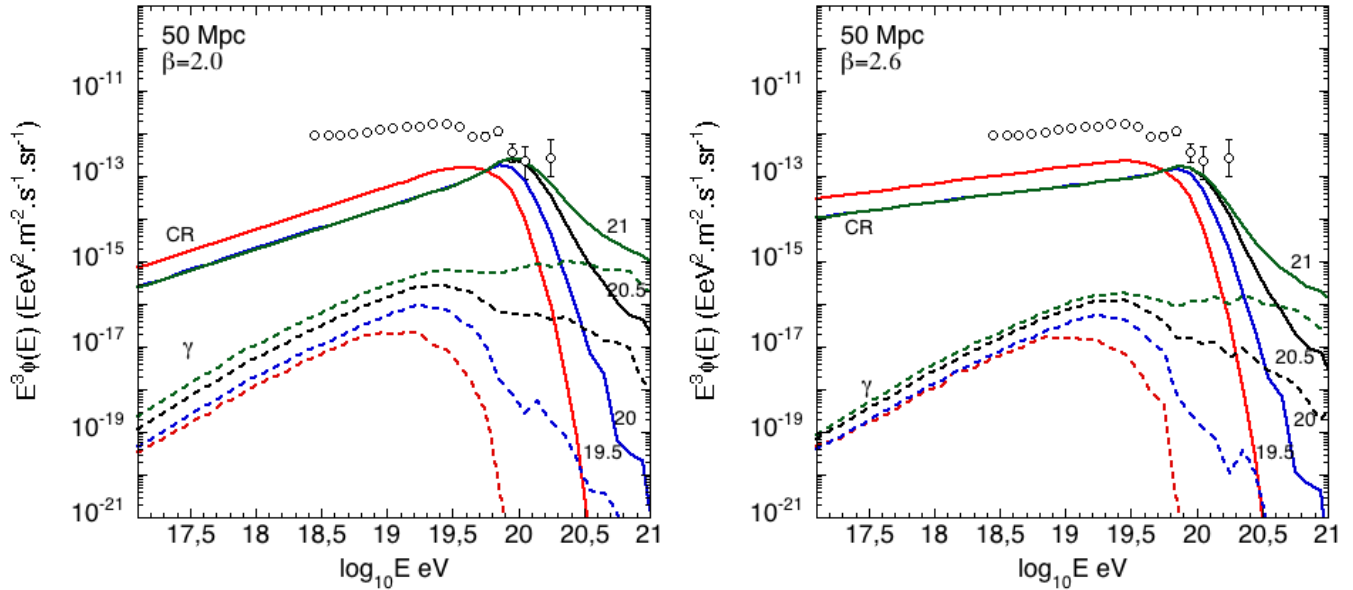


FIG. 5.17 – Spectres propagés des RCUHEs et photons secondaires, depuis une source placée à 50 Mpc. Quatre énergies maximales d’accélération aux sources sont considérées : 10^{21} eV (vert), $10^{20.5}$ eV (noir), 10^{20} eV (bleu), et $10^{19.5}$ eV (rouge). Les données d’Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs). On a redressé tous les spectres par E^3 pour une meilleure visibilité.

propagés à l’aide des données d’Auger : pour ces dernières, on a mesuré 12 événements (excès de 9 par rapport à l’isotropie) à 18° autour de Centaurus A (Cen A), qui compte pour 15% du flux total au-dessus de $10^{19.72}$ eV. Ainsi, on normalise les spectres propagés de RCUHEs à 15% des données d’Auger dans le bin $10^{19.7} - 10^{19.8}$ eV. On étudie l’influence de la distance de la source, de l’indice spectral du spectre d’injection, et de l’énergie maximale d’accélération E_{max} sur les flux de photons attendus.

On définit le ratio r comme le rapport, en fonction de l’énergie, du flux de photons secondaires sur le flux de RCUHEs d’Auger (les cercles noirs sur les figures). C’est un nombre toujours compris entre 0 et 1.

On commence par le cas d’une source à 3.8 Mpc qui modélise éventuellement Cen A (figure 5.16). Discutons de **l’effet de E_{max}** : on peut remarquer que, pour un indice spectral β donné (2.0 ou 2.6), lorsque E_{max} augmente, la normalisation des spectres des gammas augmente, ce qui a pour effet d’augmenter le ratio r . Cet effet est dû à la plus grande quantité d’énergie disponible dans le cas d’un E_{max} plus élevé.

Au-dessus de $10^{19.6}$, l’évolution du ratio r est fortement influencée par E_{max} : il est d’autant plus proche de 1 que E_{max} est grand. Ceci s’explique par le fait que seulement

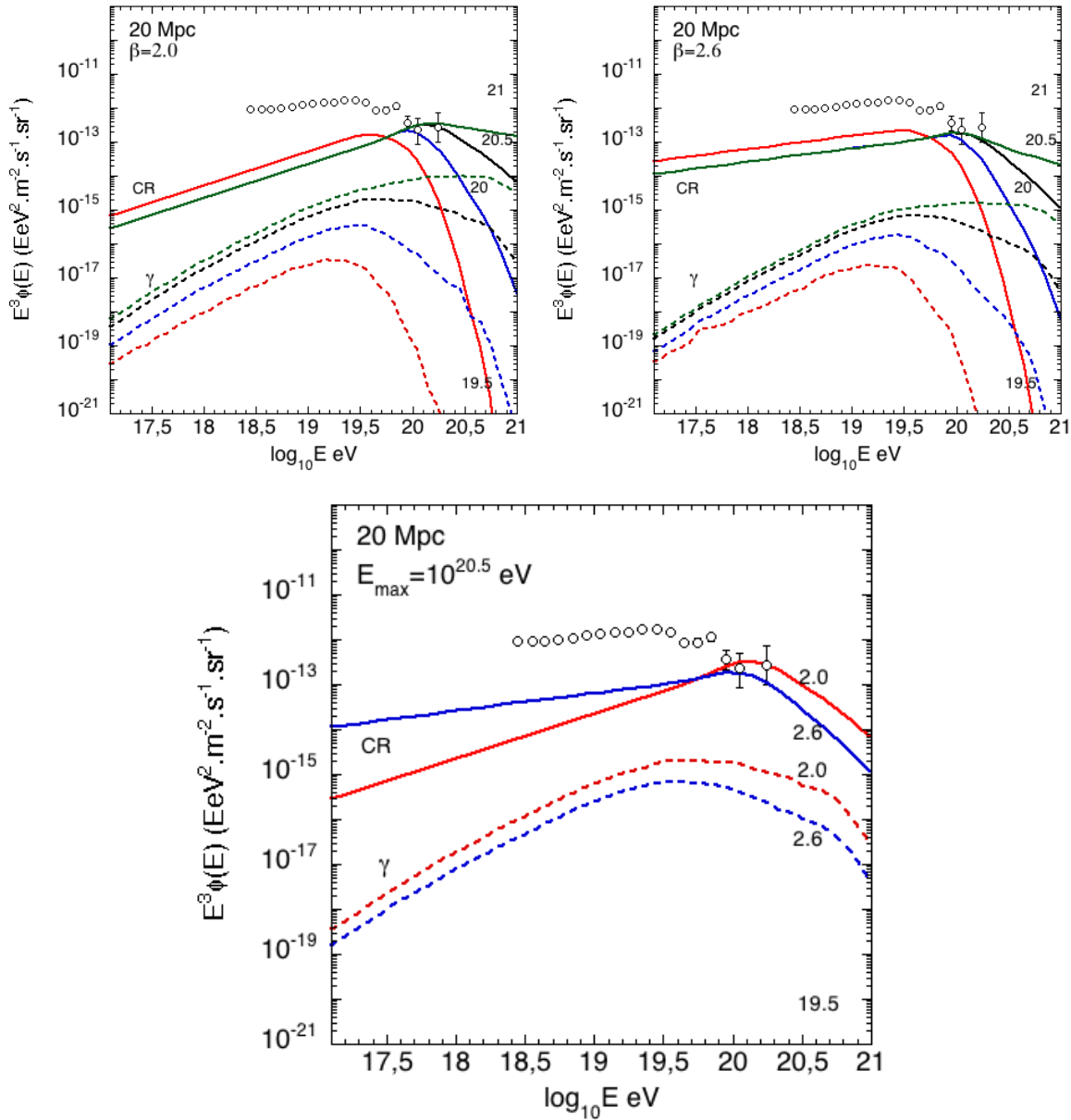


FIG. 5.18 – Spectres propagés des RCUHEs et photons secondaires, depuis une source placée à 20 Mpc. Quatre énergies maximales d’accélération aux sources sont considérées : 10^{21} eV (vert), $10^{20.5}$ eV (noir), 10^{20} eV (bleu), et $10^{19.5}$ eV (rouge). Les données d’Auger (RCUHEs) sont tracées (ronds noirs). On a redressé tous les spectres par E^3 pour une meilleure visibilité. Pour le cas $E_{\text{max}} = 10^{20.5}$, on a tracé sur la même figure (bas) les spectres pour les 2 β considérés (figures du haut).

au-delà de $10^{20.5}$ eV, les cosmiques commencent à produire des pions neutres par effet

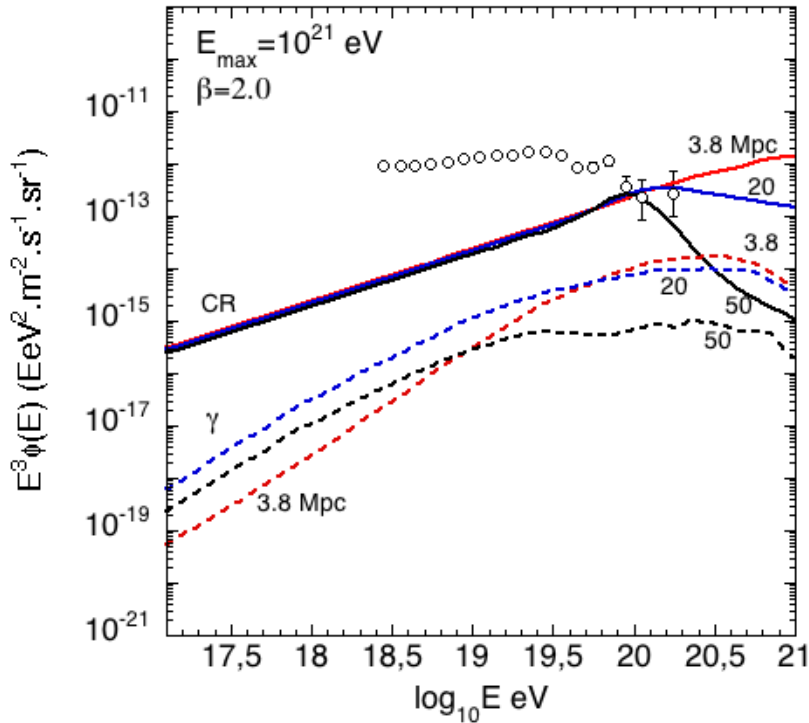


FIG. 5.19 – Influence de la distance de la source sur les flux et fractions de photons attendus à la Terre. Les trois distances étudiées dans le chapitre sont montrées. Les paramètres $E_{max} = 10^{21}$ eV et $\beta = 2.0$ sont fixés.

GZK, et donc produire des photons. En effet, le libre parcours moyen (LPM) pour la production de pions sur CMB pour des protons de $10^{20.5}$ eV est justement de ~ 4 Mpc. Mais comme seule une petite fraction des cosmiques subit l'effet GZK, le nombre de cosmiques changent peu (on le voit sur la figure, la normalisation des spectres de CR, courbes verte et noire, change peu), par contre le nombre de photons dans ces bins d'énergie (principalement $> 10^{20}$ eV) augmente notablement, ce qui accroît le ratio r .

L'effet de l'indice spectral est moins important sur la pente du spectre des gammas secondaires. On le voit sur la figure 5.16 pour $\beta = 2.6$, soit un spectre de cosmiques plus mou, augmenter β revient à diminuer la contribution des très hautes énergies relativement aux basses énergies. Donc pour le spectre des cosmiques, le ratio du nombre de cosmiques à 10^{20} eV sur le nombre de cosmiques à 10^{19} eV est plus petit pour un spectre plus mou. Donc dans ce cas, comme la normalisation des gammas secondaires change assez peu, et qu'il y a par contre un spectre plus mou de cosmiques, le ratio r est plus petit sur toute la gamme d'énergie, mais de façon plus importante aux "basses" énergies : par exemple, il est, à $10^{17.5}$ eV, de 4.3×10^{-4} pour $\beta = 2.0$ et 1.1×10^{-5} pour

$\beta = 2.6$, soit un facteur ~ 40 entre les deux. À $10^{19.5}$ eV, il est de 3.3×10^{-2} pour $\beta = 2.0$ et 10^{-2} pour $\beta = 2.6$, soit un facteur plus petit de ~ 3.3 . L'effet est donc plus visible aux “basses” énergies, et moins visible vers $10^{19.7}$ eV car c'est là que l'on normalise nos spectres de cosmiques.

Le cas de Centaurus B (Cen B), source à 50 Mpc, est aussi étudié. On garde la même normalisation¹⁵ que précédemment. On observe une coupure dans le flux des cosmiques qui est due à l'effet GZK (pour Cen A, on voyait surtout la coupure à la source dans les spectres propagés, l'effet GZK n'ayant presque pas lieu sur une si courte distance). À part une coupure différente, on peut tirer à peu près les mêmes conclusions que pour le cas de Cen A sur l'influence de E_{max} et β . On peut tout de même souligner que l'influence de E_{max} sur r est plus forte dans le cas de Cen B car les cosmiques ont « le temps » d'interagir par effet GZK dès que celui-ci intervient ($10^{20.5}$ eV). La longueur de pertes des protons devient alors largement plus petite que celle des photons produits, et ces derniers se propagent donc jusqu'à la Terre sans perdre beaucoup d'énergie. Ces effets combinés augmente le ratio r .

Le cas de M87, source à 20 Mpc, est un cas intermédiaire. Les propriétés de r et les influences de E_{max} et β sont très similaires au cas de Cen A. Afin de mieux visualiser les effets de β que l'on a discuté plus haut, on a tracé sur le même graphique (figure 5.18, en bas) les spectres propagés pour un E_{max} fixé à $10^{20.5}$ eV et deux β différents. Comme nous l'avons déjà discuté, il n'y a que peu de différences dans les pentes des gammas pour les deux cas de β , et par ailleurs ces pentes sont très différentes de la pente du spectre des cosmiques (ronds noirs), plus mou. En effet, la pente du spectre des gammas secondaires reflète essentiellement les pertes d'énergies des cosmiques. Elle reflète donc l'évolution de la longueur de perte des cosmiques, et cette dernière évolue très rapidement vers les seuils GZK¹⁶. Les cosmiques de très haute énergie perdent donc une fraction importante de leur énergie dans les photons secondaires, alors que les cosmiques de plus basse énergie perdent une fraction plus faible de leur énergie (par production de paires) dans les photons secondaires. Cela explique que le spectre des photons secondaires est toujours plus dur que celui des cosmiques. Ceci explique aussi que l'influence de β sur les spectres des gammas secondaires soit faible.

Afin de bien visualiser **l'effet de la distance de la source**, on a combiné sur la figure 5.19 les spectres propagés (cosmiques et gammas) pour $E_{max} = 10^{21}$ eV et $\beta = 2.0$ pour les trois sources étudiées ici. En ce qui concerne les pentes des spectres de

¹⁵Ce faisant, on suppose que Cen B pourrait être à l'origine de l'excès.

¹⁶Si l'évolution de la longueur de perte des protons avec l'énergie était plate, alors les gammas secondaires et les cosmiques auraient la même pente.

gammas, ceux-ci sont plus durs¹⁷ lorsque la source est plus proche. Il y a deux causes principales à cela : l’effet de distance, et l’effet de cascading. En effet, dans le cas de Cen A, les photons sont généralement produits à très haute énergie et il est difficile d’en produire sous $10^{19.5}$ eV car sur une distance aussi courte, seuls les protons de $10^{20.5}$ eV font du GZK et donnent des photons de $\sim 10^{19.5}$ eV. En outre, ces derniers n’ont pas le temps de cascader, ce qui fait que les énergies inférieures sont peu alimentées en photons. Pour Cen B, la distance parcourue est suffisante pour que à la fois on produise plus de photons sous $10^{19.5}$ eV car les protons ont bien le temps de subir GZK dès 10^{20} eV (le LPM des protons à cette énergie est de ~ 40 Mpc) et donc de fournir des photons jusqu’à 10^{19} eV, qui, en plus, ont le temps de cascader, et donc d’alimenter les énergies entre $10^{17.1}$ eV et 10^{19} eV. *In fine*, le spectre des gammas est donc plus mou. Le cas de M87 est un cas intermédiaire entre Cen A et Cen B.

Quant à la normalisation des spectres de gammas, c’est pour une distance de 20 Mpc qu’elle est la plus élevée (pour $E < 10^{19.8}$ eV), et pour une distance de 3.8 Mpc qu’elle est la plus faible pour $E < 10^{19}$ eV. La normalisation des spectres reflète aussi les deux effets discutés ci-dessus. Par exemple, la normalisation est plus faible pour le cas 50 Mpc que 20 Mpc car les photons (et électrons) ont le temps de cascader sur 50 Mpc, en tout cas de manière plus importante que sur 20 Mpc (on voit d’ailleurs bien l’influence du fond radio au-delà de 10 EeV sur la figure pour le cas 50 Mpc). Ils se retrouvent donc à plus basse énergie (non visible sur le graphique), et il y a donc moins de gammas pour le cas 50 Mpc entre $10^{17.1}$ eV et 10^{21} eV.

Un effet intéressant à souligner est donc qu’il existe pour chaque énergie, une distance “idéale” de la source qui maximise le ratio r , aux énergies inférieures à la cheville tout du moins.

Discussions

L’origine du flux diffus extra-galactique de gammas au GeV-TeV reste très mystérieuse. Deux grands candidats sont avancés : une contribution (directe ou indirecte) de nombreuses sources standard non résolues, et la présence de matière sombre (Dark Matter, DM) qui produirait par désintégration de particules massives des gammas au-delà du GeV. Dans le premier cas, les sources pourraient être des AGNs, et en particulier des blazars, des FSRQs, et/ou des “radio-quiet” AGNs, mais aussi, indirectement, des photons secondaires des RCUHEs. Dans [116], il est montré que la contribution des gammas directs produits à la source par un ensemble d’objets astrophysiques (dont la nature a été étudiée par Fermi/Lat) est d’environ 23 ± 5 % (dominé par les BL Lacs au-dessus de

¹⁷Donc plus pentus, car ils sont redressés par E^3

10 GeV). On pourrait utiliser ce fait pour supposer que les 77% restant pourraient avoir une origine cosmogénique, ce qui nous permettrait de mieux contraindre nos modèles. Néanmoins, les incertitudes liées à ce résultat, tout comme celles sur la contribution de la DM, sont encore grandes. Nous gardons donc un cas conservatif, où un modèle est exclu par Fermi seulement s’il produit plus de photons secondaires (en-dessous du TeV) que le flux diffus de Fermi.

Au vu des figures discutées précédemment, on peut tirer plusieurs conclusions originales et importantes. Pour une énergie maximale d’accélération égale à $Z \times 10^{20.5}$ eV, on peut tirer plusieurs conclusions intéressantes sur l’évolution des sources en fonction de la composition :

- composition **pur-proton** : les modèles à forte évolution type FR-II sont exclus par Fermi car ils produisent trop de photons secondaires au GeV-TeV ;
- composition **mixte** ou **pur-fer** : si l’on garde le cas conservatif discuté ci-dessus, Fermi n’exclut ni ne favorise aucune évolution de source particulière, mais des contraintes pourraient être apportées tout prochainement (par Auger, en tant que détecteur de neutrinos) grâce aux flux de neutrinos importants (potentiellement détectables sinon contraignables) dans le cas d’une évolution forte type FR-II ;

Dans le cadre d’une énergie maximale d’accélération égale à $Z \times 10^{19.5}$ eV aux sources, et d’une composition **mixte** enrichie en fer, les secondaires sont peu contraignants avec les données actuelles. En effet, dans ce scénario astrophysique intéressant, on s’attend à des flux de neutrinos et de photons faibles (voir la figure 5.12). L’absence de détection de neutrinos et les limites supérieures sur les flux de photons n’apportent donc pas de contraintes sur ce scénario.

Soulignons que dans tous les scénarios étudiés ici, les limites sur la fraction de photons aux hautes énergies apportées par Auger (3.8% au-dessus de 2 EeV par exemple) sont non-contraignantes ici, car nos fractions sont toujours inférieures à 10^{-3} , même dans le cas d’un scénario pur-proton, le plus “productif“ en photons de plus d’1 EeV.

Il est intéressant de constater que, contrairement à ce qui est évoqué généralement, même un scénario de composition pur-fer produit significativement des photons au-delà de 10^{17} eV, d’autant plus que l’évolution des sources est forte. Dans le cas FR-II par exemple, les flux de photons secondaires vers la cheville sont similaires dans les scénarios pur-fer et pur-proton. On retiendra que cela est essentiellement dû à la photo-érosion des noyaux qui donnent des protons secondaires suffisamment énergétiques pour alimenter le spectre des photons secondaires vers la cheville.

Résumons aussi les effets des indices spectraux d’injection, de la distance des sources et de E_{max} :

- l’effet d’un β plus grand (spectre plus mou) est essentiellement de donner moins de photons aux énergies sous la cheville, relativement aux cosmiques (ratio r plus

- faible) ;
- l’effet de la distance de la source est important : en-dessous d’une distance de l’ordre de quelques dizaines (dépendant de E_{max}) de Mpc, les cascades se développent trop peu, au-dessus de cette distance, elles se développent trop. C’est lorsque la source est environ située à cette distance que le flux de photons secondaires à la Terre est maximal sous la cheville ;
 - l’effet de E_{max} est direct sur la normalisation des flux de photons secondaires au-dessus de 10^{16} eV : un E_{max} plus grand donne des flux de photons plus important et un ratio r plus élevé.
 - l’effet d’une sur-densité sur la luminosité des sources proches est aussi déterminant sur le nombre de photons secondaires au-dessus de 10^{16} , car ceux-ci proviennent majoritairement d’une distance proche.

Pour le cas pur-proton, le plus généreux en photons de haute énergie ($> 10^{18}$ eV), la fraction la plus élevée de photons obtenue pour 10 EeV, est \sim constante et de 10^{-3} . Ceci donnerait ~ 1 photon par an à cette énergie. La probabilité de détecter et reconstruire cet événement par le SD d’Auger au-dessus de 3 EeV a été estimée à l’aide de simulations (voir le chapitre 4 de cette thèse) et vaut $\sim 80\%$. Cette probabilité est 6 fois moindre pour le FD, qui a néanmoins l’avantage de mesurer directement l’énergie du photon primaire. On comprend aisément que, même dans ce cas optimiste, les photons secondaires sont très difficilement mesurable par Auger Sud. Quant à Auger Nord, la saturation du SD aura lieu à une énergie de ~ 30 EeV. Pour que la probabilité de détection/reconstruction soit supérieure à 10% à ces énergies, il faut un photon d’énergie supérieure à 60 EeV. Au-delà de 60 EeV, la fraction de photons sur RCUHEs dans l’hypothèse pur-proton aux sources est de $\sim 10^{-2.5}$, et le nombre de RCUHEs mesurables par Auger au-delà de 60 EeV est d’environ 2 par mois, ce qui fait moins de 1 photon potentiellement détectable tous les 13 ans, pour le modèle le plus optimiste. Cependant, le FD d’Auger Nord, par son acceptation potentiellement forte et les mesures calorimétriques de l’énergie bien adaptées aux photons, pourrait, dans un scénario optimiste, être le premier à mesurer directement un photon aux énergies extrêmes.

Quant au modèle low- E_{max} , il produit des flux de photons négligeables à haute énergie.

Certains scénarios astrophysiques [117] prédisent des flux de photons plus importants, mais au prix d’indices spectraux très durs, qui donnent des flux de cosmiques difficilement, sinon impossiblement, ajustables au spectre d’énergie expérimental d’Auger¹⁸.

¹⁸D’autre part, ces modèles prédisent un allègement (augmentation de l’abondance relative en protons à la Terre) au-delà de 10 EeV, en totale contradiction avec les données de composition d’Auger.

JEM-EUSO possède un seuil de saturation encore plus élevé qu’Auger Nord. Il aura une exposition du ciel intégrée élevée, mais une résolution sur le X_{max} ($\sim 120 \text{ g.cm}^{-2}$) très inférieure à Auger Nord. Cependant, pour les photons de plus de 10 EeV, la Nature a bien fait les choses : l’écart moyen du X_{max} des photons par rapport aux protons et surtout au fer, devrait être suffisant (supérieure à 120) pour discriminer les photons des hadrons. On se reportera à la figure 4.1 pour visualiser cette propriété.

Perspectives

Dans notre quête du modèle global de concordance, les premiers résultats obtenus avec les photons secondaires vont nous permettre de traquer les sources de protons. En effet, celles-ci sont plus à même de fournir des flux de photons susceptibles d’être exclus par les limites actuelles (au TeV et/ou à l’EeV). En particulier, on pourrait inscrire ce fait-là dans l’étude de Cen A. En effet, d’après l’argument puissant de Lemoine & Waxman ([118]), on pourrait expliquer l’excès (15% du flux total pour $E > 52 \text{ EeV}$) autour de Cen A mesuré par Auger par la présence de protons qui en proviendraient. On peut répondre à la question « dans ce cas, quels sont les flux de photons associés et les valeurs pertinentes de E_{max} ? »

On peut voir sur les figures 5.16 qu’une source ponctuelle de protons, très proche, donne des fractions de photons supérieures aux cas des distributions homogènes discutées précédemment. Pour le cas (optimiste) $E_{max} = 10^{21} \text{ eV}$ et $\beta = 2.0$, on obtient des fractions de photons de l’ordre de $\frac{1}{40}$, constante au-dessus de 80 EeV. JEM-EUSO pourrait atteindre une statistique¹⁹ de 500 événements au-delà de 80 EeV, ce qui donnerait une douzaine de photons potentiellement détectable dans la vie de JEM-EUSO.

Bien que les contraintes apportées par les flux de photons secondaires soient plutôt pertinentes pour des cas de sources dominées par les protons et avec une forte évolution, nous disposons pour la première fois, d’une approche véritablement multi-messagers nous permettant d’apporter un éclairage nouveau sur nos modèles astrophysiques de RCUHEs.

Nous reviendrons sur tous ces points dans le dernier chapitre de cette thèse (9), où seront synthétisées toutes les contraintes obtenues au cours de cette thèse.

¹⁹Le design final est encore débattu aujourd’hui, et l’exposition totale encore incertaine.

Quatrième partie

Etude du spectre angulaire : anisotropies

Chapitre 6

Contraintes phénoménologiques et modèles d'univers

6.1	Principes de l'analyse	181
6.1.1	Construction des lots de données à partir d'un modèle d'univers	183
6.1.2	Influence d'un champ magnétique turbulent sur la propagation	184
6.2	Sensibilité des détecteurs de RCUHEs aux anisotropies : analyse préliminaire	189
6.2.1	Influence de la statistique sur les résultats	195
6.3	Contraintes sur les paramètres d'univers : analyse en "double-test"	198
6.3.1	Méthode du double-test	198
6.3.2	Interprétation et lien avec les régions de confiance	205
6.4	Discussion des résultats et conclusion	209
6.4.1	Influence de la statistique	210
6.4.2	Influence de l'énergie seuil	211

Résumé : Mise au point d'un test phénoménologique de modèles d'univers. Nous caractérisons le signal d'anisotropie attendu avec des modèles astrophysiques de RCUHEs ainsi que la sensibilité des détecteurs pour ce signal en fonction de la densité des sources et des déflexions magnétiques typiques dans l'Univers. Ceci nous permet d'exclure les modèles à peu de sources et petites déflexions avec les données d'Auger, avec une grande significativité ($> 99.9\%$). Création d'une méthode statistique originale, dite du double-test, appliquée à des modèles génériques, pour placer des contraintes fortes sur la densité des sources et les déflexions.

Introduction

Bien qu'il fasse de l'observation de centaines de RCUHEs un véritable challenge technologique, l'effet GZK peut pourtant être vu comme un coup de pouce de la Nature pour nous soutenir dans la quête séculaire d'identification des sources de RCUHEs. En effet, il réduit le problème causé par la déflexion des rayons cosmiques dans les champs magnétiques (Galactique et extra-galactique) puisqu'une de ses conséquences majeures est de réduire le nombre de sources contributives, et donc augmenter par là même leur séparation angulaire sur le ciel. Par ailleurs, si les déflexions sont plus petites que les distances angulaires typiques entre les principales sources¹, on s'attend à ce que des petits amas (ou clusters) d'événements localisés soient identifiés à partir du moment où l'exposition des observatoires de RCUHEs est suffisamment importante pour détecter plusieurs événements d'une même source (multiplets).

Cette idée suggère que l'analyse de l'agrégation (ou clustering) des RCUHEs sur le ciel peut être utilisée pour contraindre le nombre de sources contributives, ou de façon équivalente la densité de sources, en même temps que la déflexion effective des rayons cosmiques depuis leur source jusqu'à leur arrivée sur Terre. Ces deux paramètres, notés n_s pour la densité et δ pour la déflexion, sont particulièrement importants pour comprendre la phénoménologie des RCUHEs, et éventuellement aller jusqu'à identifier leurs sources. D'un côté, la taille typique des déflexions fournit des indices probants sur la charge des RCUHEs et/ou l'amplitude des champs magnétiques intervenant. D'un autre côté, réduire l'espace des densités possibles pourrait directement impliquer le rejet de certains modèles de sources, notamment si la densité d'un type donné de sources dans l'Univers proche est plus faible que ce qui est requis par les données.

De plus, une estimation de la densité des sources de RCUHEs apporterait immédiatement une estimation de la puissance individuelle des sources, puisque le budget énergétique total sous forme de RCUHEs est connu et contraint par les mesures actuelles de leur flux. Cette information serait décisive pour identifier les sources possibles (qui devront donc être au moins aussi puissantes que ce que l'on aura trouvé) mais aussi leur efficacité d'accélération (c'est-à-dire la part de l'énergie impartie aux rayons cosmiques) si la puissance totale est estimée par d'autres moyens.

La collaboration Auger a récemment montré pour la première fois un signal d'anisotropie dans les données de plus hautes énergies. Ce fut un pas important dans le domaine (voir 2.3.3 et [53]). De la même manière, des analyses d'autocorrélation et de percolation (voir les derniers chapitres de la présente thèse et [119]) ont révélé un (léger)

¹C'est une hypothèse raisonnable étant donné qu'aux énergies extrêmes (au-delà de 60 EeV), les déflexions sont très réduites par la grande rigidité des cosmiques.

excès de clustering dans les données à une échelle angulaire donnée comparativement à des réalisations isotropes, avec une significativité de l'ordre de 2% en 2008 et 10% en 2010. Un avantage de ces analyses par rapport à [53] est qu'elles ne dépendent pas d'un catalogue. Bien que ces résultats ne fournissent pas d'indices à propos des sources actuelles, ni à propos des déflexions par les champs magnétiques, ils ont prouvé que ces dernières ne semblent pas suffisamment fortes pour isotropiser ce qui peut être observé comme une distribution de sources (légèrement) anisotrope dans le ciel.

Dans ce chapitre, j'ai développé une étude statistique qui cherche à tirer meilleur parti du signal d'anisotropie, plutôt que de simplement tester (accepter ou rejeter) l'hypothèse d'isotropie. On cherche donc à obtenir des contraintes dans l'espace 2D des paramètres les plus importants du point de vue astrophysiques : l'espace des densités de sources et déflexions, que l'on appellera le (n_s, δ) -espace.

6.1 Principes de l'analyse

L'idée générale qui a motivé cette étude est que le niveau de clustering (signal d'anisotropie, voir 8.1 pour le sens du terme « clustering ») d'un lot particulier de données² dépend du nombre de sources contributives et de l'amplitude des déflexions aléatoires (turbulentes) qui dispersent les RCUHEs autour d'une position centrale.

Qualitativement, si l'Univers local (sous l'horizon GZK) ne contient que quelques sources et que les déflexions magnétiques sont faibles, les données vont présenter un haut niveau de clustering sur de petites échelles angulaires. Dans le même ordre d'idée, s'il y a de nombreuses sources sur le ciel et de grandes déflexions, les lots de données ne devraient pas exhiber un niveau de clustering significatif, à aucune échelle. Une situation intermédiaire pourrait être celle d'une faible densité de sources mais avec des déflexions relativement larges : dans ce cas, on peut s'attendre à un signal de clustering modérément significatif, et à une échelle angulaire plus grande.

Le chapitre est organisé comme suit : on effectuera dans un premier temps une *analyse préliminaire* (section 6.2), où l'on testera l'hypothèse d'isotropie sur un ensemble de modèles astrophysiques avant de passer au *cœur de l'analyse* (section 6.3) qui démontrera la capacité d'un test, le « double-test », à **contraindre les modèles d'univers** possibles, à partir d'un lot de données (soit simulées, soit réelles avec Auger).

Les modèles astrophysiques d'univers que l'on utilisera sont paramétrisés par une densité de sources donnée, n_s et une déflexion angulaire donnée δ . Dans le cadre du double-test, les modèles qui auront une faible probabilité de montrer soit "au moins autant de clustering", soit "aussi peu de clustering" (c'est-à-dire un nombre de paires

²On retiendra pour le moment cette notion comme intuitive. On peut imaginer tout simplement cela comme le regroupement épars d'événements entre eux.

comparable à toutes les échelles angulaires) que le lot de données étudié seront déclarés incompatibles avec celui-ci, à un niveau de confiance donné par l'analyse.

Cette probabilité dépend des hypothèses faites sur la distribution des sources sous-tendue dans les simulations d'univers. En effet, le niveau de clustering observé d'un lot de données peut très bien refléter le niveau de clustering des sources elles-mêmes. On peut citer l'exemple d'une très grande densité de sources distribuées uniformément sur le ciel qui produira des données avec peu de clustering quelle que soit l'amplitude des déflexions. Un autre cas est celui d'un lot de données construit à partir d'une distribution non-homogène de sources, qui sera plus agglomérée (clusterisée) qu'un cas homogène, simplement par le fait que les sources le sont déjà *elles-mêmes*. Pour ces raisons, nous étudierons deux cas différents pour chaque densité étudiée :

- distribution discrète et homogène de sources uniformément réparties. Elles ont une chance égale de contribuer au flux, partout sur le ciel. Ce cas permet d'explorer les principales caractéristiques de ce type d'analyse avec une hypothèse générale « neutre ». C'est par ailleurs un cas pessimiste et conservatif, puisque l'on suppose que les sources ne présentent elles-mêmes aucun clustering inhérent.
- distribution selon la matière locale (anisotrope), qui suit celle des galaxies de l'Univers proche. Dans ce cas, on utilise l'information pertinente de la phénoménologie des RCUHEs, qui favorise les modèles bottom-up où les sources sont probablement distribuées comme la matière elle-même, et peuvent être une classe de galaxies (par exemple les galaxies actives, une classe particulière d'AGNs etc.), un sous-ensemble grossièrement aléatoire de galaxies (par exemple dans les scénarios de sursauts gamma ou de jeunes pulsars), ou encore un ensemble d'amas de galaxies (chocs à l'échelle des amas). Le fait d'utiliser une distribution anisotrope réaliste nous montre comment les contraintes sur les paramètres astrophysiques sont améliorées.

Le catalogue 2MRS (construit en sélectionnant les galaxies de 2MASS de manière à obtenir un catalogue optimal, cf. [120]) est utilisé comme traceur de la matière locale. Il renferme un ensemble de galaxies (toutes classes confondues) observées en infrarouge jusqu'à des redshifts de 0.1. Pour ne pas introduire de biais sur la distribution angulaire, on en extrait un sous-ensemble. Pour cela, on coupe le volume d'univers à un redshift de 0.046 et on ne sélectionne que les plus lumineuses, de magnitude intrinsèque³ inférieure à -24.8. Cela nous permet d'avoir une statistique suffisante (plus de 3500 sources), la plupart des sources qui contribuent au-delà de 60 EeV (un redshift de 0.046 correspond à l'horizon à 90% des protons de 60 EeV) et aucun biais dû à la luminosité. On peut voir sur la figure 6.1 un nuage de points correspondant chacun à une source. Le cadre

³La magnitude intrinsèque correspond de manière bi-univoque à la luminosité intrinsèque. Elle est mesurée dans la bande K.

correspond aux sources que l'on garde pour faire un sous-catalogue complet (on continuera à le désigner par 2MRS). On a aussi montré le poids des sources de 2MRS vues par Auger sur la figure 6.2.

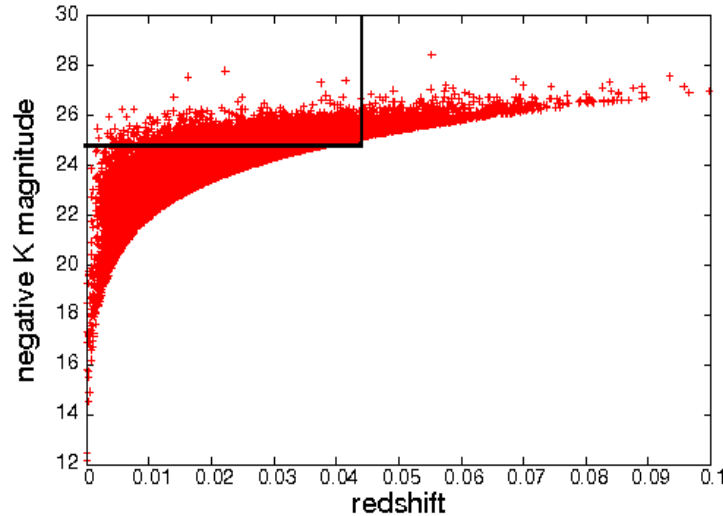


FIG. 6.1 – Magnitude négative dans la bande infrarouge K en fonction du redshift des sources du catalogue 2MRS. Le cadre correspond aux sources que l'on garde pour faire un sous-catalogue complet.

6.1.1 Construction des lots de données à partir d'un modèle d'univers

Les hypothèses faites sur les modèles d'Univers sont nécessairement simplifiées. On considèrera toujours des protons que l'on propage depuis une distribution de sources qui s'étend jusqu'à une distance de 198 Mpc ($z = 0.046$)⁴. La propagation des protons est modélisée de manière réaliste en considérant toutes les interactions pertinentes, selon un code interne, telles que la création de paires ou la photo-production de pions (voir le chapitre 3). On choisit une composition pure-proton qui nous donnera des résultats intéressants. Le cas de noyaux lourds ne changerait pas sensiblement les résultats en-dehors de champs magnétiques importants. On ne garde que les protons qui arrivent au-delà d'une énergie seuil, que l'on fixe dans un premier temps à 60 EeV (les motivations de ce seuil sont présentées dans 8.1). Nous étudierons l'influence de ce seuil en énergie sur les résultats de l'analyse en 6.4.2. On répète la propagation des protons de cette

⁴Nous l'avons mentionné, (plus de) 90% des protons de 60 EeV viennent de sources distantes de moins de 198 Mpc à cause de l'effet GZK. On considère que les moins que 10% restants sont négligeables dans les résultats de cette étude.

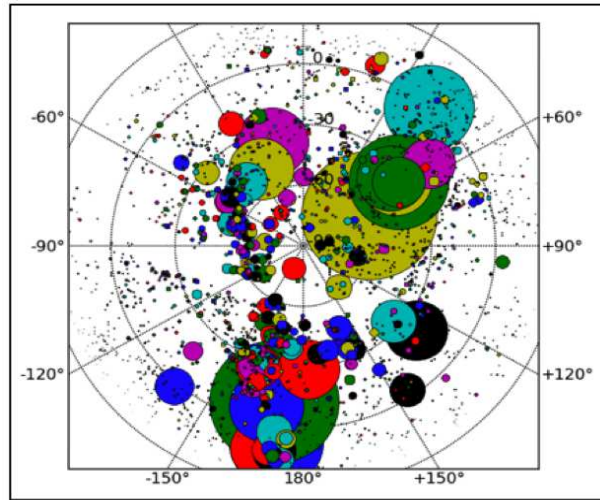


FIG. 6.2 – Distribution angulaire des sources de 2MRS vues depuis le site d’Auger. Le point central correspond au pôle sud équatorial et le rayon du disque de chaque source est proportionnel à l’exposition d’Auger pour cette source divisée par son redshift au carré (par conservation du flux).

manière jusqu’à obtenir une statistique suffisante d’événements sur le ciel. De même, on la fixe dans un premier temps à 60 événements et l’on étudie son influence dans 6.2.1 et 6.4.1.

6.1.2 Influence d’un champ magnétique turbulent sur la propagation

Nous allons discuter de l’influence d’un champ magnétique turbulent extragalactique sur la déflexion d’un proton de haute énergie lors de sa propagation. On va montrer que cette déflexion est faible et bien approximée par une Gaussienne.

La déflexion d’un rayon cosmique chargé depuis sa source vers la Terre est gouvernée par son interaction avec les champs magnétiques extra-galactiques et Galactiques. Une quantité importante à considérer est la rigidité, qui est le ratio énergie sur charge E/Z . Ainsi, pour une même énergie, un noyau de Fe sera 26 fois moins rigide, et conséquemment défléchi 26 fois plus. Une conséquence directe du champ Galactique est que des RCUHEs de différentes sources (différentes parties du ciel) sont défléchis différemment, car leur chemin au sein de la Galaxie est différent, et ils rencontrent la composante régulière du champ avec un angle différent.

