

Observatoire  
de Paris



# Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie :

messagers de l'Univers extrême

Mémoire rédigé et soutenu par

**Alice Mondot**

Sous la direction de **Pierre Cristofari**

Diplôme d'Université

*Structuration de l'Univers*

Observatoire de Paris

Juin 2025

# Abstract

Les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie, particules chargées nous parvenant de toutes les directions du ciel avec des énergies typiques supérieures à  $\sim 10^{18}$  eV, constituent un sujet de recherche très actif en astrophysique moderne. De nombreuses questions sont encore ouvertes quant à la physique qui en découle : quelle est leur composition exacte ? Quels sont les mécanismes physiques qui permettent d'accélérer ces particules à de telles énergies ? Quelles en sont les sources ? Comment ces particules se propagent-elles ? Ce mémoire a pour objectif de dresser un portrait général de l'état de la recherche actuelle les concernant, en se focalisant particulièrement sur les mécanismes d'accélération à l'origine de leur énergie, les interactions qu'ils subissent au cours de leur propagation dans le milieu interstellaire, ainsi que sur le travail d'identification de sources astrophysiques qui en sont à l'origine.

**Mots-clés :** physique des particules, physique des hautes énergies, accélérateurs cosmiques, milieu interstellaire, champ magnétique, astronomie gamma, neutrinos.

# Remerciements

Je remercie l'Observatoire de Paris et l'Université Paris Sciences & Lettres de proposer ce Diplôme d'Université très enrichissant. Un grand merci à Pierre Cristofari pour sa pédagogie, ses retours constructifs et son suivi tout au long de l'année. Enfin, merci Marie, Marion et Antoine pour leur précieuse relecture et leur soutien.

# Table des matières

<b>Abstract</b>	<b>1</b>
<b>1. Introduction</b>	<b>4</b>
<b>2. Détecter les UHECR</b>	<b>6</b>
<b>3. Expliquer le spectre d'énergie des UHECR</b>	<b>12</b>
3.1. Analyse du spectre d'énergie . . . . .	12
3.2. Composition de masse . . . . .	16
3.3. Mécanismes d'accélération . . . . .	18
3.3.1. Accélérer une particule chargée . . . . .	18
3.3.2. Mécanismes de Fermi du second ordre . . . . .	20
3.3.3. Accélération diffusive par onde de choc . . . . .	24
3.3.4. Accélération par champs électriques intenses . . . . .	29
3.4. Pertes d'énergie dans le milieu interstellaire . . . . .	33
<b>4. Identifier les objets astrophysiques à l'origine des UHECR</b>	<b>39</b>
4.1. Contraindre les sources . . . . .	39
4.2. Observer le ciel . . . . .	40
4.2.1. Direction d'arrivée et champs magnétiques . . . . .	40
4.2.2. Astronomie gamma . . . . .	44
4.2.3. Astronomie de neutrinos . . . . .	46
4.2.4. Exemples d'observation de candidats . . . . .	49
<b>5. Défis et perspectives de l'étude des UHECR</b>	<b>53</b>
5.1. Les défis actuels . . . . .	53
5.2. Perspectives à moyen terme . . . . .	55
<b>6. Conclusion</b>	<b>59</b>
<b>A. Abréviations</b>	<b>61</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>62</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Les rayons cosmiques sont des particules chargées électriquement qui se déplacent dans tout l'Univers à des vitesses relativistes, et qui comptent parmi elles les particules les plus énergétiques jamais détectées. Depuis leur découverte en 1912 par Victor Hess, ils font l'objet d'une étude acharnée par des chercheurs du monde entier. Au centre de la physique des particules et de la physique des hautes énergies d'aujourd'hui, les rayons cosmiques ne cessent de nous intriguer, notamment parce qu'ils nous cachent encore bien des mystères.

Jusqu'aux années 1930, nous pensions que les rayons cosmiques étaient composés de photons, les particules de la lumière, d'où les termes trompeurs de "rayon" et de "rayonnement" cosmiques<sup>1</sup>. De nombreuses expériences à cette époque ont permis de montrer qu'ils étaient en fait composés de matière, principalement de particules chargées positivement : les protons. Aujourd'hui, nous savons qu'ils peuvent être également composés d'électrons, particules chargées négativement, et de noyaux d'atomes, c'est-à-dire de protons et de neutrons assemblés.

Depuis plus de cent ans, nous mettons en place des expériences et construisons des observatoires dédiés aux rayons cosmiques, afin de tenter de répondre aux nombreuses questions qu'ils soulèvent. D'autant plus que les rayons cosmiques sont loin d'être un élément anodin de notre Galaxie : leur densité d'énergie dans la Voie Lactée est équivalente à celle du champ magnétique de celle-ci, ainsi qu'à celle du rayonnement de fond diffus cosmologique (en anglais *Cosmological Background Light*, CMB), et même à celle de la lumière visible. Il y a donc autant d'énergie qui provient de la lumière visible que nous utilisons majoritairement pour sonder le monde et le ciel, que des rayons cosmiques. Cette équipartition ne nous dit qu'une seule chose : les rayons cosmiques constituent un ingrédient indispensable pour étudier et comprendre l'Univers.

Les plus énergétiques d'entre eux, appelés rayons cosmiques d'ultra haute énergie (en anglais *Ultra-High Energy Cosmic Rays*, UHECR), sont ceux que nous plaçons au centre de ce mémoire. Nous ne les connaissons que très peu : que ce soit leur origine, les mécanismes par lesquels ils ont gagné leur énergie, ou bien ce qu'il se passe lorsqu'ils se propagent dans

---

1. On appelle "rayonnement cosmique" l'ensemble des rayons cosmiques.

l'Univers... Nous n'avons pas encore de théorie unanimement validée par la communauté pour les expliquer. Pourtant, l'intensité de leur étude ne cesse de croître au fil des années, non sans raison. Outre l'excitation de la découverte et l'appréhension d'un phénomène nouveau, l'étude des UHECR nous offre une fenêtre sur l'Univers extrême et violent. Ils sont la preuve de l'existence d'accélérateurs cosmiques incroyablement puissants, et des messagers sans équivoque, puisqu'ils nous apportent des informations sur l'environnement cosmique dans lequel ils se propagent. Cette étude est particulièrement importante puisqu'elle pose la question de la limite des mécanismes d'accélération, ainsi que de l'identification des accélérateurs astrophysiques. De plus, les UHECR constituent un laboratoire impossible à reproduire sur Terre, nous donnant la possibilité d'étudier la matière aux plus hautes énergies. Enfin, ils sont d' uniques testeurs de nos modèles cosmologiques et des lois de la physique dans des conditions extrêmes. Leurs particularités en font un véritable défi en termes d'étude, et nous verrons tout au long de ce mémoire les problématiques auxquelles ils nous mettent face.

Plusieurs techniques de détection détaillées au chapitre 2 nous permettent d'obtenir ce qu'on appelle le spectre local d'énergie des rayons cosmiques, une des observables du rayonnement cosmique, qui correspond globalement au nombre de particules nous provenant de toutes les directions du ciel en fonction de leur énergie. Celui-ci constitue notre meilleur outil pour les étudier, puisqu'il rend compte de mesures que les théories d'accélération et de propagation se doivent d'expliquer, comme nous le verrons dans le chapitre 3. Dans le chapitre 4, nous analyserons les moyens mis en place pour l'identification de sources astrophysiques à l'origine des UHECR. Enfin, nous ferons le point sur les défis de leur étude au chapitre 5, avant de finir sur un aperçu de ce que nous réservent les perspectives futures.

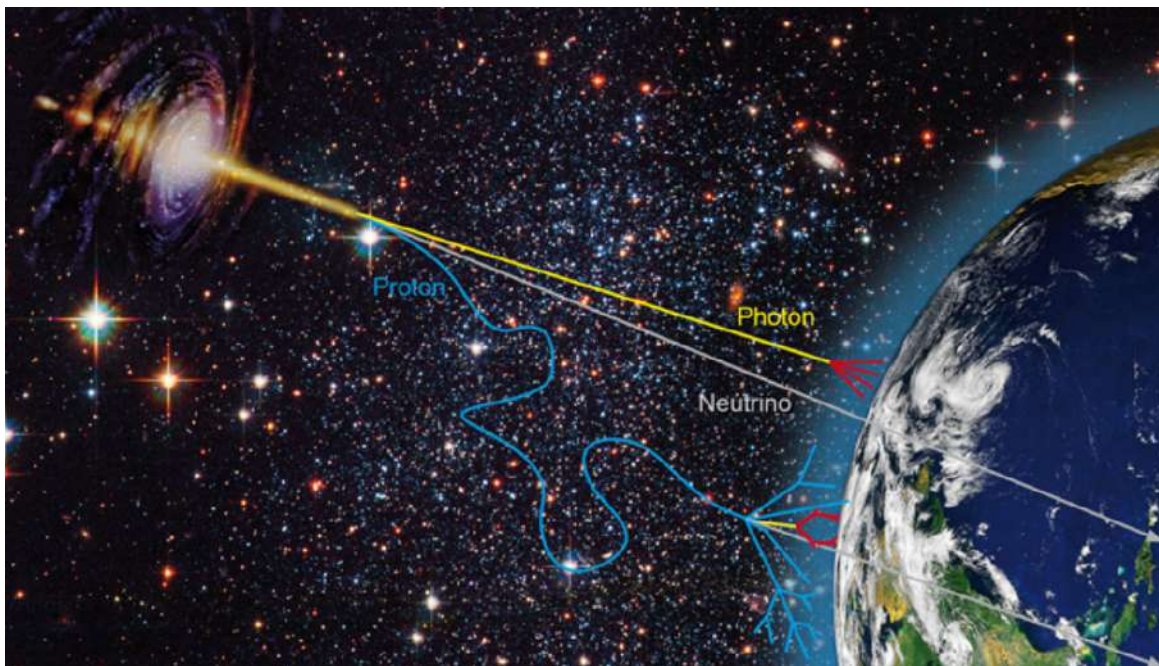
Ainsi, dans ce mémoire, nous allons tenter de répondre à trois questions majeures :

- Par quelles théories d'accélération et de propagation explique-t-on aujourd'hui les données obtenues par la détection des UHECR ?
- Dans quelle mesure l'astronomie multi-messagers nous permet-elle d'en identifier les sources astrophysiques ?
- Quelles difficultés la physique des hautes-énergies rencontre-t-elle lorsqu'elle se penche sur la question des UHECR ?

# Chapitre 2

## Détecter les UHECR

Pour commencer, regardons les techniques de détection des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie. Ces particules peuvent posséder une énergie allant jusqu’à  $\sim 10^{20}$  eV<sup>1</sup> : il est inconcevable d’accélérer des particules à de telles énergies sur Terre. Heureusement pour nous, certaines particules rencontrent la Terre et pénètrent dans son atmosphère, constituant un laboratoire naturel pour les physiciens du monde moderne.

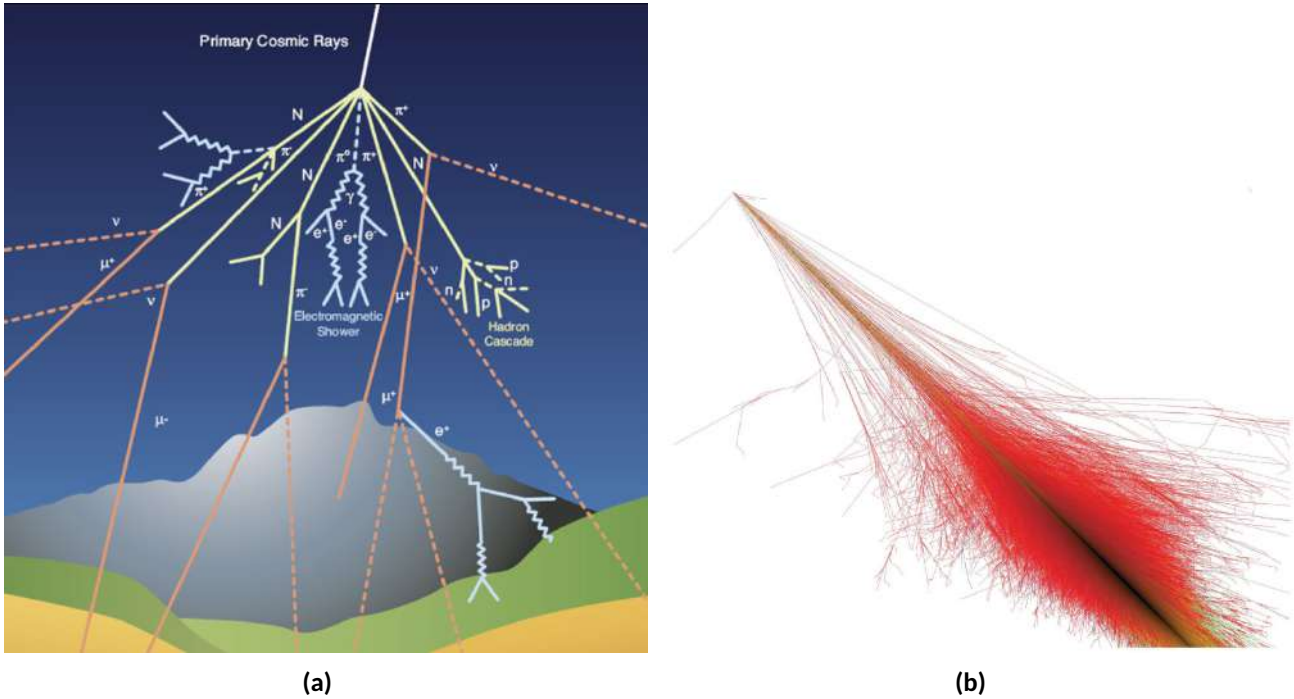


**Figure 2.1** - Schéma des trajectoires de photons (jaune), neutrinos (gris) et protons (bleu) d’ultra-haute énergie, depuis une source extragalactique jusqu’à la Terre. Crédit : DESY/Zeuthen.

Alors, que détectons-nous sur Terre ? Comme illustré dans la figure 2.1, arrivent sur Terre des protons et noyaux d’atomes ultra-énergétiques, composantes des UHECR, mais également des photons et neutrinos très énergétiques. Ces derniers sont issus des interactions des UHECR avec la matière dans l’environnement de leur sources, ou au cours de leur propagation dans le milieu interstellaire (en anglais *Interstellar Medium*, ISM), comme nous le verrons plus en détail dans la section 3.4. Dans cette partie, nous allons nous intéresser exclusivement à la détection

1. L’électron-volt est l’énergie acquise par un électron traversant une différence de potentiel d’un volt. C’est l’équivalent d’environ  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Joules.

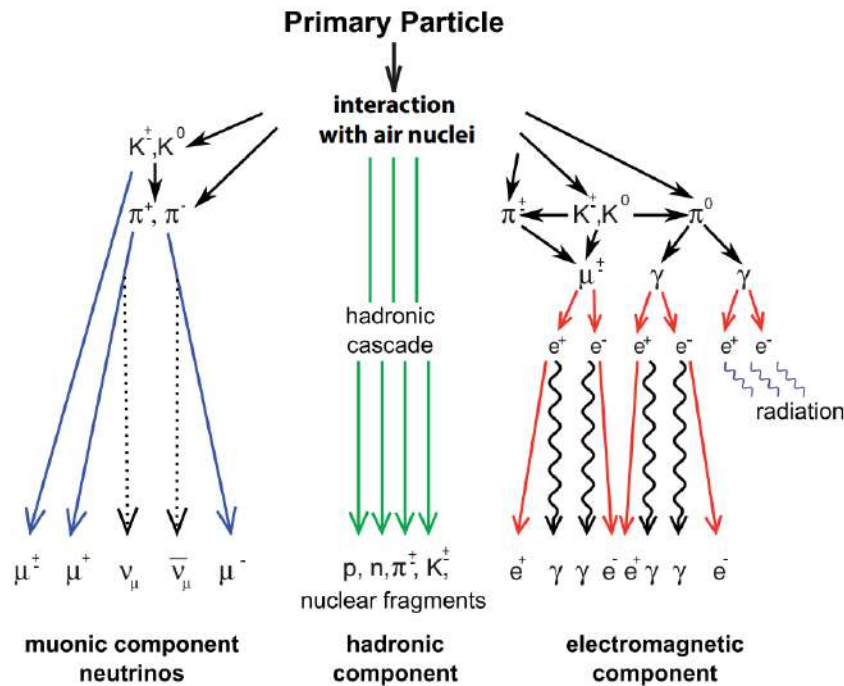
des protons et noyaux, puisque nous verrons les enjeux de l'astronomie gamma et de neutrinos au chapitre 4.



**Figure 2.2** - A gauche, représentation schématique d'une gerbe atmosphérique (Crédit : CERN). A droite, simulation intégrée au cours du temps du développement d'une gerbe atmosphérique, initiée par un proton d'une énergie de  $10^{15}$  eV (image réalisée par [1]).

Lorsqu'un UHECR pénètre dans l'atmosphère, il rencontre les atomes et molécules de celle-ci, déclenchant plusieurs interactions de particules. Celles-ci produisent de nouvelles particules, dites particules secondaires, qui elles-mêmes interagissent à leur tour avec l'atmosphère (ou entre elles), déclenchant ainsi un effet de cascade (figure 2.2). Les caractéristiques de ces cascades, aussi appelées gerbes atmosphériques (en anglais *Extensive Air shower*, EAS), dépendent de la particule primaire (celle qui pénètre l'atmosphère en premier lieu). En effet, la somme des énergies des particules secondaires arrivant au sol est égale à l'énergie de la particule primaire. L'énergie portée par une particule diminue ainsi au cours de la cascade, tandis que le nombre moyen de particules augmente. La cascade s'arrête petit à petit lorsque les particules ont une énergie trop faible pour déclencher de nouvelles interactions. Plus l'énergie de la particule primaire est élevée, plus la gerbe est grande, autant en profondeur qu'en largeur. Par exemple, pour une particule d'une énergie de  $10^{20}$  eV, la gerbe atmosphérique produite peut contenir à son maximum de développement jusqu'à 100 milliards de particules secondaires, couvrant au sol une quinzaine de  $\text{km}^2$  [2]. La figure 2.3 montre les différentes interactions qui ont lieu lors du développement d'une gerbe atmosphérique. Les particules arrivant au sol sont classées en trois composantes : muonique, hadronique et électromagnétique (la composante électromagnétique étant dominante), en référence à trois catégories de particules différentes : les muons, particules légères de la famille des leptons ; les hadrons, famille de particules lourdes ; et les photons,

particules de la lumière et porteurs de la force électromagnétique.

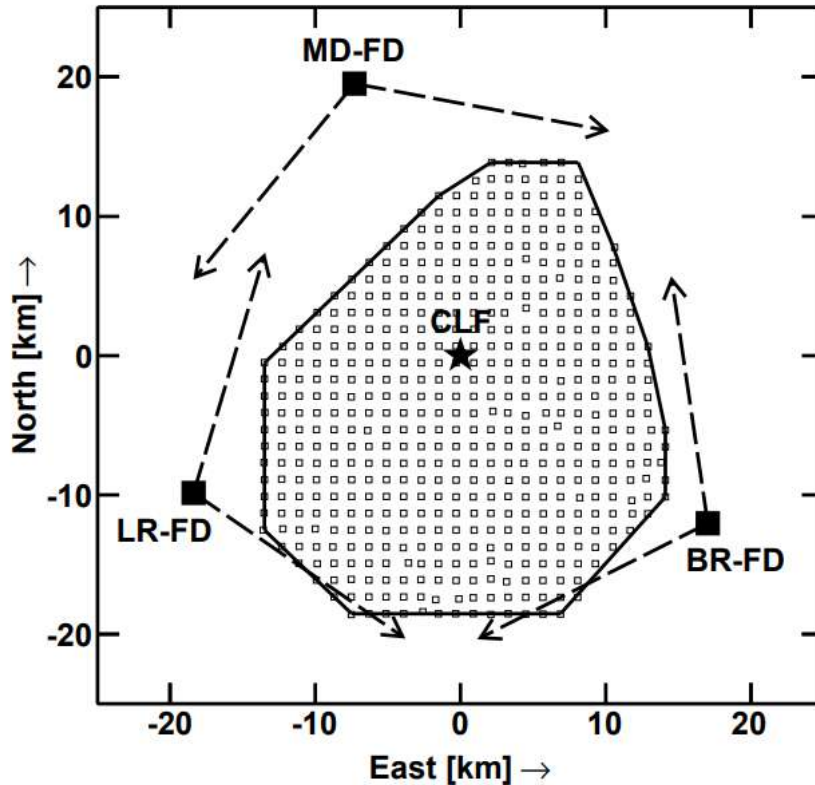


**Figure 2.3** – Schéma des différentes interactions au sein d'une gerbe atmosphérique [3].

Plusieurs techniques de détection existent pour étudier les gerbes atmosphériques. Afin d'enregistrer les particules secondaires, nous avons recours à des détecteurs au sol bien particuliers : les scintillateurs. Lorsqu'une vague de particules secondaires issue d'une gerbe rencontre ces détecteurs, les molécules dont ces derniers sont imprégnés s'excitent et produisent une lumière ultraviolette. La lumière collectée est transformée en signal électrique qui peut ensuite être traité. Lorsque plusieurs scintillateurs détectent simultanément des particules secondaires, cela indique que ces dernières proviennent d'une même gerbe. Comme la surface d'arrivée des particules secondaires est liée à l'énergie initiale de la particule primaire, il faut beaucoup de détecteurs répartis sur une très grande surface pour espérer collecter des données fiables sur un UHECR. C'est le cas du Telescope Array (TA) [4], aux États-Unis, qui dispose de plus de 500 scintillateurs couvrant une surface totale de 730 km<sup>2</sup>.

