

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N d'ordre
Série

THESE
PRESENTEE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT
EN SCIENCES

Spécialité : Physique Théorique

Thème

LES RAYONS COSMIQUES D'ULTRA HAUTE ÉNERGIE ET
LA PHYSIQUE DES PARTICULES

Par
Sihem KALLI

SOUTENUE LE : 02 / 07 / 2012

Devant le jury :

Président : N. Mebarki - Prof. Univ Mentouri - Constantine
Rapporteur : J. Mimouni - Prof. Univ Mentouri - Constantine
Co-Rapporteur : M. Lemoine - D.R. Institut d'Astrophysique de Paris - France
Examineurs : F. Benrachi - Prof. Univ Mentouri - Constantine
R. Attalah - Prof. Univ Baji Mokhtar - Annaba
A. Ahriche - M.C.(A) Univ Med Seddik Benyahia - Jijel

'أين يمتحن الصواب ؟

هل في الصعود أم النزول، أم في الوصول الى نهايات الطريق المفرحة؟'

محمود درويش

'Life is not about finding yourself. Life is about creating yourself.'

Bertrand Russel

Dédicaces

à la mémoire de Mwima, ma grand mère maternelle.

à la mémoire du Dr Zaamouche Djamel.

Je dédie cette thèse à

Baba et Mama, c'est grâce à vous que je suis arrivée là, je vous en serai à jamais reconnaissante.

Mes frères, Mohamed Amine et Mohamed Selmene.

Ma grande famille.

Tous mes amis qui m'ont tant encouragée et soutenue.

Mes enseignants de l'école primaire à l'université, qui ont grandement contribué à ma réussite.

Remerciements

Cette thèse fut une expérience unique et extraordinaire, c'est un rêve d'enfance qui s'est enfin réalisé.

Je tiens à remercier mon encadreur Mr Jamal Mimouni, Professeur à l'université Mentouri de Constantine, pour m'avoir dirigée dans ce travail tout en me laissant beaucoup de liberté afin que je puisse avancer à ma guise. Je tiens surtout à le remercier pour m'avoir toujours encourager à me surpasser quand j'étais étudiante et maintenant que je suis enseignante.

Je tiens également à remercier Mr Martin Lemoine, Directeur de recherche à l'institut d'astrophysique de Paris, pour m'avoir accueilli à l'IAP une première fois en juillet 2008 et ensuite durant une année pour finaliser cette thèse. Je lui suis reconnaissante d'avoir guidé mes pas avec patience et rigueur, j'ai beaucoup appris à ses cotés.

Je remercie Mr Nourredine Mebarki, Professeur à l'université Mentouri de Constantine, président du jury de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse et surtout de m'avoir fait aimer et apprécier la physique théorique.

Je remercie aussi Mme Samia Benrachi, Professeur à l'université Mentouri de Constantine, pour avoir accepté d'examiner ma thèse et aussi pour son soutien et ses encouragements tout le long de mon travail.

Mes remerciements les plus sincères vont à Mr Réda Attalah, Professeur à l'université de Annaba, d'avoir bien voulu faire partie de mon jury de thèse , et également pour m'avoir initié aux logiciels libres il y a quelques années de cela.

Je remercie également Mr Amine Ahriche, Maître de conférence à l'Université de Jijel, de faire partie de mon jury et aussi de m'avoir encourager pendant la finalisation de cette thèse.

Je profite de cet espace pour dire ma gratitude à mes enseignants qui ont éclairer mon parcours scolaire et universitaire. Je suis particulièrement reconnaissante à Mr Soltane Youcef, mon professeur de physique en terminal sciences exactes au lycée Ahmed Bey à Constantine, pour m'avoir fait découvrir la beauté de la physique. Un grand merci à Mme Kemla Boudraa, mon professeur de mathématique en deuxième année universitaire, qui a toujours cru en mes capacités et avec qui j'ai eu souvent des discussion très motivantes.

Feu Dr Zaamouche Djamel, n'avait cessé d'encourager mes ambitions à poursuivre mon parcours universitaire jusqu'au bout, j'aurais aimé qu'il soit encore là pour partager ma réussite. Mes sincères remerciements vont au Pr Benslama Salim, pour sa précieuse aide tout au long de mon parcours.

J'ai eu la chance de passer une année à l'institut d'astrophysique de Paris dans le cadre d'une bourse PNE. Je tiens à remercier tous les membres de cet institut qui ont rendu mon séjour agréable, en particulier Chantal Levailant qui m'a été d'une grande aide pour l'hébergement et les papiers administratifs, toujours combative et souriante. Je remercie également Miriama qui a égayé mes matinées avec ses 'salamalicoum'. Un grand merci aux collègues du service informatiques toujours serviables. Je remercie aussi mon amie et collaboratrice Kumiko, avec laquelle j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et à partager tant de choses et de bons moments. Je remercie également Aurélien pour son amabilité et son aide.

Le dépaysement, même dans une belle ville comme Paris, fut difficile. Cependant il était rendu supportable grâce à ma famille la bas. Je remercie chaleureusement Amel, Isabelle, Sofiane et Samy pour tout ce qu'ils ont fait pour moi. Un merci tout particulier à Yanis, qui du haut de ses quatre ans a égayé mes weekends en me faisant partager ses coloriages et jeux de construction.

Je tiens enfin à dire ma reconnaissance à mes parents pour avoir tant fait pour que je réussisse durant mes très longues études et que je finisse cette thèse dans de bonnes conditions. Un grand merci à tout les membres de ma grande famille qui m'ont soutenu avec leur douaa. Je remercie aussi mes amies et collègues qui m'ont toujours épaulé et encouragé, Nouara, Sakina, Wided, Mouna, Sabah, Latifa, Karima, Lynda.

Enfin je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin lors de mon travail sur ma thèse de Doctorat.

Table des matières

Introduction	i
1 Les rayons cosmiques dans l'atmosphère	1
1.1 Qu'est ce qu'un rayon cosmique	1
1.2 Un peu d'Histoire	1
1.3 Spectre et Composition	3
1.4 Gerbes atmosphériques	7
1.4.1 Interactions et observables d'une gerbe atmosphérique .	8
1.4.2 Développement de la gerbe	11
1.5 Détecteurs de rayons cosmiques	13
1.6 Gerbe initiée par un neutrino	16
1.6.1 Les neutrinos	16
1.6.2 Sources et flux de neutrinos	18
1.6.3 Expériences de détection de neutrinos	21
2 Les Rayons Cosmiques dans l'Univers	23
2.1 D'où viennent les rayons cosmiques	23
2.2 Scénarios exotiques : les modèles Top Down	24
2.3 Accélération des rayons cosmiques	24
2.3.1 Accélération de Fermi	24
2.3.2 L'induction unipolaire	28
2.4 Interactions et pertes d'énergie	28
2.5 Critère de Hillas et sources des rayons cosmiques de hautes énergies	30
2.5.1 Les sources probables des rayons cosmiques de haute énergie	36
2.5.2 Les sources potentielles vues par l'observatoire Pierre Auger	38
2.6 Le champ magnétique	40
2.7 L'énigme des rayons cosmiques d'énergie extrême	45

3	Les anisotropies des rayons cosmiques d’ultra haute énergie	47
3.1	Introduction	47
3.2	Les anisotropies des directions d’arrivées des rayons cosmiques d’ultra haute énergie	47
3.3	Ingredients de notre modèle	50
3.3.1	Traitement de la propagation des rayons cosmiques d’ultra haute énergie dans les champs magnétiques ex- tragalactiques	50
3.3.2	Calcul de la profondeur optique	51
3.3.3	Les sources sursautantes	53
3.3.4	Calcul de la dispersion dans les temps d’arrivées	54
3.3.5	La probabilité d’interaction avec un centre diffuseur p_τ	55
3.4	Calcul du flux	58
3.5	Cartes du ciel	61
3.6	Tests statistiques	64
3.7	Application aux résultats de l’observatoire Pierre Auger	72
3.8	Conclusion	73
4	Les mini trous noirs	75
4.1	Introduction	75
4.2	Le cadre théorique : Scénarios de dimensions supplémentaires	76
4.3	Les mini trous noirs : formation, évolution et désintégration	80
4.4	Les mini trous noirs dans les collisionneurs	82
4.5	Études numériques des mini trous noirs dans l’atmosphère	84
4.5.1	Étude de Cafarella & al	84
4.5.2	Étude de Ahn et Cavaglia	86
4.6	Le code Monte Carlo <i>Groke</i>	89
4.7	Le phénomène exotique Centaure	92
4.8	Les mini trous noirs seraient-ils à l’origine des Centaures?	93
4.9	Conclusion	99
	Bibliographie	103

Introduction

"Cosmic ray research has advanced our understanding of fundamental problems in physics. Since cosmic rays contain information on the behavior of matter in the smallest (elementary particles) and largest dimensions (the Universe), they have been particularly valuable in testing the concepts of daily life in relation to their meaning in physics and in leading physicists to find new ones"

W. Heisenberg, *Cosmic Radiation and Fundamental Problems in Physics*¹

L'étude des rayons cosmiques s'étend de l'extrêmement petit à l'extrêmement grand. Nous y étudions les interactions fondamentales des particules et la propagation de ces mêmes particules dans le milieu intergalactique sur des distances cosmologiques. Ce domaine de recherche connaît une grande effervescence tant sur les plans théorique qu'expérimental. Cet engouement est alimenté par les tentatives d'élucider les énigmes que posent les rayons cosmiques aux chercheurs, bien que plus d'un siècle se soit écoulé depuis leur découverte par Hess au début du 20^{ème} siècle. L'intérêt porté à l'étude des rayons cosmiques se justifie aussi par le fait qu'ils soient un très bon outil permettant l'étude d'autres phénomènes physiques. Grâce aux rayons cosmiques on a accès à plus d'informations sur les structures astrophysiques que celles fournies par la lumière, ils ont ainsi donné naissance à une nouvelle discipline, l'astroparticule.

Les rayons cosmiques parcourent des distances cosmologiques de plusieurs dizaines de Mpc² avant d'atteindre la Terre. Sur leur parcours ils rencontrent des champs magnétiques de structures complexes et encore inconnus, ce qui

1. Inaugural lecture at the 14th International Cosmic Ray Conference, Munich, August 1975

2. Mpc = Méga parsec. 1 parsec = 3,26 année lumière $\sim 3 \times 10^{13}$ km

cause des diffusions et des déflexions selon l'intensité des champs magnétiques et l'énergie des particules. Ce qui fait que le transport des rayons cosmiques dans l'Univers renferme beaucoup de questions.

Le spectre d'énergie des rayons cosmiques s'étale de 10^9 eV à plus de 10^{20} eV. Afin d'atteindre la Terre avec une énergie macroscopique, ces rayons cosmiques doivent être produit par des sources localisées à quelques dizaines de Mpc de la Terre, autrement leurs énergie sera dégradée à cause de l'interaction avec les photon du fond diffus cosmologique. Or on ne connaît pas très bien les processus d'accélération des particules à des énergie dépassant les 10^{20} eV. Et même au dessous de cette énergie, la question des sources des rayons cosmiques se pose encore, bien que des candidats galactiques tels que les restes des supernova sont en bonne place pour être à l'origine des rayons cosmiques d'énergie de quelques $10^{14} - 10^{15}$ eV. Au delà de ces énergies, plusieurs objets astrophysiques sont présentés pour être à l'origine des rayons cosmiques de haute énergie, cependant aucun ne semble complètement satisfaisant jusqu'à maintenant. D'autre part les sources déduites par les résultats du plus grand observatoire de rayons cosmiques, Pierre Auger, ne sont pas tout à fait conforme avec les modèles théoriques d'accélération des particules aux ultra hautes énergies.

Une fois arrivés à la Terre, les rayons cosmiques interagissent immédiatement dans l'atmosphère pour donner naissance à des gerbes atmosphériques contenant des milliers voir des millions de particules, 'rayons cosmiques secondaires'. Leur nombre varie selon l'énergie du rayons cosmique 'primaire' initiateur de la gerbe. C'est dans les gerbes atmosphériques de rayons cosmiques que fut découverte l'antimatière, le positron fut découvert en 1930. D'autres particules furent découvertes par la suite, le muon en 1938 et le pion en 1947. Les interactions des rayons cosmiques secondaires dans l'atmosphère qui se passent à des énergies bien supérieures aux énergies accessibles dans les accélérateurs et collisionneurs de particules, sont un laboratoire à ciel ouvert donnant accès aux très hautes énergie

La détection des particules de la gerbe permet une identification indirecte du rayon cosmique primaire et de son énergie. La composition chimique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ne fait pas le consensus entre les différentes expériences de détection, on ignore encore si ce sont des noyaux légers

ou lourds qui prédominent. Ce qui fait que la composition des rayons cosmiques aux ultra haute énergies demeure également l'une des énigmes des rayons cosmiques.

Dans cette thèse nous allons étudier deux aspects des rayons cosmiques de haute énergie. D'abord la possible distorsion du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie en provenance de sources sursautantes et qui serait due à une configuration particulière d'un champ magnétique extragalactique. Nous allons commencer par une étude qualitative, en construisant des cartes du ciel de flux de rayons cosmiques d'énergie extrême en provenance de sources sursautantes localisées à l'intérieur de la sphère GZK, ce flux sera modulé par la probabilité d'interaction des rayons cosmiques avec les structures hautement magnétisées dans l'Univers. Afin de quantifier l'effet observé nous allons utiliser des tests statistiques pour identifier les distributions des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergies. A la fin de cette partie, nous appliquerons nos tests sur les résultats de l'observatoire de rayons cosmiques Pierre Auger.

Ensuite nous allons étudier certaines interactions exotiques des rayons cosmiques de haute énergie dans l'atmosphère terrestre, et ce dans le cadre théorique des dimensions supplémentaires. De telles interactions produiraient des mini trous noirs qui se désintégreraient instantanément. Les gerbes issues des mini trous noirs devraient être différenciables des gerbes issues des interactions standards des rayons cosmiques dans l'atmosphère, et pourraient être à l'origine de certains phénomènes rares.

Les rayons cosmiques dans l'atmosphère

1.1 Qu'est ce qu'un rayon cosmique

Le terme rayons cosmiques désigne des particules capables de parcourir des distances cosmologiques avant d'atteindre la Terre. Ces particules proviennent de tout l'Univers : Soleil, notre galaxie, les galaxies voisines, des galaxies lointaines...etc. Les rayons cosmiques englobent des particules élémentaires ainsi que des noyaux. On y trouve des électrons, des rayons gamma, des neutrinos, des protons, des noyaux d'hélium, des noyaux de lithium, en plus de noyaux plus lourds. Les particules chargées dominent les autres composantes. Les rayons cosmiques sont également appelés 'astroparticules'. Dans ce premier chapitre nous allons commencer par une introduction historique sur la découverte des rayons cosmiques, nous aborderons par la suite le spectre des rayons cosmiques détectés sur la Terre et leur différentes interactions dans l'atmosphère. Le dernier paragraphe de ce chapitre est dédié aux neutrinos, leur flux et leur détection.

1.2 Un peu d'Histoire

Tout commença en 1785, quand Coulomb observera avec sa balance de torsion¹ de petites déperditions d'énergie. Ces fuites ont été étudiées par J. Elster, H. Geitel et C. T. R. Wilson, qui ont conclu que l'ionisation de l'atmosphère est provoquée par une raison inconnue qui rendait l'air conducteur. On a d'abord pensé que cette ionisation était reliée à la présence de matériaux

1. La balance de torsion est un appareil qui sert à mesurer de très faible force, il permet à Coulomb de mesurer les forces exercées par les charges électriques

radioactifs, ensuite qu'elle serait due à un rayonnement émanant du sol. En 1901, Wilson émit l'hypothèse que l'ionisation de l'air pourrait avoir pour origine une radiation cosmique très pénétrante. Des mesures ont été effectuées pour étudier l'effet de l'altitude sur le taux d'ionisation. A. Gockel entama l'aventure en ballon près de Zurich où il atteignit 2800 m, ensuite à Berlin où il atteignit 2500 m. Une légère baisse du taux d'ionisation fut observé mais les résultats n'étaient pas concluants. En s'appuyant sur les résultats de Gokel, le physicien autrichien Victor Hess réalisa en 1911 une série d'expériences où il utilisa simultanément trois électroscopes. Ses expériences ont démontré l'existence d'un rayonnement venu d'ailleurs. Il a organisé plusieurs ascensions en ballon libre, et en conclut dans un article parut en 1912 dans la revue 'physik Zeitschrift XIII' qu'il existe une radiation de très haut pouvoir pénétrant qui proviendrait de la haute l'atmosphère. Cette dernière l'atténue progressivement. Cette radiation arrive même à produire une ionisation dans les zones les plus basses de l'atmosphère. La confirmation des résultats de Hess vint en 1914 avec W. Kohlhorster, qui atteignit 9000 m d'altitude où il observa que l'ionisation était multipliée par 8 par rapport à sa valeur au sol. Donc l'ionisation existait, elle fut baptisée 'rayons d'altitude' (Hobenstrahlung) par Hess, mais sa source et sa nature demeuraient inconnues. Milikan utilisa des électromètres enregistreurs embarqués sur des ballons qui fournissaient des mesures en continu. D'autres observations sur d'autres endroits de la planète ont amené les chercheurs à annoncer que les sources des 'rayons d'altitude' ne se trouvaient pas dans l'atmosphère, ce qui les fit adopter l'appellation de 'rayons cosmiques' proposée par Milikan.

Plusieurs particules furent découvertes dans les rayons cosmiques. Le positron, dont l'existence était prédite par Dirac en 1928, fut découvert en 1932 par C. Anderson qui partagea le prix Nobel de physique avec V. Hess en 1936.

Anderson découvra aussi le muons dans les rayons cosmiques en 1938. Ensuite vint la découverte du pion en 1947.

L'une des dates marquant l'histoire des rayons comiques fut l'année 1938, quand l'astronome français Pierre Auger découvrait les grandes gerbes atmosphériques, formées suite à l'interaction de ces rayons cosmiques dans l'atmosphère. Depuis, on ne cesse d'étudier les rayons cosmiques et bien que certaines questions furent élucidées, de nouvelles apparurent, pour lesquelles on cherche

toujours des réponses.

1.3 Spectre et Composition

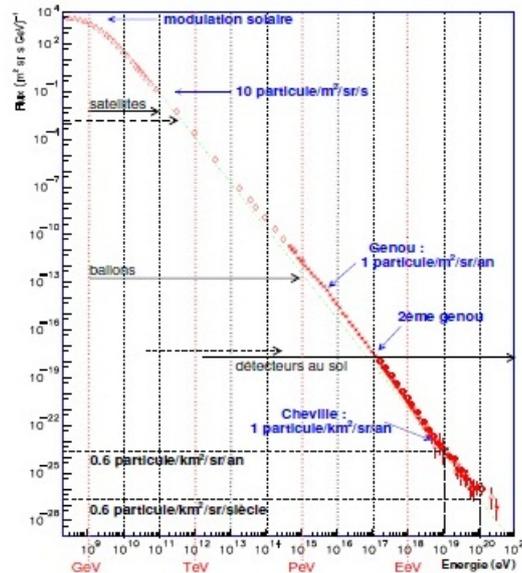


FIGURE 1.1 – Le spectre des rayons cosmiques. Il s'étend sur plus d'une dizaine de décades pour le flux. L'énergie varie de quelques GeV jusqu'à 10^{20} eV

Le spectre des rayons cosmiques, comme le montre la figure 1.1, s'étend sur 12 décades d'énergie allant de 10^{10} eV à 10^{20} eV, soit quelques Joules². L'énergie est de magnitude macroscopique à ce niveau. Le flux s'étale, quant à lui, sur 32 ordres de grandeur et il varie notablement selon les valeurs de l'énergie. Il passe d'une particule par m^2 et par *seconde* pour $E \sim 10^{12}$ eV à une particule par m^2 et par *an* quand $E \sim 10^{16}$ eV pour enfin se réduire à une particule par km^2 et par *an* pour une énergie supérieure à 10^{18} eV. Ce spectre est décrit par une loi en puissance, d'indice spectral α :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

Nous allons explorer ce spectre selon les intervalles d'énergie :

- À basse énergie ($E \sim 10^{10}$ eV à $E \sim 10^{15}$ eV), le spectre est décrit par une loi

2. 1 Joule $\sim 6.10^{19}$ eV

en puissance d'indice spectral $\alpha = 2,7$. Le flux de particules est suffisamment grand, une particule par m^2 par *seconde*. Il permet donc une détection directe des rayons cosmiques par des appareils de mesure embarqués dans des ballons ou des satellites. Ceci conduit à une identification fiable de leur composition et une détermination précise de leur énergie. Ainsi, il est établi que les noyaux constituent environ 98% des rayons cosmiques (87 % sont des protons, 12 % des noyaux d'Hélium et le reste sont des noyaux lourds), les 2% restant sont des électrons. L'origine de ces rayons cosmiques est galactique, ils seraient accélérés dans les ondes de choc des restes de supernovae (supernovae remnant, SNR) (voir section 2.5).

- À $E \sim 3 \times 10^{15}$ eV se produit une cassure du spectre, connue sous le nom de *genou*, l'indice spectral passe de 2,7 à 3. Différents scénarios sont proposés pour expliquer ce changement de pente. Les résultats de KASCADE³ qui a étudié le flux et la composition chimique autour du genou [11], indiquent un alourdissement de la composition à partir du genou, ce qui pourrait suggérer qu'une énergie maximale est atteinte pour l'accélération dans certains sites. Ainsi, au delà de quelques PeV (10^{15} eV), une nouvelle source prendrait le relais des SNR qui semblent être de bonnes sources pour les protons jusqu'au genou. Au niveau du *genou*, les éléments légers dominent la composition.

- Au dessus du *genou*, le spectre est décrit par une loi en puissance d'indice spectral $\alpha = 3$. L'identification des rayons cosmiques primaires se fait de manière indirecte. À cause de leur grande énergie, ils interagissent dans la haute atmosphère, donnant ainsi des gerbes atmosphériques de particules secondaires. Ces dernières sont détectées par les détecteurs au sol. C'est l'étude de l'évolution du maximum du développement longitudinal X_m qui permet de connaître la composition des primaires. Après la domination des éléments légers au niveau du genou, les éléments lourds prennent le relais jusqu'à $0,1$ EeV⁴.

- Quand $E \sim 5 \times 10^{17}$ eV, on remarque une seconde cassure *le second genou*. L'indice spectral passe de 3 à 3,3. L'une des explications donnée à cette cassure est une transition galactique/extragalactique [8], mais ce modèle

3. KASCADE = KARlsruhe Shower Core Array DETector, expérience germano-italienne dédiée à l'étude des rayons cosmiques dans l'intervalle d'énergie [$10^{15} - 10^{17}$] eV

4. 1 EeV = 10^{18} eV

fait appel à un ajustement fin, qui n'est pas souhaitable car non naturel. Dans cet intervalle d'énergie, la composition chimique du flux des rayons cosmiques s'allège de nouveau.

- Une autre cassure intervient vers 3×10^{18} eV, elle porte le nom de *cheville*, l'indice spectrale revient à $\sim 2,7$. Différentes explications sont proposées pour expliquer le changement de pente à ce niveau, parmi lesquelles la transition galactique/extragalactique du flux des rayons cosmiques, ou bien une perte d'énergie lors de la propagation des rayons cosmiques dans l'Univers et ce dans le cas où la transition galactique/extragalactique se serait produite au niveau du *second genou*.

Bien qu'on ne sache pas exactement où se produit la transition galactique/extragalactique du flux des rayons cosmiques, on est sûr qu'elle a lieu dans l'intervalle $[10^{17}, 10^{19}]$ eV. Puisque les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{18} eV sont d'origine extragalactique vu que leurs directions d'arrivées ne montrent aucune corrélation particulière avec le disque galactique. D'autre part, ces rayons cosmiques possèdent un rayon de Larmor⁵ supérieur à la taille de la galaxie :

$$r_L \sim 11\text{kpc}Z^{-1} \left(\frac{E}{10^{19}\text{eV}} \right) \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right)^{-1} \quad (1.2)$$

- Au delà de la cheville, on remarque une nette diminution du flux, que l'on voit mieux sur la figure 1.2. C'est la coupure 'théorique' GZK⁶, dûe à l'interaction des protons d'ultra haute énergie avec les photons du fond diffus cosmologique. Cependant, cette coupure pourrait également être due à une énergie maximale de la source qui serait de l'ordre de 40-50 EeV. On le verra avec plus de détails dans la section suivante.

Sur le plan expérimental, la coupure GZK a été mesurée par l'expérience HiRes [1] et confirmée par l'expérience Pierre Auger [4]. Cependant les résultats de l'expérience AGASA indiquent une absence de cette coupure [95], ce qui pourrait suggérer qu'il y a une erreur de calibration d'énergie pour cette expérience.

5. $r_L = E/ZeB$

6. G, Z et K sont les initiales de Greisein, Zatsin et Kusmin, les chercheurs qui ont montré l'existence d'une telle limite sur l'énergie des protons et des noyaux à cause de l'existence du fond diffus cosmologique

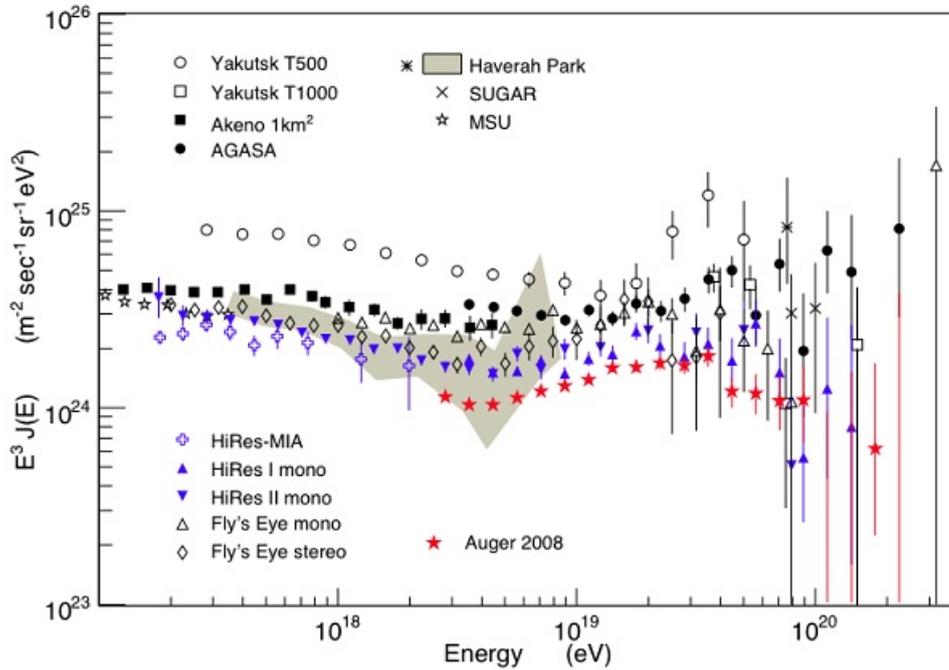


FIGURE 1.2 – La partie du spectre des rayons cosmiques après le genou. Ce spectre est multiplié E^3 , on y voit les observations de Auger, HiRes et AGASA.

Pour ce qui est de la composition chimique, les résultats de l'expérience Auger et de l'expérience HiRes ne concordent pas au delà de la *cheville*. Alors qu'Auger indique que les noyaux lourds dominent dans l'intervalle $[10,40]$ EeV, HiRes observe une dominance des noyaux légers à quelques EeV.

D'un autre coté, les photons et les neutrinos ne présentent pas une grande fraction des primaires [83, 1]. Du point de vue théorique, les modèles d'accélération suggèrent que les primaires sont des protons [65]. Il est à noter que Lemoine et Waxman ont proposé une nouvelle idée puissante [71], qui impose des contraintes sur la composition grâce au signal d'anisotropie. En l'appliquant aux résultats d'Auger on déduit qu'il y a une contradiction entre le signal d'anisotropie observé et la composition chimique des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. D'ailleurs la question de composition comme nous l'avons déjà évoqué, ne fait pas le consensus des différentes expériences.

1.4 Gerbes atmosphériques

Quand un rayon cosmique de haute énergie pénètre dans l'atmosphère terrestre, il interagit avec les nucléons ce qui crée des particules secondaires, comme on peut le voir sur la figure 1.3. Ces secondaires ont deux possibilités selon leur énergie, soit elles se désintègrent, ou bien elles interagissent dans l'atmosphère. Les particules qui naissent de ces désintégrations ou interactions connaîtront le même sort, interaction dans l'atmosphère ou désintégration selon ce que permet leur énergie. Et ainsi de suite tout le long de l'atmosphère parcouru, jusqu'à ce que les particules atteignent le sol. Ceci donne naissance à un très grand nombre de secondaires et conduit à la formation d'une gerbe atmosphérique de particules. On appelle *rayon cosmique primaire* la particule qui initie la gerbe atmosphérique et *rayons cosmiques secondaires*, celles qui naissent suite à l'interaction du primaire dans l'atmosphère. Voici deux exemples pour donner une idée du nombre et du type de rayons cosmiques secondaires générés par un rayon cosmique primaire de haute énergie. Si le primaire a une énergie de 10^{15} eV, il initie alors une gerbe atmosphérique d'environ un million de particules, dont 80% sont des photons, 18% des électrons-positrons, 1,7% des muons et enfin les 0,3% restant sont des hadrons. Si l'énergie du primaire est de 10^{20} eV, il peut initier une gerbe qui contient 100 milliards de particules dont 86 % de photons d'énergie voisinant quelques dizaines de MeV, 14% d'électrons, positrons de quelques dizaines de MeV et 0,3% de muons d'énergie de quelques GeV. La nature de la gerbe, ses composantes et les interactions qui s'y produisent dépendent de la nature et de l'énergie de la particule primaire. Un noyau ou un nucléon interagissent par interaction forte et vont générer une gerbe hadronique contenant des particules hadroniques et électromagnétiques, comme le montre la figure 1.3. Un photon ou un électron interagissent par interaction électromagnétique et vont générer une gerbe électromagnétique. Un neutrino va interagir par interaction faible et dans certains scénarios d'extra dimensions, un mini trou noir pourrait se former et se désintégrer aussitôt pour donner naissance à une gerbe dont nous allons étudier les propriétés et la composition au chapitre 4. Nous allons commencer par revoir dans le détail les différentes interactions des particules dans l'atmosphère ainsi que les processus qui interviennent

dans le développement des gerbes avant de décrire celles-ci.

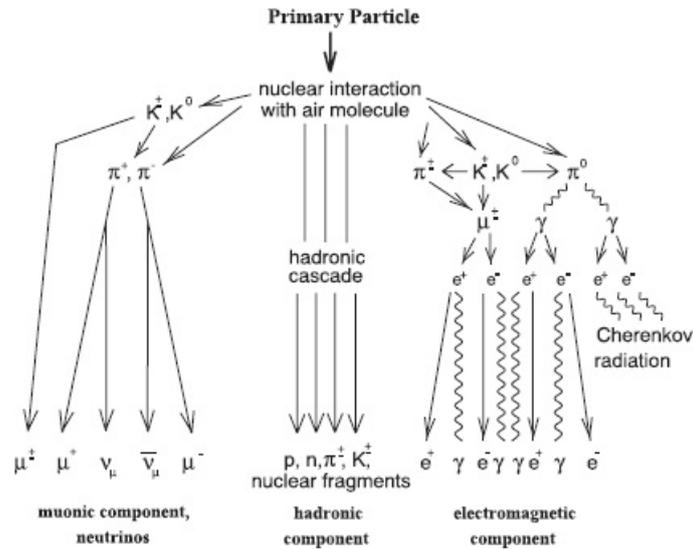


FIGURE 1.3 – Les différentes interactions et désintégrations qui se produisent dans une gerbe atmosphérique

1.4.1 Interactions et observables d'une gerbe atmosphérique

1.4.1.1 La gerbe hadronique

Interactions des protons : lors de la collision d'un proton avec un nucléon du noyau cible, il y aura principalement production de pions de toutes charges. Ces pions peuvent avoir des moments transversaux de $\sim 300 \text{ MeV}/c$ dans le référentiel du labo (dans ce cas l'atmosphère). Dans le référentiel du centre de masse, les pions émergent en avant et en arrière. Les produits de telles interactions sont très énergétiques, ils interagissent à leur tour par collisions nucléaires avec les atomes du milieu, dans la mesure où leurs énergies le permettent.

Interactions des noyaux : quand c'est un noyau qui entre en collision avec les noyaux de l'atmosphère, des pions seront produits suite à l'interaction de quelques nucléons. Les noyaux initiaux se trouvent dans des états excités et éjectent des fragments de spallation. Dans l'intervalle d'énergie [keV- MeV], les protons et les noyaux perdent leur énergie principalement à cause des interactions électromagnétiques avec les électrons des molécules d'air.

Interactions des neutrons : à haute énergie ($E \gg 100$ MeV), les neutrons se comportent comme les protons et initient des gerbes hadroniques. Ils sont plus pénétrants car étant neutres ils ne subissent pas d'interaction coulombienne.

1.4.1.2 La gerbe électromagnétique

Interactions des électrons et photons : voici les principales interactions des électrons et photons.

- *La diffusion multiple* : les électrons peuvent subir de petites déviations angulaires dans le champ des noyaux. C'est grâce à cette diffusion que se développe la gerbe dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.
- *Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)* : les électrons perdent leur énergie en émettant des photons sous l'effet du champ coulombien des noyaux.
- *La perte d'énergie des électrons par ionisation ou excitation des atomes du milieu* : elle est pratiquement indépendante de l'énergie de l'électron et est en compétition avec le rayonnement de freinage . On appelle énergie critique dans un milieu donnée E_c , l'énergie à laquelle les pertes par ionisation deviennent égales aux pertes par Bremsstrahlung, $E_c \sim 83$ MeV. Quand un électron atteint ce seuil, il perd alors toute son énergie sur une distance de l'atmosphère d'une longueur de radiation (voir plus bas).
- *L'effet Compton* : c'est la diffusion des photons par des électrons $\gamma e^- \rightarrow \gamma e^-$. Il intervient pour les photons dont l'énergie est de l'ordre du MeV.