La présence de champs magnétiques extra-galactiques peut conduire à la formation d’un horizon magnétique qui se combine avec la longueur de perte d’énergie. Celui-ci

devient manifeste lorsque la trajectoire des rayons cosmiques est si incurvée que s'installe un régime de diffusion, et ils se retrouvent confinés dans une sphère de diffusion bien plus restreinte que la sphère de propagation linéaire de rayon $r_{lin} = ct$ où t est l'âge de la source. Dans un tel régime diffusif, les rayons sont contenus dans une sphère de rayon $r_{diff} \simeq \sqrt{6Dt}$. Selon l'âge des sources et l'énergie des particules, l'influence du champ peut-être notable[121, 122] et même modifier la coupure GZK du spectre d'énergie. Mais l'observation de cette dernière par Auger défavorise la possibilité d'un champ très fort. Néanmoins, sauf en cas de champs très forts et d'absence de sources proches, il y a toujours une énergie au-delà de laquelle la propagation sera essentiellement rectiligne et où des sources ponctuelles seront visibles. Nous allons rapidement exposer la physique qui gouverne l'effet du champ sur la propagation des RCUHEs.

Typiquement, une composante régulière du champ \mathbf{B} sur une distance L produit une déflexion δ qui décroît avec la rigidité du rayon cosmique,

$$\delta \simeq 5^\circ \frac{10 \text{ EeV}}{E/Z} \left| \int_0^L \frac{dx}{\text{kpc}} \times \frac{\mathbf{B}}{\mu\text{G}} \right|. \quad (6.1)$$

L'amplitude typique d'un champ régulier (quelques μG), qui est cohérent sur des longueurs de quelques kpc, peut induire des déflexions de l'ordre de 10 degrés pour $E/Z = 10 \text{ EeV}$, dépendant de sa direction d'arrivée.

Les champs purements turbulents sont généralement décrits comme étant la superposition de modes de Fourier représentant les différentes échelles de turbulences :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \vec{B}(\vec{k}) \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} + \phi(\vec{k}))), \quad (6.2)$$

où $\vec{B}(\vec{k})$ est une composante de Fourier du champ, \vec{k} est le vecteur d'onde, $k_{min} = \frac{2\pi}{\lambda_{max}}$ avec λ_{max} plus grande échelle de turbulence, $k_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_{min}}$ avec λ_{min} plus petite échelle de turbulence et $\phi(\vec{k})$ est la phase du mode considéré. La valeur du champ est donnée par sa variance $\langle B^2(\vec{r}) \rangle$ (sa moyenne est nulle). La turbulence est caractérisée par le spectre en loi de puissance de la densité d'énergie contenue dans les différents modes ($\omega_k \propto k^2 B^2(k) \propto k^n$) où $n = \frac{-5}{3}$ dans le cas d'une turbulence de type Kolmogorov⁵. Comme proposé par [123] on peut considérer le champ turbulent en un point $\vec{r}(x, y, z)$

⁵Le type de turbulence et donc l'indice du spectre dépend des processus physiques mis en jeu lors du passage de la turbulence des grandes aux petites échelles. On obtient une turbulence de type Kolmogorov lorsque le flux d'énergie entre les différentes échelles ne dépend pas de l'échelle considérée[122].

comme une somme discrète de modes de Fourier :

$$\vec{B}(x, y, z) = \sum_{n=1}^N A(k_n) \vec{\xi}_n \exp(ik_n z'_n + i\beta_n) \quad (6.3)$$

où

$$\vec{\xi}_n = \cos(\alpha_n) \vec{x}'_n + i \sin(\alpha_n) \vec{y}'_n. \quad (6.4)$$

On trouvera la transformation matricielle entre les quantités primées et non-primées ainsi que l'expression de l'amplitude des modes $A(k_n)$ dans [123]. On retiendra surtout qu'à l'issue des simulations orchestrées par Denis Allard (se référer à sa thèse), la propagation de particules chargées dans un champ turbulent a surtout pour effet de disperser la direction du rayon cosmique à la Terre relativement à la position de sa source, avec une amplitude qui dépend de l'inverse de la racine carrée du temps de propagation. La distribution des déflexions est en outre une gaussienne centrée sur la source et dont l'écart type est $\sigma \propto D^{1/2}$. On s'attend naturellement à ces caractéristiques car le régime est \sim diffusif et la source est ponctuelle, ce qui fait que l'on peut approximer la diffusion des rayons cosmiques par les solutions de l'équation de Fick.

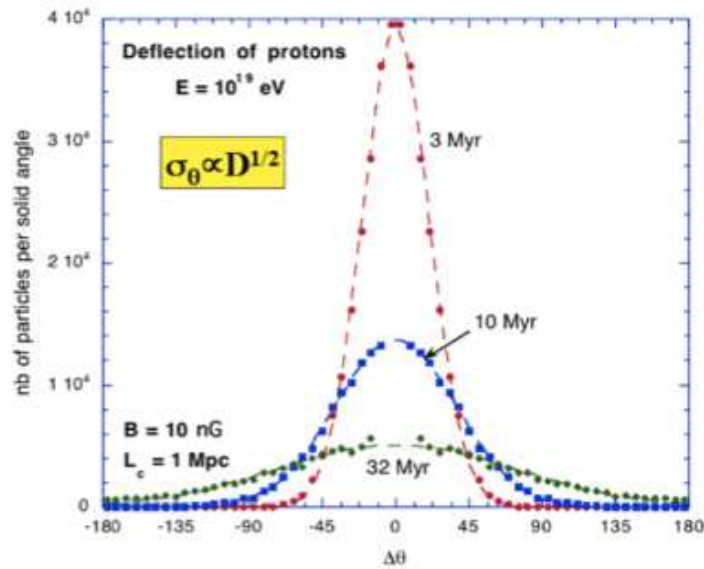


FIG. 6.3 – Déflexions des rayons cosmiques se propageant dans un champ magnétique turbulent. On a tracé la distribution angulaire par rapport à la direction initiale de protons de 10^{19} eV à différents temps au cours de la propagation. Pour des protons de 10 EeV dans un champ fort de 10 nG qui se propagent sur 1 Mpc, on obtient des déflexions typiques de $\sim 10^\circ$.

On peut voir sur la figure 6.3 la distribution angulaire par rapport à la direction initiale de protons de 10^{19} eV à différents temps au cours de la propagation. Pour des protons de 10 EeV dans un champ fort de 10 nG qui se propagent sur 1 Mpc, on obtient des déflexions typiques de $\sim 10^\circ$.

En résumé, on a montré ici que les déflexions dues à la composante turbulente du champ produisent généralement des déflexions faibles aux énergies >60 EeV, et en tout cas bien **approximées par une dispersion gaussienne**. Combinée à la composante régulière du champ, on obtient une image diffuse et décalée de la source ponctuelle initiale du RCUHE.

Aujourd’hui, ni l’amplitude ni la structure géométrique (orientation, longueur de cohérence, filling factor) des champs magnétiques dans l’Univers ne sont bien connus [124]. Nous utiliserons à terme les modèles de sources astrophysiques réalistes et complets (distribution, composition, luminosité etc.) que l’on a développés dans le troisième chapitre de cette thèse, et qui incluent de plus une description détaillée des champs magnétiques selon les meilleures estimations actuelles [124]. Dans cette étude préparatoire, nous ne souhaitons pas en faire un traitement détaillé qui serait alors fortement dépendante du modèle utilisé. Nous considérons ici un cas simplifié où l’information sur la déflexion est entièrement contenue dans un paramètre, δ , qui représente l’échelle angulaire de la déflexion. On suppose donc que l’effet d’une composante turbulente du champ élargit la position de la source, en faisant l’approximation d’une tache Gaussienne d’échelle angulaire δ . L’existence d’une composante régulière du champ, essentiellement à l’échelle Galactique aura un effet autre, puisqu’il aura tendance à déplacer le centre de cette tache par rapport à la position initiale de la source. Cependant, comme nous tirons les sources aléatoirement (pour une densité et une distribution de sources données), la position effective du centre n’est pas déterminante⁶, et l’on peut ignorer cet effet pour notre analyse globale du clustering.

L’amplitude de la dispersion est ajustée selon l’énergie du RCUHE, pour tenir compte de la déflexion moindre qui affecte les rayons de plus haute rigidité. On fait l’hypothèse que la composition ne change pas significativement au-delà de 60 EeV (énergie à laquelle on coupe les événements), c’est pourquoi on choisit une composition pure-proton sans noyaux. Même si cette hypothèse s’avérait fautive, l’idée est que le spectre à la source étant suffisamment pentu, les énergies d’arrivée à la Terre sont essentiellement de cet ordre de grandeur. Nous sommes intéressés par une amplitude de déflexion effective, et moyennée sur la composition et énergies des RCUHEs arrivés à la Terre. C’est pourquoi, un angle effectif δ ajusté proportionnellement à l’inverse de

⁶Le cas d’une composante régulière de grande amplitude qui pourrait déplacer les centres des sources au-delà de leur échelle d’autocorrélation pourrait affecter les conclusions de l’étude dans le cas d’une distribution anisotrope de sources, mais cela nous semble peu réaliste, voire marginal [125].

E nous apparaît suffisant pour s'affranchir des dépendances en hypothèses fortes sans compromettre les conclusions physiques potentielles de l'étude.

Soulignons enfin que les déflexions sont supposées indépendantes de la distance de la source, ce qui revient à supposer qu'elles sont plutôt dominées par l'influence du champ Galactique, ce qui une fois de plus apparaît raisonnable au vu du consensus sur le champ extragalactique[124]. Cependant, comme indiqué plus haut, même si l'influence du champ extragalactique s'avérait plus importante, elle est de nature essentiellement Gaussienne, et est donc correctement modélisée ici. Néanmoins, si l'influence s'avère trop importante, nous devons modéliser les déflexions en fonction de la distance parcourue par le RCUHE.

La **luminosité** intrinsèque des sources est supposée constante. Cette hypothèse est raisonnable si les sources sont plutôt des chandelles (comme le cas possible des sursauts gamma), mais l'est beaucoup moins s'il s'avérait que les AGNs étaient les sources, d'une grande variance dans leur luminosité. Mais en l'absence d'un modèle favorisé de sources, nous avons une fois encore préféré nous affranchir d'un nouveau jeu de paramètres pour décrire la luminosité des sources. La densité de sources que la présente analyse favorisera en étant appliquée aux données d'Auger devra donc être interprétée comme une densité *effective* de sources, c'est-à-dire la densité qui donnerait le même signal d'anisotropie (clustering) si toutes les sources avaient la même luminosité. Cela reste un paramètre très intéressant pour contraindre les sources possibles de RCUHEs. On peut par ailleurs noter qu'un lot de données simulées à partir de sources ayant une distribution non plate de luminosité donne en général plus de signal d'anisotropie (plus de clustering) que le cas générique de sources identiquement lumineuses et de même densité et distribution. Ceci vient du fait que le flux a alors de fortes chances d'être dominé par une source proche et/ou intense relativement aux autres, et fournit une fraction importante du flux total.

Nous allons maintenant nous attacher à décrire l'analyse préliminaire, qui va nous permettre de faire le choix des modèles les plus pertinents qui serviront, dans un deuxième temps, à caractériser la méthode du double-test (section 6.3) et démontrer sa capacité à contraindre les univers possibles avec un lot de données (l'ultime étape étant bien sûr d'utiliser les données d'Auger, voir le chapitre 7).

6.2 Sensibilité des détecteurs de RCUHEs aux anisotropies : analyse préliminaire

Cette analyse préliminaire vise à caractériser la sensibilité des détecteurs de RCUHEs aux anisotropies. On va comparer les modèles explicités ci-dessus à des réalisations isotropes, c'est donc un test d'isotropie que l'on effectue. Ce qui est comparé est le signal d'anisotropie, ou signal de clustering.

Avant de commencer l'analyse proprement dite, on aura donc besoin de nombreuses réalisations isotropes qui joueront le rôle du lot de comparaison. On engendre donc un grand nombre (10^6) de ciels Monte-Carlo (MC) (un ciel est un lot de données, *ie* une réalisation de 60 événements de plus de 60 EeV) simulés isotropes⁷. Pour chaque réalisation, on compte le nombre de paires séparées de moins de θ avec θ de 1 à 90° par pas de 1°. On obtient donc au final 90 distributions de 10^6 nombres de paires, que l'on utilisera pour comparaison avec des modèles. Elles seront aussi utiles pour calculer la significativité du signal obtenu. Ci-après, on se réfèrera à ces distributions par le terme DPIMC (Distributions of the number of Pairs for Isotropic Monte Carlo). On peut en voir une partie (pour trois échelles angulaires θ différentes) sur la figure 6.4.

Numériquement, les hypothèses astrophysiques (densité des sources et déflexions) traitées dans la section précédente se traduisent comme suit : on commence par fixer les paramètres du modèle avec

- une distribution de sources spécifique, soit homogène discrète, soit anisotrope (inhomogène) selon la densité de la matière locale (cf. section 6.1). On utilise dans les deux cas une pondération par la couverture d'Auger qui est typique d'un détecteur plan de RCUHEs ;
- une densité de sources donnée, n_s – on explore les densités de 10^{-6} à 10^{-3} Mpc⁻³, la limite basse étant contrainte par la nécessité qu'il y ait au moins quelques sources à l'intérieur de l'horizon GZK comme on a pu l'observer, et la limite haute étant dictée par le fait qu'il n'y a aucune source visible dans notre Galaxie ou groupe local ;
- une échelle angulaire donnée, δ , pour les déflexions – que l'on étudie depuis 1 degré (résolution angulaire typique des détecteurs de RCUHEs) jusqu'à 60 degrés.

Toutes les descriptions ci-après concernent le cas d'une distribution homogène, mais la procédure appliquée au cas anisotrope (inhomogène, selon 2MRS) est parfaitement

⁷On les désigne isotropes car la direction d'arrivée est prise isotrope, sans qu'aucune distribution de sources ne soit utilisée. Seuls les effets d'angle solide et de couverture du détecteur sont pris en compte.

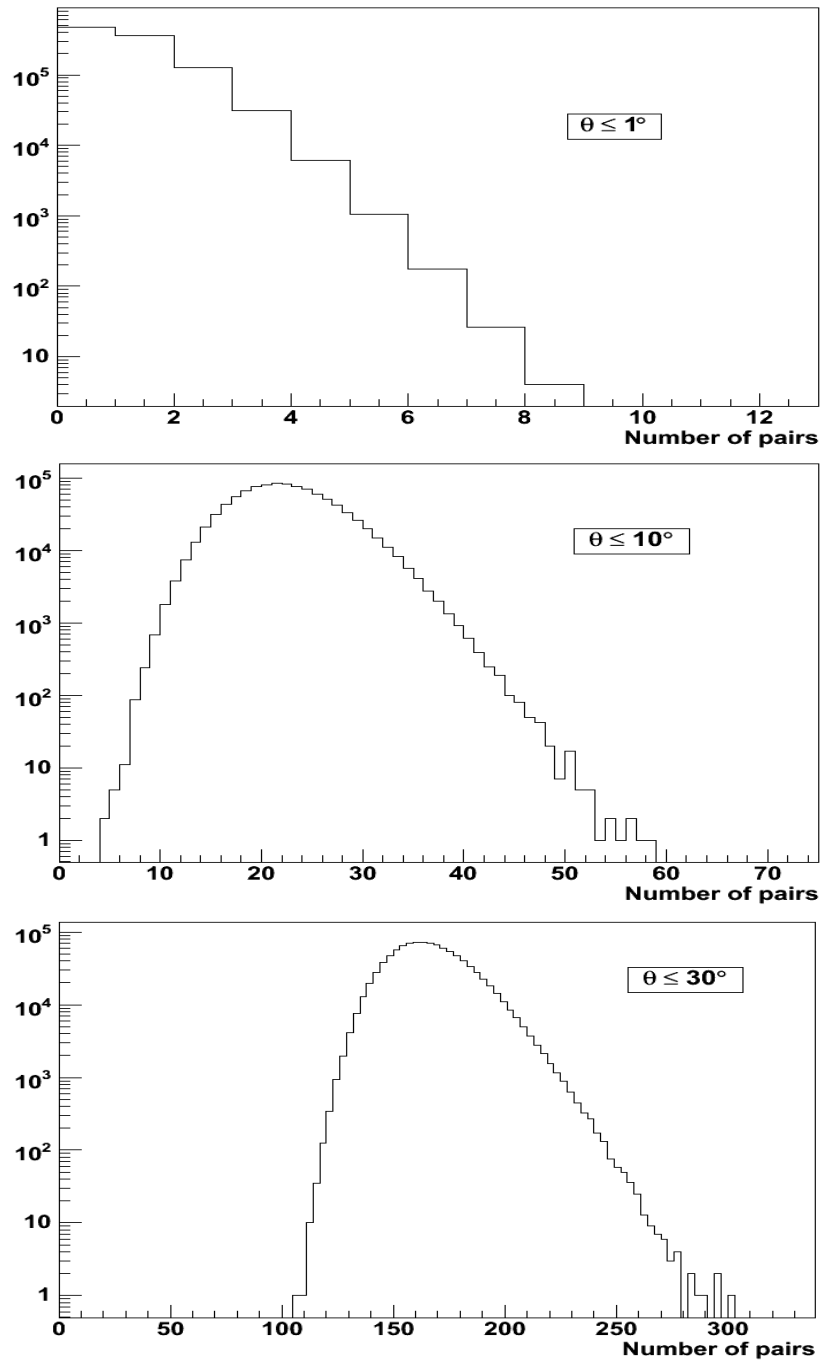


FIG. 6.4 – DPIMC. Distributions du nombre de paires pour des réalisations isotropes, pour trois angles donnés à titre illustratif. Chaque réalisation est un ciel de 60 événements pondérés par l’acceptance géométrique d’Auger.

identique, *mutatis mutandis*.

On appelle \mathcal{D}_0 le lot de données analysé. C'est une réalisation d'un modèle donné, avec des paramètres ci-dessus fixés à des valeurs (n_s, δ) données. Après sa propagation, le RCUHE issu d'une source est donc dispersé d'un angle δ' . L'angle δ' est tiré selon une loi Gaussienne 2D d'écart type δ . On compte ensuite pour toutes les échelles angulaires θ (de 1 à 90°) le nombre de paires séparées par moins de θ degrés. C'est la procédure standard utilisée dans les analyses d'autocorrélations. On compare ensuite ces 90 valeurs avec les nombres de paires attendus pour des simulations isotropes en utilisant les DPIMC. Plus précisément, pour chaque échelle angulaire θ , on détermine la fraction des simulations des DPIMC qui donnent *au moins autant de paires* que la valeur obtenue avec le lot de données analysé \mathcal{D}_0 . On fait ceci pour chaque θ (on dit que l'on fait un « scan sur les θ »), on obtient donc 90 fractions.

Cette procédure nous donne la fraction des simulations isotropes plus « clusterisées » que \mathcal{D}_0 en fonction de l'échelle angulaire θ . On note $\mathcal{P}_+(\theta)$ la fraction que l'on trouve pour l'échelle angulaire θ . On cherche ensuite le minimum de cette fonction, qui existe pour une échelle angulaire précise θ_{\min} , dont nous ignorerons la valeur précise. Cela identifie l'endroit du scan en θ , effectué sur \mathcal{D}_0 , où se situe potentiellement le signal de clustering le plus fort. Seule la valeur du minimum nous intéresse ici :

$$\mathcal{P}_{+, \min} = \min_{\theta} \{\mathcal{P}_+(\theta)\}, \quad (6.5)$$

qui est un scalaire qui caractérise le niveau de clustering du lot de données \mathcal{D}_0 par rapport à des réalisations isotropes. On le note $\mathcal{P}_{+, \min}^0$ pour montrer que c'est la valeur de $\mathcal{P}_{+, \min}$ (obtenue par scan sur les θ) pour le lot de données \mathcal{D}_0 .

Pénalisation statistique

Afin de transformer ce scalaire en une probabilité (probabilité que des données isotropes soient au moins autant clusterisées que \mathcal{D}_0), il nous faut appliquer la procédure de pénalisation statistique.

Ceci est dû au fait que l'on a cherché le minimum des $\mathcal{P}_+(\theta)$ sur un ensemble de valeurs (nombre de paires pour toutes les échelles angulaires θ) très corrélées entre elles et donc non indépendantes. C'est une tâche délicate et qui fut controversée[126] lors du signal d'anisotropie reporté par AGASA[127]. Nous nous inspirons du robuste travail de [128]. En tous les cas, il nous faut répondre à la question : “Quelle est la probabilité qu'un lot de données purement isotrope ait une valeur de $\mathcal{P}_{+, \min}$ au moins aussi petite que celle que l'on trouve pour \mathcal{D}_0 ($\mathcal{P}_{+, \min}^0$) “? (Quelle que soit la valeur de θ où ce

minimum est obtenu).

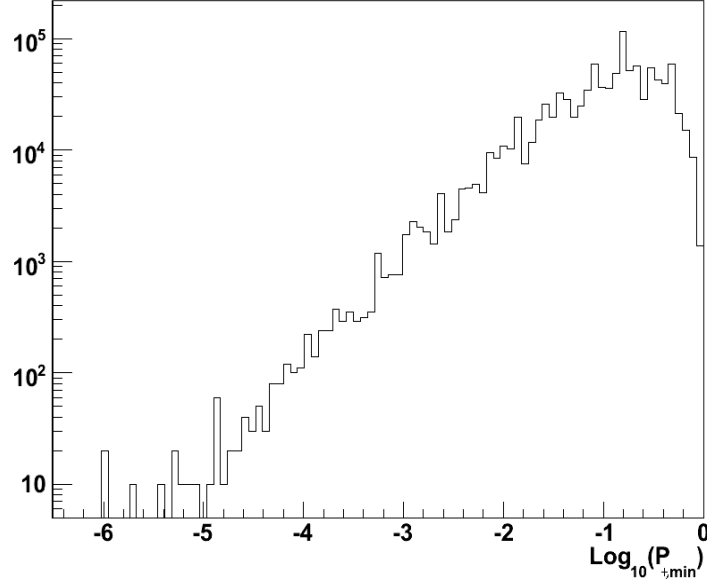


FIG. 6.5 – Distribution des Log. des $\mathcal{P}_{+,min}$ de 10^6 réalisations isotropes.

Pour obtenir cette probabilité, on applique exactement le même scan en θ (*i.e.* la même procédure que ci-dessus), sur n_{mc} réalisations isotropes⁸ Monte-Carlo. Pour chaque réalisation, on la compare aux DPIMC (comme précédemment) et on identifie l'échelle angulaire θ_{min} où la fraction $\mathcal{P}_+(\theta)$ est minimale, notée $\mathcal{P}_{+,min}^i$. On compte ensuite le nombre n_{mc}^* de réalisations isotropes pour lesquelles $\mathcal{P}_{+,min}^i \leq \mathcal{P}_{+,min}^0$.

On appelle cette fraction \mathcal{P}_+ :

$$\mathcal{P}_+ = \frac{n_{mc}^*}{n_{mc}}, \quad (6.6)$$

qui est la *probabilité*, sous l'hypothèse d'isotropie, qu'un lot de données isotrope soit *encore plus clusterisé* que le lot de données analysé, \mathcal{D}_0 . C'est-à-dire qu'il soit au moins aussi incompatible avec l'hypothèse d'isotropie (qui est l'hypothèse nulle) que ne le sont les données (\mathcal{D}_0)⁹.

Sur la figure 6.5 on peut visualiser la distribution des $\mathcal{P}_{+,min}^i$ de $n_{mc} = 10^6$ réalisations isotropes.

⁸Rappelons que la couverture d'Auger est prise en compte.

⁹On peut voir cette probabilité comme une p -value au sens des statistiques comme défini dans [90]. En particulier, on ne doit pas confondre \mathcal{P}_+ avec la probabilité de l'hypothèse nulle, qui n'est pas définie en statistiques fréquentistes, et n'a donc pas de sens.

Ainsi, si cette probabilité est, par exemple, de 1%, pour un modèle analysé \mathcal{D}_0 , on peut conclure qu'un modèle isotrope n'avait qu'une chance sur 100 de donner un clustering tel que mesuré pour \mathcal{D}_0 . En d'autres termes, l'hypothèse d'isotropie est exclue à 99% dans ce cas.

Toute la procédure détaillée ci-dessus a été appliquée à un lot de données donné, \mathcal{D}_0 , avec des paramètres (n_s, δ) fixés. L'étape suivante consiste à appliquer cette même procédure à tous les paramètres (n_s, δ) du plan du (n_s, δ) -espace, c'est-à-dire à un ensemble de lots de données $\{\mathcal{D}_0\}$. Ce qu'on obtient donc à l'issue de ce scan est une probabilité \mathcal{P}_+ , telle que définie ci-dessus, pour chaque modèle d'univers paramétrisé par (n_s, δ) .

On peut voir sur la figure 6.6 le résultat de ce scan pour la distribution de sources (homogène), la statistique (60) et le seuil en énergie (60 EeV) considérés ici.

Le scan a été répété identiquement avec la distribution anisotrope de sources selon le catalogue de galaxies 2MRS. On peut voir le résultat sur la figure 6.7.

Discussion des résultats

Ces résultats sont particulièrement intéressants : ils donnent une quantification de la sensibilité des détecteurs de RCUHEs (dont Auger) à des anisotropies, en offrant la mesure de la significativité du test de l'isotropie pour l'ensemble des univers possibles. Les zones à faible probabilité (violette et bleue) montrent que l'on exclut l'hypothèse d'isotropie avec une très grande significativité (au-moins 3 sigmas). Ce sont des zones conclusives comme nous allons le voir. À l'inverse, les zones à forte probabilité (jaune, orange, rouge) exclut l'hypothèse d'isotropie avec une significativité pauvre, ce sont des zones peu conclusives.

On remarque tout d'abord que le cas d'une distribution anisotrope exclut sur une plus large zone l'hypothèse d'isotropie. Ceci était attendu, puisque la distribution de sources elle-même est assez anisotrope. Il y a besoin de très fortes déflexions (donc de forts champs turbulents et/ou de noyaux à Z élevé) pour « isotropiser » la distribution et retrouver une compatibilité avec l'isotropie (zone rouge des figures).

On remarque ensuite que si des données donnent un signal de clustering relativement faible, ce qui semble être le cas d'Auger¹⁰, alors il est très improbable que le modèle

¹⁰Rappelons qu'avec une analyse par autocorrélation, Auger rejetait l'hypothèse d'isotropie à 98% seulement en 2008, et 90% en 2010!

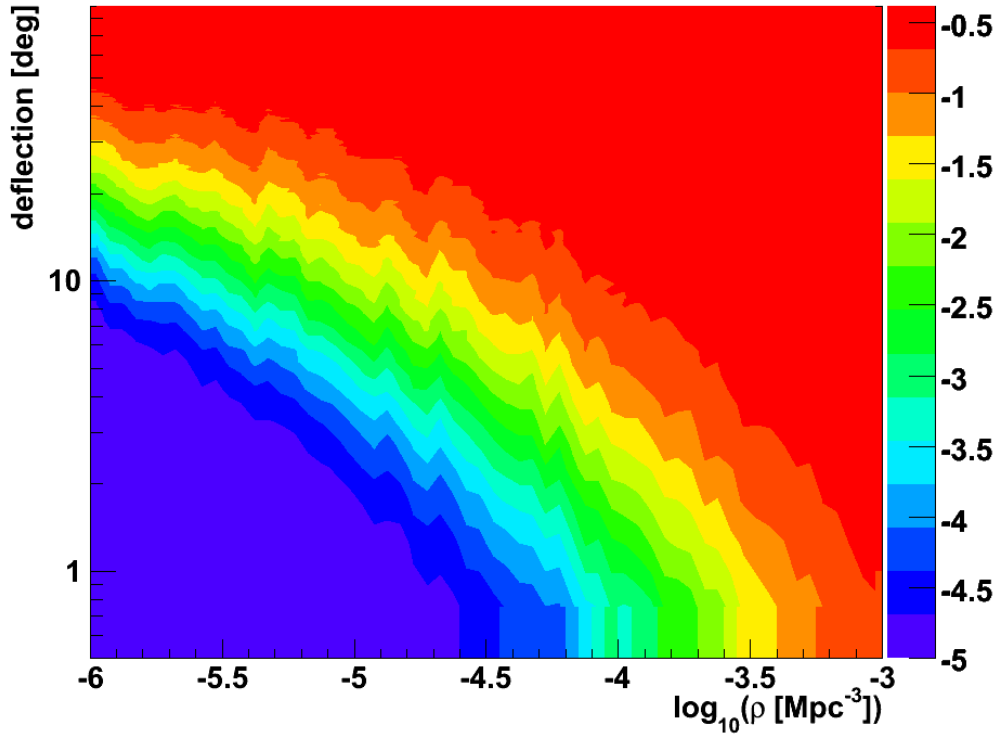


FIG. 6.6 – Log_{10} des \mathcal{P}_+ pour les modèles d'univers considérés, paramétrisés par (n_s, δ) , pour une distribution homogène des sources. En abscisse, $\rho \equiv$ la densité de sources n_s . L'hypothèse testée ici est l'isotropie. Certaines régions de paramètres (les univers à peu de sources et à déflexions faibles) sont capables de la rejeter avec une grande significativité, supérieure à 99.99%.

d'univers soit dans la région violette du (n_s, δ) -espace tel que sur les figures. Car si l'univers était réellement dans cette zone, c'est-à-dire si sa densité de sources effective et les déflexions typiques étaient données par les (n_s, δ) de cette zone violette, alors on *devrait* observer un signal de clustering fort, et en tout cas incompatible avec l'observation d'un signal de clustering faible. En d'autres mots, les univers (n_s, δ) des zones violettes (et bleues) des figures donneront un clustering suffisamment fort pour rejeter l'hypothèse d'isotropie à plus de 4 sigmas ($\sim 99.9936\%$) et pas moins, ce qui les rend incompatibles avec une observation qui rejette l'isotropie à « seulement » 90%. Inversement, on est incapable de conclure à propos des « zones » jaunes, vertes et rouges du plan $((n_s, \delta)$ -espace). En particulier, on ne peut pas affirmer que puisqu'Auger rejette l'isotropie à 90%, alors la courbe de niveau 10^{-1} (1 - 90%) du plan correspond de manière univoque aux univers possibles. En d'autres termes, ce n'est pas parce que deux observations de deux univers rejettent l'isotropie avec la même significativité qu'ils sont identiques. Cela veut juste dire qu'ils sont compatibles lorsqu'il s'agit de tester l'hypothèse d'isotropie.

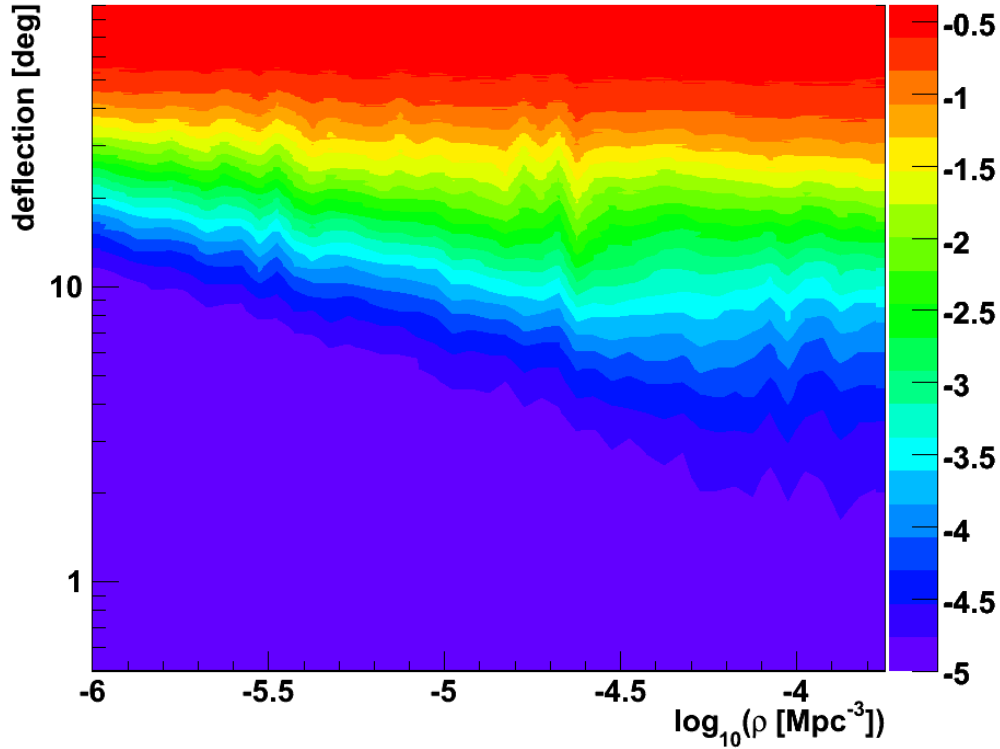


FIG. 6.7 – Log_{10} des \mathcal{P}_+ pour les modèles d'univers considérés, paramétrisés par (n_s, δ) , pour une distribution anisotrope de sources. En abscisse, ρ est identique à la densité de sources n_s . L'hypothèse testée ici est l'isotropie. Certaines régions de paramètres (les univers à peu de sources et à déflexions faibles) sont capables de la rejeter avec une grande significativité, supérieure à 99.99%.

On le voit bien, on aimerait répondre à la question « Étant donné tel ou tel signal de clustering, quelle est la zone restreinte du (n_s, δ) -espace qui est compatible avec l'observation ? » Ce n'est plus le même test du tout, et ce sera précisément l'objet du cœur de l'analyse, présentée dans la prochaine section.

Mais avant de nous attaquer à cette lourde tâche, attardons nous sur une autre question : « Si j'augmente la statistique de 60 à 100 événements, comment varient les zones d'exclusion et de non-exclusion du plan ? »

6.2.1 Influence de la statistique sur les résultats

Pour cela, nous avons répété la même procédure en tout point identique pour une statistique de 100 événements au-lieu de 60. Cela est motivé par l'évolution probable des détecteurs de RCUHE actuels : par exemple, on s'attend à ce qu'au-dessus de 60 EeV, Auger ait une statistique de 100 événements dès fin 2011. On peut aussi citer le

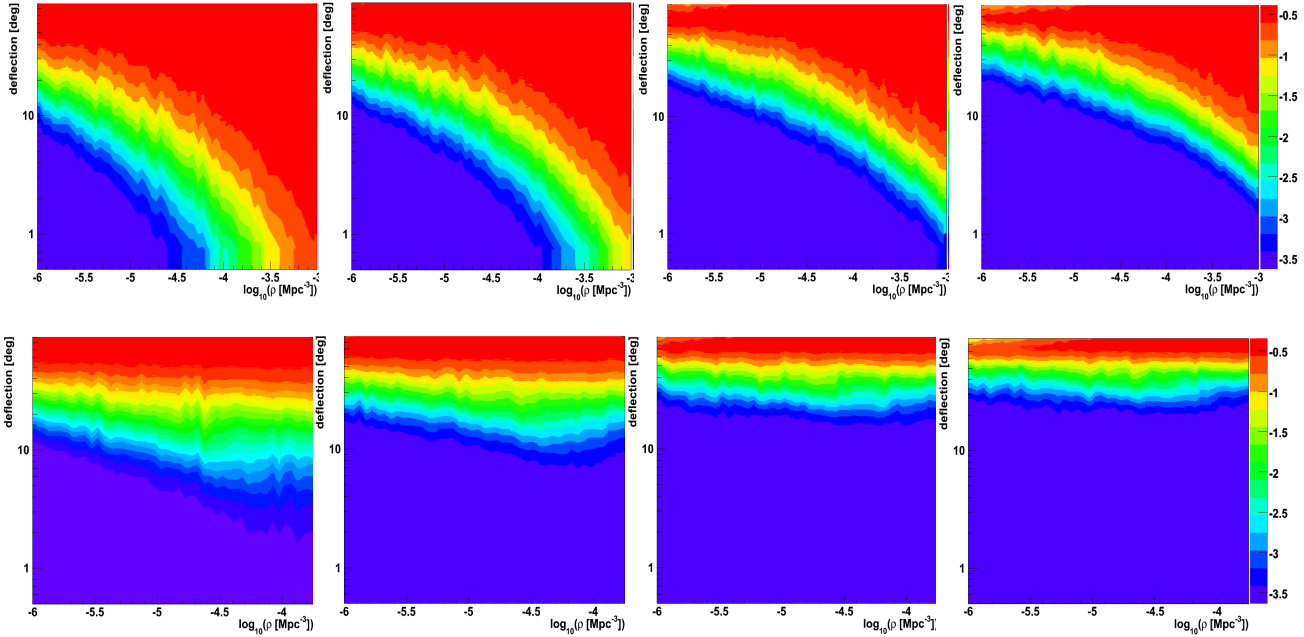


FIG. 6.8 – Log_{10} des \mathcal{P}_+ , probabilité qu’une réalisation MC isotrope soit « moins isotrope » qu’une réalisation d’un modèle avec des paramètres $(\rho, \delta) (\equiv (n_s, \delta))$. Cela donne la compatibilité d’un modèle avec l’hypothèse nulle d’isotropie. De gauche à droite, la statistique est augmentée (60, 100, 300 et 600 événements). **Haut** : distribution homogène des sources. **Bas** : distribution anisotrope selon 2MRS des sources. Le nombre de simulations MC a été diminué pour les cas à haute statistique afin d’économiser le temps de calcul, c’est pourquoi la valeur minimale des \mathcal{P}_+ est plus grande que pour les cas à 60 événements.

cas de JEM-EUSO, qui, une fois solidement harnaché à l’ISS, nous offrira en un temps record une statistique de cet ordre-là et rapidement bien plus. C’est pour cela que les cas de 300 et même 600 événements, toujours au-dessus de 60 EeV, sont analysés. Les résultats de ces tests sont montrés sur l’ensemble de figures 6.8 pour les cas homogènes et anisotropes (2MRS) des distributions de sources.

Une première conclusion patente est l’accroissement de la sensibilité aux anisotropies de n’importe quel détecteur lorsque la statistique augmente. Cela pouvait paraître évident a priori, mais il est ici quantifié et exploitable pour contraindre – et anticiper notre pouvoir de contraindre – les paramètres astrophysiques de l’Univers. On remarque par ailleurs que la significativité décroît mais reste meilleure que 3 sigmas (99.73%). Surtout, les zones conclusives de rejet de l’isotropie sont nettement agrandies. Dans ces cas où la statistique est élevée (300, 600) se pose la question de la présence des multiplets¹¹.

¹¹Un multiplet est un chapelet d’au moins deux événements issus de la même source.

C'est aussi une raison pour laquelle une statistique plus élevée favorise la sensibilité d'un détecteur aux anisotropies.

D'autre part, pour les cas 2MRS, il est intéressant de remarquer la présence d'un minimum local¹² vers $n_s = 10^{-4.2} \text{ Mpc}^{-3}$ de \mathcal{P}_+ , pour les courbes de niveau entre $10^{-2.5}$ et $10^{-3.5}$. On explique cela par le fait qu'entre les densités 10^{-6} et $10^{-4.2} \text{ Mpc}^{-3}$, il y a de plus en plus de sources qui contribuent, diminuant d'autant le signal de clustering, et rendant ainsi les modèles moins extrêmement différents de réalisations isotropes. Mais à partir d'une certaine densité critique ($n_s^c = 10^{-4.2} \text{ Mpc}^{-3}$), l'ajout de nouvelles sources (lorsque n_s augmente) contributives tend à faire ressortir le signal d'anisotropie présent dans la distribution des sources elle-même, c'est-à-dire que des sources proches se mettent à contribuer au flux et renforcer la présence d'événements proches les uns des autres. Autrement dit, on commence à voir apparaître des "multiplets" fortuits d'événements provenant de sources proches dans le ciel.

De même, lorsque la statistique est élevée (600 événements, graphiques de droite sur la figure 6.8), il y a la conjugaison de ce phénomène de multiplets fortuits avec la présence de *vrais* multiplets, donc de plusieurs événements issus de la même source et donc relativement proches dans le ciel. En effet, la présence de multiplets provoque un signal fort de clustering, qui permet de rejeter l'isotropie avec une grande significativité.

Enfin, lorsque les déflexions sont très grandes ($> 35^\circ$ degrés), \mathcal{P}_+ devient pratiquement indépendante de la densité de sources. Ceci s'explique par « l'isotropisation » massive des événements dans ce cas. Appliquer de telles déflexions revient à isotropiser les directions d'arrivées des événements, et il est alors clair que le test d'isotropie donnera une bonne compatibilité, c'est-à-dire que \mathcal{P}_+ sera grande dans ces cas-là.

La taille bien supérieure des zones de rejet de l'isotropie dans le cas des sources distribuées selon 2MRS tient au fait que celles-ci sont, intrinsèquement, réparties de manière assez fortement anisotrope (ce point est évoqué au quatrième paragraphe de 6.1).

En conclusion de cette section, nous avons été capables grâce à un simple test d'isotropie, d'exclure les modèles à peu de sources et petites déflexions. Ceux-ci présentent en effet une capacité très forte à rejeter l'isotropie. Or, ce n'est pas le cas des données d'Auger, trop peu clusterisées. En d'autres termes, *si l'Univers était tel qu'il ait peu de sources et des déflexions faibles*, alors il est impossible que les données d'Auger rejettent si faiblement (à $\sim 98\%$ il y a 2 ans, à 89% aujourd'hui) l'isotropie. Pour les modèles à plus de sources et des déflexions plus grandes (zone rouge de 6.8), les niveaux de rejet sont faibles et peu conclusifs avec les données.

Dans la prochaine section, nous construirons un autre test (pour *in fine* bâtir un

¹²Celui-ci est particulièrement visible sur le cas d'une statistique de 100 événements.

double-test), qui permettra de rejeter ces modèles.

6.3 Contraintes sur les paramètres d’univers : analyse en ”double-test”

La section précédente s’est principalement attachée à quantifier la sensibilité des détecteurs de RCUHes aux anisotropies. D’après les données d’Auger, on a pu exclure des régions de l’espace des paramètres densité de sources/déflexions, et donc contraindre partiellement les univers possibles.

On aimerait maintenant répondre à la question « Étant donné un signal de clustering issu d’une observation, quelle est la zone restreinte du (n_s, δ) -espace qui est compatible avec l’observation » ? L’hypothèse testée n’est donc plus l’isotropie dans ce cas, mais bel et bien un modèle d’univers paramétrisé par (n_s, δ) .