Le TA est un observatoire hybride : en plus des scintillateurs, il dispose de télescopes à fluorescence (en anglais *Fluorescence Detectors*, FD). Les photons gamma ( $\gamma$ ) de très haute énergie, produits au cours du développement d'une gerbe (figure 2.3), excitent les molécules d'azote présentes dans l'atmosphère. En se dés-excitant, ces molécules émettent des photons de moindre énergie (lumière ultraviolette). C'est ce processus que l'on appelle fluorescence. Ainsi, les FD disposés autour des scintillateurs permettent d'enregistrer la lumière émise via ce processus au moment où la gerbe se développe. Le TA possède 28 FD regroupés en 3 sites différents (figure 2.4), permettant d'étudier la gerbe en trois dimensions. Cependant, la lumière

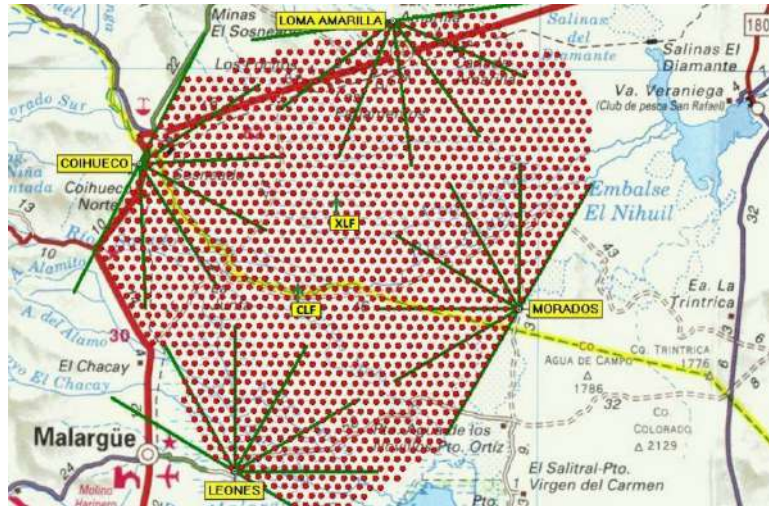
collectée via cette technique étant très faible, elle nécessite des télescopes très sensibles, des nuits très claires (sans Lune), ainsi qu'une certaine qualité d'atmosphère qui doit être monitorée en temps réel.



**Figure 2.4** - Disposition du Telescope Array. Les télescopes à fluorescence sont disposés autour des scintillateurs et sont tournés vers l'atmosphère au-dessus de ces derniers [4].

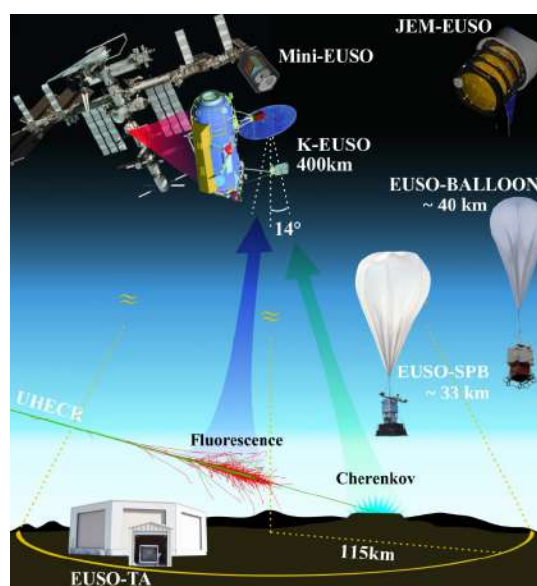
La force des observatoires hybrides réside donc dans leur capacité à étudier une même gerbe atmosphérique grâce à différentes techniques, et sous plusieurs angles. C'est également le cas de l'Observatoire Pierre Auger (PAO) [5], situé en Argentine. Il est composé de six télescopes à fluorescence, mais contrairement au TA, ne possède pas de scintillateurs. A la place, plus de 1600 stations réparties sur plus de 3000 km<sup>2</sup> enregistrent les gerbes atmosphériques grâce à l'effet Cherenkov. Celui-ci est défini par un flash de lumière bleue (dans le domaine optique), produit lorsqu'une particule traverse un milieu à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. En effet, en physique, il est interdit à quelque particule d'aller à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le vide. Mais cette dernière peut ralentir suivant le milieu dans lequel elle se propage : c'est ce qui produit la réfraction de la lumière, par exemple, comme dans l'eau ou le verre. Le développement d'une gerbe atmosphérique ne prend qu'un millionième de secondes, et les particules qui la composent ont une vitesse proche de celle de la lumière dans le vide. Les nombreuses stations de PAO sont des cuves remplies d'eau : les particules issues des gerbes s'y propagent plus rapidement

que la lumière, produisant ainsi de la lumière Cherenkov. Cette lumière est collectée par plusieurs photomultiplicateurs et analysée. Comme pour les scintillateurs du TA, un effet Cherenkov enregistré simultanément dans plusieurs détecteurs rend compte d'une même gerbe.



**Figure 2.5** - Disposition de l'Observatoire Pierre Auger. Les télescopes à fluorescence (dont le champ de vue est représenté en vert) sont disposés autour des détecteurs Cherenkov (en rouge) [5].

Si TA et PAO sont des observatoires terrestres, le Joint Exploratory Missions for Extreme Universe Space Observatory (JEM-EUSO) [6], quant à lui, est un ensemble d'instruments terrestres et spatiaux dédiés aux UHECR (figure 2.6). En observant les gerbes atmosphériques depuis l'espace, JM-EUSO se libère d'une contrainte majeure de l'observation d'UHECR : la grande surface de détection nécessaire.



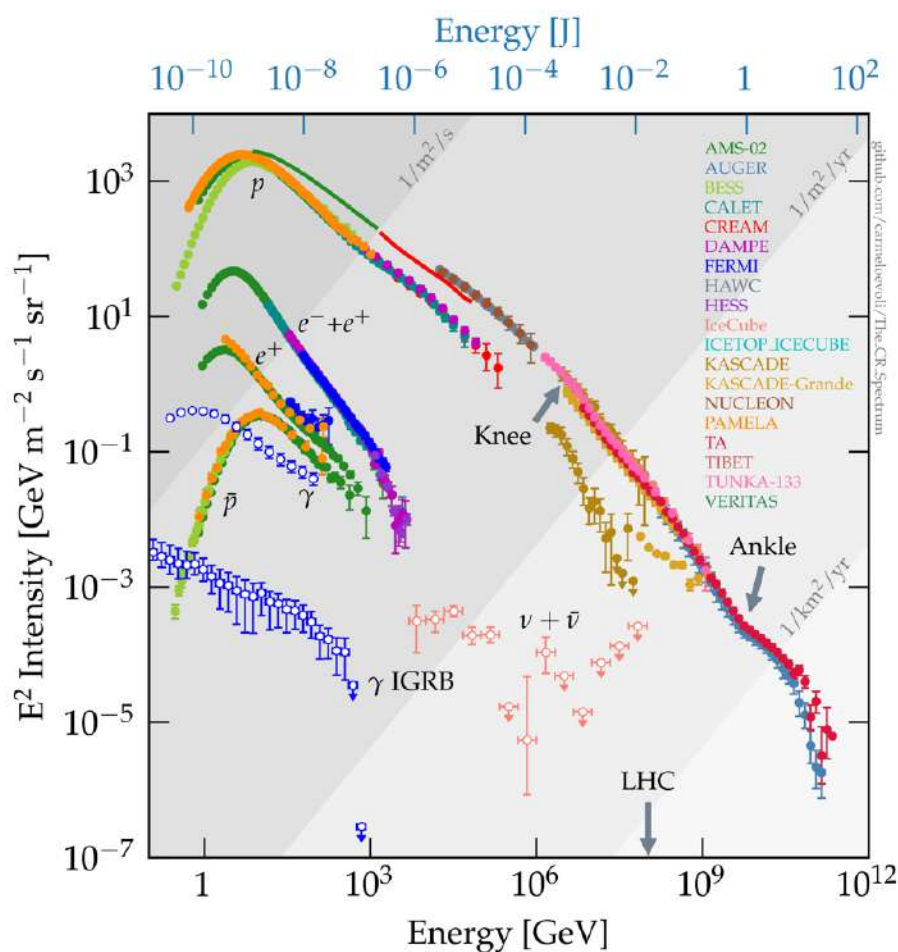
**Figure 2.6** - Schéma des différents instruments de JM-EUSO. Crédit : JM-EUSO.

Bien qu'il existe de multiples autres observatoires dans le monde dédiés à la détection des rayons cosmiques de moindre énergie (HESS, HiRes, AGASA...), la particularité de TA, PAO et JM-EUSO réside dans leur aptitude à étudier les gerbes atmosphériques produites par les rayons cosmiques les plus énergétiques. Grâce à ces observatoires hybrides et à leur collaboration, l'étude d'une gerbe atmosphérique permet, après simulations, de reconstituer certaines caractéristiques de la particule qui en est à l'origine. Nous pouvons ainsi déterminer sa composition, sa direction d'arrivée, et son énergie. C'est ce qui nous permet d'obtenir le spectre d'énergie mentionné dans l'introduction, qui constitue aujourd'hui notre meilleur outil pour comprendre l'origine et le déroulement de la "vie" d'un UHECR.

# Chapitre 3

## Expliquer le spectre d'énergie des UHECR

### 3.1. Analyse du spectre d'énergie



**Figure 3.1** - Spectre d'énergie des rayons cosmiques mesuré par plusieurs expériences. Données compilées par Evoli, C. [7]. 1 GeV = 10<sup>9</sup> eV.

Les multiples expériences et observatoires mentionnés au chapitre 2 récoltent des données qui nous permettent de tracer le spectre d'énergie des rayons cosmiques (figure 3.1). Ce spectre représente le nombre de particules détectées, arrivant de toutes les directions du ciel, en fonction de leur énergie. Il traduit un phénomène dit "non-thermique", en opposition à "thermique", car l'énergie de ces particules dépasse celle produite par leur agitation thermique. Ainsi l'origine

de particules non-thermiques réside-t-elle dans des processus mécaniques ou dynamiques (accélération, interactions, etc.).

Les UHECR sont constitués de protons (et d'électrons et noyaux lourds, non représentés dans la figure) qui possèdent une énergie supérieure à  $\sim 10^{18}$  eV. Nous voyons dans la figure 3.1 que le spectre possède une allure générale en loi de puissance<sup>1</sup>, qui nous indique que nous détectons beaucoup plus de particules aux basses énergies qu'aux plus hautes. En effet, autour de  $10^{19}$  eV, nous détectons en moyenne seulement une particule par  $\text{km}^2$  par an. Ce manque de statistiques constitue la principale problématique de l'étude des UHECR, et justifie la construction de détecteurs sur des centaines voire milliers de  $\text{km}^2$ . De plus, nous observons un maximum en énergie : le spectre s'arrête à un certain point. En effet, en 1991, l'expérience Fly's Eye (par le détecteur HiRes) a détecté le rayon cosmique le plus énergétique jamais enregistré [8] : d'une énergie de  $\sim 3.10^{20}$  eV, cette particule a été surnommée "Oh-My-God", et constitue encore aujourd'hui un record inégalé. Pour se rendre compte des énergies en jeu, cette particule possède une énergie équivalente à celle d'une balle de baseball allant à 100 km/h. Sauf qu'une balle de baseball contient des milliards de milliards de particules... Alors que "Oh-My-God" est une particule subatomique unique ! Un autre moyen de se rendre compte de l'énormité des énergies en jeu est de se tourner vers les accélérateurs de particules sur Terre. Dans le Grand Collisionneur de Hadrons (en anglais *Large Hadron Collider*, LHC), au CERN, on accélère des particules jusqu'à une énergie équivalente<sup>2</sup> à  $10^{17}$  eV, soit bien loin du maximum d'énergie des UHECR. Si l'on voulait atteindre de telles énergies au moyen d'accélérateurs tels que le LHC, il faudrait construire un accélérateur d'un diamètre de 270 millions de km, soit presque le double de la distance Terre-Soleil...

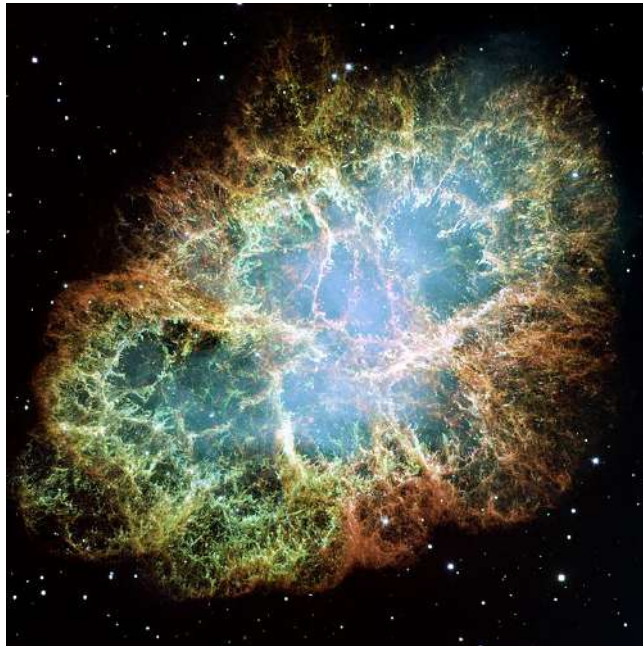
Nous savons que les rayons cosmiques sont produits par des objets violents dans l'Univers : qui dit énergies extrêmes dit événements extrêmes. Ceux possédant une énergie inférieure à  $\sim 10^{15}$  eV (zone du spectre appelée *knee*) proviennent de sources astrophysiques présentes dans notre Galaxie. Actuellement, les meilleurs candidats pour ces sources sont les vestiges de supernovas : les particules seraient accélérées au sein de la matière éjectée lorsqu'une étoile massive s'effondre sur elle-même puis explose en supernova. La plus connue et iconique est la Nébuleuse du Crabe (figure 3.2), vestige de supernova accueillant en son sein un pulsar<sup>3</sup>. Cependant, la question fait encore débat et est au centre de nombreuses recherches aujourd'hui.

---

1. Une loi de puissance, en mathématiques, est la relation entre deux valeurs,  $x$  et  $y$ , qui peut s'écrire ainsi :  $y = ax^k$ , où  $a$  est la constante de proportionnalité,  $k$  l'indice de la loi (valeur négative), et  $x$  un nombre réel positif.

2. On parle d'énergie équivalente car le LHC collisionne deux faisceaux de particules tous deux en mouvement, alors que nous détectons des rayons cosmiques (en mouvement) qui percutent nos détecteurs (considérés comme immobiles). Ce qui semble être a priori la même chose ne l'est pas lorsque les particules en jeu sont relativistes. Si on rapporte l'énergie maximum produite au LHC ( $10^{12}$  eV) à une collision similaire à celle des rayons cosmiques avec la Terre, nous obtenons une énergie équivalente de  $\sim 10^{17}$  eV.

3. Un pulsar est une étoile à neutron qui tourne très rapidement sur elle-même, émettant un fort rayonnement électromagnétique.



**Figure 3.2** - Nébuleuse du Crabe prise par le Hubble Space Telescope. Credits : NASA, ESA, J. Hester and A. Loll (Arizona State University).

Entre  $\sim 10^{15}$  eV et  $\sim 10^{18}$  eV, nous avons du mal à trancher sur l'origine des rayons cosmiques, aussi sûrement y trouvons-nous des rayons cosmiques d'origine à la fois Galactique et extragalactique. Cependant, au-delà de  $\sim 10^{18}$  eV (zone du spectre appelé *ankle*<sup>4</sup>), les UHECR doivent avoir une origine extragalactique, car notre Galaxie ne permet pas de confiner des particules aussi énergétiques et aucun accélérateur qui s'y trouve ne permet d'atteindre de telles énergies. En outre, lorsqu'on zoom sur le spectre à ces énergies, comme celui fournit par l'Observatoire Pierre Auger et le TA (figure 3.3), nous remarquons plusieurs variations dans la courbe, dont l'allure générale est désormais une loi de puissance dite cassée. Ces variations se traduisent par une pente douce entre  $\sim 10^{17}$  et  $\sim 10^{19}$  eV, puis par une coupure brute autour de  $\sim 10^{20}$  eV.

Ces caractéristiques constituent une contrainte majeure des théories modernes d'accélération et de propagation des UHECR. En effet, ces deux aspects se doivent d'expliquer le spectre local observé, ainsi supposons-nous que les mécanismes d'accélération doivent donner un spectre général en loi de puissance, et que les interactions avec l'ISM lors de leur propagation doivent expliquer les variations plus locales. Cependant, il reste très difficile de distinguer précisément les effets de l'un ou de l'autre, puisque nous avons accès à une observable qui est la convolution des deux. La loi de puissance cassée du spectre des UHECR est décrite comme suit :

---

4. "Cheville" en français.

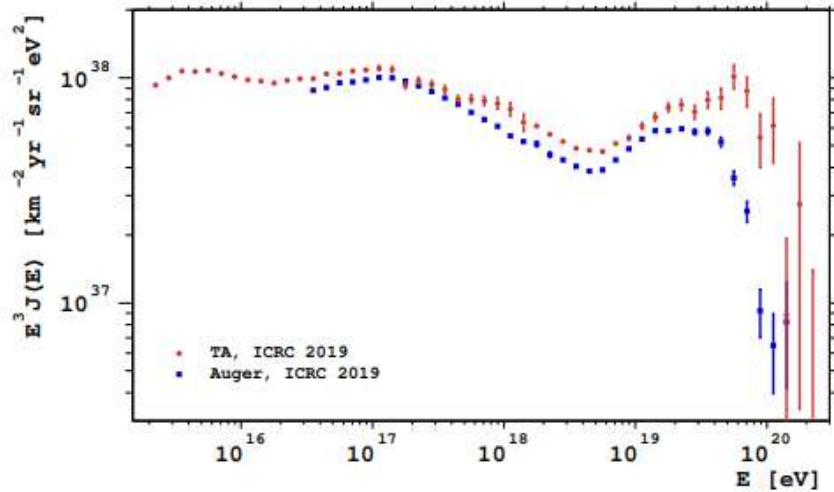
$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}, \text{ avec } \alpha = \begin{cases} 2.7, & E \leq 10^{15} \text{eV} \\ 3, & 10^{15} \text{eV} \leq E \leq 10^{19} \text{eV} \\ 2.6, & E \geq 10^{19} \text{eV} \end{cases} \quad (3.1)$$

$\frac{dN}{dE}$  = nombre de particules par unité d'énergie

E = énergie des particules

$\alpha$  = indice spectral

Entre le *knee* et l'*ankle*, l'indice spectral est de  $\sim -3$ . Au-delà de l'*ankle*, l'indice spectral est de  $\sim -2,6$  et est suivi d'une coupure brute dans le spectre [9]. Il est donc nécessaire d'étudier les mécanismes d'accélération qui correspondraient au spectre d'énergie avant propagation pour comprendre ce qu'ils injectent dans le milieu interstellaire, ainsi que la propagation elle-même des rayons cosmiques pour comprendre son influence sur le spectre et de quelle manière elle contraint les mécanismes d'accélération. Ainsi, l'accélération et la propagation sont intimement liées, puisque l'une a un impact sur l'autre. Avant de se pencher sur les théories d'accélération et de propagation, nous allons étudier une autre information donnée par ce spectre : la composition de masse des UHECR.



**Figure 3.3** - Spectre d'énergie des UHECR par l'Observatoire Pierre Auger et le Telescope Array, présenté à la *36th International Cosmic Rays Conference (ICRC)* en 2019 [10].