- *La création de paires e^+e^-* : les photons dont l'énergie est supérieure à 1,2 MeV peuvent produire des paires d'électrons positrons en présence du champ coulombien des noyaux.
- *L'effet LPM (Landau- Pomleranchuck-Migdal)* : il diminue la section efficace des processus électromagnétiques dans la matière pour les photons et les électrons d'ultra haute énergie, ce qui a pour conséquence directe un développement plus tardif et plus fluctuant de la gerbe.
- *L'effet de préshower* : des paires d'électrons et positrons peuvent être créés lors de l'interaction de photons d'ultra haute énergie ($E > 5.10^{19}$ eV) avec le champ magnétique terrestre. Ces paires électrons positrons initient une pré gerbe avant l'entrée dans l'atmosphère. Ayant moins d'énergie que le photon primaire, ces paires subissent moins l'effet LPM donnant ainsi lieu à une gerbe électromagnétique dont le développement est moins fluant.

Interactions des muons : les muons interagissent peu. Ils interagissent dans l'atmosphère par ionisation, Bremsstahlung, création de paire et interaction photonucléaire. Grâce à leur durée de vie relativement grande ($\Delta t = 2.2 \mu s$ dans le référentiel de la particule) et leur petite section efficace, les muons peuvent atteindre le sol sans interagir. Ils constituent donc, avec les neutrinos, la composante la plus pénétrante de la gerbe. Néanmoins, ils peuvent perdre leur énergie à cause de plusieurs processus comme le montre la figure 1.4, où on peut voir que les pertes d'énergie pour les muons sont causées, entre autre, par le Bremsstahlung, la création de paires et l'ionisation. Cette dernière n'est cependant pas importante pour les hautes énergies.

1.4.1.3 Les observables physiques d'une gerbe atmosphérique

- *L'axe* : c'est une droite imaginaire qui représente la trajectoire qu'aurait suivie la particule primaire en traversant l'atmosphère sans aucune interaction. Les particules secondaires se propagent autour de cet axe.
- *Le cœur* : c'est le point d'interaction de l'axe avec le sol (surface terrestre).
- *Le front* : c'est l'ensemble des secondaires se propageant vers le sol à la vitesse de la lumière.

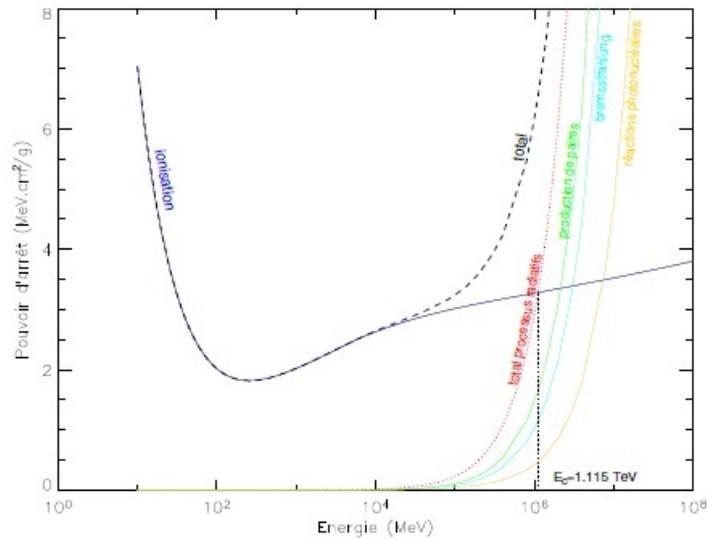


FIGURE 1.4 – Les différents processus qui causent des pertes d'énergie pour les muons dans l'atmosphère, en fonction de leurs 'energies.

- Le profil latéral : c'est une coupe latérale de la gerbe à un moment donné, il renseigne sur le nombre de particules dans un plan perpendiculaire à la direction d'arrivée. Il est mesuré au sol en disposant un réseau de détecteurs régulièrement espacés.
- Le profil longitudinal : il représente l'évolution du nombre de secondaires le long de la trajectoire de la gerbe dans l'atmosphère.
- La profondeur atmosphérique verticale : elle décrit la variation de la densité atmosphérique. Notée X_v (v pour verticale), elle caractérise la longueur traversée par la gerbe dans la matière depuis la première interaction du primaire. Elle est mesurée en g/cm^2 . X_m est la profondeur verticale atmosphérique à laquelle le développement de la gerbe est maximum.
- La longueur de radiation : c'est la distance moyenne au bout de laquelle l'énergie de l'électron est divisée par e . Elle vaut $37,1 g.cm^{-2}$

1.4.2 Développement de la gerbe

La gerbe électromagnétique : quand un photon de haute énergie pénètre dans l'atmosphère, il crée une paire d'électron-positron qui va

rayonner des photons par Bremsstrahlung. Ces nouveaux photons vont à leur tour créer des paires d'électrons positrons, tant que leur énergie ε_0 est supérieure à 100 MeV et ainsi de suite. L'énergie critique au dessous de laquelle l'électron ne peut plus rayonner par Bremsstrahlung est $E_c \sim 82 \text{ MeV}$. Ce sont l'ionisation et l'effet Compton qui prendront le relais. Et c'est ainsi que se développe une cascade électromagnétique. Si c'est un électron (ou positron) qui initie la cascade, la première interaction serait un Bremsstrahlung qui donnera un photon en plus de l'électron initial, le photon créera une paire d'électron positron et ainsi de suite. Quand l'énergie des électrons baisse et qu'ils ne peuvent plus rayonner, la multiplication des particules va s'arrêter.

La gerbe hadronique : la gerbe hadronique ne peut être initiée que par des particules qui interagissent par interaction forte, c'est à dire des nucléons ou des noyaux. Ils interagissent avec les atomes de l'atmosphère pour produire des pions (π^\pm, π^0) et des kaons (K^\pm, K^0). Quand le primaire est un noyau, ce ne sont pas tous ses nucléons qui vont interagir. Ceux qui n'interagissent pas sont appelés spectateurs. Les nucléons et les mésons produits, ainsi que les restes du noyau cible vont continuer à interagir avec les atomes de l'atmosphère tant que leurs énergies le permettent. C'est comme cela que se développe une gerbe hadronique. Ce développement s'arrête quand l'énergie des pions sera de l'ordre de $\sim 10 \text{ GeV}$.

Les hadrons secondaires seront concentrés dans le cœur de la gerbe, la partie proche de l'axe. Leurs interactions contribuent à la composante hadronique. Leurs désintégrations contribuent par contre à l'apparition d'autres composantes. Ainsi les pions neutres, qui ont une durée de vie très faible, se désintègrent en photons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (98,8%). Ils seront donc à l'origine du développement d'une cascade électromagnétique. Les pions chargés, quant à eux, seront par leurs désintégrations à l'origine de la composante muonique dans la gerbe hadronique, selon les processus $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}$ et $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu$ (99,99%). Les kaons pour leur part, vont contribuer à la composante muonique ainsi qu'à la cascade électromagnétique, et ce directement ou via la production de pions.

1.5 Détecteurs de rayons cosmiques

Les méthodes de détections des rayons cosmiques varient selon le domaine d'énergie. Pour les basses énergies et jusqu'à quelques TeV, où il y a un grand nombre de rayons cosmiques qui peuvent être détectés directement avant qu'ils aient le temps de créer des gerbes, la détection se fait par des appareils embarqués dans des ballons et des satellites. A plus haute énergie, le nombre des rayons cosmiques est réduit, leur détection directe devient difficile. On détecte alors les rayons cosmiques secondaires qui naissent de l'interaction du rayon cosmique primaire dans l'atmosphère. Ensuite on remonte au primaire grâce aux programmes de simulations des interactions de particules. Il existe plusieurs sortes de détecteurs de rayons cosmiques de haute énergie, selon le type de particule à détecter. Nous citons, par exemple, les détecteurs de fluorescence, les détecteurs au sol, les chambres à émulsion et les détecteurs de neutrinos.

Les détecteurs de fluorescence : la détection de la fluorescence fut proposée par Greisen dès 1960. Elle était utilisée dans l'expérience Fly's Eye et elle est utilisée actuellement par l'expérience HiRes. Les rayons cosmiques, en traversant l'atmosphère, excitent les molécules de diazote. Celles ci émettent une lumière fluorescente, dans le proche ultra violet (300 - 400 nm), de faible intensité. Cette lumière est collectée par des miroirs et réfléchiée vers des tubes photomultiplicateurs. Grâce à la détection de fluorescence on peut identifier la nature du primaire et estimer son énergie. En mesurant l'intensité de fluorescence qui est fonction du nombre de particules de la gerbe, on obtient une estimation de l'énergie. On identifie la nature du primaire en déterminant l'altitude du maximum de développement. Un noyau léger atteint son maximum plus bas qu'un noyau lourd de même énergie et de même incidence, mais plus haut qu'un photon. Cette méthode souffre de plusieurs inconvénients, elle est très sensible aux variations atmosphériques, l'observation n'est possible que la nuit quand il fait beau et qu'il n'y a pas de lune. Enfin la détection de fluorescence possède un cycle utile de fonctionnement assez faible de 10%.

Les détecteurs au sol : il y a deux types de détecteurs au sol, détecteurs à effet Cerenkov et scintillateurs. Les premiers reposent sur le principe de la détection de la lumière Cerenkov émise quand une particule chargée traverse un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. Les scintillateurs sont des matériaux qui convertissent l'énergie de particules incidentes en photons. Les détecteurs à effet Cerenkov utilisent de l'eau dans des tanks munis de tubes photo-multiplicateurs qui collectent la lumière émise. Des signaux électriques sont obtenus en sortie, ils sont proportionnels au nombre et à l'énergie des particules arrivants dans les détecteurs. Dans les scintillateurs, on remplace l'eau des détecteurs à effet Cerenkov par du plastique. Pour détecter les muons, par contre on couvre les scintillateurs d'un bouclier de plomb dont l'épaisseur fixe le seuil minimal en énergie des muons. Les détecteurs au sol sont utilisés pour détecter les muons, électrons, positrons et même les photons, qui sont visibles par les paires d'électron-positron qu'il créent à travers l'eau. En plaçant plusieurs de ces détecteurs les uns à coté des autres, et en établissant une bonne corrélation en temps entre eux, on peut détecter le passage d'une gerbe et la reconstruire et ainsi connaître la nature du primaire, son énergie et sa direction d'arrivée. La nature du primaire est déduite à partir du nombre de muons qui arrivent au sol. Un noyau lourd génère plus de muons qu'un noyau léger de même énergie. La direction initiale du primaire peut être retrouvée à partir des décalages temporels entre les détecteurs. L'énergie du primaire est calculée à partir de la densité des particules enregistrées dans les détecteurs touchés par la gerbe. L'avantage de la détection au sol est que le réseau de détecteurs fonctionne jour et nuit. Son inconvénient est qu'elle nécessite l'instrumentation d'une grande surface.

Notons enfin qu'il est également possible de détecter les rayons cosmiques à l'aide de chambres à émulsion, fréquemment utilisées dans les expériences en hautes montagnes, telles que Chacaltaya en Bolivie et Pamir en Tadjikistan. Les chambres à émulsion sont également utilisées à bord de ballons, comme dans l'expérience RUNJOB⁷.

7. RUNJOB (RUssian-Nippon JOint Balloon) est une expérience russo-niponne qui utilise une chambre à émulsion à bord d'un ballon qui vole à une altitude d'environ 30 km. Ce fut l'une des premières expériences dans lesquelles les primaires d'énergie $E \sim 10 - 1000$ TeV furent détecté de manière directe.

Les chambres à émulsion sont composées de trois parties, une chambre supérieure, une chambre inférieure et une cible de carbone entre les deux. Les deux chambres contiennent plusieurs couches superposées de matériau (Pb, Fe ... etc) et de couches mince photo-sensibles. La chambre supérieure détecte principalement la composante électromagnétique, elle porte le nom de 'bloc gamma'. La partie inférieure enregistre principalement les hadrons. Les chambres à émulsion s'étalent sur de grandes surfaces allant jusqu'à plusieurs dizaines de mètres carré et sont exposées durant de longues périodes atteignant une année. Et puisqu'elles se trouvent en haute altitude, ceci leur permet de détecter de jeunes gerbes. Elles peuvent également estimer les distributions d'impulsions transverses.

Il y a plusieurs expériences et collaborations internationales qui ont été dédiées à l'étude des rayons cosmiques de haute énergie, nous citerons quelques unes :

- **Volcano Ranch** c'est dans cette expérience que fut détecté le premier rayon cosmique de plus de 10^{20} eV. Située au Nouveau-Mexique, elle utilisait des scintillateurs plastiques pour détecter les particules chargées. Et pour mesurer la densité des muons, des détecteurs recouverts d'une plaque de plomb ont été utilisés. Grâce à cette expérience, un premier spectre de rayons cosmiques jusqu'à plus de 10^{18} eV a été obtenu.
- **SUGAR** (Sydney University Giant Air shower Recorder)(1968-1979) ce fut l'unique grand détecteur de surface construit dans l'hémisphère sud, puisque Auger sud est considéré comme un détecteur hybride. Ce détecteur utilisait des stations constituées chacune d'une paire de scintillateurs enterrés sous terre. Il y eu des problèmes pour la reconstruction des gerbes à cause du petit nombre de détecteurs touchés par les événements, même ceux de grande énergie. Son catalogue est donc principalement utilisé pour l'étude des directions d'arrivées des rayons cosmiques.
- **HiRes** (High Resolution Fly's Eye) c'est la version améliorée de l'expérience **Fly's Eye** (1981-1992), située dans l'Utah aux États Unis. Elle porte le nom de HiRes depuis 1994. Ses télescopes récoltent la lumière fluorescente émise par les particules chargées.
- **AGASA**(Akeno Giant Air Shower Array) situé au Japon, elle couvre

une superficie de 100 km^2 et est composée de scintillateurs et de détecteurs de muons. Elle a détecté des rayons cosmiques à des énergies supérieures à la limite GZK[23]

- **Auger** porte le nom de Pierre Auger, le premier à avoir découvert les gerbes atmosphériques extensives (Extensive Air Showers, EAS) en 1938. Cette collaboration internationale est le plus grand détecteur de rayons cosmiques. Il y a l'observatoire Auger Sud et l'observatoire Auger Nord. Auger Sud est localisé dans la Pampa d'Argentine, il est déjà opérationnel depuis 2003. Il contient 1660 station Cerenkov, les détecteurs au sol s'étendent sur une surface de 3000 km^2 . La détection de fluorescence se fait grâce à 27 télescopes distribués sur quatre sites. Auger Nord se situe dans le Colorado, il s'étend sur une superficie de plus de $20\,000 \text{ km}^2$, il devrait être opérationnel très prochainement. Auger utilise la détectio hybride, des détecteurs au sol associés à des détecteurs de fluorescence.

1.6 Gerbe initiée par un neutrino

1.6.1 Les neutrinos

Les neutrinos sont des leptons neutres qui n'interagissent que par interaction faible. Ils peuvent ainsi parcourir de très grandes distances et parvenir jusqu'à la Terre à partir de sources lointaines sans subir la moindre interaction. Ils pourraient donc nous renseigner sur leurs sources. Cependant, le revers de la médaille, c'est qu'à cause de leur faible interaction avec la matière leur détection devient très difficile. Néanmoins, la probabilité pour qu'ils initient des gerbes atmosphériques n'est pas nulle. Nous allons voir deux modèles possibles de formation de gerbes atmosphériques initiées par des neutrinos, le premier repose sur le modèle standard et le second est issu d'un modèle exotique au delà du modèle standard qui se base sur l'existence de dimensions supplémentaires (voir chapitre 4). L'étude des neutrinos d'ultra haute énergie est intéressante à plus d'un titre. On pourrait contraindre plusieurs modèles d'émission de sources gamma et améliorer notre connaissance des sources des

rayons cosmiques, et ce grâce à l'étude des flux de neutrinos.

Il existe trois variétés de neutrinos, les neutrinos électroniques ν_e , les neutrinos muoniques ν_μ et les neutrinos tau ν_τ . La section efficace d'interaction des neutrinos est très faible, vu qu'ils interagissent uniquement par interaction faible. Et comme cette dernière possède deux médiateurs, alors le neutrino interagit via deux courants différents, le courant neutre (CN) : $\nu + N \rightarrow \nu + hadron$ et le courant chargé $\nu + N \rightarrow l + hadron$, le l est le lepton chargé correspondant au neutrino. Quand un neutrino entre dans l'atmosphère terrestre, il subira l'une des interactions précédentes. Dans le cas d'une interaction par courant neutre, le hadron résultant initiera une gerbe hadronique. Et dans le cas d'une interaction par courant chargé et si le lepton résultant est un électron, il initiera une gerbe électromagnétique. Si le lepton est un muon, et comme il a une durée de vie assez grande ($\sim 2.2 \mu s$) il a peu de chance d'interagir et il pourrait même échapper à la détection. Si le lepton est un tau qui a une durée de vie très faible ($\sim 2.9 \times 10^{-13}$ s), sa désintégration sera dominante à basse énergie, cependant à haute énergie, ce sont les interactions qui vont dominer. On aura alors des gerbes de particules secondaires.

On s'intéresse maintenant à la section efficace des interactions des neutrinos pour les hautes énergies [41]. Bien qu'elle soit inférieure aux sections efficaces d'interactions hadroniques et leptoniques, elle n'est, cependant, pas complètement négligeable. La section efficace d'interaction à courant chargé par nucléon peut s'écrire

$$\sigma_{cc}(E_\nu) \sim 10^{-32} \left(\frac{E_\nu}{10^{18} EeV} \right)^{0.4} cm^2$$

pour une interaction à courant neutre la valeur de σ diminue d'un facteur de 2,5.

Afin de distinguer un primaire neutrino des autres primaires, proton, noyau ou photon, on s'intéresse à l'âge de la gerbe. Une gerbe initiée par un photon ou un proton se développe aux hautes altitudes, seule la composante muonique atteint le sol. La gerbe initiée par un neutrino ne se développe qu'aux basses altitudes, ainsi toutes les particules atteignent le sol et pourraient être détectées, on parle de gerbe 'jeune'. Cette distinction n'est valable que pour les gerbes dont le primaire possède un grand angle zénithale $\theta > 70^\circ$, puisque pour les angles les plus faibles, l'atmosphère n'est pas assez dense. On ap-

pelle ces gerbes 'horizontales' ou 'quasi horizontales'. Le neutrino peut initier une gerbe dans l'atmosphère, on parle alors de neutrino descendant. Après la première interaction, une gerbe hadronique se développe dans le cas d'interaction par courant neutre. Dans l'autre cas, où l'interaction est à courant chargé, il y aura une gerbe mixte unique, hadronique et électromagnétique. Le neutrino peut aussi traverser la Terre et y interagir. Si le neutrino tau ν_τ traverse toute la Terre, il y aura création de lepton tau. La gerbe initiée par ce dernier peut ne jamais atteindre la surface. Si par contre l'interaction se produit près de la croûte terrestre, le tau produit peut s'échapper et se propager dans l'atmosphère et donner naissance à une gerbe près des détecteurs au sol. La détection d'une telle gerbe prouve que la particule primaire est un neutrino. On parle de gerbe 'ascendante'. On ne peut pas avoir ce genre de gerbe pour un électron puisqu'il est trop rapidement arrêté, ni pour un muon puisque sa durée de vie de $2.2 \mu\text{s}$ relativement très longue⁸ et donc sa probabilité de désintégration est négligeable comparée à celle du tau. Dans le cadre des modèles d'extra dimensions, l'interaction des neutrinos avec les nucléons de l'atmosphère pourrait produire un mini trou noir (voir chapitre 4).

1.6.2 Sources et flux de neutrinos

Les neutrinos peuvent être produits par des sources individuelles, celles là même qui produisent les nucléons et les noyaux des rayons cosmiques, ou bien au voisinage de celles ci. Une autre possibilité serait que les neutrinos soient produit suite aux interactions des hadrons lors de leur propagation comme c'est le cas des neutrinos cosmogéniques (voir plus bas) produits par l'effet GZK (section 2.4), on parle alors de sources diffuses de neutrinos.

Sur la figure 1.5 extraite de [93] on peut voir le flux de neutrinos attendu à partir des différentes sources individuelles, qui sont numérotées. La courbe 1 représente le flux de neutrinos attendus à partir du soleil. La courbe 2, celui qui viendrait des restes de supernova IC443, dans le cas où l'émission γ détectée par EGRET⁹ serait d'origine hadronique. La courbe 3, représente

8. comparée à la durée de vie du tau $\sim 2.9 \times 10^{-13}\text{s}$

9. EGRET= the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope, au bord du CGRO, Compton Gamma Rays Observatory. EGRET était dédié à l'observation des rayons gamma dans l'intervalle d'énergie [30 MeV - 30 GeV]

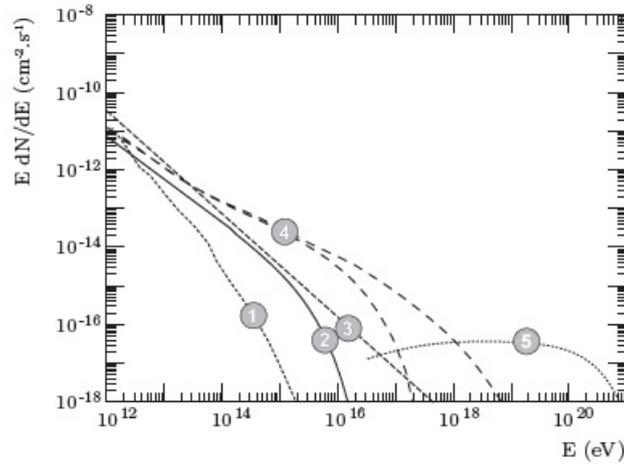


FIGURE 1.5 – Les flux de neutrinos en provenance de différentes sources individuelles. La courbe 1 le Soleil, la courbe 2 les reste de supernova IC443, la courbe 3 les jets de l’AGN Mrk 501, la courbe 4 la région centrale de l’AGN 3C273, et enfin la courbe 5 les jets de l’AGN 3C273. Extraite de [93]

le flux de neutrinos en provenance des jets de l’AGN Mrk 501, si l’émission gamma est d’origine purement hadronique. La courbe 4, représente le minimum et le maximum du flux de neutrinos en provenance de la région centrale de l’AGN 3C273. Et enfin, la courbe 5 représente le flux attendu à partir des jets de l’AGN 3C273. La production de neutrinos nécessite la production de hadrons dans la source ou leur interaction dans l’environnement immédiat de celle ci (poussière, matière d’accrétion ...etc). En général, la production de neutrinos est attendu dans tout objet astrophysique qui génère des photons dans un processus hadronique. En effet, si dans une source, des photons sont produits suite à la désintégration de pions neutres, alors des neutrinos seraient également produits suite à la désintégration de pions chargés. Les rayons cosmiques d’origine galactique peuvent être accélérés dans les couches des restes de supernovae (supernovae remnant : SNR), qui peuvent ainsi être une source possible de neutrinos. La contribution extragalactique viendrait principalement des noyaux actifs de galaxies et des sursauts gamma . Comme ils sont les principales sources de production et d’accélération des nucléons et noyaux d’ultra haute énergie (section 2.5), ils produiraient alors également des neutrinos.

Afin d'estimer le flux de neutrinos qui proviendraient d'un ensemble de sources (plutôt que de sources individuelles), il faut prendre en compte le type de sources, leurs densités ainsi que leur évolution avec le redshift. Waxman et Bahcall [108] ont trouvé une limite supérieure au flux de neutrinos muoniques, $E_\nu^2 dN/dE = 2 \times 10^{-8} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}$.

Cette limite se voit baisser quand l'évolution des sources dans le temps est pris en compte [107], $E_\nu^2 dN/dE \sim 9 \times 10^{-9} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}$. Une limite différente et supérieure à la limite précédente est obtenue par les auteurs de [73], où un calcul plus sophistiqué à été mené. On peut voir les deux limites de flux sur la figure 1.6, de [81]. On note que les deux limites se rejoignent uniquement pour l'énergie 10^{18} eV.

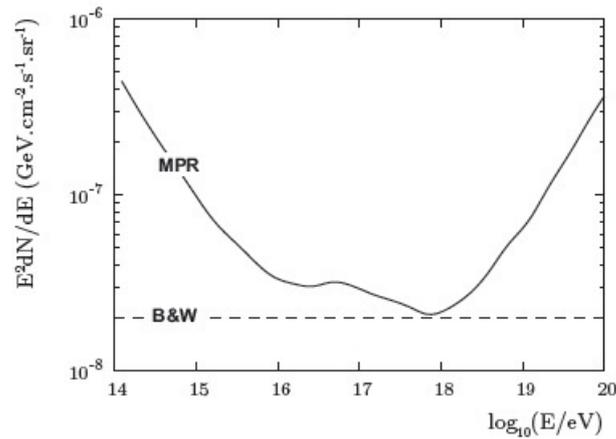


FIGURE 1.6 – Les limites du flux continu des neutrinos de Waxman et Bahcall (ligne en pointillé), et de Mannheim et al.

Les récents résultats de l'observatoire Pierre Auger ont mis des limites contraignantes sur le flux de neutrinos, $E_\nu^2 rmdN/dE \sim 3.2 \times 10^{-7} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}$.

Les neutrinos cosmogéniques : on verra dans la section 2.4, que lors de l'interaction des nucléons d'ultra haute énergie avec les photons du fond diffus (l'effet GZK), il y a photoproduction de pions. La désintégration de ces derniers produit des neutrinos. Ce sont les neutrinos cosmogéniques, ils représentent un flux diffus 'garanti' de neutrinos. L'interaction des nucléons d'ultra haute

énergie avec les photons du fond infra rouge (IRB) (voir section 2.4) produirait également un flux non négligeable de neutrinos.

1.6.3 Expériences de détection de neutrinos

La détection directe des neutrinos est impossible, on procède alors à la détection des leptons produits suite à l'interaction des neutrinos avec la matière, selon $\nu + N \rightarrow l + h$. Afin qu'une telle interaction puisse avoir lieu, le neutrino doit traverser une grande quantité de matière puisque sa section efficace d'interaction est faible. Ainsi, pour détecter les neutrinos de l'hémisphère sud, l'expérience *Antares* [5] se trouve en Méditerranée. Et pour détecter les neutrinos de l'hémisphère nord, *Amanda*[10] est en Antarctique. Les télescopes à neutrinos sont constitués d'une série de lignes de photo-multiplicateurs orientés vers le bas, immergées en eau profonde comme dans *Antares*, ou dans la glace comme dans *Amanda*. Ces photo-multiplicateurs traquent les muons ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu + h$), car ils ont une longue durée de vie de $2,2 \mu\text{s}$ et ils peuvent donc parcourir de longues distances avant de se désintégrer. La lumière Cerenkov émise lors du passage d'un muon est enregistrée par les photo-multiplicateurs. L'énergie du neutrino est calculée à partir de la quantité de lumière Cerenkov émise, tandis que sa direction d'arrivée est déduite suite à la reconstruction de la trajectoire du muon. À l'observatoire Auger, les détecteurs de surface sont sensibles aux neutrinos dont l'énergie dépasse 1 EeV. Les neutrinos électroniques et muoniques interagissent dans l'atmosphère, on les appelle 'décendants'. Les neutrinos tau, par contre, rasant d'abord la croûte terrestre pour interagir dans l'atmosphère par la suite, comme le montre la figure 1.7. Ce sont des neutrinos 'montants'.

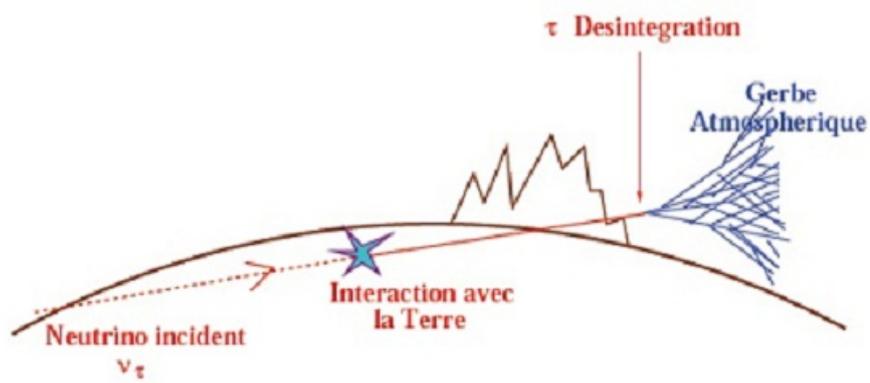


FIGURE 1.7 – Une gerbe formée par le lepton tau qui nait de l'interaction du ν_{tau} dans la Terre.

Les Rayons Cosmiques dans l'Univers

2.1 D'où viennent les rayons cosmiques

Nous avons vu dans le chapitre précédant que les rayons cosmiques qui atteignent la Terre peuvent avoir des énergies macroscopiques de quelques Joules (section 1.3). L'expérience Auger a détecté des rayons cosmiques dont l'énergie excède 10^{20} eV [96].

Plusieurs approches sont avancées pour expliquer de telles énergies. Si les rayons cosmiques d'énergies extrêmes sont accélérés dans certaines sources, ces dernières devraient être situées à une certaine distance de la Terre qui empêche la perte d'énergie des rayons cosmiques, c'est l'effet *GZK* (section 2.4). Plusieurs candidats pour les sources sont proposées (section 2.5), mais jusqu'à présent aucun ne fait l'unanimité dans la communauté scientifique. Lors de leurs parcours de leurs sources à la Terre, les rayons cosmiques subissent l'influence du champ magnétique omniprésent dans l'Univers (section 2.6). Leurs trajectoires seront déviées et ils ne pointeront plus vers leurs sources, ce qui rend l'identification de ces dernières encore plus difficile. Dans ce chapitre nous allons voir comment évoluent les rayons cosmiques dans l'Univers, qu'ils soient issus de la désintégration de particules super lourdes, ou qu'ils soient accélérés dans certaines structures astrophysiques. Nous examinerons par la suite une liste de candidats potentiels pour les sources en imposant des critères sur les possibles pertes d'énergies. Nous aborderons enfin les champs magnétiques dans l'Univers vu l'importance de leur impact sur le parcours des rayons cosmiques.

2.2 Scénarios exotiques : les modèles Top Down

Les modèles Top Down permettent d'expliquer l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, tout en échappant aux problèmes d'accélération.

Dans ces modèles les rayons cosmiques proviendraient de la désintégration de particules super massives ou particules X dont la masse est très supérieure à 10^{20} eV. Ces particules X pourrait être des reliques de la phase d'inflation survenue après le Big Bang. Elles pourraient également provenir de la désintégration de défauts topologiques et de reliques quasi stables dont l'origine remonte à la période post inflation de l'Univers, comme le prévoit les théories de grande unifications (GUTs).

Il est prévu, dans les modèles Top Down, que les rayons cosmiques aient une distribution isotropique. Les résultats d'anisotropies des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie [3] vont à l'encontre de telles prédictions et affaiblissent ces modèles.

2.3 Accélération des rayons cosmiques

Nous allons voir en détails les mécanismes d'accélération de Fermi qui reposent sur le champ magnétique omni présent dans l'Univers, ainsi que l'induction unipolaire qui se produit dans les objets à grande vitesse rotationnelle, et dans lesquels le champ magnétique possède de grandes valeurs.

2.3.1 Accélération de Fermi

Fermi proposa en 1949 un mécanisme d'accélération [36], dans lequel une particule chargée peut être accélérée quand elle est diffusée par un nuage de gaz magnétisé et en mouvement. La particule gagne ou perd de l'énergie selon qu'elle se rapproche ou s'éloigne du nuage magnétisé. Si la particule rencontre de front le nuage, elle gagne de l'énergie, on parle de collision frontale, mais quand c'est une collision fuyante, la particule perd de l'énergie.

Soit E_1 l'énergie de la particule quand elle entre dans le nuage magnétisé avec une impulsion \vec{p}_1 faisant un angle θ_1 avec la direction de déplacement du nuage. Quand la particule sort du nuage après plusieurs diffusions, elle

a une énergie E_2 , une impulsion \vec{p}_2 et un angle θ_2 . Afin de calculer le gain relatif d'énergie $\Delta E/E$, on applique les transformations de Lorentz entre le référentiel du Laboratoire (R) (milieu initiale de la particule) et le référentiel du nuage (R').

Dans (R')

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

Dans (R)

$$E_2 = \gamma E' (1 + \beta \cos \theta'_2) = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2)$$

avec $\beta = V/c$ où V est la vitesse du nuage.

$E'_1 = E'_2$ puisque la diffusion est élastique dans le nuage.

Le gain relatif d'énergie est

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \gamma [1 + \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2] - 1$$

On a $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$, parce que la particule subit plusieurs diffusions dans le nuage, ce qui rend sa direction de sortie aléatoire. Pour calculer $\langle \cos \theta_1 \rangle$ on doit prendre en compte la fréquence des collisions des particules avec le nuage à différents angles. Cette fréquence dépend de la vitesse relative entre la particule et le nuage ($v - V \cos \theta_1$). On trouve ainsi $\langle \cos \theta_1 \rangle = -\beta/3$. Ce qui donne :

$$\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle \sim \frac{4\beta^2}{3}$$

Le gain global est donc proportionnel au carré de la vitesse du nuage. Il n'est pas très important dans la limite non relativiste, quand $\beta \ll 1$.

Ce mécanisme n'est pas assez efficace pour les hautes énergies. Il le serait si l'énergie augmentait continuellement, ce qui est le cas dans l'accélération de Fermi du premier ordre, qui est une accélération diffusive par onde de choc.

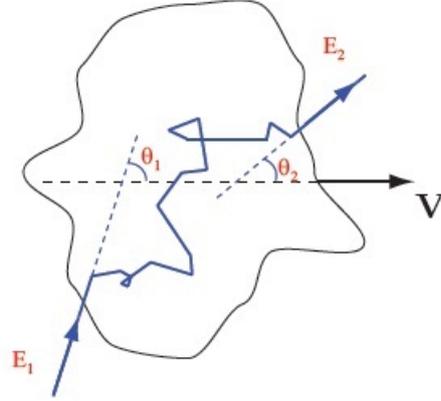


FIGURE 2.1 – Interaction du rayon cosmique avec un nuage magnétisé.