Nous allons reprendre l’étude statistique précédente pour construire une méthode dite du “double-test” capable de répondre à cette question. Nous la testerons ensuite sur des modèles donnés d’univers que l’on choisira en s’aidant des résultats de la section précédente.

6.3.1 Méthode du double-test

La méthode précédente est fondamentalement basée sur l’autocorrélation, où l’on compare le nombre de paires du lot de données testé avec le nombre de paires prévu par des simulations isotropes.

Dans la méthode du double-test, l’idée est de comparer un lot de données analysé avec des modèles d’univers, et rejeter les modèles où l’on s’attend à beaucoup plus ou beaucoup moins de paires que dans le lot de données analysé. Avant d’appliquer cette méthode aux données d’Auger, on utilise des simulations (modèles) d’univers pour tester et caractériser la méthode.

On va donc fixer un jeu de paramètres pour le lot (simulé) de données analysé et on va le comparer à des simulations de modèles univers qui ont d’autres paramètres, en faisant l’étude sur tout le plan (n_s, δ) .

On part donc d’un lot de données (ou *ciel*), issu d’un modèle à analyser, appelé \mathcal{D}_0 . Comme précédemment, on compte pour toutes les échelles angulaires θ (de 1 à 90°) le nombre de paires séparées par moins de θ degrés. Et on le compare à, non pas 10^6 *ciels* isotropes, mais 10^6 *ciels*¹³ issus d’un *autre* modèle avec d’autres paramètres, noté \mathcal{D}_i .

¹³En réalité, pour des raisons de temps de calcul et de puissance disponible, nous nous contentons de seulement $10^{3.5}$ simulations MC.

On obtient donc une distribution des nombres de paires pour chaque échelle angulaire (soient 90 distributions) pour un grand nombre de simulations du modèle \mathcal{D}_i . On peut noter cet ensemble de simulations, $\{\mathcal{D}_i\}$ ¹⁴.

De la même manière que précédemment, il nous faut trouver l'échelle angulaire où le signal est le plus fort, *i.e.* là où la fraction des simulations $\{\mathcal{D}_i\}$ qui ont autant ou plus de paires que \mathcal{D}_0 est la plus petite. Comme on l'a vu, cela arrive pour une échelle angulaire particulière (dont la valeur n'importe pas), et l'on note cette fraction minimum :

$$\mathcal{P}_{+,min}^0 = \min_{\theta} \{\mathcal{P}_+(\theta)\}, \quad (6.7)$$

(voir 6.5 pour laquelle on a encore rajouté un indice « 0 » pour bien souligner le fait que c'est la fraction minimum du lot de données analysé (de référence)).

On applique enfin la pénalisation comme dans la section précédente (voir la sous-section 6.2). Dans cette dernière, l'hypothèse testée était l'isotropie. La pénalisation s'opérait donc en faisant le scan en θ sur de nombreuses réalisations isotropes¹⁵, ceci afin d'extraire la significativité du signal $\mathcal{P}_{+,min}$ que l'on avait obtenu avec le lot de données de référence analysé. Ici, l'hypothèse testée étant le modèle \mathcal{D}_i , on va donc faire le scan sur de nombreuses ($10^{3.5}$) réalisations de \mathcal{D}_i , en calculant pour chacune le $\mathcal{P}_{+,min}$. Ceci va nous donner une distribution des $\mathcal{P}_{+,min}$ correspondant au modèle \mathcal{D}_i . De la même manière que pour 6.6, on extrait la fraction (notée \mathcal{P}_+) de l'ensemble des simulations de \mathcal{D}_i qui donnent une $\mathcal{P}_{+,min} \leq \mathcal{P}_{+,min}^0$.

Naissance du double-test

Pour l'instant, nous venons de le voir, nous n'avons fait que reprendre l'analyse préliminaire en changeant l'hypothèse testée. Mais nous sommes allés plus loin encore.

En effet, on a complété ce test par un autre, c'est pourquoi on l'appelle « double-test ». L'idée est de ne pas se limiter à compter les simulations qui ont *plus* de paires, mais aussi compter celles qui en ont *moins* que le lot de données analysé. Historiquement, cette idée nous est apparue pertinente au vu du peu de clustering observé dans les données. En effet, lorsque des données ont un signal fort d'anisotropie, on cherche typiquement à rejeter l'hypothèse d'isotropie en calculant la fraction des simulations isotropes qui sont plus clusterisées (ont plus de paires) que les données car on s'attend bien à ce que cette fraction soit faible, et ainsi à rejeter avec un bonne significativité

¹⁴Ici, $\{\mathcal{D}_i\}$ joue le rôle des DPIMC que l'on utilisait dans la section précédente lorsque l'hypothèse testée était l'isotropie.

¹⁵On comparait de nombreuses réalisations isotropes avec les DPIMC, c'est-à-dire que l'on comparait de nombreuses réalisations isotropes avec d'autres réalisations isotropes.

l'isotropie. Néanmoins, Auger a montré un faible signal de clustering. Notre idée était donc de trouver la fraction de simulations isotropes qui ont *encore moins de paires* que les données d'Auger. On peut ensuite se proposer de faire les deux tests : “plus de paires” et “moins de paires” en même temps.

Ainsi, si l'on reprend le calcul de 6.7, on a toujours nos 90 fractions¹⁶ des simulations $\{\mathcal{D}_i\}$ qui ont plus de paires que \mathcal{D}_0 , mais aussi 90 autres fractions des simulations $\{\mathcal{D}_i\}$ qui ont autant ou **moins** de paires que \mathcal{D}_0 . On note ces dernières $\mathcal{P}_-^0(\theta)$.

Et on prend cette fois-ci, le minimum de ces 180 fractions :

$$\mathcal{P}_{\pm,\min}^0 = \min_{\theta} \{\mathcal{P}_+^0(\theta), \mathcal{P}_-^0(\theta)\}, \quad (6.8)$$

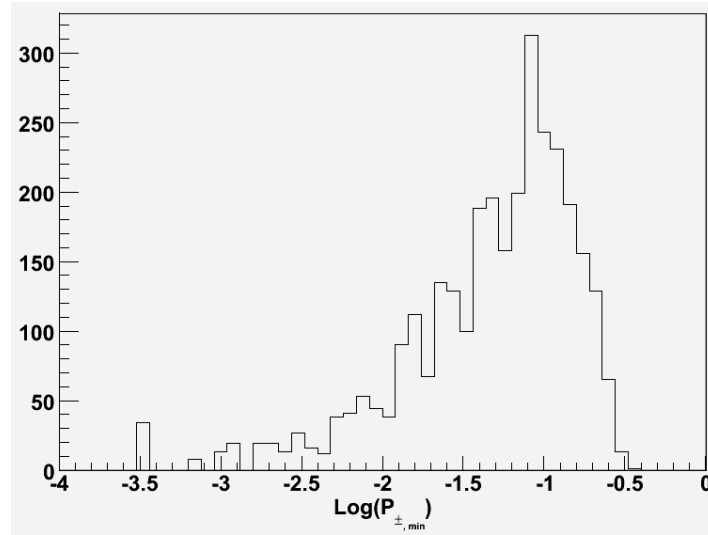


FIG. 6.9 – Distribution du Log. de $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ obtenue pour $10^{3.5}$ simulations d'un modèle générique $\mathcal{D}_i = (10^{-4.5} \text{ Mpc}^{-3}, 15^\circ)$. Le choix de ce modèle particulier ne sert qu'à être illustratif et représentatif. Pour extraire chaque $\mathcal{P}_{\pm,\min}$, chacune de ces $10^{3.5}$ simulations est comparée à un ensemble *différent* de $10^{3.5}$ autres simulations du même modèle \mathcal{D}_i .

La pénalisation a alors lieu exactement de la même manière que précédemment (sous-section 6.2), en extrayant la distribution des $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ (visible sur la figure 6.9 pour un cas représentatif) d'un ensemble de $10^{3.5}$ simulations issues du modèle \mathcal{D}_i noté $\{\mathcal{D}_i\}$ ¹⁷ (comparé à un *autre* ensemble¹⁸, encore différent, de simulations issues du même modèle

¹⁶Rappelons que l'on fait le scan sur θ de 1 à 90 degrés.

¹⁷Cet ensemble est différent de l'ensemble $\{\mathcal{D}_i\}$ utilisé pour extraire les $\mathcal{P}_+^0(\theta)$ et les $\mathcal{P}_-^0(\theta)$ de l'équation 6.8.

¹⁸Cet ensemble joue le rôle des DPIMC de la section précédente lorsque l'hypothèse testée était l'isotropie.

\mathcal{D}_i), et en calculant la fraction de ces simulations de $\{\mathcal{D}_i\}'$ qui donnent une $\mathcal{P}_{\pm, \min}$ au moins aussi petite que $\mathcal{P}_{\pm, \min}^0$. On note

$$\mathcal{P}_{\pm}^0 \tag{6.9}$$

cette fraction.

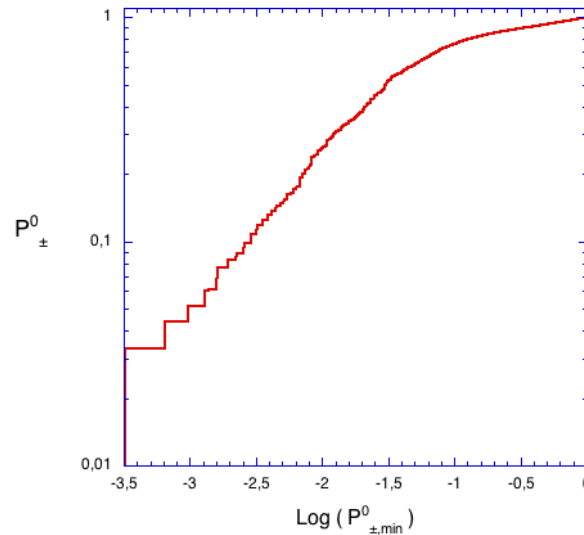


FIG. 6.10 – \mathcal{P}_{\pm}^0 en fonction de $\mathcal{P}_{\pm, \min}$ pour le lot de données analysé issu du modèle $\mathcal{D}_0=(10^{-4.5}, 15^\circ)$ à titre d’illustration. La statistique de l’ensemble $\{\mathcal{D}_i\}'$ utilisé est de $10^{3.5}$ simulations. De manière générale, quel que soit le modèle analysé \mathcal{D}_0 , \mathcal{P}_{\pm}^0 est toujours une fonction croissante de $\mathcal{P}_{\pm, \min}$.

Cette fraction 6.9 peut être comprise comme la *probabilité*¹⁹ que le clustering typique du lot de données analysé \mathcal{D}_0 soit proche du clustering typique du modèle \mathcal{D}_i auquel il est comparé. On entend par proche, le fait qu’il n’en soit pas fortement éloigné, *soit en étant bien plus clusterisé, soit en étant bien moins clusterisé*.

Ainsi, lorsque le clustering typique observé sur des ciels issus du modèle \mathcal{D}_i sera nettement différent de celui, typique, de ciels issus de \mathcal{D}_0 , et cela parce qu’il sera plus important (on aura une forte probabilité qu’il donne beaucoup plus de paires à une certaine échelle angulaire) **ou** parce qu’il sera moins important (on aura une forte probabilité qu’il donne beaucoup moins de paires à une certaine échelle angulaire), on aura un \mathcal{P}_{\pm}^0 petit pour ce \mathcal{D}_0 analysé. Autrement dit, notre lot de référence que l’on analyse, \mathcal{D}_0 , sera incompatible avec celui auquel on le compare, \mathcal{D}_i .

¹⁹Aussi appelée $\mathcal{P}_{\text{chance}}$.

Inversement, si \mathcal{D}_0 et \mathcal{D}_i donnent un clustering semblable (un signal d'anisotropie du même ordre), alors aucun des deux tests ne parviendra à montrer un signal fort, et il y a aura parfois plus et parfois moins de paires là où le signal est le plus fort. On peut voir cela qualitativement comme un lot de données \mathcal{D}_0 et un modèle \mathcal{D}_i qui sont anisotropie-compatibles, car ils donnent sensiblement le même clustering des événements à la Terre, et on peut quantifier cela grâce à \mathcal{P}_{\pm}^0 , qui serait élevée dans ce cas.

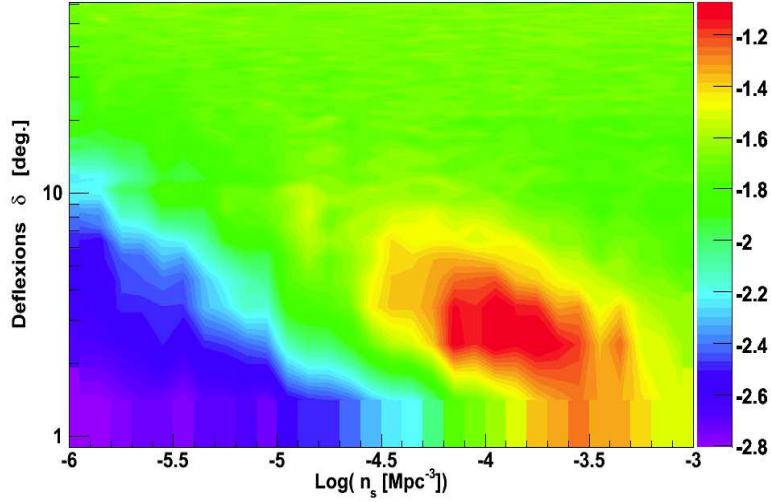


FIG. 6.11 – \mathcal{P}_{\pm}^0 pour le lot de données analysé qui est une réalisation du modèle $\mathcal{D}_0=(10^{-4.05}, 2^\circ)$

Il ne reste plus qu'à répéter l'opération sur tous les modèles \mathcal{D}_i possibles, c'est-à-dire tous les paramètres du (n_s, δ) -espace. On obtient alors le tracé de la probabilité \mathcal{P}_{\pm}^0 d'avoir un signal d'anisotropie compatible avec le lot analysé \mathcal{D}_0 pour l'ensemble des densités de sources et déflexions étudiées. On peut voir ce résultat sur la figure 6.11 où le lot de référence \mathcal{D}_0 analysé est celui (simulé) d'un univers homogène avec une densité de $10^{-4.05}$ sources Mpc^{-3} et des petites déflexions de 2° .

Le choix des modèles d'univers analysés a été guidé par les résultats de la section précédente et les données d'Auger. Lorsqu'on a débuté l'analyse (2010), les données d'Auger qui montraient un signal d'anisotropie faible (par analyse d'autocorrélation) n'étaient pas encore publiées. On s'en est donc remis au rapport précédent[54, 129], qui donnait une significativité de $\sim 2\%$. Pour ne pas biaiser notre étude par rapport aux données, nous avons finalement choisi des modèles à analyser qui excluaient l'isotropie à $\sim 1\%$, on s'est donc placé sur la courbe de niveau à $\sim 1\%$ du graphique de la figure 6.6, dont le cas $(10^{-4.05}, 2^\circ)$ fait partie. Le cas $(10^{-5.5}, 15^\circ)$ a aussi été analysé, car il traite le cas de déflexions plus importantes (figure 6.12).

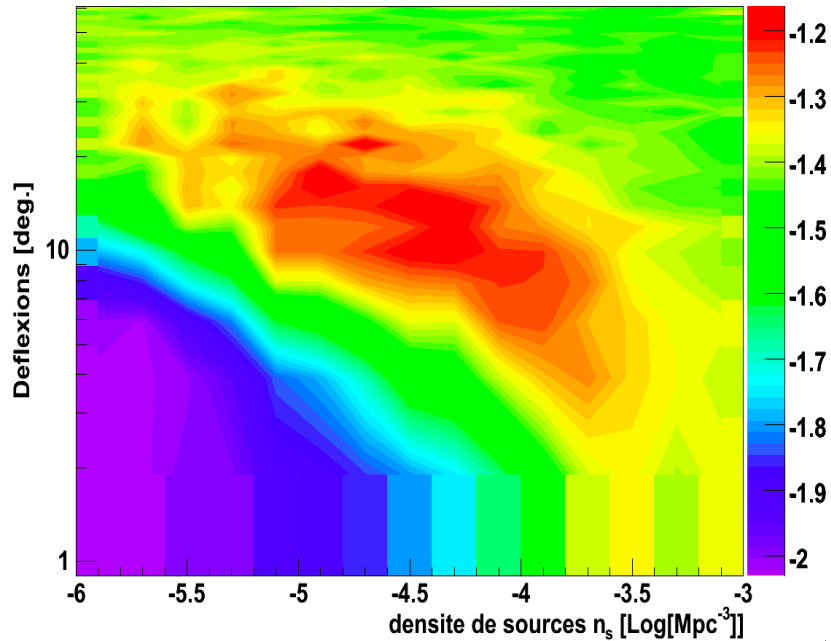


FIG. 6.12 – \mathcal{P}_{\pm}^0 pour le lot de données analysé qui est une réalisation du modèle $\mathcal{D}_0=(10^{-5}, 15^\circ)$ avec une distribution homogène de sources.

On a aussi analysé un modèle où la distribution de sources est anisotrope (cas 2MRS). On a choisi des paramètres à $(10^{-3.9}, 18^\circ)$ car ils présentent eux aussi une compatibilité de l'ordre du pourcent avec l'isotropie²⁰. Le résultat est visible sur la figure 6.13. En particulier, on remarque que le double-test affiche une bonne compatibilité avec le modèle analysé dès que les déflexions sont supérieures à 10° . On remarquera les fluctuations dues à la statistique encore limitée des simulations.

²⁰Ceci est visible sur la figure 6.7, où le modèle $(10^{-3.9}, 18^\circ)$ rejette l'isotropie à $\sim 1.5\%$.

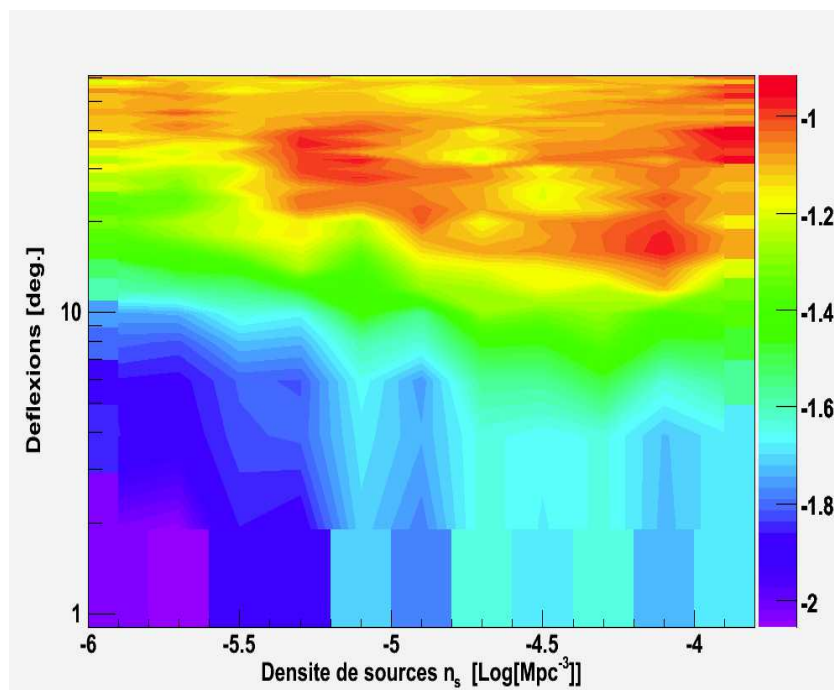


FIG. 6.13 – Log. de \mathcal{P}_{\pm}^0 pour le modèle analysé $\mathcal{D}_0=(10^{-3.9},18^\circ)$ avec une distribution inhomogène (anisotrope) de sources.

6.3.2 Interprétation et lien avec les régions de confiance

L'interprétation de \mathcal{P}_{\pm}^0 peut paraître difficile. Par définition, lorsque l'on teste une réalisation d'un modèle \mathcal{D}_0 , la valeur de \mathcal{P}_{\pm}^0 pour un modèle \mathcal{D}_i est la probabilité qu'un excès ou un déficit du nombre de paires soit observé pour une réalisation de \mathcal{D}_i par rapport à cette réalisation de \mathcal{D}_0 . C'est donc la probabilité de l'hypothèse "le clustering observé dans la réalisation de \mathcal{D}_0 provient du modèle \mathcal{D}_i ". C'est donc bien la probabilité d'une hypothèse qui est extraite (approche bayésienne).

Dans ce paragraphe, nous allons montrer que, par construction, les courbes de niveau de \mathcal{P}_{\pm}^0 sont identiques aux ceintures de confiances de Neyman (approche fréquentiste). Lorsque l'on a une mesure x issue d'une expérience qui suit une loi de distribution avec un paramètre inconnu θ , on cherche (si l'on est "fréquentiste" et non-Bayésien) à construire les intervalles de confiance de Neyman pour le paramètre θ . Ce dernier est estimé généralement par un estimateur qui est (souvent) une fonction de x . Une fois les intervalles construits, la réunion des intervalles de confiance dessine la ceinture de confiance de Neyman. On trouvera plus de détails dans [90].

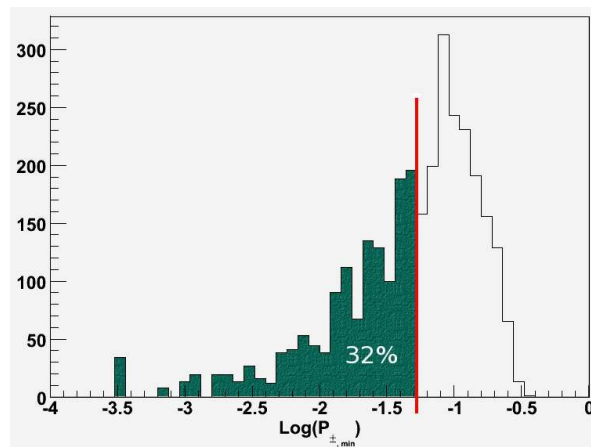


FIG. 6.14 – On a repris la distribution de la figure 6.9 où l'on montre l'intégration (qui donne \mathcal{P}_{\pm}^0) de cette distribution jusqu'à 32%. C'est la distribution des $\mathcal{P}_{\pm, \min}$ pour un modèle donné \mathcal{D}_i que l'on extrait lors de la pénalisation (voir texte associé à la figure 6.9).

Reprenons la distribution des $\mathcal{P}_{\pm, \min}$ de la figure 6.9. On a vu que, pour un modèle quelconque \mathcal{P}_0 comparé à un modèle \mathcal{D}_i , \mathcal{P}_{\pm}^0 était obtenue à partir d'une valeur donnée de $\mathcal{P}_{\pm, \min}$, notée $\mathcal{P}_{\pm, \min}^0$, en prenant la fraction de la distribution des $\mathcal{P}_{\pm, \min}$ (obtenue avec des simulations de \mathcal{D}_i) qui ont une valeur plus petite ou égale à $\mathcal{P}_{\pm, \min}^0$.

Donc si l'on fixe la valeur de \mathcal{P}_{\pm}^0 , par exemple à 32%, cela équivaut de façon bi-univoque à une $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ de 5.1% (-1.29 en log), voir la barre verticale rouge sur la figure 6.14. La distribution des valeurs de $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ a été obtenue à l'aide de 3160 ($10^{3.5}$) simulations d'un modèle \mathcal{D}_i . Donc, par construction, si l'on fixe \mathcal{P}_{\pm}^0 à 32%, on est assuré que 68% des simulations de \mathcal{D}_i auront une $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ supérieure à 5.1%, et conséquemment une \mathcal{P}_{\pm}^0 supérieure à 32%.

Donc si l'on suppose qu'une réalisation particulière du modèle \mathcal{D}_i donne une $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ notée x telle que $x = \log(\mathcal{P}_{\pm,\min})$, on est assuré que l'intervalle $[-1.29, 0]$ a bel et bien $1 - 32\% = 68\%$ de chance de contenir x . Ceci est précisément la définition de la construction des intervalles de confiance de Neyman.

On voit donc que les courbes de niveau à \mathcal{P}_{\pm}^0 constante donne les régions de confiance avec un niveau de confiance égal à $1 - \mathcal{P}_{\pm}^0$. Pour démontrer la complémentarité de l'interprétation fréquentiste et de l'interprétation Bayésienne, on a représenté sur la figure 6.15 les régions de confiance pour 2 niveaux de confiance (93% et 95.45%) pour le même modèle que pour la figure 6.11.

De même, on a montré sur la figure 6.16 la distribution des $\mathcal{P}_{\pm,\min}$ pour un autre lot de données de référence : une réalisation du modèle ($10^{-5}, 5^\circ$). On a aussi montré les régions de confiance de Neyman sur la même figure.

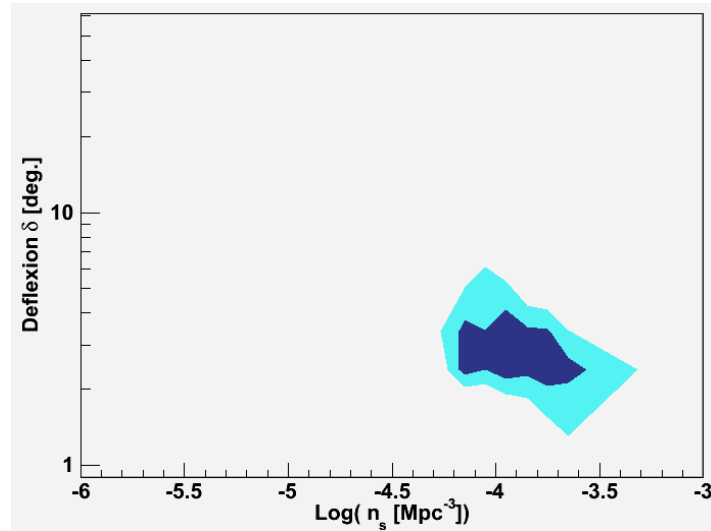


FIG. 6.15 – Régions de confiance à 93% (bleu foncé) et 95.45% (bleu clair) dans le plan (n_s, δ) , pour le modèle analysé $\mathcal{D}_0 = (10^{-4.05}, 2^\circ)$. Ce graphique illustre l'interprétation classique (fréquentiste) tout à fait possible des \mathcal{P}_{\pm}^0 obtenues sur la figure 6.11.

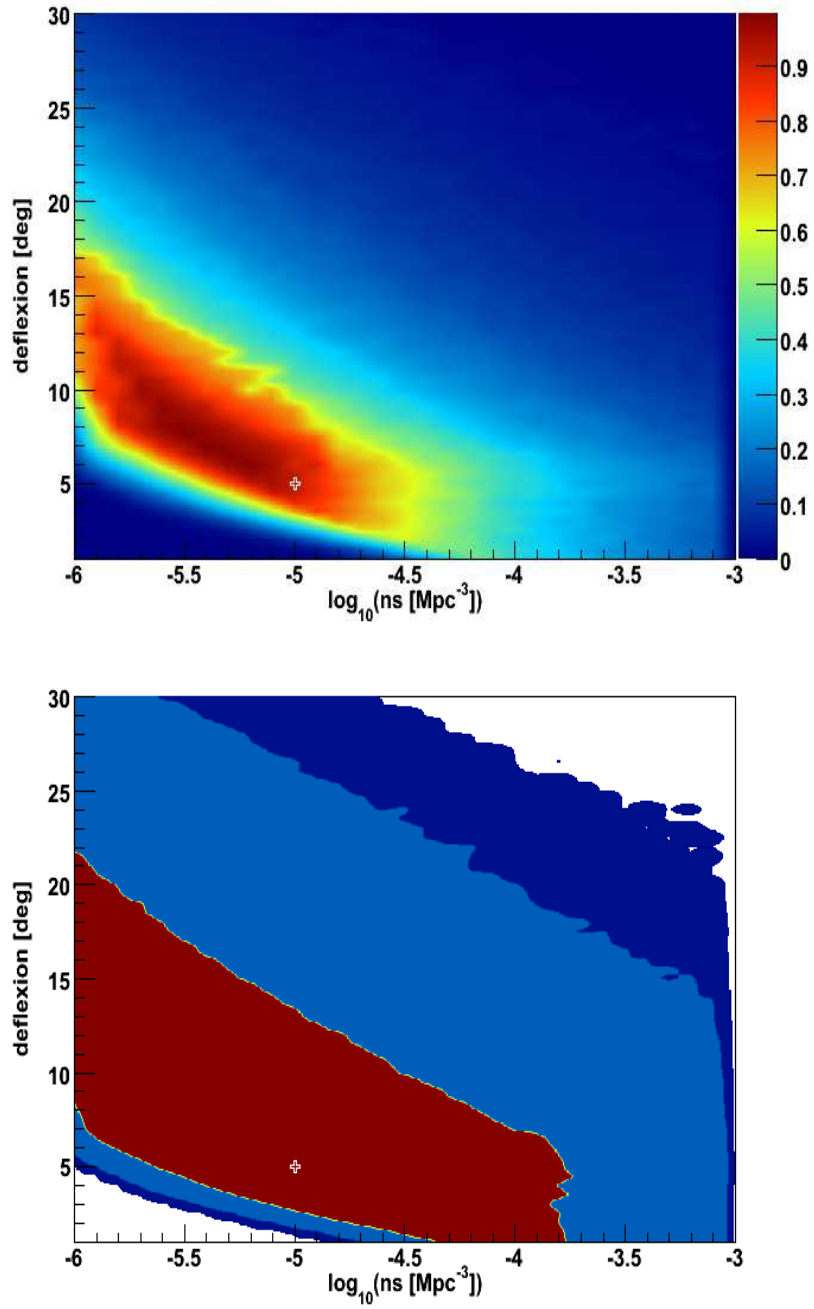


FIG. 6.16 – \mathcal{P}_{\pm}^0 pour le lot de données analysé qui est une réalisation du modèle $\mathcal{D}_0=(10^{-5}, 5^\circ)$ (représenté par une croix) avec une distribution homogène de sources.
Bas : régions de confiance de Neyman 68%, 95% et 99% pour le même modèle.

En résumé, cette approche fréquentiste nous fournit une interprétation satisfaisante et classique de \mathcal{P}_{\pm}^0 .

6.4 Discussion des résultats et conclusion

Dans les cas des distributions homogènes de sources, on observe la formation d'un « fuseau » où la probabilité \mathcal{P}_{\pm}^0 est importante. Fort naturellement, ce fuseau est centré sur le modèle analysé, autrement dit, on est certain que le modèle considéré est compatible avec lui-même ! Mais ni la taille, ni la forme, et encore moins la significativité du fuseau n'étaient évidentes a priori, et sa présence, sorte d'îlot de compatibilité, démontre avec brio que l'on peut tester un lot de données de référence sur des modèles d'univers paramétrisés²¹, et contraindre grâce à lui les paramètres astrophysiques possibles. On pourra ainsi contraindre la physique des RCUHEs par cette méthode du double-test lorsqu'il sera appliqué aux données d'Auger (chapitre suivant).

La statistique encore faible pour le cas des distributions anisotropes de sources nous empêche encore de conclure avec certitude. Néanmoins, il semble que de manière très similaire au cas homogène, il se forme des zones concentriques de probabilités (difficile d'y voir un « fuseau ») qui permettent au moins de rejeter la partie basse du (n_s, δ) -espace, par exemple à plus de 97% pour le cas $(10^{-3.9}, 18^\circ)$ analysé (figure 6.13).

Soulignons que l'augmentation de la statistique des simulations, si elle permettra de diminuer l'apparition de fluctuations sur la figure, ne permettra pas pour autant de rejeter ces zones basses du (n_s, δ) -espace à plus de 97%, car le clustering de ce modèle est limité et ne permettra donc jamais de rejeter des modèles d'univers à plus de 97% (99% pour les modèles proches des $(10^{-5.9}, 1^\circ)$).

Afin de s'assurer que cette méthode soit valide quel que soit le lot de référence, on étudie aussi dans les deux paragraphes suivants l'influence de la statistique et du seuil en énergie.

²¹Rappelons que l'on paramétrise la densité des sources de RCUHEs et leur déflexion typique/effective.

6.4.1 Influence de la statistique

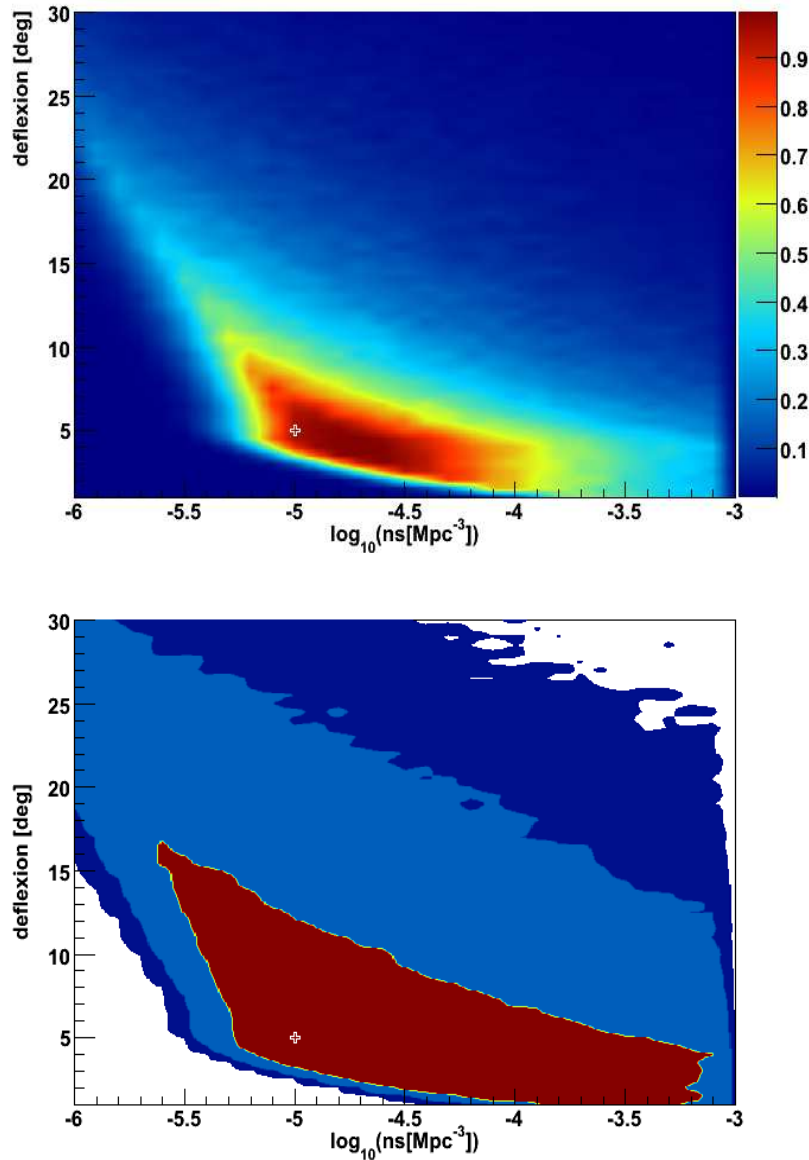


FIG. 6.17 – **Haut** : \mathcal{P}_{\pm}^0 pour le lot de données analysé qui est une réalisation du modèle $\mathcal{D}_0=(10^{-5}, 5^\circ)$ (représenté par une croix) avec une distribution homogène de sources. **Bas** : régions de confiance de Neyman à 68%, 95% et 99% pour le même modèle. La statistique d'événements est ici de 250. Cette figure est à comparer à la figure 6.16 où la statistique des événements était de 60.

De la même manière que dans la section précédente, on étudie l'effet de la statistique sur le pouvoir d'exclusion des zones du (n_s, δ) -espace, et sur leur significativité. Par souci de temps de calcul, seul le cas d'une statistique à 250 événements a été étudié jusqu'alors. On a repris le même modèle que pour la figure 6.16 : $\mathcal{D}_0 = (10^{-5}, 5^\circ)$, mais avec une statistique de 250 événements.

On remarque que les régions de confiance sont plus petites lorsque la statistique est plus élevée. Cela est dû à ce que plus de sources contribuent, ce qui a pour effet d'accroître « l'image » de la discrétisation des sources sur le ciel, et donc de fournir une « image » plus fidèle de la distribution des sources du modèle de référence. Celui-ci étant intrinsèquement différent des autres modèles testés, le lot de données de référence est donc plus facilement incompatible avec les autres modèles, ce qui réduit les régions de confiance autour du modèle de référence.

6.4.2 Influence de l'énergie seuil

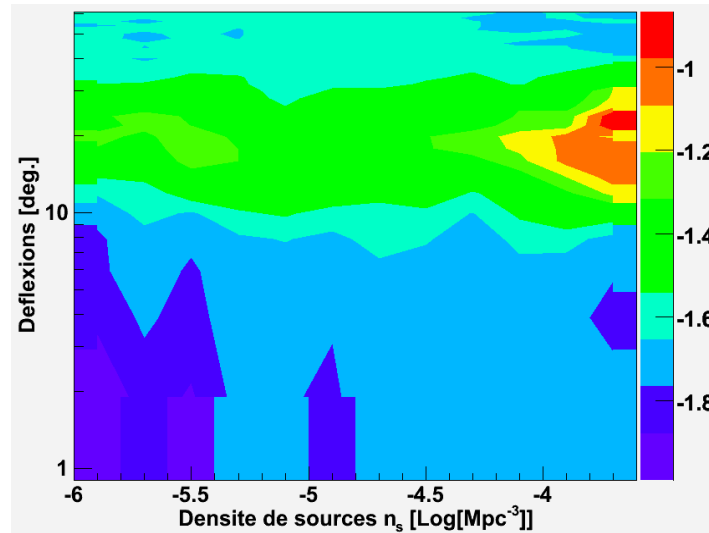


FIG. 6.18 – Log. de \mathcal{P}_{\pm}^0 pour le lot de données analysé simulé à partir du modèle $\mathcal{D}_0 = (10^{-3.9}, 18^\circ)$ avec une distribution anisotrope (2MRS) de sources, et une énergie minimale des événements de 90 EeV. La figure 6.13 montrait la même chose mais pour une énergie minimale de 60 EeV.

Il est intéressant d'étudier aussi l'effet du seuil en énergie sur les conclusions et résultats de l'analyse. On a pour cela (en gardant la statistique de 60 événements sur le ciel) déplacé le seuil de 60 EeV à 90 EeV, ce qui a pour effet de rapprocher l'horizon GZK des protons. On s'attend donc à ce que moins de sources contribuent et que le

signal d'anisotropie soit conséquemment plus important dans ce cas.

On remarque que le fait d'augmenter l'énergie minimale des événements réduit la taille des zones de compatibilité avec le lot de données analysé. En particulier, pour une énergie minimale de 90 EeV (figure 6.18) la zone de compatibilité (orange et rouge, où $\mathcal{P}_{\pm}^0 > \sim 10\%$) est notablement réduite par rapport au cas d'une énergie minimale de 60 EeV (figure 6.13).

Ceci montre l'importance de la réduction de l'horizon des RCUHEs. En observant le ciel à plus haute énergie, on réduit le nombre de sources contributives au flux et l'on accroît l'inhomogénéité de leur distribution angulaire, et par là même l'anisotropie des RCUHEs propagés à la Terre. Ceci permet de mieux contraindre l'espace des paramètres (n_s, δ) à partir d'un lot de données testées. Il sera donc très judicieux d'appliquer la même analyse aux données de RCUHEs lorsque la statistique au-dessus de 90 EeV sera de l'ordre de 60 événements. Ceci est irréalisable pour le seul site d'Auger sud, mais combiné à Auger Nord, ou tout simplement JEM-EUSO, seront peut-être les premiers à nous offrir une telle statistique.

Les contraintes que l'on sera capable de poser sur les paramètres densité des sources/déflexions (n_s, δ) seront alors très fortes.

Dans ce chapitre, on a développé un outil d'analyse statistique fondé sur l'auto-corrélation qui se destinait à étudier la sensibilité des détecteurs de RCUHEs aux anisotropies : on a pu montrer qu'Auger était d'ores et déjà capable d'exclure de grandes régions de cet espace (surtout si l'on fait confiance à la matière locale pour tracer les sources de RCUHEs), et en particulier les modèles à peu de sources et petites déflexions.

Nous avons découvert que l'on pouvait améliorer le test utilisé pour le rendre plus complet. On a donc construit et caractérisé une méthode statistique originale dite du double-test, qui permet de contraindre l'espace des paramètres astrophysiques cruciaux que sont la densité effective des sources et la déflexion typique des RCUHEs à partir d'une recherche d'excès ou de déficit du nombre de paires dans un lot de données comparé à des modèles astrophysiques.

Nous allons appliquer maintenant la méthode du double-test aux données d'Auger afin de contraindre l'espace des paramètres avec de vraies données.

Chapitre 7

Test phénoménologique des données

7.1	Faits expérimentaux, motivations	214
7.2	Test des données	214
7.2.1	Analyse préliminaire	214
7.3	Compatibilité des univers avec les données	217
7.4	Conclusion	222

Résumé : Application directe de la méthode originale du double-test appliquée aux données d’Auger les plus récentes. Deux modèles de sources sont testés et contraints : le cas homogène et le cas inhomogène. Dans le premier cas, nous obtenons que la densité de source la plus compatible avec les données est de $10^{-3.85} \text{ Mpc}^{-3}$ et les déflexions de 4.2° . Dans le second cas, nous obtenons la meilleure compatibilité pour des densités supérieures à $10^{-3.9} \text{ Mpc}^{-3}$ et des déflexions supérieures à 10° .

Grâce au double-test et aux données, nous mettons des contraintes fortes sur des paramètres astrophysiques cruciaux que sont la densité des sources et les déflexions typiques dans l’Univers.

Il est préférable de lire au préalable le précédent chapitre, qui expose la méthode statistique du double-test, utilisée ici pour tester les données d’Auger. Nous avons choisi d’en faire un chapitre à part entière pour apporter plus de précisions et de détails sur les conclusions de l’étude. On peut le voir comme un chapitre “fils” du précédent. En effet, nous avons, dans ce dernier, comparé tous les modèles possibles avec des simulations isotropes, puis dans une seconde partie, comparé des lots de données (simulés) avec tous les modèles possibles (figures 6.11, 6.12 et 6.13).

Dans ce chapitre nous allons appliquer le double-test sur les données d’Auger afin de les comparer avec tous nos modèles.