## 3.2. Composition de masse

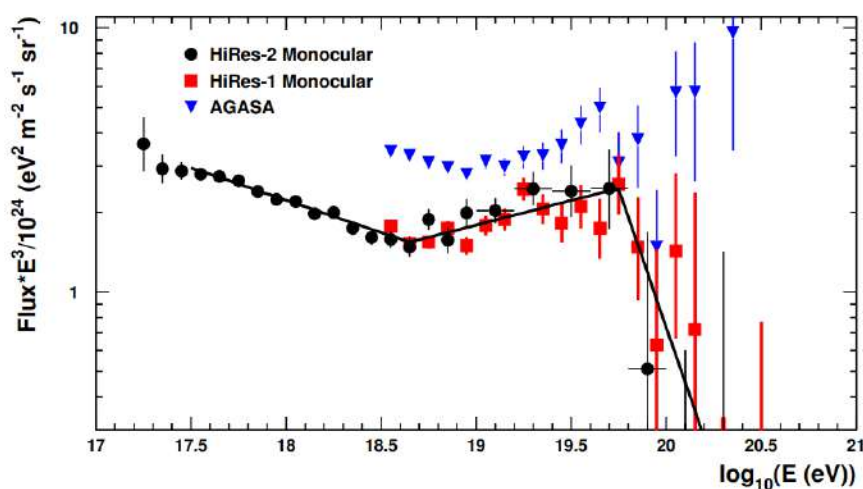
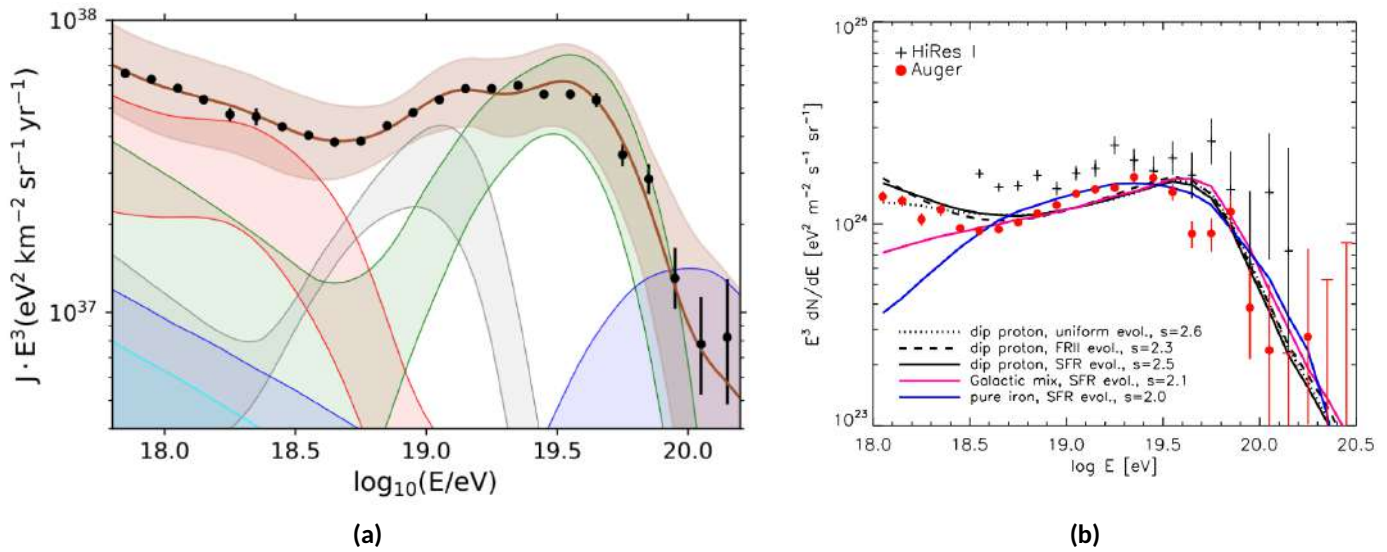


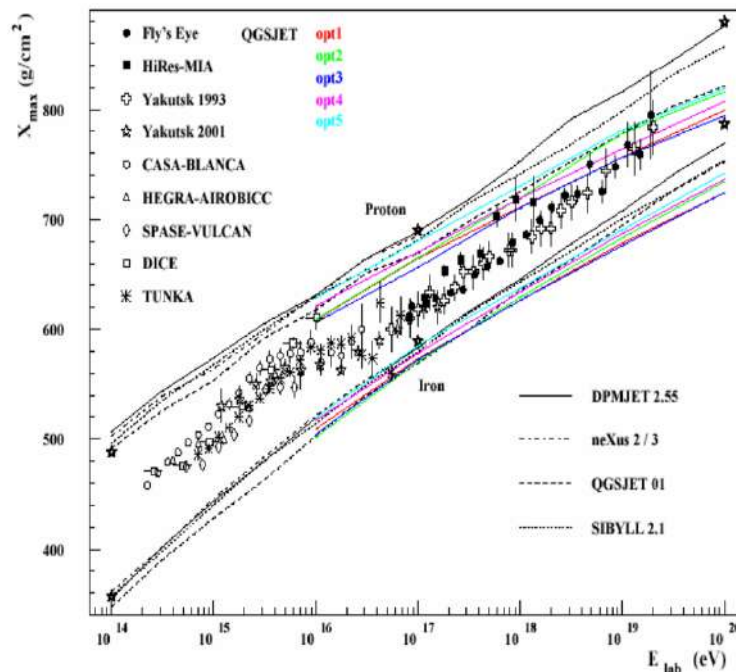
Figure 3.4 - Spectre d'énergie des UHECR par HiRes et AGASA [11]

Nous savons que les rayons cosmiques sont composés de protons et de noyaux d'atomes, particules chargées positivement, et pourtant nous ignorons leur abondance respective pour les plus hautes énergies. La composition de masse des UHECR, c'est-à-dire les particules qui les composent à toute énergie, constitue donc une première inconnue. Nous remarquons que les électrons ne figurent pas dans le spectre des UHECR : à de telles énergies, ils subissent de nombreuses interactions qui leur font perdre rapidement leur énergie. Comme le montre la figure 3.3, les spectres d'énergie de l'Observatoire Pierre Auger et du Telescope Array sont assez similaires. Tous deux mettent en évidence la coupure brute autour de  $10^{20}$  eV [12] [13]. C'est également le cas de l'expérience HiRes [14], alors que le spectre d'AGASA ne présente pas cette caractéristique [15] (figure 3.4). Cette différence flagrante entre les spectres ainsi que les disparités plus subtiles laissent la question de la composition des UHECR ouverte. En effet, plusieurs modèles sont proposés pour les expliquer, dont deux principaux. Le premier modèle est celui de la composition mixte des UHECR, avec une abondance des noyaux d'atomes similaire à celle des rayons cosmiques de plus basse énergie. Dans ce modèle, l'*ankle* est interprétée comme la transition de l'origine galactique à l'origine extragalactique des rayons cosmiques, et le spectre d'injection (avant propagation) aurait un indice spectral de  $\sim 2,2 - 2,3$ . Dans le second modèle, appelé *dip model*, les sources extragalactiques n'accéléraient que des protons. L'*ankle* résulterait ici de l'interaction des protons avec l'ISM lors de leur propagation (voir section 3.4), et le spectre d'injection posséderait un indice spectral de  $\sim 2,6 - 2,7$  [16]. Ainsi, de nombreuses études se penchent sur la question de la composition des UHECR, puisque c'est un aspect crucial de ces derniers qui influe sur la compréhension de leur accélération, leur propagation, leur origine, etc. Par exemple, la figure 3.5 à gauche montre les meilleures correspondances de composition des UHECR avec le spectre d'énergie de Pierre Auger. La

figure 3.5 à droite, quant à elle, compare les spectres d'HiRes et de Pierre Auger avec le spectre attendu suivant différents modèles de composition.



**Figure 3.5** - A gauche, combinaison du spectre de l'Observatoire Pierre Auger et des meilleures correspondances de composition. La contribution des différents noyaux d'atomes est représentée par couleur suivant leur nombre de masse :  $A = 1$  (rouge),  $2 \leq A \leq 4$  (gris),  $5 \leq A \leq 22$  (vert),  $23 \leq A \leq 38$  (cyan),  $39 \leq A$  (bleu) [17]. A droite, spectre d'énergie de PAO et HiRes en comparaison avec différents modèles de composition (où  $s$  est l'indice spectral) [9].



**Figure 3.6** - Maximum de profondeur des gerbes atmosphériques,  $X_{max}$ , comme prédit par plusieurs modèles (lignes), en comparaison avec les mesures de différents détecteurs (points). [18]

L'étude des gerbes atmosphériques pourrait, elle aussi, nous aider à trancher sur la

composition des UHECR. Malheureusement, elle dépend fortement des modèles d'interactions hadroniques<sup>5</sup>. La figure 3.6 à droite compare le  $X_{max}$  de gerbes atmosphériques observées, valeur qui correspond à la profondeur de la gerbe à laquelle celle-ci atteint son maximum en termes de nombre de particules secondaires produites, avec différents modèles d'interactions hadroniques, pour un proton et un noyau de Fer. Ainsi, les gerbes atmosphériques n'apportent pas non plus de réponse claire et évidente quant à la composition des UHECR.

La composition même des UHECR constitue donc notre première incertitude. De plus amples observations sont nécessaires pour espérer la réduire. Cependant, elle ne nous empêche pas de nous poser la question de l'accélération et de la propagation des UHECR pour tenter d'expliquer les différents aspects de leur spectre d'énergie.

### 3.3. Mécanismes d'accélération

Lorsqu'on cherche un mécanisme d'accélération pour les UHECR, on s'attend à ce qu'il réponde à plusieurs contraintes : il doit pouvoir accélérer des particules au moins jusqu'aux plus hautes énergies enregistrées, soit  $\sim 10^{20}$  eV, et produire un spectre d'énergie en loi de puissance correspondant à celui des UHECR avant propagation<sup>6</sup>. Il existe plusieurs mécanismes connus qui sont soupçonnés d'être à l'œuvre pour les UHECR. Nous allons aborder les plus populaires, les mécanismes de Fermi, ainsi que l'accélération par champs électriques intenses. Avant toute chose, rappelons comment fonctionne l'accélération de particules électriquement chargées.

#### 3.3.1. Accélérer une particule chargée

Fondamentalement, l'accélération de particules chargées nécessite un champ électrique<sup>7</sup>. Ce dernier, noté  $\vec{E}$ , est un champ vectoriel créé par des particules chargées. Une charge dans un champ électrique exerce une force électrique, et subit celle produite par les autres charges de champ. Cette force est nommée force de Lorentz, et est décrite par :

$$\vec{f} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (3.2)$$

$\vec{E}$  est le champ électrique,

$\vec{B}$  est le champ magnétique,

$q$  est la charge de la particule,

---

5. Les protons et les neutrons, qui composent le noyau d'atome, font partie de la famille des hadrons.

6. Pour ne pas prendre en compte les variations du spectre liées à la propagation des UHECR dans le milieu interstellaire.

7. Il s'exprime en volt par mètre ( $V.m^{-1}$ ).

$\vec{v}$  est le vecteur de vitesse de la particule.

( $\wedge$  désigne un produit vectoriel)

Pour déplacer des particules chargées dans un champ électrique, il faut créer une tension électrique : celle-ci est produite par la différence de potentiel<sup>8</sup> entre deux points de l'espace, et agit comme une force motrice sur les particules. L'accélération de la particule produite par un champ électrique est donnée par :

$$\vec{a} = \frac{q\vec{E}}{m} \quad (3.3)$$

$q$  est la charge de la particule,

$\vec{E}$  est le champ électrique,

$m$  est la masse de la particule.

Le champ magnétique, noté  $\vec{B}$ , est capable quant à lui de dévier les particules chargées. Le champ électrique et le champ magnétique sont donc deux facettes d'un même champ : le champ électromagnétique, associé à la force électromagnétique. La loi de Maxwell-Faraday [19] nous dit que la variation dans le temps d'un champ magnétique en mouvement génère un champ électrique transitoire et influe sa variation dans l'espace. Autrement dit, la tendance locale à modifier dans l'espace le champ électrique est égale à la variation temporelle du champ magnétique. Cette loi est décrite comme suit :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.4)$$

$\overrightarrow{\text{rot}}$  décrit la variation dans l'espace,

$\vec{E}$  est le champ électrique,

$\vec{B}$  est le champ magnétique,

$t$  est le temps.

Ainsi, comme nous allons le voir, les mécanismes d'accélération sont souvent décrits seulement avec le champ magnétique. Il faut bien garder à l'esprit que derrière, c'est bien le champ électrique qui accélère les particules. Le champ magnétique, lui, exerce une force qui ne "travaille pas", c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'échange d'énergie entre celui-ci et les particules. Il peut donc seulement dévier leurs trajectoires. C'est grâce à ce principe que fonctionnent les accélérateurs de particules sur Terre. Celles-ci sont accélérées par un champ électrique linéaire ou circulaire, et un champ magnétique est utilisé pour confiner et orienter les faisceaux de particules, permettant de déclencher des collisions contrôlées.

---

8. Mesurée en volt, elle définit l'état électrique d'un point de l'espace. Pour une particule chargée en ce point, elle est donnée par son énergie potentielle divisée par sa charge.

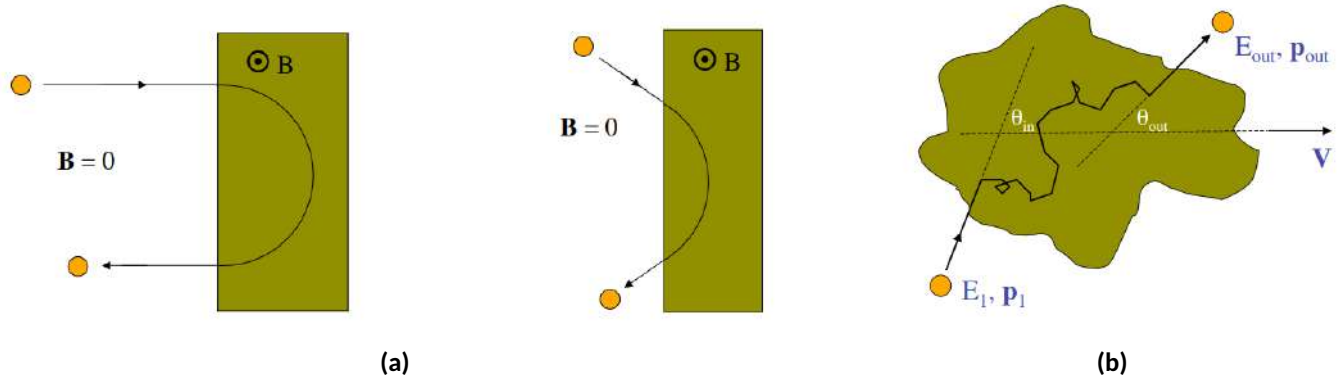
Dans l'espace, c'est pareil. Cependant, pour accélérer une particule jusqu'à atteindre une énergie de  $10^{20}$  eV, il faut une tension de trois cents milliards de milliards de volts... Alors que le champ électrique moyen du milieu interstellaire est nul, car le gaz ionisé qui s'y trouve est globalement neutre [20]. Nous cherchons donc des mécanismes qui permettent d'avoir les conditions nécessaires pour une telle accélération. Aujourd'hui, les mécanismes que nous allons détailler ci-dessous sont des mécanismes connus, très bien compris et observés. Certains sont à l'œuvre pour accélérer des rayons cosmiques de basse énergie, comme dans les vestiges de supernova par exemple. Cependant, nous ne pouvons pas encore affirmer qu'ils permettent d'accélérer les rayons cosmiques les plus énergétiques de l'Univers, car nous ne sommes pas encore capables de définir l'énergie maximale produite par ces mécanismes d'accélération.

### 3.3.2. Mécanismes de Fermi du second ordre

Les mécanismes de Fermi sont très populaires car ils sont bien compris par les physiciens aujourd'hui, et les conditions pour qu'ils aient lieu sont plutôt faciles à trouver dans l'espace. Il existe deux types de mécanismes de Fermi : celui du second ordre, et celui du premier ordre. Nous allons commencer par décrire le mécanisme de Fermi du second ordre, et pour bien le comprendre, regardons d'abord le mécanisme original développé par Enrico Fermi en 1949 [21].

Dans son approche originale, Fermi considère dans le milieu interstellaire des nuages de gaz qui possèdent un champ magnétique. Ces nuages magnétisés étant en mouvement, ils génèrent un champ électrique. Une particule chargée qui se balade dans l'espace rencontre un de ces nuages et interagit avec. Si le nuage se déplace en direction de la particule, alors la collision est frontale, et la particule est accélérée grâce au champ électrique généré, elle gagne donc de l'énergie. Si le nuage s'éloigne de la particule, alors la collision est fuyante, et la particule est comme "amortie" : elle décélère et perd de l'énergie. Dans les deux cas, le champ magnétique du nuage dévie la particule : on dit qu'elle est défléchie (figure 3.7).

Ces nuages sont en mouvement désordonné dans le milieu interstellaire mais, lors d'une collision fuyante, la particule doit rattraper le nuage, ce qui prend plus de temps qu'une collision frontale. Il y a donc plus de probabilité que la collision soit frontale et que la particule gagne en énergie. [20]. Ainsi, après des interactions répétées avec plusieurs nuages, la particule aura subi une accélération conséquente. A chaque cycle du mécanisme, le gain d'énergie moyen d'une particule ( $\Delta E$ ) est proportionnel à la vitesse des nuages divisée par la vitesse de la lumière, le tout au carré (équation 3.5) : c'est à cause du carré que le mécanisme est dit de second ordre.



**Figure 3.7** - A gauche, schéma d'un "mur magnétique" : la trajectoire d'une particule s'incurve lorsqu'elle passe d'un milieu avec un champ magnétique nul à un milieu avec un champ non-nul. A droite, représentation moins idéalisée des isotropies de la trajectoire de la particule au sein du nuage. [20]

$$\Delta E \propto \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (3.5)$$

$\Delta E$  est le gain d'énergie,

$v$  est la vitesse du nuage magnétisé,

$c$  est la vitesse de la lumière.

Cependant, le mécanisme original de Fermi pose plusieurs problèmes. A cause de la vitesse limitée des nuages et de la grande distance qui les séparent, le temps nécessaire pour accélérer un UHECR peut être beaucoup trop long pour les sources astrophysiques usuellement considérées. De plus, les particules perdent une partie de leur énergie entre les nuages par interaction avec l'ISM, il faudrait donc que les nuages soient très proches, ou que les particules possèdent déjà une énergie conséquente (donc qu'elles aient déjà été accélérées par un autre mécanisme). Ce mécanisme donne un spectre en loi de puissance mais dont la pente n'est pas prédite assez précisément. Enfin, Fermi présente une représentation simpliste de l'ISM : les nuages de gaz ne constituent que 5% de celui-ci, et ne sont pas séparés par des champs magnétiques absolument nuls.

Ainsi, de nombreuses approches modernes et plus élaborées ont été développées, reposant sur un même concept : le mécanisme de Fermi de second ordre, issu du mécanisme original. Le milieu interstellaire est également composé de plasma, du gaz ionisé, réparti de manière irrégulière dans l'espace, avec des densités plus ou moins importantes. Le champ magnétique qui les traverse est lui aussi très complexe : les lignes de champs vont dans tous les sens, à plusieurs échelles physiques, et il possède différentes intensités. Lorsqu'on étudie un plasma à grande échelle, il possède des propriétés qui lui permettent de se comporter comme un fluide continu : sa densité, vitesse et pression varient de manière assez continue pour être décrites par les équations

du fluide. C'est l'approche choisie par la magnéto-hydrodynamique (MHD), qui combine et simplifie les équations du fluide (Navier-Stokes) et celles de l'électromagnétisme (Maxwell), évitant ainsi l'approche cinétique qui étudie le comportement individuel des particules du plasma. Le plasma devient donc un champ MHD : un champ magnétique et hydrodynamique influencé par des fluctuations aléatoires, non-déterministes (on dit qu'il est stochastique). La MHD permet également de modéliser certains phénomènes, comme les turbulences, caractérisées par des variations rapides et irrégulières de vitesse, pression, densité et du champ magnétique. Dans le plasma, les lignes de champ magnétique sont initialement "gelées". Lorsqu'il évolue vers un état turbulent (déclenché par un choc par exemple), les lignes de champ sont tordues, étirées, comprimées. Par-dessus ces lignes de champs magnétiques se propagent des ondes, dites ondes MHD, qui résultent des perturbations du champ, et provoquent ce qu'on appelle des irrégularités magnétiques<sup>9</sup>. Il existe deux types d'ondes MHD : les ondes d'Alfvén, oscillations du plasma et du champ magnétique qui se propagent parallèlement aux lignes de champ local ; et les ondes magnétoacoustiques<sup>10</sup>, qui sont des ondes compressives où la densité du plasma et le champ magnétique varient et qui se propagent dans n'importe quelle direction.

Dans ce modèle moderne, les irrégularités magnétiques remplacent les nuages magnétisés du mécanisme original de Fermi (figure 3.8). Ainsi, une particule qui se propage dans l'ISM va rencontrer certaines irrégularités magnétiques en mouvement, qui vont la défléchir et l'accélérer si la rencontre entre les deux est frontale. La particule n'est cependant sensible qu'à une petite partie du champ magnétique. C'est un principe général en physique : on interagit bien avec ce qui est à la même échelle que nous. Ainsi, pour qu'une particule puisse interagir avec une irrégularité magnétique, il faut que son rayon de Larmor coïncide avec la longueur d'onde de la perturbation [23]. En effet, lorsqu'une particule subit l'influence d'un champ magnétique, elle possède un mouvement circulaire caractérisé par son rayon : c'est le rayon de Larmor (ou rayon de giration). Il est défini par :

$$r_L = \frac{mv}{qB} \quad (3.6)$$

$m$  est la masse de la particule,

$v$  est sa vitesse,

$q$  est sa charge,

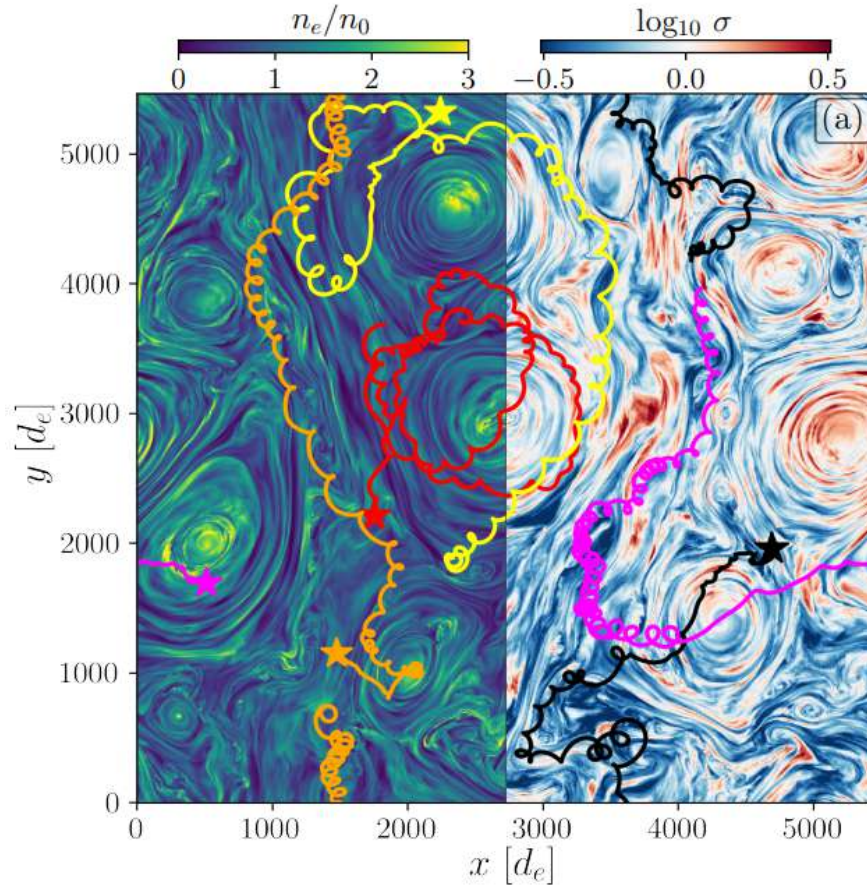
$B$  est le champ magnétique.