Les ondes de choc sont très répandues dans l'Univers, restes de Supernova (SuperNova Remnant SNR), sursauts gamma (Gamma Ray Bursts GRB)etc. Quand une particule se trouve piégée dans une onde de choc, elle franchit le front de l'onde d'amont en aval et vice versa (le milieu choqué et le milieu non choqué). Son énergie augmente à chaque aller-retour par effet de réflexion magnétique. Soit V_{choc} la vitesse de l'onde de choc dans un milieu qui se propage lui-même à la vitesse V_p . On pose $r = V_{choc}/V_p$. Les angles d'entrée et de sortie sont isotropisés. On a alors $\langle \cos\theta_1 \rangle = -2/3$ et $\langle \cos\theta'_2 \rangle = 2/3$ ce qui donne

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4\beta}{3}$$

Le gain d'énergie, dans ce cas, varie linéairement avec la différence de vitesse entre l'amont et l'aval, β .

Afin de trouver le spectre, nous devons commencer par calculer la probabilité pour qu'une particule qui se déplace à une vitesse c traverse le choc n fois. La particule possède une probabilité P_{echap} d'échapper au choc, donnée par $P_{echap} = 4V_p/c$. Par conséquent, la probabilité pour que la particule traverse le choc est $1 - P_{echap}$. L'énergie de la particule après n cycles est $E = E_0(1 + \frac{4}{3}\beta)^n$. On a alors

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \frac{4}{3}\beta)}$$

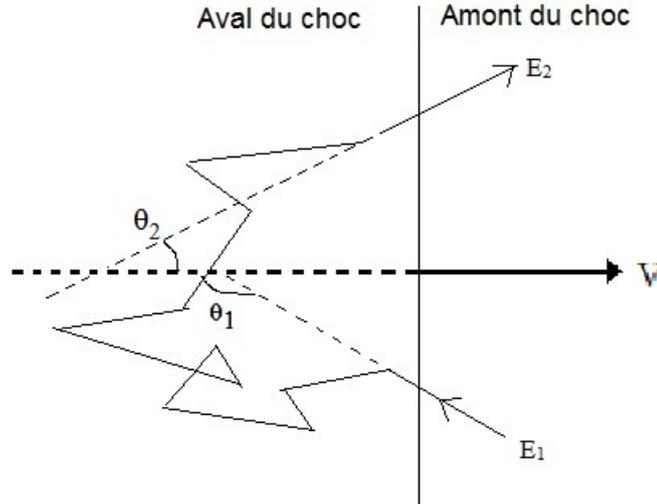


FIGURE 2.2 – Interaction d'un rayon cosmique avec une onde de choc.

Après n cycles, le nombre de particules devient $N = N_0(1 - P_{echap})^n$. En prenant le logarithme de la dernière relation et en remplaçant n par $\frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \frac{4}{3}\beta)}$, on obtient un rapport entre N et N_0 en fonction de l'énergie

$$N = N_0 \frac{E}{E_0}^{\frac{\ln(1-P_{echap})}{\ln(1+\frac{4}{3}\beta)}}$$

C'est une loi en puissance, dont l'indice spectral dépend de la nature du choc. Dans le cas d'un choc non relativiste, où $\beta \ll 1$ et $P_{echap} \ll 1$:

$$\frac{\ln(1 - P_{echap})}{\ln(1 + \frac{4}{3}\beta)} \sim \frac{-P_{echap}}{\frac{4}{3}\beta} \sim \frac{3}{r-1}$$

Le spectre des particules est alors

$$N = N_0 \frac{E}{E_0}^{1+\frac{3}{r-1}} = N_0 \frac{E}{E_0}^{\frac{r+2}{r-1}}$$

Pour un choc fort non relativiste, qui se produirait dans un gaz monoatomique par exemple, on a $r = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$, avec $\gamma = 5/3$. Ce qui donne $r=4$ et donc un indice spectral $\alpha = 2$.

Quand le choc est relativiste, le gain d'énergie durant le premier cycle est proportionnel au carré du facteur de Lorentz du choc Γ_{ch}^2 , qui est très grand. Mais il tombe à 2 dans les cycles suivants [40, 69].

Pour un choc modérément relativiste, l'indice spectral α varie entre 2 et 2.3 [59]. Enfin, quand le choc est ultra relativiste, le gain d'énergie est de l'ordre de 2 à partir du second cycle. Ceci est amplement suffisant pour accélérer les particules à ultra haute énergie. Les particules accélérées dans ce genre de choc possèdent un spectre en loi de puissance, dont l'indice spectral α varie entre 2.2 et 2.3 [69].

Il est à signaler que l'accélération dans les chocs ultra relativiste n'est possible que dans certaines configurations magnétiques [70]. Il est probable que l'accélération des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ne puisse avoir lieu dans la plupart des chocs ultra relativistes, puisque les particules pourraient juste effectuer un cycle et demi avant de s'échapper quand elles ne se trouvent pas dans des configurations magnétiques 'adéquates'.

2.3.2 L'induction unipolaire

C'est la génération d'un champ électrique par la rotation uniforme d'un champ magnétique permanent. Elle peut se produire dans les objets astrophysiques si les conditions nécessaires sont réunies, comme c'est le cas par exemple dans les magnétars (section 2.5)

2.4 Interactions et pertes d'énergie

Nous allons nous intéresser aux mécanismes de perte d'énergie des protons et des noyaux, puisqu'ils constituent la majorité des rayons cosmiques dans tous les paliers d'énergie. Les pertes d'énergie pour les protons de haute énergie sont dûs à la production de paires, la photoproduction de pions et l'expansion de l'Univers (décalage vers le rouge).

Les interactions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie et la coupure GZK

Les protons d'ultra haute énergie interagissent avec les photons du fond diffus cosmologique γ_{CMB} (Cosmic Microwave Background, CMB), pour produire

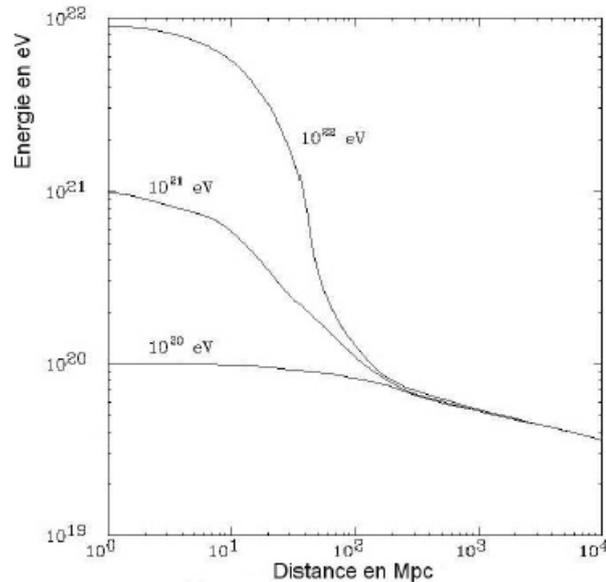


FIGURE 2.3 – Diminution de l'énergie des particules d'ultra haute énergie à cause de l'interaction avec le fond diffus cosmologique.

des nucléons et des pions, $p + \gamma_{CMB} \rightarrow N + \pi$. Les protons perdent ainsi une fraction importante de leur énergie, environ 20%. L'énergie seuil pour cette interaction est donnée par

$$E_{seuil} = (m_{\pi}c^2(m_p + m_{\pi}/2))/(\varepsilon_{\gamma}) \sim 7 \times 10^{19} \text{ eV},$$

où ε_{γ} est l'énergie des photons du CMB, $\varepsilon_{\gamma} = k_B T_{CMB} \sim 10^{-4} \text{ eV}$. La longueur d'atténuation pour cette interaction est $l = c \cdot (-1/E)(dE/dt)$, ce qui donne $l \sim 6 \times e^{(3 \times 10^{20}/E(\text{eV}))} \text{ Mpc}$. Ainsi un proton d'énergie 10^{20} eV aura une longueur d'atténuation d'environ 100 Mpc. Donc les protons au delà de 10^{20} eV produits à des distances cosmologiques ne peuvent parvenir à la Terre avec leurs énergies initiales. On peut dire que l'Univers leur est opaque à cause de la présence du fond diffus cosmologique. C'est ce qu'on appelle la coupure *GZK*. Elle a été prédite en 1966, peu après que Penzias et Wilson aient découvert le CMB, par Greisein d'un coté [44] et Zatsepin et Kusmin d'un autre coté [116], d'où le nom de *GZK*. Par conséquent, les sources des rayons cosmiques d'énergies extrêmes devraient être localisées dans la sphère *GZK*, de rayon $D_{GZK} \sim 100 \text{ Mpc}$.

La production de paires et l'expansion de l'Univers

À plus basse énergie que E_{GZK} , les protons peuvent perdre une fraction de leur énergie à cause de leurs interactions avec les fonds diffus de photons micro-onde et infrarouge, mais cette fois pour produire des paires d'électron-positron, $p + \gamma_{CMB,IR} \rightarrow p + e^+ + e^-$. Cette interaction domine dans l'intervalle $[10^{18,5}, 10^{19,5}]$ eV. Elle est plus importante quand le proton interagit avec le fond diffus cosmologique plutôt qu'avec le fond diffus infrarouge. La longueur d'atténuation atteint son maximum vers $l \sim 1500$ Mpc pour $E \sim 10^{19,5}$ eV, mais le temps pour cette perte d'énergie est trop long, environ 5 milliards d'années. Ceci rend la contribution de la production de paire négligeable devant la photoproduction de pions qui cause l'effet GZK. Une autre cause de la perte d'énergie des protons d'ultra haute énergie est l'expansion de l'Univers. Elle domine dans l'intervalle d'énergie $[10^{17}, 3 \cdot 10^{18}]$ eV et sa longueur d'atténuation est de l'ordre du Gpc.

Les pertes d'énergie pour les noyaux

Les noyaux d'ultra haute énergie interagissent également par production de paires, ce qui cause une perte d'énergie importante pour les noyaux lourds. Cette perte d'énergie est plus grande que la perte d'énergie pour les protons de même facteur de Lorentz d'un facteur $-Z^2/A$ où Z est le nombre de charge et A le nombre atomique. La perte d'énergie par photoproduction de pions pour les noyaux est la même que pour les protons. Les noyaux interagissent aussi avec les fonds diffus cosmologique et infra-rouge par photodissociation. L'interaction avec le fond infra rouge commence à être dominante en dessous de $5 \cdot 10^{19}$ eV. Aux énergies plus élevées, soit à partir de $2 \cdot 10^{20}$ eV, c'est la perte d'énergie par interaction avec le fond CMB qui prédomine.

2.5 Critère de Hillas et sources des rayons cosmiques de hautes énergies

Critère de Hillas : pour qu'une particule chargée soit accélérée dans un site astrophysique de taille L et où règne un champ magnétique B , il faut que le rayon de Larmor de la particule r_L soit inférieur ou égal à L . Rappelons

que $r_L = E/ZeB$.

Cette condition fournit une estimation de l'énergie maximale que peut acquérir la particule dans le site en question (énergie de confinement), $E \leq E_{max} = \Gamma\beta ZeBL$. Γ étant le facteur de Lorentz du site et Z le nombre de charge de la particule.

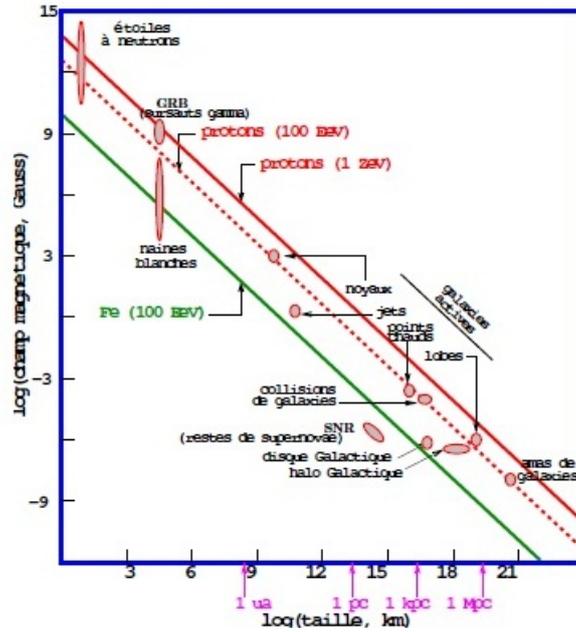


FIGURE 2.4 – Diagramme de Hillas. Les axes représentent la taille et le champ magnétique caractéristiques des sites accélérateurs possibles des rayons cosmiques, jusqu'aux ultra hautes énergies. Les objets se trouvant en dessous de la ligne rouge sont incapables d'accélérer les protons jusqu'à 10^{21} eV, et ceux en dessous de la ligne en pointillés sont incapables d'accélérer le fer jusqu'à 10^{20} eV. Les pertes d'énergie ne sont pas prises en compte.

Le critère de Hillas permet de faire une sélection parmi les objets astrophysiques susceptibles d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux ultra hautes énergies, selon leurs tailles et leurs champs magnétiques. Sur la figure 2.4 on peut voir les sources qui vérifient la condition de Hillas. Pour les protons, les sources susceptibles de les accélérer jusqu'à 10^{20} eV sont situées au dessus de la ligne en pointillé, on y trouve les GRB, les étoiles à neutrons, certaines AGN, les lobes de radio galaxies...etc. Peu de sites sont capables d'accélérer les protons jusqu'aux énergies extrêmes $\sim 10^{21}$ eV. Ils sont situés au dessus de

la ligne rouge dans le diagramme de Hillas. Il est important de rappeler que les pertes d'énergie ne sont pas prises en compte dans ce diagramme.

Nous allons lister, dans ce qui suit, les sources potentielles des rayons cosmiques pour les hautes énergies.

– **Les restes de supernovae (SuperNova Remnant, SNR)**

Pour les rayons cosmiques galactiques, les meilleurs candidats accélérateurs sont les restes de supernovae. Leur physique est bien comprise, il se produit un choc fort non relativiste à la frontière avec le milieu interstellaire, ce qui permet une accélération de Fermi du premier ordre, comme nous l'avons vu dans la section 2.3.1. L'énergie maximale accessible est de l'ordre du PeV, ce qui correspond au genou dans le spectre des rayons cosmiques. Comme les rayons cosmiques à cette énergie sont affectés par le champ magnétique galactique (que nous verrons dans la section 2.6), alors les déviations de leurs trajectoires les empêchent de pointer vers leurs sources, ce qui rend impossible une observation directe de ces sources. Cependant une identification indirecte est possible, grâce entre autres aux photons émis par Bremsstrahlung à partir des électrons accélérés dans les SNRs. L'observation par HESS¹ d'émission multiTeV en provenance de la coquille [6], démontre que les particules chargées sont accélérées jusqu'à ~ 100 TeV dans les chocs de SNRs.

– **Les magnétars**

Ce sont des étoiles à neutrons dont le champ magnétique dipolaire à la surface peut atteindre $B \sim 10^{15}$ G. Une supernovae sur dix pourrait donner naissance à un magnétar plutôt qu'à une étoile à neutron. Les modèles de [15, 63] montrent que les magnétars sont de bons candidats extragalactiques pour expliquer le flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Dans [15] il est démontré que seulement 5% des magnétars extragalactiques devraient être des rotateurs rapides pour pouvoir reproduire les énergies des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. L'accélération des particules dans les magnétars se fait grâce à l'induction unipolaire (section 2.3.1). En effet, les étoiles à neutrons dont la rotation

1. HESS= High Energy Stereoscopic System. Une collaboration internationale consacrée à l'observation des sources de rayonnement gamma d'énergie supérieure à quelques dizaines de GeV.

est très rapide, créent des vents relativistes dans lesquels la présence d'un puissant champ magnétique B combiné à l'énergie de rotation induisent un champ électrique, $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}/c$, où v est la vitesse du vent. Les particules pourraient être accélérées par la différence de potentiel du vent. Afin d'accorder les spectres des particules produites par les magnétars avec le spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie observé, une distribution non uniforme des paramètres physiques des magnétars est nécessaire, comme il est indiqué dans [63].

– **Les sursauts gamma (Gamma Ray Bursts, GRB)**

Ce sont de brefs flashs puissants de rayons gamma. Ils sont considérés comme les phénomènes les plus énergétiques connus jusqu'à présent puisqu'ils libèrent une énergie colossale ($\sim 10^{53}$ erg) durant quelques secondes [117]. Le facteur de Lorentz des jets varie d'environ 100 à 1000. Plusieurs expériences sont dédiées à leurs observation et étude, telles que HETE 2 et Swift². Un sursaut gamma est constitué de deux phases, la phase 'prompt' caractérisée par l'émission d'un rayonnement gamma, et la phase 'rémanente' caractérisée par l'émission d'un rayonnement X.

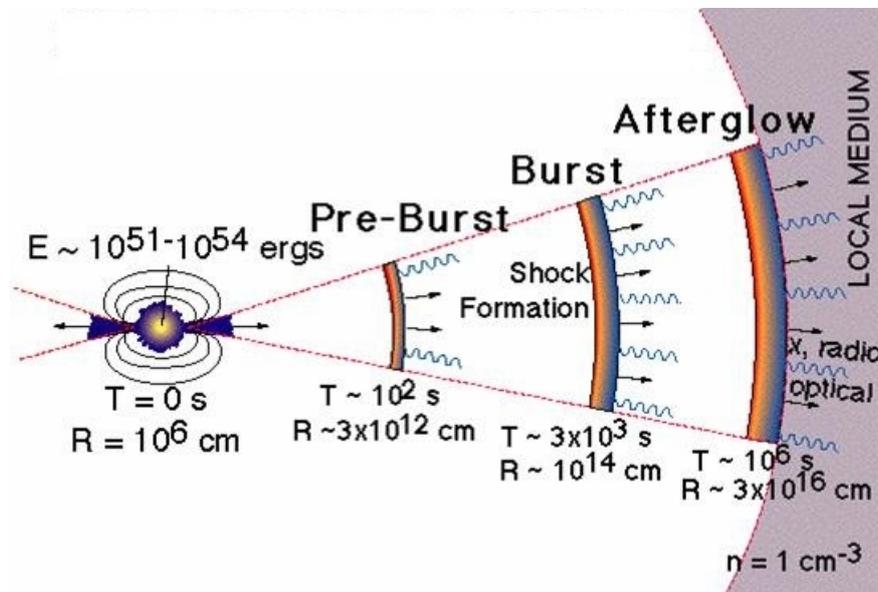


FIGURE 2.5 – Modèle boule de feu pour les GRBs.

2. Swift : télescope spatial dont l'objectif est l'étude des susraut Gamma.
 HETE 2 : the High Energy Transient Explorer, détecte et localise les sursauts gamma

Le modèle le plus répandu, dans la communauté scientifique, pour la description de ce phénomène est le modèle de *boule de feu* [37]. Ce modèle suggère qu'un plasma de photons, électrons et positrons est éjecté dans le milieu interstellaire à des vitesses relativistes. La boule de feu est composée de plusieurs couches se déplaçant à des vitesses différentes, ce qui provoque des chocs. Les chocs entre les différentes couches de la boule de feu sont appelés 'chocs internes', leurs vitesses est d'environ $v \sim 0.5 - 0.8 c$. La matière chaude derrière les chocs émet un rayonnement gamma. Ces chocs internes sont donc à l'origine de la phase prompte. Le choc interne est un choc modérément relativiste, pour lequel le facteur de Lorentz Γ_{ch} varie de 2 à 3. L'énergie des particules accélérées dans ce choc seraient de l'ordre de 10^{20} eV, vu que le champ magnétique avoisine 10^{12} G près du moteur central dont la taille serait de 10 km. Les chocs entre les couches de la boule du feu et le milieu extérieur sont appelés 'chocs externes', ils produisent la phase rémanente. Le choc externe est un choc relativiste dans lequel E_{max} pourrait atteindre 10^{21} eV, vu que $R \sim 1$ pc et B est de l'ordre de ~ 1 G si le sursaut gamma est localisé dans une nébuleuse de pulsars. Ils existe deux types de sursauts gamma, les sursauts longs, de durée de vie supérieure à deux secondes, et les sursauts courts de durée de vie inférieure à deux secondes. L'origine des sursauts longs serait liée à certaines explosions de supernova. Tandis que l'origine des sursauts courts serait elle, associée à la phase finale de la vie d'un système binaire d'objets compacts.

– **Noyaux actifs de galaxies (Actif Galactic Nuclei, AGN)**

Ce terme désigne le noyau compact et actif de certaines galaxies, et est également utilisé pour parler de ces galaxies elles mêmes. La luminosité de ces noyaux est très grande, elle peut atteindre $\sim 10^{41} - 10^{48}$ erg/s, soit 10^7 fois la luminosité de notre Soleil, qui vaut $\sim 10^{33}$ erg/s . Les AGNs regroupent plusieurs types de galaxies qui sont bien décrites par le scénario unifié des AGN [12] comme on le voit sur la figure 2.6 qui représente un schéma unifié des différentes AGNs. On différencie ces types d'AGN les unes des autres selon l'orientation spatiale de la ligne de visée. Dans le modèle unifié, les différents types d'AGNs partagent certaines composantes fondamentales, un trou noir supermassif central

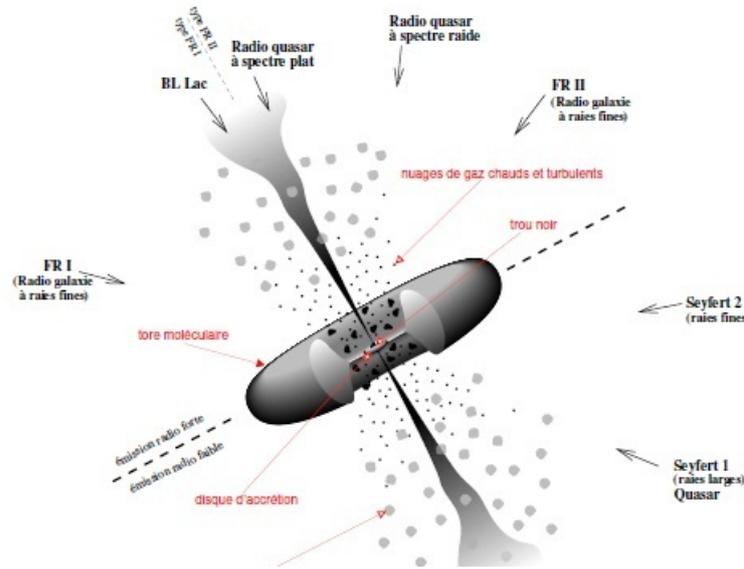


FIGURE 2.6 – Modèle unifié des différentes AGNs.

($M \sim 10^6 - 10^{10} M_{\odot}$), entouré par un disque d'accrétion en rotation, chauffé par des processus magnétiques et visqueux. À la périphérie du disque d'accrétion se trouve un tore de poussière, essentiellement visible en infra rouge.

Des nuages de gaz constituent une autre composante fondamentale des AGNs, ces nuages possèdent des vitesses différentes. Au dessus du disque d'accrétion on trouve des nuages de grandes vitesses. Ces vitesses causent l'élargissement des raies d'émission du gaz (broad line region, BLR), ces raies seraient cachées par le tore de poussière dans le plan du disque. Plus loin du trou noir se trouvent des nuages de gaz plus lents, responsables des raies étroites. Et enfin, on trouve un jet relativiste, qui pourrait atteindre une centaine de kpc, voir un Mpc et qui se termine en 'point chaud', il est spécifique aux AGN radio fortes.

Les AGN se divisent en deux catégories principales, les sources radio faibles et les sources radio fortes. La première catégorie ne présente pas d'émission radio (comme l'indiquent son nom) et ne possède pas de jets relativistes. Elle englobe les radios quiet quasars, les galaxies Syefert et les LINERS. La seconde catégorie englobe les blazars, les radios loud quasars et les radios galaxies de type Faranoff Riley I et II.

L'énergie maximale que peuvent atteindre les particules dans les AGN est de l'ordre de 10^{20} eV, vu que pour un trou noir de masse $M_{bh} \sim 10^9 M_\odot$, le champ magnétique dans la région centrale est de $B \sim 300$, et L vaudra ~ 100 UA si la région centrale se limite à une dizaine de rayons gravitationnels.

– **Les chocs d'accrétion des grandes structures**

Avec une taille d'environ 1 Mpc et un champ magnétique supérieur à $1 \mu\text{G}$, leur énergie de confinement pourrait atteindre 10^{20} eV. Nous verrons dans le paragraphe suivant quelle est l'énergie maximale des particules dans ce type de sites.

2.5.1 Les sources probables des rayons cosmiques de haute énergie

Le critère de Hillas est une condition nécessaire mais pas suffisante pour sélectionner les sites capables d'accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux ultra hautes énergies, puisqu'il ne prend pas en compte les pertes d'énergie. Afin d'affiner l'estimation de l'énergie maximale d'accélération dans un site donné il faut tenir compte de ses caractéristiques physiques, ce qui impose d'autres conditions sur les sites accélérateurs pour qu'ils puissent accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux ultra hautes énergies. Le critère de Hillas pourrait être considéré comme une limite inférieure de la luminosité magnétique de la source [78]. Quand cette dernière possède une symétrie sphérique et un mouvement non relativiste, sa luminosité magnétique est donnée par $L_B \sim B^2 R^2 \beta c / 2$. L'étude détaillée du mécanisme d'accélération impose plus de limites sur la luminosité magnétique, voir par exemple [72]. Pour qu'une source astrophysique puisse accélérer les rayons cosmiques jusqu'à 10^{20} eV, sa luminosité magnétique devrait être de l'ordre de $\sim 10^{45}$ erg/s [68].

En général, il faut que les particules soient accélérées avant de s'échapper du site ou que celui ci disparaisse, comme c'est le cas pour les sources sursautantes (ex : GRB). Il faut aussi que l'accélération se fasse avant que les pertes d'énergie deviennent dominantes. Tout ceci nous amène à imposer des conditions sur le temps caractéristique d'accélération $t_{acc} < t_{loss}$ et $t_{acc} < t_{esc}$

et $t_{acc} < t_{age}$, ou t_{loss} est le temps de pertes d'énergie qui sont dues aux interactions avec le milieu ambiant, notamment les pertes par production de pions suite à l'interaction avec le CMB ou la perte par rayonnement synchrotron causée par l'interaction le champ magnétique. t_{esc} est le temps d'échappement du site, t_{age} est l'âge du site.

Nous allons jauger les sites présélectionnés par le critère de Hillas à la lumière des autres conditions plus contraignantes sur le temps d'accélération.

Chocs d'accrétion des grandes structures : le temps d'accélération dans ces chocs est plus grand que l'âge de l'univers. Ces chocs semblent être incapables d'accélérer les protons au delà de 10^{19} eV.

Les sursauts gamma : dans les sursauts gamma se produisent deux chocs, comme nous l'avons déjà vu. Le choc externe est relativiste et le choc interne est modérément relativiste. Dans le choc externe, le temps d'accélération t_{acc} est très long. En le comparant avec l'âge du choc on obtient une limitation sévère sur E_{max} [82], ce qui exclut l'accélération des rayons cosmiques aux énergies extrêmes dans le choc externe. Le choc interne est un choc modérément relativiste dans lequel le temps d'accélération est de l'ordre de r_L/c , et est relativement court par rapport au choc non relativiste. Dans ce choc, la contrainte sur E_{max} vient de la perte d'énergie par rayonnement synchrotron et par expansion. En imposant que $t_{acc} < t_{esc}$ et $t_{acc} < t_{rad}$ on peut obtenir $E_{max} \sim 10^{20}$ eV [69].

Les noyaux actifs de galaxies : l'accélération des protons et des noyaux lourds pourrait avoir lieu dans trois régions des AGNs, dans le disque d'accrétion, dans les jets relativistes et dans les points chauds (zone de l'interaction du jet avec le milieu extérieur). Dans les régions centrales des AGNs, il y a des pertes d'énergie par rayonnement synchrotron. La comparaison du temps d'accélération avec le temps de perte donne $E_{max} \leq 10^{19}$ eV. Dans les points chauds de radio galaxies, la contrainte sur E_{max} vient, entre autre, de la comparaison du temps d'accélération avec le temps d'échappement, on a ainsi $E_{max} < 10^{19}$ eV. Dans les jets de radio galaxies, E_{max} serait limitée à 7×10^{19} eV. Cette limitation provient de la comparaison du temps d'accélération avec le temps d'échappement t_{esc} .

Intéressons nous maintenant à la luminosité des AGNs. La luminosité bolométrique des AGN à faible luminosité est inférieure à 10^{45} erg/s. Elle varie

de $\sim 10^{45}$ erg/s à 10^{47} erg/s, pour les AGN de forte luminosité. Ainsi les AGNs du type FRI, les TeV blazars et les objets BL lac, qui possèdent une luminosité magnétique $L_B \sim 10^{42} - 10^{44}$ erg/s, ne vérifient pas la condition sur la luminosité magnétique ($L_B \sim 10^{45}$ erg/s) évoquée précédemment. Par conséquent ils n'ont pas la puissance nécessaire pour accélérer les rayons cosmiques jusqu'aux ultra hautes énergies [68]. Seules les radio galaxies du type FR II les plus puissantes, produisent des jets dont la luminosité magnétique est supérieure à 10^{45} erg/s. Ce qui les place parmi les candidats potentiels pour accélérer les rayons cosmiques aux énergies extrêmes.

2.5.2 Les sources potentielles vues par l'observatoire Pierre Auger

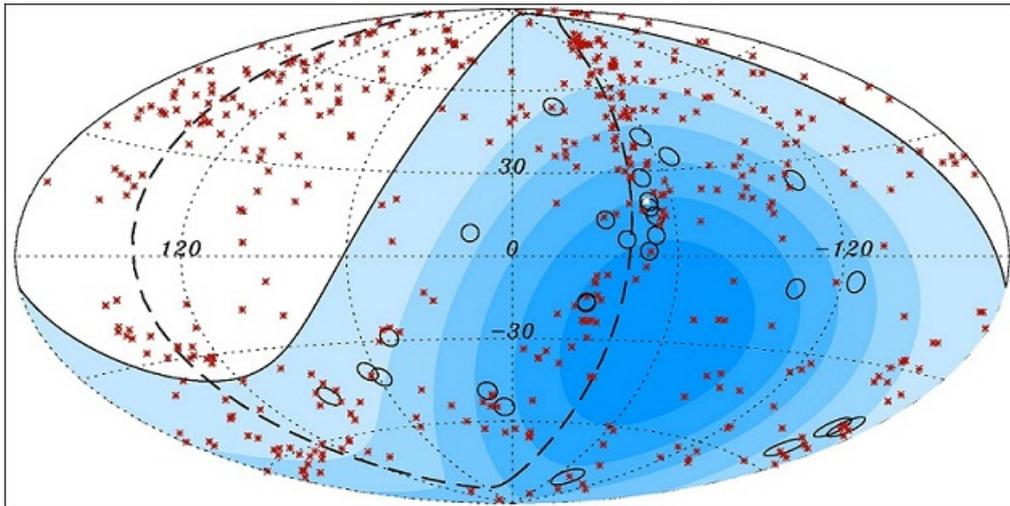


FIGURE 2.7 – Carte du ciel montrant les 27 événements au-dessus de 57 EeV, détecté par l'observatoire Pierre Auger [3]. Ces événements sont présentés par des cercles. Les croix rouges présentent les AGNs. La courbe noire démarque la limite de l'exposition d'Auger.

L'observatoire Pierre Auger a d'abord publié une première liste de 27 événements collectés entre 2003 et 2007 [3]. Ces événements semblaient être corrélés avec des AGNs du catalogue VCV³ [104]. Comme le montre la figure 2.7.

3. Catalog Veron city & Veron, liste ou répertoire d'AGN

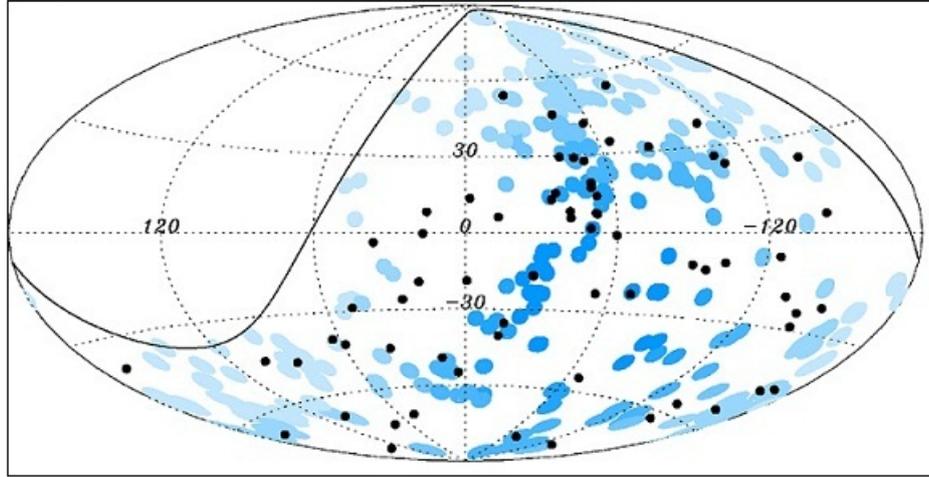


FIGURE 2.8 – Carte du ciel montrant les 69 évènements au dessus de 55 EeV, détectés par L'observatoire Pierre Auger [96]. Ces évènements sont présentés par des points noirs. Les cercles bleus de 3.1° entourent les AGNs du catalogue VCV, situées à moins de 75 Mpc . La courbe noire démarque la limite de l'exposition d'Auger.