7.1 Faits expérimentaux, motivations

Nous souhaitons tirer parti du signal d’anisotropie mesuré par Auger aux énergies extrêmes (supérieures à 55 EeV), pour contraindre deux paramètres astrophysiques d’importance : la densité des sources de RCUHEs et leur déflexion effective typique dans l’univers.

7.2 Test des données

Dans cette section, on a préféré montrer de façon séparée les deux tests qui forment le “double-test”. L’intérêt de scinder l’étude est de bien voir la complémentarité des deux tests. En premier lieu donc, on s’attachera à calculer les \mathcal{P}_-^0 (définis dans le chapitre précédent) pour les données d’Auger. Ceci nous permettra d’exclure les modèles à peu de sources et petites déflexions. Ensuite, on calculera les \mathcal{P}_+^0 (définis dans le chapitre précédent) pour les données d’Auger. Ceci nous permettra d’exclure les modèles trop isotropes et incompatibles avec les données.

Enfin, nous utiliserons directement le double-test sur les données d’Auger.

Les détails techniques ont été exposés au chapitre précédent, aussi nous nous contenterons ici de dégager les résultats et conclusions apportés par les données d’Auger.

7.2.1 Analyse préliminaire

Rejet des modèles à quelques sources

Nous avons souhaité commencer par appliquer seulement la seconde partie du test développé en 6.3. Rappelons qu’il est construit sur la comparaison d’un lot de données de référence, ici les données réelles d’Auger, avec des modèles d’Univers.

On s'attache à trouver la fraction des modèles (à partir d'un ensemble de simulations) qui ont un signal d'anisotropie (c'est-à-dire un clustering) au-moins aussi faible que le lot de référence. On extrait alors la fraction minimale \mathcal{P}_-^0 que l'on pénalise pour obtenir \mathcal{P}_-^1 .

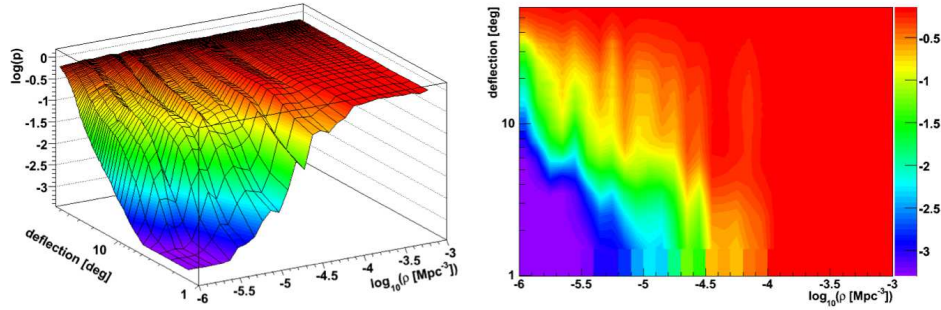


FIG. 7.1 – Log. de \mathcal{P}_- pour le test des données sur les modèles de sources **homogènes**. On observe le rejet des modèles à faibles densités de sources. **Droite** : vue de dessus du graphique de gauche.

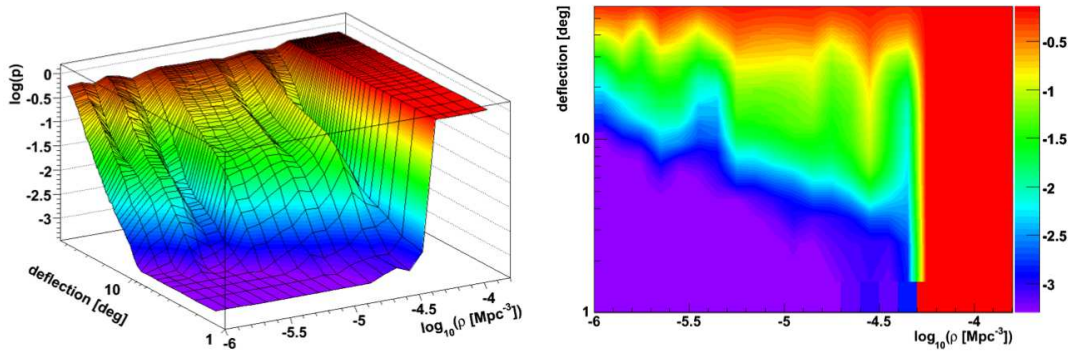


FIG. 7.2 – Log. de \mathcal{P}_- pour le test des données sur les modèles de sources **anisotropes** (2MRS). On observe le rejet plus étendu des modèles à faibles densités de sources que dans le cas homogène de la figure 7.1. La coupure nette à droite (bande rouge verticale) est due à l'absence de simulations et ne doit pas être considérée. **Droite** : vue de dessus du graphique de gauche.

¹Le calcul est totalement identique aux étapes présentées dans la partie 6.3.1 du chapitre précédent pour le calcul des $\mathcal{P}_{+,min}^0$ (6.7) et \mathcal{P}_+ , à ceci près que l'on compte les simulations qui ont autant ou moins de paires que les données, d'où l'indice $-$ au lieu de $+$.

Rejet des modèles peu anisotropes

Exactement dans le même ordre d'idée, nous présentons ici les résultats correspondant à la première partie² du test développé en section 6.3.

On s'attache donc à trouver la fraction des modèles (à partir d'un ensemble de simulations) qui ont un signal d'anisotropie (c'est-à-dire un clustering) plus important que les données.

On s'attend à ce que cette fraction $\mathcal{P}_{+,min}^0$ (et après pénalisation, la probabilité associée \mathcal{P}_+) soit élevée pour les modèles à peu de sources. En effet, si peu de sources contribuent, le clustering des ciels simulés sera très important, et plus particulièrement aux petites échelles angulaires. On s'attend aussi à ce que, si de fortes déflexions sont mises en jeu, elles vont avoir tendance à contrecarrer cet effet, et diminuer la probabilité.

Par contre, il est difficile de prévoir ce que des modèles à densité assez élevée de sources ($\geq 10^{-4}$) vont donner en terme de probabilité, car les ciels tirés de ces modèles seront peu anisotropes, tout comme les données. C'est précisément ce point-là qui nous a incité à commencer plutôt par le rejet des modèles à peu de sources (c'est-à-dire ce qui est décrit dans la sous-section précédente) avant de nous intéresser ici aux modèles peu anisotropes.

Ce que l'on espère ici, c'est que le clustering des données soit tout de même suffisamment important pour exclure les modèles à très grandes densités de sources et très grandes déflexions.

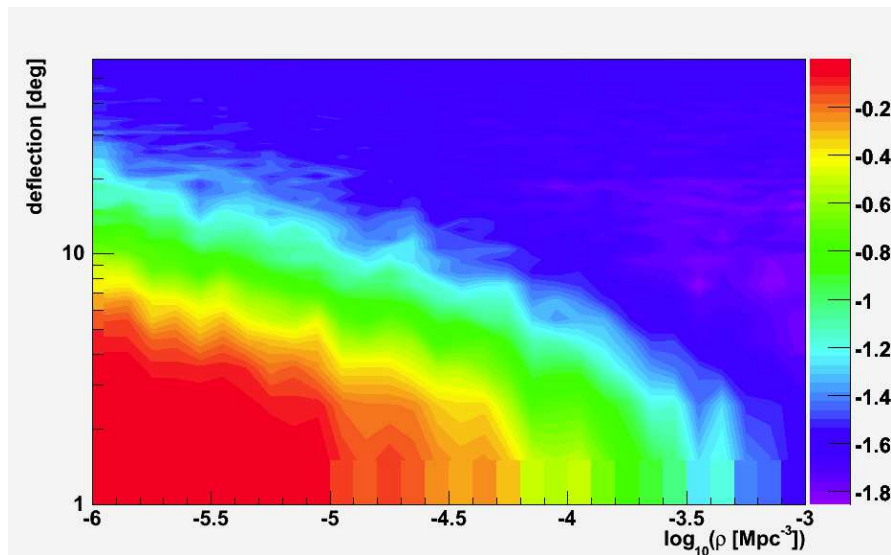


FIG. 7.3 – Log. de \mathcal{P}_+ pour le test des données sur les modèles de sources homogènes.

²D'un point de vue chronologique, on a développé cette partie après la seconde, car le fait que les données présentent un faible signal d'anisotropie n'incite pas à tester les modèles peu anisotropes.

On peut voir le résultat de ce test sur la figure 7.3 pour le cas d'une distribution homogène de sources.

On comprend comment la combinaison des deux tests, l'un rejetant les modèles trop peu anisotropes, l'autre les modèles trop anisotropes, nous a permis de construire un double-test (chapitre précédent) que nous allons utiliser ci-après.

7.3 Compatibilité des univers avec les données

Dans cette section, nous utilisons directement le double-test pour contraindre les paramètres des modèles d'univers. On rappelle rapidement le point suivant : le double-test fait usage du test d'autocorrélation standard, en cherchant un écart significatif du signal d'anisotropie entre les données et les modèles simulés. Il cherche cet écart comme **un excès ou un déficit** du nombre de paires qu'il identifie à une certaine échelle angulaire unique (pour un modèle donné). On ne garde ni l'information sur l'écart du nombre de paires, en particulier si c'est un excès ou un déficit, ni l'échelle angulaire à laquelle il se produit. Cela permet d'extraire *in fine* :

$$\mathcal{P}_{\pm, \min}^0$$

telle que définie en 6.8 et qui, après pénalisation, donne la probabilité \mathcal{P}_{\pm}^0 pour un modèle donné de montrer un écart faible en terme de clustering, par rapport aux données.

Le résultat de ce test appliqué aux données d'Auger est présenté en figure 7.5 pour le cas d'une distribution homogène de sources, et en figure 7.6 pour le cas d'une distribution anisotrope de sources.

Pour bien visualiser le pouvoir discriminant individuel de chacun des deux tests, on a repris sur une même figure (7.4) les graphiques des figures 7.3 et 7.1.

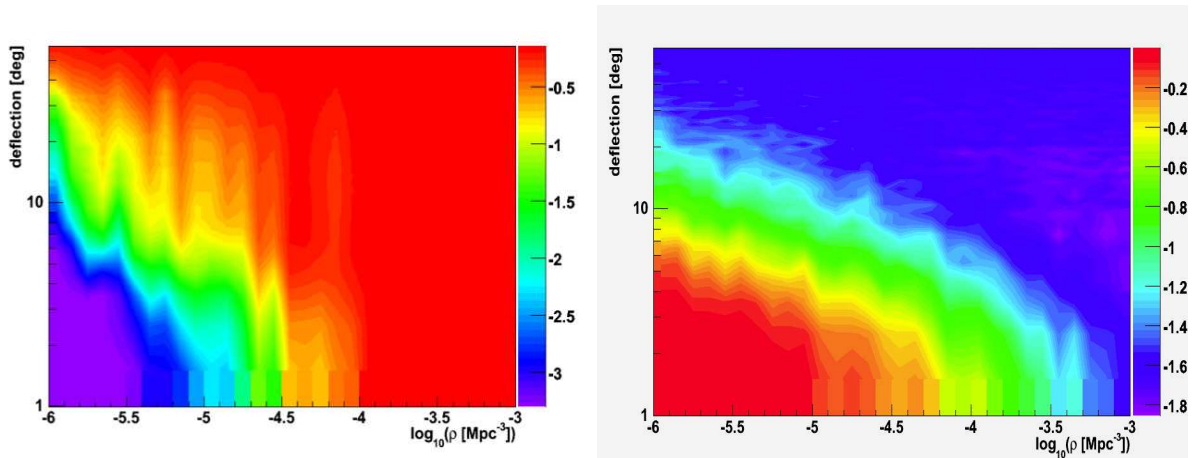


FIG. 7.4 – Pouvoir de rejet des deux tests pris individuellement, et utilisés pour construire le double-test. On a tracé \mathcal{P}_{\pm}^0 pour chaque modèle (n_s, δ) testé ($n_s \equiv \rho$). **Gauche** : on a cherché pour chaque modèle (n_s, δ) , la fraction minimum $\mathcal{P}_{\pm, \min}^0$ des simulations dudit modèle ayant *moins* de paires que les données d’Auger. Les données étant assez peu clusterisées, il est difficile pour un modèle à peu de sources et petites déflexions d’avoir encore moins de paires que les données. C’est pourquoi la zone (violette) concentrée en bas à gauche donne des petites fractions et donc des petites \mathcal{P}_{\pm}^0 (cf. figure 6.10). **Droite** : on a cherché pour chaque modèle (n_s, δ) , la fraction minimum $\mathcal{P}_{\pm, \min}^0$ des simulations dudit modèle ayant *plus* de paires que les données d’Auger. Les données étant assez peu clusterisées, il est aisé pour un modèle à peu de sources et petites déflexions d’avoir *plus* de paires que les données, car ce sont des modèles fortement anisotropes, qui donnent aisément un fort clustering, tout du moins plus que les données. C’est pourquoi la zone (rouge) concentrée en bas à gauche donne des grandes fractions et donc des grandes \mathcal{P}_{\pm}^0 (cf. figure 6.10). A l’inverse, les modèles peu clusterisés (densité et déflexions fortes) donnent rarement un clustering plus important que les données, et les fractions observées, tout comme leur \mathcal{P}_{\pm}^0 associée, sont faibles : c’est une zone où les modèles sont rejetés avec une significativité supérieure à 98%.

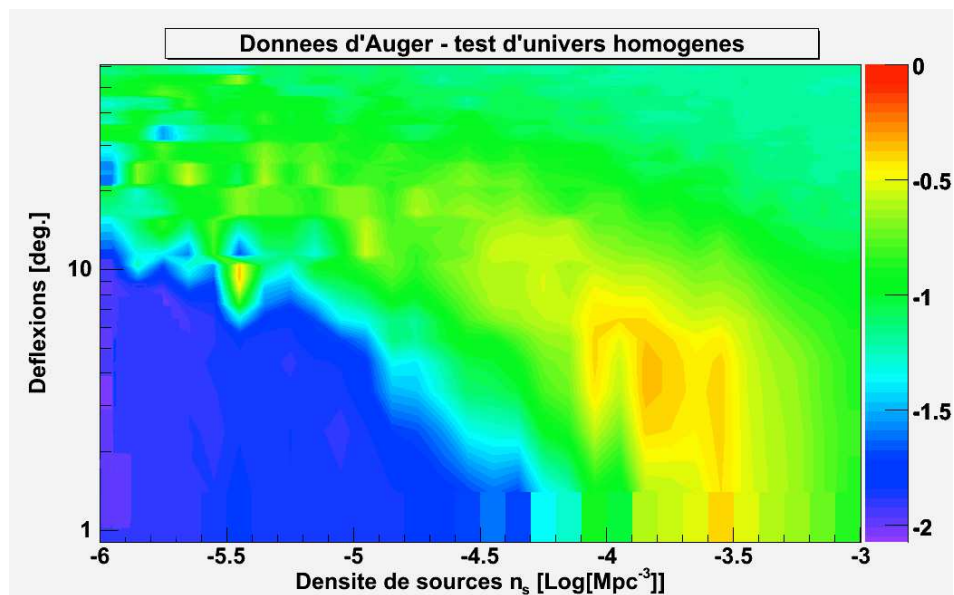


FIG. 7.5 – Double-test appliqué aux modèles homogènes avec les données d’Auger accumulées pendant 6 ans. Log. de \mathcal{P}_{\pm}^0 pour tous les (n_s, δ) analysés. Voir texte pour une discussion de ce résultat.

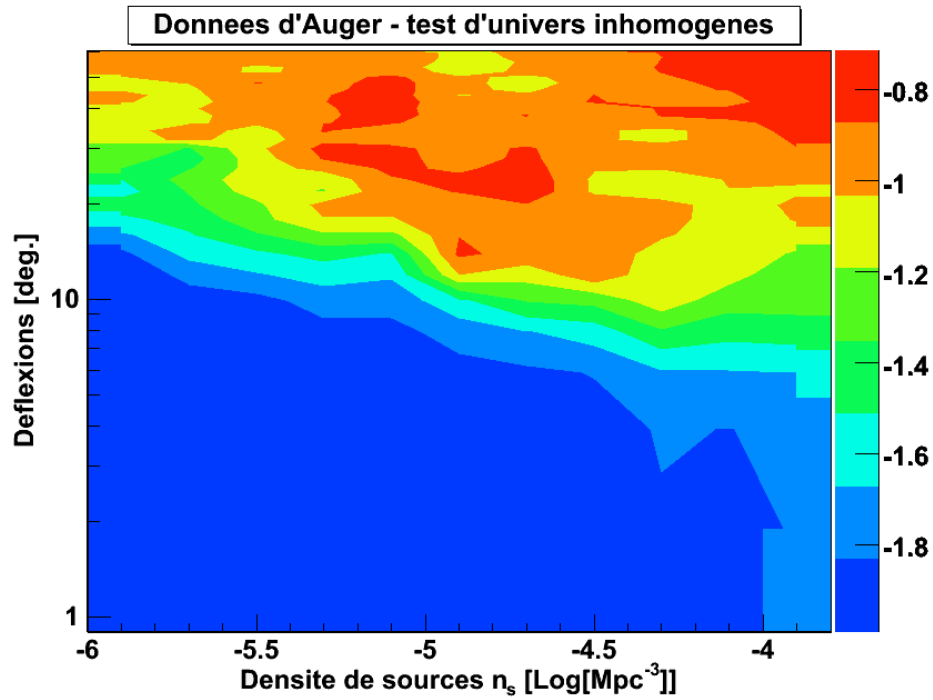


FIG. 7.6 – Double-test appliqué aux modèles anisotropes avec les données d’Auger accumulées pendant 6 ans. Log. de \mathcal{P}_{\pm}^0 pour tous les (n_s, δ) analysés. Ce graphique est préliminaire, la statistique des simulations ($\sim 10^4$) n’est pas entièrement achevée. Néanmoins, elle est suffisante pour avoir une bonne idée du résultat final. Voir texte pour une discussion de ce résultat.

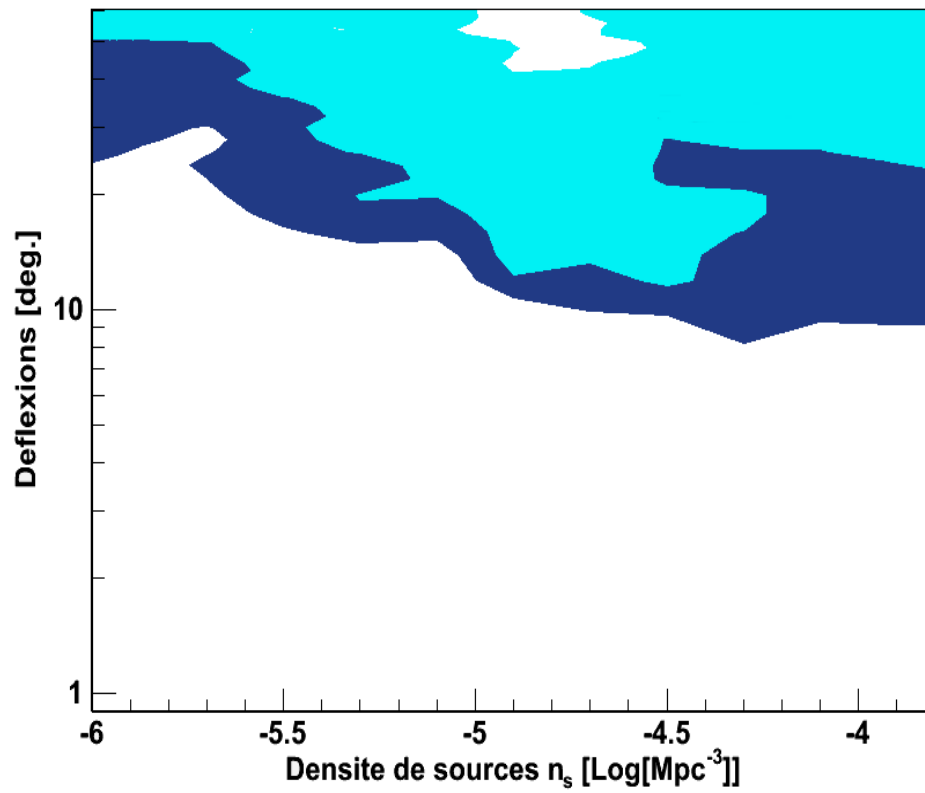


FIG. 7.7 – **Données d’Auger** : régions de confiance à 90% (bleu clair) et 95.45% (bleu foncé) dans le plan (n_s, δ) des univers inhomogènes (2MRS).

7.4 Conclusion

De cette étude étalée sur deux chapitres, on peut tirer deux conclusions majeures :

Si la distribution des sources était effectivement homogène, le modèle le plus favorisé par les données (du strict point de vue des anisotropies) se situerait à $(10^{-3.85}, 4.2^\circ)$ dans l'espace des paramètres (n_s, δ) .

Si la distribution des sources était effectivement bien tracée par le catalogue 2MRS, le modèle le plus favorisé par les données (du strict point de vue des anisotropies) se situerait à $(10^{-4.72}, 30^\circ)$ ou dans une zone $(> 10^{-3.9}, > 10^\circ)$ dans l'espace des paramètres (n_s, δ) .

Dans tous les cas, les zones favorisées le sont avec la même significativité, et les zones exclues ($> 98\%$) sont essentiellement les modèles avec peu/moyennement de sources et de faibles déflexions.

Le fait que les zones exclues et favorisées ne soient pas les mêmes dans les deux cas est lié à la différence très importante faite sur les deux hypothèses : dans un cas, on prend l'hypothèse d'une distribution homogène des sources qui se rapproche par construction d'une distribution isotrope lorsque les densités deviennent importantes. Dans l'autre cas, on prend l'hypothèse d'une distribution de sources inhomogène (\equiv anisotrope), où un signal intrinsèque assez fort d'anisotropie est présent.

Les données étant faiblement anisotropes, elles seront plus facilement capables de rejeter les modèles du deuxième cas, et ceux-ci devront avoir une grande densité et de grandes déflexions pour leur être compatibles. Il est donc naturel que les zones exclues et favorisées soient différentes pour les deux hypothèses.

On a pu voir (chapitre 6) qu'une statistique plus importante d'événements favorisait l'exclusion de modèles, mais seulement dans la mesure où l'arrivée des nouveaux événements conservait plus ou moins le même signal d'anisotropie³. Dans tous les cas, le bénéfice est l'obtention d'un signal plus fort, et dans le cadre du double-test, la capacité à rétrécir le « fuseau » (voir paragraphe précédent) et mieux contraindre l'espace des paramètres. La statistique d'Auger devrait dépasser la centaine d'événements au-delà de 57 EeV à la fin 2011, et l'on s'attend à ce que le signal d'anisotropie obtenu alors soit une bonne estimation du signal moyen (il semble que l'on ait eu pour l'instant une fluctuation positive (jusqu'à la mi-2007) suivie d'une fluctuation négative de celui-ci, voir la figure 2.30).

Enfin, cette analyse s'inscrit définitivement dans la construction du modèle global de concordance (chapitre 9). En effet, on saura que considérer des densités entre $10^{-4.5}$ et 10^{-6} est marginal si les déflexions modélisées sont faibles. Nous allons appliquer cette information aux cas de compositions mixtes traités dans la seconde partie de

³Ce qui n'est pas le cas des données d'Auger.

cette thèse. C'est donc un résultat qui apporte une information claire sur la densité des sources : on peut ajuster les modèles phénoménologiques par cette plage de densités. Une contrainte indépendante sur le champ serait décisive dans la quête des sources. Couplée à ce double-test, on pourrait extraire la densité effective de sources la plus probable, au regard de l'étude. Rappelons que cette densité effective serait la densité réelle si les sources n'ont pas de variabilité ou de variance (en luminosité) trop élevée.

C'est l'intégration des données issues du spectre angulaire d'Auger qui nous permet de consolider l'édifice global de concordance (voir chapitre 9 de cette thèse), à savoir un modèle qui ne saurait donner trop (ou pas assez) de clustering relativement aux données⁴.

L'analyse des données, et en particulier de leur spectre angulaire, n'est pas terminée pour autant. Nous nous sommes attachés ici à bâtir un test phénoménologique des données. Dans le but de tester l'hypothèse d'isotropie avec une sensibilité accrue, et c'est ce à quoi nous incite le résultat de 6.2, nous avons, en collaboration avec C. Lachaud, construit et qualifié un outil nouveau : la percolation. C'est l'objet du dernier chapitre.

⁴Nous étudions aussi le cas de Centaurus A qui donne l'essentiel du signal d'anisotropie d'Auger et le cas de Virgo, qui n'en donne aucun.

Chapitre 8

Analyse des données par la percolation

8.1	Sélection des événements	225
8.2	Analyse par la percolation	227
8.2.1	Méthode générale	227
8.2.2	Choix de statistiques pertinentes	237
8.2.3	Utilisation des observables et scan sur E et α	244
8.2.4	Qualification avec la fonction de corrélation à deux points	248
8.2.5	Application aux données d'Auger	252
8.3	Conclusion	258

Résumé : Développement d'une méthode originale de détection des anisotropies, la percolation, renforçant les conclusions générales d'Auger. Qualification d'une observable statistique pertinente. Analyse directe des données d'Auger. On obtient une significativité faible de 89.7% de réjection de l'isotropie, pour un seuil en énergie de ~ 57 EeV et une échelle angulaire de 4° . Discussion de ce résultat et d'une analyse préliminaire des toutes dernières données.

Introduction

Parmi les observables dont on dispose après la détection d'un RCUHE par l'Observatoire Pierre Auger, sa direction d'arrivée et son énergie sont les plus riches. Elles nous permettent notamment de construire le spectre angulaire¹ des RCUHEs pour un seuil en énergie donné.

Dans le chapitre précédent, on a exposé une méthode permettant de tester les données sur des modèles d'univers. L'idée de ce chapitre est d'étudier plus avant le signal angulaire des données en effectuant un **test d'isotropie** sur celles-ci, mais à l'aide d'un outil nouveau, et que l'on espère plus sensible, la percolation.

Nous l'avons vu dans le chapitre 2.3.3, un des résultats majeurs de la collaboration Auger (voir [53]) fut de rejeter (à 99% de CL) l'hypothèse d'une direction d'arrivée des événements isotrope grâce à un test sur une distribution d'objets astrophysiques, les AGNs. Malheureusement, outre les conclusions délicates que cela suggère sans toutefois les énoncer, les paramètres de corrélation issus du scan (zone angulaire, énergie minimale, distance maximale des AGNs) ne sont pas des paramètres physiques. En particulier, on ne saurait assimiler la zone angulaire de corrélation (de 3.1 degrés) à l'amplitude de déviation par les champs magnétiques².

Le travail présenté ici propose d'étudier le signal d'anisotropie dans les données d'Auger à partir d'une méthode différente de l'analyse par autocorrélation, qui excluait l'isotropie (en 2008) avec une significativité de $\sim 98\%$. Nous chercherons donc (comme dans [53]) à quantifier la compatibilité des données avec l'hypothèse d'isotropie. L'idée est aussi de ne pas se limiter aux événements de plus haute énergie, mais de les considérer tous, jusqu'à 30 EeV, où la statistique avoisine les 500 événements (au printemps 2010). Ceci nous permettra d'étudier l'anisotropie présente dans le spectre angulaire à différentes énergies.

Commençons par expliciter les motivations concernant la sélection des événements.

8.1 Sélection des événements

Si les UHECRs sont des particules chargées, protons ou noyaux plus lourds, on s'attend à ce que leur trajectoire soit déviée par les champs magnétiques Galactiques et

¹On peut construire ce spectre en comptant le nombre de paires d'événements séparés par une distance angulaire inférieure à une échelle angulaire donnée, α , en fonction de α .

²Si c'était le cas, une conséquence simple serait de prévoir une corrélation d'autant plus forte que l'énergie des événements est élevée. Ceci n'est pas observé. Par ailleurs, le scan exploratoire du test fait par la collaboration induit un biais vers les petites échelles angulaires, car on optimise la significativité du signal et non le signal lui-même.

extragalactiques. L'intensité et l'orientation de ces champs n'est pas bien connue, mais puisque les déflexions sont inversement proportionnelles à l'énergie, l'effet est plus faible aux plus hautes énergies (en supposant que la composition ne change pas trop). C'est aux plus hautes énergies, donc aux plus hautes rigidités, que la direction d'arrivée du RCUHE aura plus de chance de pointer vers sa source. Nous avons vu par ailleurs que les effets de propagation (GZK et photo-désintégration) limitent le nombre de sources contributives au flux. Au-delà de 60 EeV, 90% des événements viennent de sources plus proches que ~ 200 Mpc. Bien que les données de plusieurs expériences aient montré une remarquable isotropie des rayons cosmiques jusqu'à 40 EeV, il y eut certaines mesures qui ont démontré une faible agrégation (on utilisera le terme de clustering³) aux petites échelles angulaires.

Dans [127, 130], AGASA a trouvé 8 paires séparées de 2.5° (cinq doublets et un triplet) parmi 59 événements au-dessus de 40 EeV, alors que seulement 1.7 sont attendus pour un flux isotrope. La probabilité que cet excès arrive par chance est de moins de 10^{-4} , et la significativité de ce résultat après pénalisation (due au scan sur les énergies et les échelles angulaires) est de 0.35% comme reporté dans [128]. L'observatoire HiRes n'a quant à lui trouvé aucun clustering significatif jusqu'à 5° et pour n'importe quel seuil en énergie au-dessus de 10 EeV (voir [131]), alors que les deux détecteurs observent le même ciel!

Au vu de ces considérations et des précédentes expériences, nous limiterons notre analyse aux événements de plus de 30 EeV, soit 426 événements (janvier 2010). C'est aussi une limite raisonnable qui nous affranchit de temps de calculs irréalisables.

Par ailleurs, nous appliquerons les sélections standards d'Auger concernant la qualité des événements. Il sont choisis T5, avec un angle zénithal inférieur à 60° , le cœur de la gerbe dans le détecteur et reconstruit dans un triangle de trois stations actives. On impose un critère plus restrictif que le T5 standard en ce que l'on requière que la station la plus chaude soit entourée de six stations actives au lieu d'au moins cinq. Enfin, on applique en plus le critère T5+ qui nécessite une couronne supplémentaire de stations actives autour du cœur. Ces sélections rigoureuses nous assurent d'une excellente reconstruction en énergie et direction (incertitude inférieure au degré).

³Le terme le plus proche est *agrégation*, un autre, convenable, est agglomération. Cependant, aucun ne nous a semblé complètement satisfaisant pour décrire le phénomène qui sous-entend un regroupement sans pour autant que ce soit compact. De plus, le terme « cluster » étant régulièrement usité au sein de la communauté, on préfère l'utiliser tout au long du chapitre. Le verbe associé est « clusteriser » (du premier groupe!) et l'amas est un « cluster ».

8.2 Analyse par la percolation

Le terme de percolation a été employé pour la première fois en 1957 par Hammersley pour désigner une transition de phase dans un système. C'est un phénomène de seuil, où l'information physique est relayée au travers d'un réseau de sites et de liens qui sont agrégés. Par exemple, en économie, la percolation étudie la propagation d'une information (technologie, prix, comportement etc.) sur une structure aléatoire et hétérogène où un ensemble d'éléments (agents, entreprises etc.) sont en réseau. La percolation a également été utilisée pour des études hydrodynamiques d'écoulements sur des parois (notamment lorsque de nombreuses gouttes indépendantes se connectent entre elles « d'un coup » et forment alors un réseau, où le fluide peut s'écouler).

Nous allons nous aussi faire usage de cette méthode pour tester l'isotropie sur les données d'Auger.

8.2.1 Méthode générale

L'idée générale est de mesurer le clustering des événements sur le ciel et de comparer cette mesure avec des réalisations isotropes. L'analyse étant récente, et les résultats tout neufs, nous adoptons une démarche pédagogique qui reflète le cheminement de notre réflexion au cours de cette étude.

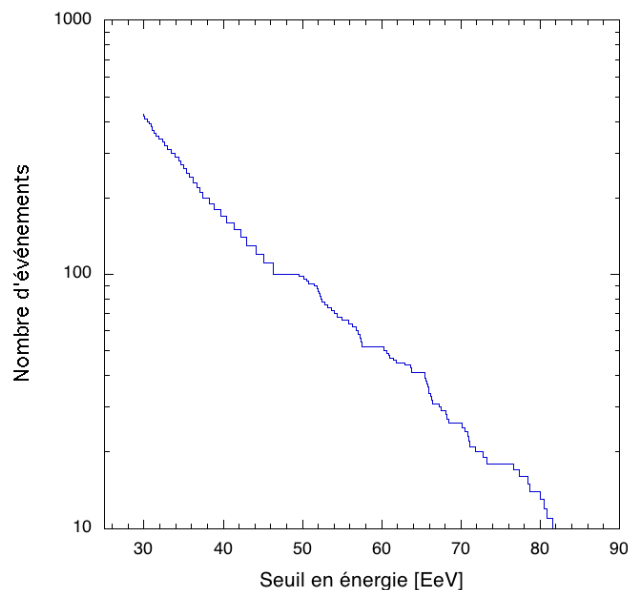


FIG. 8.1 – Nombre d'événements mesurés par Auger en fonction du seuil en énergie. Ce sont les valeurs utilisées dans l'analyse.

Le clustering est étudié avec une résolution de 1 degré pour toutes les échelles

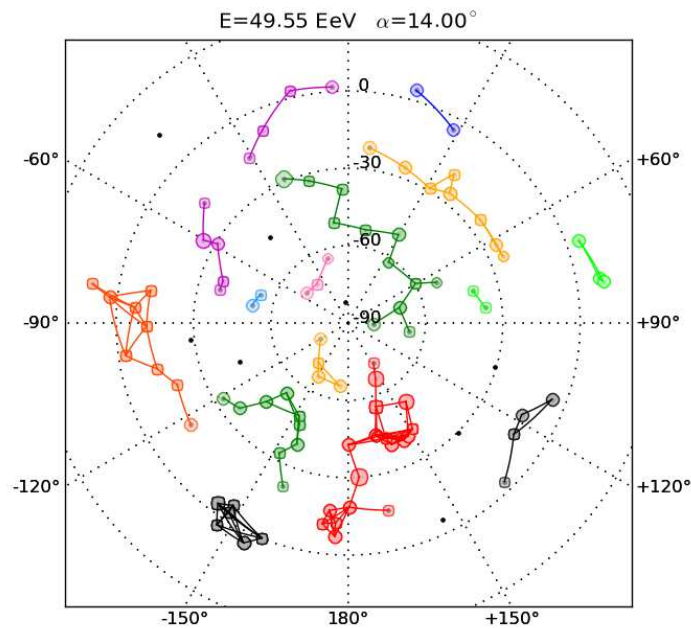


FIG. 8.2 – Simulation d'un ciel d'événements-test isotropes et pondérés par la couverture du SD d'Auger. On a choisi une statistique de 100 événements, qui correspond à un seuil en énergie de 49.55 EeV et une échelle angulaire (14°) qui permettent de bien voir la formation des clusters.

angulaires de 1 à 30 degrés, et pour des seuils en énergie échelonnés à partir de 30 EeV comme suit :

on part des 10 événements les plus énergétiques; on ajoute (toujours en allant dans le sens des énergies décroissantes) les suivants un par un jusqu'à en atteindre 50, puis deux par deux jusqu'à en atteindre 100, et enfin 10 par 10 jusqu'à atteindre le dernier événement d'énergie supérieure ou égale à 30 EeV. Il y a 426 événements au-dessus de 30 EeV, on obtient donc 99 bins en énergie.

On présente sur le graphique de la figure 8.1 la statistique de ces événements en fonction du seuil en énergie, telle qu'elle était en janvier 2010.

Nous allons donner un exemple afin d'illustrer clairement la méthode.

Supposons un ciel d'événements pour un seuil en énergie fixé, par exemple 49.55 EeV : cela fixe donc la statistique des événements sur le ciel, 100 événements dans ce cas. Supposons aussi une échelle angulaire fixée, par exemple 14 degrés. On regroupe alors les événements séparés de moins de 14 degrés entre eux. Cela forme des groupes

d'événements, appelés clusters. On peut visualiser le ciel ainsi obtenu sur la figure 8.2. On remarque la formation de 15 clusters, et de 8 événements n'appartenant à aucun cluster (nous verrons qu'on peut aussi les voir comme des "clusters à un événement"). Le plus gros cluster comporte 18 événements et le plus petit, deux événements.

Pour un seuil en énergie fixé, lorsque l'échelle angulaire du scan augmente, les événements vont de plus en plus se regrouper en de moins en moins de clusters qui seront de plus en plus gros. Au-delà d'un certain seuil angulaire, tous les événements seront regroupés au sein d'un unique cluster dont la taille sera le nombre total d'événements sur le ciel (c'est le sens originel du terme percolation). Dans notre exemple précédent, cela se produit à une échelle angulaire de 26° . À titre pédagogique, nous allons montrer dans les figures suivantes (8.3) l'effet sur la formation des clusters de quelques étapes du scan angulaire, pour un seuil fixé en énergie de 49.55 EeV (correspondant à 100 événements). On peut remarquer que :

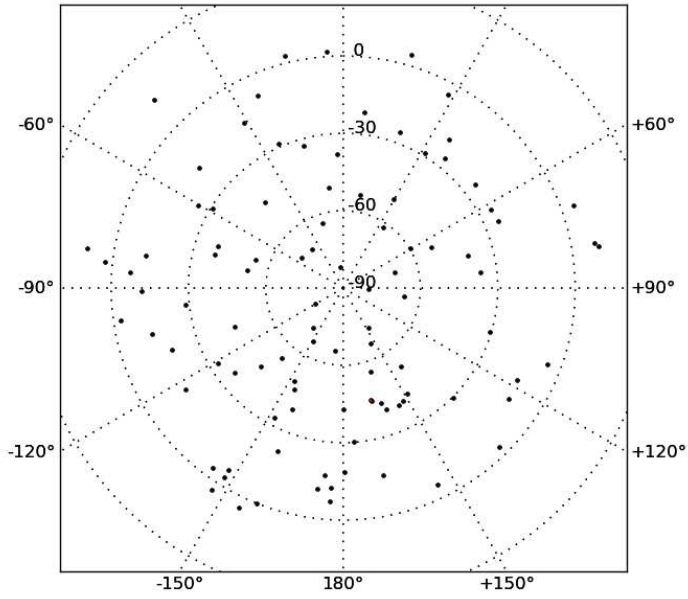
- aucun événement ne percole à moins de 1° ;
- il se forme un cluster à moins de 2° et trois clusters à moins de 3° ;
- entre 4° et 10° , le nombre de cluster augmente, mais leur taille, évoluant peu, reste inférieure à 7 événements ;
- entre 10° et 14° , il est intéressant de noter que les événements qui n'étaient jusque-là pas clusterisés se regroupent au sein d'un cluster existant, ainsi on a tendance à observer que la taille des clusters grandit alors que leur nombre varie peu ;
- entre 15° et 19° , le nombre (8) et la taille des clusters varie peu ;
- le seuil de 20° induit un brusque saut, où il ne reste que deux gros clusters qui finiront par se regrouper à 26° .