Si le rayon de Larmor d'une particule est trop petit, elle continuera de suivre les lignes de champ ; s'il est trop grand, elle suivra le champ moyen sans être vraiment influencée par les perturbations (figure 3.9).

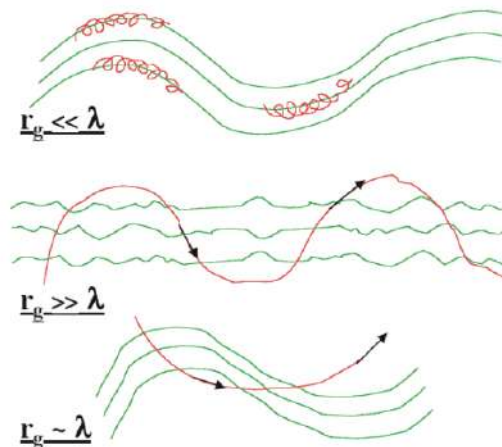
---

9. Ou inhomogénéités magnétiques.

10. Ou magnéto-acoustiques.



**Figure 3.8** - Trajectoires de protons dans un plasma turbulent. La partie gauche représente le nombre de protons (normalisé) et la partie droite la magnétisation du plasma. Par-dessus, les trajectoires des protons sont représentées dans différentes couleurs. Simulation par [22].



**Figure 3.9** - Illustration de l'interaction d'une particule avec une irrégularité magnétique à différentes échelles. La particule n'est efficacement défléchiée que si son rayon de Larmor est de l'ordre de la longueur d'onde de la perturbation (bas). [20]

Bien qu'elle conduise à un gain d'énergie toujours du second degré, cette approche possède plusieurs avantages par rapport au mécanisme original : la vitesse des ondes MHD peut être bien supérieure à celle des nuages magnétisés, et la distance entre les irrégularités

magnétiques est plus petite que celle entre les nuages. Les interactions peuvent donc se produire beaucoup plus souvent, donnant une accélération plus efficace que celle du mécanisme original. Cependant, le problème de l' $E_{max}$  persiste : nous ne savons pas jusqu'à quelle énergie ce processus permet d'accélérer les particules. Bien que ce mécanisme moderne de Fermi du second ordre soit jugé plutôt efficace, nous allons voir que celui du premier ordre l'est bien plus.

### 3.3.3. Accélération diffusive par onde de choc

Tout comme le mécanisme de Fermi de second ordre, celui de premier ordre, aussi appelé accélération diffusive par onde de choc (en anglais *Diffusive Shock Acceleration*, DSA) est bien connu. En effet, il a été directement observé dans l'héliosphère<sup>11</sup> ainsi que dans des vestiges de supernova, qui sont souvent proposées comme les sources de rayons cosmiques jusqu'au *knee*. Non seulement son spectre observé est en loi de puissance [24] [25], mais nous savons que des chocs se produisent partout et très fréquemment dans l'Univers : cela fait de lui un candidat idéal pour l'accélération d'UHECR.

Ce mécanisme nécessite une onde de choc traversant un plasma magnétisé. Cette dernière se produit lorsqu'un corps se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à celle du son. C'est le cas par exemple lors de la fusion d'amas de galaxies, dont l'accrétion de matière mutuelle génère de grands flux de matière en mouvement. Dans ce milieu, un front d'onde est alors formé, à travers lequel les grandeurs physiques sont discontinues, c'est-à-dire qu'elles varient beaucoup et rapidement. On nomme milieu amont du choc le milieu non-perturbé vers lequel le choc se dirige, et milieu aval le milieu perturbé que le front a déjà traversé. Entre ces deux zones se crée une discontinuité de pression, température, vitesse et densité. L'épaisseur du choc est seulement de quelques rayons de Larmor des protons thermiques, soit des protons du milieu ambiant. Le choc est dit "non-collisionnel", car les particules ne se rencontrent pas : elles interagissent entre elles et avec le milieu ambiant seulement via le champ magnétique. [20].

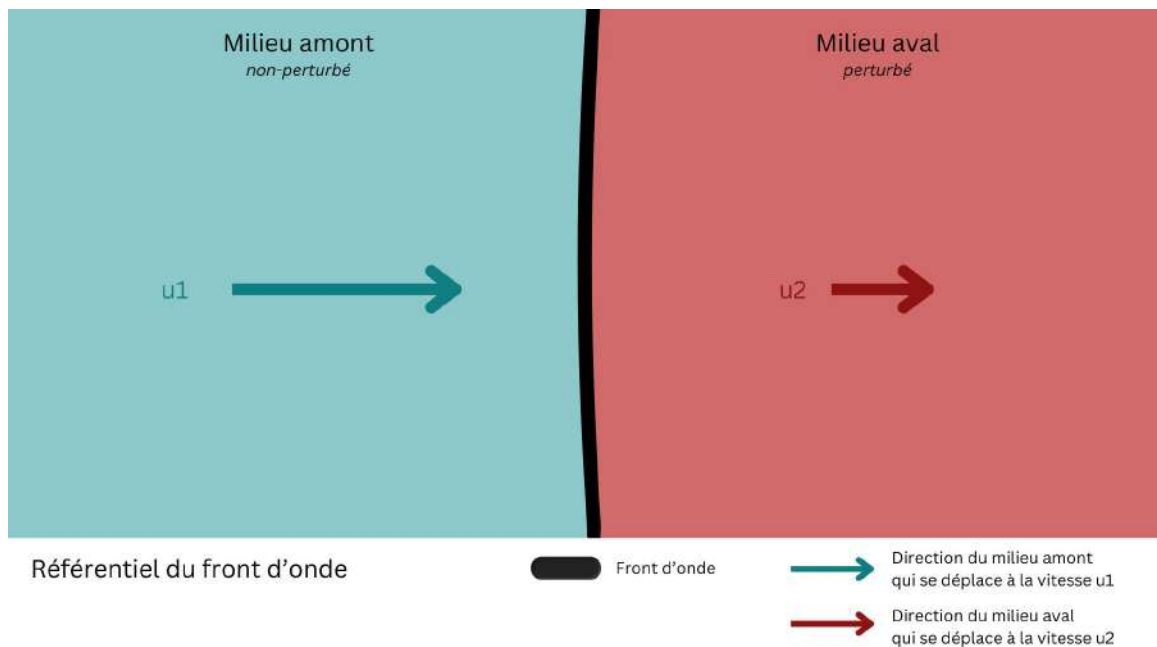
Une particule se déplace donc dans l'ISM et rencontre une onde de choc. Lorsqu'elle traverse le front d'onde, elle subit une accélération par changement de référentiel. Un référentiel décrit l'environnement dont on étudie les sous-ensemble, et qui structure nos calculs. Changer de référentiel revient à se positionner en tant qu'observateur dans un certain référentiel, puis dans un autre. Ainsi, si nous nous positionnons dans un référentiel en mouvement, ce référentiel nous apparaîtra immobile, alors que l'environnement dans lequel il se déplace nous apparaîtra en mouvement. C'est exactement ce qu'il se passe quand nous prenons le train par exemple. Notre vision du monde n'est pas la même si nous sommes un observateur extérieur au train (l'environnement est immobile et le train va à toute vitesse), que si nous sommes un observateur

---

11. Défini une zone de notre Galaxie où la pression du vent solaire est plus élevée que celle du milieu interstellaire.

dans le train (le train est immobile et l'environnement défile à toute vitesse). C'est le même principe que nous appliquons ici pour comprendre l'accélération par changement de référentiel. D'abord, si nous nous plaçons dans un référentiel extérieur, soit celui de l'espace, nous voyons une onde de choc traverser le plasma interstellaire. Dans notre exemple, le front d'onde se déplace de droite à gauche.

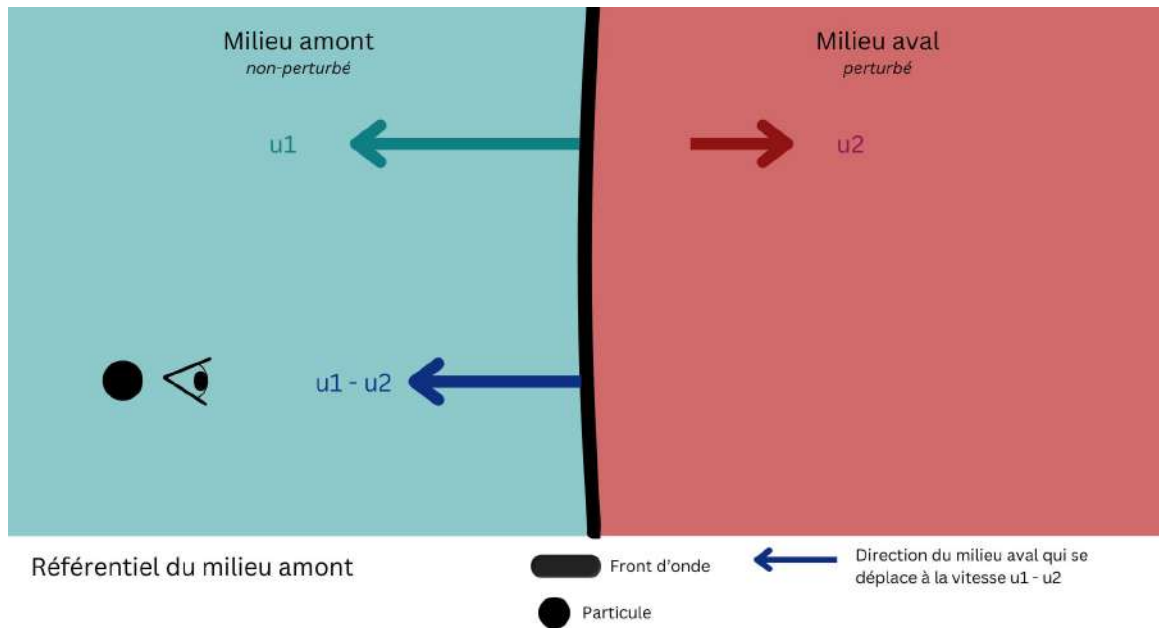
Plaçons-nous ensuite dans le référentiel du front d'onde (figure 3.10). Comme lorsqu'on est dans le train, le front d'onde est immobile et c'est le milieu dans lequel il se déplace qui est en mouvement. Nous voyons donc le milieu amont (non-perturbé) et aval (perturbé) se déplacer de gauche à droite, respectivement à une vitesse  $u_1$  et  $u_2$ , où  $u_1 > u_2$  (le milieu amont ayant une vitesse supérieure au milieu aval).



**Figure 3.10** - Plasma traversé par une onde de choc dans le référentiel du front d'onde. Le milieu amont (bleu) se déplace à une vitesse  $u_1$ , le milieu aval (rouge) à une vitesse  $u_2$ , tandis que le front d'onde (noir) est immobile.

Mettons-nous ensuite à la place d'une particule qui se trouve dans le milieu amont (figure 3.11). Dans le référentiel du milieu amont, ce dernier et la particule sont immobiles : c'est le reste qui est en mouvement (le front d'onde et le milieu aval). Si le milieu aval était statique, la particule le verrait s'approcher d'elle à la vitesse  $u_1$ . Cependant, dans le référentiel du front d'onde, nous avons vu que le milieu aval se déplace à une vitesse intrinsèque  $u_2$ . Ainsi, dans le référentiel du milieu amont, la particule voit le front d'onde et le milieu aval s'approcher à une vitesse relative  $v = u_1 - u_2$ .

Ainsi, lorsque la particule traverse le front d'onde d'amont en aval, la collision avec ce dernier



**Figure 3.11** - Plasma traversé par une onde de choc dans le référentiel du milieu amont (bleu). Une particule située dans le milieu amont voit le front d'onde (noir) s'approcher à une vitesse  $u_1 - u_2$ .

est frontale et la particule gagne de l'énergie. Pour quantifier ce gain d'énergie, il est nécessaire d'introduire une grandeur, le facteur de Lorentz, qui quantifie les effets de la relativité. En effet, les particules accélérées à plusieurs reprises voient leur vitesse augmenter jusqu'à devenir relativistes. Le facteur de Lorentz permet, pour une vitesse donnée, de définir à quel point on se rapproche de la vitesse de la lumière. Sans unité, il va de 1 à l'infini<sup>12</sup>. Pour une vitesse peu élevée, donc non-relativiste, on peut s'en passer, car sa valeur se rapproche de 1. Cependant, plus la vitesse augmente et devient relativiste, plus la valeur du facteur de Lorentz augmente et il devient indispensable de l'introduire dans les calculs. Cela découle d'un résultat quelque peu contre-intuitif de la relativité : si nous avons deux référentiels, chacun à vitesse constante, et que l'on passe d'un référentiel à l'autre à une vitesse relativiste, alors les temps changent, les distances sont compressées... Les grandeurs ne sont en fait plus les mêmes. Ainsi, une grandeur pour un observateur dans un référentiel n'a pas la même valeur pour un observateur dans un autre référentiel... Mais les deux observateurs ont raison ! L'énergie n'est donc pas absolue : elle dépend d'un référentiel. Ainsi, pour une vitesse donnée, le facteur de Lorentz vaut :

$$\gamma_v = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.7)$$

$v$  est la vitesse donnée,

$c$  est la vitesse de la lumière.

12. L'infini n'étant pas un problème puisque rien ne peut être accéléré jusqu'à la vitesse de la lumière.

L'énergie de la particule après collision avec le front d'onde d'amont en aval est déterminée par la transformation de Lorentz, une des lois de changement de référentiel, et vaut :

$$E' = \gamma_v(E + p \cdot \cos(\theta)v) \quad (3.8)$$

$E'$  est l'énergie après collision,

$E$  est l'énergie initiale de la particule,

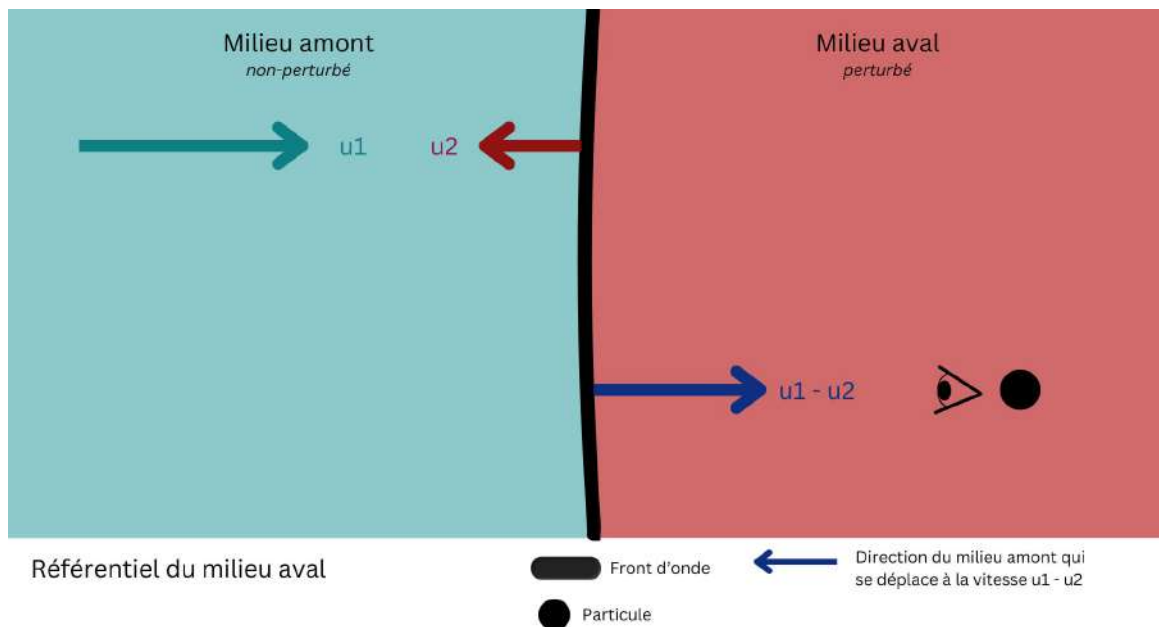
$\gamma_v$  est le facteur de Lorentz,

$\theta$  est l'angle entre la particule et le front d'onde lors de la collision,

$p$  est la quantité de mouvement initiale de la particule<sup>13</sup>,

$v$  est ici la vitesse relative du front d'onde, soit  $v = u_1 - u_2$ .

Cependant, la force de ce modèle réside dans le fait que même pour une particule située dans le référentiel du milieu aval, la collision est également frontale. En effet, si le milieu amont était statique, une particule située dans le milieu aval le verrait s'éloigner à la vitesse  $u_2$ . Mais, comme vu dans le référentiel du front d'onde, le milieu aval s'approche à une vitesse  $u_1$ . Ainsi, dans le référentiel du milieu aval, la particule voit de nouveau le milieu amont arriver à une vitesse  $u_1 - u_2$  (figure 3.12), ce qui donne une collision frontale et un gain d'énergie également décrit par la transformation de Lorentz (équation 3.8).

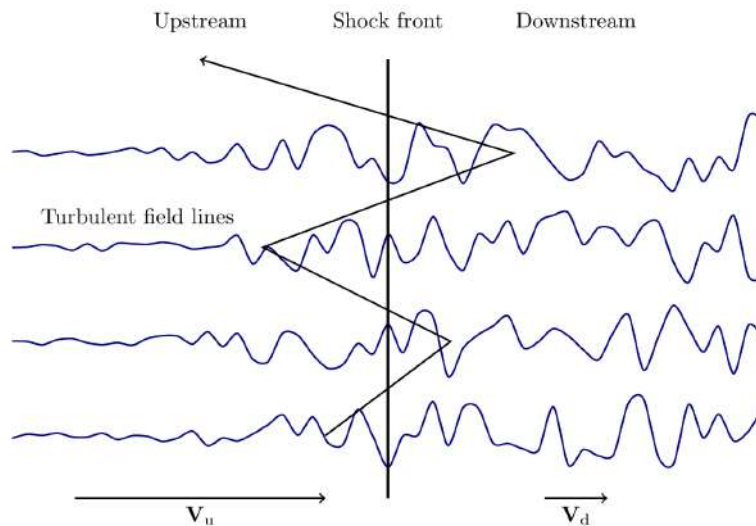


**Figure 3.12** - Plasma traversé par une onde de choc dans le référentiel du milieu aval (rouge). Une particule située dans le milieu aval voit le front d'onde (noir) s'approcher à une vitesse  $u_1 - u_2$ .

Ainsi, la particule est accélérée lorsqu'elle traverse le front d'onde, peu importe le sens. Pour

13.  $p = m \cdot \vec{v}$ , où  $m$  est la masse et  $\vec{v}$  la vitesse initiale de la particule.

que le gain d'énergie soit conséquent, il faut que la particule effectue plusieurs cycles. Un cycle est lorsque la particule revient dans le milieu où elle était initialement (amont-aval-amont par exemple). C'est ici que les irrégularités magnétiques décrites par la MHD entrent de nouveau en jeu. En effet, le plasma du milieu aval étant perturbé, il en contient beaucoup, d'autant plus qu'elles sont amplifiées par le passage du choc. Si le milieu amont n'en contient pas initialement, les particules elles-mêmes peuvent en générer [20]. Donc la particule va traverser le front d'onde, être accélérée via la transformation de Lorentz, rencontrer une irrégularité magnétique qui va la défléchir en direction du front d'onde, qu'elle rencontre de nouveau, ce qui l'accélère, jusqu'à rencontrer une irrégularité magnétique qui la défléchit à son tour, etc. C'est ainsi qu'une particule effectue plusieurs cycles (figure 3.13), gagnant de l'énergie à chaque demi-cycle. La particule ne pourra s'échapper du choc que lorsqu'elle aura gagné suffisamment d'énergie.



**Figure 3.13** - Schéma de cycles d'accélération diffusive par onde de choc. La particule est défléchie de part et d'autre du front d'onde par les irrégularités magnétiques. Illustration par [26].

Ici, le gain d'énergie de la particule est proportionnel à la vitesse du front d'onde lors de la collision divisée par la vitesse de la lumière :

$$\Delta E \propto \frac{v}{c} \quad (3.9)$$

$\Delta E$  est le gain d'énergie,

$v$  est la vitesse relative du front d'onde,

$c$  est la vitesse de la lumière.

Le mécanisme de premier ordre résulte donc d'un gain d'énergie plus efficace que celui de second ordre. En effet, la valeur  $\frac{v}{c}$  étant nécessairement inférieure à 1, elle devient plus petite lorsqu'elle est mise au carré.

Évidemment, toutes les particules chargées du milieu interstellaire ne sont pas accélérées à des vitesses relativistes, seulement une partie est injectée dans le mécanisme d'accélération. Dans l'ISM se trouve une distribution thermique des particules : les gaz contiennent des particules à différentes températures (donc différentes vitesses), mais en règle générale, ils contiennent plus de particules froides que chaudes. Ce sont les particules chaudes, donc les plus rapides, qui vont pouvoir entrer dans le mécanisme d'accélération (environ 1 à 10% des particules). Il y a donc une vitesse/énergie seuil pour qu'une particule puisse être accélérée. Dans l'accélération diffusive par onde de choc, cette énergie dépend de la vitesse du choc. On pourrait se dire que plus l'onde de choc possède une vitesse élevée, plus l'accélération est efficace, or ce n'est pas tout à fait le cas. Dans un choc relativiste, donc qui se déplace lui-même à une vitesse proche de celle de la lumière, l'énergie requise pour qu'une particule puisse entrer dans le mécanisme d'accélération devient énorme. Même si elle arrive à passer le front d'onde d'amont en aval, le choc se déplace tellement vite qu'elle ne pourra probablement pas repasser dans le milieu amont. Au contraire, si le choc est trop lent, la particule ne pourra pas gagner assez d'énergie. C'est pourquoi la majorité des recherches se focalise sur les chocs dit sub-relativistes : qui ont une vitesse élevée, mais pas relativiste pour autant, afin de garantir une accélération efficace.