Cette première interprétation a été revue et corrigée par la suite, quand 69 évènements de plus de 55 EeV (figure 2.8) ont été publiés [96] . La corrélation avec les AGNs du VCV est moins prononcée, cependant un excès d'évènements est observé en direction de la radio-galaxie Centaurus A. Dans la région où se trouve la radio-galaxie M87 (amas du Virgo), très peu d'évènements ont été détectés, la corrélation est faible. Ce qui est inattendu, puisque cet amas contient des radio-galaxies puissantes qui représentent de bons candidats pour les sources des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. L'une des lectures qu'on peut faire des résultats de l'observatoire Pierre Auger, est que les rayons cosmiques d'ultra haute énergie pointent vers les dernières structures par lesquelles elles sont passées durant leurs parcours vers les détecteurs [64]. Leurs directions d'arrivées ont une bonne corrélation avec les grandes structures où résideraient probablement leurs sources. Le fait que les particules ne pointent pas vers leurs sources trouve une explication naturelle dans le cas des sources sursautantes. Et grâce au retard dans les temps d'arrivées causé par le champ magnétique extragalactique (section 2.6) et la dispersion dans ces temps d'arrivées (section 3.3.4), les protons d'ultra haute énergie sont

détectés sur la Terre avec un temps de retard considérable par rapport aux photons en provenance des même sources, comme le montre l'équation (2.6).

2.6 Le champ magnétique

Le champ magnétique est omniprésent dans l'Univers, au voisinage de la Terre, dans les étoiles, dans les galaxies, dans les filaments ...etc. Dans certains objets astrophysiques, quand le champ magnétique possède de grandes valeurs, il peut contribuer à l'accélération des rayons cosmiques jusqu'aux ultra hautes énergies, comme c'est le cas dans les magnétars et les GRB (voir section 2.5). Ailleurs il peut influencer la propagation des rayons cosmiques en déviant leurs trajectoires. Nous allons aborder, dans ce qui suit, les origines du champ magnétique astrophysique, les méthodes d'observation, ses ordres de grandeur, ses composantes et enfin son influence sur la propagation des rayons cosmiques.

Origines du champ magnétique astrophysique

L'origine des champs magnétiques astrophysiques est toujours mal comprise. Ils seraient générés par des graines qui auraient été amplifiées par les instabilités magnétohydrodynamiques [111].

Il existe trois origines possibles, une origine primordiale, une origine associée aux galaxies et une origine associée à la formation de grandes structures. Dans l'hypothèse de l'origine primordiale, le champ magnétique serait omniprésent, il aurait été créé à grand redshift, ensuite il aurait évolué au cours de la formation des grandes structures. Selon l'hypothèse de l'origine associée aux galaxies, les champs magnétiques des amas auraient été éjectés par des vents galactiques individuels. Enfin, concernant l'origine associée à la formation des grandes structures, il y aurait une génération continue du champ magnétique dans les filaments et les amas. Les champs magnétiques seraient formés au niveau des chocs d'accrétion au cours de l'effondrement de la matière dans les filaments. Parmi les mécanismes de génération de champ magnétique pour cette hypothèse citons la batterie de Bierman [111] et l'instabilité de Weibel [38].

Méthodes d'observations

- L'effet Zeeman : il consiste en la subdivision des niveaux d'énergie des électrons des atomes plongés dans un champ magnétique, et donc la séparation des raies spectrales associées d'une quantité $\Delta E = g\mu B$, g étant le facteur de Landé et μ le magnéton de Bohr. L'observation de cet effet dans les tâches solaires fut la première preuve de l'existence du champ magnétique extraterrestre par Hale en 1908. L'étude de l'effet Zeeman est la méthode la plus directe pour mesurer l'intensité du champ magnétique car elle se base uniquement sur la mesure des décalages spectraux sans avoir besoin d'autres paramètres. Théoriquement c'est simple, cependant cet effet est difficilement observable, car le décalage en fréquence observé associé à la séparation des niveaux d'énergie est plutôt faible. Une détection est possible dans les régions de basses températures et de fort champ magnétique, comme les régions de formation d'étoiles dans notre galaxie. Il est à noter qu'il n'y a pas de détection ferme de l'effet Zeeman en dehors de notre galaxie.
- La rotation de Faraday : c'est la modification de la polarisation d'une onde électromagnétique qui se propage dans un milieu contenant un champ magnétique et des électrons libres. Son angle de rotation est $\phi = RM\lambda^2$, où λ est la longueur d'onde, et RM la mesure de rotation. Elle vaut $RM \propto \int_0^{l_s} n_e(l) B_{\parallel}(l) dl$, $n_e(l)$ est la densité d'électrons le long de la ligne de visée de l'observateur ($l = 0$) à la source ($l = l_s$), et $B_{\parallel}(l)$ est la composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée. Comme indiquée par la formule, la rotation de Faraday renseigne uniquement sur la composante longitudinale, $B_{\parallel}(l)$. La détermination de cette dernière nécessite la connaissance de la densité des électrons (que l'on peut mesurer dans notre galaxie) et les éventuels renversements du champs magnétique. Cependant leurs estimations sont difficiles à plus grande échelle. On peut alors conclure que la rotation de Faraday ne donne que des limites supérieures du champ magnétique dans le milieu intergalactique.
- Le rayonnement synchrotron : c'est un rayonnement émis par des électrons relativistes qui spiralent autour des lignes de champ magnétique.

L'émissivité synchrotron est donné par : $j_{nu} \sim n_{e0} \nu^{(1-\gamma)/2} B_{\perp}^{(1+\gamma)/2}$, où $B_{\perp}(l)$ est la composante du champ magnétique perpendiculaire à la ligne de visée, et n_{e0} est la densité des électrons dans la source. Le spectre en énergie des électrons relativistes est donné par une loi en puissance, $n_e(E) \sim n_{e0} E^{-\gamma}$ (où $\gamma \simeq 2,6 - 3,0$ pour des galaxies spirales). Ce spectre d'énergie donnera un spectre synchrotron également en loi de puissance $j_{\nu} \sim n_{e0} \nu^{(1-\gamma)/2} B_{\parallel}^{(1+\gamma)/2}$. En mesurant l'émissivité synchrotron j à une fréquence ν on déduit la composante transversale du champ magnétique, si on connaît le spectre d'énergie des électrons et plus précisément sa normalisation fixée par n_{e0} .

- Polarisation de la lumière des étoiles : la lumière des étoiles initialement non polarisée peut acquérir une polarisation partielle en traversant les nuages de poussière galactiques dont les grains de poussière possèdent une orientation préférée dans un champ magnétique. Cette méthode est utilisée pour mesurer le champ magnétique galactique.

L'effet du champ magnétique sur les particules chargées

Afin de connaître l'effet d'un champ magnétique qui règne dans un milieu ou un objet astrophysique sur un rayon cosmique, il faut comparer la taille caractéristique de cet objet (ou milieu) L avec le rayon de Larmor r_L du rayon cosmique. Le rayon de Larmor (ou rayon de gyration) dépend de l'énergie de la particule et de l'intensité du champ magnétique, il est défini par $r_L = E/ZeB$, Z étant le nombre de charge.

Si $r_L < L$, le rayon cosmique sera piégé dans le milieu. Si par contre $r_L > L$ le rayon cosmique traversera le milieu sur une trajectoire quasi rectiligne avec une petite déviation

$$\theta(E, d) \sim \frac{d}{r_L} \sim 0.52^\circ Z \left(\frac{E}{10^{20} \text{eV}} \right)^{-1} \left(\frac{d}{1 \text{Mpc}} \right) \left(\frac{B_{\perp}}{10^{-9} \text{G}} \right).$$

Où d est la distance parcourue, sur laquelle le champ magnétique demeure constant.

Un champ magnétique peut être décomposé en une composante régulière (ordonnée) B_{reg} et une composante turbulente B_{turb} . Dans l'hypothèse de la turbulence isotrope, B_{turb} est définie par un indice spectral, une longueur de

cohérence l_{coh} ⁴ et l'amplitude de la turbulence qui relie la composante turbulente à la composante régulière, $\eta = \langle B_{turb}^2 \rangle / (B_{reg}^2 + \langle B_{turb}^2 \rangle)$. Il est à noter que la longueur de cohérence de la composante turbulente est très petite devant l'échelle sur laquelle varie la composante régulière. L'influence d'un champ magnétique turbulent sur la trajectoire d'une particule chargée dépend du rapport entre le rayon de Larmor de la particule r_L et la longueur de cohérence du champ magnétique l_c . Si $r_L/l_c \ll 1$ la particule aura une trajectoire sous forme de spirale autour de la direction du champ magnétique. Si, par contre, $r_L/l_c \gg 1$ la particule aura une trajectoire équivalente à celle d'une marche au hasard, à chaque l_c correspondrait un pas à la fin duquel la particule changera de direction comme le champ magnétique.

En parcourant une distance D supérieure à la longueur de cohérence, la particule chargée verra sa trajectoire dévier d'un angle $\theta(E, d) \sim (2dl_c/9)^{1/2}/r_L$ [110].

$$\theta(E, d) \sim 0.8^\circ Z \left(\frac{E}{10^{20} \text{eV}} \right)^{-1} \left(\frac{d}{10 \text{Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{1 \text{Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-9} \text{G}} \right).$$

Il y aura également un retard dans le temps d'arrivée estimé à

$$\delta t(E, d) \sim 1.5 \times 10^3 Z^2 \left(\frac{E}{10^{20} \text{eV}} \right)^{-2} \left(\frac{d}{10 \text{Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{1 \text{Mpc}} \right) \left(\frac{B}{10^{-9} \text{G}} \right)^2 \text{ an.}$$

Les champs magnétiques galactiques et extragalactiques

Les trajectoires des rayons cosmiques d'ultra haute énergie seront affectées par plusieurs champs magnétiques avant d'atteindre les détecteurs terrestres. Les champs magnétiques extragalactiques, le champ magnétique galactique et enfin les champs magnétiques de la magnétosphère et l'héliosphère. Nous allons voir l'étendu de cette influence dans ce qui suit.

les champs magnétiques extragalactiques

Les champs magnétiques extragalactiques sont présents dans les amas de galaxies, les filaments et les vides. Les plus observés sont ceux des amas de

4. la longueur moyenne après laquelle le champ n'est plus corrélé au champ du départ

galaxies, avec une valeur de $\sim 0.1 - 1 \mu\text{G}$. Dans les filaments le champ magnétique extragalactique est plus faible. Tandis que dans les vides, où le champ magnétique extragalactique serait le champ magnétique primordial, sa valeur est négligeable, $B_v \geq 10^{-18} - 10^{-17}\text{G}$ selon les données de *Fermi*⁵ [32]

Comme nos connaissances des champs magnétiques extragalactiques sont très réduites, les résultats de l'étude de leur influence sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie dépendent fortement de la méthode suivie. Ainsi quand les déflexions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie causées par les champs magnétiques extragalactiques, sont considérées comme un processus continu [91, 29, 30], un proton d'énergie supérieure à 100 EeV serait défléchi d'environ $10^\circ - 20^\circ$ selon [91], mais sa déflexion serait inférieure à un degré selon [29]. La grande différence dans les résultats précédents provient du fait que l'implémentation du champ magnétique extragalactique dans le code de calcul de la propagation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie diffère d'une équipe de recherche à une autre, en plus des différentes approximations utilisées dans les calculs. Une autre approche consiste à considérer que les champs magnétiques extragalactiques sont concentrés dans certaines structures dans l'Univers et que les déflexions sont ponctuelles [74, 64]. Nous aborderons cette approche plus en détails au chapitre suivant.

Le champ magnétique galactique

Dans la galaxie, le champ magnétique est présent dans le disque galactique et dans le halo. Pour ce dernier, les deux composantes du champ magnétique, régulière et turbulente, sont très peu connues. On ne possède que des estimations, $B_{reg\text{halo}} \sim$ quelques μG sur quelques kpc, $B_{turb\text{halo}} \sim$ quelques μG sur quelque centaines de kpc. Pour ce qui est du champ magnétique du disque, selon des estimations récentes [84, 79, 46] la composante turbulente serait de $B \sim 4 - 6 \mu\text{G}$ sur 10 à 100 pc, tandis que la composante régulière serait de l'ordre de $B \sim 1 - 2 \mu\text{G}$. Le champ magnétique galactique influence la propagation des rayons cosmiques et ce même à ultra haute énergie. Sa composante turbulente cause de faibles déflexions ($\theta \ll 1$), tandis que la composante régulière cause des déflexions non négligeables qui peuvent atteindre plusieurs

5. Le Fermi Gamma-ray Space Telescope est un télescope spatial destiné à l'étude des rayons gamma de haute énergie, de 20 MeV à 300 GeV. Son ancien nom est GLAST, Gamma-ray Large Area Space Telescope

degrés $\sim 10^\circ Z(40\text{EeV}/E)$ [9]. La composante régulière du champ magnétique galactique est également responsable de la distorsion des images angulaires des sources des rayons cosmiques [47].

Les champs magnétiques de la Terre et du Soleil

Leur effet est négligeable, vu que leurs déflexions ne dépassent pas quelques minutes d'arc.

2.7 L'énigme des rayons cosmiques d'énergie extrême

Les rayons cosmiques d'ultra haute énergie gardent encore leur mystère. Quelles sources à l'intérieur de la sphère GZK , de rayon $D_{GZK} \sim 100\text{Mpc}$, peuvent accélérer les rayons cosmiques jusqu'à 10^{20} eV? De ce qui précède se dégagent quelques candidats susceptibles d'accélérer les rayons cosmiques aux énergies extrêmes, telles que les radio galaxies de type FR II les plus puissantes, les chocs internes des GRB et les magnétars. Ces deux derniers sont des sources sursautantes, ce qui cause l'absence de contre partie lors de la détections de leurs rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cette caractéristique des sources sursautantes est un bon point en leur faveur, puisqu'elle explique pourquoi les rayons cosmiques d'ultra haute énergie observés par l'expérience Auger ne pointent pas vers des sources de grande puissance. D'autre part, la question de la composition chimique n'est pas encore tranchée, vu que les résultats de Hires et d'Auger sont différents, comme nous l'avons explicité dans la section 1.3.

Les anisotropies des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons tenter d'expliquer les anisotropies dans les directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie observées par l'expérience Pierre Auger. Nous proposons un modèle qui repose sur les deux ingrédients suivants, une structure inhomogène du champ magnétique extragalactique et des sources sursautantes des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Nous étudions l'effet de distorsion du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie dont les sources seraient sursautantes, puissantes et rares. Cette distorsion est causé par la distribution anisotropique du champ magnétique extragalactique qui suit la distribution de la matière dans les grandes structures. Pour cela nous allons calculer le flux de ces rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés sur Terre, après qu'ils auraient traversé des structures magnétisées. Ensuite, à l'aide de différents tests statistiques, nous allons comparer notre modèle aux autres modèles qui stipulent que les directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie suivent la distribution de la matière dans les grandes structures de l'Univers ou bien une distribution isotropique.

3.2 Les anisotropies des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

La question des anisotropies reste l'une des questions ouvertes des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, en plus des questions concernant leurs sources

et leur composition chimiques.

Il y a des anisotropies à petites et à grandes échelles. Quand on parle anisotropies à grandes échelles, cela signifie les anisotropies des directions d’arrivées des rayons cosmiques d’ultra haute énergie. Il existe également des anisotropies de la transition galactique/ extragalactique des rayons cosmiques de haute énergie.

Les anisotropies à petite échelle : elles sont révélées par l’observation de rayons cosmiques primaires provenant de directions semblables¹, appelés doublet ou triplet. Grâce à l’anisotropie à petites échelles, on peut contraindre les déflexions magnétiques subies par les particules. On peut également imposer des limites sur le nombre de sources qui contribuent au flux total, comme nous allons le détailler dans la section 3.4. AGASA a observé 5 doublets et un triplet au dessus de $E \sim 40$ eV parmi 59 évènements [94]. HiRes, par contre, n’a pas observé de multiplets.

Les anisotropies à grande échelle : pour ce qui est des grandes échelles, Hires n’a pas observé d’anisotropies [2]. AGASA par contre a détecté un excès d’évènements en direction du centre galactique malgré que son champs de vision ne couvre pas cette partie du ciel [23]. Cette observation n’a pas été confirmée par l’expérience Auger. Cette dernière a observé une anisotropie à grande échelle à 99% de niveau de confiance [3].

L’anisotropie à grande échelle nous renseigne sur la distribution des sources. En effet, les rayons cosmiques d’ultra haute énergie au delà de 10 EeV se propagent sur des lignes quasi droites, ou ils peuvent subir de petites déflexions de l’ordre de 1° comme l’indique l’équation (2.6). On s’attend alors à ce que ces rayons cosmiques d’ultra haute énergie pointent soit vers leurs sources si celles là sont continues, ou bien vers les dernières structures traversées si leurs sources sont sursautantes [64]. Et comme les sources résident dans les grandes structures, elles mêmes anisotropes jusqu’à quelques centaines de Mpc de profondeur, il est naturel d’observer une anisotropie dans les directions d’arrivées des rayons cosmiques d’ultra hautes énergies.

1. à une résolution angulaire donnée, propre à chaque expérience.

Analyses de l'anisotropie à grande échelle

Des analyses détaillées du modèle d'anisotropie à grande échelle, montrent qu'il est consistant avec les grandes structures [17, 61, 57].

Dans [17], les catalogues HIPAS²[76], SWIFT-BAT³ [101] et 2MRS⁴ [53] ont été utilisés pour étudier la corrélation des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec les grandes structures. Les tests statistiques ont montré que les directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie sont partiellement corrélées avec la distribution locale de la matière entre 10 et 200 Mpc. La distribution des évènements détectés est donc différente d'une distribution isotropique et compatible avec les modèles basés sur les catalogues utilisés.

Dans [57], la corrélation des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec les régions de surdensité de matière dans l'Univers a été étudiée, en utilisant le catalogue PSC'z [87], qui retrace la distribution de la matière dans les grandes structures. Grâce à un nouveau test statistique de corrélation (voir la section 3.6), il a été démontré que les résultats de l'expérience Auger [3] ne suivent pas une distribution isotropique à 98 % de niveau de confiance, mais reflètent plutôt une distribution de sources qui retrace les grandes structures avec une préférence pour les régions de surdensité de matière.

Dans [61], où le catalog KKKST⁵ [54] est utilisé, une variante du test de Kolmogorov Smirnov à une dimension est définie et utilisée (voir section 3.6). Les auteurs montrent que les rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés par AGASA au dessus de 40 EeV montrent une grande compatibilité avec une distribution isotropique, tandis que les évènements de l'expérience Auger

2. HIPAS = The HI Parkes All-Sky Survey, le plus grand catalogue de sources de HI, contenant 4315 sources identifiées grâce à leur contenu en HI.

3. Catalogue de sources détectés par le satellite Swift, contenant 261 galaxies Seyfert et AGN.

4. 2MRS = 2MASS(Two Micron All-Sky Survey) Redshift Survey, destiné à établir la distribution des galaxies et de la matière sombre dans l'Univers local. Il contient près de 23000 sources.

5. KKKST (O.E. Kalashev, B.A. Khrenov, P. Klimov, S. Sharakin, S.V. Troitsky) est un catalogue de galaxies compilé à partir de 2MRS

ont tendance à favoriser une distribution qui suit celle de la matière dans l’Univers.

D’autre part l’analyse des résultats de l’observatoire Pierre Auger par la collaboration elle même, rejette l’hypothèse d’isotropie pour les directions d’arrivées des rayons cosmiques d’ultra haute énergie au delà de 57 EeV [3] .

Les anisotropies dûes à la transition galactique-extragalactique

Il est à noter que des anisotropies sont attendues lors de la transition de la composante galactiques des rayons cosmiques à la composante extragalactique. On devrait passer de l’observation d’anisotropie causée par l’emplacement du soleil dans le disque galactique à une anisotropie dûe au flux des rayons cosmiques extragalactique [8]. C’est ce que nous avons abordé dans la section 1.3.

3.3 Ingrédients de notre modèle

3.3.1 Traitement de la propagation des rayons cosmiques d’ultra haute énergie dans les champs magnétiques extragalactiques

Il existe dans la littérature deux approches pour le traitement de la propagation des rayons cosmiques d’ultra haute énergie dans l’Univers magnétisé. La première approche considère que le champ magnétique est omniprésent et traite les déflexions des rayons cosmiques d’ultra haute énergie comme un processus continue [90, 91, 14, 29, 31, 26, 89]. La seconde approche quant à elle, considère que le champ magnétique extragalactique est concentré dans certaines structures, et dans ce cas les déflexions sont ponctuelles et la propagation est stochastique [75, 18, 64].

Dans la première approche, les résultats des travaux effectués divergent à cause des conditions initiales et approximations utilisées qui sont complètement différentes. Ceci est dû à notre ignorance de la structure exacte du champ magnétique extragalactique et de son intensité. L’inconvénient de cette approche, en plus du fait que l’on possède très peu d’informations sur le champ magnétique extragalactique [66, 102], c’est la longueur du temps de calcul et sa complexité.

La seconde approche permet de considérer le processus de propagation dans son ensemble. Dans ce cas les rayons cosmiques d’ultra haute énergie verront l’Univers divisé en un Univers magnétisé et un Univers non magnétisé. L’Univers magnétisé est constitué de régions de concentration du champ magnétique (structures magnétisées) tels que les filaments [18] et les lobes de radio galaxies. Celles là sont séparées par d’énormes vides ‘non magnétisés’, qui sont en fait des régions où règne un champ magnétique $B < 10^{-12}$ G, et que l’on appelle Univers non magnétisé. Dans cette approche, les interactions entre les rayons cosmiques d’ultra haute énergie et les structures magnétisées seraient de nature stochastique. Leur nombre dépendra de la densité et de la taille de ces structures, et les déflexions dépendront de l’intensité du champ magnétique ambiant et de sa longueur de cohérence. Les structures magnétisées jouent le rôle d’*agents diffuseurs* ou de *centres diffuseurs*. Cet effet pourra être caractérisé par la profondeur optique des déflexions magnétiques τ [64].

Plusieurs auteurs ont étudié les déflexions des rayons cosmiques d’ultra haute énergie par des structures magnétisées. Medina & al [75] ont considéré que les déflexions seraient causées par les lobes de radio galaxies, Berezhinsky & al [18] ont considéré les amas de galaxies comme déflecteurs. Kotera et Lemoine [64] ont considéré quant à eux toute une panoplie de structures magnétisées comme déflecteurs tel que les halos des radio galaxies, les filaments, les vents galactiques... etc.

3.3.2 Calcul de la profondeur optique

Nous allons voir comment quantifier la profondeur optique qui caractérise les déflexions des rayons cosmiques d’ultra haute énergie par les structures magnétisées. L’interaction entre les rayons cosmiques d’ultra haute énergie et les champs magnétiques extragalactiques peut être caractérisée par le nombre de centres diffuseurs qui se trouvent sur leurs trajectoires. Il est donné par :

$$\tau = \frac{l}{d_i} \quad (3.1)$$

où l est la longueur de la trajectoire et d_i le libre parcours moyen. Ce dernier est défini par $d_i = \sum_i n_i \sigma_i$, avec n_i qui représente la densité moyenne des centres diffuseurs et σ la section efficace d’un centre diffuseur. Il est évident

que la profondeur optique est dominée par la structure magnétique de plus grand $n\sigma$. Nous allons évaluer τ en utilisant des estimations concrètes des différents centres diffuseurs que nous allons aborder dans la section suivante.

Les centres diffuseurs

Les centres diffuseurs sont distribués comme la matière dans l’univers, inhomogène à moins de 100 Mpc et homogène au delà. Dans le premier cas les centres diffuseurs se regroupent dans les filaments. Ces derniers peuvent eux même être considérés comme des centres diffuseurs, comme nous le verrons un peu plus loin. Chaque centre diffuseur peut être caractérisé par trois paramètres, sa densité, sa taille et l’intensité du champ magnétique ambiant, soit (n_i, r_i, B_i) . Voici une liste des principaux centres diffuseurs :

- *Les halos de vieilles radio-galaxies* : leur densité spatiale varierait entre $n_{rg} \sim 3 \times 10^{-3}$ et $3 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}$. Le rayon des halos serait de l’ordre de $r_{rg} \sim 1-3 \text{ Mpc}$ et l’intensité du champ magnétique $B_{rg} \sim 1-10 \times 10^{-8} \text{ G}$, selon [74, 39].
- *Les vents galactiques magnétisés* : ils peuvent être caractérisés par un facteur de remplissage⁶ $f_{\delta\omega}$. Ils causent dans le milieu intergalactique des amas une pollution magnétique. La taille du vent dépend de la masse de la galaxie. Pour des masses allant de 10^8 à $10^{10} M_{\odot}$ ⁷, la contribution $n_{rg} r_{rg}^2$ serait dominée par les galaxies naines de masse stellaire $M_* \sim 10^9 M_{\odot}$. Ces vent sont caractérisés par $n_{gw} = 2 - 5 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$, $r_{gw} = 0.5 - 1 \text{ Mpc}$, et $B_{rg} \sim 1 - 10 \times 10^{-8}$ [19].
- *Les amas de galaxies* : bien que ces structures soient rares dans l’Univers, elles contiennent néanmoins des champs magnétiques très intenses, dont la valeur moyenne peut atteindre $10\mu \text{ G}$ dans leur partie centrale. Ils sont caractérisés par $n_{cg} = 10^{-5} h_{70}^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$, $r_{cg} \sim 4 - 5 \text{ Mpc}$ et $B_{cg} \sim 10^{-9} - 10^{-8} \text{ G}$ [64].
- *Filaments et murs de grandes structures* : c’est là où réside les structures précédentes, ce qui en fait des agents diffuseurs si le facteur de remplisages des halos de radio galaxies et des vents galactiques atteint l’unité, ou bien s’ils ont été magnétisés par certains processus de magnétisation.

6. rapport entre le volume occupé par l’objet et le volume de la structure où il réside ou bien le volume de l’Univers

7. M_{\odot} est la masse du Soleil elle vaut $\sim 10^{30} \text{ kg}$

De ce qui précède, on peut considérer que les centres diffuseurs sont distribués dans les filaments ou dans les murs de grandes structures, avec un libre parcours moyen $d_f \sim 30$ Mpc et que ces structures magnétisées comptent pour une fraction de couverture $\eta \leq 1$ de la surface du mur ou du filament. Une limite inférieure à la profondeur optique moyenne viendrait de la contribution des amas de galaxies avec une densité $n_c \sim 10^{-5} \text{Mpc}^{-3}$ et un rayon r_c de quelques Mpc jusqu'au quel la magnétisation pourrait être considérée comme suffisante pour la déflexion des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. On obtient ainsi $\langle \tau \rangle_c \sim 0.08(r/5 \text{ Mpc})^2(l/100 \text{ Mpc})$. Nous allons utiliser par la suite 0.1 comme une limite inférieure de $\langle \tau \rangle$.

Dans la sphère GZK, et comme les centres diffuseurs représentent une fraction de couverture $\eta < 1$ du filament, la profondeur optique moyenne s'écrit

$$\langle \tau \rangle \simeq 3\eta \left(\frac{l}{100 \text{ Mpc}} \right) \left(\frac{d_f}{30 \text{ Mpc}} \right)^{-1}. \quad (3.2)$$

Rappelons que η pourrait bien être inférieure à 1 si le facteur de remplissage des régions magnétisées est assez petit, comme suggéré par les simulations d'enrichissement du milieu galactique [33].

3.3.3 Les sources sursautantes

Pour étudier l'effet de distorsion du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie causé par la distribution inhomogène du champ magnétique extragalactique, on doit considérer que les sources des rayons cosmiques d'ultra haute énergie sont sursautantes.

Les sursauts gamma et les magnétars sont de bons candidats pour être à l'origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Du point de vue énergétique, ces sources sursautantes semblent être capables d'accélérer les particules jusqu'aux ultra hautes énergies (voir section 2.5), même si on ignore pour le moment le mécanisme exact d'accélération pour les sursauts gamma. Ces derniers possèdent un très faible taux d'occurrence à l'intérieur de la sphère GZK, qui est de $\sim 10^{-3} \text{yr}^{-1}$. Mais si les rayons cosmiques d'ultra haute énergie produits par ces sursauts gamma subissent une dispersion dans leurs temps d'arrivée σ_t qui sera supérieure ou égale à 10^3 ans à $E \sim 10^{20}$ eV, comme proposé

dans [106], alors ceci pourra concilier le faible taux d'occurrence des sursauts gamma avec la détection continue des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Cette dispersion dans les temps d'arrivées sera causée par la distribution inhomogène du champ magnétique extragalactique. La dispersion permettra aussi l'observation des multiplets à des énergies assez proches.

Dans le cas des sources continues, les champs magnétiques extragalactiques causeront uniquement des déflexions des rayons cosmiques, leur flux ne sera pas modifié par les retards dans les temps d'arrivées.

3.3.4 Calcul de la dispersion dans les temps d'arrivées

On considère un élément de volume δV situé à une distance l de la Terre, et dont la profondeur optique pour la diffusion magnétique est τ . Les rayons cosmiques émis par des sources localisées dans l'élément de volume δV possèdent une probabilité $p_\tau = 1 - e^{-\tau}$ de subir au moins une interaction avec une structure magnétisée, et donc de subir une dispersion dans les temps d'arrivées Σ_t .

Quand le rayon cosmique rencontre sur sa trajectoire une structure magnétisée de taille caractéristique r , et où regne un champ magnétique B dont la longueur de cohérence est λ_B , il subit un temps de retard estimé à [64]

$$\delta t \simeq 10^3 \text{ yr } (r/2 \text{ Mpc})^2 (B/10 \text{ nG})^2 (\lambda_B/100 \text{ kpc}) (E/100 \text{ EeV})^{-2} \quad (3.3)$$

Le temps de retard total est proportionnel au nombre d'interactions entre le rayon cosmique et les structures magnétisées, N_{int} . Ce dernier suit une distribution de Poisson⁸. Comme la production de pions est stochastique, la dispersion dans les temps d'arrivées pour des énergies supérieures à 60 EeV est comparable au temps de retard total [64] et donc $\Sigma_t \sim N_{int} \delta t$. La dispersion moyenne des particules qui subissent au moins une interaction s'écrit $\Sigma_t = \tau [1 - \exp(-\tau)]^{-1} \delta t$. Un détecteur de surface A_{exp} et de temps d'exposition T_{exp} ($\ll \Sigma_t$ attendu) détectera alors un nombre moyen d'évènements par source

$$N_{ev/s, \Sigma_t} = N_{UHECR} A_{exp} T_{exp} / (4\pi r^2 \Sigma_t) \quad (3.4)$$

8. La distribution de Poisson est utilisée pour les évènements rares, elle est donnée par $p(k) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!}$

On a considéré que chaque source produit N_{UHECR} rayons cosmiques d'énergie supérieure à E_{seuil} . Le nombre moyen de sources qui contribuent au flux est $N_{s,\Sigma_t} = \dot{n}_s \delta V \Sigma_t$, par conséquent le nombre total moyen de rayons cosmiques reçu est donné par

$$N_{obs,\sigma_t} = N_{UHECR} A_{exp} T_{exp} \dot{n}_s \delta V / (4\pi r^2) \quad (3.5)$$

Comme prévu la dispersion dans les temps d'arrivées n'influe pas sur le flux, son effet se résume à une distorsion.

L'énergie des rayons cosmiques E_{UHECR} et le taux de densité de sources \dot{n}_s sont reliés, dans ce cas, à travers la normalisation du flux de rayons cosmiques déterminé expérimentalement, $E_{UHECR} \dot{n}_s \simeq 0.5 \times 10^{-44}$ erg/Mpc³/yr selon les estimations récentes de [58]. Si les rayons cosmiques d'ultra haute énergie ne rencontrent aucun centre diffuseur, il y aurait observation d'un ensemble de particules qui n'ont pas rencontrées de structures magnétisées sur leurs trajectoires, que l'on nommera '*flare*'⁹.

3.3.5 La probabilité d'interaction avec un centre diffuseur p_τ

Si on considère que les rayons cosmiques issus de sources rares et puissantes passent au moins par un agent diffuseur, leur flux devra être modulé par la probabilité de subir au moins une interaction avec une structure magnétisée. Cette probabilité est

$$p_\tau = 1 - \exp(-\tau)$$

comme nous l'avons vu précédemment.

Si les particules rencontrent plus d'une structure magnétique sur leur trajectoire, la modulation du flux sera plus extrême afin de disperser leur temps d'arrivée ce qui leur permettra d'être détectables. La modulation précédente correspond à la probabilité conditionnelle de faire une détection sachant qu'aucun *flare* n'a été détecté, dans le cadre de notre modèle où les sources sont sursautantes et rares. Cette modulation pourrait également être considérée comme une conséquence de la hiérarchie des échelles du temps.

9. On va utiliser ce terme en anglais qui décrit bien cet ensemble de particules.

De façon continue, le détecteur détectera des particules qui ont interagité au moins une fois avec une structure magnétisée dans le milieu intergalactique, à condition que le taux d'occurrence ν de sources sursautantes dans la sphère GZK et la dispersion moyenne sur cette échelle de distance, satisfont $\Sigma_t \nu \gg 1$

Cependant, la carte des directions d'arrivées de ces particules est modulée par p_τ . Pour détecter des 'flares' de particules qui n'ont pas rencontrées de structures magnétisées sur leurs trajectoires, on a besoin d'intégrer sur une durée ν^{-1} , mais $\nu^{-1} \gg T_{exp}$ pour les sources sursautantes.

Si le taux d'occurrence de la source est suffisamment élevé, les flares détectés sans déflexion intergalactique pourraient produire moins d'un évènement dans le détecteur, dans quel cas on ne pourrait pas savoir si les déflexion intergalactique ont eu lieu et la modulation $(1 - e^{-\tau})$ ne devrait pas être appliquée.

Ce dernier point dépend directement de l'exposition du détecteur. Pour l'observatoire Auger, si aucun multiplet n'est observé, donc aucun flare n'a été détecté à partir de sources sursautantes d'énergie $E_{UHECR} \gtrsim 10^{49}$ erg. Ceci implique que la modulation $(1 - e^{-\tau})$ devrait être appliquée pour des sources dont le taux d'occurrence est $\dot{n}_s \ll 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, quand on fait la comparaison entre les directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec les distributions probables de sources.

Pour les observatoires futurs dont le temps d'ouverture serait dix fois supérieur à celui de l'observatoire Pierre Auger, la limite supérieure du taux de densité devrait être multiplié par dix.