Commentaires et motivations

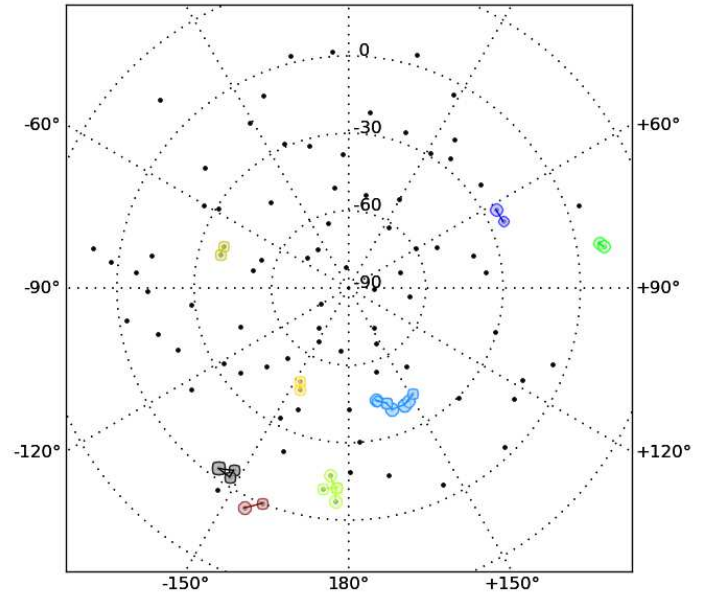
Les motivations qui nous ont conduit à choisir la percolation comme l'outil de notre étude sont de deux ordres :

- motivation astrophysique : on s'attend à une présence de sources dans le ciel réparties selon une distribution particulière, qui nous est aujourd'hui hors de portée. Les déflexions étant diminuées aux rigidités les plus élevées, une idée raisonnable est la présence de quelques événements provenant d'une même source (ou de sources très proches), qui seront alors proches dans le ciel. La percolation est une méthode d'analyse sans doute bien efficace pour détecter leur présence. D'autre part, la présence de champs turbulents qui produiraient des distributions locales circulaires d'événements et la présence d'un champ régulier non-uniforme qui peut dominer sur une partie du ciel et être plus faible ailleurs, peuvent tous

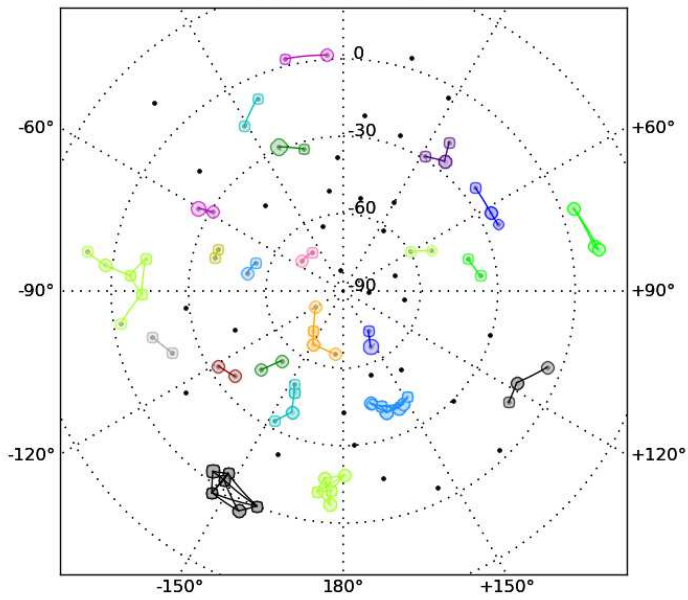
E=49.55 EeV $\alpha=1.00^\circ$



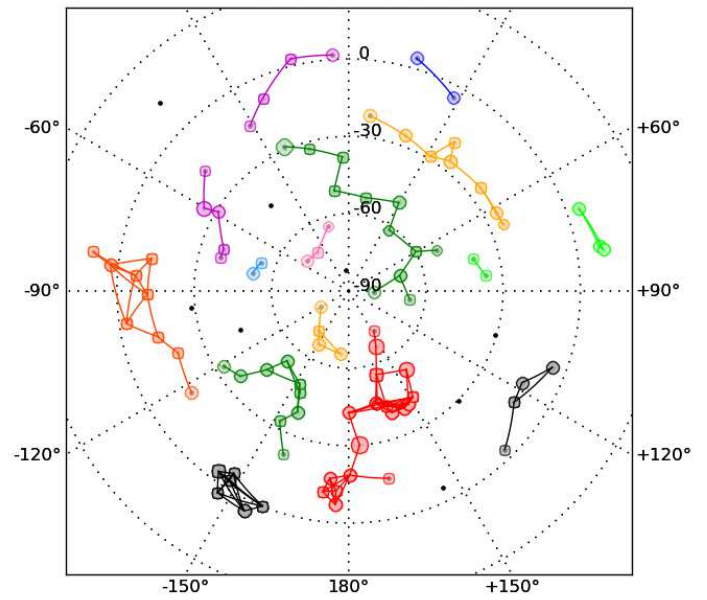
E=49.55 EeV $\alpha=5.00^\circ$



E=49.55 EeV $\alpha=10.00^\circ$



E=49.55 EeV $\alpha=14.00^\circ$



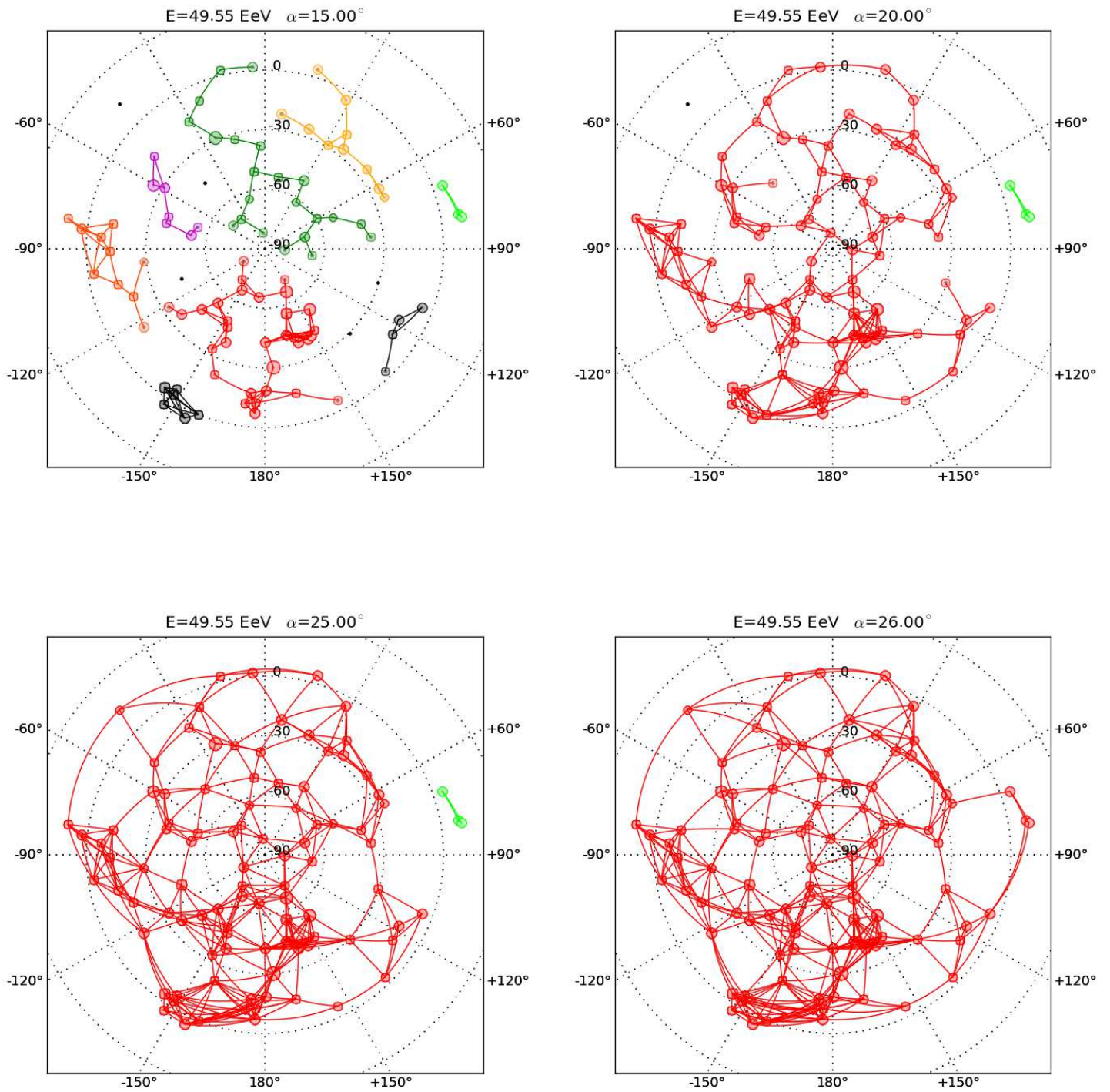


FIG. 8.3 – Percolation d'événements simulés (cf. texte).

- deux échelonner les événements selon des amas et/ou des filaments, et la percolation est capable de s'adapter à toutes ces formes variables ;
- motivation statistique : quel que soit le signal d'anisotropie présent (ou non !) dans le ciel, il doit être « extrait » par une méthode suffisamment sensible. Si l'on reprend l'exemple précédent où quelques événements arrivent regroupés sur le ciel, on cherche à ce que ces événements percolent rapidement, c'est-à-dire qu'ils soient regroupés au sein d'un même cluster, alors que celui-ci serait *très fortement improbable* dans le cas de directions d'arrivée isotropes. C'est toute l'essence de la méthode de percolation d'être à la fois sensible à une anisotropie, mais surtout à *n'importe quel* type d'anisotropie : qu'elle soit globulaire comme dans l'exemple précédent ou à majorité filamentaire. Et enfin, que l'on puisse détecter ce signal quel que soit le seuil en énergie auquel il apparaît.

La recherche d'un signal d'anisotropie conduit nécessairement à définir des observables qui y soient sensibles.

Les observables sont des nombres qui sont sensibles soit au processus global de clustering (par exemple en comptant le nombre total de clusters), soit qui caractérisent plutôt les clusters eux-mêmes (par ex., taille moyenne ou taille maximale des clusters).

Ci-dessus, nous en avons déjà évoqué deux observables : le nombre de clusters et leur taille. Mais il y a bien d'autres observables que l'on peut définir et caractériser, ce sera l'objet de la prochaine section.

Mais avant de traiter cela, nous allons discuter d'un effet important à prendre en compte dans la formation des clusters.

Prise en compte de la couverture d'Auger

Dans le cas le plus général, une exposition non uniforme de la sphère céleste conduit inévitablement à surpeupler certaines régions du ciel par rapport à d'autres. Cet effet, dans le cadre d'Auger, est parfaitement mesurable et quantifiable. En effet, aux énergies considérées, la couverture (ou exposition) du ciel est purement géométrique, car la probabilité de détection d'un événement au-delà de 30 EeV est largement saturée à 100%. La couverture dépend donc uniquement de la déclinaison δ en coordonnées équatoriales. On peut visualiser sur la figure 8.4 la carte de couverture du SD d'Auger en coordonnées équatoriales.

L'effet de la non-uniformité sur la formation des clusters est simple : premièrement, la fraction du ciel vue par Auger⁴ est de $\sim 40\%$. Nécessairement donc, la formation des

⁴On se limite aux événements dont l'angle zénithal est inférieur à 60° .

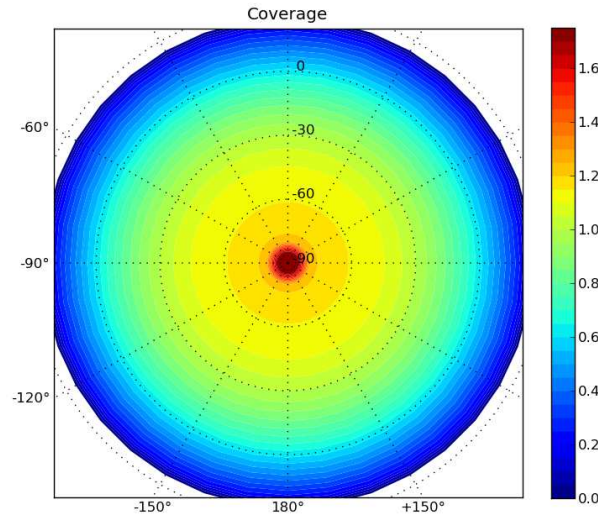


FIG. 8.4 – Couverture (ou exposition) du SD d’Auger en coordonnées équatoriales. Le point central correspond au pôle sud équatorial qui est un point de symétrie de la couverture et celui où elle est maximale.

clusters ne peut évoluer au-delà d’une échelle angulaire de 115° , et s’arrête généralement bien avant. D’autre part, les zones à forte exposition auront tendance à concentrer plus d’événements que les zones moins couvertes, et donc à agréger artificiellement plus d’événements. Ceci va notamment biaiser l’analyse en créant du signal dans une zone du ciel où celui-ci n’est peut-être pas plus important que dans une autre région du ciel, où la couverture serait plus faible. L’idée de la méthode, nous l’avons vu, est de comparer des données avec des réalisations isotropes. On pourrait donc, pour comparer ce qui est comparable, et comme cela est fait dans les analyses d’autocorrélation (voir le chapitre précédent), se contenter de reproduire la couverture non-uniforme d’Auger dans les simulations isotropes, ce qui nous permettrait de comparer ces dernières directement avec les données, sans avoir à appliquer un quelconque facteur correctif.

Pour bien se convaincre de l’insuffisance de cette solution, prenons un exemple illustratif : supposons une zone petite sur le ciel et bien couverte, et une grande zone assez mal couverte. De nombreux clusters apparaîtront dans la zone bien couverte, et l’on biaisera le nombre de clusters et leur forme, mais on fera surtout *apparaître* des clusters dans une direction privilégiée du ciel, mais des simulations isotropes le feront tout autant, et le signal (*i.e.* la présence de clusters) ne sera alors pas du tout significatif (car l’hypothèse d’isotropie sera tout à fait capable de le reproduire). Il faudra attendre une exposition suffisante (ce peut être long...) de la grande zone (qui pourrait contenir l’essentiel du véritable signal) pour contrecarrer ce manque de significativité.

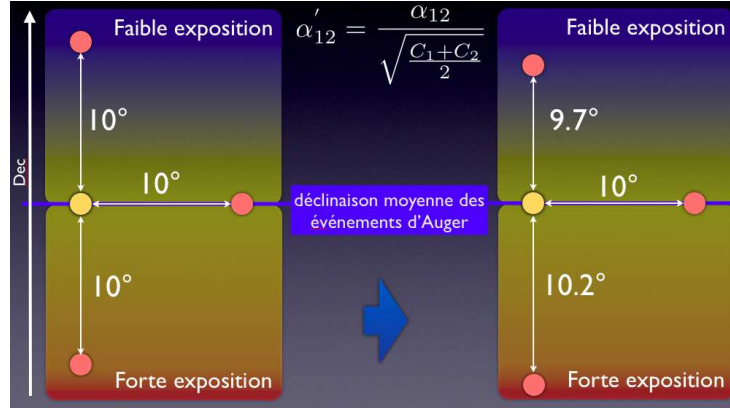


FIG. 8.5 – Prise en compte de l’effet de la couverture sur le clustering des événements. Pour éviter de biaiser l’analyse à cause de sa non-uniformité, on définit une distance effective en lieu et place de la distance angulaire. La pondération permet d’approcher le cas idéal d’une couverture uniforme. On prend l’exemple d’événement séparés d’une distance angulaire réelle de 10° .

C’est pourquoi se contenter de reproduire la couverture non-uniforme d’Auger pour les simulations isotropes est une solution insuffisante dans une analyse par percolation⁵.

Afin de parer à cet effet de non-uniformité, nous allons pondérer la distance angulaire réelle entre les paires d’événements par un facteur prenant en compte leur différente exposition par Auger. La référence (facteur correctif égal à 1) est choisie pour les paires d’événements situés à la même déclinaison, égale à la déclinaison moyenne des événements d’Auger (on l’obtient avec les données).

On définit donc la distance angulaire *effective* :

$$\alpha'_{12} = \frac{\alpha_{12}}{\sqrt{\frac{C_1 + C_2}{2}}} \quad (8.1)$$

où α_{12} est la distance angulaire mesurée entre les deux événements 1 et 2, C_i est le poids de la couverture de l’événement i , normalisé à 1 pour la direction ayant la plus forte exposition⁶ et nul pour les zones non-exposées.

D’autre part, en nous inspirant de [132], nous avons étudié l’influence de la forme analytique du facteur correctif sur la percolation : si l’on prend par exemple la moyenne des racines carrées plutôt que la racine carrée de la moyenne des C_i , la percolation reste quasi-inchangée et les résultats restent identiques. Si par contre, on ne corrige pas du tout, la percolation devient moins sensible au signal d’anisotropie, dans le cas où le

⁵Comme l’ont aussi montré les auteurs de l’analyse par Minimum Spanning Tree [132].

⁶C’est précisément le pôle sud céleste.

signal n'est pas dans la zone sur-exposée⁷. On a schématisé sur la figure 8.5 le passage des distances angulaires observées aux distances angulaires effectives.

Soulignons enfin que pour toutes les simulations MC isotropes considérées dans cette étude, la couverture d'Auger est prise en compte.

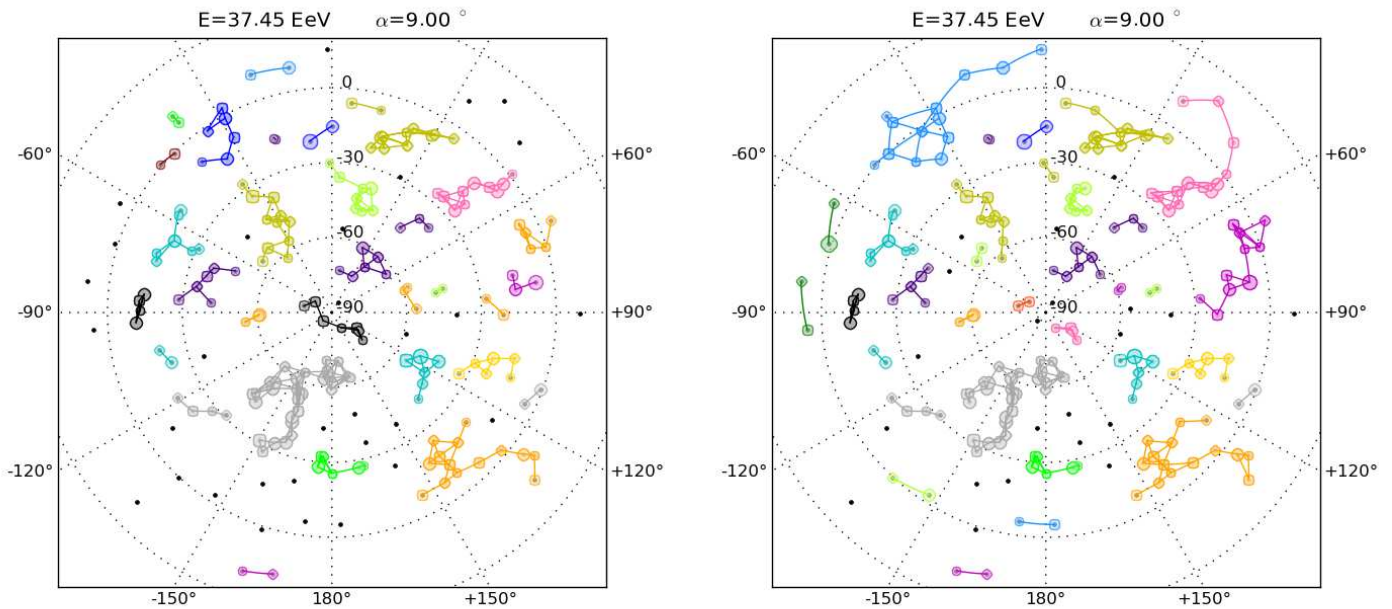


FIG. 8.6 – Percolation appliquée à un ciel générique (cf texte). Il y a 210 événements (\equiv seuil en énergie de 37.45 EeV) et l'échelle angulaire considérée est de 9° . **Gauche** : le facteur correctif n'est pas appliqué. **Droite** : le facteur correctif est appliqué. Un des effets remarquables de la correction est l'apparition de nouveaux clusters (à gauche de l'image de droite par exemple, dans une zone de faible exposition, deux clusters verts sont apparus). Parallèlement, certains clusters fusionnent (ceux en haut à droite de l'image de gauche). On peut voir que la correction ne change que marginalement le nombre de clusters (34 au lieu de 33). Mais c'est le nombre total d'événements clusterisés qui est notablement plus important (12 en plus dans le cas corrigé). Notons aussi qu'un événement proche de $Ra, Dec = (-65^\circ, -50^\circ)$ a été retiré de son cluster (violet), et illustre bien le fait que la correction a tendance à légèrement « écarter » les événements les uns des autres dans les zones à forte exposition (on remarque aussi qu'en plein centre, un cluster a été coupé en deux après application du facteur correctif).

Pour bien visualiser cet effet de non-uniformité, on montre la percolation appliquée

⁷Voir section suivante avec les scans sur des ciels anisotropes.

à un cas générique⁸ dans le cas où la correction de la couverture non-uniforme est appliquée, et dans le cas où elle ne l'est pas (figure 8.6). Plusieurs effets remarquables sont discutés dans la légende.

⁸Ici, on a choisit tout simplement de prendre les données d'Auger pour un seuil en énergie de 37.45 EeV et une échelle angulaire de 9°. C'est bien entendu à titre purement illustratif.

8.2.2 Choix de statistiques pertinentes

Nous avons déjà évoqué la nécessité de définir des observables statistiques à partir d'un ciel percolé⁹. Deux observables sont évidentes et ont été mentionnées au précédent paragraphe : le nombre total de clusters et leur taille moyenne. Il est évident que celles-ci sont totalement corrélées puisque leur produit est égal au nombre total d'événements sur le ciel. Nous avons mentionné que d'innombrables observables peuvent être définies, toutes étant sensibles à tel ou tel type d'anisotropie.

L'objectif final de l'étude étant d'appliquer la percolation aux données d'Auger, nous nous sommes bien gardés d'utiliser celles-ci afin d'optimiser le choix de l'observable, ce qui serait alors un scan à posteriori. Cela impliquerait notamment de ne plus pouvoir recourir aux données utilisées pour le scan, comme l'a fait la collaboration Auger pour le test d'isotropie avec les AGNs (voir section 2.3.3).

L'indépendance entre le choix des observables et les données est un point fondamental de l'étude et permet par ailleurs de ne pas être biaisé par les données réelles. En outre, cela nous affranchit d'artifices statistiques toujours délicats, comme la pénalisation à posteriori (et la manière de la mettre en œuvre), et de la difficulté d'être conclusif après l'observation d'un éventuel signal dans les données.

Toutes les observables imaginées ont donc d'abord été testées sur des *modèles* d'univers anisotropes (et surtout **sans regarder les données**) essentiellement modélisés grâce à la distribution locale de la matière en utilisant le catalogue de galaxies 2MRS¹⁰. On peut voir les cartes du ciel correspondant au catalogue 2MRS utilisé dans l'analyse sur la figure 8.7. Nous avons pris soin de comparer la sensibilité des observables de percolation par rapport à une analyse d'autocorrélation (ou fonction de corrélation à deux points, dont l'observable est le nombre de paires N_{2pt}). On a donc totalement qualifié puis sélectionné les observables pertinentes à l'aide de modèles anisotropes, parfaitement indépendant des données réelles.

Le nombre total d'observables étudiées fut de 8. Je définis ci-après chacune d'elles en rappelant leur motivation. On s'appuiera sur la figure 8.8 pour mieux visualiser les moments de leur distribution (moyenne, variance etc.) dans le cas de réalisations isotropes.

⁹Un ciel percolé est un ciel auquel on a appliqué la percolation, pour tous les 99 seuils en énergie et toutes les échelles angulaires de 1° à 30° .

¹⁰Voir 6.1 du chapitre précédent. Le catalogue 2MRS est un relevé des galaxies jusqu'à des redshifts de 0.1. Nous avons sélectionné les sources à une distance inférieure à 190 Mpc et d'une magnitude plus petite qu'un seuil fixé permettant d'avoir un catalogue complet, dont la densité est non biaisée par la luminosité.

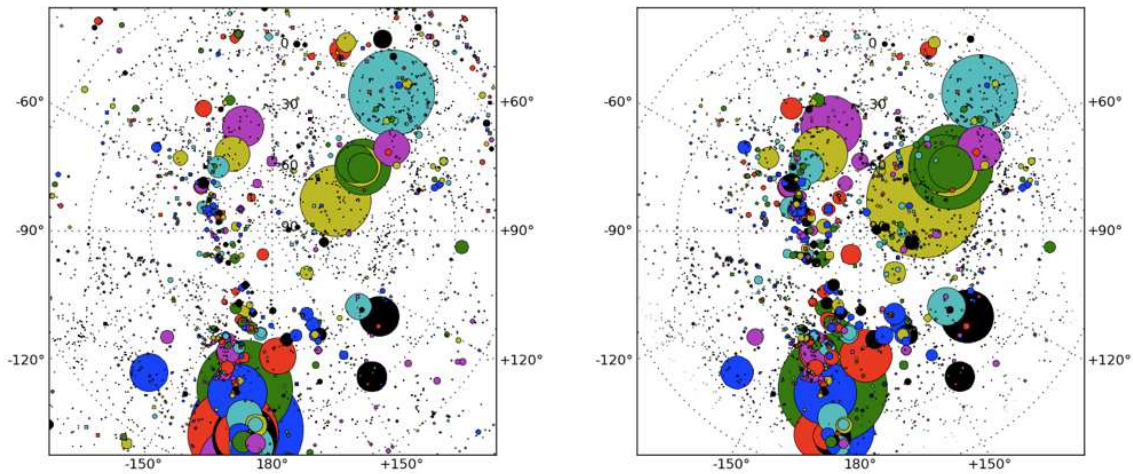


FIG. 8.7 – Cartes en coordonnées équatoriales (centrées sur le pôle sud équatorial) des sources du catalogue 2MRS utilisé dans l’analyse. Le diamètre des disques est proportionnel à $1/z^2$ où z est le redshift de la source. On a exclu sur ces cartes les deux sources les plus proches pour une meilleure visibilité. **Gauche** : sans pondération par la couverture d’Auger. **Droite** : avec pondération par la couverture d’Auger. Cela privilégie les sources près du pôle et donne un poids très faible aux sources du bord. On remarque dans les deux cas la distribution fortement anisotrope des sources.

- le nombre total de cluster N_c (d’au moins deux éléments) : que les événements soient regroupés en de nombreux amas (beaucoup de clusters aux petites échelles angulaires) ou en filaments (peu ou beaucoup de clusters, avec brusque saut à une échelle angulaire caractéristique), on remarque que cette observable y est sensible, mais présente le désavantage d’une dynamique assez pauvre, car il y a à 2 sigmas (soit 95% des fois), entre 0 et 11 clusters dans le cas de réalisations isotropes. En outre, peu de clusters ne signifie pas une faible anisotropie, c’est parfois tout le contraire. C’est donc un écart au nombre moyen de clusters qui serait plus pertinent, mais bien plus difficile à mettre en œuvre statistiquement, notamment pour le calcul des significativité. Néanmoins, elle est *a priori* sensible à de nombreux types d’anisotropies, ce qui nous a conduit à la considérer ;
- le nombre total d’événements « clusterisés » N_{tot} : observable très sensible aux signaux d’anisotropie faibles, mais qui sature rapidement (dynamique encore limitée), car au-delà d’une échelle caractéristique, un immense cluster agglomère la quasi-totalité ou la totalité des événements, ce qui a pour effet de saturer l’observable. Cependant, au vu du signal d’anisotropie relativement faible (ou nul)

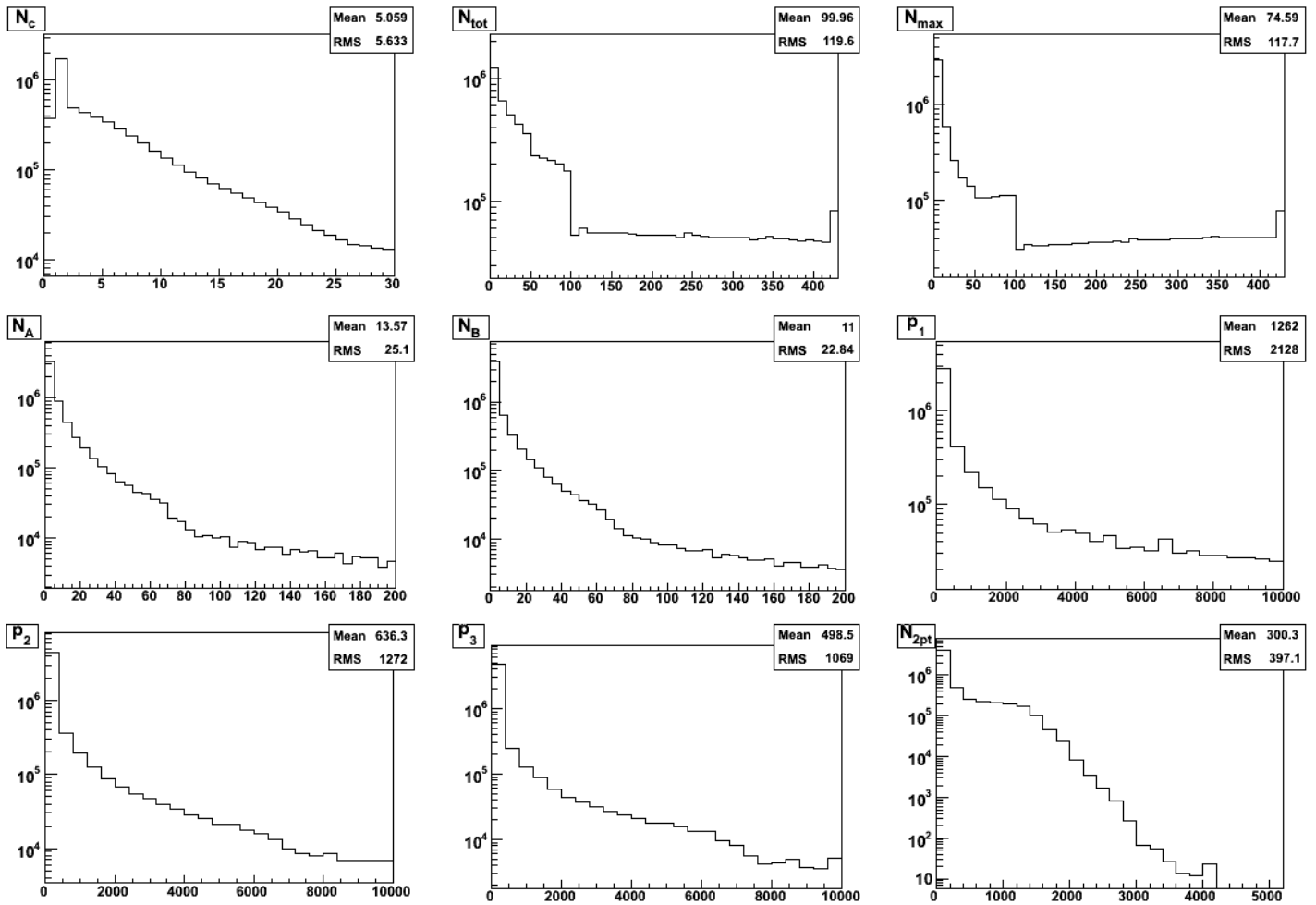


FIG. 8.8 – Distribution des valeurs des huit observables que l’on a définies, ainsi que du nombre de paires utilisé dans l’autocorrélation. Ces distributions ont été obtenues pour 6×10^6 réalisations isotropes (pondérées par la couverture d’Auger) auxquelles on a appliqué la percolation, pour tous les seuils en énergie et échelles angulaires. Elles permettent de visualiser la dynamique de chaque observable. Pour chacune, la moyenne et l’écart type sont affichés.

mesuré par les expériences précédentes, de l’absence de filaments manifestes et/ou d’amas apparents, nous avons préféré conserver cette observable qui était à notre sens et *a priori* la meilleure pour détecter des anisotropies « physiques », c’est-à-dire quelques amas légèrement agglomérés et dispersés¹¹ ;

¹¹Ce n’est pas parce que le scan est interdit sur les données d’Auger, pour éviter les *a priori*, que nous ne pouvons pas nous inspirer des résultats des expériences précédentes qui ne montraient pas une anisotropie « extrême ». Dans tous les cas, même sans données, cette observable est naturelle et intuitive *a priori*.

- la taille du plus gros cluster N_{max} : c'est le nombre d'événements du plus gros cluster. Cette observable, avant le scan sur les modèles anisotropes, était selon nous la plus prometteuse, *ie* la plus sensible à un signal d'anisotropie, et la plus discriminante par sa dynamique, et par sa qualité d'être strictement croissante en fonction de l'échelle angulaire considérée. On remarque qu'elle sera sensible et discriminante (par rapport à l'isotropie) pour de nombreux cas intuitifs, car il y aura toujours une échelle angulaire particulière où un excès sera détecté. On s'attend en effet à ce que dans le cas isotrope, N_{max} varie plus lentement et surtout moins brusquement que dans n'importe quel cas anisotrope ou extrême (voir ci-dessus) ;
- la norme N_A (aussi notée $NormA$) définit comme l'écart type de la taille des clusters, en considérant tous les clusters (N'_c), même les singletons à un élément :

$$N_A = \sqrt{\sum_{i=1}^{N'_c} (n_i - \langle n_i \rangle)} \quad (8.2)$$

où n_i est la taille (nombre d'éléments) du i -ème cluster. L'écart type jouit d'une bonne dynamique et est sensible aux gros comme aux petits clusters, relativement au cas isotrope.

- la norme N_B (aussi notée $NormB$) définit comme l'écart type de la taille des clusters, mais cette fois en ne considérant pas les singletons :

$$N_B = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_c} (n_i - \langle n_i \rangle)} \quad (8.3)$$

;

- le produit p_1 défini comme le produit de N_{tot} par N_{max} . En effet, nous attendions une corrélation assez faible¹² entre ces deux observables en-dehors des cas proches de la saturation (c'est-à-dire lorsque N_{max} est loin de son maximum N_{tot}). L'idée était d'amplifier les brusques sauts que connaissent ces observables à des échelles angulaires différentes, afin de construire une observable plus discriminante que chacune d'elle prises individuellement, et sur une plus grande plage d'échelles angulaires ;
- le produit p_2 défini comme le produit de N_{tot} par N_B . De même nous souhaitons utiliser la capacité de N_{max} à brusquement se démarquer (par valeur inférieure ou supérieure) des cas isotropes lorsque des amas sont présents dans les données.

¹²Une forte corrélation entre les deux observables impliquerait une totale futilité de leur produit en terme de gain d'information.

On s’attendait par ailleurs à une corrélation suffisamment faible entre ces deux observables pour que le gain discriminant soit significatif ;

- le produit p_3 défini comme le produit de N_{tot} par N_A .

A des fins exploratoires, nous avons extrait les distributions de chacune des 8 observables ainsi que celle d’autocorrélation (nombre de paires distantes de moins de α) pour des réalisations MC isotropes. La figure 8.8 montre ces distributions pour toutes valeurs de (E, α) , c’est-à-dire après scan sur tout le plan des paramètres. La figure 8.9 montre ces distributions pour des valeurs fixées de (E, α) . Cela permet de détecter si l’échelle angulaire maximale fixée à 30° est suffisante, et si la dynamique (plage de valeurs) de chacune des observables est bonne. Bien sûr, la visualisation de ces distributions n’influence en rien le choix des observables pertinentes, mais permet de dresser quelques remarques :

- les observables N_c , et toutes les normes et produits sont régulières avec une valeur caractéristique (la plus probable) bien marquée, correspondant à ce que donnent typiquement des réalisations isotropes pondérées par la couverture d’Auger à une statistique de 426 événements et un scan de 0 à 30° d’échelle angulaire.
- N_{tot} et N_{max} sont intéressantes par leur brusque saut à des valeurs caractéristiques, ce qui laisse supposer qu’elles auront un fort pouvoir discriminant.
- le nombre de paires N_{2pt} , scanné ici de 0 à 30° , est l’observable correspondant à l’analyse d’autocorrélation. On distingue une sorte de palier (ceci diminue le pouvoir discriminant), et une bonne régularité associée à une bonne dynamique.

Les observables qui s’éloignent le plus de l’analyse standard par autocorrélation sont manifestement N_{tot} et N_{max} . Cela n’en fait pas nécessairement les meilleures candidates pour une meilleure capacité à rejeter l’isotropie.

Enfin, on a tracé sur la figure 8.11 les valeurs moyennes de deux de nos observables et du nombre de paires en fonction de l’échelle angulaire pour des énergies supérieures à 30 EeV et pour un seuil fixé à 46.3 EeV (soit 111 événements). On peut voir que, à tout le moins pour le seuil en énergie de 46.3 EeV, l’échelle angulaire maximale considérée (30°) est suffisante pour obtenir la saturation, lorsque tous les événements ont percolé au sein d’un unique gros cluster.

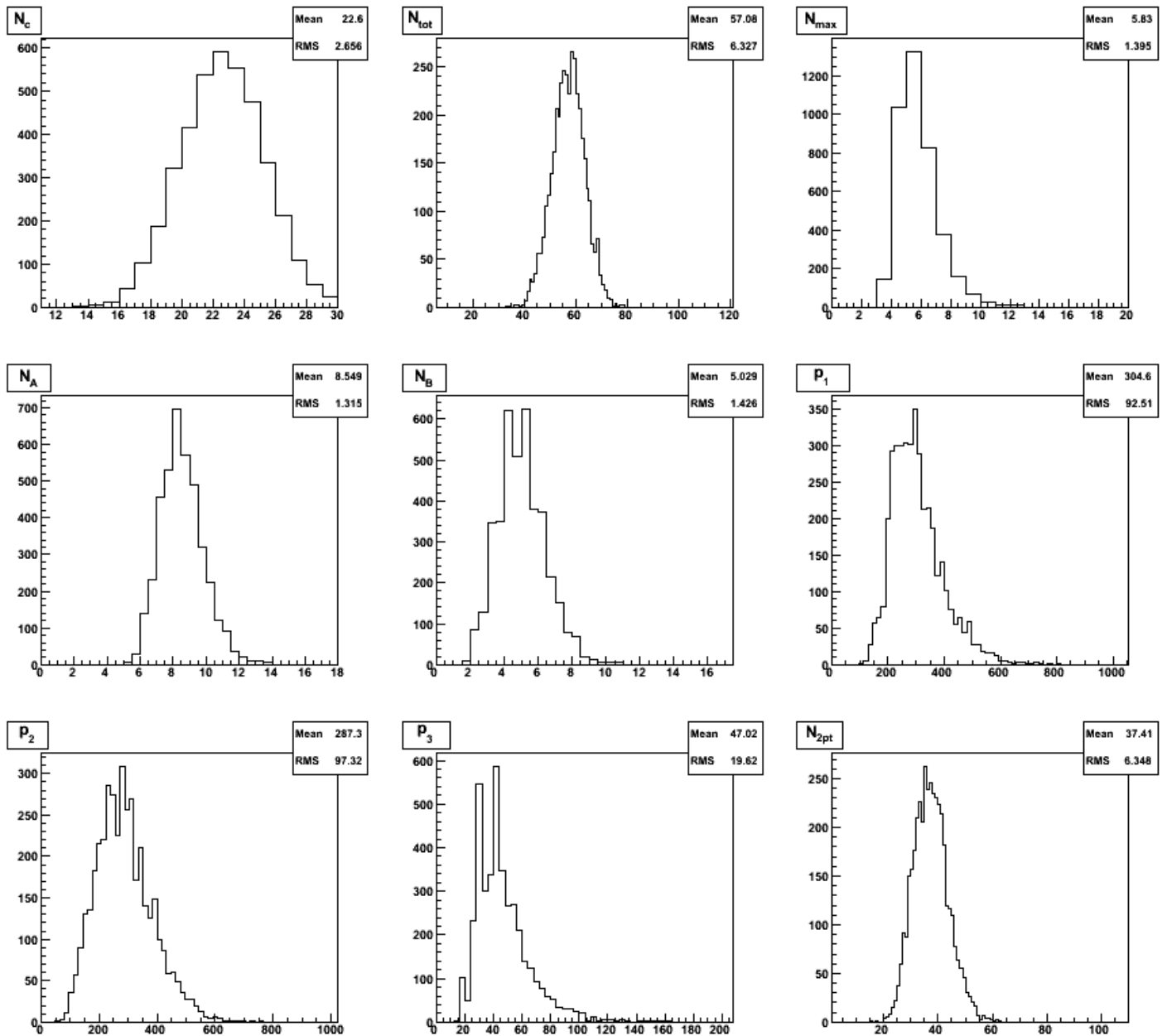


FIG. 8.9 – Distribution des valeurs des huit observables que l'on a définies, ainsi que du nombre de paires utilisé dans l'autocorrélation. Ces distributions ont été obtenues pour 5000 réalisations isotropes pour un seuil en énergie E donné de 46.3 EeV (soit 111 événements) et une échelle angulaire α de 6 degrés. Elles permettent de visualiser la variance des observables pour un couple (E, α) donné.

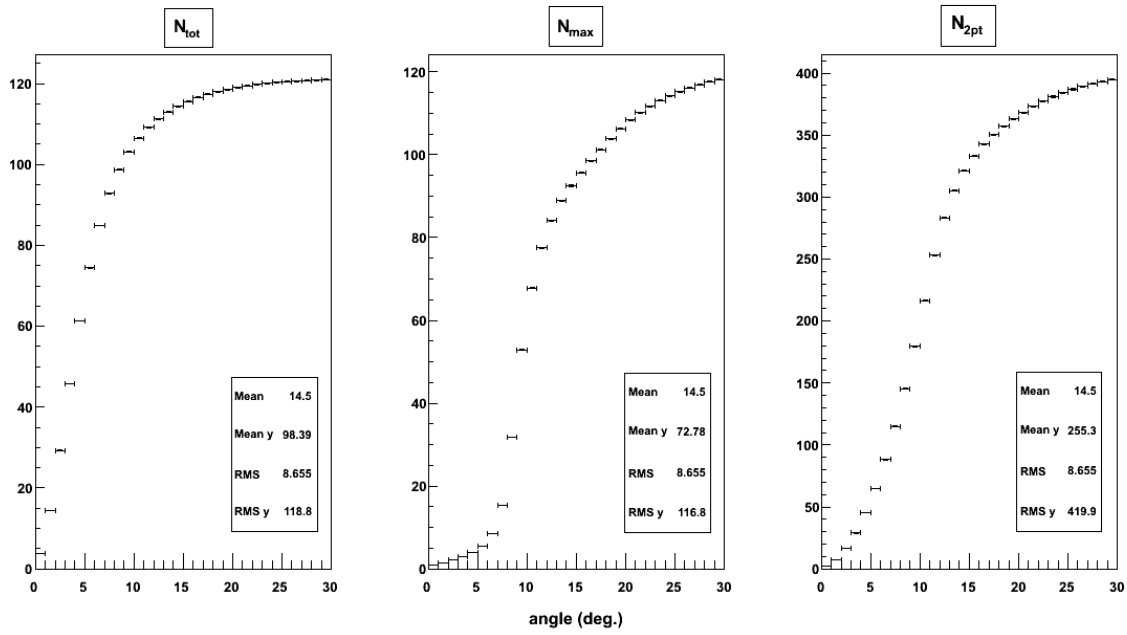


FIG. 8.10 – Valeurs moyennes de trois observables différentes en fonction de l'échelle angulaire considérée, pour tous les seuils en énergie et pour des réalisations isotropes.

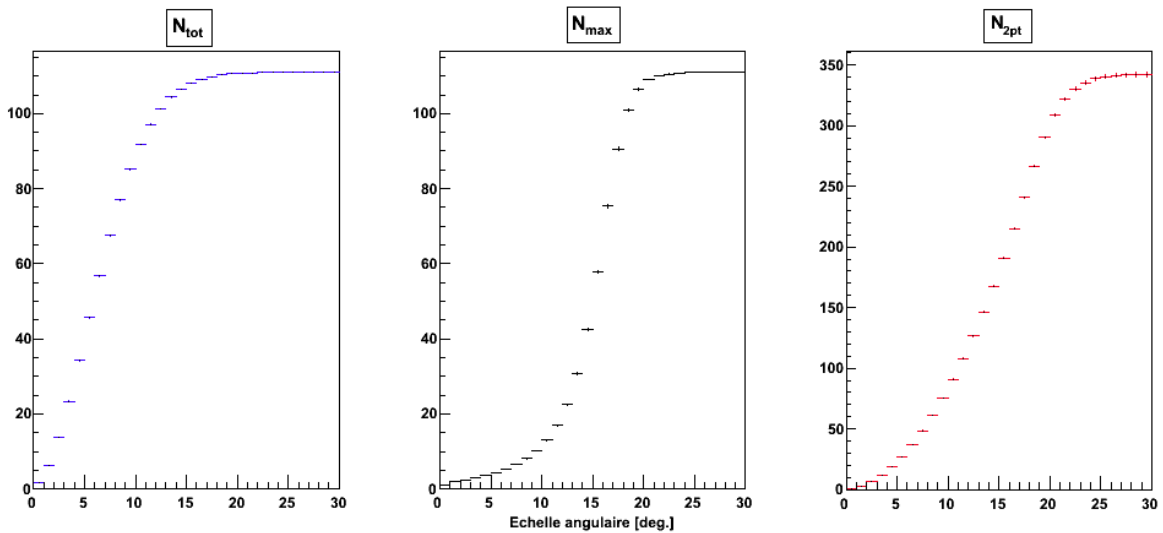


FIG. 8.11 – Valeurs moyennes de trois observables différentes en fonction de l'échelle angulaire considérée, pour un seuil en énergie donné de 46.3 EeV (soit 111 événements), pour des réalisations isotropes.