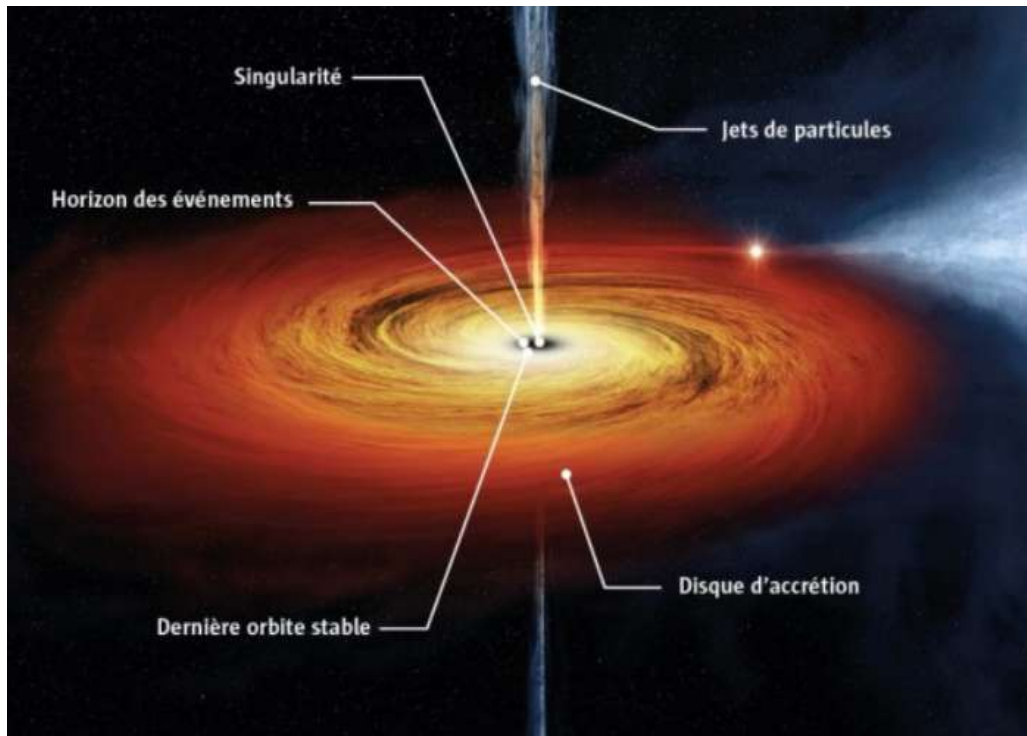
Ce mécanisme est populaire aussi parce que, dans le milieu interstellaire, tout bouge tout le temps : on sait que de nombreuses ondes de choc s'y propagent. Celles-ci sont principalement déclenchées lorsque de la matière traverse le milieu interstellaire à différentes échelles, que ce soit de la matière éjectée par la mort d'une étoile ou celle accrétée lors de la fusion de deux galaxies. L'accélération diffusive par onde de choc sub-relativistes produit un spectre dont l'indice spectral est de  $-4$ , ce qui est cohérent avec ce que l'on attend. Mais comme les autres mécanismes, nous ignorons jusqu'à quelle énergie il permet l'accélération de particules.

Ainsi les mécanismes de Fermi, connus et étudiés depuis longtemps, sont les modèles favorisés pour expliquer l'accélération des UHECR de manière cohérente avec le spectre d'énergie obtenu, bien que les incertitudes concernant l' $E_{max}$  ne nous permettent pas encore de dresser une image unique de cette accélération. D'autres modèles d'accélération sont également étudiés, comme par exemple l'accélération par champs électriques intenses produits par certains objets astrophysiques.

### 3.3.4. Accélération par champs électriques intenses

Outre les mécanismes de Fermi, des champs électriques intenses générés par différents objets et phénomènes astrophysiques pourraient conduire à l'accélération de particules d'ultra-haute énergie. Bien qu'il en existe plusieurs soupçonnés d'accélérer des UHECR par ce biais, nous abordons ici seulement l'exemple des trous noirs supermassifs et des magnétars, qui constituent

deux environnements favorables à la genèse de ces champs électriques.



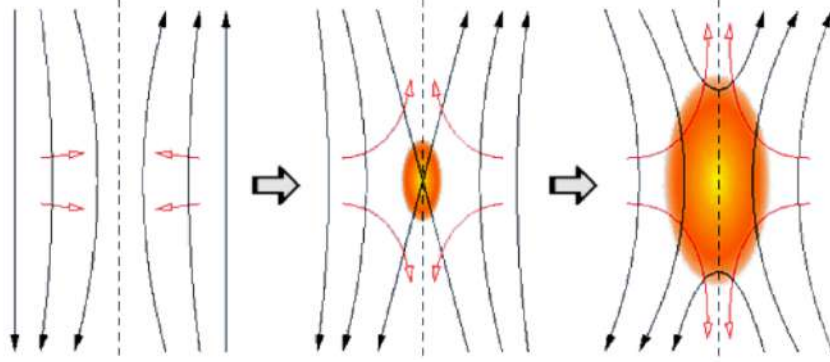
**Figure 3.14** - Illustration d'un trou noir supermassif possédant des jets. Crédit : NASA.

Un trou noir est un objet astrophysique extrêmement compact, dont le champ gravitationnel est si intense qu'il empêche toute matière et rayonnement de s'en échapper. Il est entouré d'un disque d'accrétion, formé par la matière généralement ionisée qu'il attire et entraîne en rotation autour de lui. Dans certains trous noirs en rotation rapide (appelés trous noirs de Kerr), un mécanisme bien particulier a lieu : le mécanisme Blandford-Znajek, qui décrit comment des jets relativistes de matière peuvent être formés autour du trou noir [27]. En effet, le disque d'accrétion de ce dernier baigne dans un champ magnétique qui, entraîné par la rotation du trou noir, induit un champ électrique et génère de grandes différences de potentiel électrique, notamment entre ses deux pôles. Les particules chargées présentes dans le disque d'accrétion sont accélérées suivant les lignes de champ magnétique, formant des courants polaires. Ces derniers entraînent une partie de l'énergie du trou noir à l'extérieur de celui-ci, formant deux jets polaires opposés qui s'étendent sur des distances cosmologiques<sup>14</sup> et qui transportent de la matière à des vitesses relativistes (figure 3.14).

Ainsi, le mécanisme Blandford-Znajek est crucial pour l'accélération de particules dans l'environnement des trous noirs, d'une part car les jets générés déclenchent des ondes de chocs permettant une DSA (section 3.3.3), d'autre part car y ont lieu des reconnexions magnétiques

<sup>14</sup>. Le jet le plus grand jamais observé s'étend sur une longueur de  $\sim 7$  Mpc, soit environ 140 fois le diamètre de la Voie Lactée.

permettant également l'accélération de particules. Ces dernières se produisent lorsque deux lignes de champ magnétique de polarités opposées se reconnectent brutalement, libérant une grande quantité d'énergie qui est transmise aux particules accélérées (figure 3.15).



**Figure 3.15** - Schéma d'une reconnexion magnétique [28].

Plus la vitesse de la reconnexion est élevée, plus l'énergie libérée est grande. Lors de cette reconnexion, les particules chargées peuvent être directement accélérées, ou subir plusieurs rebonds sur des turbulences magnétiques présentes dans la zone de reconnexion, subissant ainsi une accélération de Fermi de second ordre. Lors de l'accélération directe, les particules gagnent de l'énergie suivant :

$$\Delta E \approx q\beta_{rec}BL_{rec} \quad (3.10)$$

$q$  est la charge de la particule,

$\beta_{rec}$  est la vitesse de reconnexion normalisée ( $\frac{V_{rec}}{c}$ ),

$B$  est l'intensité du champ magnétique dans la région de reconnexion,

$L_{rec}$  est la taille de la région de reconnexion.

Une autre caractéristique de la magnétosphère d'un trou noir de Kerr permettant l'accélération de particules chargées est la présence de "gaps" [29]. Ce sont des régions de vide partiel présentes dans le disque d'accrétion, où la densité du plasma est extrêmement réduite, et qui possèdent une grande tension électrique. Une particule qui traverse ce "gap" peut gagner une énergie proportionnelle à la tension électrique qui s'y trouve, de la même manière que dans les accélérateurs linéaires terrestres. Si la particule exploite entièrement la différence de potentielle présente dans un "gap", elle peut gagner une énergie maximale décrite par :

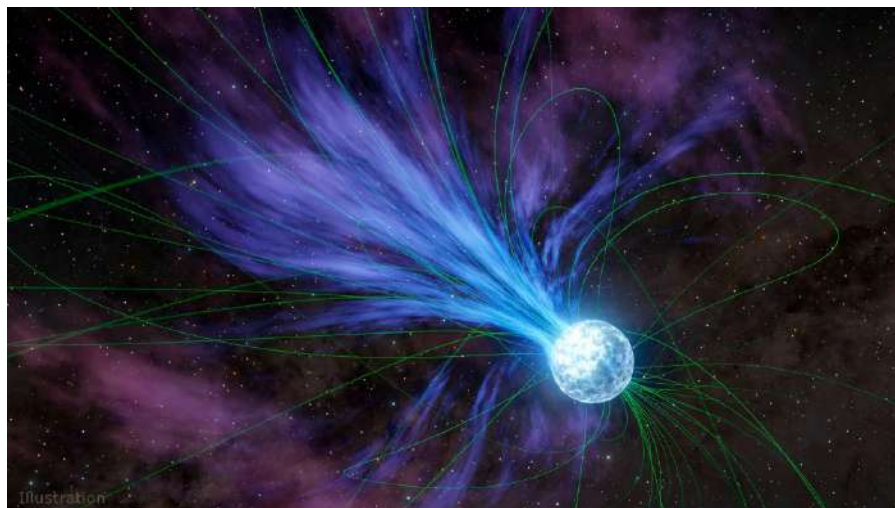
$$E_{max} = qaB_0r_g \quad (3.11)$$

$q$  est la charge de la particule,

$a$  est le paramètre de rotation du trou noir,

$B_0$  est le champ magnétique typique,  
 $r_g$  est la taille du "gap".

Ainsi, l'environnement d'un trou noir supermassif en rotation rapide est a priori extrêmement propice à l'accélération des UHECR, grâce à de grandes tensions électriques générées.



**Figure 3.16** - Illustration d'un magnétar éjectant un vent de matière (en bleu) le long de ses lignes de champ magnétique (en vert). Crédit : NASA/JPL-Caltech.

C'est également le cas de celui des magnétars (figure 3.16), qui sont des étoiles à neutrons particulières : leur surface possède d'intenses champs magnétiques dipolaires de l'ordre de  $10^{15}$  G [30], soit mille fois plus intenses que ceux d'une étoile à neutron classique. Lorsqu'une étoile massive meurt, la fusion d'atomes en son cœur s'arrête, ce qui brise la balance entre la gravité et la pression qui la maintenait en équilibre hydrostatique. La gravité prend le dessus et l'étoile se contracte sur elle-même, déclenchant une onde de choc qui éjecte une bonne partie de sa matière dans le milieu interstellaire : c'est ce qu'on appelle une supernova. Au centre, le résidu stellaire formé peut-être, selon les caractéristiques de l'étoile, un trou noir ou une étoile à neutron. Cette dernière est constituée de matière extrêmement dense, mais n'est pas une étoile à proprement parler puisqu'aucune nucléosynthèse n'y a lieu. Pour que l'étoile à neutron formée soit un magnétar, il faut que certaines conditions soient remplies dès les premières secondes après l'effondrement gravitationnel de l'étoile. Dans cet intervalle de temps très court, si le plasma en rotation génère un fort champ magnétique, c'est-à-dire qu'a lieu un effet de dynamo, et que l'étoile à neutron tourne particulièrement vite sur elle-même, alors elle deviendra un magnétar. Bien qu'ils aient une période de rotation initialement très courte (de l'ordre de quelques millisecondes), les magnétars perdent leur énergie rotationnelle très vite en expulsant de la matière, ce qui par ailleurs donne un coup de boost à la supernova associée [30]. Les magnétars peuvent également être formés par la fusion de deux étoiles à neutrons dans un système binaire [31]. Ainsi, l'énergie rotationnelle est transformée en énergie cinétique transmise

aux particules de matière, formant un vent relativiste. De plus, les ions de fer présents à la surface du magnétar peuvent y être arrachés par les intenses champs électriques présents, bénéficiant de l'énergie cinétique nécessaire pour être accélérés, tout en alimentant ce vent. Ainsi, un noyau de fer accéléré dans le vent relativiste d'un magnétar pourrait atteindre une énergie de  $\sim 4.10^{20}$  eV [32]. De plus, des accélérations de particules via reconnexion magnétique et "gaps" pourraient avoir lieu dans la magnétosphère du magnétar, de la même manière que dans celle des trous noirs supermassifs.

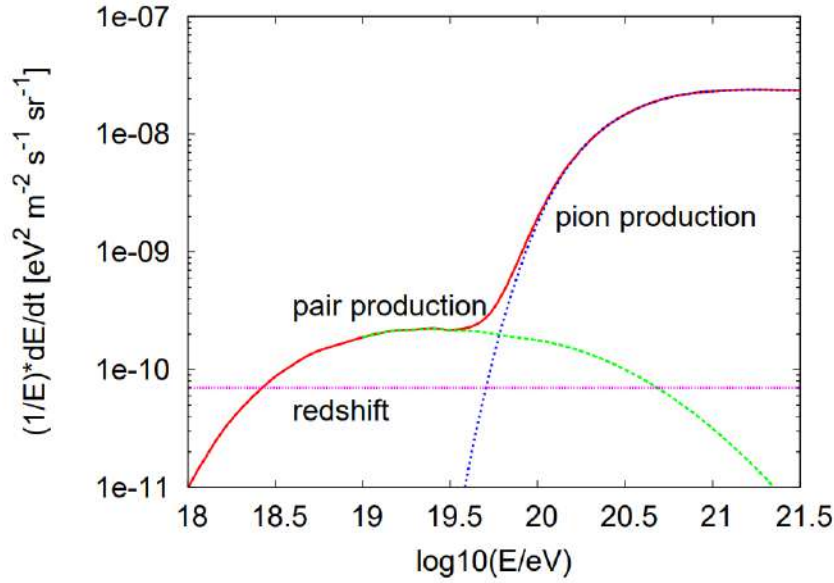
Ainsi les objets astrophysiques possédant un fort champ magnétique en mouvement constituent un environnement qui pourrait être favorable à l'accélération d'UHECR. Cependant, il reste encore beaucoup d'inconnues quant à la physique précise des magnétars et des trous noirs. De plus, leur simulation est très complexe et gourmande en ressources, puisqu'elle nécessite la prise en compte des quatre forces fondamentales de l'Univers. Tous les mécanismes d'accélération mentionnés ici sont donc fortement prometteurs, mais plusieurs incertitudes ne nous permettent pas d'affirmer leur rôle dans l'accélération d'UHECR : nous avons besoin d'une meilleure compréhension de leur physique, ainsi que d'observations supplémentaires.

### 3.4. Pertes d'énergie dans le milieu interstellaire

Outre l'étude des mécanismes d'accélération, celle de la propagation des UHECR est indispensable car elle est doublement vertueuse. D'un côté, elle permet d'analyser le milieu interstellaire lui-même, sa composition ainsi que ses champs magnétiques à grande échelle. De l'autre, elle permet de comprendre les trajectoires des UHECR et aide à l'identification des sources. En effet, comparer le spectre des UHECR avec les calculs théoriques de la propagation devrait nous donner des informations de distance des sources. La production de particules secondaires lors de la propagation, détectables sur Terre, sont également porteuses d'informations. Aussi, établir un spectre d'énergie avant propagation permet de contraindre les mécanismes d'accélération. Cependant, la propagation constitue une autre facette du casse-tête que sont les UHECR. Les interactions avec l'ISM sont dépendantes de la composition des UHECR, encore incertaine comme vu dans la section 3.2. De plus, certains aspects de l'ISM sont encore mal compris, comme les champs magnétiques à grande échelle par exemple (section 4.2.1).

Comme nous venons de le voir dans la section 3.3, les mécanismes d'accélération doivent rendre compte de l'allure générale de la courbe en loi de puissance du spectre d'énergie des UHECR. Cependant, ce sont les effets de la propagation de ces derniers dans l'ISM qui devraient provoquer les variations plus locales dans la courbe, dont une pente douce entre  $\sim 10^{17}$  et  $\sim 10^{19}$  eV ainsi qu'une coupure brute autour de  $\sim 10^{20}$  eV. Ces variations nous indiquent que

les UHECR perdent une partie de leur énergie lors de leur propagation.



**Figure 3.17** – Contribution des différentes interactions à la perte d'énergie des UHECR au cours de leur propagation en fonction de leur énergie initiale : l'expansion de l'Univers (rose), la production de paires électron-positron (vert), la production de pions (bleu). Le total est représenté en rouge [33].

Le premier facteur de cette perte d'énergie est l'expansion adiabatique<sup>15</sup> de l'Univers, à cause de laquelle les particules perdent de l'énergie d'une manière similaire à l'effet Doppler pour les photons. Une particule accélérée dans une source à redshift  $z$  perd son énergie suivant :

$$E' = E/(1 - z) \quad (3.12)$$

$E'$  est l'énergie de la particule après propagation,

$E$  est son énergie initiale,

$z$  est le redshift de sa source.

Cette perte d'énergie devient significative ( $\sim 50\%$  de leur énergie) pour les particules issues de sources à un redshift  $z \sim 1$ , soit à une distance d'environ 3 Gpc [34]. Ainsi, pour la majorité des particules détectées, ce facteur est extrêmement faible.

La perte d'énergie des UHECR est due en majorité aux interactions de ces derniers avec le milieu ambiant lors de leur propagation (figure 3.17). Pour les protons, ces interactions ont lieu uniquement avec le fond diffus cosmologique (CMB). Ce dernier constitue le rayonnement

<sup>15</sup> Une transformation est dite adiabatique lorsqu'il n'y a pas de transfert thermique (de chaleur) entre un corps et son milieu environnant.

micro-onde de la lumière fossile de l'Univers<sup>16</sup>, dont la température est de  $\sim 2,73$  Kelvin, soit une énergie de  $\sim 10^{-3}$  eV. Les protons interagissent avec le CMB à travers deux types d'interactions qui dépendent de l'énergie du proton [35].

Pour les protons qui ont une énergie supérieure à  $\sim 3.10^{19}$  eV, c'est la production de pions qui domine [34]. Le proton interagit avec un photon du CMB pour produire un Baryon Delta positif ( $\Delta^+$ ) qui se désintègre soit en un neutron ( $n$ ) et un pion neutre ( $\pi^0$ ), soit en un proton ( $p$ ) et un pion positif ( $\pi^+$ ) :

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^0 \text{ ou } p + \pi^+ \quad (3.13)$$

Lors de cette interaction, le proton produit a perdu environ 20% de son énergie. Cette perte d'énergie brutale se traduit dans le spectre des UHECR par la coupure nette observée autour de  $\sim 4.10^{19}$  eV, appelée coupure GZK, d'après les physiciens Greisen, Zatsépine et Kouzmine qui l'avaient prédite en 1966 [36] [37]. Ainsi, après quelques interactions, le proton passe en dessous du seuil de  $\sim 3.10^{19}$  eV, et ce processus ne peut plus avoir lieu car son énergie n'est plus assez élevée pour le déclencher. La coupure GZK nous donne une information cruciale : si nous détectons des particules à une énergie supérieure à  $\sim 3.10^{19}$  eV, c'est que le proton n'a pas eu le temps de subir assez d'interactions pour que son énergie descende au-dessous de ce seuil : il doit donc provenir d'une source proche de nous. Cette distance maximum est appelée horizon GZK et est estimée à  $\sim 50-100$  Mpc, nous permettant de chercher des sources d'UHECR dans une zone assez réduite (figure 3.18).

En dessous du seuil d'énergie minimum de la production de pions, les protons interagissent toujours avec les photons du CMB, mais à travers un autre type d'interaction : la production de paires électron-positron [12]. Cette interaction, qui domine entre  $\sim 10^{17}$  et  $\sim 10^{19}$  eV, produit un proton ( $p$ ), un électron ( $e^-$ ) et un positron ( $e^+$ )<sup>17</sup> :

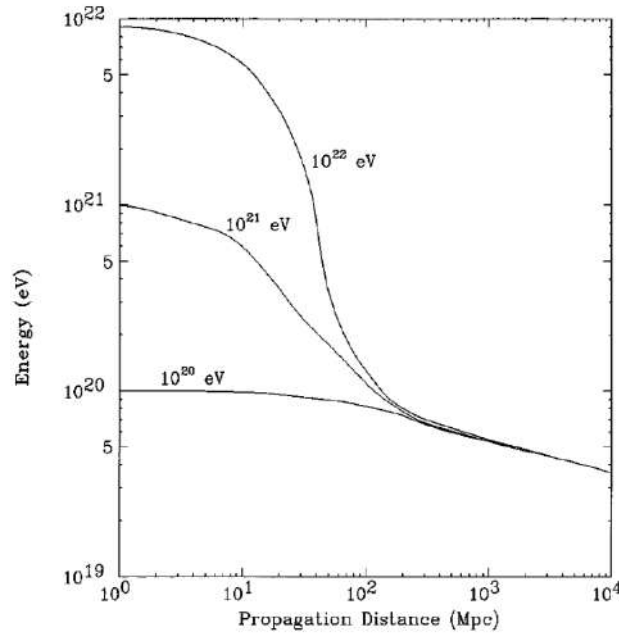
$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (3.14)$$

Ici, la perte d'énergie est bien moindre : le proton perd entre 0,1 et 1% de son énergie à chaque interaction, ce qui correspond à la pente douce observée dans le spectre à ces énergies. En-dessous de  $\sim 10^{17}$  eV, le proton n'a plus assez d'énergie pour déclencher ce processus, et il n'est plus classé en tant qu'UHECR.