Pour résumer, la distorsion des cartes des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie se produit pour les sources sursautantes qui se produisent rarement dans la sphère GZK, comparé à la durée de vie d'une expérience de détection. Les sursauts gamma et les magnétars correspondent à ce genre de sources. Les magnétars ayant une énergie $\sim 10^{51}$ ergs à 10^{20} eV pour un taux de $10^{-5}/\text{yr}$ par galaxie, i.e. $\sim 10^{-7} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$ [15].

L'accélération dans les flares des blazars a également été discuté dans [27]. Dans ce scénario les particules passent un très long temps dans les lobes

des radios galaxies avant de les quitter, cette durée est estimée à $\sim 10^5$ an, ce qui les fait apparaître comme des sources continues de rayons cosmiques d’ultra haute énergie plutôt que des sources sursautantes. L’effet qu’on étudie ne peut pas leur être appliqué.

Détection de flare des rayons cosmiques d’ultra haute énergie

En principe un rayon cosmique émis par une source sursautante, a aussi une probabilité $1 - p_\tau = e^{-\tau}$ d’atteindre la Terre sans avoir interagi avec une structure magnétisée. Cependant, du point de vue de la durée d’une expérience T , la détection de telles particules est extrêmement improbable si les sources sont rares et sursautantes comme les GRB. Pour avoir une idée sur l’ordre de grandeur de cette probabilité, prenons un angle solide fini $\Delta\Omega$, se trouvant à une distance r , à l’intérieur duquel les sources sursautantes se produisent à une fréquence $\nu(\Delta\Omega) = 3 \times 10^{-4} \text{ yr}^{-1} \Delta\Omega r_{100}^3 \dot{n}_{s,-9}$, où $\dot{n}_{s,-9} = \dot{n}_s / 10^{-9} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$, $r_{100} = r / 100 \text{ Mpc}$, et $\Delta\Omega$ est en steradians. Selon de récentes estimations [105] le taux de sursauts gamma longs locaux est de $1.3 + 0.6 - 0.7 \times 10^{-9} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. Ceci donne une très faible probabilité de détecter des rayons cosmiques dans cette région du ciel, $T\nu(\Delta\Omega) \ll 1$.

Si toutefois de tels rayons cosmiques sont détectés, ils seront facilement reconnaissables, car ils se présenteront sous forme de ‘*flare*’, comme nous l’avons déjà expliqué au paragraphe précédent. Ce qui se traduira par un nombre anormalement grand de rayons cosmiques groupés, qui seraient détectés durant une courte période de temps.

Donc, comme ces rayons cosmiques n’interagissent avec aucune structure magnétisée, ils ne vont pas subir de déflexions magnétiques intergalactiques. Cependant il seront affectés par la composante turbulente du champ magnétique galactique, qui contribuera à la dispersion totale des temps d’arrivées.

Si on considère que les rayons cosmiques d’ultra haute énergie sont des protons défléchit par un champ magnétique galactique turbulent caractérisé par une intensité $\delta B_{MW} \sim 3 \mu\text{G}$ sur $r_B \sim 2 \text{ kpc}$ [45], et une longueur de cohérence $\lambda_B \sim 100 \text{ pc}$, le temps de retard sera de l’ordre de $\delta t_{MW} \simeq 0.2 \text{ yr} (r_B / 2 \text{ kpc})^2 (\delta B_{MW} / 3 \mu\text{G})^2 (\lambda_B / 100 \text{ pc}) E_{60}^{-2}$ et $\sigma_{t,MW} \lesssim \delta t_{MW}$.

Effet de distortion sur les noyaux lourds

Nous avons considéré que les UHECR sont des protons, puisque la détermi-

nation de la composition chimique aux ultra hautes énergies n'est pas claire jusqu'à présent (voir section 1.3). Si les rayons cosmiques d'ultra haute énergie étaient des noyaux lourds, on observerait le même effet de distorsion discuté précédemment. Cependant les cartes de ciel qu'on construira dans le paragraphe suivant ne seront pas réalistes à cause des grandes déflexions causées par le champ magnétique galactique. Notre connaissance limitée du champ magnétique galactique imposera des contraintes sur l'impacte de la distorsion étudiée.

3.4 Calcul du flux

Dans cette section nous allons étudier le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie qui proviendrait de sources sursautantes. Afin de le modéliser nous suivons la méthode décrite dans [109]. Dans un élément de volume δV , le nombre moyen de sources de rayons cosmiques s'écrit $N_{s,\Sigma_t} = \dot{n}\Sigma_t\delta V$, où $\Sigma_t = \tau\delta t/(1 - e^{-\tau})$ est la moyenne de la dispersion dans les temps d'arrivées des rayons cosmiques, comme nous l'avons vu dans la section 3.3.4. Le nombre moyen de rayons cosmiques émis par chaque source est

$$N_{ev/s,\Sigma_t} = N_{UHECRAT}/(4\pi r^2\Sigma_t) .$$

La contribution moyenne de cette région au flux est donc $N_{ev/S,\sigma_t}N_{S,\Sigma_t}$.

Nous devons aussi prendre en compte le fait qu'une source peut produire plus d'un seul évènement. Pour cela nous considérons la probabilité P_i pour qu'une source S_i produise i évènements. Ces variables S_i sont indépendantes les unes des autres et suivent une loi de Poisson donnée par $P_i = N_{ev/S,\Sigma_t}^i exp(-N_{ev/S,\Sigma_t})/i!$, dont la moyenne est $N_{S,\Sigma_t}P_i$.

Le flux différentiel de rayons cosmiques produit par une source se trouvant à une distance inférieure à r_{max} dans une direction donnée du ciel est

$$\mathcal{F}(\vec{n}) = \frac{\dot{N}}{4\pi} \int_0^{r_{max}} dl n_s b(l, \vec{n}), \quad (3.6)$$

où \dot{N} est le taux d'injection de particules par chaque source, b est le

biais de la distribution de sources, c'est une fonction de la densité de galaxies, $b(l, \vec{n}) = \rho_g(l, \vec{n}) / \langle \rho \rangle$. $\langle \rho \rangle$ est la densité moyenne du catalogue PSCz. $n_s = \Sigma_t \dot{n}_s$ est la densité de sources apparentes moyenne, avec Σ_t la moyenne de dispersion des temps d'arrivées des rayons cosmiques. Le flux, donné par l'équation (3.6), est normalisé par le flux total attendu au delà d'une certaine énergie E , c-à-d $N_{tot}(> E) = \int ATf(\Omega)F(\dot{n})d\Omega$, où A est la surface effective du détecteur, T le temps d'observation et $f(\Omega)$ l'ouverture du détecteur.

Nous considérons deux cas pour la valeur de la densité de sources apparentes, $n_s = 10^{-3}\text{Mpc}^{-3}$ et $n_s = 10^{-5}\text{Mpc}^{-3}$. La première valeur correspond à la densité des galaxies brillantes. La seconde valeur est une limite inférieure issue des données expérimentales. On l'obtient d'abord en considérant l'évènement le plus énergétique ($E > 10^{20}\text{eV}$) détecté par l'expérience Fly's Eye [20] et qui ne peut parvenir que d'une source se trouvant à moins de 50Mpc, ce qui implique une densité de source $n_s \leq 10^{-5}\text{Mpc}^{-3}$. Ensuite la non détection de multiplets significatifs par l'expérience Auger [3] implique aussi $n_s \leq 10^{-5}\text{Mpc}^{-3}$. On pourra avoir une limitation sur la valeur de la densité de source à partir de l'observation des multiplets. Si $n_s = 10^{-5}\text{Mpc}^{-3}$, il y aura peu de sources dans la sphère GZK, environ une quarantaine. Si on détecte 100 évènements d'énergie supérieure à 80 EeV, qui proviendraient donc de sources situées à moins de 100 Mpc, il y aura détection de multiplets puisque le nombre d'évènements est supérieur au nombre de sources. Si par contre $n_s = 10^{-3}\text{Mpc}^{-3}$, le nombre de sources serait beaucoup plus grand, environ quatre milles sources. La détection de 100 évènements d'énergie supérieure à 80 EeV conduirait à un nombre moyen d'évènements par source qui sera inférieur à 1 et on n'observera pas de multiplets.

Pour les évènements dont l'énergie est supérieure à 60 EeV, les sources se situent à moins de 200 Mpc, on s'attend à détecter environ 1000 évènements. La densité de sources sera là aussi limitée par les multiplets. En général, si on observe des multiplets cela nous permettra d'avoir une estimation exacte de la densité de sources mais si on n'en observe pas alors on aura juste une limitation supérieure de la densité de sources. Le nombre d'évènements d'ultra haute énergie détectés devra connaître une nette augmentation avec les futures expériences de détection, l'observatoire Auger nord et JEM EUSO. Auger nord entrera en fonction en 2011, il est situé dans le Colorado, il

s’étend sur une superficie de plus de 20 000 km² et observera le ciel de l’hémisphère nord. JEM EUSO (The Extreme Universe Space Observatory onboard the Japanese Experiment Module) qui sera au bord de la station spatiale internationale ISS en 2014 [35], aura un champ de vision de 60° de son orbite qui sera à une altitude de 430 km. Son temps d’exposition devra dépasser 10⁶ km² sr yr. On s’attend donc à détecter plus de 10³ particules au delà de 7 × 10¹⁹ eV durant ses cinq ans de service. Si JEM EUSO ne détecte pas de multiplets au delà de 80 EeV, ceci signifiera que $n_s \gtrsim 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$.

Interactions des rayons cosmiques d’ultra haute énergie avec les structures magnétisées

Afin de tenir compte de la présence des structures magnétisées sur les trajectoires des rayons cosmiques d’ultra haute énergie on multiplie le flux moyen (équation 3.6) par la probabilité $p_\tau = 1 - \exp(-\tau)$, qu’il y ait au moins une interaction avec une structure magnétisée. Comme la distribution du champ magnétique extragalactique est inhomogène, et afin de prendre en considération le fait que la profondeur optique dépende de la direction d’observation, on l’écrit sous la forme

$$\tau(r, \vec{n}) = \langle \tau \rangle \int_0^r dl \frac{\rho_g(l, \vec{n})}{\langle \rho \rangle} \tag{3.7}$$

Cette formule représente la profondeur optique jusqu’à la distance r et dans la direction \vec{n} . $\langle \tau \rangle$ est la profondeur optique moyenne, elle est calculée en prenant la moyenne sur tout le ciel et en utilisant les valeurs typiques de l’équation (3.2). ρ_g est la densité de galaxies selon le catalogue de galaxies PSCz¹⁰ [87].

On définit $\langle \tau \rangle_{100}$ comme étant la profondeur optique moyenne calculée pour une distance de 100 Mpc. Ainsi nous obtenons différentes configurations en multipliant le flux (équation 3.6) par la probabilité p_τ , pour laquelle nous prenons différentes valeurs de $\langle \tau \rangle_{100}$, chacune correspondant à une configura-

10. Le catalogue PSCz (Point Source Catalog) contient 15411 galaxies détectées par IRAS (InfraRed Astronomical Sattelite), leurs redshifts sont déterminés avec exactitude. Le PSCz couvre 84% du ciel. Afin d’exclure les régions non couvertes de l’analyse, on utilise le masque binaire fourni avec catalogue.

tion magnétique donnée. Afin de simuler un nombre fini d'évènements, nous utilisons une simulation Monte Carlo dans laquelle nous nous appuyons sur les lois de probabilité pour S_i , dans chaque élément de volume du ciel on trace la variable aléatoire S_i qui caractérise le nombre de sources contribuant aux i évènements. Le nombre total d'évènements détectés à partir de ce volume est donc $\sum_{i=1}^{\text{inf}} iS_i$. Pour tenir compte de la modulation par p_τ , on considère que le nombre moyen de sources qui contribuent au flux dans ce volume est $p_\tau N_{s,\Sigma_t}$.

3.5 Cartes du ciel

Pour construire des cartes de ciel des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, nous calculons leur flux moyen en provenance de sources situées à moins de 100 Mpc et 200 Mpc respectivement [55]. Pour cela nous utilisons l'expression du flux (équation 3.6). On intègre la contribution de chaque élément de volume sur la distance r dans toutes les directions du ciel. Afin de prendre en compte l'effet de la configuration magnétique sur le flux, on multiplie le flux moyen dans chaque cellule, de coordonnées (r, l, b) , par la probabilité $p_\tau = 1 - e^{-\tau}$. On utilise plusieurs valeurs de $\langle\tau\rangle_{100}$, 0.1, 1, 3 et ∞ . Chaque valeur correspond à un certain type d'agent diffuseur défini dans la section 3.3.2. On obtient plusieurs modèles de distributions des rayons cosmiques en fonction des valeurs de la profondeur optique. Ainsi pour $\langle\tau\rangle_{100} \rightarrow \infty$, la probabilité p_τ vaut 1, ce qui signifie que nous observerons toutes les particules produites par des sources sursautant puissantes dont la distribution suit celle des grandes structures. Cette configuration sera appelée par la suite "le modèle LSS". Nous nommerons les autres configurations magnétiques selon la valeur de la profondeur optique, le modèle $\langle\tau\rangle = 1$, le modèle $\langle\tau\rangle = 3$... etc.

Les cartes du ciel montrent le flux différentiel normalisé par rapport au flux total des rayons cosmiques d'ultra haute énergie attendu pour des énergies au delà de $E = 60$ EeV et $E = 80$ EeV. La figure (3.1) contient deux configurations, LSS et $\langle\tau\rangle = 1$, pour un flux de particules d'énergie supérieure à 60 EeV. La première configuration (haut) représente ce qu'on devrait observer si la probabilité pour qu'un rayon cosmique soit diffusé est toujours égale à l'unité, donc le cas où $\langle\tau\rangle_{100} \rightarrow \infty$. Dans la seconde configuration (bas), le

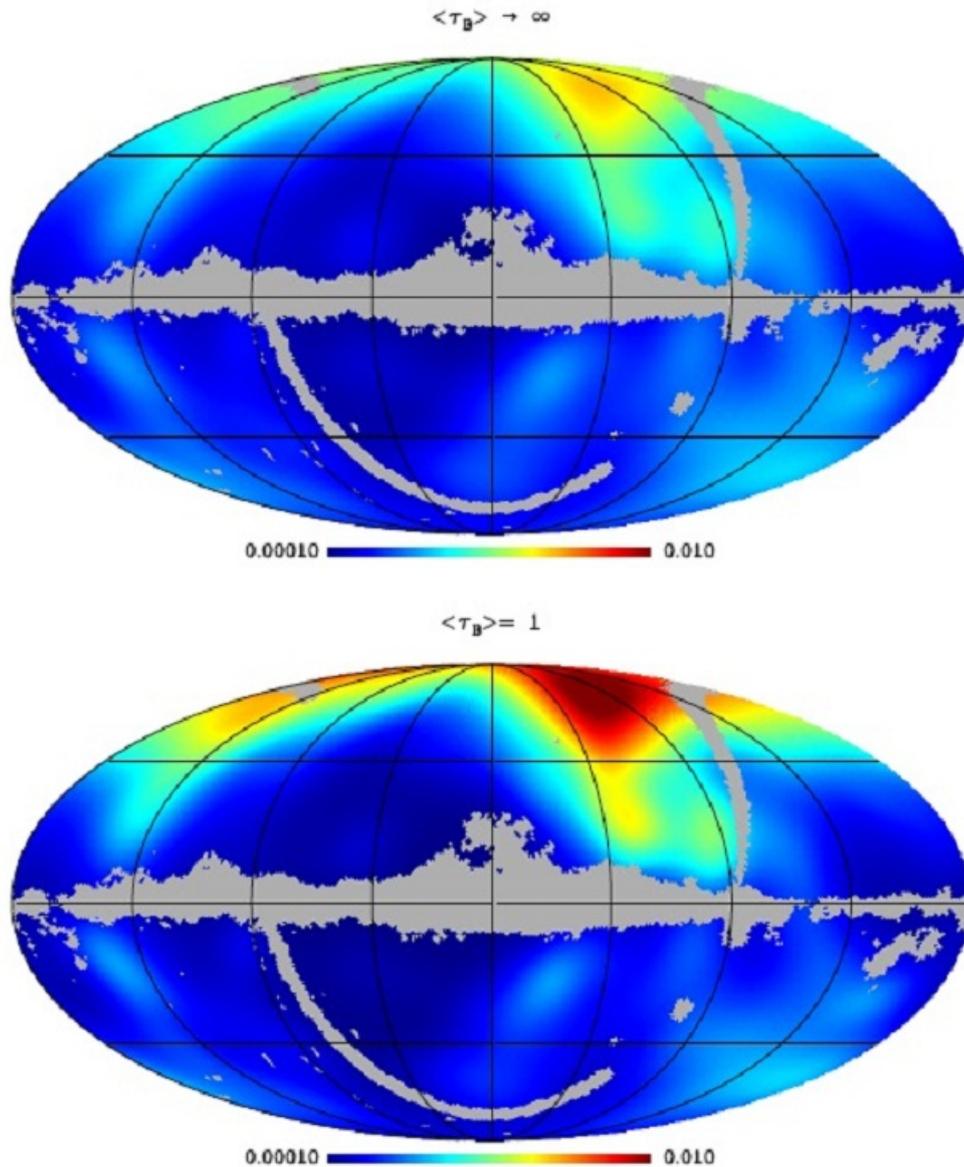


FIGURE 3.1 – Cartes du ciel du flux différentiel des rayons cosmiques d'ultra haute énergie donné par l'équation (3.6). Pour une énergie du seuil $E = 80$ EeV qui correspond à des sources localisées à moins de 100 Mpc. Le flux suit le modèle LSS (haut) et le modèle $\langle \tau \rangle_{100} = 1$ (bas). La zone grise représente le masque du catalogue PSCz. Les coordonnées sont galactiques.

rayon cosmique dont la source serait sursautante rencontre au plus un centre diffuseur lors de sa propagation jusqu'à la Terre.

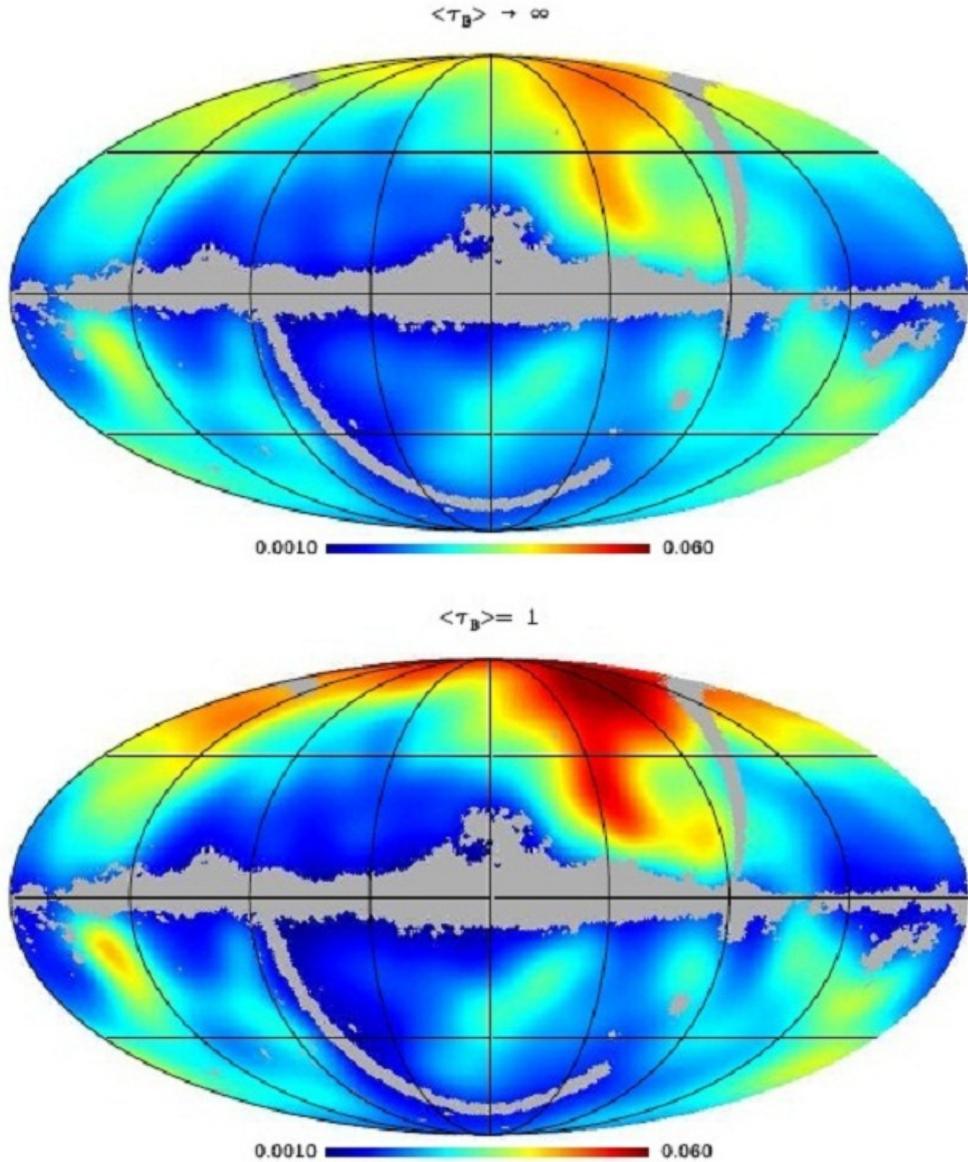


FIGURE 3.2 – Cartes du ciel du flux différentiel des rayons cosmiques d’ultra haute énergie donné par l’équation (3.6). Pour une énergie du seuil $E = 60$ EeV qui correspond à des sources localisées à moins de 200 Mpc . Le flux suit le modèle LSS (haut) et le modèle $\langle \tau \rangle_{100} = 1$ (bas). La zone grise représente le masque du catalogue PSCz. Les coordonnées sont galactiques.

Sur la figure 3.2, on montre le flux des rayons cosmiques d’ultra haute énergie en provenance de sources situées à moins de 200 Mpc, leurs énergies sont donc supérieures à 80 EeV. Les cartes sont établies pour les modèles $\langle\tau\rangle_{100} \rightarrow \infty$ et $\langle\tau\rangle_{100} = 1$.

Sur la figure (3.3) on peut voir les configurations $\langle\tau\rangle = 0.1$ (haut) et $\langle\tau\rangle = 3$ (bas), pour un flux de particules d’énergie supérieure à 60 EeV.

Dans le but de lisser la distribution des galaxies à une résolution de 1° , nous avons utilisé le filtre gaussien variable Healpix [43]. La distribution du flux dans le modèle LSS retrace la distribution des galaxies qui suit les grandes structures. Dans le modèle $\langle\tau\rangle = 1$ on remarque que le flux semble diminuer par rapport au modèle LSS. En fait ce n’est pas le cas, puisque le flux est concentré autour des régions de sur-densité et réduit autour des régions de sous-densité, à cause du petit nombre de centres diffuseurs dans les vides. Nous pouvons voir par conséquent sur les cartes la concentration du flux autour des amas et super amas de galaxies, l’amas de Virgo ($b \sim 74^\circ, l \sim -80^\circ$), l’amas de Shapley ($b \sim 29^\circ, l \sim -54^\circ$), l’amas du Centaurus ($b \sim 21^\circ, l \sim -58^\circ$), l’amas de Hydra ($b \sim 26^\circ, l \sim -101^\circ$), l’amas de Pavo-Indus ($b \sim -23^\circ, l \sim -28^\circ$), l’amas de Fornax ($b \sim -53^\circ, l \sim -124^\circ$), et l’amas de Perseus Pices ($b \sim -17^\circ, l \sim 124^\circ$). Nous pouvons alors conclure que la distorsion que nous étudions a pour effet de regrouper ou concentrer les directions d’arrivées dans les régions de surdensité de matière.

3.6 Tests statistiques

Il existe plusieurs tests statistiques dans la littérature pour étudier l’anisotropie des rayons cosmiques d’ultra haute énergie, le test du χ^2 [25], le test Y [61], les tests de Kolmogorov Smirnov à une et deux dimensions [48, 61], le test de ‘corrélation’ X_C [57] et le test de Kuiper. Nous allons utiliser ces tests pour quantifier l’effet de distorsion étudié dans notre travail [55], et tenter de distinguer entre les différents modèles évoqués dans la section 3.5.

Nous pouvons classer ces tests en deux catégories, des tests qui reposent sur le ‘binning’ c-à-d la division du ciel en cellules (c’est le cas des deux premiers tests). Et d’autres tests qui utilisent la fonction cumulative du flux $\mathcal{C}(\mathcal{F})$.

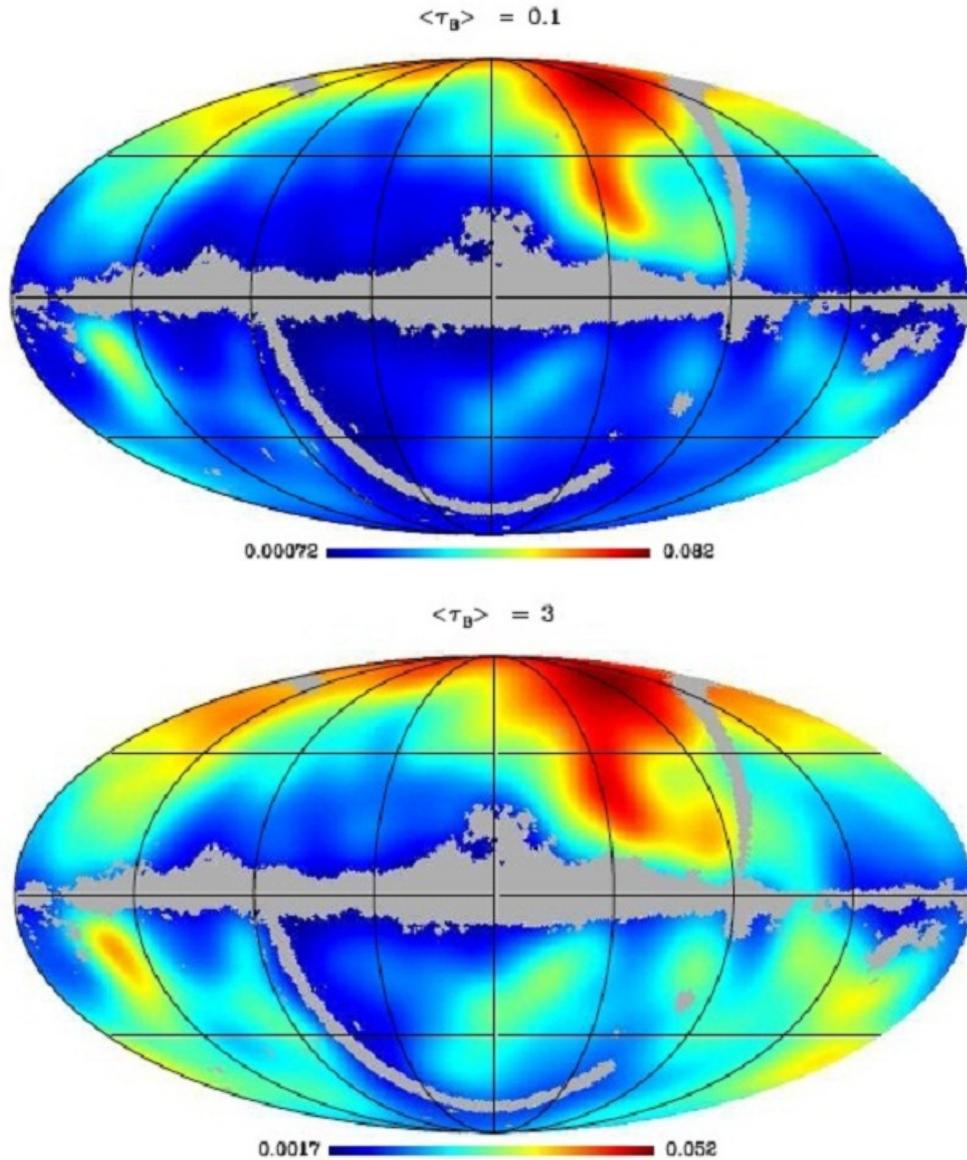


FIGURE 3.3 – Cartes du ciel du flux différentiel des rayons cosmiques d’ultra haute énergie donné par l’équation (3.6). Pour une énergie du seuil $E = 60$ EeV qui correspond à des sources localisées à moins de 200 Mpc . Le flux suit le modèle $\langle \tau \rangle_{100} = 01$ (haut) et le modèle $\langle \tau \rangle_{100} = 3$ (bas). La zone grise représente le masque du catalogue PSCz. Les coordonnées sont galactiques.

Test χ^2 ce test a été proposé, entre autre, dans [25] pour étudier l'anisotropie des directions d'arrivées des rayons cosmiques. Nous comparons dans chaque 'bin' le nombre d'évènements des différents modèles à tester avec le nombre moyen attendu dans le modèle LSS. Ce dernier étant notre modèle de référence pour ce test. Pour ce faire nous calculons la valeur du χ^2

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{tot}} \frac{(N_i^\tau - \langle N_{i,LSS} \rangle)^2}{\langle N_{i,LSS} \rangle} \quad (3.8)$$

Test X_C ce test a été proposé dans [57] pour mesurer la corrélation entre les distributions prédites et les distributions observées des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Il a été démontré qu'il est plus sensible à la signature d'anisotropie que les fonctions de corrélations à deux point et le spectre de puissance. Nous utilisons ce test pour comparer la distributions des évènements dans le modèle à tester (selon la valeur de τ) avec les distributions des évènements dans deux modèles de référence, le modèle LSS et le modèle isotropique. Ceci devra nous permettre de voir à quel point les échantillons des différents modèles suivent (ou s'éloignent) des distributions isotropique et LSS. Dans chaque bin on compare, en calculant le X_C , le nombre d'évènements détectés du modèle à tester avec le nombre moyen d'évènements attendus dans les deux modèles de référence.

$$X_C = \sum_{i=1}^{N_{tot}} \frac{(N_i^\tau - \langle N_{i,LSS} \rangle)(\langle N_{i,iso} \rangle - \langle N_{i,LSS} \rangle)}{\langle N_{i,LSS} \rangle}, \quad (3.9)$$

Test de Kuiper ce test mesure la quantité V , qui est défini comme la déviation maximum au dessus et au dessous des deux fonctions cumulatives considérées. Nous appelons $\mathcal{C}_{rand}(\mathcal{F})$ la fonction cumulative du flux intégré simulé pour le modèle à tester, ce flux est intégré sur tout le ciel. Et $\mathcal{C}_{total}(\mathcal{F})$ la fonction cumulative du flux intégré attendu dans le modèle de référence, qui est le modèle LSS.

$$V = \max[\mathcal{C}_{rand}(\mathcal{F}) - \mathcal{C}_{total}(\mathcal{F})] + \max[\mathcal{C}_{total}(\mathcal{F}) - \mathcal{C}_{rand}(\mathcal{F})], \quad (3.10)$$

Test Y ce test a été proposé par les auteurs de [61]. Il repose sur la fonction cumulative du flux $\mathcal{C}(\mathcal{F})$. On la calcule pour les différents modèles. Ce test

ressemble au test de Kuiper sauf qu'on calcule la différence entre les deux termes de la formule 3.10 au lieu de calculer leur somme comme dans le test de Kuiper. Dans [61], il a été démontré que le *test Y* est l'un des plus puissants (avec le test Kolmogorov Smirnov à une dimension) pour distinguer entre une distribution isotropique des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie et une distribution qui suit les grandes structures.

$$Y = \max[\mathcal{C}_{rand}(\mathcal{F}) - \mathcal{C}_{total}(\mathcal{F})] - \max[\mathcal{C}_{total}(\mathcal{F}) - \mathcal{C}_{rand}(\mathcal{F})], \quad (3.11)$$

Test de Kolmogorov-Smirnov à une dimension ce test a aussi été utilisé dans [61], où les auteurs ont trouvé qu'il est, avec le *test Y*, l'un des tests les plus puissants pour distinguer les différentes distributions des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

$$D_{KS,1dim} = \max[|\mathcal{C}_{rand}(\mathcal{F}) - \mathcal{C}_{total}(\mathcal{F})|], \quad (3.12)$$

Test de Kolmogorov-Smirnov à deux dimensions les auteurs de [48] ont utilisé ce test afin d'étudier la distribution des sources des rayons cosmiques d'ultra haute énergie. Ils ont montré que le test de Kolmogorov-Smirnov à deux dimensions pourrait être utilisé pour réfuter l'isotropie des rayons cosmiques d'ultra haute énergie.

$$D_{KS,2dim} = \max_{Q=1..4} [|\mathcal{C}_{rand}^Q(l, b) - \mathcal{C}_{total}^Q(l, b)|], \quad (3.13)$$

Nous appliquons ces tests sur un échantillon de 1000 réalisations Monté Carlo. Dans chaque réalisation nous simulons $N_{ev}=100$ évènements d'énergie supérieure à 80 EeV et $N_{ev}=1000$ évènements d'énergie supérieure à 60 EeV. Les résultats obtenus pour les différents tests sont présentés sous forme d'histogrammes. Nous nous limiterons ici à présenter les histogrammes qui mettent en évidence l'effet de la profondeur optique et permettent une différenciation entre les modèles étudiés.