8.2.3 Utilisation des observables et scan sur E et α

Dans le paragraphe précédent, nous avons défini et caractérisé 8 observables de percolation. Leur valeur dépend bien sûr des valeurs des paramètres E et α (seuil en énergie et échelle angulaire). Par exemple, on a vu que pour un seuil en énergie fixé, lorsque l'on augmente l'échelle angulaire α , de plus en plus d'événements percolent et se fixent à un cluster.

On le voit bien : il est nécessaire d'étudier toutes les valeurs des paramètres (E, α) . Comme nous l'avons souligné au début du chapitre, le résultat final de l'analyse dépend de ces valeurs (E, α) , et l'extrême incertitude de l'intensité des déflexions produites par les champs Galactique et extra-galactique, ainsi que de la distribution des sources, rend pratiquement impossible le choix *a priori* de ces valeurs¹³.

Nous avons adopté dans cette étude une méthode inspirée de [128], pour laquelle un scan sur α et le seuil en énergie E est effectué. Pour chacune des valeurs de α et E , on va comparer les valeurs des observables par rapport aux valeurs que l'on attend avec des simulations isotropes. Prenons comme cas représentatif une observable : par exemple, N_{tot} . Supposons que les données étudiées sont des données "test", ou "de référence", par exemple issues d'une distribution de sources anisotropes de 2MRS. Ces données de référence correspondent à 426 événements auxquels on assigne les 426 énergies des 426 événements d'Auger de manière aléatoire. Ceci est artificiel et permet simplement d'avoir une correspondance entre un seuil en énergie et une statistique sur le ciel (voir la figure 8.1). Cela pourrait éventuellement biaiser un peu les choses, car en principe, s'il y a une source dominante, elle doit avoir un spectre spécifique. Mais tant que la statistique reste faible, on peut supposer que la plupart des sources fournissent un seul événement ou deux, et dans ce cas, on teste surtout l'anisotropie de la distribution des sources, plutôt que la présence d'un ou deux gros clusters.

Maintenant, **comment comparer nos données de référence avec des simulations isotropes ?**

Ceci est fait de la manière suivante : pour un couple (E, α) donné, on a un ciel de référence avec une statistique *fixée*. On applique la percolation comme expliqué au début du chapitre, pour l'échelle angulaire α .

Ceci nous donne donc les valeurs des huit observables pour les données de référence : il y a N_c^{ref} clusters sur le ciel, il y a N_{tot}^{ref} événements clusterisés, etc. Concentrons-nous sur N_{tot}^{ref} .

L'idée est de **comparer sa valeur à celle que l'on attend dans le cas de réalisations**

¹³La significativité d'un signal d'anisotropie à un angle et une énergie donnés est un problème non trivial, qui a notamment posé une sérieuse controverse pour le signal d'AGASA aux petites échelles angulaires.

isotropes. On simule donc un nombre important N de ciels MC isotropes, et pour chacune de ces simulations, par exemple la j -ème simulation, on applique la percolation pour le couple (E, α) donné, et on extrait la valeur de N_{tot} , notée N_{tot}^j . En répétant cela pour les N simulations, on extrait la *fraction* de simulations MC isotropes qui ont une valeur de N_{tot} plus importante¹⁴ que N_{tot}^{ref} . On note cette fraction $p_i^{N_{tot}}$, où i désigne le bin i du couple (E, α) .

L'ensemble de cette démarche est répétée pour toutes les valeurs possibles du couple (E, α) , c'est-à-dire pour tous les bins i . Comme il y a 99 bins en E et 30 bins en α , cela représente 2970 bins. Ce que l'on obtient à la fin, c'est donc un ensemble de 2970 $p_i^{N_{tot}}$.

Par ailleurs, on répète à l'identique tout ce processus pour les huit observables que l'on a définies plus haut. Puisque le processus est parfaitement identique pour les 8 observables, on peut donc abandonner l'exposant N_{tot} , et on peut maintenant noter la fraction p_i dans le cas général d'une observable quelconque :

$$p_i = \sum_{j=1}^N \delta_{n_{ref} \leq n_j}, \quad \delta_{n_{ref} \leq n_j} = \begin{cases} 1, & \forall n_j \geq n_{ref} \\ 0, & \forall n_j < n_{ref} \end{cases} \quad (8.4)$$

où j est l'indice de la j ème simulation MC isotrope, sur un total de N simulations. On note n_j la valeur de l'observable de la j ème simulation et n_{ref} la valeur de l'observable de l'échantillon de référence testé (que ce soit de vraies données ou un MC isotrope ou anisotrope). Par exemple, si l'observable considérée est N_{tot} , alors $n^j = N_{tot}^j$.

Une fois que l'on a calculé, pour chaque observable, l'ensemble des p_i pour toutes les valeurs de (E, α) , on extrait le bin (E, α) avec le plus fort signal, c'est à dire celui où la fraction p_i est la plus petite (c'est-à-dire là où la fraction de simulations MC isotropes ayant plus de clustering est la plus petite) :

$$p_{min} = \min_i \{p_i\} \quad (8.5)$$

où i est l'indice sur les bins (E, α) . La p_{min} correspond à un bin (E, α) précis, noté (E_{min}, α_{min}) . C'est précisément pour ce bin que l'écart entre la valeur de l'observable considérée et sa valeur attendue dans le cas de réalisations isotropes, est le plus important.

Ce que l'on vient de voir, c'est qu'en plus de définir des observables d'un signal

¹⁴On s'attend à ce qu'un signal d'anisotropie donne des valeurs d'observables plus importantes pour nos huit observables de percolation. Par exemple, on s'attend à ce que N_{tot} soit plus important dans un ciel anisotrope que dans un ciel isotrope.

d'anisotropie, il est nécessaire de définir une *distance statistique*¹⁵ entre les données et les distributions des observables, de manière similaire à un test de Kolmogorov-Smirnov : la fraction p_i des MC isotropes présentant un signal d'anisotropie (clustering) plus fort joue le rôle de cette *distance statistique*.

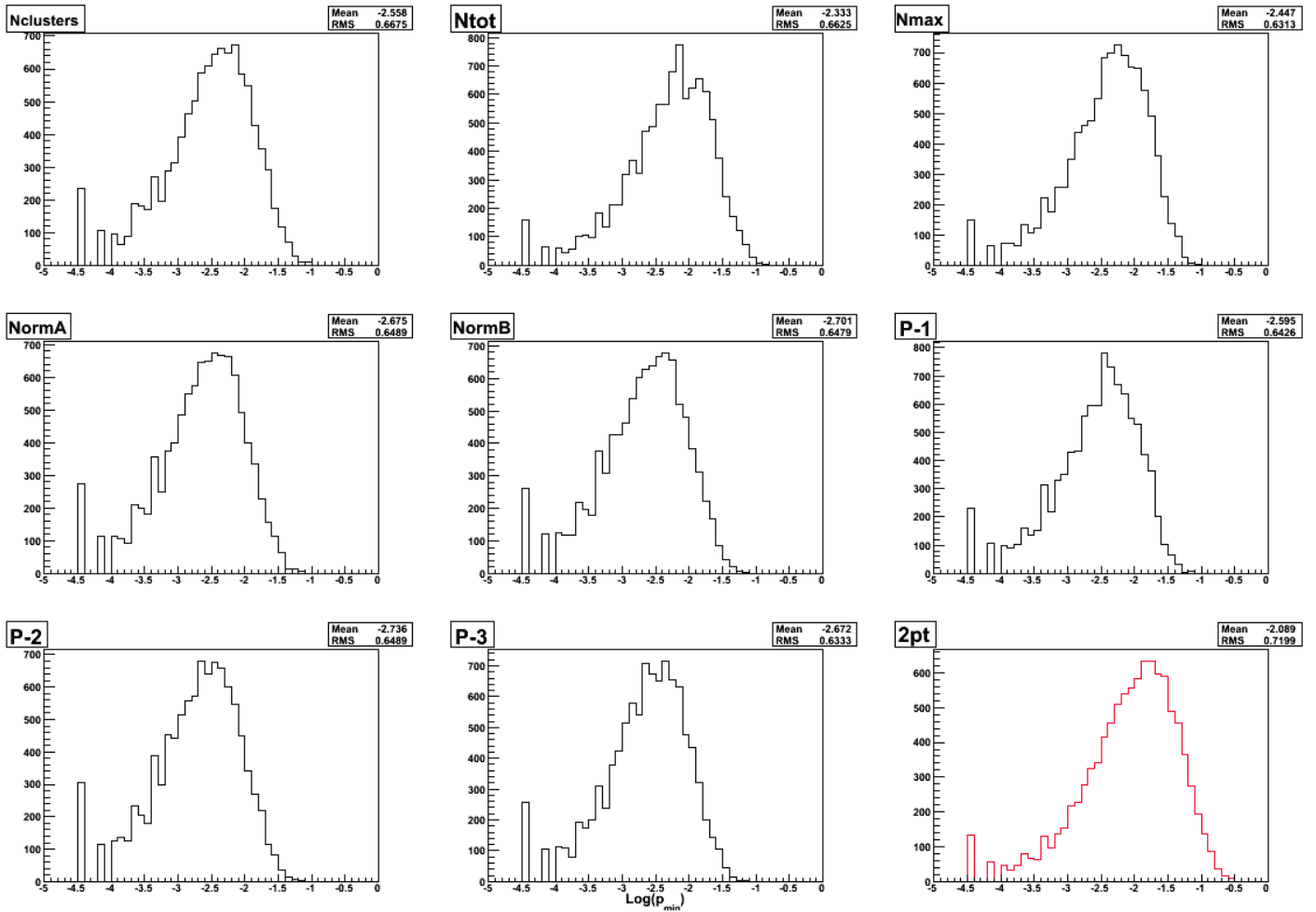


FIG. 8.12 – Distribution du Log des p_{min} pour 10^4 réalisations isotropes, obtenues par scan sur tous les (E, α) , et pour les huit observables que l'on a défini ainsi que pour l'autocorrélation (en rouge). Elles nous permettent d'extraire la courbe 8.13.

¹⁵C'est à ce moment que les observables « deviennent » des *statistiques*.

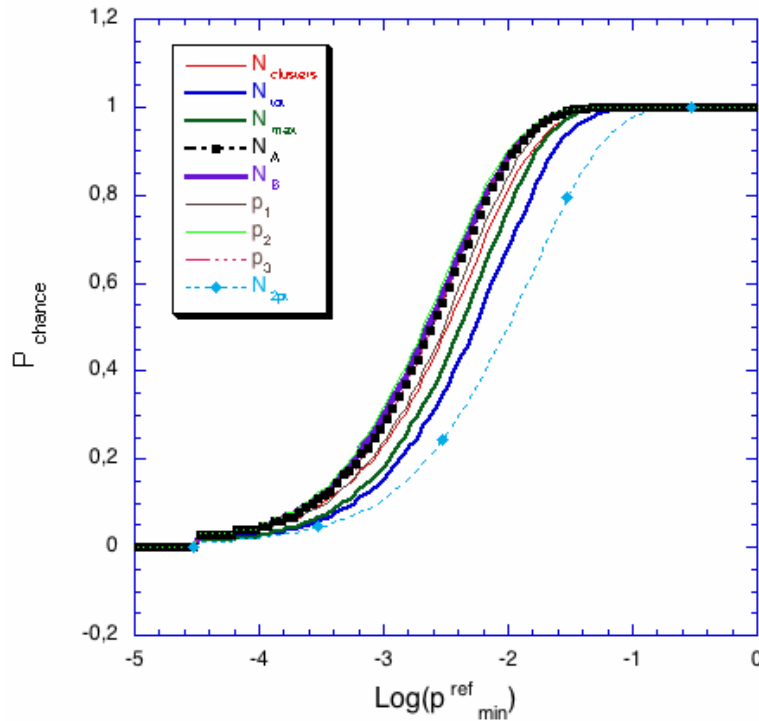


FIG. 8.13 – Significativité du rejet de l’isotropie en fonction du signal : $\text{Log}(P_{\text{chance}})$ en fonction de $p_{\text{min}}^{\text{ref}}$. La valeur $p_{\text{min}}^{\text{ref}}$ désigne la p_{min} que l’on aurait trouvée pour un hypothétique lot de données.

Pénalisation et extraction de la significativité

Même si la déviation p_{min} est le minimum de toutes les p_i obtenues pour un échantillon de référence, elle n’est pas égale, à cause du scan sur tous les (E, α) et de leur non-indépendance, à la probabilité d’avoir obtenu les données de référence telles qu’elles sont si l’hypothèse nulle d’isotropie était vraie. Or, c’est précisément cette dernière que l’on cherche : on la notera P_{chance} . La significativité de la déviation p_{min} vaut donc $(1 - P_{\text{chance}})$, et représente la significativité (l’équivalent d’un niveau de confiance mais qui n’est pas fixé a priori) avec laquelle on va exclure l’hypothèse d’isotropie.

Pour obtenir cette significativité, il faut répondre à la question :

“Quelle est la probabilité (notée P_{chance}) qu’une réalisation isotrope donne un signal au moins aussi fort que les données de référence ?”

Pour y répondre, on construit un ensemble $\{N_1\}$ de N_1 simulations MC isotropes, que l’on compare à un autre ensemble (différent) de $\{N_2\}$ simulations isotropes. On calcule pour chaque simulation appartenant à $\{N_1\}$, la valeur de p_{min} à l’aide de $\{N_2\}$ ¹⁶. Ce que

¹⁶Dans ce cas, l’ensemble $\{N_2\}$ joue le rôle de l’ensemble des N simulations isotropes de

l'on obtient *in fine*, c'est une distribution de ces N_1 valeurs de p_{min} . Elle est montrée sur la figure 8.12.

Supposons que les données de référence aient donné un p_{min} noté p_{min}^{ref} . La probabilité P_{chance} qu'une réalisation isotrope donne un signal au moins aussi fort s'obtient alors par la fraction des simulations isotropes de $\{N_1\}$ qui donnent une valeur de p_{min} inférieure ou égale à p_{min}^{ref} . Il suffit donc d'intégrer la distribution normalisée de la figure 8.12 de $-\infty$ à p_{min}^{ref} . On voit que pour chaque p_{min}^{ref} , une P_{chance} est associée.

On montre sur la figure 8.13 la valeur de cette probabilité P_{chance} en fonction de p_{min}^{ref} pour chacune de nos 8 observables, plus celle pour l'analyse d'autocorrélation (N_{2pt}). Rappelons que l'on obtient la significativité d'une déviation p_{min}^{ref} en prenant $(1 - P_{chance})$, c'est-à-dire l'intégrale normalisée des p_{min} plus grands que p_{min}^{ref} sur la distribution de la figure 8.12.

Nous allons maintenant nous concentrer sur la réduction de cet ensemble d'observables.

8.2.4 Qualification avec la fonction de corrélation à deux points

Nous avons vu que la percolation est une méthode nouvelle qui cherche à tester l'hypothèse d'isotropie sur les données d'Auger. Nous avons défini la méthode de percolation puis l'analyse statistique, ainsi que les observables statistiques qui y sont associées : mais elles sont au nombre de huit. On pourrait certes les choisir toutes et ne garder que celle qui donne le signal d'anisotropie le plus fort, mais la pénalisation à opérer dans ce cas serait lourde, en particulier au niveau du temps de calcul (il faudrait refaire le même scan effectué sur les données avec 10^5 simulations MC isotropes, et pour toutes nos observables, ce qui prendrait facilement 3 mois de calcul...).

La stratégie est donc d'utiliser des modèles d'univers anisotropes pour tester nos observables et trouver laquelle est la plus sensible au signal d'anisotropie (au moins pour un certain type d'anisotropie, non exhaustif mais raisonnable d'un point de vue astrophysique). Nous allons engendrer nos modèles anisotropes grâce au catalogue 2MRS, le plus à même de tracer la matière locale (voir la section 6.1 pour plus de détails sur ce catalogue et le poids des sources). C'est une hypothèse encore une fois raisonnable que l'on fait donc sur la distribution des sources, et en particulier leur clustering. Au vu de l'étude du chapitre précédent tout comme le dernier article sur l'anisotropie d'Auger, le clustering dans les données est relativement faible. Nous verrons même à la fin de cette étude qu'il s'élève à environ 90%, ce qui n'est même pas à deux sigmas. Ceci nous invite à tester des modèles faiblement anisotropes, inutile donc de tester le cas d'une distri-

l'équation 8.4. Quant à chaque simulation de $\{N_1\}$, elle joue le rôle des données de références.

bution de sources issue de 2MRS directement. Nous allons systématiquement appliquer une dispersion gaussienne à 2D (que l'on appellera lissage) à la direction d'arrivée des événements simulés. Ceci a une double origine physique : il modélise simplement les déflexions induites par les champs turbulents Galactique et extragalactique (voir chapitre précédent), et équivaut à ajouter une composante isotrope au flux des rayons cosmiques (voir [119]). Plusieurs valeurs de lissage ont été étudiées. On part du cas le plus anisotrope avec seulement 25 degrés de lissage jusqu'au cas quasi-isotrope d'un lissage fort (80 degrés). Étant donné que la plus usitée des analyses de recherche d'anisotropie est l'analyse d'autocorrélation, nous comparerons donc toujours les significativités (par rapport à l'hypothèse d'isotropie) des distances statistiques obtenues avec nos observables avec celles obtenues par autocorrélation.

Le choix du lissage revient à moduler l'anisotropie de nos modèles d'univers, et puisque celle-ci nous est inconnue a priori, il est donc important d'en tester plusieurs. Par exemple, considérons le cas d'un lissage de 25° des événements issus des sources de 2MRS : on crée une réalisation MC anisotrope de cette distribution : c'est-à-dire un tirage de 426 événements selon la distribution des sources, suivi d'une dispersion de leur direction d'arrivée selon une Gaussienne 2D d'écart type 25° (pondérée par les effets d'angle solide). On étiquette ensuite les événements avec les énergies des événements d'Auger. Ceci permet d'avoir une statistique fixée des événements pour un seuil en énergie E donné. Et l'on fait alors le scan sur le plan (E, α) où pour chaque bin, en calculant la fraction de simulations isotropes plus clusterisées que le modèle comme expliqué plus haut. Ceci définit une p^i pour chaque bin i du plan, en gardant les notations de 8.5. On prend alors le minimum, p_{min} que l'on « convertit » en significativité avec le graphique de la figure 8.13. L'intégralité du scan est effectuée pour chaque observable, et répété sur $\sim 10^{4.6}$ simulations MC anisotropes.

Ceci nous donne finalement la distribution des P_{chance} obtenues pour les $\sim 10^{4.6}$ réalisations, pour chaque observable. Grâce à ces distributions, on peut extraire la moyenne et la variance des P_{chance} pour chaque observable. En effet, celles-ci nous donnent directement la puissance de chaque observable à exclure l'isotropie, ainsi qu'une comparaison directe avec la méthode d'autocorrélation (voir les figures 8.14 pour un lissage de 25°, et 8.15 pour un lissage de 80°).

La moyenne et la variance des distributions des P_{chance} ne sont pas les moments que l'on utilise pour le choix définitif de l'observable que l'on conservera. En effet, peu nous importe si en moyenne, une observable est capable de fortement ($P_{chance} < 5\%$) rejeter l'isotropie, si en général elle l'exclut faiblement mais que quelques cas extrêmes « rattrapent le coup » en l'excluant très fortement. C'est typiquement le cas de N_{max}

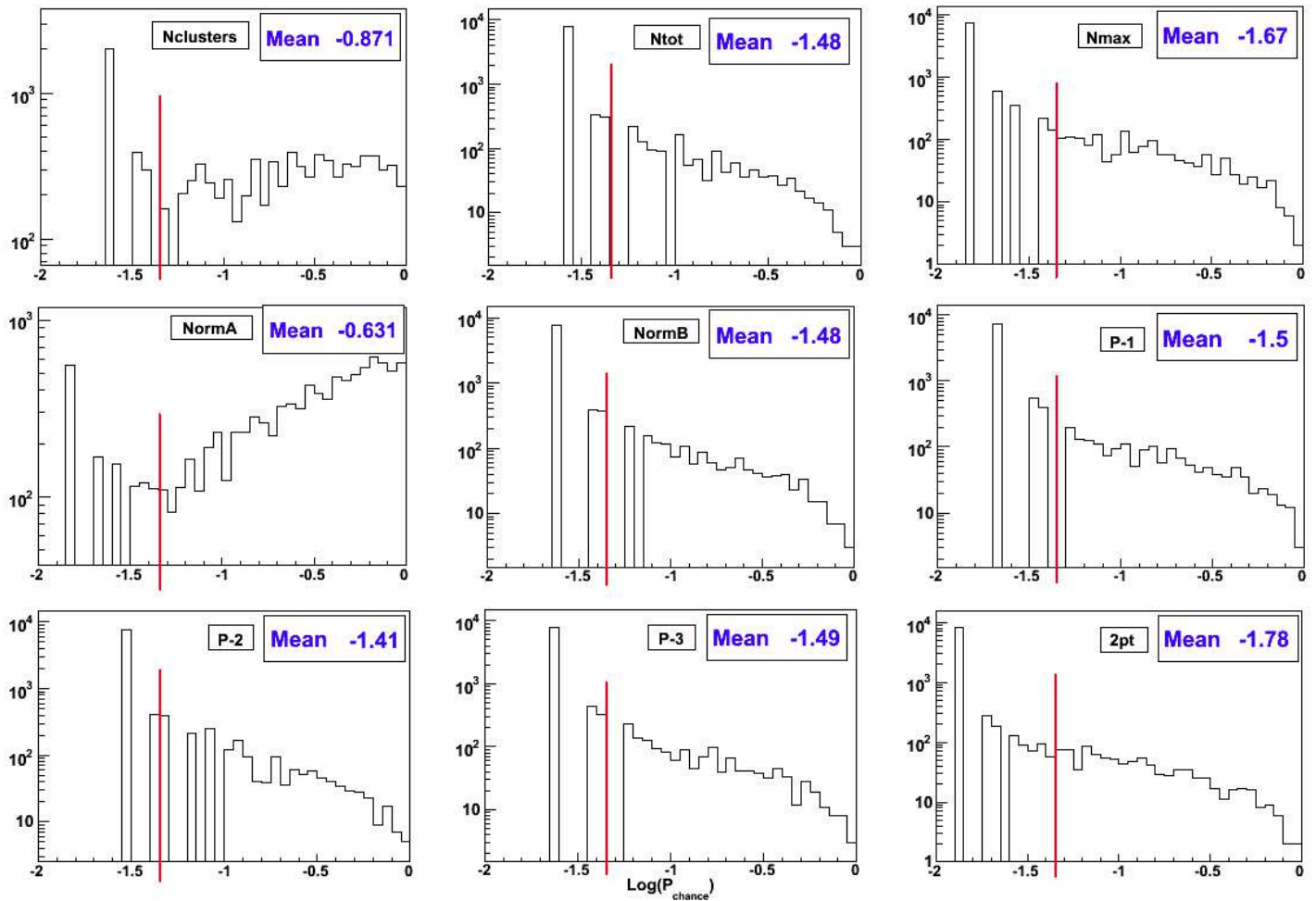


FIG. 8.14 – Distribution du logarithme des P_{chance} obtenues avec 4×10^4 réalisations d'un modèle assez fortement anisotropes (lissage à 25°). Ces histogrammes montrent avec quelle significativité les observables sont capables de rejeter l'isotropie en moyenne. On a tracé une ligne rouge verticale pour $P_{chance}^{2\sigma} = 4.55\%$. On se sert de la fraction des simulations avec P_{chance} plus petite que $P_{chance}^{2\sigma}$ pour choisir la meilleure observable (cf. texte).

qui montre une très belle moyenne (exclusion de l'isotropie à 97.9% en moyenne) mais qui est due à quelques cas extrêmes où l'exclusion est proche de 98.7% alors que dans de très nombreux autres cas, l'exclusion est faible ($P_{chance} > 5\%$ ($\equiv -1.3$ en log)).

Il est beaucoup plus pertinent de compter la fraction des simulations anisotropes qui sont exclues avec une significativité supérieure à, par exemple, 95.45%¹⁷. En effet,

¹⁷Cette valeur correspond à 2 sigmas pour une Gaussienne, c'est une valeur arbitraire mais très raisonnable.

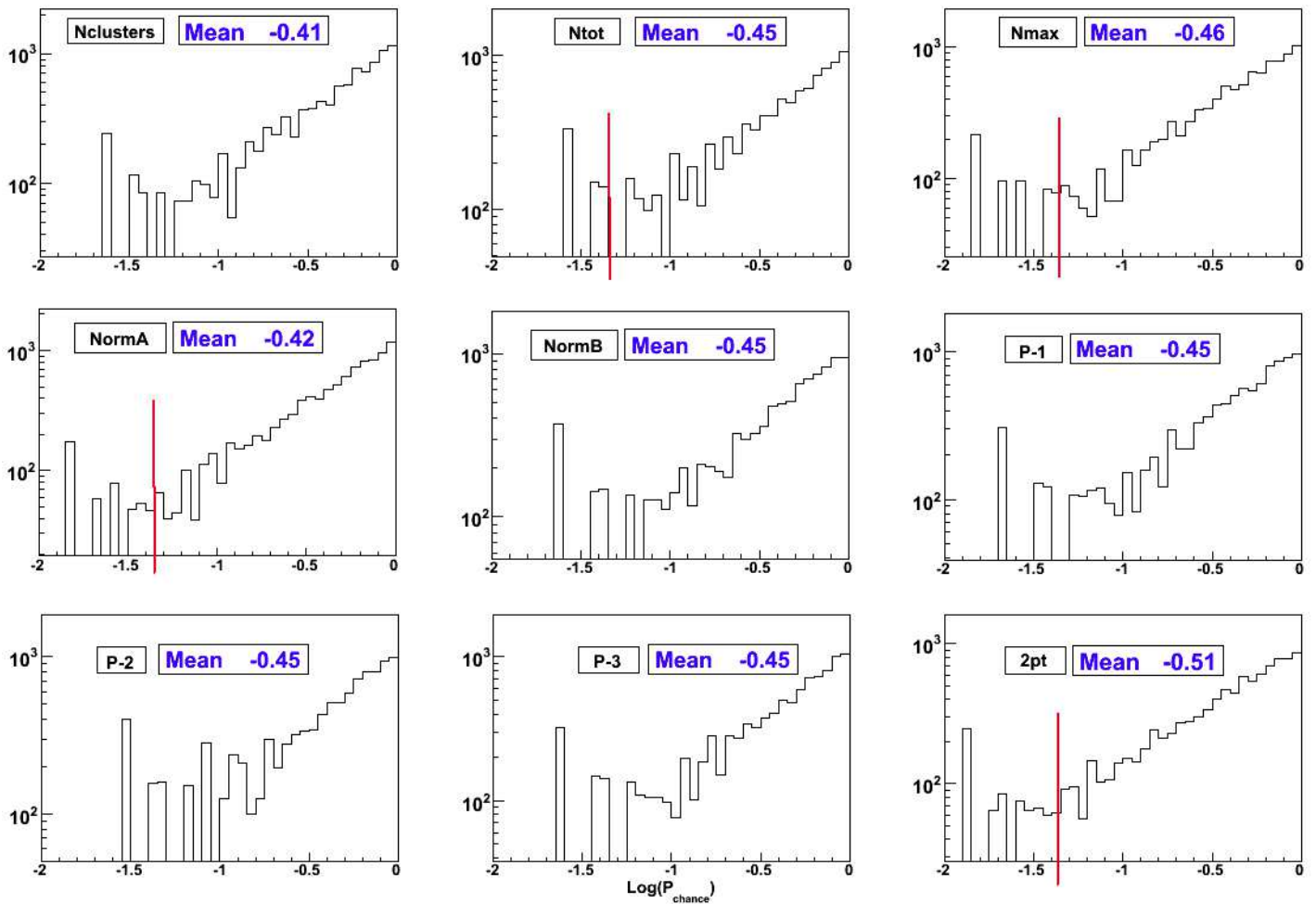


FIG. 8.15 – Distribution du logarithme des P_{chance} obtenues avec 4×10^4 réalisations d'un modèle faiblement anisotrope (lissage à 80°). Ces histogrammes montrent avec quelle significativité les observables sont capables de rejeter l'isotropie en moyenne. On a tracé une ligne rouge verticale pour $P_{chance}^{2\sigma} = 4.55\%$ pour quelques observables. On se sert de la fraction des simulations avec P_{chance} plus petite que $P_{chance}^{2\sigma}$ pour choisir la meilleure observable (cf. texte).

une significativité inférieure n'est pas très intéressante car elle rejèterait faiblement l'isotropie. On préfère garder une observable qui exclut un maximum de fois l'isotropie au-dessus d'une bonne significativité, plutôt qu'une observable qui exclut très fortement l'isotropie (à plus de 99%) mais rarement. On extrait donc sur les distributions des figures 8.14 et 8.15, la fraction des simulations qui ont une P_{chance} inférieure à 4.55%. Lorsque l'on fait cela pour chaque observable, on s'aperçoit que c'est l'observable N_{tot} qui possède cette fraction la plus élevée, en dehors de N_{2pt} pour l'autocorrélation.

Cela signifie que si l'on suppose que l'on rejète l'isotropie si P_{chance} est inférieure à 4.55% et que l'on « accepte l'isotropie » (ou en tout cas que l'on ne peut pas conclure) si P_{chance} est supérieure à 4.55%, alors c'est l'observable N_{tot} qui nous garantit le plus de chance de rejeter l'isotropie. Et ceci, pour les deux cas de simulations anisotropes considérées ici, avec des lissages de 25° et 80°.

Pourtant, en moyenne, c'est plutôt N_{max} qui donnait la meilleure exclusion de l'isotropie sur les deux cas anisotropes. Mais si l'on suppose le critère énoncé ci-dessus, la fraction des simulations qui donnent, avec N_{max} , une P_{chance} inférieure à 4.55% est pourtant plus faible qu'avec N_{tot} . C'est donc cette dernière qui nous est apparue la plus pertinente, d'autant plus qu'elle possède cette propriété pour les deux cas (fort et faible) anisotropes. Ainsi, c'est N_{tot} qui semblent offrir le plus de chance de rejeter l'isotropie (au sens défini ci-dessus) sur une réalisation anisotrope.

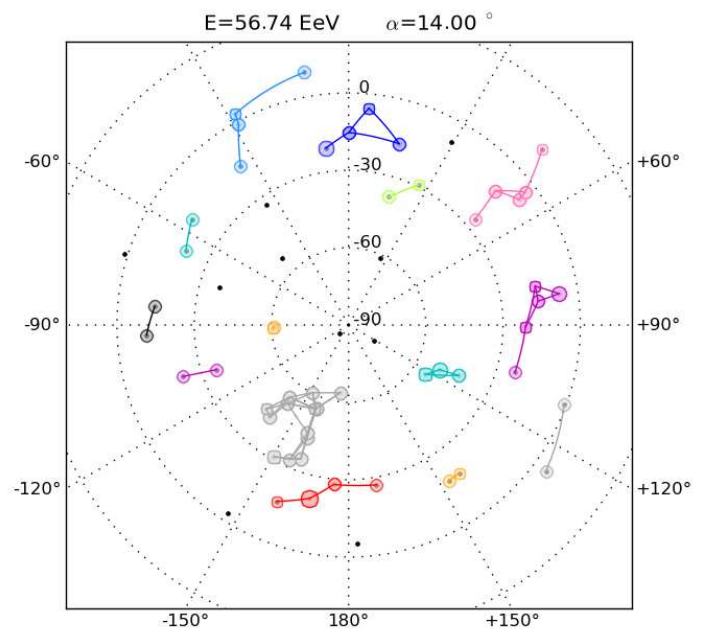
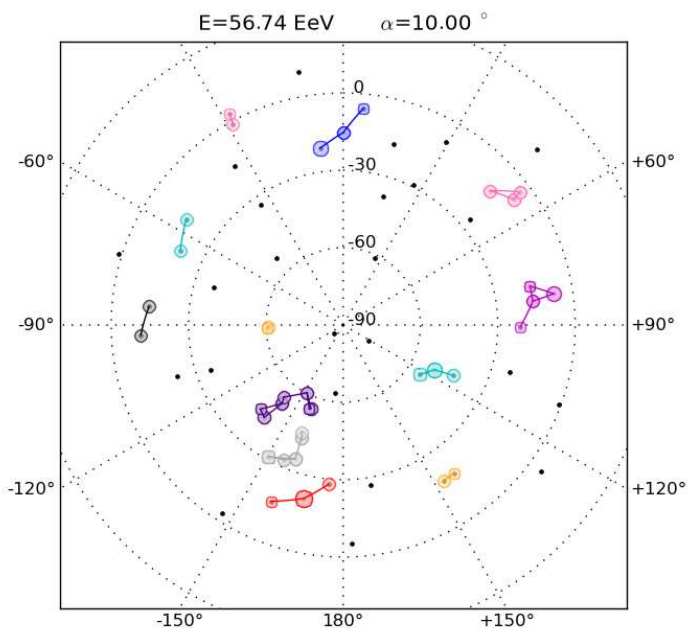
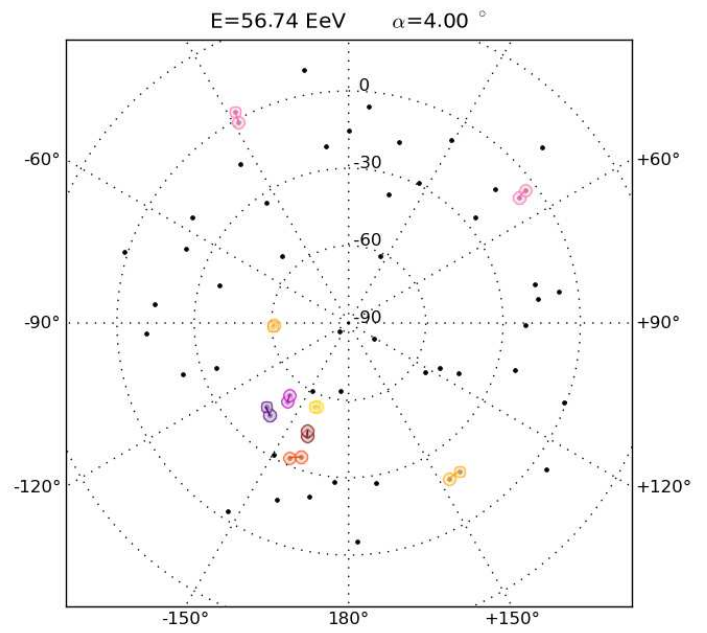
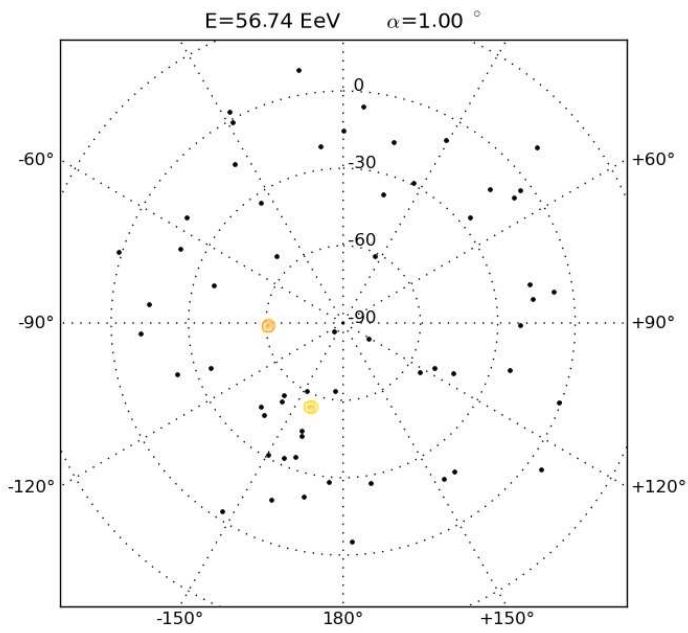
Ceci nous a incité à choisir N_{tot} comme observable pour la suite de l'analyse.

Discussion du choix de l'observable

On a pu conclure suite à ces tests préliminaires que la percolation peut s'opérer avec une bonne sensibilité pour l'anisotropie, et avec une chance suffisante d'être à une significativité intéressante, si l'on utilise l'observable N_{tot} (rappelons que c'est le nombre total d'événements clusturisés). Elle possède la meilleure chance de rejeter l'isotropie. Néanmoins, quel que soit le modèle anisotrope considéré, l'analyse par autocorrélation s'est révélée légèrement plus discriminante en moyenne. Ceci ne saurait bannir l'analyse par percolation car ces conclusions concernent uniquement les cas "2MRS" testés ici, alors qu'il existe à priori une grande variété de types d'anisotropie possibles. L'étude nous a servi avant tout à nous guider dans le choix de l'observable statistique.

8.2.5 Application aux données d'Auger

L'analyse précédente nous a orienté vers le choix de N_{tot} en tant qu'observable. C'est un choix effectué *a priori* sans s'inspirer des données. L'objectif maintenant est d'appliquer l'analyse par percolation aux données d'Auger, en utilisant N_{tot} . On pourra ainsi quantifier la significativité ($1 - P_{chance}$) du désaccord entre les vraies données d'Auger et l'hypothèse d'isotropie.



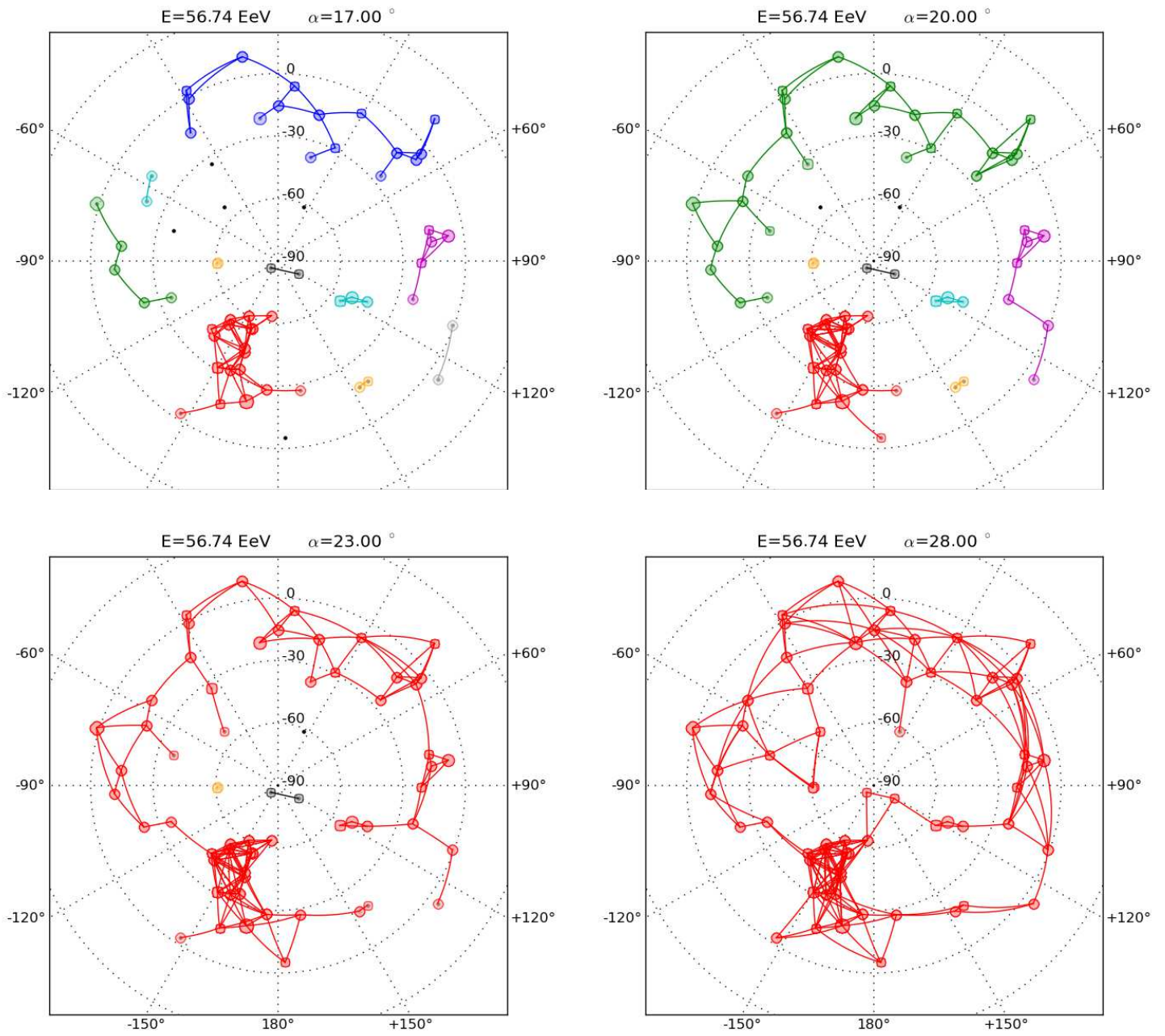


FIG. 8.16 – Percolation des événements d’Auger : la carte du ciel correspondant au bin (56.74 EeV, 4°) qui donne le signal de clustering le plus élevé est visible : c’est là qu’est le résultat majeur de l’analyse (cf. texte).