---

16. Après le Big-Bang, l'Univers était très dense et très chaud : les photons émis étaient instantanément absorbés, donc aucune lumière ne se propageait dans l'espace. L'Univers était opaque. Au fur et à mesure de son expansion, l'Univers s'est refroidi et est devenu de moins en moins dense. A un certain point, les photons ont été "libéré" et ont pu circuler librement. Le fond diffus cosmologique est donc la première lumière émise de l'Univers, qui s'est refroidie et que nous observons aujourd'hui dans les micro-ondes.

17. Le positron est la particule d'antimatière de l'électron. Il en possède toutes les caractéristiques exceptée sa charge électrique qui est inversée.

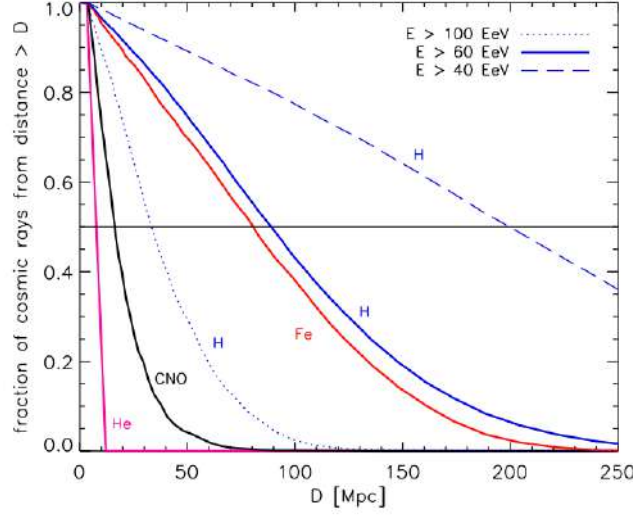


**Figure 3.18** – Illustration de l'effet GZK : plus la distance de propagation augmente, plus l'énergie des protons d'ultra-haute énergie diminue [38].

Les noyaux, quant à eux, interagissent non seulement avec le CMB, mais aussi avec le fond diffus de rayonnement extragalactique (en anglais *Extragalactic Background Light*, EBL). Ce dernier regroupe tout le rayonnement accumulé dans l'Univers et couvre toutes les longueurs d'onde sauf celles du CMB. Comme pour les protons, les noyaux interagissent avec le CMB par production de paires électron-positrons. Cependant, lorsqu'ils rencontrent des photons de l'EBL, donc des photons plus énergétiques que ceux du CMB, l'interaction provoquée est différente : le noyau est fragmenté en neutrons et protons individuels, donc en particules plus légères. On appelle ce processus la photo-désintégration (ou spallation). Ces interactions se traduisent par une coupure brute dans le spectre autour de  $\sim 3 \cdot 10^{19}$  eV pour l'hélium et  $\sim 8 \cdot 10^{19}$  eV pour le fer. Tout comme la coupure GZK, cela induit une distance maximum de propagation pour les noyaux détectés à des énergies supérieures à ce seuil. Par exemple, un noyau de nombre de masse<sup>18</sup>  $A > 20$  ne peut pas voyager plus d'une dizaine de Mpc sans être désintégré. La figure 3.19 montre la fraction des rayons cosmiques qui survivent en fonction de leur distance de propagation. Les noyaux d'atomes représentés ont une énergie de  $6 \cdot 10^{19}$  eV et l'énergie des protons est représentée par trois lignes allant de  $4 \cdot 10^{19}$  eV à  $10^{20}$  eV. Ainsi, au-delà du seuil GZK (ici défini autour de  $\sim 6 \cdot 10^{19}$  eV), seuls les protons et les noyaux de fer peuvent survivre à une propagation sur une distance supérieure à 50 Mpc [9].

Un autre aspect crucial des interactions décrites ci-dessus réside dans le fait que les particules secondaires produites interagissent à leur tour avec le milieu ambiant (ou entre-elles), produisant

18. Nombre de nucléons du noyau, soit le nombre de protons ajouté au nombre de neutrons.



**Figure 3.19** – Fraction des rayons cosmiques qui survivent leur propagation en fonction de leur distance  $D$  [9].

d'autres particules détectables sur Terre, porteuses d'informations : les photons gamma et les neutrinos.

En effet, les pions produits se désintègrent rapidement, notamment en neutrinos ( $\nu$ ) et muons ( $\mu$ ) pour les pions positifs :

$$\pi^+ \rightarrow \mu + \nu \quad (3.15)$$

Ainsi qu'en rayons gamma ( $\gamma$ ) et/ou en paires électron ( $e^-$ ) - positron ( $e^+$ ) pour les pions neutres :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (3.16)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + e^- + e^+ \quad (3.17)$$

Les rayons gamma, les positrons et électrons produits peuvent interagir à leur tour avec les photons du CMB pour produire de nouveau des photons, électrons et positrons, déclenchant ainsi une cascade électromagnétique :

$$\gamma + \gamma_{CMB} \rightarrow e^+ + e^- \quad (3.18)$$

$$e^\pm + \gamma_{CMB} \rightarrow e^\pm + \gamma \quad (3.19)$$

De plus, les électrons et positrons déviés par le champ magnétique ( $B$ ) produisent des rayons gamma par rayonnement synchrotron :

$$e^\pm + B \rightarrow e^\pm + \gamma_{synch} \quad (3.20)$$

Ainsi, les neutrinos et rayons gamma reçus sur Terre devraient nous apporter beaucoup

d'informations sur le milieu dans lequel les UHECR se propagent : c'est ce que nous étudions au chapitre 4. D'autant plus que ces particules sont électriquement neutres, donc ne subissent pas de déflexion par les champs magnétiques, contrairement aux protons et noyaux.

Malgré nos connaissances poussées des interactions avec le CMB et l'EBL, les doutes quant à la composition des UHECR limitent la précision du spectre d'énergie attendu avant propagation. Mais ce que nous savons des particules secondaires produites lors de la propagation nous permet tout de même de mettre en place des observations pour tenter d'identifier les sources des UHECR.

# Chapitre 4

## Identifier les objets astrophysiques à l'origine des UHECR

### 4.1. Contraindre les sources

Bien que nous ne connaissions pas encore tous les tenants et aboutissants des mécanismes d'accélération des UHECR, il existe tout de même un paramètre théorique qui nous permet de contraindre notre recherche de sources astrophysiques avant toute observation. En effet, comme vu dans la section 3.3, l'accélération ne peut avoir lieu efficacement que si la particule reste confinée au sein de la source d'accélération assez longtemps pour gagner une énergie conséquente. Ainsi, le rayon de Larmor de la particule, qui augmente avec son énergie, doit être inférieur à la taille de la région accélératrice [39]. Ce dernier étant dépendant de l'intensité du champ magnétique (équation 3.6), on peut calculer une limite supérieure à l'énergie que la particule peut acquérir en fonction de la taille de la source ainsi que de la valeur de son champ magnétique. C'est le critère de Hillas [40], ainsi donné par :

$$E \leq E_{max} = ZBR \quad (4.1)$$

$E$  est l'énergie de la particule,

$E_{max}$  est l'énergie maximale atteignable par la particule,

$Z$  est sa charge électrique,

$B$  est le champ magnétique de la région accélératrice,

$R$  est la taille de la région accélératrice.

Ce critère permet de former le diagramme de Hillas (figure 4.1), qui recense des objets astrophysiques en fonction de leur taille moyenne et de l'intensité de leur champ magnétique, montrant ainsi leur efficacité d'accélération pour un noyau de Fer (ligne rouge) et pour un proton (ligne bleue) d'une énergie respective de  $10^{20}$  eV. Ainsi, d'un coup d'œil, nous pouvons voir que les vestiges de supernovas (en anglais *Supernova Remnant*, SNR), qui accélèrent des rayons cosmiques de basse énergie au sein de notre Galaxie, ne sont pas de bons candidats pour les UHECR, de par leur taille trop petite et leur champ magnétique trop faible. Au contraire, le diagramme nous indique d'autres objets qui remplissent les conditions théoriques requises pour

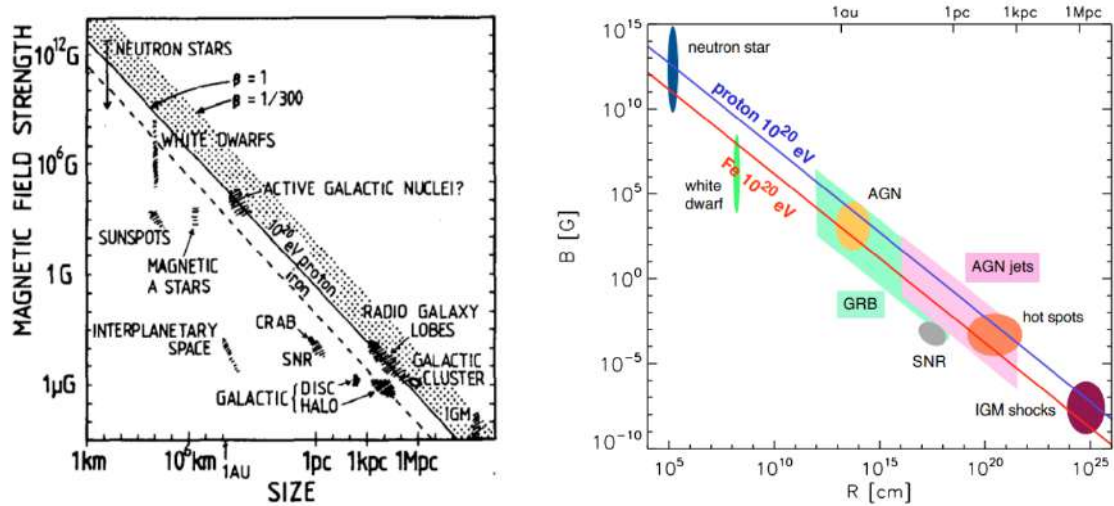


Figure 4.1 - Diagrammes de Hillas, original [40] (gauche) et moderne [9] (droite).

l'accélération d'UHECR. C'est le cas des jets de noyaux actifs de galaxie (en anglais *Active Galactic Nucleus*, AGN), des sursauts gamma (en anglais *Gamma-Ray Burst*, GRB), des étoiles à neutrons et des chocs dans le milieu intergalactique (en anglais *Inter-Galactic Medium*, IGM). Le critère de Hillas nous donne donc les types d'objets vers lesquels se tourner.

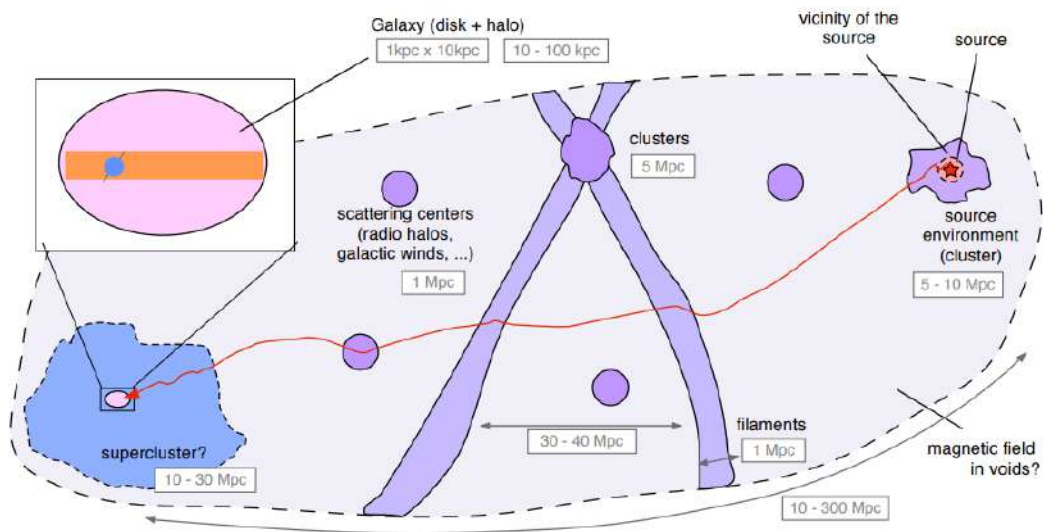
Le but du jeu de l'identification des sources va ainsi être d'établir des corrélations entre les données recueillies par la détection des UHECR et la position dans l'espace d'objets astrophysiques correspondants au critère de Hillas.

## 4.2. Observer le ciel

### 4.2.1. Direction d'arrivée et champs magnétiques

La première étape de la recherche d'objets astrophysiques à l'origine des UHECR est de regarder dans la direction d'arrivée de ceux détectés sur Terre.

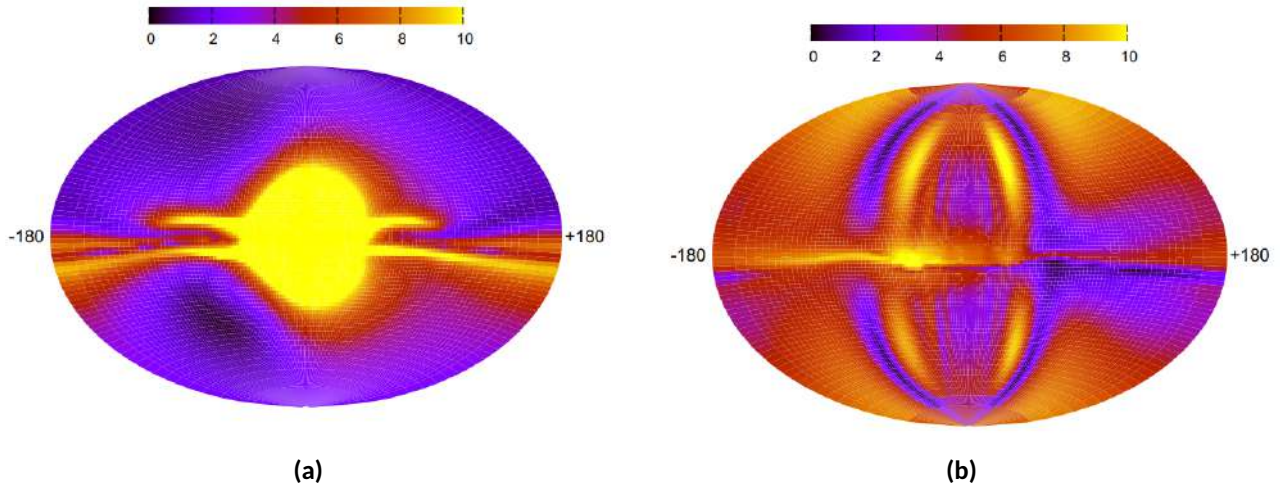
Comme les UHECR sont des particules chargées électriquement, elles subissent l'influence de champs magnétiques qui les défléchissent. Au cours de leur propagation, depuis leur source d'accélération jusqu'à la Terre, elles sont déviées par l'environnement de leur source, par les champs magnétiques extragalactiques (en anglais *Extragalactic Magnetic Field*, EGMF), ainsi que par le champ magnétique de notre Galaxie (en anglais *Galactic Magnetic Field*, GMF). La figure 4.2 montre différents exemples de régions magnétisées qui peuvent influencer la trajectoire d'un rayon cosmique lors de sa propagation. Il est donc loin de se déplacer en ligne droite, et peut arriver sur Terre dans une direction opposée à celle de sa source.



**Figure 4.2** - Représentation de régions magnétisées qui interviennent dans la propagation des UHECR et leur taille moyenne [9].

Pour retracer la trajectoire d'un UHECR il faudrait donc connaître ces différents champs magnétiques, ce qui est quasiment impossible étant donné la complexité du milieu intergalactique. La déflexion de la particule dépend aussi de sa composition de masse, encore incertaine aujourd'hui (section 3.2). En effet, pour une même charge électrique, une particule très énergétique sera moins défléchie par les champs magnétiques qu'une particule de moindre énergie. Inversement, pour une même énergie, plus la charge électrique de la particule sera grande, plus l'angle de déviation le sera également. Ainsi, les noyaux lourds sont plus défléchis que les protons (à la même énergie). Enfin, la déflexion par les champs magnétiques réduit le radius de recherche des sources potentielles car elle augmente la distance parcourue par les rayons cosmiques (plus de distance parcourue implique plus d'interactions avec l'ISM, donc plus de pertes d'énergie, comme vu dans la section 3.4). L'étude des champs magnétiques, notamment à grande échelle, constitue ainsi un pilier de la recherche des origines des UHECR. Un modèle solide des champs magnétiques de l'Univers, de leur structure et de leur intensité permettrait de retracer la trajectoire du rayon cosmique détecté sur Terre et de nous mener à sa source. Le GMF, beaucoup étudié ces dernières décennies, est plutôt bien compris, même s'il réside encore quelques disparités et incertitudes dans les modèles. L'EGMF, quant à lui, est bien plus difficile à appréhender et ses caractéristiques varient encore grandement d'un modèle à l'autre.

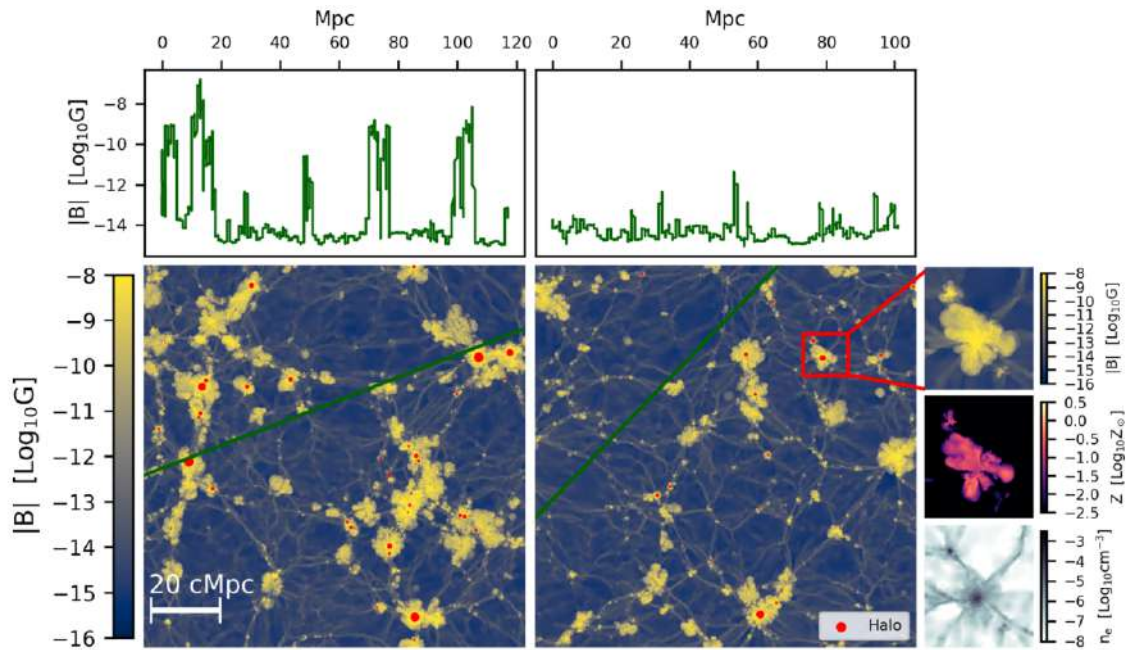
Au sein de notre Galaxie se trouve une combinaison de champs magnétiques réguliers et aléatoires (on pense que ce genre de combinaisons existent à plusieurs échelles dans l'Univers). Le champ régulier,  $B_{reg}$ , a une structure en spirale et suit approximativement la distribution de matière dans la Galaxie. Son intensité locale moyenne est de  $\sim 1,8 \mu G$ . L'intensité moyenne



**Figure 4.3** - Cartes de déflexion (angles en degrés) pour des protons de  $4.10^{19}$  eV suivant deux modèles différents du champ magnétique galactique. Les cartes utilisent une projection Hammer-Aitoff des coordonnées galactiques, du point de vue de la Terre [41].