La figure 3.4 représente la distribution de X_C pour 1000 réalisations Monté Carlo de 100 évènements simulés d'énergie au delà de 80 EeV (haut) et 1000

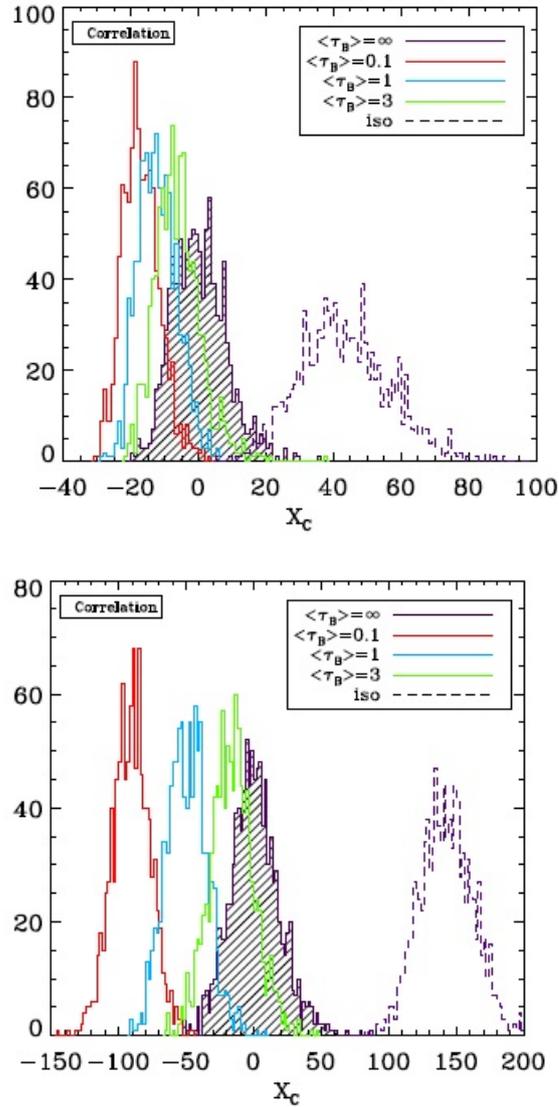


FIGURE 3.4 – Distribution de X_C pour 1000 réalisations Monte Carlo pour 100 événements simulés d'énergie supérieure à 80 EeV (haut) et 1000 événements simulés d'énergie supérieure à 60 EeV (bas). La densité moyenne de sources est $n_s = 10^{-3} \text{Mpc}^{-3}$. L'histogramme en pointillé représente le modèle isotropique. L'histogramme hachuré représente le modèle LSS. Les autres histogrammes, de droite à gauche, représentent les modèles $\langle \tau \rangle_{100} = 0.1$, $\langle \tau \rangle_{100} = 1$, et $\langle \tau \rangle_{100} = 3$.

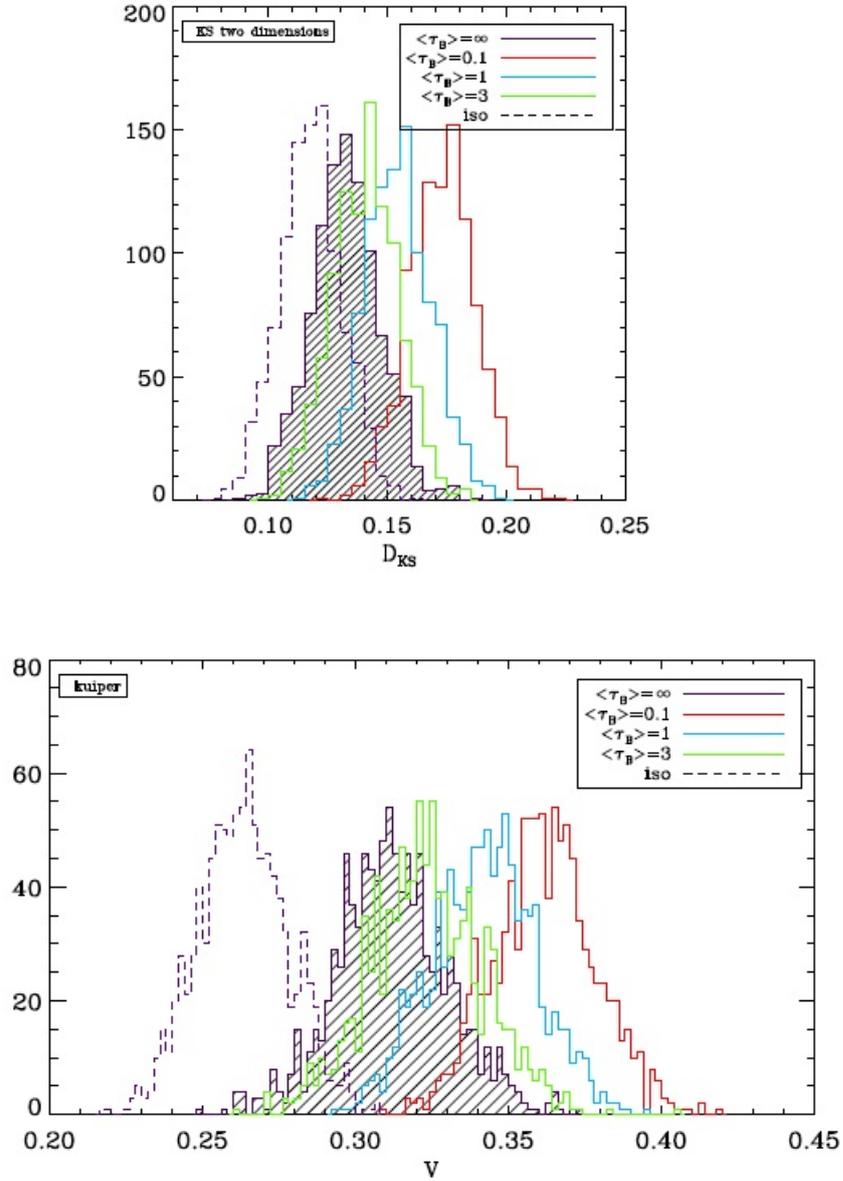


FIGURE 3.5 – Distribution de D_{KS} (haut) et de V (bas) pour 1000 réalisations Monte Carlo, pour 1000 événements simulés d'énergie supérieure à 60 EeV. La densité moyenne de sources est $n_s = 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. L'histogramme en pointillé représente le modèle isotropique. L'histogramme hachuré représente le modèle LSS. Les autres histogrammes, de droite à gauche, représentent les modèles $\langle \tau \rangle_{100} = 0.1$, $\langle \tau \rangle_{100} = 1$, et $\langle \tau \rangle_{100} = 3$.

évènements simulés d’énergie au delà de 60 EeV (bas). Sur la figure du haut, on remarque un chevauchement entre le modèle LSS et les différents modèles $\langle\tau\rangle_{100}$. On note que le modèle LSS est très proche du modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 3$ mais bien distinct du modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 0.1$. Cependant, tous ces modèles sont bien séparés du modèle isotropique. Dans la figure du bas, le modèle isotropique s’éloigne davantage des modèles LSS et $\langle\tau\rangle_{100}$. Ces derniers sont moins chevauchés mais pas complètement séparés. Le modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 3$ est toujours rapproché du modèle LSS mais le modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 0.1$ s’en démarque nettement. C’est dans ce cas de $N_{ev} = 1000$ qu’on voit nettement l’effet de la profondeur optique. Ce grand nombre d’évènements n’est pas accessible avec les expériences actuelles, mais l’on s’attend à ce que l’expérience JEM EUSO collectera de tels nombres d’évènements au delà de 60 EeV.

La figure 3.5 représente les distributions de V pour le test de Kuiper (haut) et D_{KS} pour le test de Kolmogorov Smirnov à deux dimensions (bas), pour 1000 réalisations Monte Carlo de $N_{ev} = 1000$ évènements d’énergie au delà de 60 EeV.

Pour le test de Kuiper, on remarque que le modèle isotropique est assez proche du modèle LSS. Ce dernier se confond presque avec le modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 3$. Seul le modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 0.1$ semble se distinguer un peu des autres modèles. Pour le test de Kolmogorov Smirnov à deux dimensions, on note que le modèle isotropique s’écarte des autres modèles. Ceux la sont plutôt confondus selon les valeurs de $\langle\tau\rangle_{100}$. Le chevauchement s’amointrit entre le modèle LSS et le modèle $\langle\tau\rangle_{100} = 0.1$.

Le test X_C semble le plus approprié pour distinguer les différents modèles étudiés de par la distinction entre les différents histogrammes. Le nombre élevé d’évènements détectés joue aussi un rôle important pour ressortir l’effet étudié, comme nous l’avons noté sur la figure 3.4.

Afin d’étudier l’impacte de la densité de sources sur nos résultats, nous utilisons les deux valeurs de n_s discutés à la fin de la section 3.4. Pour les résultats précédents, nous avons utilisé $n_s = 10^{-3}\text{Mpc}^{-3}$. On utilise une densité de sources $n_s = 10^{-5}\text{Mpc}^{-3}$ pour effectuer le test X_C pour 1000 réalisations Monte Carlo de $N_{ev} = 1000$ évènements d’énergie supérieure à 60 EeV. Le résultat est présenté sur la figure 3.6. En le comparant à la figure 3.4 (bas), pour laquelle nous avons pris $n_s = 10^{-3}\text{Mpc}^{-3}$, on note que les histogrammes

des différents modèles $\langle \tau \rangle_{100}$ se confondent entre eux et avec le modèle LSS, et se chevauchent tous avec le modèle isotropique. On en conclut que la faible densité de source affecte l'effet de la profondeur optique qui devient plus faible.

La valeur exacte de la densité de source n_s devrait pouvoir être déterminée par les futures expériences à partir de la détection de multiplets, comme nous l'avons expliqué dans la section 3.4. Mais en attendant d'avoir une valeur exacte de la densité de source, on peut la limiter par $n_s \gtrsim 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. Il est à noter que la connaissance de la valeur exacte de la densité de source n'affecte pas l'effet de distorsion étudié dans notre travail.

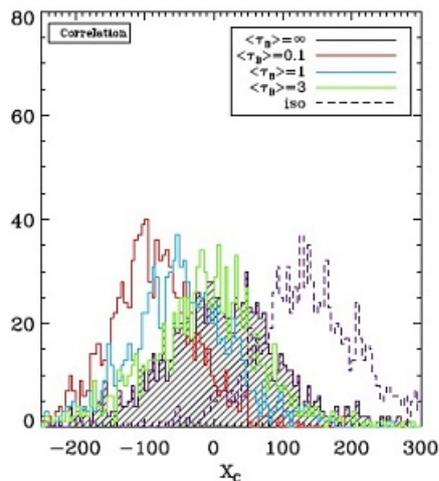


FIGURE 3.6 – Distribution de X_C pour 1000 réalisations Monte Carlo pour 1000 événements simulés d'énergie supérieure à 60 EeV. La densité moyenne de sources est $n_s = 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. L'histogramme en pointillés représente le modèle isotropique. L'histogramme hachuré représente le modèle LSS. Les autres histogrammes, de droite à gauche, représentent les modèles $\langle \tau \rangle_{100} = 0.1$, $\langle \tau \rangle_{100} = 1$, et $\langle \tau \rangle_{100} = 3$.

3.7 Application aux résultats de l'observatoire Pierre Auger

Nous avons appliqué les tests statistiques de la section précédente sur les 27 évènements d'énergie supérieure à 57 EeV de l'observatoire Pierre Auger [3]. Comme certains évènements sont localisés sur des zones que ne couvre pas le catalogue PSCz, l'application de son masque réduit le nombre d'évènements à tester, on passe alors de 27 évènements à 18 évènements. On utilise l'ouverture de l'Observatoire Pierre Auger qui est

$$W(\delta) = \cos(a_0) \cos(\delta) \sin(\alpha_m) + \alpha_m \sin(a_0) \sin(\delta),$$

où $a_0 = -35^\circ$ est la latitude du site d'Auger Sud et α_m est donnée par

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{if } \xi > 1 \\ \pi & \text{if } \xi < -1 \\ \cos^{-1}(\xi) & \text{otherwise} \end{cases}$$

et

$$\xi = \frac{\cos(\theta_{max}) - \sin(a_0) \sin(\delta)}{\cos(a_0) \cos(\delta)}.$$

La figure (3.7) montre les distributions de la statistique X_C , que nous avons effectué pour les différents modèles étudiés. Nous avons produit 1000 réalisations Monte Carlo, chacune de $N_{ev} = 18$ évènements d'énergie supérieure à 60 EeV. La ligne verticale représente la valeur de X_C pour les 18 évènements de l'observatoire Pierre Auger.

On remarque que les histogrammes des différents modèles sont confondus, seul le modèle isotropique se distingue un peu. Ce résultat n'est pas surprenant vu le petit nombre d'évènements utilisés pour effectuer le test. Néanmoins, on note que la ligne verticale qui désigne la valeur de X_C pour les évènement de l'expérience Auger s'éloigne du modèle isotropique, ce qui signifie que les résultats publiés par l'expérience Auger démontrent que la distribution des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie n'est pas isotropique mais suit plutôt la distribution des grandes structures également évoqué dans [57, 61, 17]. Reste toutefois à identifier le modèle que suivent les évènements d'Auger. Le nombre réduit d'évènements nous en empêche puisqu'il donne des histogrammes chevauchés. Cependant on note une tendance

marginale pour les petites valeurs de $\langle\tau\rangle_{100}$. Ce qui est en accord avec les résultats de [57] qui stipule que les directions d'arrivées apparentes des rayons cosmiques d'ultra haute énergie ont une propension à se concentrer autour des régions de surdensité des grandes structures.

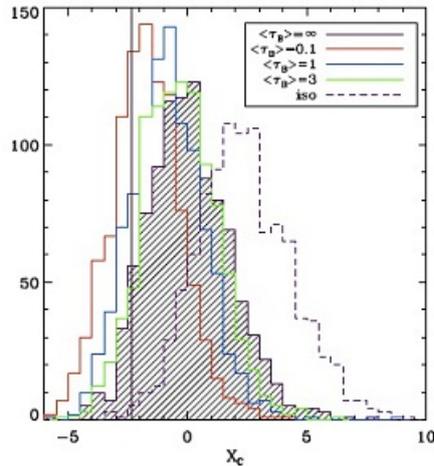


FIGURE 3.7 – Distribution de X_C pour 1000 réalisations Monte Carlo pour 18 événements simulés d'énergie supérieure à 60 EeV. La densité moyenne de sources est $n_s = 10^{-5} \text{Mpc}^{-3}$. L'histogramme en pointillé représente le modèle isotropique. L'histogramme hachuré représente le modèle LSS. Les autres histogrammes, de droite à gauche, représentent les modèles $\langle\tau\rangle_{100} = 0.1$, $\langle\tau\rangle_{100} = 1$, et $\langle\tau\rangle_{100} = 3$. La ligne verticale correspond à la valeur de X_C pour les événements de l'expérience Auger.

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'effet de distorsion du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, qui pourrait se produire pour un certain type de sources et dans une certaine configuration magnétique extragalactique. Pour pouvoir observer une telle distorsion du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, leurs sources doivent être sursautantes, puissantes et rares. C'est le cas des sursauts gamma et des magnétars qui ont un taux d'occurrence assez faible à l'intérieur de la sphère GZK. Une fois produits, ces rayons cosmiques d'ultra haute énergie devraient subir des déflexions causées

par les champs magnétiques extragalactiques, dont la distribution suit celle des grandes structures, avec une concentration dans certaines structures, et des valeurs très faibles et négligeables en dehors de ces structures. L’interaction des rayons cosmiques d’ultra haute énergie avec de tels champs magnétiques est considérée comme un processus stochastique et non continu. Elle est caractérisée par une profondeur optique proportionnelle au nombre d’interactions des rayons cosmiques avec les structures magnétisées le long de leurs trajectoires. Nous avons étudié l’influence de la profondeur optique sur les directions d’arrivées des rayons cosmiques d’ultra haute énergie. Nous avons d’abord construit des cartes de ciel reproduisant le flux de rayons cosmiques d’ultra haute énergie en provenance de sources sursautantes localisées à différentes distances, et qui ont rencontré un nombre variable de structures magnétisées sur leurs trajectoires. Par la suite, nous avons effectué plusieurs tests statistiques dans le but de pouvoir distinguer les différentes configurations magnétiques considérées, et de connaître celles suivies par les rayons cosmiques d’ultra haute énergie observés par l’expérience Auger. Nous avons constaté que le test de corrélation X_C proposé dans [57] est celui qui permet la meilleure distinction entre les différents modèles considérés. C’est ce test que nous avons appliqué aux événements observés par l’expérience Auger. Cependant, le petit nombre d’événements rend le résultat non concluant, mais il indique néanmoins que la distribution des rayons cosmiques d’ultra haute énergie observés par Auger n’est pas isotropique, elle suit la distribution des grandes structures de l’Univers avec une légère préférence pour la configuration de petit $\langle \tau_{100} \rangle$.

Les détections des rayons cosmiques d’ultra haute énergie à venir par les observatoires Auger nord et sud, ainsi que ceux observés par JEM-EUSO devraient fournir un nombre assez important pour permettre une identification plus claire de la distribution des directions d’arrivées des rayons cosmiques d’ultra haute énergie. Ce qui nous renseignera sur leurs sources et sur les configurations magnétiques extragalactiques qu’ils rencontrent sur leurs trajectoires vers la Terre.

Les mini trous noirs

4.1 Introduction

Dans cette partie de la thèse, nous allons aborder les interactions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie dans l'atmosphère, et notamment certaines interactions *exotiques* qui deviennent possibles dans le cadre des théories de dimensions supplémentaires (Extra Dimensions, ED). Ainsi un neutrino d'ultra haute énergie pourrait interagir dans l'atmosphère et produire un mini trou noir, ce dernier se désintègre instantanément donnant naissance à une gerbe atmosphérique. Nous allons étudier les propriétés de ces gerbes et tenter de les distinguer des gerbes qui naissent des interactions standards des rayons cosmiques dans l'atmosphère. Nous allons, par la suite, étudier la possibilité de trouver un lien entre la désintégration de mini trous noirs dans l'atmosphère et le phénomène exotique *Centaure* observé dans les détecteurs de Pamir et Chacaltaya [42]. Pour commencer ce chapitre nous aborderons le cadre théorique de notre étude, soit les théories de dimensions supplémentaires. Ensuite nous verrons la formation des mini trous noirs lors d'interactions entre les particules dans l'atmosphère ou dans les collisionneurs de particules. Une revue des études numériques des mini trous noirs dans l'atmosphère est présentée par la suite. Après cela nous détaillerons le code Monte Carlo publique *Groke* [7], que nous avons utilisé pour notre étude numérique des gerbes atmosphériques initiées par la désintégration de mini trous noirs. Nous abordons ensuite le phénomène exotique *Centaures* et ses caractéristiques. Enfin, nous tenterons de vérifier si l'un des plus vieux mystères observé dans les gerbes atmosphériques pourrait avoir pour origine les mini trous noirs.

4.2 Le cadre théorique : Scénarios de dimensions supplémentaires

L'existence de dimensions supplémentaires n'est pas une idée nouvelle. Notre perception du monde matériel qui nous entoure nous met en contact avec les trois dimensions de l'espace dans lequel nous évoluons. Avec l'introduction par Einstein du temps comme une quatrième dimension dans les théories de relativité restreinte et générale, la porte s'est ouverte pour d'autres dimensions supplémentaires. Ainsi, en 1920 Kaluza et Klein tentèrent une unification de l'électromagnétisme et de la gravitation dans un espace à 5 dimensions [60], la cinquième dimension est compacte, et possède la taille de la longueur de Planck¹.

D'autre part, la théorie des cordes suppose l'existence de 7 dimensions supplémentaires compactes [99]. Le souci avec ces dimensions supplémentaires c'est leur taille, très petite devant les dimensions que nous percevons. Elles sont donc invisibles. Ce problème trouve une solution dans les nouveaux modèles de dimensions supplémentaires que nous allons détailler dans la suite.

La figure 4.1 de [52] schématise les dimensions supplémentaires.

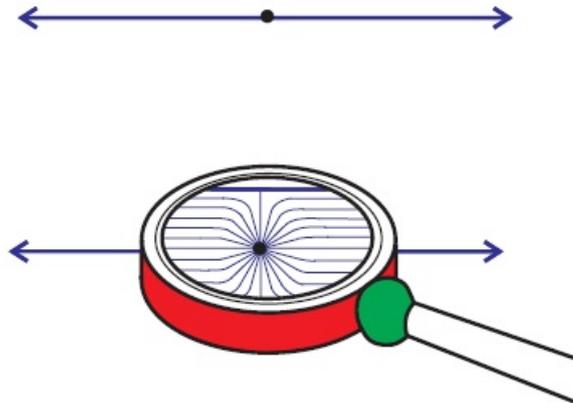


FIGURE 4.1 – Cette figure montre un flux de lignes émergeant d'un point. En haut, une ligne dans un espace-temps à 4 dimensions. En bas, un ensemble de lignes dû aux dimensions supplémentaires. Extraite de [52]

1. La longueur de Planck est la longueur à partir de laquelle la gravité commencerait à présenter des effets quantiques. Elle vaut $l_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}}$, en unité SI $l_P = 10^{-35}$ cm.

4.2. Le cadre théorique : Scénarios de dimensions supplémentaires 57

- **Le modèle des grandes dimensions supplémentaires** (Large Extra Dimensions) proposé par Arkani Hamed, Dimopoulos et Dvali en 1998, il est aussi appelé *ADD*. Les dimensions supplémentaires dans ce modèle sont des dimensions d'espace, sans courbure. Elles sont grandes par rapport à l'échelle de Planck qui est de $\sim 10^{-33}$ cm. Les 4 dimensions 'visibles' forment une hyper surface appelée 'mur' ou 'brane' qui entoure un volume 'le bulk' dans lequel se trouveraient les dimensions supplémentaires qui sont au nombre de n , comme le montre la figure 4.2. La matière et les interactions électrofaible et forte seraient confinées dans la brane et seule la gravité pourrait se propager dans le bulk. C'est ce qui expliquerait que la gravité paraît si faible comparée aux autres forces². L'une des conséquences de ce modèle est que l'échelle de gravité serait réduite, elle atteindrait le *TeV*, on parle alors de 'la gravité à l'échelle du TeV' (TeV scale gravité). Ceci constitue une solution au problème d'hérarchie³.

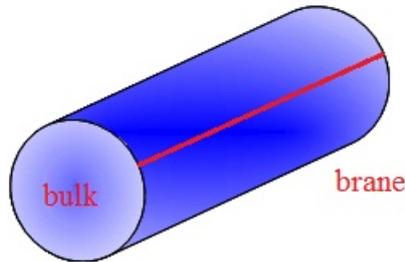


FIGURE 4.2 – Schéma du bulk entouré du brane.

Afin que cette théorie soit cohérente avec les lois de Newton, la relation entre l'échelle de Planck réduite observée \bar{M}_{pl} et l'échelle fondamentale des $(4+n)$ dimensions M_* , doit vérifier $\bar{M}_{pl}^2 = V_n M_*^{n+2}$, où V_n est le volume des dimensions supplémentaires. On considère que V_n est le volume de Tores, ceci étant le choix le plus simple, $V_n = (2\pi R)^n$. Connaissant les valeurs de \bar{M}_{pl} et M_* , on a le rayon du Tores R_n qui varie en fonction du nombre de dimensions supplémentaires n , $R_n = f(n)$. Les valeurs

2. La gravitation est 10^{38} fois plus faible que l'interaction forte.

3. Le problème d'hérarchie est le fait qu'il y ait une grande différence entre l'échelle de gravitation et celles des autres interactions du modèle standard.

de n sont fixées grâce à des considérations cosmologiques et astrophysiques [86]. Pour $n = 1$, on obtient $R \sim 10^8$ m. Si R avait effectivement cette valeur on l'aurait déjà observé. Cette valeur est donc exclue. Pour $n = 2$, on a $R \sim 100 \mu\text{m}$, cette valeur est exclue par les expériences de Cavendish qui étudient les déviations du potentiel gravitationnel de $1/r$. Ses résultats indiquent que la taille des dimensions supplémentaires ne doit pas excéder $100 \mu\text{m}$ [100]. Le modèle *ADD* est, par conséquent, valable pour $n > 2$. D'autre part, des contraintes astrophysiques et à partir des accélérateurs favorisent des valeurs de $n \geq 4$, qui donnent des valeurs de R très supérieures à 10^{-33}cm [98]. La première signature des dimensions supplémentaire du modèle *ADD* dans les collisionneurs serait l'émission des gravitons *Kaluza-Klein* durant la collisions de deux particules du modèle standard. Un exemple d'une telle interaction est $q\bar{q} \rightarrow \text{gluon} + \text{graviton}KK$ ou bien $e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{graviton}KK$. Comme les gravitons *KK* possèdent un couplage faible ils apparaîtraient alors comme de l'énergie manquante [86].

- **Le modèle des dimensions supplémentaires déformées** (warped extra dimensions) proposé par Randall et Sundrum [85]. Ce modèle contient une seule dimension supplémentaire. Il existe deux branes, l'une à $y = 0$ c'est la *Planck brane* et l'autre à $y = \pi r_c$, c'est la *TeV brane* ou *SM brane*, comme on le voit sur la figure 4.3.

La spécificité de ce modèle réside dans sa métrique

$$ds^2 = e^{-2\sigma(y)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2$$

où $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1,-1,-1,-1)$ est la métrique de Minkowski. Cette géométrie n'est pas factorisable puisque la métrique du sous espace de 4 dimensions est fonction de la variable y . Une fois l'équation d'Einstein résolue dans un espace à 5 dimensions et placée dans l'action originale [56], on peut déterminer que $\sigma = k|y|$, et obtenir une relation entre M_{pl} et M_* donnée par

$$\bar{M}_{pl}^2 = \frac{M_*^3}{k} (1 - e^{-2\pi k r_c})$$

Comme $e^{-\pi k r_c} \gg 1$, alors \bar{M}_{pl} et M_* sont du même ordre, celui de k , le problème d'hierarchie disparaît dans ce cas. Le grand intérêt de ce

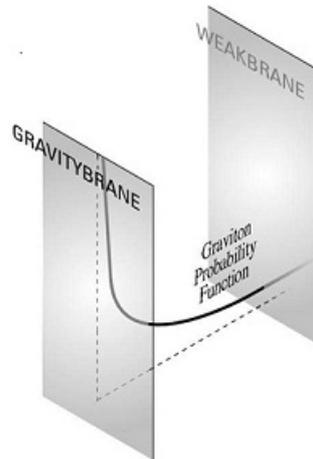


FIGURE 4.3 – Un schéma des dimensions supplémentaire selon Randall et Sundrum. Il y a deux branes et une dimension supplémentaire les reliant.

scénario est que le rapport $\bar{M}_{pl}/\bar{M}_{EW}$ est expliqué par un facteur exponentiel. Si $kr_c \sim 11$, le facteur exponentiel réduit la masse de 10^{18} GeV à uniquement 1 TeV. Signalons enfin qu’il n’y a pas de contraintes à partir des top-tables ou de considérations astrophysiques pour ce modèle contrairement au modèle ADD.

- **Le modèle des dimensions supplémentaires universelles** dans ce modèle toutes les particules peuvent se propager dans tout l’espace dont le nombre total de dimensions est supérieur à 4. Ces dimensions ont une taille de 10^{-18} m et sont confinés dans un orbifold⁴. Ce modèle est proche de l’idée originale de Kaluza- Klein [13].

Signalons enfin que la présence des dimensions supplémentaires affecte la physique sub-planckienne et super-planckienne. Pour la physique sub-planckienne, il y a la présence des modes de Kaluza-Klein, ce qui conduit à une déviation des prédictions du modèle standard dans les processus perturbatifs. On a alors pour $n=2$, $M_* \geq 1.3$ TeV et pour $n=6$, $M_* \geq 0.25$ TeV. La physique super-planckienne implique des effets non perturbatifs, tels que la formation des mini trous noirs dans les collisions de particules où l’énergie de centre de masse est très supérieure à l’échelle fondamentale $E_{CM} \gg M_*$.

4. Un orbifold est la généralisation de la notion de variété contenant de possible singularités.

C'est ce que nous aborderons dans la section suivante.

4.3 Les mini trous noirs : formation, évolution et désintégration

En 1971, Stéphane Hawking proposa l'existence de mini trous noirs [50]. Dans les premiers instants de l'Univers, il y avait une pression et une énergie assez grandes pour forcer les petits grumeaux de matière à se concentrer en trous noirs, dont la masse est $\sim 10^9$ tonnes et la taille avoisine celle d'un proton, soit $\sim 0,877$ fm⁵. La présence de dimensions supplémentaires facilite la création de mini trous noirs parce qu'elle abaisse l'échelle de la gravité quantique, ce qui permet la production de trou noir semi classique⁶. En effet, selon la conjecture du cerceau de Thorne [97], un trou noir se formerait lors de la collision de deux particules si leur paramètre d'impact est inférieur au double du rayon gravitationnel r_H , qui correspond à l'énergie du centre de masse E_{CM} , comme on le voit sur la figure 4.4. Ce trou noir aura une masse égale à E_{CM} et un rayon d'horizon r_H qui sera de l'ordre de E_{CM}/M_*^2 . Donc, lorsque l'énergie de centre de masse d'une collision de deux particules est supérieure à l'échelle fondamentale de la gravité quantique M_* , un trou noir peut se former. Il se trouve que c'est le cas dans les modèles de dimensions supplémentaires, où M_* est de l'ordre du TeV. Ceci peut se produire au niveau subnucléaire lors de la diffusion de deux partons (i, j) , si E_{CM} est supérieure à quelques TeV et que le paramètre d'impact b est inférieur à r_H .

Propriétés des mini trous noirs

Un mini trou noir possède, dans un espace de $n = 4 + n_{ED}$ dimensions, les propriétés suivantes [56] :

Le rayon gravitationnel (l'horizon)

$$r_H = \frac{1}{\sqrt{\pi}M_*} \left(\frac{M_{BH}}{M_*} \right)^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{8\Gamma(\frac{n+3}{2})}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (4.1)$$

5. $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$

6. l'espace temps est classique et décrit par la relativité générale, l'énergie-matière est quantique

4.3. Les mini trous noirs : formation, évolution et désintégration 81

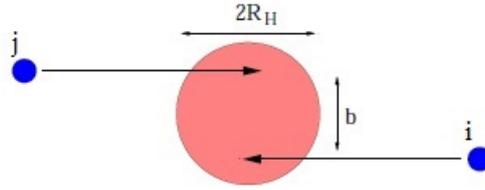


FIGURE 4.4 – Les deux partons i, j peuvent se rapprocher à une distance inférieure à $2 r_H$. Leur collision dans ce cas peut former un mini trou noir

La température

$$T_H = \frac{n+1}{4\pi r_H} \quad (4.2)$$

La durée de vie

$$\tau_{life} \sim \frac{1}{M_*} \left(\frac{M_{BH}}{M_*} \right)^{\frac{n+3}{n+1}} \quad (4.3)$$

La désintégration du trou noir

Le mini trou noir se désintègre aussitôt après sa formation. Son spectre de radiation de Hawking possède un profil de corps noir [56]. Une condition nécessaire pour l'émission de particule de masse m est que la température du trou noir T_H soit supérieure ou égale à la masse de la particule, $T_H \geq m$ [56].

La désintégration du mini trou noir passe par quatre phases :

- *La phase 'balding'* Le trou noir émet principalement une radiation gravitationnelle dans cette phase
- *La phase 'spin-down'* Le mini trou noir possède un moment angulaire dans le cas où le paramètre d'impact des partons qui entrent en collision pour former le mini trou noir est non nul. Ce moment angulaire sera perdu durant cette phase à travers la radiation de Hawking.
- *La phase de Schwarzschild* Un mini trou noir de symétrie sphérique perdrait son énergie à cause de la radiation de Hawking, ce qui aura pour conséquence la diminution de la masse et de la température.
- *La phase de Planck* Dans cette phase, la masse et /ou la température de Hawking approchent de M_* . L'étude détaillée de cette phase nécessite une théorie de gravitation quantique.

Dans les phases de Schwarzschild et Spin-down, le nombre de particules émises par le mini trou noir par unité de temps et en fonction de l'énergie

est donné en fonction de la section efficace d'absorption/emission $\sigma_{j,n}^{(s)}(\omega)$, que l'on appelle également facteur du corps gris [21]. Ce facteur est absent dans le spectre typique d'un corps noir.

$$\frac{dN^{(s)}(\omega)}{dt d\omega} = \sum_j \frac{\sigma_{j,n}^{(s)}(\omega)}{2\pi} \frac{\omega^2}{e^{\omega/T_H} \pm 1} d\omega$$

La multiplicité moyenne de particules produites lors de l'évaporation du mini trou noir est donnée par

$$\langle N \rangle = \left\langle \frac{M_{BH}}{E} \right\rangle$$

où E est le spectre d'énergie des particules produites dans l'évaporation du mini trou noir [28]. Pour trouver $\langle N \rangle$, on a considéré que l'évaporation du mini trou noir possède un spectre de corps noir, son flux d'énergie par unité de temps est donné par la formule de Planck

$$\frac{df}{dx} \sim \frac{x^3}{e^x + c}$$

ici $x = E/T_H$ et $c = 0, 1, -1$.

Dans l'approximation des particules sans masse, le spectre des produits de la désintégration du mini trou noir est

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{1}{E} \frac{df}{dE} \sim \frac{x^2}{e^x + c}$$

On utilise la moyenne de la distribution de l'inverse de l'énergie pour calculer la moyenne de la multiplicité, en prenant en compte la mixture de bosons et fermions produite lors de la désintégration du mini trou noir. On retrouve alors la formule de $\langle N \rangle$ donnée précédemment.

Signalons enfin que nous avons considéré que la désintégration du mini trou noir possède un spectre de corps noir. Cependant, pour avoir des résultats plus rigoureux il faut considérer que la désintégration possède un spectre de corps gris, ce qui implique la prise en compte des facteurs du corps gris pour les différents calculs.

4.4 Les mini trous noirs dans les collisionneurs

Comme nous venons de le voir, il est possible qu'un mini trou noir se forme suite à la collision de deux particules dans le cadre des théories de

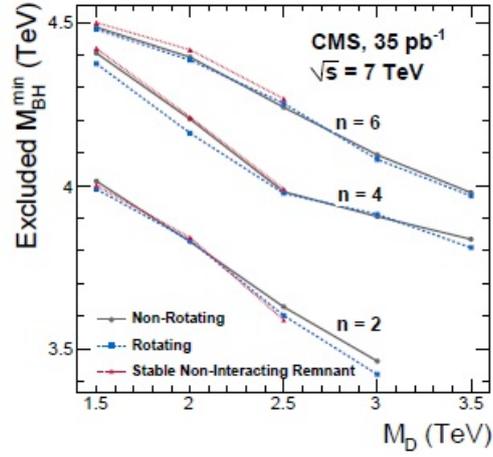


FIGURE 4.5 – Limites sur les masses des mini trous noirs, à 95% de niveau de confiance, qui pourraient être produit dans les collisions p-p au LHC, en fonction de la masse fondamentale de Planck, pour différents modèles. L'aire sous chaque courbe est exclu de la recherche. Extraite de [24].