La figure 8.17 montre le résultat du scan des données d’Auger avec 10^5 simulations MC isotropes. Avec N_{tot} , la p_{min} est obtenue pour le bin (56.74 EeV, 4°) et vaut 6.6×10^{-4} . Cette valeur correspond à une P_{chance} de 10.3% (voir figure 8.13 pour N_{tot}). Pour le bin (56.74 EeV, 4°), les données d’Auger montrent 18 événements clusterisés alors qu’on en attend 7.5 en moyenne (pour 10^5 simulations) avec des réalisations isotropes. Sur 10^5 simulations isotropes, pour le bin (56.74 EeV, 4°), seules 66 ont un N_{tot} supérieur ou égal à 18.

Pour l’analyse par autocorrélation, on obtient une p_{min} de $10^{-2.98}$ pour le bin (56.74 EeV, 11°), qui correspond à une $P_{chance} = 10.9\%$. Dans les données d’Auger, pour le bin (56.74 EeV, 11°), le nombre de paires mesuré est de 43, alors que 28.1 sont attendues en moyenne si les données étaient isotropes.

Pour le bin (56.74 EeV, 4°) qui donne la p_{min} avec N_{tot} , le nombre de paires N_{2pt} mesuré par Auger est de 8. En moyenne, 3.8 sont attendues pour des réalisations isotropes. Cet excès observé dans les données pour ce bin est statistiquement moins important que l’excès observé dans le bin (57 EeV, 11°), c’est pourquoi les deux méthodes (percolation et autocorrélation) ne donnent pas les excès les plus importants aux mêmes bins.

On peut remarquer que le nombre de paires N_{2pt} pour le bin (56.74 EeV, 4°) est de 8, et le nombre de clusters est de 9, par ailleurs tous des clusters à 2 événements. Cette différence s’explique par le fait que la correction due à la couverture est appliquée uniquement pour la percolation et non pas pour l’autocorrélation¹⁸. Un cluster supplémentaire se forme donc par rapport à l’autocorrélation. Il est intéressant de remarquer que si la correction de couverture était aussi appliquée à l’autocorrélation, le résultat de celle-ci serait probablement modifié.

On peut visualiser sur la figure 8.16 la percolation des événements d’Auger pour le seuil en énergie (57 EeV) correspondant au minimum de P_{chance} pour différentes échelles angulaires α .

Les deux analyses excluent donc l’hypothèse d’isotropie avec des significativités de 90.7% et 90.1% pour la percolation et l’autocorrélation respectivement.

On peut voir sur les figures 8.18 la fraction des simulations isotropes avec un nombre de paires N_{2pt} (bas) ou un N_{tot} (haut) supérieur ou égal à celui des données, pour l’énergie qui minimise la p_i (soit 56.74 EeV) en fonction de l’échelle angulaire (α).

De la même manière, en fixant l’échelle angulaire correspondant aux minimums (4° et 11°), on peut voir cette même fraction en fonction du seuil en énergie pour N_{2pt}

¹⁸Comme c’est le cas pour toutes les analyses standards d’autocorrélation, ce qui nous permet d’ailleurs de comparer notre méthode avec les études précédentes d’autocorrélation.

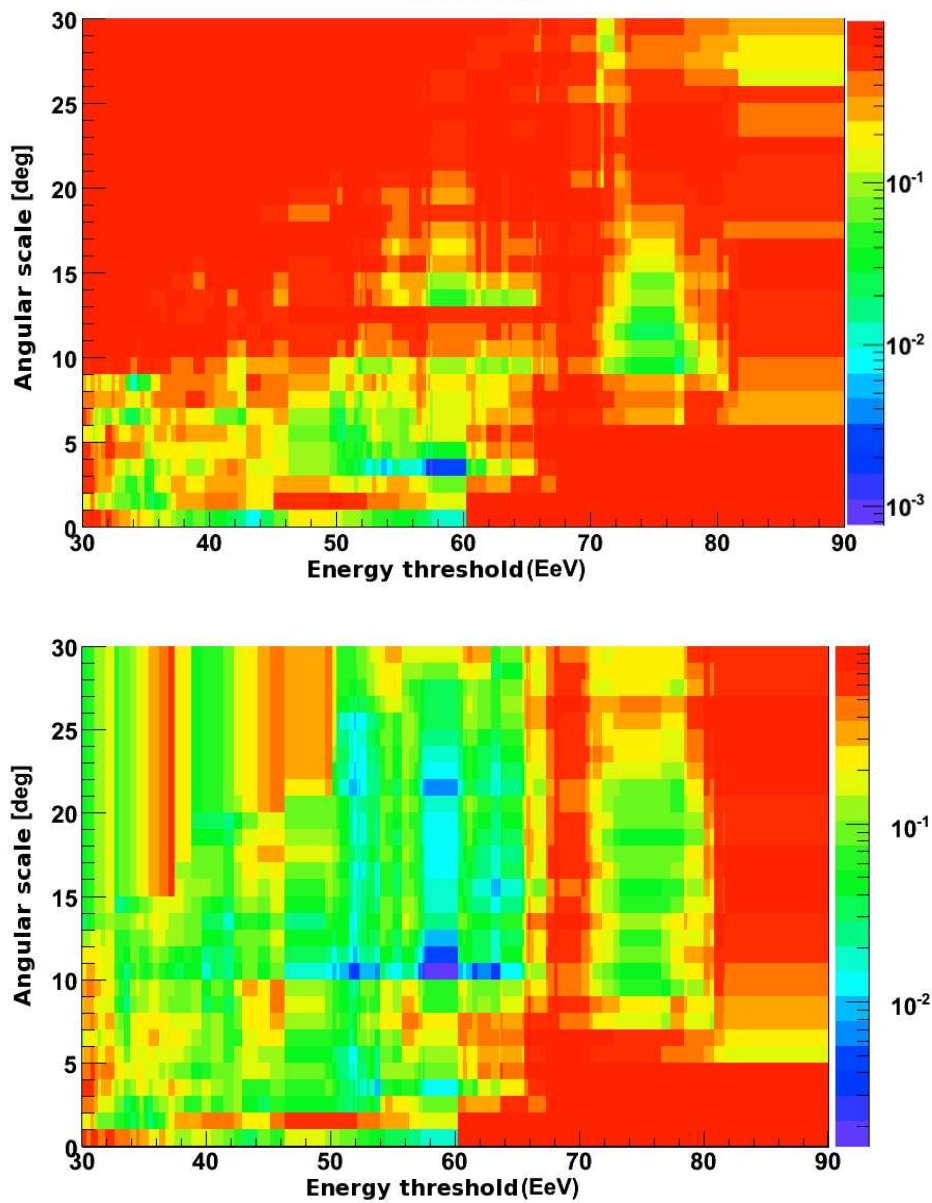


FIG. 8.17 – Log de p_i pour chaque (E, α) , pour le scan par percolation avec N_{tot} (**en haut**) et par autocorrélation avec N_{2pt} (**en bas**). Le minimum de p_i (*i.e.* p_{min}) est obtenu pour $(56.74 \text{ EeV}, 4^\circ)$ pour la percolation et $(56.74 \text{ EeV}, 11^\circ)$ pour l'autocorrélation. Les P_{chance} correspondantes sont respectivement de 10.3% et 10.9%. Attention, l'échelle des couleurs pour la probabilité n'est pas exactement la même : les minimums correspondent à un bin violet foncé dans les deux cas, mais pas avec la même valeur (cf. texte).

et N_{tot} sur la figure 8.19.

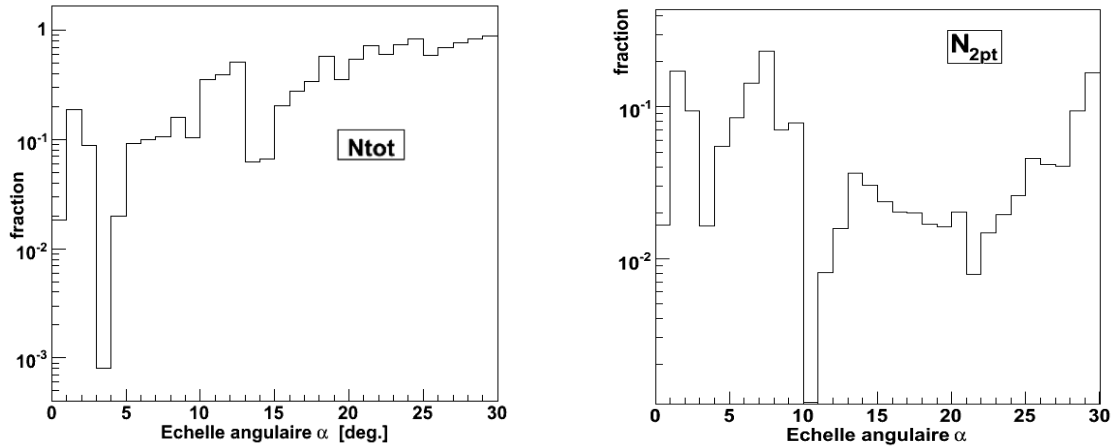


FIG. 8.18 – Gauche : fraction (p_i) des simulations isotropes avec un N_{tot} supérieur ou égal aux données d'énergie supérieure à 56.74 EeV. On note le minimum ($p_{min} = 6.6 \times 10^{-4}$) pour une échelle angulaire de 4° . Droite : fraction (p_i) des simulations isotropes avec un N_{2pt} supérieur ou égal aux données d'énergie supérieure à 56.74 EeV. On note le minimum ($p_{min} = 10^{-2.98}$) pour une échelle angulaire de 11° .

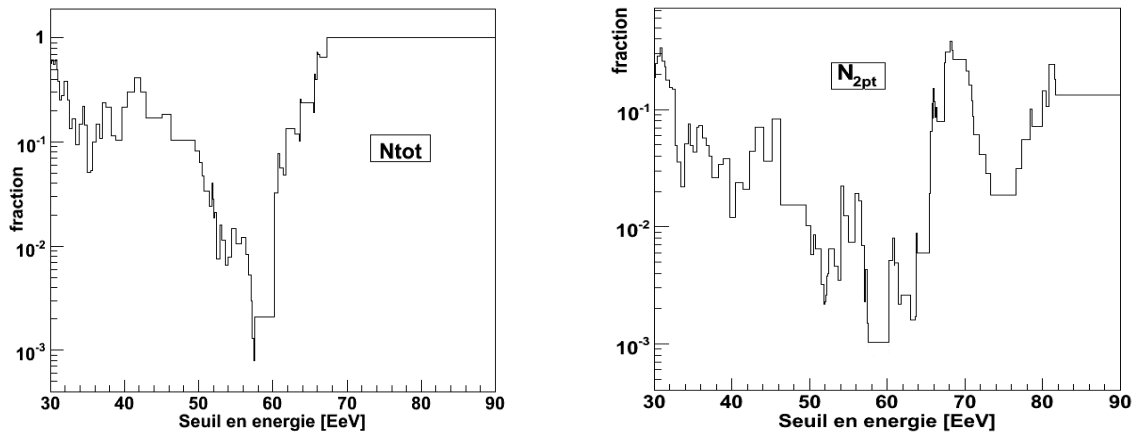


FIG. 8.19 – Fraction (p_{min}) des simulations isotropes avec un N_{tot} supérieur ou égal aux données pour une échelle angulaire de 4° (N_{tot}) et 11° (N_{2pt}) en fonction du seuil en énergie. Les valeurs 4° (N_{tot}) et 11° (N_{2pt}) correspondent aux angles qui donnent la fraction minimale dans les histogrammes de la figure 8.18).

8.3 Conclusion

Le résultat est extrêmement intéressant du point de vue de la méthode, puisqu'il démontre la (légèrement) plus grande significativité de l'exclusion d'isotropie avec la percolation. De manière générale, il démontre que la méthode de percolation, en plus de son originalité, confirme les résultats obtenus par une méthode classique et robuste, l'autocorrélation.

Du point de vue strictement de l'analyse des données, on montre avant tout que le signal d'anisotropie est faible et que la percolation et l'autocorrélation donnent des résultats comparables. Il sera intéressant à l'avenir de continuer l'analyse avec les nouveaux événements.

En particulier, nous avons effectué très récemment une analyse préliminaire des toutes dernières données (12 événements supplémentaires – au-delà de 56.74 EeV – par rapport à l'analyse présentée ici). L'analyse par autocorrélation semble abaisser encore le niveau d'exclusion, à $\sim 85.7\%$. La percolation quant à elle, semble conserver le même signal d'anisotropie, en rejetant l'hypothèse d'isotropie avec une significativité de 89.5% , proche du résultat présenté ici.

Il est aussi très intéressant de remarquer que l'analyse par percolation donne le signal d'exclusion de l'isotropie le plus fort pour le même seuil en énergie qu'avec l'analyse d'autocorrélation. Par contre, cette dernière donne une échelle angulaire de 11° , la nôtre est de 4° . Mais ce sont là deux variables qui ne sont pas vraiment comparables, en tout cas pas directement, justement parce que la percolation teste des types d'anisotropie qui peuvent a priori être différents de ceux testés par l'autocorrélation. Il était déjà surprenant (mais difficilement interprétable physiquement) que cette énergie soit celle issue du scan de corrélation avec les AGNs (voir 2.3.3). Mais l'analyse par percolation donne aussi comme échelle angulaire maximisant le signal, quasiment celle issue du scan de corrélation (3.1°). Cela pourrait être corrélé, mais nous ne pouvons conclure quant à son origine statistique et/ou physique, car ces deux échelles angulaires n'ont a priori rien à voir entre elles. La première est une échelle de rapprochement des événements – entre eux– (et dépend directement du nombre d'événements), tandis que la seconde est une échelle de rapprochement entre les événements et des objets astrophysiques particuliers (même pas forcément des sources présumées).

En revanche, si l'atténuation du flux au-delà de 57 EeV est bien due à l'effet GZK, c'est à ce seuil en énergie que seules les sources les plus proches vont contribuer, précisément là où la distribution des sources devient notablement anisotrope. On peut donc s'attendre à un clustering, même faible, dès les petites échelles angulaires, reflétant le canevas local des sources. Plusieurs études ont montré l'importance de la région de Cen A dans le signal d'anisotropie d'Auger. En plus d'être faible comme on vient de

le conclure, il semble concentré dans un rayon de 18° autour de Cen A. Ceci pourrait expliquer que les échelles angulaires qui maximisent le signal d'anisotropie soient inférieures à 18° quelle que soit l'analyse (néanmoins la statistique des événements est encore faible dans cette région du ciel).

Ces conclusions ont aussi été source de motivation pour le développement d'un modèle global de concordance, ou quelques sources de protons proches peuvent apporter l'essentiel de l'anisotropie vue par Auger, tout en restant dominées en nombre par des sources à composition mixte, permettant alors de s'ajuster sur les spectres d'énergie et de composition d'Auger.

Comme perspectives, on souhaite orienter l'utilisation de cette méthode pour la recherche de chapelets d'événements alignés selon leur rigidité (recherche de multiplets). Il faudra donc inclure l'information de l'énergie des événements dans l'analyse, et éventuellement des observables sensibles à la structure filamentaire des clusters. On peut imaginer par exemple une observable qui soit pondérée par le nombre de branches inutiles dans un cluster. Les branches (qui relient une paire d'événements) « inutiles » sont toutes celles que l'on peut rajouter au sein d'un cluster sans que cela ne modifie en quoi que ce soit le cluster. Un cas typique de cluster en filament, une fois formé, verra son nombre de branches inutiles augmenter au fur et à mesure que l'échelle angulaire considérée augmente, sans que sa taille ou sa structure ne change. C'est beaucoup moins le cas pour un cluster plutôt « globulaire ». C'est en tous les cas une information que l'on pourrait exploiter dans la recherche de multiplets (voir [132]).

Cinquième partie

Synthèse

Chapitre 9

Vers un modèle global de concordance

9.1	Vers un modèle global de concordance	262
9.1.1	Données expérimentales et observables	262
9.1.2	Modèles de sources et confrontation	263
9.1.3	Résultats préliminaires	264
9.1.4	Conclusion et perspectives	273

Résumé : Synthèse de toutes les contraintes développées au cours de cette thèse. Intégration de celles-ci dans un outil complet de RCUHEs, véritablement multi-messagers. Caractérisation d'un modèle de concordance préliminaire. Démonstration de sa faisabilité dans le cadre de toutes les observables et des contraintes apportées, notamment par Centaurus A.
Ouvertures et perspectives.

Ce chapitre rassemble toutes les informations des chapitres 3 à 8 en utilisant nombre des observables des RCUHEs dont on dispose aujourd’hui. Il peut donc être lu en dernier, car il est le point de convergence de toutes les analyses et observables étudiées dans la présente thèse.

Dans le chapitre II, nous avons montré l’importance du spectre d’énergie et du spectre de masse pour contraindre la composition des sources. Dans les chapitres 6 et 7, nous aurons utilisé le spectre angulaire pour contraindre de manière indépendante la densité effective des sources de RCUHEs. Dans le chapitre 4, nous avons confirmé l’absence de photons aux plus hautes énergies en posant des limites supplémentaires sur le flux de photons d’UHE. Dans le chapitre 5, nous avons décrit la partie multi-messagers (essentiellement photons) du code numérique global de propagation des RCUHEs.

9.1 Vers un modèle global de concordance

Dans le chapitre 5, nous nous sommes attachés à décrire la propagation (phénoménologique et numérique) des cascades EM, et l’intégration du code de simulation au code déjà existant (mais modifié) de propagation de noyaux. Ceci nous permet de disposer d’un outil numérique global et complet. Cet outil peut être utilisé pour tenter de construire un modèle global, qui se veut compatible avec toutes les contraintes apportées par les expériences, la phénoménologie et la théorie des RCUHEs.

9.1.1 Données expérimentales et observables

Le **spectre d’énergie** constitue un élément contraignant. Plus particulièrement, nous devons être capables de reproduire ses particularités notoires : la cheville et la coupure. Toutes ont été mesurées avec une grande significativité et sont parfaitement exploitables.

Le **spectre de masse** (données de composition) est un second élément intéressant du point de vue de la richesse en contraintes qu’il apporte : composition mixte de plus en plus lourde aux énergies croissantes, avec un changement de pente également vers la cheville.

Le **spectre angulaire** qui nous montre (à ce jour) un signal d’anisotropie assez faible. Il s’agit de reproduire ce signal en s’assurant que, pour la statistique actuelle, on obtient avec notre modèle peu ou prou de multiplets, et peu de clustering. Un excès d’événements est mesuré dans un rayon de 18° autour de Centaurus A, et nous permettra d’apporter une nouvelle contrainte sur notre modèle. C’est ce point que l’on va développer plus avant dans ce chapitre.

Les **messagers secondaires** qui sont les contreparties les plus intéressantes, profondément liés à la composition et la propagation des RCUHEs. En outre, leur détectabilité pose des challenges expérimentaux importants. Les limites sur leur flux seront donc à reproduire, mais nous serons capables d'extraire les photons et électrons attendus au TeV et en-dessous (jusqu'à la dizaine de GeV), où de nombreuses données existent sur le flux diffus (Fermi/LAT, VERITAS, HESS, MAGIC...) et non plus seulement des limites. Il faudra ainsi, et cela semble tout à fait probable, que les photons cosmogéniques ne donnent pas de flux trop important à ces énergies.

9.1.2 Modèles de sources et confrontation

Dans le modèle astrophysique que l'on a développé à la fin du chapitre III, on a pu voir que l'hypothèse GZK restait, et reste encore, une explication possible et non exclusive de la coupure observée par Auger au-delà de 40 EeV. En effet, dans ce modèle, les protons coupent tôt à la source en étant accélérés jusqu'à des énergies de ~ 10 EeV, et les noyaux de Fe, 26 fois plus haut. Il permet de relâcher les contraintes d'accélération imposées aux sources pour accélérer des RCUHEs aux énergies extrêmes, grâce à un E_{max} limité. Ce qui résulte donc en une coupure sur le spectre propagé à la Terre qui est due à la fois à l'effet GZK, mais aussi à la coupure tôt à la source.

Cela a fait de ce modèle un bon point de départ pour la construction d'un modèle rendant compte de toutes les observations à l'instar de ce que l'on tente de faire en cosmologie et qui est rendu possible par la richesse des observations. On a pu voir, de manière préliminaire, que l'influence de la source la plus proche était déterminante. En particulier si celle-ci est suffisamment proche (~ 3.8 Mpc dans le cas de Cen-A) et suffisamment lumineuse, un signal d'anisotropie peut émerger de la région entourant la source. Dans le cas d'une source très proche, il est possible que la distance soit trop faible pour que tous les noyaux intermédiaires soient photo-désintégrés en protons secondaires. Ce qui arrive à la Terre est donc un spectre contenant les abondances relatives issues de toutes les autres sources comme montré au chapitre II, ainsi que la contribution en noyaux intermédiaires de la (ou *des*) source proche..

Composition vs anisotropies

M. Lemoine & E. Waxman ont publié en 2009 [118] un article qui introduisit une idée nouvelle et puissante, consistant à utiliser le signal d'anisotropie comme contrainte directe sur la composition. Il y est défini la quantité :

$$\Sigma_Z(> E_{thr}) \equiv \frac{\Delta N(> E_{thr})}{\sqrt{(N_{iso}(> E_{thr}))}}, \quad (9.1)$$

qui caractérise le rapport signal sur bruit (S/N) pour une espèce lourde de charge Z . $\Delta N(> E_{\text{thr}})$ représente l'excès d'événements par rapport à des réalisations isotropes et N_{iso} le nombre d'événements attendus pour un fond isotrope. La détection d'une anisotropie a lieu si $\Sigma_Z(> E_{\text{thr}}) \gg 1$

La même quantité peut être calculée pour des protons d'énergie $> E_{\text{thr}}/Z$, notée $\Sigma_p(> E_{\text{thr}}/Z)$. Ils ont alors la même rigidité que la composante lourde au-delà de E_{thr} et suivent le même chemin dans les champs magnétiques Galactiques et extragalactiques, et produisent donc une anisotropie similaire, au ratio des abondances près et au fond isotrope près. En supposant un spectre d'injection en loi de puissance pour toutes les abondances $q_i(E) \propto E^{-s}$ pour $E \ll E_{\text{max}}(Z_i)$ et que le nombre d'événements est proportionnel à $E^{1-s_{\text{obs}}}$ avec s_{obs} la pente du spectre différentiel de tous les événements du ciel, on peut montrer que :

$$\Sigma_p(> E_{\text{thr}}) = \Sigma_Z(> E_{\text{thr}}) \frac{q_p(E_{\text{thr}}/Z)}{q_Z(E_{\text{thr}}/Z)} \alpha_{\text{loss}} Z^{s-(s_{\text{obs}}+1)/2}. \quad (9.2)$$

Le facteur α_{loss} dénote les pertes d'énergie par propagation. Aux énergies au-dessus de la cheville, on a $s_{\text{obs}} \simeq 2.7$. Si l'on suppose un spectre d'injection avec un indice égal à 2.0, on trouve un S/N plus grand à E_{thr}/Z qu'à E_{thr} d'un facteur proche de $q_p(E_{\text{thr}}/Z)/q_Z(E_{\text{thr}}/Z)\alpha_{\text{loss}}Z^{0.2}$, que l'on attend en général significativement plus grand que 1, et ceci d'autant plus que le spectre d'injection est mou.

La définition et caractérisation d'un modèle de concordance doit intégrer et vérifier qu'il ne viole pas cette idée, par exemple en évaluant le rapport $\Sigma_p(> E_{\text{thr}})$ en fonction de l'énergie. En particulier, nous souhaitons vérifier si cette nouvelle contrainte apportée par les anisotropies pose un problème au fait que la composition s'alourdisse au-delà de la cheville.

Dans tous les cas, les anisotropies issues du modèle devront être modérées au vu des données. Nous cherchons à reproduire l'excès d'événements significatif autour de la source la plus proche Cen A, au-delà de 52 EeV. Nous cherchons aussi à ce que l'évolution du rapport signal sur bruit à plus basse énergie ne soit pas croissante, car Auger n'observe aucun signal d'anisotropie sous 50 EeV.

9.1.3 Résultats préliminaires

Reprenons les modèles discutés aux chapitres II et 5. D'un point de vue de la composition, le scénario le plus intéressant était celui d'une composition mixte aux sources. Sachant que l'on rajoute comme hypothèse supplémentaire une source proche contribuant très significativement au flux à haute énergie, nous étudions à nouveau le cas

d'une composition mixte de même composition que le rayonnement cosmique Galactique de basse énergie. Nous utilisons pour les événements du fond (c'est à dire ceux qui ne sont pas générés par la source proche (ou puissante), le cas d'une distribution uniforme de sources avec un E_{max} limité à $Z \times 20$ EeV et un indice spectral de 2.0.

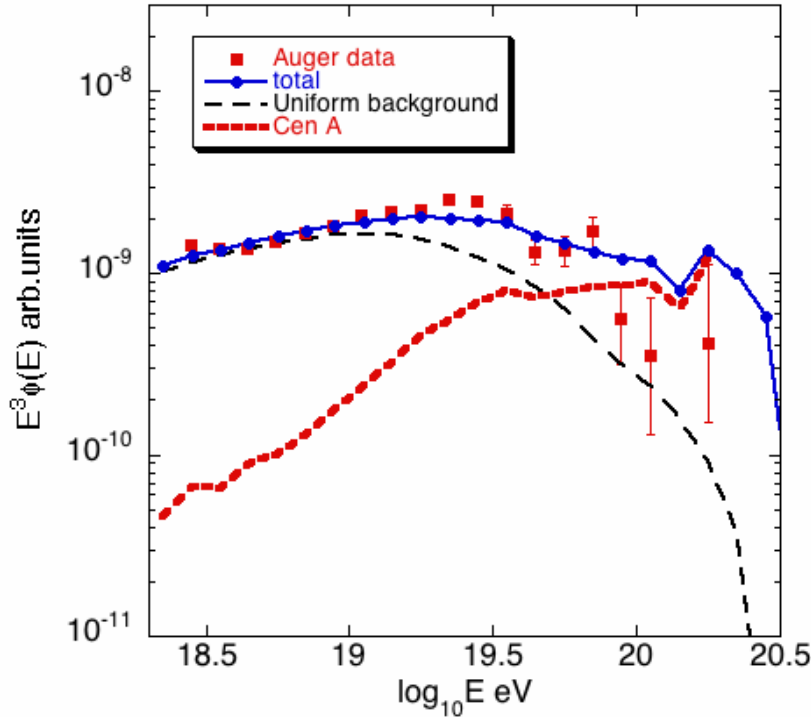


FIG. 9.1 – Spectres propagés des RCUHEs comparé aux données d'Auger (carrés rouges). On a ajusté le spectre simulé aux données pour le normaliser. En pointillés noirs, la contribution du fond des cosmiques issus des sources réparties de manière homogène avec une évolution uniforme. On a modélisé Cen A par une source proche à 3.8 Mpc. Son flux est normalisé à 15% à 52 EeV afin de reproduire les données d'Auger. Sa contribution est en pointillés rouges. Le scénario utilisé est celui d'une composition mixte aux sources. Les paramètres astrophysiques sont $E_{max} = Z \times 20$ EeV pour le fond uniforme et $Z \times 50$ EeV pour Cen A, et $\beta = 2.0$.

Nous avons calculé le spectre propagé à partir de cette distribution de sources. Ceci constitue le fond uniforme des RCUHEs. De plus, nous avons calculé le spectre propagé issu d'une source proche, située à 3.8 Mpc, de même composition mixte, avec un E_{max} de $Z \times 50$ EeV, afin de modéliser Centaurus A. Les paramètres astrophysiques de Cen A sont donc très proches de ceux des sources du fond uniforme. Nous avons choisi une énergie maximale permettant de porter les protons à une énergie proche de celle de l'excès vu par Auger (nous expliquerons ce choix un peu plus loin). Nous avons choisi

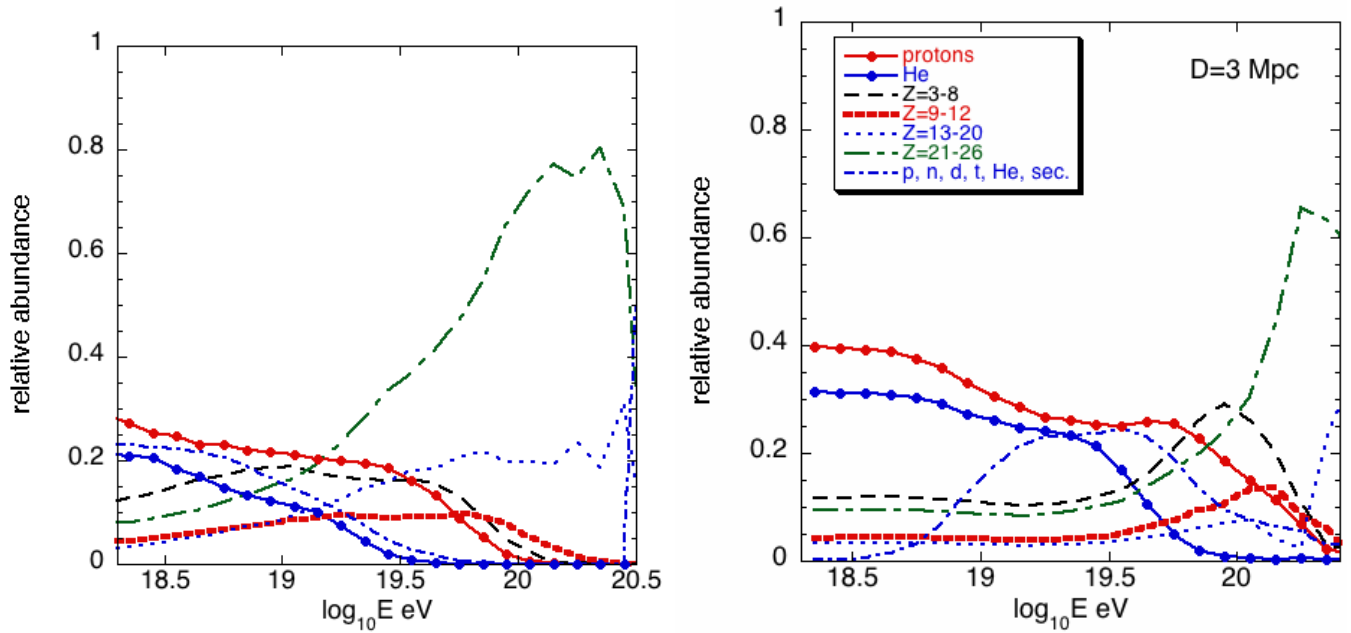


FIG. 9.2 – Abondances relatives des divers éléments à la Terre. **Gauche** : cas des sources du fond uniforme. **Droite** : cas de Cen A.

un champ magnétique Galactique tiré de [133], constitué d'une composante régulière et d'une composante turbulente. Nous avons modulé leur amplitude de façon à disperser les protons issus de Cen A dans un rayon de 18° autour de sa position au-dessus de 50 EeV.

On définit le rapport signal sur bruit en se basant sur 9.1 :

$$\Sigma(E) = \frac{N_{CenA}^{18^\circ}(E)}{[N_{tot}(E) - N_{CenA}(E)] \times 0.0436} \quad (9.3)$$

où $N_{CenA}^{18^\circ}$ est le nombre d'événements provenant de CenA et situés à moins de 18° de sa direction, dans le bin d'énergie E , N_{tot} est le nombre total d'événements sur le ciel dans le bin d'énergie E , et N_{CenA} est le nombre total (sur tout le ciel) d'événements provenant de CenA, dans le bin d'énergie E . La fraction du ciel pondéré par la couverture d'Auger correspondant aux 18° autour de CenA est de 0.0436.

Les différentes abondances relatives à la Terre des événements du fond reproduisent bien les données de composition d'Auger (voir Fig. 9.2a). On observe une domination nette des éléments légers vers la cheville et un alourdissement avec l'énergie. Afin d'avoir environ 15% du total des événements de la source modélisée dans un cercle de 18° , vu que la composition est mixte, sa contribution totale au delà de 50 EeV doit être

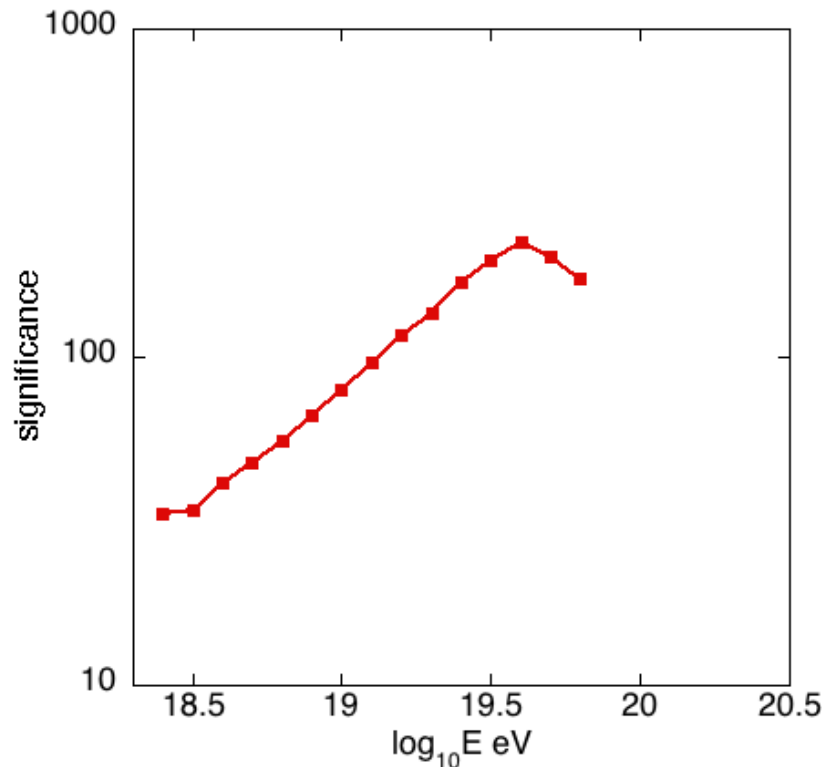


FIG. 9.3 – Évolution du rapport signal sur bruit Σ (cf. texte) en fonction de l'énergie.

légèrement supérieure à 50% à cette énergie. Comme on peut le voir sur la Fig. 9.1, sa contribution à plus basse énergie est néanmoins relativement faible. De ce fait l'évolution des abondances relative de la source (montrée sur la Fig. 9.2b), légèrement différente de celle du fond du fait de la proximité de la source et l'énergie maximale un peu plus élevée ne change pas l'évolution globale de composition attendue au delà de la cheville. Pour ce qui est de la composition au delà de 50 EeV, nous en reparlerons un peu plus loin.

C'est l'évolution du rapport signal sur bruit Σ qui apporte un éclairage nouveau et intéressant sur nos modèles. En cherchant à ne pas violer l'argument de [118], nous avons en fait exploré une hypothèse différente : le signal d'anisotropie centré sur Cen A est majoritairement composé de protons à haute énergie. Aux plus basses énergies la composition est plus légère, mais la rigidité décroît suffisamment pour que le rapport Σ soit décroissant.

Ainsi, avec une hypothèse astrophysique satisfaisante (composition mixte et E_{max} limitée), qui par ailleurs s'ajuste aux données d'Auger (spectre et composition), nous pouvons également reproduire l'excès autour de Cen A sans que celui-ci ne soit significatif à plus basse énergie. C'est une manière de concilier une composition s'alourdisant

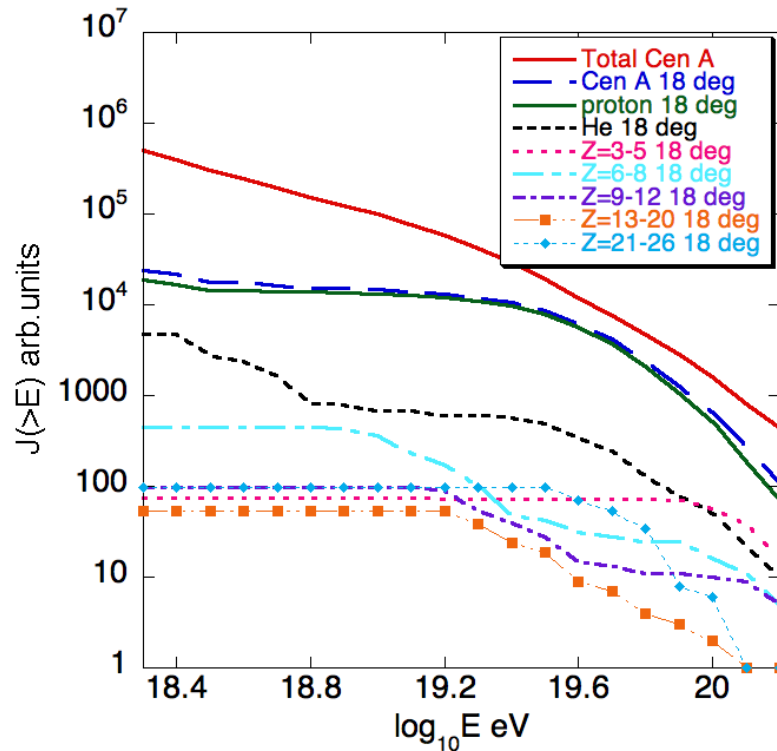


FIG. 9.4 – Évolution des différentes composantes dans 18 degrés autour de Cen A.

au delà de la cheville et l'apparition d'un signal d'anisotropie aux plus hautes énergies. Dans le cas que nous considérons ici, le signal est dû pratiquement exclusivement à la composante proton de la source proche que nous avons choisi de couper à l'énergie de l'anisotropie. Nous aurions pu relaxer cette hypothèse en incluant une composition plus mixée dans le cercle de l'excès et en coupant les protons à plus basse énergie de façon à ce que ceux-ci soient moins présents dans l'excès. Ce cas est néanmoins plus compliqué car l'évolution de la significativité dépend alors de la façon dont on coupe la composante proton.

Vers 50 EeV, dans le cadre de notre modèle, l'abondance en proton est d'environ 30% (en considérant la contribution du fond et celle de la source) et donc toujours nettement dominée par les noyaux lourds. Notons que la composition au delà de cette énergie s'alourdit encore si la composante proton coupe comme nous en avons fait l'hypothèse et que la significativité de l'excès devrait stagner ou diminuer du fait que la plupart des événements de plus haute énergie auront une rigidité plus faible. Si par contre la composante proton est accélérée au delà de 10^{20} eV, vu que la contribution relative de la source augmente avec l'énergie, on s'attendrait alors à ce que la composition s'allège, que la significativité de l'excès augmente et éventuellement à la production d'un flux de

photons secondaire observable par JEM-EUSO comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent.

Soulignons un autre point important : la coupure (ou plutôt la baisse du flux) observée par Auger serait due, dans le cadre de ce modèle (voir la figure 9.1) à la coupure aux source ($E_{max} = 20$ EeV) et non à l'effet GZK (dans cette partie du spectre, le flux est dominé par la contribution de Cen A), la coupure GZK n'interviendrait que vers 300 EeV, due aux interactions des noyaux de fer de la source proche avec le CMB.

Par ailleurs, nous allons voir que la distance de la source donnant l'anisotropie peut être relâchée. Pour cela, nous avons reproduit le même excès au-dessus de 52 EeV en modélisant une source à 50 Mpc (qui correspond à la distance de Cen B). Nous pouvons voir sur la figure 9.5 que les abondances relatives sont similaires au cas de Cen A, à ceci près qu'il y a relativement plus de protons et moins de He et CNO. Donc la différence majeure dans le cas d'une source plus lointaine vient du fait que les He, CNO et intermédiaires a 50 EeV sont beaucoup plus atténués (voire absents), et que pour le reste des éléments, les abondance sont similaires. En conséquence, l'évolution de la significativité σ ne peut être très différente du cas de Cen A. Notons que dans ce la coupure GZK du fer aurait lieu vers $2 \cdot 10^{20}$ eV soit plus tôt que pour Cen A.

Néanmoins, au vu de la distance de la source plus grande, la luminosité de celle-ci doit être augmentée pour contribuer à hauteur de 15% du flux à 52 EeV. Ceci reste satisfaisant d'un point de vue astrophysique car Centaurus B est une radio-galaxie plus puissante que Centaurus A. Par ailleurs notons que la possibilité d'accélérer des protons au delà de 10^{19} eV dans le cas de Cen A est souvent mise en doute, notamment dans [118].

Nous venons de voir que l'argument de [118] n'est pas en contradiction avec un alourdissement de la composition au delà de la cheville, mais on peut également se demander si cet argument exclut la possibilité que les rayons cosmiques à l'origine de cet excès soient lourds. Une alternative au scénario précédent a aussi été étudiée dans ce but. Nous avons choisi le cas d'une composition pur-fer, avec $E_{max} = 25$ EeV et $\beta = 1.4$. L'évolution des sources est de type SFR1. Cette évolution des sources nous permet de justifier de spectre sources plus durs (afin d'ajuster les données) et donc une quantité dominante de protons secondaires vers la cheville en accord avec les données de composition. Notons que des effets d'horizon magnétique dus au champ extra-galactique pourraient également être utilisés pour justifier la domination des protons à basse énergie tout en utilisant des indices spectraux plus mous à la source. Ces effets sont modélisés dans [75], nous n'avons pas eu le temps d'implémenter ce type d'effet, nous les mentionnons néanmoins ici.