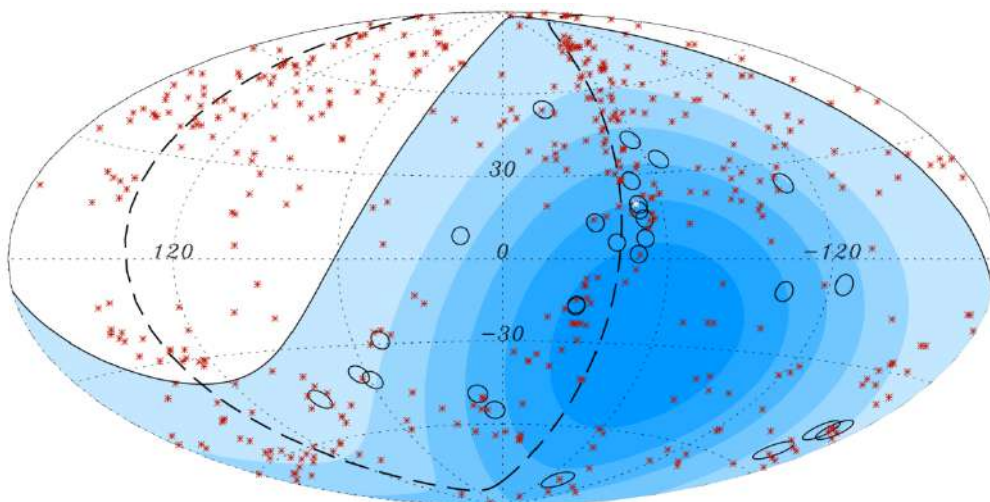
du champ aléatoire est plus difficile à établir, mais on l'estime entre  $1/2$  et  $2B_{reg}$ . L'intensité totale des champs magnétiques de la Galaxie est estimée à  $5 - 6 \mu G$  [35]. Ainsi, plusieurs études indiquent que la déflexion d'une particule d'une énergie de  $4.10^{19}$  eV et d'une charge  $Z$  ne devrait pas dépasser  $10^\circ Z$  [9]. Cependant, cette prédiction souffre d'incertitudes encore présentes dans la structure du GMF (figure 4.3). De plus, la déviation ne sera pas la même selon la direction d'arrivée de la particule dans notre Galaxie : elle sera beaucoup plus défléchie si elle passe par son centre que par sa périphérie. En ce qui concerne les EGMF, nous savons qu'ils existent et que leur intensité est a priori proportionnelle à la densité de la masse de l'Univers, c'est-à-dire plus élevée dans les régions de concentration de matière, et plus basse dans les régions de vide. En effet, certaines observations ont mis en évidence un champ magnétique intense dans les amas de galaxies de l'ordre de  $1\mu G$ , qui peut s'élever jusqu'à  $40\mu G$  au sein des flux de matière refroidissante des amas [42] [43]. Les simulations numériques permettent de dresser le portrait des champs magnétiques extragalactiques et d'en étudier les propriétés, ce qui font d'elles un outil puissant, malgré la complexité de leur réalisation (figure 4.4).

Malgré tout, une information est ici cruciale : les rayons les plus énergétiques sont les moins déviés. Leur faible angle de déviation nous permet donc de comparer la zone de direction d'arrivée des UHECR avec nos catalogues d'objets astrophysiques (correspondant au critère de Hillas) pour tenter d'identifier des sources. C'est ce qu'ont fait les physiciens de l'Observatoire Pierre Auger en comparant leurs données recueillies pendant trois ans, soit 81 évènements d'une énergie supérieure à  $4.10^{19}$  eV, avec presque 700 AGN du catalogue V-C, se trouvant toutes à une distance inférieure à 100 Mpc [45]. Ce choix de catalogue est pertinent car les rayons cosmiques les plus énergétiques ne peuvent pas provenir de sources à des distances trop grandes à cause de l'effet GZK (section 3.4). Cette comparaison a mis en évidence des anisotropies (figure 4.5), soit une distribution non-uniforme des évènements dans



**Figure 4.4** - Simulation de champs magnétiques à grande échelle [44].

le ciel. C'est le cas remarquable de deux évènements qui ont eu lieu dans un radius de  $3^\circ$  de Centaurus A, un des AGN les plus proches de nous, le plaçant alors comme source potentielle d'UHECR. Évidemment, plus d'observations sont nécessaires pour valider ce résultat. Les observations de l'Observatoire Pierre Auger renforcent également l'idée que les UHECR ont bel et bien une origine extra-galactique : s'ils provenaient de notre Galaxie, alors nous aurions une concentration de directions d'arrivées vers son centre.

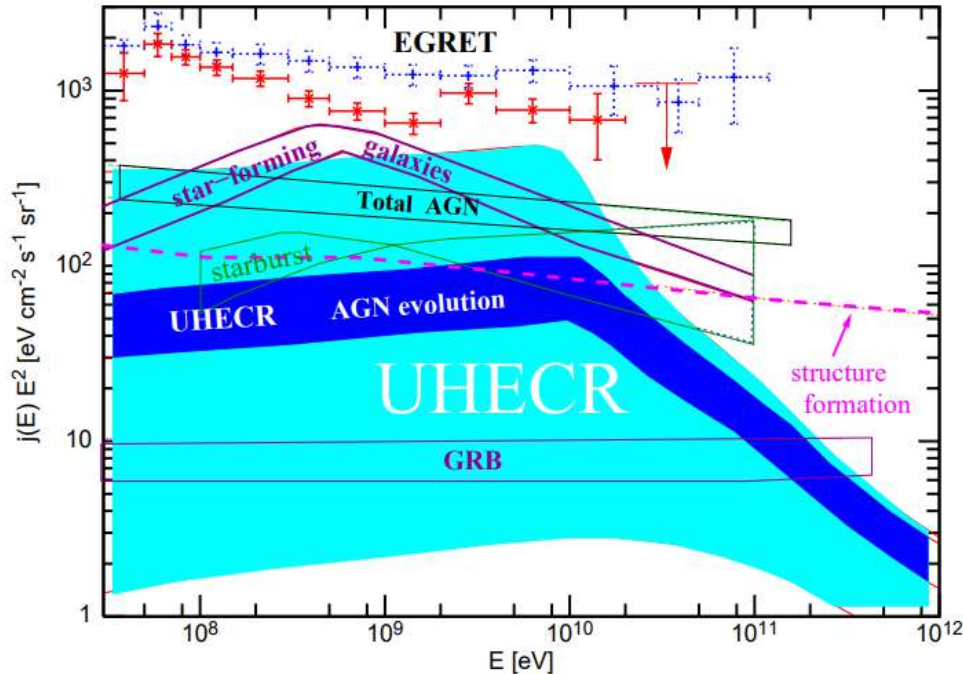


**Figure 4.5** - Carte de la sphère céleste (coordonnées galactiques, projection Aitoff). Les cercles, qui ont un radius de  $3,1^\circ$ , marquent la direction d'arrivée des 27 rayons cosmiques les plus énergétiques détectés par l'Observatoire Pierre Auger. Les croix rouges représentent 472 AGN situés à une distance inférieure à 75 Mpc. La croix blanche représente Centaurus A, un de nos plus proches AGN. [45]

Les champs magnétiques, notamment extragalactiques, nécessitent donc d'être approfondis pour pouvoir gagner en précision sur la direction d'arrivée des UHECR détectés sur Terre et faciliter la corrélation avec les objets astrophysiques catalogués. Cependant, comme vu dans la section 3.4, les interactions entre les UHECR et l'ISM dans l'environnement de leurs sources produisent des particules secondaires, dont certaines électriquement neutres. C'est le cas des photons et des neutrinos. Ne pourrions-nous pas utiliser ces messagers pour trouver plus facilement les objets astrophysiques à l'origine des UHECR ?

#### 4.2.2. Astronomie gamma

Les photons produits par les interactions des UHECR avec l'ISM sont de précieux messagers, puisqu'ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques entre leur source d'émission et la Terre. Cependant, sur tout le spectre électromagnétique, seulement les rayons gamma sont analysables : pour les longueurs d'ondes plus grandes, il est impossible de distinguer les photons provenant des UHECR de ceux émis par les multiples autres processus physiques de l'Univers qui en produisent. C'est pourquoi il est nécessaire de se tourner vers les extrémités du spectre électromagnétique.

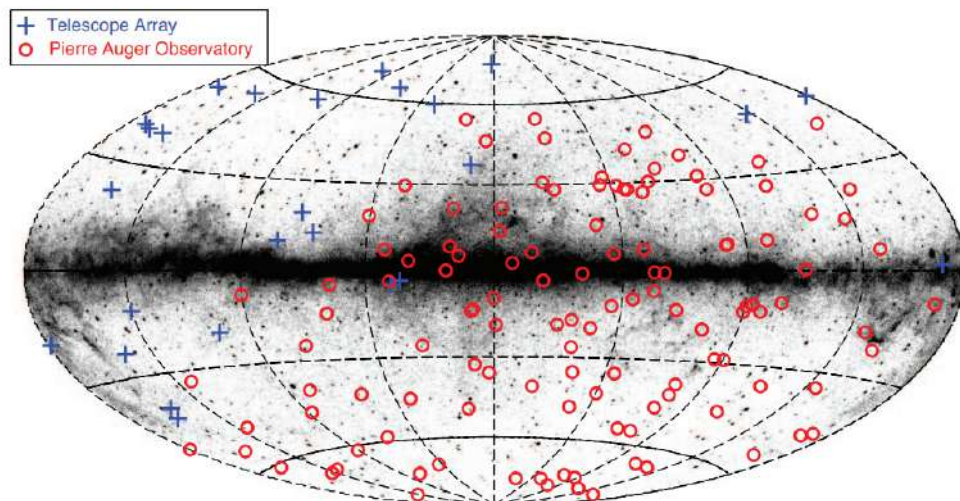


**Figure 4.6** – Contribution de photons secondaires, issus des cascades électromagnétiques des UHECR, au fond de rayonnement gamma, en comparaison avec d'autres sources de rayons gamma [46].

Comme expliqué en section 3.4, les UHECR interagissant avec le milieu interstellaire produisent des rayons gamma très énergétiques qui contribuent de manière conséquente au

fond de rayonnement gamma de l'Univers (figure 4.6). L'émission de ces photons gamma est concentrée au voisinage des sources des UHECR, puisque ceux-ci y sont confinés avant d'être diffusés partout dans l'espace. Nous pouvons ainsi scruter le ciel en rayons gamma de très-haute énergie afin de chercher des anisotropies qui nous indiqueraient la présence d'objets astrophysiques accélérateurs de rayons cosmiques. Toutefois, les rayons gamma de très-haute énergie sont extrêmement vite absorbés dans le voisinage des sources, par les interactions photon-photon ou proton-photons. Même si quelques-uns survivaient, nous ne serions pas en mesure aujourd'hui de les détecter, puisqu'il y a en moyenne un ordre de grandeur de 10 qui sépare l'énergie d'un rayon cosmique de celle du photon produit par celui-ci lors d'interactions. Ainsi, un rayon gamma de  $10^{18}$  eV correspond à un rayon cosmique de  $10^{19}$  eV. En 2024, le Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) a détecté le rayon gamma le plus énergétique jamais détecté, d'une énergie de  $3,5 \cdot 10^{15}$  eV [47].

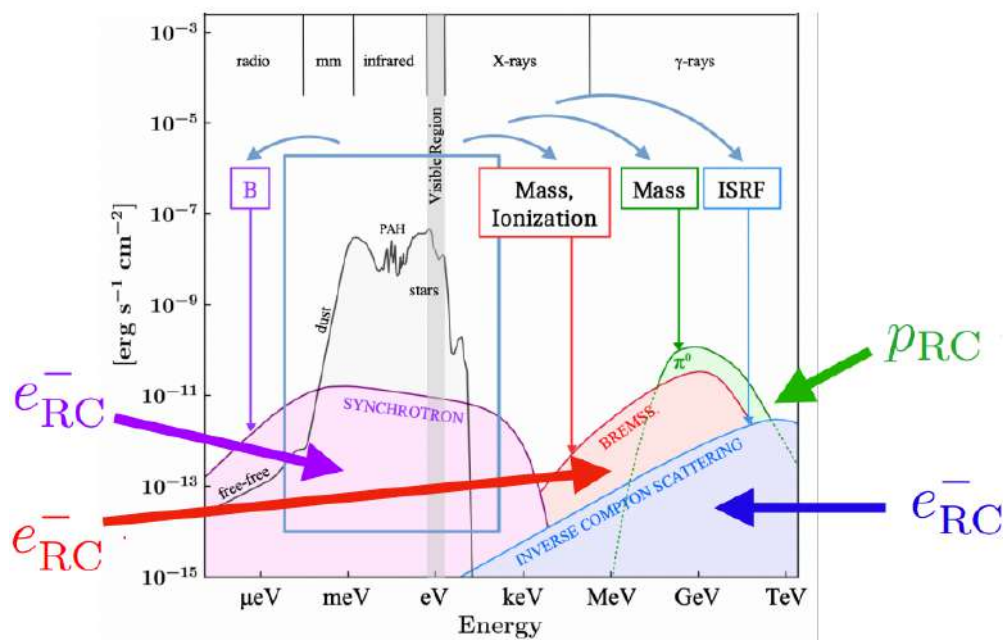
Cela n'a pas empêché de nombreuses études d'être menées dans l'espoir de trouver des corrélations entre les sources d'émissions gamma et la direction d'arrivée des UHECR [48] [49]. Les données des émissions gamma sont principalement enregistrées par le Fermi Gamma-Ray Space Telescope (Fermi-LAT), qui observe les rayons gamma jusqu'à  $3 \cdot 10^{11}$  eV (figure 4.7). Malheureusement, ces tentatives de corrélation ont été infructueuses, montrant soit que les sources des UHECR ne sont pas résolues par nos télescopes gamma actuels, soit qu'elles constituent un autre type de source qui n'émet pas en gamma [50].



**Figure 4.7** - En arrière-plan, la carte de Fermi-LAT de photons d'une énergie supérieure à  $10^9$  eV. Par-dessus, 149 UHECR détectés par l'Observatoire Pierre Auger et le Telescope Array, d'une énergie supérieure à  $7,5 \cdot 10^{19}$  eV [49].

Cependant, l'astronomie gamma n'est pas dénuée d'intérêt non plus. Les électrons accélérés, eux aussi, produisent des photons à travers plusieurs processus. La diffusion Compton

inverse, lors de laquelle un électron donne une partie de son énergie à un photon, ainsi que le bremsstrahlung (rayonnement de freinage), produisent des rayons X et gamma. Le rayonnement synchrotron, qui se produit lorsqu'un électron est dévié par un champ magnétique, produit des photons de longueurs d'onde allant du radio au X. L'analyse multi-longueurs d'onde d'une source peut ainsi nous aider à déterminer si cette dernière accélère des protons ou des électrons (ou les deux). Si un rayonnement radio et X est détecté en plus du rayonnement gamma, alors la source accélère des électrons, et on peut essayer de déterminer si les électrons suffisent à expliquer le spectre gamma. Au contraire, si la source n'émet pas en X et radio, mais qu'elle émet en gamma, alors c'est qu'elle accélère très probablement des protons. De plus, le spectre gamma n'a pas la même allure selon l'origine des photons. S'ils proviennent de protons, la courbe définie par  $E^{-\alpha}$  est plus raide, avec un indice spectral de  $2 \leq \alpha \leq 2,2$ , et présente une coupure au-delà de  $10^{14}$  eV. S'ils proviennent d'électrons, alors la courbe est plus douce, avec un indice spectral de  $2,5 \leq \alpha \leq 3$  et une coupure avant  $10^{13}$  eV. L'astronomie multi-longueurs d'onde peut donc être une aide pour l'identification de la nature des particules accélérées au sein d'une source, mais reste quand même limitée, surtout aux plus hautes énergies. C'est là que l'astronomie multi-messagers entre en jeu.



**Figure 4.8** - Énergie des particules en fonction de la longueur d'onde des photons produits suivant différents processus [51].

### 4.2.3. Astronomie de neutrinos

Les neutrinos sont des particules élémentaires électriquement neutres : tout comme les photons, ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques. Comme mentionné dans la section 3.4, ils sont produits lors d'interactions d'UHECR avec la

matière interstellaire, notamment au voisinage des sources de ces derniers. Cela fait d'eux de précieuses sondes des sites d'accélération.. Leur étude devrait mettre en avant des anisotropies dans leur direction d'arrivée, soit une concentration qui devrait correspondre à la présence d'une source accélératrice d'UHECR.

Cependant, leur détection n'est pas une mince affaire. Les neutrinos ont la particularité d'interagir très peu avec la matière due à une section efficace<sup>1</sup> très faible. Pour des neutrinos d'une énergie d'1 MeV, un seul sur dix milliards interagit avec les atomes de la Terre. C'est pour cette raison qu'en 2010 a abouti la construction d'IceCube, un observatoire dédié aux neutrinos et unique en son genre. Situé au Pôle Sud, il est constitué de 86 câbles verticaux enfouis sous la glace polaire jusqu'à 2450 mètres de profondeur, le tout couvrant un volume d'un km<sup>3</sup>. Sur ces câbles sont répartis plus de 5000 modules digitaux optiques (en anglais *Digital Optical Modules*, DOM), chacun associé à un photomultiplicateur. Lorsqu'un neutrino très énergétique pénètre dans la glace, il peut interagir avec et produire des particules secondaires chargées électriquement, notamment des muons<sup>2</sup>. Ces dernières déclenchent un effet Cherenkov (voir section 2) à cause de leur très grande vitesse : c'est ce qu'enregistrent les détecteurs d'IceCube, permettant de révéler la direction d'arrivée et l'énergie du neutrino qui en est à l'origine. En complément, la surface d'IceCube (appelée IceTop) possède des détecteurs permettant d'enregistrer les particules secondaires de gerbes atmosphériques, à des énergies allant jusqu'à 10<sup>18</sup> eV, contribuant ainsi à la mesure du spectre d'énergie et de la composition des UHECR.

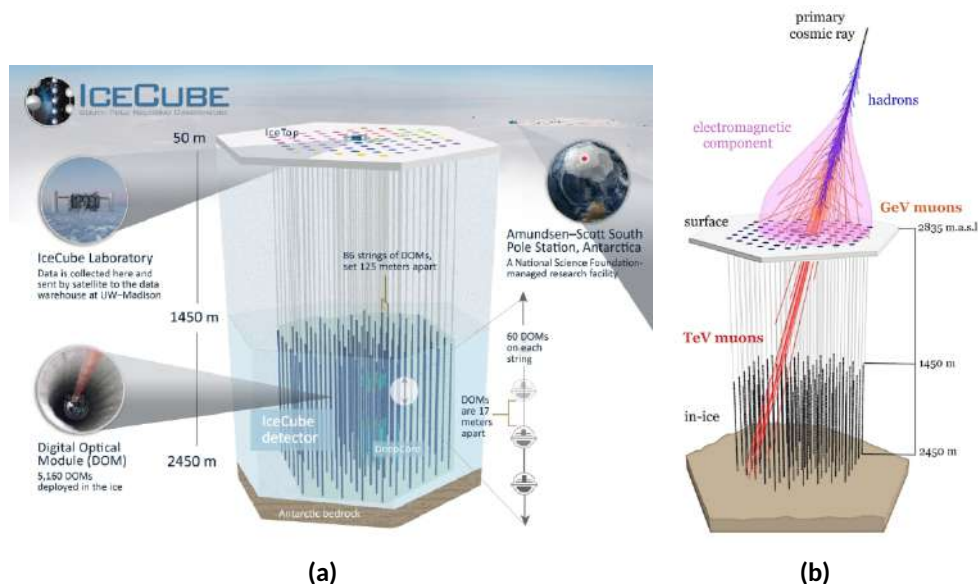
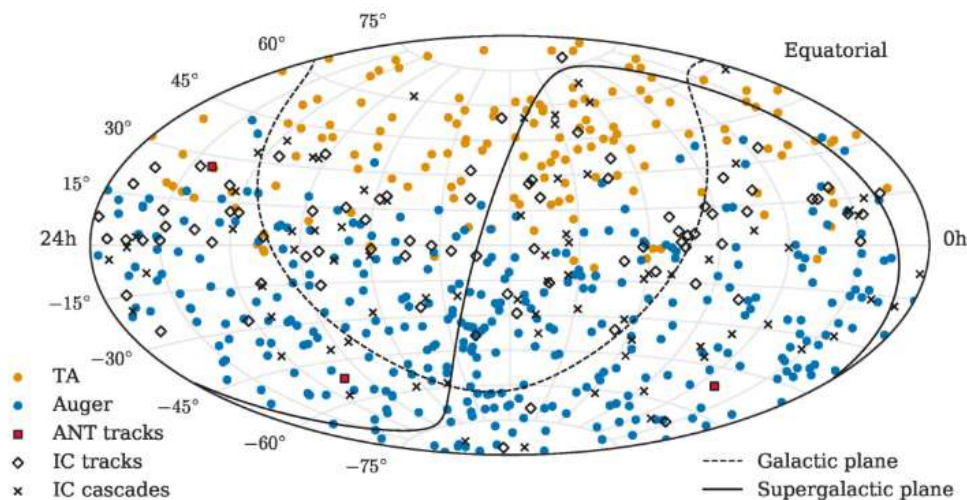


Figure 4.9 – Schémas des détecteurs d'IceCube. Crédit : IceCube.

1. La section efficace d'une particule est sa probabilité d'interagir avec d'autres particules pour une réaction donnée.

2. Un muon est une particule élémentaire instable de charge électrique négative. Il possède les mêmes propriétés que l'électron à la seule différence que sa masse est 207 fois plus élevée.