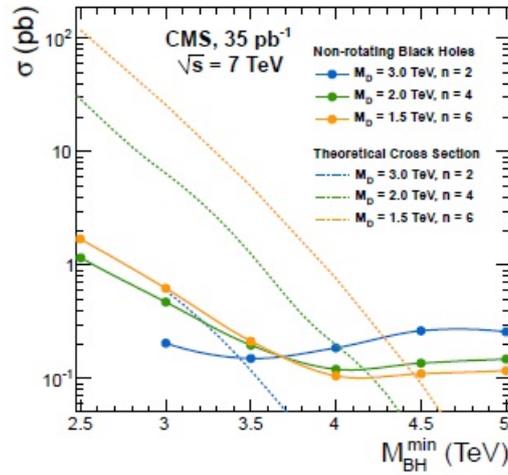


FIGURE 4.6 – Limites supérieures, à 95% niveau de confiance, des sections efficaces de la formation des mini trous noirs (traits solides), comparés aux limites théoriques (pointillés), en fonctions de la masse des mini trous noirs. Extraite de [24].

dimensions supplémentaires, sous certaines conditions. La collaboration CMS (Compact Muon Solenoid) au grand collisionneur des hadrons *LHC* (Large Hadron Collider) au Centre Européen de Recherche Nucléaire CERN, a étudié la probable formation des mini trous noirs dans les collisions proton-proton dont l'énergie de centre de masse est de 7 TeV. Selon les récents résultats de cette collaboration [24], la limite inférieure de la masse d'un mini trou noir varie entre 3.5 TeV et 4.5 TeV quand la masse de Planck fondamentale est de l'ordre de 3 TeV, dans le cadre du modèle des grandes dimensions supplémentaires (section 4.2). La figure 4.5 de [24], montre les différentes limites sur les masses des différents types de mini trous noirs.

Par ailleurs, des limites supérieures sur les sections efficaces pour la production des mini trous noirs, que l'on peut voir sur la figure 4.6, semblent dépasser les prévisions théoriques pour des masses de mini trous noirs au dessus de 4 TeV.

4.5 Études numériques des mini trous noirs dans l'atmosphère

Parmi les travaux effectués pour l'étude numérique des mini trous noirs qui pourraient se former dans l'atmosphère, on note principalement deux travaux, l'étude de Cafarella & al [21] et l'étude de Ahn et Cavaglia [7]. Ces deux études ont le même cadre théorique, celui du modèle ADD (voir section 4.2). Cependant, les codes numériques utilisées pour simuler la formation du trou noir, et ensuite les gerbes atmosphériques une fois le trou noir désintégré font toute la différence entre ces deux travaux.

4.5.1 Étude de Cafarella & al

Bien que le modèle ADD soit utilisé, les dimensions supplémentaires longitudinales n_L sont négligées, puisque les excitations Kaluza Klein qui leurs sont associées possèdent des masses de quelques TeV, trop grandes pour l'étude effectuée. Comme la physique des mini trous noirs n'est pas complètement maîtrisée, quelques approximations ont été utilisées, telle que le fait que le mini trou noir se débarrasse de ses 'cheveux' et de son spin aussitôt qu'il est

4.5. Études numériques des mini trous noirs dans l'atmosphère 85

formé. Et il s'évapore instantanément en partons dont le nombre et la distribution sont obtenus de manière semi classique. Une autre approximation consiste à considérer que les produits initiaux de la désintégration du mini trou noir s'envolent sous forme d'onde 's' et subissent une hadronisation, sans qu'il y ait formation de plasma de quark-gluons ou d'un condensat de chiralité desorientée. L'énergie semiclassique perdue à cause de l'émission du bulk durant la formation du trou noir est prise en compte. En fait elle est perçue comme une énergie manquante dans le brane. Ceci contribue à la diminution de l'énergie initiale et donc à la diminution de la multiplicité des particules dans les gerbes finales. L'énergie du trou noir est une fraction f_n de l'énergie initiale disponible dans le référentiel du centre de masse des partons initiaux, donc $M_{BH} = E_{CM}f_n$, et f_n varie évidemment avec le nombre de dimensions supplémentaires. On peut trouver des valeurs numériques de f_n dans [34].

Le premier impact du rayon cosmique se fait sur une cible qui est soit un nucléon ou bien un quark au repos dans l'atmosphère. Cet impact se produit dans la basse atmosphère. L'énergie de la particule primaire varie de 10^{15} eV à 10^{20} eV. La durée totale de la désintégration du mini trou noir se calcule grâce à l'intégration des équations de spectre de puissance. Ce qui donne la formule (4.3). Donc, quand l'énergie est de l'ordre du TeV , la désintégration dure environ $\sim 10^{-27}$ s. Par conséquent, les effets de la gravitation apparaissent séparés des effets de l'interaction forte, et l'hadronisation des partons se produit après qu'ils aient traversé l'horizon. Le mini trou noir se désintègre de façon isotrope (onde 's') pour donner un ensemble de N états élémentaires équiprobables parmi les particules du modèle standard. La quantification du spectre d'injection nécessite le calcul des probabilités de formation de tous les états hadroniques et leptoniques avant la simulation des gerbes atmosphériques. La probabilité de générer une séquence spécifique de N états durant l'évaporation du mini trou noir est donnée par une distribution multinomiale $f(n_f, n_i, p_f, p_i)$ qui décrit un processus multi-poissonien dont le nombre d'essais est N

$$f(n_f, n_i, p_f, p_i) = \frac{N!}{\prod_f n_f! \prod_i n_i!} \prod_f p_f^{n_f} \prod_i p_i^{n_i}$$

Chaque état élémentaire émis est caractérisé par une énergie de centre de masse $\langle \varepsilon \rangle = M_{BH}/\langle N \rangle$. Les produits de la désintégration du mini trou

noir sont traités selon leur nature. Les leptons e^\pm et μ^\pm sont directement utilisés comme des données (input) dans le code de génération des gerbes atmosphériques, dès qu'ils quittent l'horizon du mini trou noir. Les leptons τ^\pm se désintègrent d'abord dans leurs principaux canaux. L'hadronisation des quarks u, d, s, c et des gluons est traitée avec un code qui calcule la probabilité d'hadronisation des partons à partir des fonctions de fragmentation. La désintégration du quark t et l'évolution du quark b sont prise en compte en plus de leur hadronisation. Pour étudier des gerbes atmosphériques, il est impératif de passer du référentiel de centre de masse (celui du mini trou noir) au référentiel du laboratoire. La dernière étape consiste à simuler les gerbes atmosphérique à l'aide du code publique *CORSIKA*⁷[51]. La comparaison se fait entre les gerbes issues de la désintégration d'un mini trou noir et des gerbes *standards*⁸ formées à la suite d'une interaction d'un proton dans l'air. Évidemment les deux processus possèdent la même énergie et se produisent à la même altitude. Les altitudes choisies sont 5500m et 15000m. Le détecteur est placé, quant à lui, à des altitudes de 4500 m et 5000 m. Celles ci correspondent à l'emplacement des détecteurs de Pamir et Chacaltaya, où le phénomène Centaure, l'un des buts de l'étude, a été observé.

Ce qui distingue les les gerbes issues de la désintégration de mini trous noirs des gerbes standards, ce sont les multiplicités partielle et totale, comme on le voit sur la figure 4.7, et la distribution latérale présentée sur la figure 4.8. La figure 4.7 montre les multiplicités partielles des gerbes dont le premier impact à lieu à 5500 m (droite), et 15000 m (gauche). La figure 4.8 montre le rayon moyen du cœur de la gerbe et la manière dont il est affecté par la variation du nombre de dimensions supplémentaire, ainsi qu'une comparaison avec le rayon moyen du cœur d'une gerbe atmosphérique standard.

4.5.2 Étude de Ahn et Cavaglia

Comme nous l'avons déjà abordé (section 4.3), une collision entre deux partons (i, j) peut engendrer la formation d'un mini trou noir selon la conjecture de Thorne [97]. Cette interaction peut être décrite par $ij \rightarrow BH + E(X)$,

7. CORSIKA : COsmic Ray SIMulations for KAscade

8. On désigne par 'standards' les gerbes qui sont issues d'une interaction standard du rayon cosmique dans l'atmosphère terrestre

4.5. Études numériques des mini trous noirs dans l'atmosphère 87

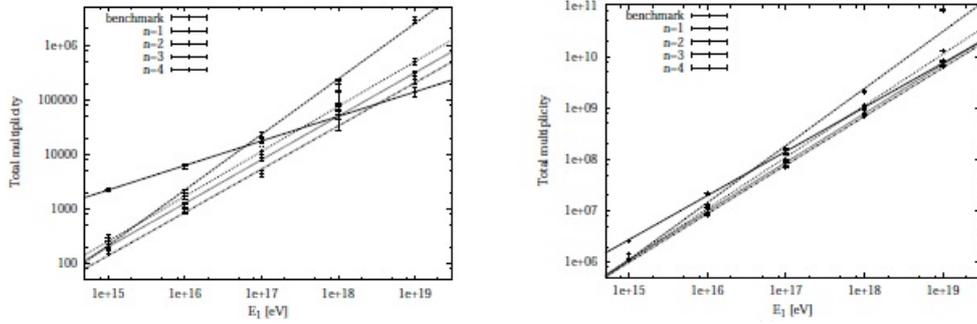


FIGURE 4.7 – Les multiplicités de différentes particules dans les gerbes atmosphériques issues de la désintégration de mini trous noirs. Différents nombres de grandes dimensions supplémentaires sont considérés, $n = 1, 2, 3, 4$. À droite la première interaction a lieu à 5500 m. À gauche la première interaction a lieu à 15000 m. Extrait de [21].

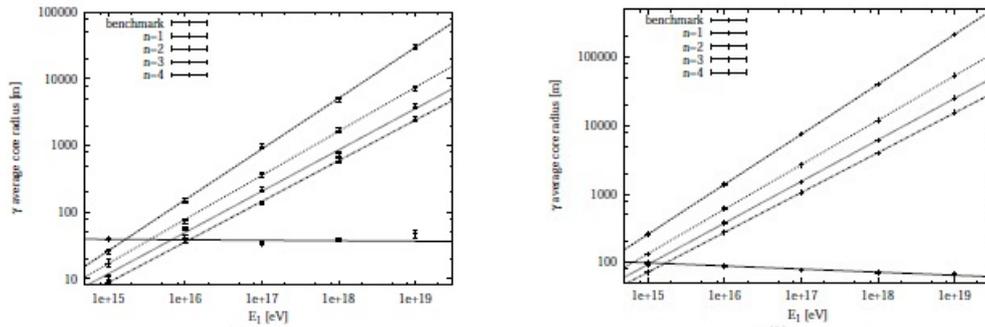


FIGURE 4.8 – Le rayon moyen du cœur de la gerbe atmosphérique en fonction de l'énergie du rayon cosmique primaire, en variant le nombre de dimensions supplémentaires. Pour une première interaction à 5500 m (à droite), et à 15000 m (à gauche). Extrait de [21].

où $E(x)$ est la partie de l'énergie de collision qui ne contribue pas à la masse du mini trou noir. $E(x)$ pourrait être nulle, la section efficace du trou noir σ_{BH} dans ce cas ne sera pas en fonction du paramètre d'impact b , elle représentera un disque noir géométrique, $\sigma_{BH} = r_S^2\pi$. Si par contre $E(x)$ n'est pas nulle, alors la section efficace est donnée en fonction du paramètre d'impact b . Elle sera inférieure à la surface du disque noir, $\sigma_{BH} < r_S^2\pi$. Afin d'avoir une limite supérieure de la valeur de la composante gravitationnelle dans $E(X)$, les auteurs de [7] utilisent le modèle *trapped surface* [112, 114, 103]. Dans ce modèle les partons sont considérés comme des ondes de choc du type Aichelburg-Sexl, et leur diffusion est traitée comme une superposition de deux de ces ondes de choc venants de directions opposées. Il est à noter également que l'énergie $E(x)$ dépend du paramètre d'impact b et qu'elle augmente avec le nombre de dimensions supplémentaires. Les mini trous noirs formés à partir de la collision de neutrinos d'ultra haute énergie avec les nucléons de l'atmosphère pourraient dominer les processus du modèle standard [7]. La section efficace d'une telle interaction, dans le cas où la masse du trou noir dépend du paramètre d'impact est

$$\sigma_{\nu N \rightarrow BH} = \sum_i \int_0^1 2z dz \int_{x_m}^1 dx q_i(x, -Q^2) F \sigma_{BD}(xs, n),$$

où $q_i(x, -Q^2)$ sont les fonctions de distribution de partons⁹, dont les variables sont $-Q^2$, le carré du quadri-vecteur impulsion et \sqrt{x} la fraction du momentum du nucléon transportée par le i ème parton. z est le paramètre d'impact. F est un facteur de forme. Quand $F = 1$ on obtient la section efficace totale du disque noir. L'étude numérique de la formation et la désintégration du mini trou noir se fait grâce à un code Monté Carlo *Groke*, suivant trois étapes. D'abord le mini trou noir est formé lors de la collision d'un neutrino d'ultra haute énergie avec un parton d'un nucléon de l'air. Ensuite les particules qui résultent de la désintégration du mini trou noir ainsi que les restes du nucléon sont traités par *Pythia* [92], un programme pour la génération de collision de haute énergie. Et enfin les outputs de *Pythia* servent de primaires pour initier des gerbes atmosphériques dans *Aires*¹⁰ [88], le programme de si-

9. Parton Distribution Functions, PDFs

10. AIR shower Extended Simulations

mulation de gerbes atmosphériques. Nous allons voir plus de détails techniques sur le code Monte Carlo *Groke* dans la section 4.6.

Les gerbes atmosphériques qui ont pour origine la désintégration d'un mini trou noir sont comparées aux gerbes atmosphériques initiées par des neutrinos cosmogéniques, défini à la fin de la section 1.6.2. Ces neutrinos pénètrent dans l'atmosphère profonde et interagissent par courant chargé (CC) avec les nucléons de l'air (voir section 1.6.1). Cette comparaison porte sur les gerbes atmosphériques détectées par la méthode de fluorescence et celles détectées par les détecteurs au sol. Dans le cas des détecteurs de fluorescence, les gerbes issues de la désintégration d'un mini trou noir semblent plus rapides à se développer que les les gerbes initiées par les neutrinos. Elles sont également plus riches en muons. Cependant, leur énergie totale moyenne semble moins stable. Dans le cas de la détection au sol, la mesure du nombre d'électrons et de muons à différentes profondeurs atmosphériques $X_m + \Delta X$ constitue une différentiation entre les deux sortes de gerbes, ici aussi les gerbes issues de mini trous noirs semblent plus riche en muons, comme on peut le voir sur la figure 4.9.

Il en résulte que la meilleure manière de distinguer les gerbes issues de la désintégration d'un mini trou noir de celles initiées par un neutrino, soit d'associer une détection de muons au sol à une détection du maximum de la gerbe par fluorescence. Par ailleurs, la signature en double bang du τ n'est pas susceptible d'être observé. Enfin, il est à noter que selon les résultats de cette étude, les caractéristiques des gerbes sont indépendantes des propriétés intrinsèques du mini trou noir.

4.6 Le code Monte Carlo *Groke*

Comme nous allons utiliser le code Monte Carlo publique *Groke* [7], pour l'études des gerbes atmosphériques issues de mini trous noirs, nous commençons par voir en détails ses principales caractéristiques. Dans le code *Groke* on trouve trois modèles pour la formation et la section efficace du trou noir. Le modèle du disque noir, celui des surfaces piégées de Yoshino-Nambu [113] et enfin une version améliorée du modèle de Yoshino-Rychkov [115]. Pour ce qui est de l'évaporation du trou noir, *Groke* dispose de deux choix, soit une explo-

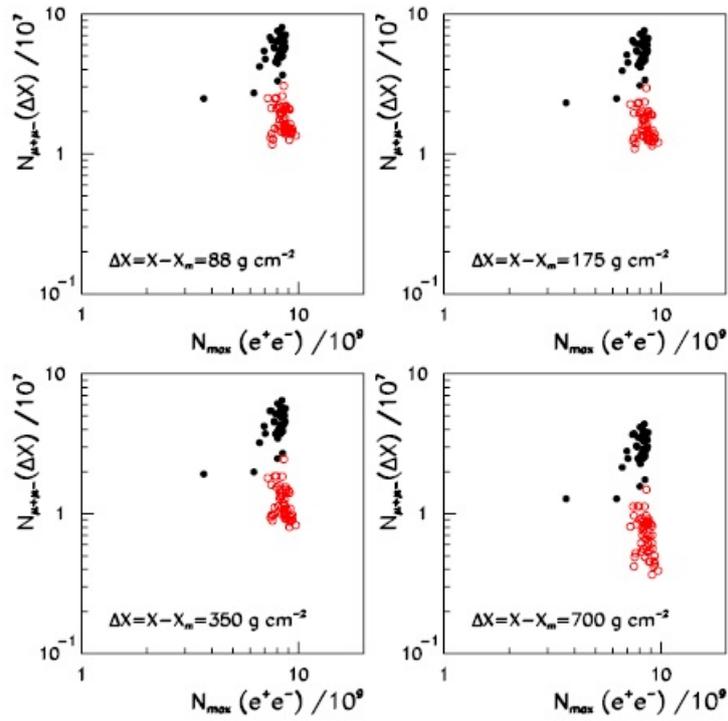


FIGURE 4.9 – Le nombre de μ^\pm à différentes profondeurs atmosphériques $X_m + \Delta X$ versus le nombre de e^\pm à X_m , pour 50 gerbes issues de la désintégration de mini trous noirs (les cercles rouges pleins), et 50 gerbes atmosphériques issues de l'interaction ν_e -CC (cercles noirs vides). L'énergie du neutrino primaire est 10^{19} eV. Extrait de [7].

sion finale qui donnera un nombre n_p de quantas, ou bien des restes de trou noir de masse Q_{min} . Mais dans ce dernier cas la phénoménologie des gerbes atmosphériques n'est pas bien connue. Concernant le cas où la désintégration du mini trou noir donne n_p quantas, ceux la seront hadronisés ou désintégrés instantanément à l'aide du programme *Pythia*. Les particules résultantes de ces désintégrations seront boostées dans le référentiel du laboratoire et injectées dans le générateur de gerbes atmosphériques *Aires* afin d'obtenir une gerbe atmosphérique.

Le mini trou noir est implémenté comme un processus externe dans *Pythia*. Sa désintégration se fait dans le référentiel de centre de masse. La formation de la gerbe à partir de la désintégration du mini trou noir se fait comme suit, *Pythia* se charge d'hadroniser ou désintégrer instantanément les quantas instable, exception faite des quarks top et des leptons τ . Comme les quarks top ne sont pas pris en charge par *Pythia*, il sont d'abord désintégrés instantanément en quark bottom et boson W , $t \rightarrow bW$, avant d'être injecté dans *Pythia*. Les leptons τ sont produits directement dans l'évaporation du mini trou noir ou bien à partir de l'hadronisation ou de la désintégration d'autres particules.

Toutes les particules secondaires de *Pythia* sont boostées dans le référentiel du laboratoire. Elles sont injectées par la suite dans *Aires*, comme des primaires de gerbes atmosphériques. Dans la pratique, *Groke* possède plusieurs paramètres externes en relation avec la formation et la désintégration du mini trou noir, parmi lesquels on cite l'échelle de Planck fondamentale M_* , le nombre de dimensions supplémentaires, le nombre de quantas finaux à la fin de la désintégration du mini trou noir et la masse minimum du mini trou noir lors de sa formation. Il n'y a pas de limite particulière sur M_* , cependant elle ne doit pas être très grande sinon la formation du mini trou noir serait impossible, et elle ne doit pas non plus être inférieur à 1 TeV selon les contraintes expérimentales. Le nombre de dimensions supplémentaires varie, comme nous l'avons déjà vu, entre 3 et 7. Le nombre de quantas finaux n_p varie de 1 à 18.

Parmi les propriétés des primaires des gerbes atmosphériques nécessaires à la simulation dans *Aires* on trouve l'énergie du primaire, les angles zénithal et azimutal, le nombre total de simulations de gerbes, le point initial de la gerbe, le nombre de niveaux observable dans le développement longitudinal

de la gerbe, les caractéristiques du site d’observation (champ géomagnétique, altitude) et les énergies du seuil des secondaires.

4.7 Le phénomène exotique Centaure

Dans cette section nous allons utiliser le code publique *Groke* pour étudier la possibilité qu’un phénomène exotique observé dans certaines détecteurs utilisant les chambre à émulsion, puisse avoir pour origine la désintégration d’un mini trou noir. Ce phénomène porte le nom de *Centaure*, la créature mythique mi-homme mi-cheval. Il a été observé dans certaines gerbes atmosphériques détectées par les expériences de rayons cosmiques situées dans les montagnes de Pamir au Tadjikistan et de Chacaltaya en Bolivie [42, 67, 22, 49, 80]. En réalité, plusieurs phénomènes dont les caractéristiques sont assez proches ont été détectés, des événements semblables au Centaure CLEs (Centaure like Events). Ce sont les mini Centaures et les Chiron.

Certaines études expliquent ce phénomène en utilisant la physique standard et les propriétés des chambres à émulsion [16, 62]. D’autre part, plusieurs modèles exotiques ont été avancés pour expliquer de telles observations parmi lesquelles figurent le plasma de quark-gluon [42] et les mini trous noirs qui se désintègrent en gerbes atmosphériques [21, 77].

Caractéristiques des événements Centaure

Des détections dans Pamir et Chacaltaya se sont dégagées les principales propriétés des Centaures. Dans [77] nous pouvons trouver le détail de ces propriétés qui distinguent les Centaures des gerbes ordinaires. Hormis leur rareté (7 à 10% du total des observations dans Cahacaltaya et Pamir) on note également :

- Un très grand nombre de hadrons par rapport aux photons, $N_h/N_\gamma \gg 1$
- Un moment transversal très grand, $p_T \geq 1.5 - 15 \text{ GeV}/c$. Celui des mésons est habituellement inférieur à $1 \text{ GeV}/c$.
- Ces événements se produisent à des distances proches, environs une centaine de mètres, des chambres à émulsion où ils ont été détectés. Ce qui signifie que les initiateurs de ces événements pénètrent dans la basse atmosphère et que leur désintégration se fait immédiatement sans laisser le temps à la formation de gerbes secondaires.

4.8. Les mini trous noirs seraient-ils à l'origine des Centaures ? 93

- Ces évènements sont riches en hadrons.
- Leur énergie dans le référentiel du laboratoire est supérieur à 500 TeV.

Les évènements semblables au Centaure, les mini Centaures et les Chirons partagent la plupart des caractéristiques précédentes. Cependant les mini Centaures se distinguent par une faible multiplicité. Les Chirons sont caractérisés principalement par l'existence de cascades hadroniques pures, où on n'observe pas de composante électromagnétique.

Il est à noter que le détecteur *CASTOR* (Centauro And STrange Object Research) faisant partie de l'expérience *ALICE*¹¹ au LHC étudie la possibilité d'observer un évènement Centaure dans le grand collisionneur de hadrons. Il serait bien distinct des évènements standards [42]. Il se caractériserait notamment par un grand nombre de hadrons par rapport à celui des photons comparé à des interactions hadroniques standards. La multiplicité totale du Centaure serait très faible en comparaison avec la multiplicité totale des particules qui seraient produites dans une collision standard Pb-Pb.

4.8 Les mini trous noirs seraient-ils à l'origine des Centaures ?

Maintenant que nous avons passé en revue les propriétés des Centaures nous allons essayer de répondre à la question suivante, *les mini trous noirs seraient-ils à l'origine des Centaures ?*

Examinons les propriétés des mini trous noirs en les comparant avec les caractéristiques des Centaures à la recherche de tout lien possible entre les deux phénomènes.

La formation des mini trous noirs se fait dans l'atmosphère profonde, et ce afin d'augmenter la probabilité d'interaction du neutrino produisant le mini trou noir. Ajoutons à cela le fait que la durée de vie d'un mini trou noir est très courte (4.3). Ceci peut expliquer le fait que les Centaures, qui seraient issus de la désintégrations de mini trous noirs, sont observés près

11. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est une expérience qui étudie l'évolution de la matière de la naissance de l'Univers à nos jours, en analysant les résultats des collisions d'ions de plomb pour reproduire les conditions de l'après Big Bang

des détecteurs se trouvant sur les montagnes, et non dans les autres détecteurs.

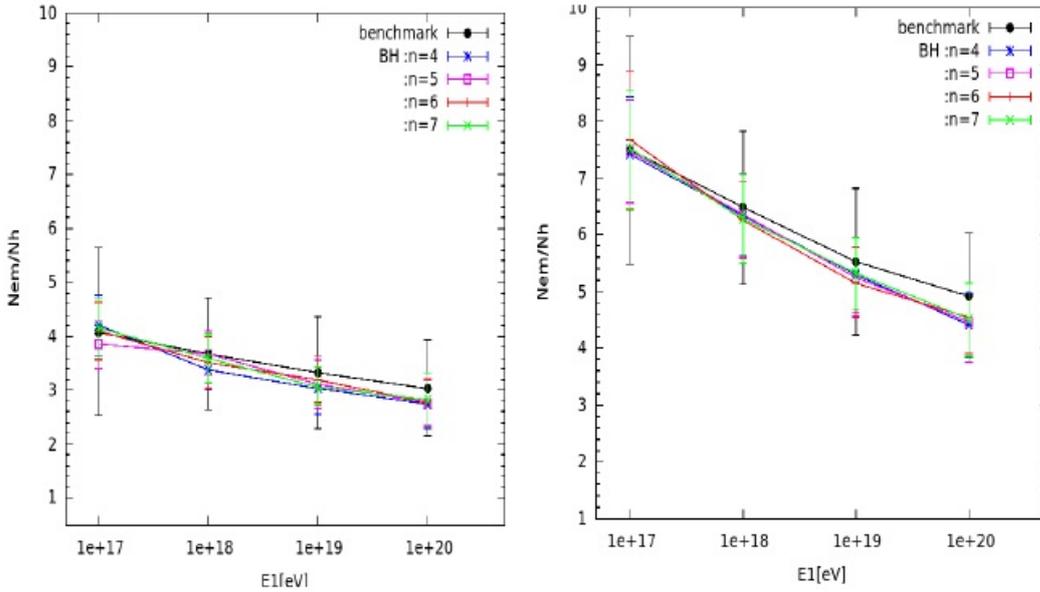


FIGURE 4.10 – Le rapport entre le nombre de particule de la composante électromagnétique et le nombre de particules de la composante hadronique. À gauche le premier impact se produit à 300 m du détecteur. À droite, le premier impact se produit à 500 m du détecteur.

D'autre part la rareté des Centaures (7 à 10 %) coïncide avec la faible probabilité de production des mini trous noirs. Les mini trous noirs se forment uniquement si l'énergie du centre de masse des particules entrant en collision est supérieur à la masse de Planck réduite (section 4.3), ceci cadre avec le critère d'une énergie seuil (500 TeV) observé dans les Centaures. Par ailleurs, l'évaporation des mini trous noirs est dite 'démocratique', toutes les particules ont la même probabilité d'être produites, ceci n'explique pas bien la faible valeur du rapport entre le nombre de photons et celui de hadrons.

Nous utilisons le code public *Groke* pour vérifier certaines propriétés des événements Centaures. Nous commençons par calculer le rapport entre les composantes hadronique et électromagnétique, nous le présentons sur la figure 4.10. Nous avons utilisé deux valeurs pour l'altitude du premier impact par rapport au détecteur, 300 m (gauche) et 500 m (droite). Nous remarquons

4.8. Les mini trous noirs seraient-ils à l'origine des Centaures ? 95

que le rapport entre la composante électromagnétique et la composante hadronique varie entre 3 et 4, pour le premier cas. Ce même rapport varie entre 4 et 7 dans le second cas. Ce résultats ne reproduit pas les valeurs observées dans le Centaure. Ce qui coincide avec les résultats de [21].

Nous allons étudier le profile latéral des gerbes atmosphériques pour différentes énergies initiales et différentes valeurs du nombres de dimensions supplémentaires. Les résultats sont présentés sur la figure 4.11, pour toutes les particules issues de la désintégration du mini trou noir. Nous avons simulé, à l'aide de *Groke*, 50 gerbes atmosphériques initiées par des mini trous noirs. Nous avons fait varier le nombre de dimensions supplémentaires de 4 à 7. Nous supposons que le mini trou noir se forme à une altitude de 5500 m soit à 500 m des chambres à émulsion des détecteurs de Pamir et Chacaltaya.

Nous remarquons que le nombre de particules est au maximum dans un rayon d'une dizaine de mètres de l'axe de la gerbe pour les différentes énergies initiales. Le nombre de particules augmente avec l'énergie du primaire, ce qui est prévisible.

Le comportement de la distribution latérale est similaire pour les différentes valeurs de dimensions supplémentaires quand l'énergie du primaire vaut 10^{18} eV et 10^{19} eV. On remarque que le plus bas nombre de particules correspond à 5 dimensions supplémentaires. Quand l'énergie du primaire vaut 10^{20} eV, la distribution latérale qui correspond à cinq dimensions supplémentaires change de comportement, le nombre de particule augmente quand la distance à l'axe varie de 100 à 300 mètre. Nous ne pouvons pas avancer d'explication à ceci puisque la désintégration du mini trou noir dans *Groke* repose sur des approximations vu qu'on ne possède pas encore de théorie de gravitation quantique qui décrit les dernières phases de la désintégration d'un mini trou noir.

Le moment transverse des rayons cosmiques secondaires, dans les gerbes standards, qui sont issus des interaction hadronique est le premier responsable de l'extension latérale des hadrons dans la gerbe. Cette extension est également due aux muons qui proviennent de la désintégration des pions et des kaons. Les muons héritent de leur moment, ce qui s'ajoute au moment de la désintégration, et augmente leur extension latérale et donc celle de la gerbe.

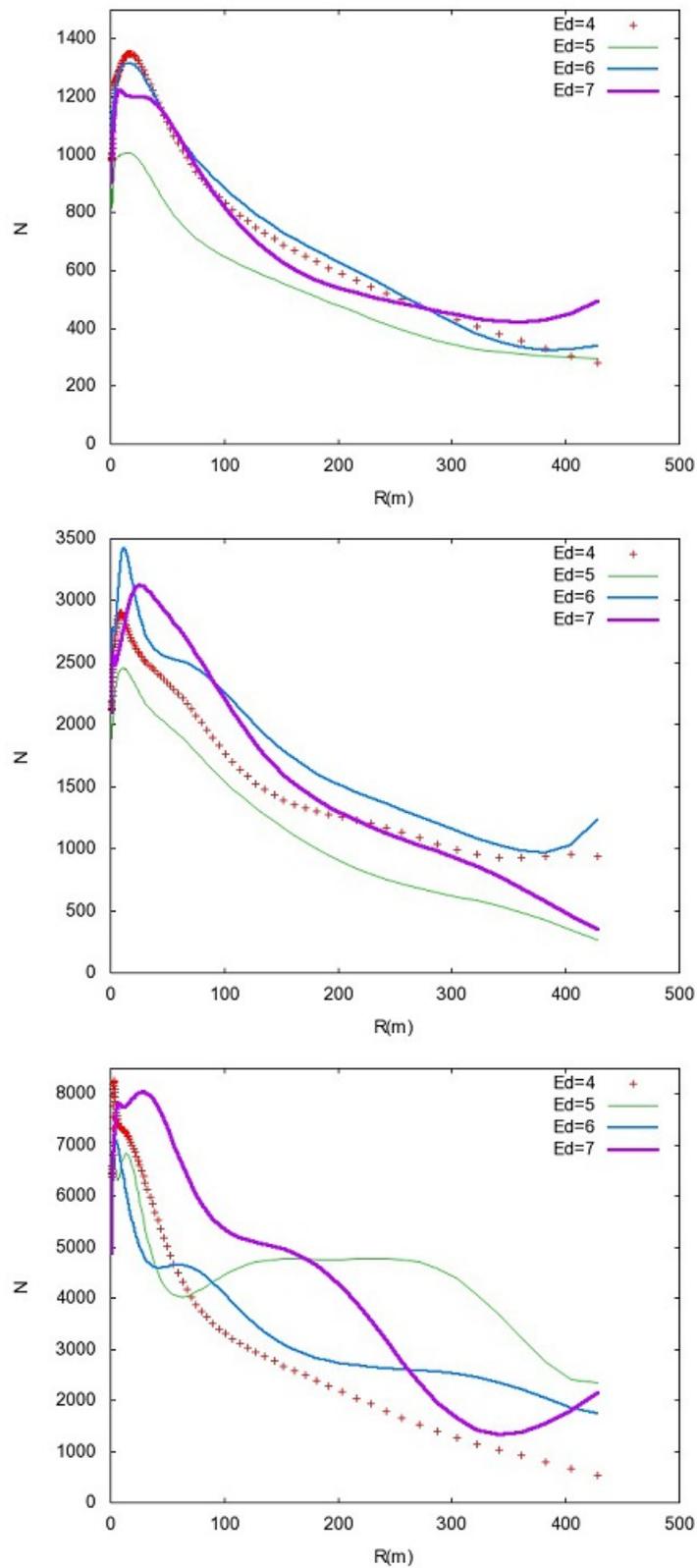


FIGURE 4.11 – La distribution latérale des gerbes atmosphériques de toutes les particules issues de la désintégration de mini trous noirs pour des énergies initiales de 10^{18} eV (haut), 10^{19} eV (milieu), 10^{20} eV (bas). Le nombre de dimensions supplémentaires varie de 4 à 7.