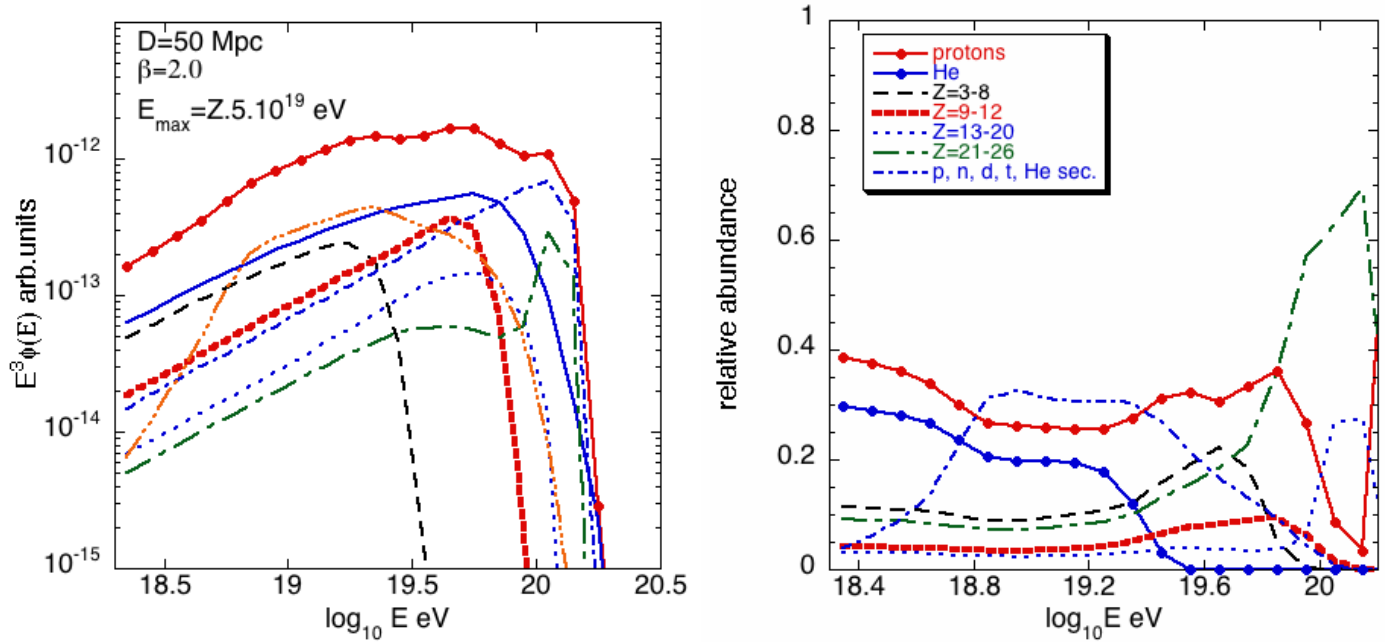


FIG. 9.5 – Pour une source située à 50 Mpc, avec $E_{max} = Z \times 5.10^{19}$ eV et $\beta = 2.0$. **Gauche** : spectres propagé total de la source, et spectre propagé de la source pour divers éléments. **Droite** : Abondances relatives des divers éléments.

Dans ce cas également nous modélisons une source à 3.8 Mpc (qui pourrait être la contribution de Cen A) que nous normalisons à 15% du flux total au-delà de 50 EeV. Nous supposons que l'ensemble de la source est vue dans 18 degrés autour de Cen A. Comme précédemment, le bruit est calculé en faisant la différence entre la contribution de Cen A et le flux total à chaque énergie, la racine de ce bruit dans un bin angulaire comparable à celui de l'excès est représenté en trait épais rouge sur la figure 9.7. Sur les spectres intégrés représentés sur la figure 9.7 figurent le spectre total, la contribution de Cen A et de ses composantes élémentaires. On peut voir que vers 50 EeV la contribution de Cen A pour notre modèle est dominée par les noyaux lourds mais n'est pas du pur fer. On peut néanmoins comparer le rapport signal sur bruit de la source à celui des protons de la même source à une énergie 26 fois plus basse (les flèches sur la figure 9.7. On s'aperçoit que ce facteur est plus élevé d'un facteur ~ 4 à haute énergie. À plus haute énergie, vu notre choix d'énergie maximale à 25 EeV il reste encore des protons, néanmoins, en supposant une évolution linéaire avec l'énergie de la taille de leur image dans le ciel, le rapport signal sur bruit reste en deçà de celui calculé à haute énergie. Notons que nous pourrions tout simplement éliminer ces protons à haute énergie en choisissant une valeur de l'énergie maximale plus faible pour notre source proche.

Dans ce cas, l'excès est dû essentiellement à des éléments lourds à haute énergie

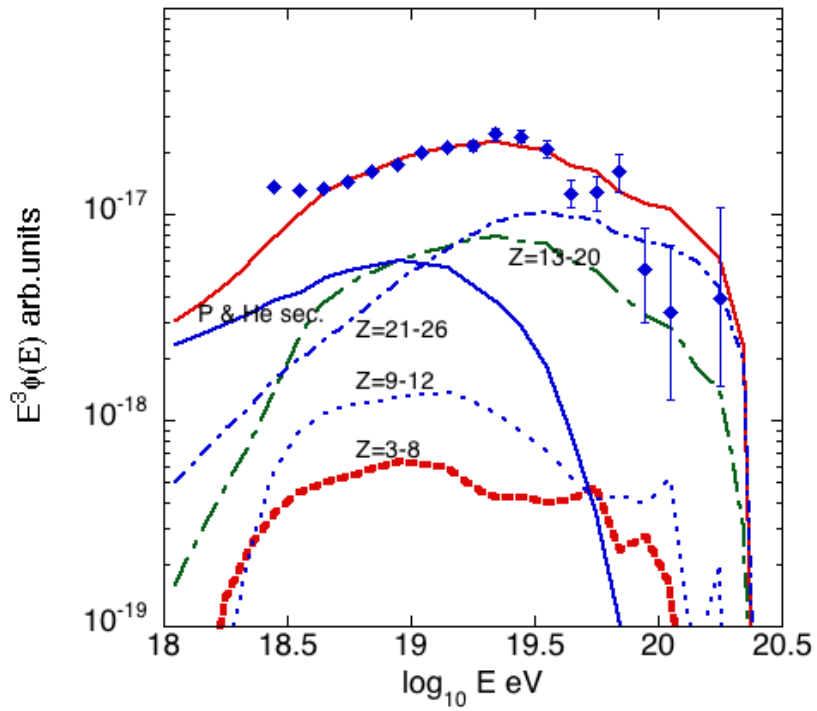


FIG. 9.6 – Spectres propagés des RCUHEs et abondances relatives pour divers éléments. La composition aux sources est pur-fer, $E_{max} = 25$ EeV et $\beta = 1.4$. Ces paramètres sont identiques pour Cen A.

(néanmoins il n'y a pas *que* du fer).

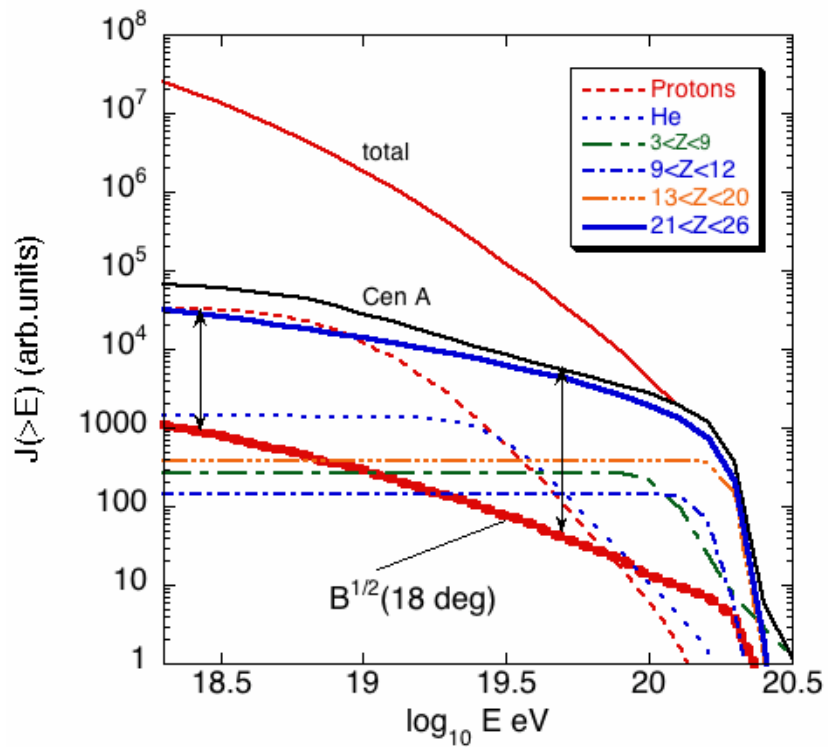


FIG. 9.7 – Spectres intégrés des RCUHEs propagés depuis une distribution homogène de sources avec une évolution SFR1, plus Cen A, identiques à la figure 9.6. On a tracé le terme du fond (B), dénominateur de 9.3. Le flux total provenant de Cen A est tracé en noir. Les flèches représentent Σ pour $E > 52$ EeV, et l’excès d’événements dû aux protons uniquement (correspondant à 9.2) pour $E > 3$ EeV.

9.1.4 Conclusion et perspectives

Nous démontrons la faisabilité d'un modèle global de concordance. Capable de s'ajuster à de multiples contraintes (spectre, composition, anisotropies, multi-messagers), nous l'avons raffiné afin de ne pas violer l'idée de [118]. Dans le cas d'une composition mixte, avec des protons qui coupent tôt, nous pouvons reproduire l'excès autour de Cen A (avec des protons), tout en ayant une significativité plus faible à plus basse énergie, en accord avec les données.

Les mêmes conclusions sont possibles avec un scénario de composition pur-fer.

Il aurait été possible de s'attaquer au problème moins abruptement, en trouvant un excès non pas dû uniquement à des protons ou des éléments lourds, mais avec quelques éléments intermédiaires. Dans ce cas, l'évolution de la significativité σ dépendra beaucoup de la manière dont on coupe les protons (donc de E_{max}).

Dans l'approche plus grossière présentée ici, on s'attache surtout à démontrer la faisabilité d'un modèle de concordance qui est ici esquissé.

Perspectives

Il est maintenant possible de contraindre la densité des sources utilisée dans l'outil grâce aux résultats de la partie IV de la présente thèse (pour le cas homogène essentiellement).

Par ailleurs, à terme, on pourra même modéliser les photons produits à la source. Des modèles fins de sources (accélération des RCUHEs à la source et conséquences sur le spectre et la composition) sont décrits dans [134]. On pourra alors mieux les contraindre, puis les utiliser, grâce aux données au TeV et en-dessous. Ces modèles fins de sources nous permettront d'en faire nos sources génériques et de les inclure ensuite dans l'outil numérique global.

Annexes

Annexe A

Chance d'avoir rejeté l'isotropie avec une puissance de corrélation de $\sim 40\%$

Rappels

Le test d'isotropie sur les données d'Auger opéré en 2006/2007 fait usage d'une analyse séquentielle et est appelé le *running prescription test*. On a vu dans 2.3.3 que la séquence est échantillonnée sur 20 pas (cf. table 2.29 dans 2.3.3). Les valeurs du nombre minimum k_{min} et du nombre total N d'événements pour chaque pas ont été déterminées en exigeant que les erreurs α et β de type I et II respectivement soient de 1% et 5% maximum. Le nombre total de pas (20) est imposé par le fait que l'on puisse détecter le signal d'anisotropie si la puissance de corrélation est d'au moins 60% avec un β d'au plus 5%.

Cela signifie donc que si la puissance réelle de corrélation des événements (i.e. la chance qu'ils corrélerent avec un AGN) est de 60%¹. On a donc au maximum 5% de chance que le test ne soit pas validé et que le ciel soit donc déclaré compatible avec l'isotropie, alors qu'il n'est pas isotrope.

Chance de passer le test pour une puissance de corrélation donnée

Nous souhaitons dans cette annexe quantifier la chance que l'on a eu de passer le test (à n'importe quel moment, c'est-à-dire pour n'importe quel pas) si le pouvoir de corrélation était inférieur à 60%.

¹En réalité si l'on fixe $\beta = 5\%$, la puissance de corrélation minimale détectable est de 55.7%. Pour une puissance de corrélation de 60%, on a $\beta = 98.45\%$.

En effet, après mai 2007, la puissance de corrélation n'a cessé de baisser, et on observe pour les données des périodes II et III (27 mai 2006 - 31 décembre 2009), 21 événements qui corrélaient sur 55, soit une puissance de corrélation de 38.18%. L'idée première de cette annexe est donc de répondre à la question « **Quelle était la chance que l'on passe le test (i.e. que l'on détecte le signal de corrélation et que l'on rejette donc l'isotropie) si la puissance de corrélation réelle était de 38.18% ?** »

On a utilisé un Monte-Carlo : on a supposé que chaque événement avait une probabilité individuelle (= puissance de corrélation) de corréler de 38.18%, et on a construit un échantillon d'événements de taille croissante, donnée par les N de la table 2.29, c'est-à-dire par la taille de chaque pas. À chaque pas, on a vérifié si le test était validé, en vérifiant si le nombre k_{min} d'événements qui corrélaient était supérieur ou égal à la valeur de la table 2.29.

Pour 10^6 simulations d'échantillons, on obtient une fraction de 36.52% de simulations qui passent le test (à au moins un moment de la séquence).

Ceci signifie que *si la vraie puissance de corrélation des événements est de 38.18%, alors on avait 36.52% de chance de valider le running prescription test d'Auger.*

On a aussi obtenu que 15.7% des simulations qui passaient le test le faisait au plus au troisième pas de la séquence (où l'on requière 6 événements sur 8) comme les données d'Auger.

Cela signifie aussi que la chance que l'on avait de commettre une erreur de type II était de $\beta = 63.48\%$.

Rappelons que α ne change pas puisque les paramètres de corrélation qui donne une probabilité $p = 0.21$ de corréler pour une réalisation isotrope ne sont pas modifiés, ni les valeurs des paramètres (k_{min} , N) de la séquence.

Besoin de statistique

Bien sûr, on a estimé la puissance de corrélation réelle à l'aide d'un échantillon statistique de 55 événements. On a supposé que la puissance réelle de corrélation était donnée par la fraction (21/55) d'événements qui corrélaient sur ce total de 55 événements. C'est une estimation non-biaisée, mais qui ne converge pas forcément très rapidement vers la vraie valeur, surtout avec 55 événements. On a donc voulu répondre à la question suivante : « Quelle est la puissance de corrélation maximale compatible à CL% avec une fraction observée de 0.3818 ? »

Ceci correspond à construire l'intervalle de Neyman à CL% de niveau de confiance correspondant à la limite supérieure sur la fraction (puissance de corrélation) réelle.

Pour cela, on résout [135] l'équation $\mathcal{P}(p_{lim}) = 1 - CL$ où :

$$\mathcal{P}(p) = \sum_{k=0}^{21} \binom{k}{55} (p)^k (1-p)^{55-k} \quad (\text{A.1})$$

On trouve $p_{lim} = 0.477$ pour $CL = 0.9$. Cela signifie qu'il a 90% de chance que l'intervalle $[0, 0.477]$ contienne la vraie valeur de la puissance de corrélation. Pour $CL = 0.95$, on obtient un intervalle $[0, 0.502]$.

On peut aussi contruire un intervalle qui soit symétrique par rapport à la fraction estimée (38.18%). Ce n'est plus une limite supérieure, mais l'intervalle construit jouit toujours de la propriété des intervalles de Neyman, c'est-à-dire que si l'on répète un nombre fini de fois la mesure (avec un nombre fini d'expériences "Auger"), $CL\%$ des fois, l'intervalle construit contiendra la vraie valeur (la vraie puissance de corrélation).

Pour un intervalle symétrique à 90% (5% "à gauche" et 5% "à droite" de la valeur 38.18%), on obtient un intervalle $[0.254, 0.523]$.

Et si l'on refait le calcul précédent (la chance d'avoir passer le test en supposant une puissance de corrélation donnée) avec 52.3% (borne supérieure de l'intervalle), on obtient 89.55%, et avec 25.4% (borne inférieure de l'intervalle), on obtient 3.28%. On remarque donc que la variance dans cette chance de passer le test est très importante : mais elle serait très nettement atténuée avec une statistique d'événements plus grande. Par exemple, si la statistique est 10 fois plus grande et la puissance mesurée de corrélation identique (210 sur 550 événements), on obtient un intervalle symétrique de $[0.347, 0.417]$, près de 4 fois plus petit que le précédent.

Mot de la fin

L'objet de cette annexe a été de montrer que la chance que l'on a eu de passer le test séquentiel et donc de rejeter l'isotropie, malgré la faiblesse du signal de corrélation actuel, était tout de même significative (36.52%). On a ensuite discuté du besoin de statistique supplémentaire.

Résumé

Résumé : La thématique des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie (RCUHEs) est riche de mystères. Nous présentons l’état actuel des connaissances générales sur le sujet, ainsi que les apports et possibilités offerts par l’Observatoire Pierre Auger. Celui-ci nous a apporté plusieurs résultats majeurs dans le domaine : la mesure du spectre d’énergie au delà de quelques EeV et de la coupure à haute énergie avec une grande significativité, la mesure d’observables sensibles à la composition qui montrent un alourdissement avec l’énergie (ou une modification significative de la physique hadronique à la centaine de TeV!), et la mesure d’une anisotropie faible en dehors d’une région centrée sur une source remarquable mais pas forcément concernée, Centaurus A.

Dans la seconde partie de cette thèse, on étudie la propagation des RCUHEs depuis leur source dans le milieu extra-galactique. On étudie l’influence de la composition aux sources et des paramètres de l’accélération sur la forme des spectres à la Terre. On démontre la viabilité d’un modèle astrophysique satisfaisant, dit $\text{low-}E_{max}$, qui s’ajuste bien aux données du spectre et de la composition. Un outil numérique de propagation de protons/noyaux, notamment en présence de champs magnétiques, est également présenté dans ce cadre.

Nous présenterons aussi (en quatrième partie) une étude indépendante des contraintes apportées par les données angulaires d’Auger sur la densité effective des sources de RCUHEs et leur déflexion dans les champs magnétiques. Une analyse des données par la méthode de percolation est également présentée, et démontre la faible anisotropie des données.

Une partie entière est dédiée à la phénoménologie d’un messenger secondaire : les photons. On expose leur propagation extra-galactique et l’outil numérique entièrement développé à ce sujet, que l’on intègre dans l’outil existant de propagation de protons/noyaux. Cette intégration aboutit à un code numérique global, véritablement multi-messagers (les neutrinos sont également traités), qui nous permet de disposer d’un outil complet, nous autorisant à fonder un modèle global de concordance capable de satisfaire l’ensemble des contraintes actuelles, dont les limites expérimentales connues sur le flux diffus de photons au TeV (par Fermi/LAT). Celui-ci est discuté dans le dernier

chapitre.

Nous terminons sur les perspectives offertes par la construction d'un modèle global de RCUHEs.

Mots-clés : rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, RCUHE, Observatoire Pierre Auger, astroparticules, rayons cosmiques, sources de rayons cosmiques, phénoménologie des rayons cosmiques, GZK, photons GZK, modèle de concordance, analyse des données d'Auger, outil numérique, propagation des rayons cosmiques, densité des sources de rayons cosmiques, astrophysique, physique des hautes énergies.

Abstract : The field of Ultra-High Energy Cosmic Rays (UHECRs) is full of puzzling mysteries. The present state of the field is first outlined, as well as the contribution and prospects brought in by the Pierre Auger Observatory. The latter actually provided physicists with several key results : the measurement of the energy spectrum above a few EeV and the high-energy cutoff at a high significance level, the measurement of composition-sensitive variables that indicate the UHECRs are getting heavier with energy (though we can not rule out that it might be due to a significant modification of the hadronic physics around 100 TeV scale), and the measurement of a weak anisotropy signal except in a small region of the sky where an excess of events is observed, centered on an important source that might not being involved in this excess, Centaurus A

The second part of the thesis deals with UHECRs propagation in the extra-galactic medium and originating from their source. We study the implications of the composition at the sources and the acceleration parameters on the shape of propagated spectra at the Earth. We demonstrate the feasibility of an astrophysical model, the so-called low- E_{max} scenario, that fits both the spectrum and composition. A numerical code embedding protons and nuclei propagation, including magnetic fields, is also detailed in this section.

In the fourth part, we present an independent study of the constraints brought in by the angular data of Auger on the effective density of UHECRs sources and the typical magnetic deflections they undergo. A percolation tool used to perform a direct data analysis (isotropy test) and demonstrating the weak anisotropy signal, is also presented.

A whole part of the thesis is dedicated to a critical secondary particle : the photon. We discuss its extra-galactic propagation and its related numerical tool that was entirely developed during the thesis and incorporated in the existing proton/nuclei code. This leads to a global numerical tool, truly multi-messengers oriented (neutrinos are considered) and comprehensive, that allows us to build a global concordance model, able to fit the entire set of available constraints, including today's experimental upper limits on the diffusive photon flux at TeV scales (Fermi/LAT). This concordance model

is addressed in the last chapter.

We will conclude with the future prospects possibly opened from a global model of the UHECRs.

Keywords : ultra-high energy cosmic rays, UHECR, Pierre Auger Observatory, cosmic rays, GZK, astroparticles, cosmic rays sources, phenomenology of cosmic ray sources, GZK photons, concordance model, Auger data analysis, numerical tool, UHECRs propagation, constraints on source density, astrophysics, high-energy physics.

Bibliographie

- [1] P. Auger and R. Maze. *C. R. Acad. Sci. Ser.*, B(207-228), 1938.
- [2] M. S. Longair. *High-energy Astrophysics, volumes I et II*. Cambridge University Press, 1992.
- [3] M. Nagano and A. A. Watson. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. *Rev. Mod. Phys.*, 72(3) :689–732, Jul 2000.
- [4] P. Maestro et al. Measurements of cosmic-ray energy spectra with the 2nd CREAM flight. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 196 :239–242, 2009.
- [5] P. Maestro et al. Elemental energy spectra of cosmic rays measured by CREAM-II. 2010.
- [6] Enrico Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.*, 75 :1169–1174, 1949.
- [7] L. Oc. Drury. An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Rept. Prog. Phys.*, 46 :973–1027, 1983.
- [8] Anatoly D. Erlykin and Arnold W. Wolfendale. The knee in the cosmic ray energy spectrum. 2009.
- [9] A. De Rujula. A cannonball model of cosmic rays. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 151 :23–32, 2006.
- [10] Parizot Etienne. Rayons cosmiques et rayonnement du cosmos. APC laboratory, Paris, France, 2005.
- [11] Jorg R. Horandel et al. Results from the KASCADE, KASCADE-Grande, and LOPES experiments. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39 :463–470, 2006.
- [12] J. R. Hoerandel and for the KASCADE-Grande Collaboration. Investigation of the Properties of Galactic Cosmic Rays with the KASCADE-Grande Experiment. 2009.
- [13] A. R. Bell and S. G. Lucek. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field. *MNRAS*, 321 :433–438, March 2001.

- [14] E. Parizot, A. Marcowith, J. Ballet, and Y. A. Gallant. Observational constraints on energetic particle diffusion in young SNRs : Amplified magnetic field and maximum energy. 2006.
- [15] J. Bluemer, R. Engel, and J. R. Hoerandel. Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 63 :293–338, 2009.
- [16] M. Ave et al. Mass composition of cosmic rays in the range 2×10^{17} - 3×10^{18} measured with the Haverah Park Array. *Astropart. Phys.*, 19 :61–75, 2003.
- [17] A. V. Glushkov and M. I. Pravdin. Searches for the sources of cosmic rays with energies $(1-4) \times 10^{17}$ -eV using the Yakutsk EAS array. *Astron. Lett.*, 28 :296–302, 2002.
- [18] D. J. Bird, J. Boyer, and et al. The HiRes Fly’s Eye Prototype Detector - A Status Report. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 2 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 462–+, 1993.
- [19] N. Chiba et al. Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100-km² area. *Nucl. Instrum. Meth.*, A311 :338–349, 1992.
- [20] J. Abraham et al. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A523 :50–95, 2004.
- [21] J. Abraham et al. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 104 :091101, 2010.
- [22] A. M. Hillas. Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? *J. Phys.*, G31 :R95–R131, 2005.
- [23] Lemoine M. and Sigl G. Physics and astrophysics of ultra-high-energy cosmic rays. Proceedings, International School, UHECR2000, Meudon, France, June 26-29, 2000. 2001. Prepared for Physics and Astrophysics of Ultrahigh-energy Cosmic Rays, Meudon, France, 26-29 Jun 2000.
- [24] Anthony M. Hillas. Cosmic rays : Recent progress and some current questions. 2006.
- [25] Ray J. Protheroe. Effect of energy losses and interactions during diffusive shock acceleration : Applications to SNR, AGN and UHE cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 21 :415–431, 2004.
- [26] James W. Cronin. Cosmic rays : the most energetic particles in the universe. *Rev. Mod. Phys.*, 71(2) :S165–S172, Mar 1999.
- [27] Dongsu Ryu, T. W. Jones, and Adam Frank. Numerical Magnetohydrodynamics in Astrophysics : Algorithm and Tests for Multi-Dimensional Flow. *arXiv eprint*, 1995.

- [28] F. C. Jones and D. C. Ellison. The plasma physics of shock acceleration. *Space Science Reviews*, 58 :259–346, December 1991.
- [29] Olaf Wucknitz. Long baseline experiments with LOFAR. 2010.
- [30] Xavier Bertou, Murat Boratav, and Antoine Letessier-Selvon. Physics of extremely high energy cosmic rays. *Int. J. Mod. Phys.*, A15 :2181–2224, 2000.
- [31] D. Heck et al. Influence of low-energy hadronic interaction programs on air shower simulations with CORSIKA. Prepared for 28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003), Tsukuba, Japan, 31 Jul - 7 Aug 2003.
- [32] D. Heck, M. Risse, and J. Knapp. Comparison of hadronic interaction models at Auger energies. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 122 :364–367, 2003.
- [33] Pierre Billoir. *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, volume 576/2001. Springer Berlin /Heidelberg, jan 2001.
- [34] K. Kamata and J. Nishimura. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 6 :93–155, 1958.
- [35] Benjamin Rouillé d’Orfeuil. *Recherche de sources et d’anisotropies dans le rayonnement cosmique d’ultra-haute énergie au sein de la collaboration AUGER*. PhD thesis, 2007.
- [36] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays And Particle Physics*. Cambridge University Press, jan 1991.
- [37] Xavier Bertou et al. Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A568 :839–846, 2006.
- [38] J. Abraham et al. The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements with the Pierre Auger Observatory. 2009.
- [39] University of Lodz. *International Cosmic Rays Conference*, 2009.
- [40] M. Ave et al. Measurement of the pressure dependence of air fluorescence emission induced by electrons. *Astropart. Phys.*, 28 :41, 2007.
- [41] J. Abraham et al. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A613 :29–39, 2010.
- [42] Pierre Billoir and Pierre Da Silva. Towards a parametrization of the lateral distribution function and its asymmetries. *Internal Auger GAP Note*, GAP 2002-073, 2002.
- [43] Jorge Alberto Abraham et al. The Fluorescence Detector of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A620 :227–251, 2010.
- [44] J. Abraham et al. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Phys. Lett.*, B685 :239–246, 2010.

- [45] Veniamin Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Dip in UHECR spectrum as signature of proton interaction with CMB. *Phys. Lett.*, B612 :147–153, 2005.
- [46] T. Wibig and A. W. Wolfendale. At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate? *ArXiv Astrophysics e-prints*, October 2004.
- [47] The Pierre Auger Collaboration. Astrophysical Sources of Cosmic Rays and Related Measurements with the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints*, June 2009.
- [48] J. Abraham et al. Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, 31 :399–406, 2009.
- [49] J. Abraham et al. Limit on the diffuse flux of ultra-high energy tau neutrinos with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev.*, D79 :102001, 2009.
- [50] P. Billoir and the Auger Collaboration. Limit on the diffuse flux of ultra high energy neutrinos using the Pierre Auger Observatory. *Journal of Physics Conference Series*, 203(1) :012125–+, January 2010.
- [51] The Pierre Auger Collaboration. Upper Limit on the Diffuse Flux of Ultrahigh Energy Tau Neutrinos from the Pierre Auger Observatory. *Physical Review Letters*, 100(21) :211101–+, May 2008.
- [52] Ronald A. Fisher. The use of multiple measurements in taxonomic problems. *Annals Eugen.*, 7 :179–188, 1936.
- [53] Abraham J. et al. Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 318 :938–943, 2007.
- [54] Abraham J. et al. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astropart. Phys.*, 29 :188–204, 2008.
- [55] C. Covault and A. Letessier-Selvon. A Prescription for A Search for Correlation between AGN and Ultra-High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory. *Internal Auger GAP Note*, GAP 2006-096, nov 2006.
- [56] Abraham Wald. *Sequential Analysis*. Dover Publications, jun 2004.
- [57] S. Y. BenZvi, B. M. Connolly, and S. Westerhoff. Sequential Analysis Techniques for Correlation Studies in Particle Astronomy. 2007.
- [58] F. W. Stecker, M. A. Malkan, and S. T. Scully. Intergalactic photon spectra from the far-ir to the uv lyman limit for $0 < z < 6$ and the optical depth of the universe to high-energy gamma rays. *The Astrophysical Journal*, 648(2) :774, 2006.
- [59] Denis Allard et al. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultra high energy nuclei. *JCAP*, 0609 :005, 2006.

- [60] J. P. Rachen. *Interaction processes and statistical properties of the propagation of cosmic-rays in photon backgrounds*. PhD thesis, 1996.
- [61] A. Mucke, Ralph Engel, J. P. Rachen, R. J. Protheroe, and Todor Stanev. Monte Carlo simulations of photohadronic processes in astrophysics. *Comput. Phys. Commun.*, 124 :290–314, 2000.
- [62] Kenneth Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16(17) :748–750, Apr 1966.
- [63] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4 :78–+, August 1966.
- [64] George R. Blumenthal. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. *Phys. Rev. D*, 1(6) :1596–1602, Mar 1970.
- [65] IAEA. Photonuclear data for applications, cross section and spectra. 2000.
- [66] J. L. Puget, F. W. Stecker, and J. H. Bredekamp. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences. *Astrophys. J.*, 205 :638–654, April 1976.
- [67] E. Khan, S. Goriely, D. Allard, E. Parizot, T. Suomijärvi, A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn. Photodisintegration of ultra-high-energy cosmic rays revisited. *Astroparticle Physics*, 23 :191–201, March 2005.
- [68] Denis Allard. *Détection des rayons cosmiques ultra-énergétique avec l'observatoire Pierre Auger et étude théorique de leur propagation dans le milieu extragalactique*. PhD thesis, 2004.
- [69] D. Allard, N. G. Busca, G. Decerprit, A. V. Olinto, and E. Parizot. Implications of the cosmic ray spectrum for the mass composition at the highest energies. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 10 :33–+, October 2008.
- [70] T. Yamamoto. The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications. *ICRC proceedings*, 2007.
- [71] D. Allard, Etienne Parizot, E. Khan, S. Goriely, and A. V. Olinto. UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum. *Astron. Astrophys.*, 443 :L29–L32, 2005.
- [72] D. Allard, M. Ave, N. Busca, M. A. Malkan, A. V. Olinto, E. Parizot, F. W. Stecker, and T. Yamamoto. Cosmogenic neutrinos from the propagation of ultrahigh energy nuclei. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 9 :5–+, September 2006.

- [73] D. Allard, E. Parizot, and A. V. Olinto. On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays : Spectral and composition features from two opposite scenarios. *Astroparticle Physics*, 27 :61–75, February 2007.
- [74] D. Allard, A. V. Olinto, and E. Parizot. Signatures of the extragalactic cosmic-ray source composition from spectrum and shower depth measurements. *A&A*, 473 :59–66, October 2007.
- [75] N. Globus, D. Allard, and E. Parizot. Propagation of high-energy cosmic rays in extragalactic turbulent magnetic fields : resulting energy spectrum and composition. *A&A*, 479 :97–110, February 2008.
- [76] V. Berezhinsky, A.Z. Gazizov, and S.I. Grigorieva. On astrophysical solution to ultra high energy cosmic rays. *Phys. Rev.*, D74 :043005, 2006.
- [77] V. Berezhinsky, A.Z. Gazizov, and S.I. Grigorieva. Dip in uhcr spectrum as signature of proton interaction with cmb. *Physics Letters B*, 612(3-4) :147 – 153, 2005.
- [78] J. Abraham. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18} eV. *Physical Review Letters*, 104(9) :091101–+, March 2010.
- [79] Guillaume Decerprit, Nicolas Busca, and Etienne Parizot. A study of photons at ultra high energy using Auger Surface Detector. *Internal Auger GAP Note*, GAP 2010-041, mar 2010.
- [80] Pierre AUGER Collaboration. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 29 :243–256, May 2008.
- [81] Markus Risse et al. Photon air showers at ultra-high energy and the photonuclear cross-section. *Czech. J. Phys.*, 56 :A327–A336, 2006.
- [82] H. Hirayama, Y. Namito, A.F. Bielajew, S.J. Wilderman, and W.R. Nelson. The egs5 code system. *SLAC reports*, SLAC-R-730, 2005.
- [83] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley, 1995.
- [84] L. D. Landau and I. Ya. Pomeranchuk. 92 :535–735, 1953. See The Collected Paper of L. D. Landau (Pergamon, New York, 1965) for an English translation.
- [85] V. N. Baier and V. M. Katkov. Theory of the landau-pomeranchuk-migdal effect. *Phys. Rev. D*, 57(5) :3146–3162, Mar 1998.
- [86] Billoir Pierre, Roucelle Cecile, and Hamilton Jean-Christophe. Evaluation of the primary energy of UHE photon-induced atmospheric showers from ground array measurements. 2007.

- [87] McBreen B. and Lambert C. J. Interactions of high-energy ($e > 10^{19}$ eV) photons in the earth's magnetic field. *Phys. Rev. D*, 24(9) :2536–2538, Nov 1981.
- [88] The Pierre Auger Collaboration. An upper limit to the photon fraction in cosmic rays above 10^{19} eV from the Pierre Auger observatory. *Astroparticle Physics*, 27(2-3) :155 – 168, 2007.
- [89] R. D. Cousins. Why isn't every physicist a Bayesian? *American Journal of Physics*, 63 :398–410, May 1995.
- [90] Claude Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667 :1, 2008.
- [91] Markus Risse and Piotr Homola. Search for ultra-high energy photons using air showers. *Mod. Phys. Lett.*, A22 :749–766, 2007.
- [92] Nicolas Busca, Dan Hooper, and Edward W. Kolb. Pierre Auger data, photons, and top-down cosmic ray models. *Phys. Rev.*, D73 :123001, 2006.
- [93] Sang-jin Lee, Angela Olinto, and Guenter Sigl. Extragalactic magnetic field and the highest energy cosmic rays. *Astrophys. J.*, 455 :L21, 1995.
- [94] T. Ressel and M. S. Turner. *Comments Astrophys.*, 14 :323, 1990.
- [95] T. A. Clark, L. W. Brown, and J. K. Alexander. Spectrum of the Extra-galactic Background Radiation at Low Radio Frequencies. *nat*, 228 :847–849, nov 1970.
- [96] Floyd W. Stecker, M. A. Malkan, and S. T. Scully. Intergalactic Photon Spectra from the Far IR to the UV Lyman Limit for $0 < z < 6$ and the Optical Depth of the Universe to High Energy Gamma-Rays. *Astrophys. J.*, 648 :774, 2006.
- [97] Floyd W. Stecker, M. A. Malkan, and S. T. Scully. Corrected Table for the Parametric Coefficients for the Optical Depth of the Universe to Gamma-rays at Various Redshifts. *Astrophys. J.*, 658 :1392, 2007.
- [98] Sangjin Lee. Propagation of extragalactic high energy cosmic and γ rays. *Phys. Rev. D*, 58(4) :043004, Jul 1998.
- [99] John David Jackson. *Classical Electrodynamics Third Edition*. Wiley, aug 1998.
- [100] John H. Mathews. *Numerical Methods for Mathematics, Science and Engineering*. Prentice-Hall, 1992.
- [101] R. W. Brown, W. F. Hunt, K. O. Mikaelian, and I. J. Muzinich. Role of $\gamma + \gamma \rightarrow e + e$ in photoproduction, colliding beams, and cosmic photon absorption. *Phys. Rev. D*, 8(9) :3083–3102, Nov 1973.
- [102] A. A. Zdziarski and R. Svensson. Propagation of gamma-rays at cosmological redshifts. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 10B :81–88, 1989.
- [103] A. Mastichiadis. Relativistic electrons in photon fields - Effects of triplet pair production on inverse Compton gamma-ray spectra. *MNRAS*, 253 :235–244, November 1991.

- [104] E. Haug. Electron-Electron Bremsstrahlung in a Hot Plasma. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 30 :1546–+, 1975.
- [105] V. Anguelov, S. Petrov, L. Gurdev, and J. Kourtev. On the numerical analysis of triplet pair production cross-sections and the mean energy of produced particles for modelling electron-photon cascade in a soft photon field. *J. Phys.*, G25 :1733, 1999.
- [106] Steven Weinberg. *Gravitation and Cosmology*. John Wiley & Sons Inc, 1972.
- [107] G. R. Blumenthal. Energy loss of high-energy cosmic rays in pair-producing collisions with ambient photons. *Phys. Rev.*, D1 :1596–1602, 1970.
- [108] S. R. Kelner and F. A. Aharonian. Energy spectra of gamma-rays, electrons and neutrinos produced at interactions of relativistic protons with low energy radiation. *Phys. Rev.*, D78 :034013, 2008.
- [109] Hajime Takami, Kohta Murase, Shigehiro Nagataki, and Katsuhiko Sato. Cosmogenic neutrinos as a probe of the transition from Galactic to extragalactic cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 31 :201–211, 2009.
- [110] Ralph Engel, David Seckel, and Todor Stanev. Neutrinos from propagation of ultra-high energy protons. *Phys. Rev.*, D64 :093010, 2001.
- [111] Andrew M. Hopkins and John F. Beacom. On the normalisation of the cosmic star formation history. *Astrophys. J.*, 651 :142, 2006.
- [112] Truong Le and Charles D. Dermer. On the Redshift Distribution of Gamma Ray Bursts in the Swift Era. *Astrophys. J.*, 661 :394–415, 2007.
- [113] Jasper V. Wall, C. A. Jackson, P. A. Shaver, I. M. Hook, and K. I. Kellermann. The Parkes quarter-Jansky flat-spectrum sample 3. Space density and evolution of QSOs. 2004.
- [114] Volker Beckmann, D. Engels, N. Bade, and O. Wucknitz. The HRX-BL Lac sample - evolution of BL Lac objects. *Astron. Astrophys.*, 401 :927–938, 2003.
- [115] K. Kotera, D. Allard, and A. V. Olinto. Cosmogenic Neutrinos : parameter space and detectability from PeV to Zev. 2010.
- [116] The Fermi-LAT Collaboration. The Fermi-LAT high-latitude Survey : Source Count Distributions and the Origin of the Extragalactic Diffuse Background. *Astrophys. J.*, 720 :435–453, 2010.
- [117] Graciela Gelmini, Oleg E. Kalashev, and Dmitry V. Semikoz. GZK Photons as Ultra High Energy Cosmic Rays. *J. Exp. Theor. Phys.*, 106 :1061–1082, 2008.
- [118] Martin Lemoine and Eli Waxman. Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies. *JCAP*, 0911 :009, 2009.

- [119] The Pierre Auger Collaboration. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *Astroparticle Physics*, 2010. submitted.
- [120] A. C. Crook, J. P. Huchra, N. Martimbeau, K. L. Masters, T. Jarrett, and L. M. Macri. Groups of Galaxies in the Two Micron All Sky Redshift Survey. *APJ*, 655 :790–813, February 2007.
- [121] Deligny Olivier, Letessier-Selvon Antoine, and Etienne Parizot. Magnetic horizons of UHECR sources and the GZK feature. *Astropart. Phys.*, 21 :609–615, 2004.
- [122] Aloisio R. and Berezhinsky Veniamin. Diffusive propagation of UHECR and the propagation theorem. *Astrophys. J.*, 612 :900–913, 2004.
- [123] J. Giacalone and J. R. Jokipii. The transport of cosmic rays across a turbulent magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 520(1) :204, 1999.
- [124] R. Beck. Galactic and extragalactic magnetic fields - a concise review. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 5 :43–47, October 2009.
- [125] Jaime Alvarez-Muniz and Todor Stanev. The large scale structure of the Galactic magnetic field and High Energy Cosmic Ray anisotropy. *J. Phys. Conf. Ser.*, 47 :126–131, 2006.
- [126] P. G. Tinyakov and I. I. Tkachev. Correlation function of ultra-high energy cosmic rays favors point sources. *JETP Lett.*, 74 :1–5, 2001.
- [127] M. Takeda et al. Small-scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} -eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *Astrophys. J.*, 522 :225–237, 1999.
- [128] Chad B. Finley and Stefan Westerhoff. On the Evidence for Clustering in the Arrival Directions of AGASA’s Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Astropart. Phys.*, 21 :359–367, 2004.
- [129] Silvia Mollerach. Studies of clustering in the arrival directions of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory above 10 EeV. 2007.
- [130] Teshima M. et al. The arrival direction distribution of extremely high energy cosmic rays observed by AGASA. *ICRC Proceedings 2003*, 2003. Prepared for 28th International Cosmic Ray Conferences (ICRC 2003), Tsukuba, Japan, 31 Jul - 7 Aug 2003.
- [131] R. U. Abbasi et al (The HiRes Collaboration). Study of small-scale anisotropy of ultra-high-energy cosmic rays observed in stereo by the high resolution fly’s eye detector. *The Astrophysical Journal Letters*, 610(2) :L73, 2004.
- [132] Diego Harari, Silvia Mollerach, and Esteban Roulet. Detecting filaments in the ultra-high energy cosmic ray distribution. *Astropart. Phys.*, 25 :412–418, 2006.

- [133] Michael Prouza and Radomir Smida. The Galactic magnetic field and propagation of ultra-high energy cosmic rays. *Astron. Astrophys.*, 410 :1–10, 2003.
- [134] D. Allard and R. J. Protheroe. Interactions of UHE cosmic ray nuclei with radiation during acceleration : consequences on the spectrum and composition. 2009.
- [135] John Pezzullo. [http ://statpages.org/confint.html](http://statpages.org/confint.html), 2006.