4.8. Les mini trous noirs seraient-ils à l'origine des Centaures ? 97

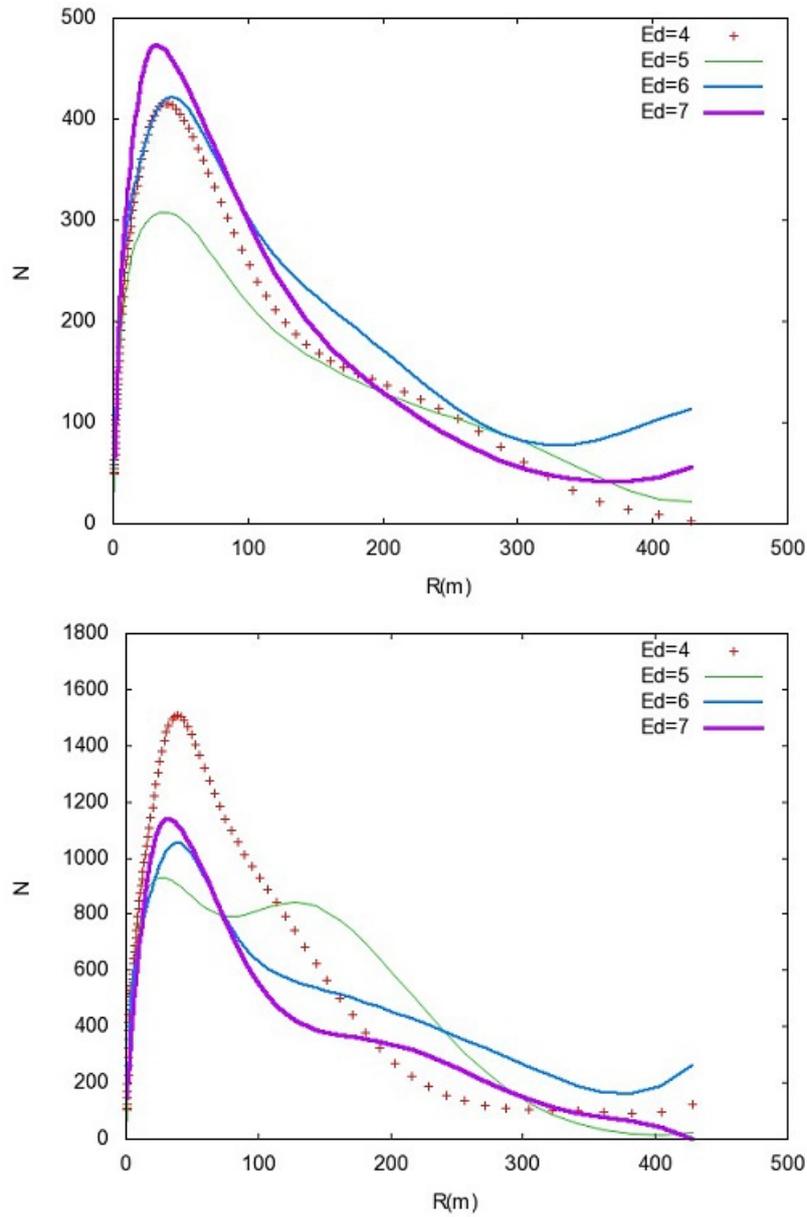


FIGURE 4.12 – La distribution latérale des muons dans les gerbes atmosphériques issues de la désintégration de mini trous noirs pour des énergies initiales de 10^{19} eV (haut) et 10^{20} eV (bas). Le nombre de dimensions supplémentaires varie de 4 à 7.

Nous montrons sur la figure 4.12 la distribution latérale des muons dans les gerbes atmosphériques issues de la désintégration de mini trou noir à 500 m de distance verticale des chambre à émulsion de Pamir. Nous notons que la distribution latérale des muons retrace celle de toutes les particules dans une gerbe atmosphérique issue de la désintégration d'un mini trou noir.

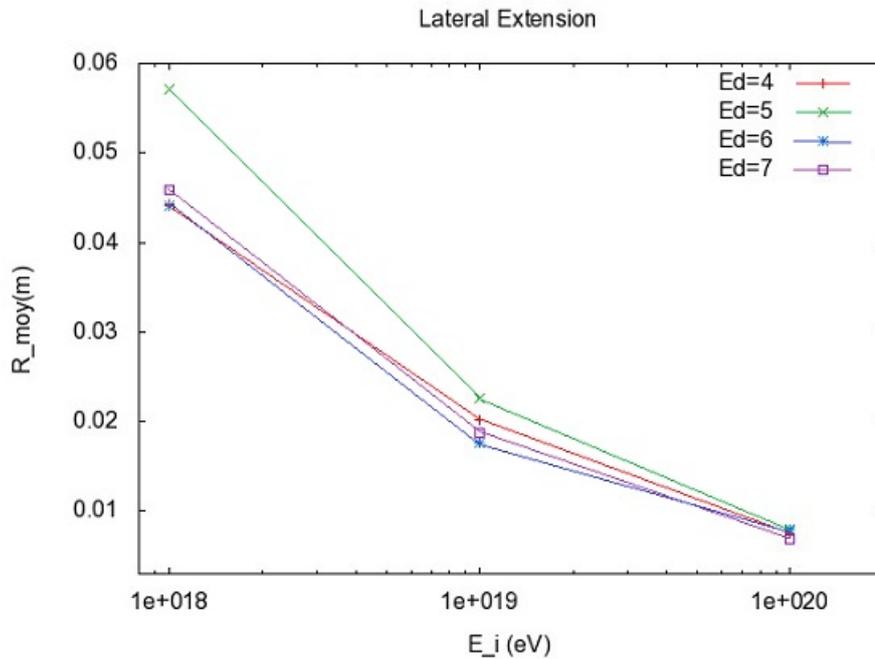


FIGURE 4.13 – La variation des rayons des gerbes atmosphériques en fonction de l'énergie initiale.

Nous allons à présent étudier la variation des rayons moyens des gerbes atmosphériques en fonction de l'énergie du primaire et du nombre de dimension supplémentaires, comme le montre la figure 4.13. Nous avons effectué des simulations pour 50 gerbes atmosphériques, pour des énergies initiales de 10^{18} eV, 10^{19} eV et 10^{20} eV pour différentes valeurs de dimensions supplémentaires. Nous notons que les rayons moyens des gerbes ne sont pas proportionnels aux énergies initiales, puisque leurs valeurs diminuent quand les valeurs de l'énergie initiale augmentent. Ce comportement est similaire pour les différentes valeurs de dimensions supplémentaires.

Il semble difficile dans ce cas de se prononcer sur le moment transverse responsable de l'extension latérale des gerbes atmosphériques issues de la désintégration

tion des mini trous noirs. Dans [21], les auteurs ont trouvé que la distribution latérale des gerbes issues de la désintégration de mini trous noirs pour différentes valeurs de dimensions supplémentaires est plus étendue comparé à la distribution latérale des gerbes ordinaires, ce qui serait due à la grande valeur du moment transverse.

A ce stade il semble difficile de se prononcer sur une relation entre le phénomène Centaure et les mini trous noirs. Le rapport entre le nombre de particules de la composante hadronique et celui de la composante électromagnétique n'est pas adéquat avec les observations. D'autre part l'étude de la distribution latérale des particules dans les gerbes et notamment des muons ne permet pas d'avoir une idée claire sur les limites supérieures des moments transverses. Nous pouvons conclure que la relation entre les mini trous noirs et le phénomène Centaure semble assez faible vue que plusieurs caractéristiques de ce phénomènes ne peuvent pas être retrouvé dans les gerbes atmosphériques issues de la désintégration de mini trous noirs.

4.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié la possibilité de production de mini trous noirs dans l'atmosphère. Ceci peut avoir lieu dans le cadre théorique des dimensions supplémentaires, pour lesquelles plusieurs modèles existent, ADD, RS et les dimensions universelles. Ces modèles sont bien différents de par leur approche et le nombres de dimensions supplémentaires qu'ils proposent. Nous avons utilisé le modèle ADD implémenté dans le code Monte Carlo publique *Groke* qui nous a permis de simuler des mini trous noirs dans l'atmosphère. Ces mini trous noirs se désintègrent immédiatement après leur formation, donnant ainsi naissance à des gerbes atmosphériques qui devraient contenir des signatures qui les distinguent des gerbes atmosphériques issues des interactions standards des rayons cosmiques dans l'atmosphère. La recherche des différences entre les deux sortes de gerbes a fait l'objet de travaux ayant conclut dans l'ensemble que les multiplicités des différentes particules, la distribution latérale et le nombre de muons permettaient de savoir si les gerbes détectés avaient pour origine une interaction standard des rayons cosmiques

ou bien la désintégration d'un mini trou noir.

Nous avons tenter de savoir si ces mini trous noirs pourraient être à l'origine des phénomènes exotiques Centaures, observés dans les détecteurs de Pamir et Chacaltaya. D'après nos résultats, la propriété principale du nombre de hadrons très élevé et supérieur à celui des photons n'est pas vérifié.

Il semble difficile de se prononcer sur une possible relation entre les mini trous noirs et les Centaures, vu que d'un côté on ne maîtrise pas totalement la physique des mini trous noirs, notamment dans la dernière phase de leur désintégration qui nécessite une théorie de la gravitation quantique pas encore élaborée. D'un autre côté les Centaures n'ont été observés que dans les observatoires de Pamir et Chacaltaya, et jusqu'à présent aucun phénomène Centaure n'a été rapporté dans l'expérience CASTOR dédiée à la recherche de Centaure au sein du LHC.

L'observation des mini trous noirs dans le LHC, ou du moins les contraintes sur les formations des mini trous noirs dans les collisionneurs pourront nous éclairer sur les probabilités de la formation des mini trous noirs dans l'interaction des neutrinos dans l'atmosphère. À partir de là on sera plus en mesure d'étudier les gerbes issues de la désintégration des mini trous noirs et de les relier avec les Centaures.

Conclusion générale

Dans cette thèse nous avons traité deux aspects des rayons cosmiques, ces particules qui atteignent constamment la Terre en provenance de tout l'Univers. Leurs énergies s'étalent sur une dizaine de décades, dépassant les 10^{20} eV pour les rayons cosmiques les plus énergétiques. De telles particules devraient provenir de sources extragalactique situé à une centaine de Mpc de la Terre afin de ne pas perdre leur énergie en interagissant avec le fond diffus cosmologique, c'est l'effet *GZK*. La recherche des sources des rayons cosmiques d'énergie extrême est l'un des challenge de l'étude des rayons cosmiques. La distributions des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute énergie, détectés par l'observatoire Auger, retrace la distribution de la matière dans l'Univers, où sont localisées leurs sources potentielles, telles que certains type de noyaux actifs de galaxies (Active galactic nuclei, AGN) et les sursauts gamma (Gamma Ray Bursts, GRB). Lors de leur propagation jusqu'à la Terre, les rayons cosmiques voit leurs trajectoires dévier sous l'influence des champs magnétiques galactique et extragalactique. Ces déflexions dépendent de l'énergie des rayons cosmiques et de l'intensité des champs magnétiques. Nous avons étudié l'effet d'une distribution inhomogène du champ magnétique extragalactique, concentré dans certaines structures de l'Univers, sur le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie produit par des sources sursautantes puissantes et rares se trouvant à l'intérieur de la sphère *GZK*. Cet effet peut être caractérisé par la profondeur optique aux déflexions magnétiques, qui représente le nombre moyen d'interactions des rayons cosmiques d'ultra haute énergie avec les structures hautement magnétisées dans l'Univers.

Nous avons établie des cartes du ciel du flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie en provenance de sources localisées à moins de 100 Mpc et 200 Mpc. Sur ces cartes on voit nettement l'effet des différentes configurations du champ magnétique à grande échelle, caractérisée chacune par la valeur moyenne de la profondeur optique sur une distance de 100 Mpc. Nous avons utilisé, par la suite des tests statistiques pour mesurer la corrélation entre les modèles testés de configuration magnétique et les modèles de référence pour la distributions des directions d'arrivées des rayons cosmiques d'ultra haute

énergie, qui sont la distribution isotropique et la distribution de la matière dans l'Univers.

Le flux des rayons cosmiques d'ultra haute énergie subit une nette distorsion, qui sera plus visible quand le nombre de rayons cosmiques d'ultra haute énergie détectés atteindra quelques centaines, avec les détecteurs Auger Nord et JEM-EUSO.

Dans la deuxième partie de la thèse nous avons étudié les rayons cosmiques dans l'atmosphère. Quand un rayon cosmique pénètre dans l'atmosphère terrestre, il interagit avec les nucléons de l'air. Une gerbe atmosphérique de rayons cosmiques secondaires se forme suite à cette interaction. En étudiant ces secondaires on peut retrouver l'énergie du rayon cosmique et sa nature. Dans le cadre théorique des 'dimensions supplémentaires', l'interaction d'un neutrino de haute énergie dans l'atmosphère pourrait produire un mini trou noir qui se désintègre instantanément en gerbe atmosphérique. Parmi les caractéristiques de ces dernières on peut citer les multiplicités partielles et totale et le grand nombre de muons. Ces mini trous noirs pourraient être à l'origine du phénomène exotique *Centaure* observé dans les détecteurs de Pamir et Chacaltaya. Nous avons comparé les caractéristiques des Centaures avec celles des gerbes atmosphériques issues de la désintégration de mini trou noir sous certaines conditions. Les résultats obtenus montrent que toutes les caractéristiques des Centaures ne peuvent pas être retrouvées dans les produits de désintégration de mini trou noir dans l'atmosphère. Ceci dit la désintégration des mini trous noirs n'est pas complètement maîtrisée puisqu'elle nécessite une théorie de gravitation quantique lors du dernier stage de la désintégration pas encore établie.

Bibliographie

- [1] R. U. Abbasi and al. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. *Physical Review Letters*, 100(10), March 2008.
- [2] R. U. & al Abbasi. Analysis of Large-scale Anisotropy of Ultra-high Energy Cosmic Rays in HiRes Data. *The Astrophysical Journal Letters*, 713, April 2010.
- [3] J. Abraham and al. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei. *Astroparticle Physics*, 29, April 2008.
- [4] J. Abraham and al. Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 4×10^{19} eV. *Physical Review Letters*, 101(6), August 2008.
- [5] M. Ageron and et al. ANTARES : The first undersea neutrino telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 656, November 2011.
- [6] F. A. Aharonian and al. High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature*, 432, November 2004.
- [7] E.-J. Ahn and M. Cavaglià. Simulations of black hole air showers in cosmic ray detectors. *Physical Review D*, 73(4), February 2006.
- [8] R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi, and S. Ostapchenko. Signatures of the transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Physical Review D*, 77(2), January 2008.
- [9] J. Alvarez-Muñiz, R. Engel, and T. Stanev. Ultrahigh-Energy Cosmic-Ray Propagation in the Galaxy : Clustering versus Isotropy. *The Astrophysical Journal*, 572, June 2002.
- [10] AMANDA collaboration. AMANDA : status, results and future. *ArXiv Astrophysics e-prints 9906205*, June 1999.
- [11] T. Antoni and al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays : Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24, September 2005.

-
- [12] R. Antonucci. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 31, 1993.
- [13] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu. Bounds on universal extra dimensions. *Physical Review D*, 64(3), August 2001.
- [14] E. Armengaud, G. Sigl, and F. Miniati. Ultrahigh energy nuclei propagation in a structured, magnetized universe. *Physical Review D*, 72(4), August 2005.
- [15] J. Arons. Magnetars in the Metagalaxy : An Origin for Ultra-High-Energy Cosmic Rays in the Nearby Universe. *The Astrophysical Journal*, 589, June 2003.
- [16] R. Attallah and J. N. Capdevielle. Centauro events and high-mass diffraction dissociation. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 19, September 1993.
- [17] Aublin and al. Astrophysical Sources of Cosmic Rays and Related Measurements with the Pierre Auger Observatory. *ArXiv e-prints 0906.2347*, June 2009.
- [18] V. Berezhinsky, A. Z. Gazizov, and S. I. Grigorieva. Signatures of AGN model for UHECR. *ArXiv Astrophysics e-prints 0210095*, October 2002.
- [19] S. Bertone, C. Vogt, and T. Enßlin. Magnetic field seeding by galactic winds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370, July 2006.
- [20] D. J. Bird and al. The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly's Eye. *The Astrophysical Journal*, 424, March 1994.
- [21] A. Cafarella, C. Corianò, and T. N. Tomaras. Cosmic ray signals from mini black holes in models with extra dimensions : an analytical/Monte Carlo study. *Journal of High Energy Physics*, 6, June 2005.
- [22] P. C. Chacaltaya and al. Observation of very high energy cosmic-ray families in emulsion chambers at high mountain altitudes (I). *Nuclear Physics B*, 370, February 1992.
- [23] N. Chiba and al. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 311, January 1992.

-
- [24] CMS Collaboration and et al. Search for microscopic black hole signatures at the Large Hadron Collider. *Physics Letters B*, 697, March 2011.
- [25] A. Cuoco. The signature of local cosmic structures on the ultra-high energy cosmic ray anisotropies. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 165, March 2007.
- [26] S. Das, H. Kang, D. Ryu, and J. Cho. Propagation of UHE protons through a magnetized large scale structure. *Journal of Physics Conference Series*, 120(6), July 2008.
- [27] C. D. Dermer, S. Razzaque, J. D. Finke, and A. Atoyan. Ultra-high-energy cosmic rays from black hole jets of radio galaxies. *New Journal of Physics*, 11(6), June 2009.
- [28] S. Dimopoulos and G. Landsberg. Black Holes at the Large Hadron Collider. *Physical Review Letters*, 87(16), October 2001.
- [29] K. Dolag, D. Grasso, V. Springel, and I. Tkachev. Magnetic Field in the Local Universe and the Propagation of UHECRS. *Journal of Korean Astronomical Society*, 37, December 2004.
- [30] K. Dolag, D. Grasso, V. Springel, and I. Tkachev. Constrained simulations of the magnetic field in the local Universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 1, January 2005.
- [31] K. Dolag, D. Grasso, V. Springel, and I. Tkachev. Constrained simulations of the magnetic field in the local Universe and the propagation of ultrahigh energy cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 1, January 2005.
- [32] K. Dolag, M. Kachelriess, S. Ostapchenko, and R. Tomàs. Lower Limit on the Strength and Filling Factor of Extragalactic Magnetic Fields. *Astrophysical Journal Letters*, 727, January 2011.
- [33] J. Donnert, K. Dolag, H. Lesch, and E. Müller. Cluster magnetic fields from galactic outflows. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 392, January 2009.
- [34] D. M. Eardley and S. B. Giddings. Classical black hole production in high-energy collisions. *Physical Review D*, 66(4), August 2002.

-
- [35] T. Ebisuzaki and al. The JEM-EUSO Mission to Explore the Extreme Universe. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1238 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2010.
- [36] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75, April 1949.
- [37] D. B. Fox and P. Mészáros. GRB fireball physics : prompt and early emission. *New Journal of Physics*, 8, September 2006.
- [38] Y. Fujita and T. N. Kato. The generation of magnetic fields by the Weibel instability. *Astronomische Nachrichten*, 327, June 2006.
- [39] S. R. Furlanetto and A. Loeb. *The Astrophysical Journal*, August.
- [40] Y. A. Gallant and A. Achterberg. Ultra-high-energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305, May 1999.
- [41] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, and I. Sarcevic. Ultrahigh-energy neutrino interactions. *Astroparticle Physics*, 5, August 1996.
- [42] E. Gladysz-Dziadus. Are Centauros exotic signals of the QGP? *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints 0111163*.
- [43] K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann. HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *Astrophys. J.*, 622, April 2005.
- [44] K. Greisen. End to the cosmic-ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16, 1966.
- [45] J. L. Han, R. N. Manchester, A. G. Lyne, G. J. Qiao, and W. van Straten. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *The Astrophysical Journal*, 642, May 2006.
- [46] J. L. Han and G. J. Qiao. The magnetic field in the disk of our Galaxy. *Astronomy and Astrophysics*, 288, August 1994.
- [47] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet. Magnetic lensing of ultra high energy cosmic rays. In *Observing Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Space and Earth*, volume 566 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2001.

- [48] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet. Kolmogorov-Smirnov test as a tool to study the distribution of ultra-high energy cosmic ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 394, April 2009.
- [49] S. Hasegawa and M. Tamada. A study on hadron interactions through observation of cosmic-ray families of visible energy greater than 500 TeV in high mountain emulsion chambers. *Nuclear Physics B*, 474, February 1996.
- [50] S. Hawking. Gravitationally collapsed objects of very low mass. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 152, 1971.
- [51] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*. February 1998.
- [52] S. Hossenfelder. What Black Holes Can Teach Us. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, December 2004.
- [53] J. Huchra and al. 2MASS and the Nearby Universe. In *Maps of the Cosmos*, volume 216 of *IAU Symposium*, 2005.
- [54] O. E. Kalashev, B. A. Khrenov, P. Klimov, S. Sharakin, and S. V. Troitsky. Global anisotropy of arrival directions of ultra-high-energy cosmic rays : capabilities of space-based detectors. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 3, March 2008.
- [55] S. Kalli, M. Lemoine, and K. Kotera. Distortion of the ultra high energy cosmic rays flux from rare transient sources in inhomogeneous extragalactic magnetic fields. *Astronomy & Astrophysics*, 528, April 2011.
- [56] P. Kanti. Black Holes in Theories with Large Extra Dimensions :. *International Journal of Modern Physics A*, 19, 2004.
- [57] T. Kashti and E. Waxman. Searching for a correlation between cosmic-ray sources above 10^{19} eV and large scale structure. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 5, May 2008.
- [58] B. Katz, R. Budnik, and E. Waxman. The energy production rate and the generation spectrum of UHECRs. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 3, March 2009.

-
- [59] J. G. Kirk, A. W. Guthmann, Y. A. Gallant, and A. Achterberg. Particle Acceleration at Ultrarelativistic Shocks : An Eigenfunction Method. *The Astrophysical Journal*, 542, October 2000.
- [60] O. Klein. Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie. *Zeitschrift für Physik*, 37, December 1926.
- [61] H. B. J. Koers and P. Tinyakov. Testing large-scale (an)isotropy of ultra-high energy cosmic rays. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 4, April 2009.
- [62] V. Kopenkin and Y. Fujimoto. Exotic models are no longer required to explain the Centauro events. *Physical Review D*, 73(8), April 2006.
- [63] K. Kotera. Ultrahigh energy cosmic ray acceleration in newly born magnetars and their associated gravitational wave signatures. *Physical Review D*, 84(2), July 2011.
- [64] K. Kotera and M. Lemoine. Optical depth of the Universe to ultrahigh energy cosmic ray scattering in the magnetized large scale structure. *Physical Review D*, 77(12), June 2008.
- [65] K. Kotera and A. V. Olinto. The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 49, September 2011.
- [66] P. P. Kronberg. Extragalactic magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, 57, April 1994.
- [67] C. M. G. Lattes, Y. Fujimoto, and S. Hasegawa. Hadronic interactions of high energy cosmic-ray observed by emulsion chambers. *Physics Reports*, 65, October 1980.
- [68] M. Lemoine. On the results of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 190, May 2009.
- [69] M. Lemoine and G. Pelletier. Particle Transport in Tangled Magnetic Fields and Fermi Acceleration at Relativistic Shocks. *Astrophysical Journal Letters*, 589, June 2003.
- [70] M. Lemoine, G. Pelletier, and B. Revenu. On the Efficiency of Fermi Acceleration at Relativistic Shocks. *Astrophysical Journal Letters*, 645, July 2006.

- [71] M. Lemoine and E. Waxman. Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies. *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 11, November 2009.
- [72] M. Lemoine and E. Waxman. Anisotropy vs chemical composition at ultra-high energies. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 11, November 2009.
- [73] K. Mannheim, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Physical Review D*, 63(2), January 2001.
- [74] G. Medina-Tanco and T. A. Enßlin. Isotropization of ultra-high energy cosmic ray arrival directions by radio ghosts. *Astroparticle Physics*, 16, October 2001.
- [75] G. Medina-Tanco and T. A. Enßlin. Isotropization of ultra-high energy cosmic ray arrival directions by radio ghosts. *Astroparticle Physics*, 16, October 2001.
- [76] M. J. Meyer and al. The HIPASS catalogue - I. Data presentation. *monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 350, June 2004.
- [77] A. Mironov, A. Morozov, and T. N. Tomaras. Can Centauros or Chirons BE the First Observations of Evaporating Mini Black Holes? *International Journal of Modern Physics A*, 24, 2009.
- [78] C. A. Norman, D. B. Melrose, and A. Achterberg. The Origin of Cosmic Rays above 10 18.5 eV. *The Astrophysical Journal*, 454, November 1995.
- [79] H. Ohno and S. Shibata. The random magnetic field in the Galaxy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 262, June 1993.
- [80] A. Ohsawa. Emulsion chamber experiment at Mt. Chacaltaya - multiple particle production and Centauro events. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 75, March 1999.
- [81] K. Payet. *Etude des neutrinos de Ultra Haute Energie \tilde{A} l'observatoire Pierre Auger*. 2009.
- [82] G. Pelletier, M. Lemoine, and A. Marcowith. Fermi Acceleration at Relativistic Shocks. In *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1085 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2008.

-
- [83] Pierre AUGER Collaboration and et al. Upper limit on the cosmic-ray photon fraction at EeV energies from the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 31, July 2009.
- [84] R. J. Rand and S. R. Kulkarni. The local Galactic magnetic field. *The Astrophysical Journal*, 343, August 1989.
- [85] L. Randall and R. Sundrum. Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension. *Physical Review Letters*, 83, October 1999.
- [86] T. G. Rizzo. Pedagogical Introduction to Extra Dimensions. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints 0409309*, September 2004.
- [87] W. Saunders and al. The PSCz catalogue. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 317, September 2000.
- [88] S. J. Sciutto. AIRES : A system for air shower simulations (Version 2.2.0). *ArXiv Astrophysics e-prints 9911331*, November 1999.
- [89] G. Sigl. Nonuniversal spectra of ultrahigh energy cosmic ray primaries and secondaries in a structured universe. *Physical Review D*, 75(10), May 2007.
- [90] G. Sigl, F. Miniati, and T. A. Enßlin. Ultrahigh energy cosmic rays in a structured and magnetized universe. *Physical Review D*, 68(4), August 2003.
- [91] G. Sigl, F. Miniati, and T. A. Enßlin. Ultrahigh energy cosmic ray probes of large scale structure and magnetic fields. *Physical Review D*, 70(4), August 2004.
- [92] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, and P. Skands. PYTHIA 6.3 Physics and Manual. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints 0308153*, August 2003.
- [93] T. Stanev. High energy neutrinos : sources and fluxes. *Journal of Physics Conference Series*, 39, May 2006.
- [94] M. Takeda and al. Small-Scale Anisotropy of Cosmic Rays above 10^{19} eV Observed with the Akeno Giant Air Shower Array. *The Astrophysical Journal*, 522, September 1999.
- [95] M. Takeda and al. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment. *Astroparticle Physics*, 19, July 2003.

-
- [96] The Pierre Auger Collaboration, P. Abreu, M. Aglietta, E. J. Ahn, D. Allard, I. Allekotte, J. Allen, J. Alvarez Castillo, J. Alvarez-Muñiz, M. Ambrosio, and et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter. *ArXiv e-prints 1009.1855*, September 2010.
- [97] K. S. Thorne. *Nonspherical Gravitational Collapse—A Short Review*. 1972.
- [98] T. N. Tomaras. Centauros and/or Chirons as evaporating mini black holes. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints 0411081*, November 2004.
- [99] D. Tong. Lectures on String Theory. *ArXiv e-prints 0908.0333*, August 2009.
- [100] H. Tu. Microscopic black hole production in TeV-scale gravity. *Surveys in High Energy Physics*, 17, January 2002.
- [101] J. Tueller and al. The 22 Month Swift-BAT All-Sky Hard X-ray Survey. *The Astrophysical Journal Supplement*, 186, February 2010.
- [102] J. P. Vallee. Observations of the Magnetic Fields Inside and Outside the Milky Way.... *Fundamentals of Cosmic Physics*, 19, 1997.
- [103] O. I. Vasilenko. Trap Surface Formation in High-Energy Black Holes Collision. *ArXiv High Energy Physics - Theory e-prints 0305067*, May 2003.
- [104] M.-P. Véron-Cetty and P. Véron. A catalogue of quasars and active nuclei : 12th edition. *Astronomy and Astrophysics*, 455, August 2006.
- [105] D. Wanderman and T. Piran. The luminosity function and the rate of Swift's Gamma Ray Bursts. *ArXiv e-prints 0912.0709*, December 2009.
- [106] E. Waxman. Cosmological Gamma-Ray Bursts and the Highest Energy Cosmic Rays. *Physical Review Letters*, 75, July 1995.
- [107] E. Waxman. Extra-galactic sources of high-energy neutrinos. *New Journal of Physics*, 6, October 2004.
- [108] E. Waxman and J. Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources : An upper bound. *Physical Review D*, 59(2), January 1999.

-
- [109] E. Waxman, K. B. Fisher, and T. Piran. The Signature of a Correlation between Cosmic-Ray Sources above 10^{19} eV and Large-Scale Structure. *The Astrophysical Journal*, 483, July 1997.
- [110] E. Waxman and J. Miralda-Escude. Images of Bursting Sources of High-Energy Cosmic Rays : Effects of Magnetic Fields. *Astrophysical Journal Letters*, 472, December 1996.
- [111] L. M. Widrow. Origin of galactic and extragalactic magnetic fields. *Reviews of Modern Physics*, 74, 2002.
- [112] H. Yoshino and Y. Nambu. Black hole formation in the grazing collision of high-energy particles. *Physical Review D*, 67(2), January 2003.
- [113] H. Yoshino and Y. Nambu. Black hole formation in the grazing collision of high-energy particles. *Physical Review D*, 67(2), January 2003.
- [114] H. Yoshino and V. S. Rychkov. Improved analysis of black hole formation in high-energy particle collisions. *Physical Review D*, 71(10), May 2005.
- [115] H. Yoshino and V. S. Rychkov. Improved analysis of black hole formation in high-energy particle collisions. *Physical Review D*, 71(10), May 2005.
- [116] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4, 1966.
- [117] B. Zhang and P. Mészáros. Gamma-Ray Bursts : progress, problems and prospects. *International Journal of Modern Physics A*, 19, 2004.

Résumé :

L'étude des rayons cosmiques est un domaine qui réunit plusieurs disciplines, la physique des particules, la physique nucléaire, l'astrophysique...etc. Ces particules qui atteignent la Terre après avoir parcouru des distances cosmologiques gardent tout leur mystère. On ignore encore quelles sont leurs sources et leurs mécanismes d'accélération jusqu'aux ultra hautes énergies. Lors de leur propagation dans l'Univers, les rayons cosmiques rencontrent des champs magnétiques galactiques et extragalactiques qui influencent leur propagation.

Une fois arrivés sur Terre, les rayons cosmiques interagissent dans l'atmosphère pour donner naissance à des gerbes contenant des millions de rayons cosmiques secondaires. Ces interactions se produisent à des énergies non encore accessibles dans les collisionneurs et les accélérateurs de particules. Ce qui fait des rayons cosmiques un laboratoire naturel des hautes énergies.

Nous avons étudié deux aspects des rayons cosmiques de haute énergie, le premier concerne l'influence du remplissage magnétique de l'Univers sur le flux de rayons cosmiques d'ultra haute énergie en provenance de sources sursautantelles telles que les sursauts gamma.

Le second aspect de notre étude concerne les gerbes atmosphériques issues de la désintégration de mini trous noirs formés à la suite d'interactions de rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre et ce dans le cadre des théories de dimensions supplémentaires.

Mots clés : Rayons cosmiques d'ultra haute énergie, champ magnétique extragalactique, sursauts gamma, gerbes atmosphériques, mini trous noirs.

Abstract :

The study of cosmic rays is an area where several disciplines meet, notably particle physics, nuclear physics, astrophysics ... etc. These particles that reach the Earth after traveling cosmological distances still retain much of their mystery. They are produced and accelerated somewhere in the Universe, but their sources and their acceleration mechanisms are still unknown.

During their propagation, cosmic rays will suffer deflections due to cosmic magnetic fields. When they reach Earth, cosmic rays interact in the atmosphere and produce air showers containing millions of secondary cosmic rays. These interactions occur at energies that are not yet accessible at particle colliders and accelerators.

We study two aspects of high energy cosmic rays, the first one concerns the influence of the magnetic filling of the universe on the cosmic ray flux of ultra high energy, from bursting sources such as Gamma Rays Bursts.

The second aspect of our study concerns the atmospheric air showers created by high energy cosmic rays . In the theoretical framework of 'extra dimensions', mini black holes could be formed from the interaction of high energy cosmic rays in the atmosphere. We study this phenomenon in the second part of the thesis.

Keywords : Ultra high energy cosmic rays, extragalactic magnetic field, gamma ray burst, air showers, mini black holes

الملخص

إن دراسة الأشعة الكونية فائقة الطاقة يعد نقطة إلتقاء لتخصصات فيزيائية مختلفة مثل فيزياء الجسيمات، الفيزياء النووية، فيزياء النجوم و حتى الكسمولوجيا. على الرغم من مرور أكثر من قرن على إكتشاف هذه الأشعة الكونية إلا أن الكثير من الغموض مازال يكتنف هذا الموضوع.

في هذا البحث قمنا بدراسة الأشعة الكونية في الفضاء و تأثير الحقل المغناطيسي ما بين المجري على مساراتها. إعتبرنا أن مصادر الأشعة الكونية فائقة الطاقة هي إنفجارات غاما و أن الحقل المغناطيسي ما بين المجري متمركز في بعض المناطق من الكون مثل بقايا المجرات الراديوية و بعض الرياح المجرية.

تطرقنا كذلك لدراسة تفاعل الأشعة الكونية داخل الغلاف الجوي للأرض. يتسبب هذا التفاعل في إنشاء شلالات هوائية مكونة من عدد هائل من الجسيمات الأولية . يتغير هذا العدد حسب طاقة الشعاع الكوني الذي تسبب في تكوين الشلال الهوائي. في إطار نظريات الأبعاد الإضافية يمكن أن يتكون ثقب أسود مجهري من تفاعل شعاع كوني ذو طاقة عالية في الغلاف الجوي. هذا الثقب الأسود المجهري يندثر مباشرة بعد تشكله و ينتج عنه شلالات هوائية. الكلمات المفتاحية

الأشعة الكونية فائقة الطاقة، الحقل المغناطيسي ما بين المجري، إنفجارات غاما، الشلالات الهوائية، الثقوب السوداء المجهرية.