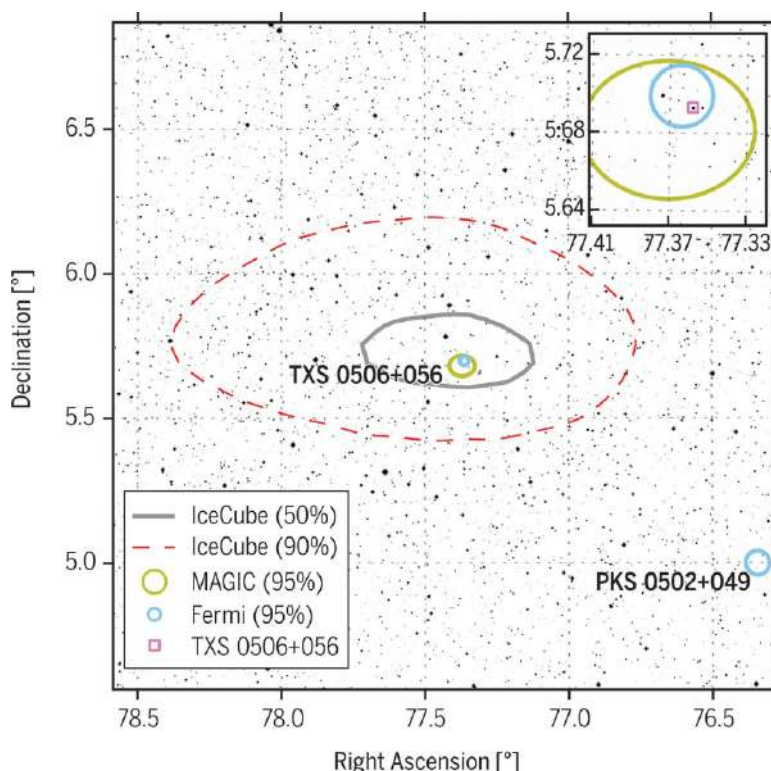
Naturellement, nombre d'études ont tenté d'assembler les données recueillies par IceCube et celles d'autres observatoires (PAO, ANTARES...), dans le but de mettre en lumière des corrélations et affiner la recherche de sources des UHECR. En effet, on ne cherche pas seulement des anisotropies dans la carte du ciel en neutrinos, mais on regarde également les excès de neutrinos dans la direction d'arrivée d'UHECR et vice-versa [52] [53]. Certaines études comparent aussi ces données avec des observations gamma pour tenter d'identifier des sources [54] [55]. Malheureusement, aucune corrélation entre les neutrinos, les UHECR, ni même les observations gamma n'a pu être établie pour l'instant (figure 4.10). Plusieurs difficultés justifient ce résultat. Premièrement, les neutrinos produits par les UHECR au voisinage de leur source devraient avoir une énergie de l'ordre de  $10^{18}$  eV, soit une énergie bien supérieure à celle que nous pouvons détecter (IceCube détecte des neutrinos de l'ordre de  $10^{15}$  eV). Ensuite, les neutrinos ne sont pas absorbés lors de leur propagation, pouvant ainsi provenir de sources bien au-delà de l'horizon GZK (section 3.4) : seulement une infime partie des neutrinos très énergétiques devrait provenir des UHECR que nous détectons. Enfin, l'observation de neutrinos n'a pas réussi à identifier des sources individuelles de neutrinos d'ultra-haute énergie, suggérant que ces sources sont distribuées dans le ciel et que les plus puissantes d'entre-elles contribuent seulement à une petite fraction des neutrinos observés [56].



**Figure 4.10** – Carte du ciel des directions d'arrivée des UHECR (données de Pierre Auger et du Télescope Array), ainsi que de celles des neutrinos (données d'Icecube et d'ANTARES) [52].

Malgré tout, en 2017, IceCube détecte un neutrino extrêmement énergétique [57], appelé IceCube-170922A, et alerte immédiatement les observatoires du monde entier. Quelques jours plus tard, le télescope Fermi-LAT affirme que la direction d'arrivée du neutrino coïncide avec un blazar en phase active connu des catalogues gamma, TXS 0506+056 (figure 4.11). S'ensuivent plusieurs observations qui précisent l'émission gamma et neutrino de ce blazar ainsi que l'investigation de modèles associant les deux pour établir la corrélation entre le neutrinos et le blazar [56] [58]. L'énergie de la lumière gamma émise par ce dernier ainsi que l'énergie

du neutrino détecté poussent à croire que TXS 0506+056 accélère des rayons cosmiques d'au moins  $10^{15}$  eV, suggérant ainsi que les blazars contribuent de manière significative au flux de neutrinos observés par IceCube [59]. Cet évènement marquera l'histoire de la physique des hautes-énergies, d'une part puisqu'il a conduit à l'identification d'une source individuelle à l'origine d'un neutrino ultra-énergétique (donc potentiellement d'un UHECR), d'autre part parce qu'il illustre la force et l'intérêt de l'astronomie multi-messagers, résultat de collaborations internationales indispensables.

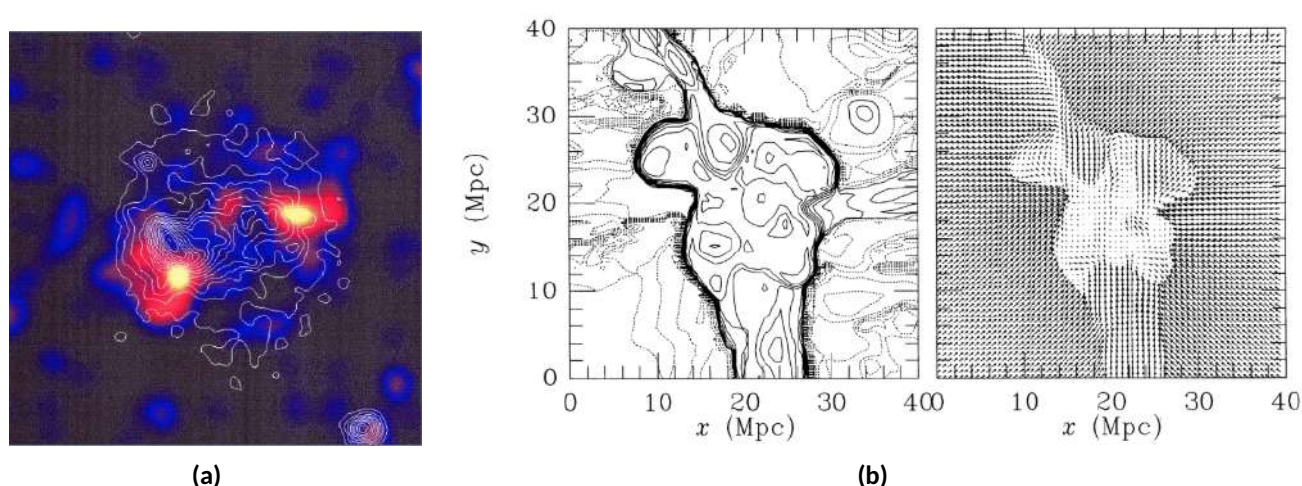


**Figure 4.11** – Image du ciel en lumière optique (bande verte). Par-dessus, les zones de confinement de 50% et 90% du neutrino IceCube-170922A sont représentés respectivement en rouge et gris. Les cercles bleus indiquent les sources de rayons gamma détectées par Fermi-LAT, et la position optique du blazar TXS 0506+056 est marquée par le carré rose. [59]

#### 4.2.4. Exemples d'observation de candidats

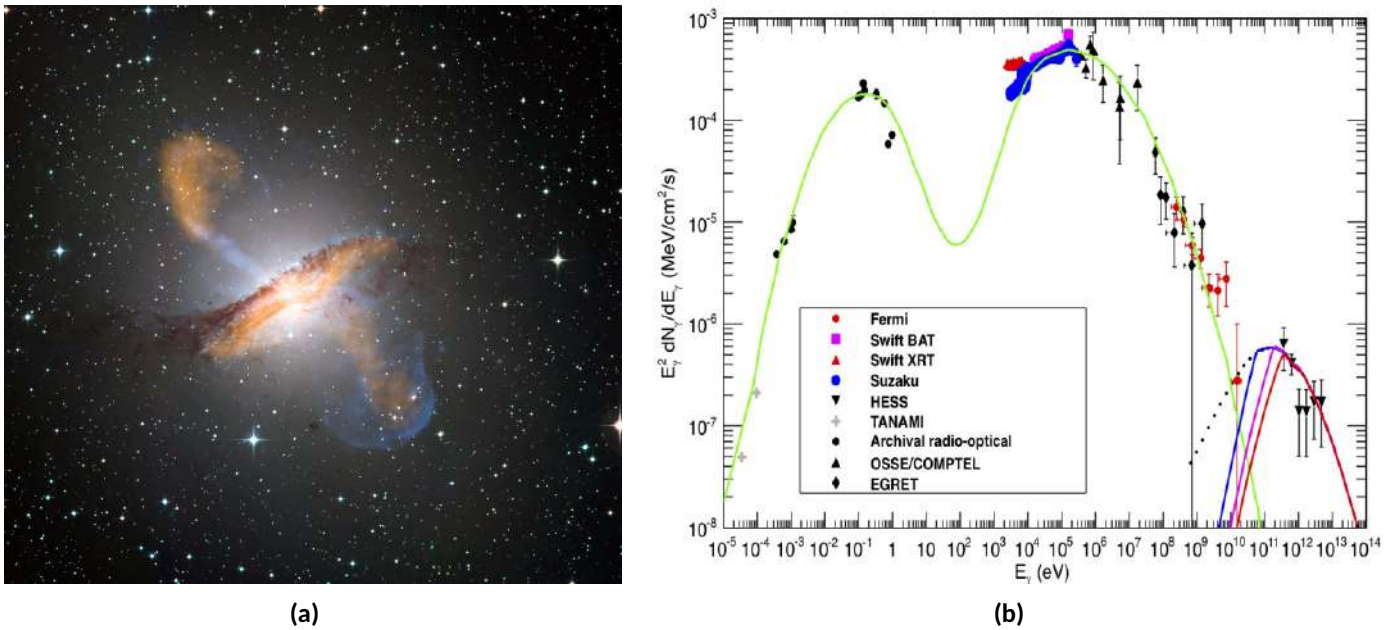
Malgré les contraintes que nous venons de voir, les observations d'objets astrophysiques mis en avant par le diagramme de Hillas (section 4.1) gardent toute leur importance. Elles permettent de mieux comprendre le fonctionnement et les caractéristiques de ces objets, ainsi que les mécanismes physiques qui peuvent y avoir lieu. Les études qui leur sont consacrées permettent d'aborder le problème des sites d'accélération des UHECR sous un autre angle : au lieu de remonter à la source des UHECR détectés sur Terre, on étudie des objets astrophysiques précis pour voir s'ils seraient de potentiels accélérateurs.

C'est le cas par exemple des amas de galaxies : la formation de structures de si grande échelle induit des mouvements supersoniques de plasma, alimentés de plus par les forces gravitationnelles, qui déclenchent de nombreux chocs sub-relativistes. Ces mouvements de matière peuvent être initiés par des fusions d'amas ainsi que par l'accrétion d'un amas isolé par un autre. C'est d'ailleurs ce dernier processus qui forme les filaments qui relient les amas galactiques et tissent la toile cosmique [39]. Leurs nombreux chocs d'accrétion ainsi que leurs caractéristiques de taille et de champ magnétique font des amas de galaxies de sérieux candidats à l'accélération d'UHECR. La figure 4.12 montre l'accrétion de matière lors de la fusion des deux amas qui constituent l'amas d'Abell (gauche), ainsi que celle toujours présente dans l'environnement d'un amas formé (droite).

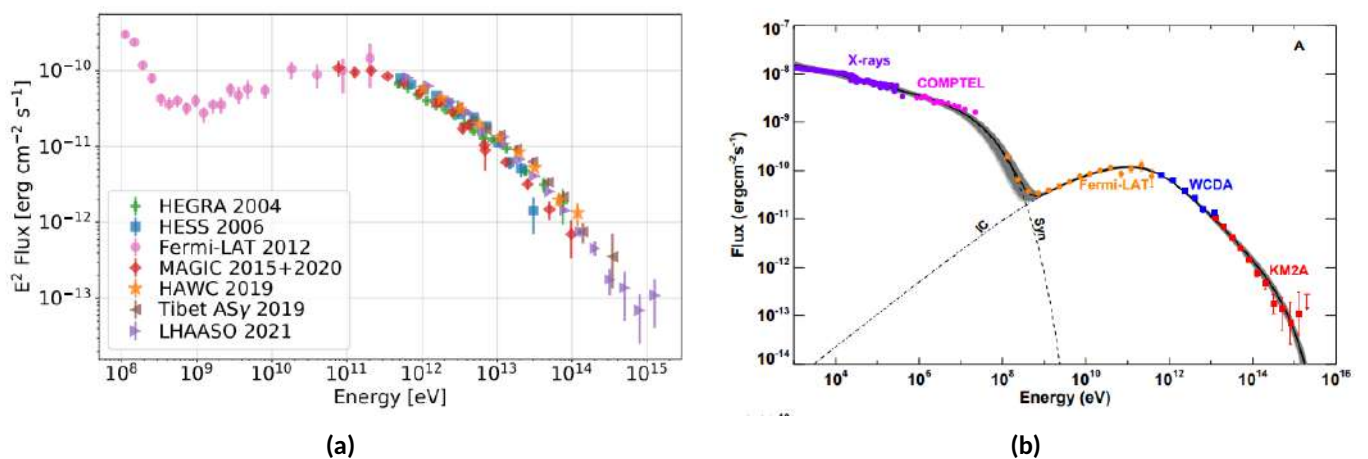


**Figure 4.12** - A gauche, carte de densité de distribution de galaxies (fausses couleurs) de l'amas d'Abell, constitué de deux amas en train de fusionner [60]. A droite, simulation numérique d'un amas de galaxies mettant en évidence l'accrétion de matière environnante par l'amas [61].

A plus petite échelle, les AGN possèdent aussi les caractéristiques idéales pour accélérer des UHECR. Ceux-ci, qui comptent 1 à 3% des galaxies, correspondent à une région réduite au centre d'une galaxie dont la luminosité est extrêmement intense et ne provient pas d'une origine stellaire. En effet, les AGN abritent en leur sein un trou noir supermassif, entouré d'un disque d'accrétion qui l'alimente et d'un torus de poussières. Certains types d'AGN possèdent également des jets expulsés du disque d'accrétion, qui transportent de la matière vers l'ISM à des vitesses relativistes : c'est ce qu'on appelle les quasars. Il existe de nombreux types d'AGN, mais la plupart sont de très bons candidats à l'accélération des UHECR (section 3.3). Ils rassemblent en effet les conditions nécessaires pour que des chocs y aient lieu et possèdent un fort magnétisme. C'est le cas par exemple de Centaurus A (Cen A), qui est l'AGN qui émet en radio le plus proche de nous, situé à 3,8 Mpc. Les observations gamma ont établi une émission de photons très énergétiques qui impliquent une accélération de particules (figure 4.13).



**Figure 4.13** - A gauche, image composite de Centaurus A, mettant en évidence les jets émis par le trou noir actif au centre de la galaxie. Crédit : ESO/WFI (Optical) ; MPIfIR/ESO/APEX/A.Weiss et al. (Submillimetre) ; NASA/CXC/CfA/R.Kraft et al. (X-ray). A droite, spectre d'énergie des photons du cœur de Centaurus A, mesuré par plusieurs instruments. La courbe verte représente le modèle d'émission synchrotron, alors que les autres lignes représentent les modèles d'émission de composantes hadroniques dues à la désintégration de  $\pi^0$  [62].



**Figure 4.14** - A gauche, spectre d'énergie de la Nébuleuse du Crabe observée par différents instruments [63]. A droite, correspondance du spectre d'énergie avec les modèles du rayonnement synchrotron et de la diffusion Compton inverse (lignes pointillées "syn" et "IC") [64].

En plus de l'observation d'objets astrophysiques potentiellement à l'origine de l'accélération d'UHECR, il est crucial d'observer des accélérateurs de rayons cosmiques de plus basse énergie. Cela nous permet en effet d'étudier au mieux les mécanismes d'accélération qui ont lieu dans ces accélérateurs avérés ainsi que leurs signatures observationnelles. Comme mentionné dans la section 3, la nébuleuse du Crabe fait partie des vestiges de supernova au sein de notre Galaxie

dont les observations appuient l'accélération de rayons cosmiques qui y a lieu. En effet, comme le montre la figure 4.14 à gauche, l'observation gamma au fil des années de la nébuleuse permet de tracer un spectre précis avec un maximum d'énergie de plus en plus grand (grâce à nos télescopes de plus en plus sensibles). Elle permet en plus d'affiner nos modèles d'accélération de particules (figure 4.14 à droite).

Ainsi l'observation d'objets astrophysiques individuels nous permet-elle de les classer comme potentielles sources d'accélération d'UHECR. Ces observations se doivent d'être associées à l'observation statistique du ciel pour espérer identifier différentes sources à l'avenir, ainsi que comprendre les mécanismes d'accélération qui y ont lieu. Il est donc indispensable de faire des observations à différentes échelles, ainsi que d'utiliser différents messagers.

# Chapitre 5

## Défis et perspectives de l'étude des UHECR

### 5.1. Les défis actuels

Comme nous avons pu le voir tout au long de ce mémoire, les rayons cosmiques d'ultra-haute énergie ne laissent pas leurs mystères être facilement dévoilés. Ils parsèment le chemin de la recherche avec de nombreux défis de nature diverse.

Pour commencer, les UHECR possèdent des propriétés intrinsèques qui compliquent leur étude. Bien qu'ils représentent une densité d'énergie importante dans l'Univers, seulement une infime partie d'entre eux rencontre la Terre. En effet, aujourd'hui, nous détectons en moyenne une particule par  $\text{km}^2$  par an pour les plus énergétiques d'entre-eux. Ce chiffre, lié au flux très faible des UHECR, est également dépendant de la capacité de nos détecteurs, donc de notre avancée technologique. Ce double problème nous oblige à construire des détecteurs sur de très grandes surfaces pour maximiser nos chances de détection : de telles constructions ont un coût loin d'être négligeable. Non seulement les observatoires doivent être de grande envergure, mais ils doivent également utiliser des techniques de détection variées, puisque nous n'avons pas qu'une particule à détecter, mais un ensemble de particules secondaires produites lors des gerbes atmosphériques (de natures lumineuse et baryonique qui plus est). C'est le cas aujourd'hui avec les détecteurs à fluorescence, les télescopes Cherenkov, et les scintillateurs terrestres (section 2). Ces moyens de détection nécessitent des simulations complexes pour identifier les caractéristiques de la particule primaire, ainsi qu'une connaissance précise de la partie de l'atmosphère dans laquelle ont lieu les interactions. La description de ces interactions elle-même dépend de modèles d'interactions hadroniques (protons, neutrons...) et leptoniques (électrons, muons...) qui se doivent d'être solides pour minimiser la marge d'erreur. Nous voyons rapidement que pour la détection des UHECR, qui constitue la base de leur étude, une première couche de complexité se dessine devant nous.

Une autre caractéristique difficile à étudier est leur propagation. Par nature, les interactions subies par les UHECR lors de leur propagation (section 3.4) impliquent une perte d'information originale que nous ne pouvons éviter. Cela signifie que nous sommes obligés d'étudier le milieu interstellaire afin d'en comprendre la composition, la densité, la répartition en matière...

pour comprendre la manière dont les UHECR interagissent avec, et ce sur des distances cosmologiques. D'autant plus que comprendre les caractéristiques du milieu interstellaire, galactique et extragalactique, nécessite de comprendre la physique des objets astrophysiques qui s'y trouvent, accrètent et éjectent de la matière. Soit de presque tous les types d'objets astrophysiques. Malgré cela, nos connaissances actuelles nous permettent quand même d'avoir une plutôt bonne idée de ce que subit un UHECR qui traverse le cosmos, comme nous avons pu le voir. Les vraies embûches se trouvent plutôt dans l'autre aspect de leur propagation : leur déviation par les champs magnétiques à grande échelle. C'est ici que nous nous heurtons le plus à la limite de nos connaissances. D'une part parce que les champs magnétiques changent la trajectoire des UHECR et influent ainsi sur leurs interactions avec le milieu interstellaire, d'autre part puisqu'ils compliquent grandement l'identification de sources astrophysiques (section 4.2.1). Surtout, parce qu'ils constituent un champ d'étude encore peu approfondi. Les simulations de ces champs à de telles échelles demandent énormément de ressources car elle doivent prendre en compte l'Univers et son évolution dans son ensemble.

Ainsi la déviation des UHECR par les champs magnétiques ne nous permettent pas de regarder dans leur direction d'arrivée pour identifier leurs sources. Nous préférons alors utiliser d'autres messagers qui ne subissent pas cette déviation, comme les photons et les neutrinos. Mais comme nous l'avons vu en sections 4.2.2 et 4.2.3, ces derniers constituent de réels défis observationnels. Pour commencer, les photons gamma produits lors de l'interaction des UHECR avec l'environnement de sa source possèdent de telles énergies qu'ils sont très rapidement absorbés, perdant ainsi leur énergie, signature de la présence d'UHECR. Si certains d'entre eux survivaient assez longtemps pour être observables, nous ne pourrions tout de même pas les détecter, puisque nos capacités d'observations en rayons gamma sont pour l'instant limités à  $\sim 3,5 \cdot 10^{15}$ . Nous nous confrontons ainsi à des problématiques à la fois d'ordre physique et technologique. En ce qui concerne l'astronomie de neutrinos, nous avons fait un bon technologique cette dernière décennie. L'identification du blazar TXS 0506+056 comme source probable d'accélération d'UHECR, grâce au travail d'IceCube et de multiples autres observatoires, a surtout mis en exergue une condition fondamentale à l'avancée de la recherche astrophysique : la nécessité des collaborations internationales. Mais malgré les percées technologiques d'IceCube, l'observation de neutrinos reste complexe : leur faible interaction avec la matière demande aussi que l'on construise beaucoup de détecteurs sur de très grandes surfaces. De plus, tout comme les rayons gamma, les neutrinos produits lors d'interactions entre les UHECR et la matière au voisinage de leur source possèdent une énergie bien supérieure à celle que nous pouvons détecter sur Terre. Établir une corrélation entre un UHECR et un neutrino est d'autant plus compliqué que ce dernier peut facilement provenir de sources situées au-delà de l'horizon GZK, contrairement aux rayons cosmiques que nous détectons.

Enfin, il est impossible pour nous d'étudier les UHECR en laboratoire, sur Terre. Notre

unique laboratoire possible, c'est l'Univers lui-même. C'est pourquoi nous avons recours à des simulations, qui nous permettent d'étudier le comportement des particules dans des environnements complexes. Cependant, ces simulations très lourdes demandent énormément de ressources technologiques. La méthode la plus courante utilisée pour étudier les UHECR, appelée "Particle In Cell" (PIC), nécessite de puissants ordinateurs pour limiter tant bien que mal les temps de calcul, qui peuvent être excessivement longs. D'autres facteurs peuvent polluer ces simulations, comme le bruit statistique lié au grand nombre de particules étudiées, qui peut générer de nombreux problèmes au cours de la simulation. Nous voyons donc que nous sommes aussi limités par des contraintes technologiques plutôt d'ordre informatique.

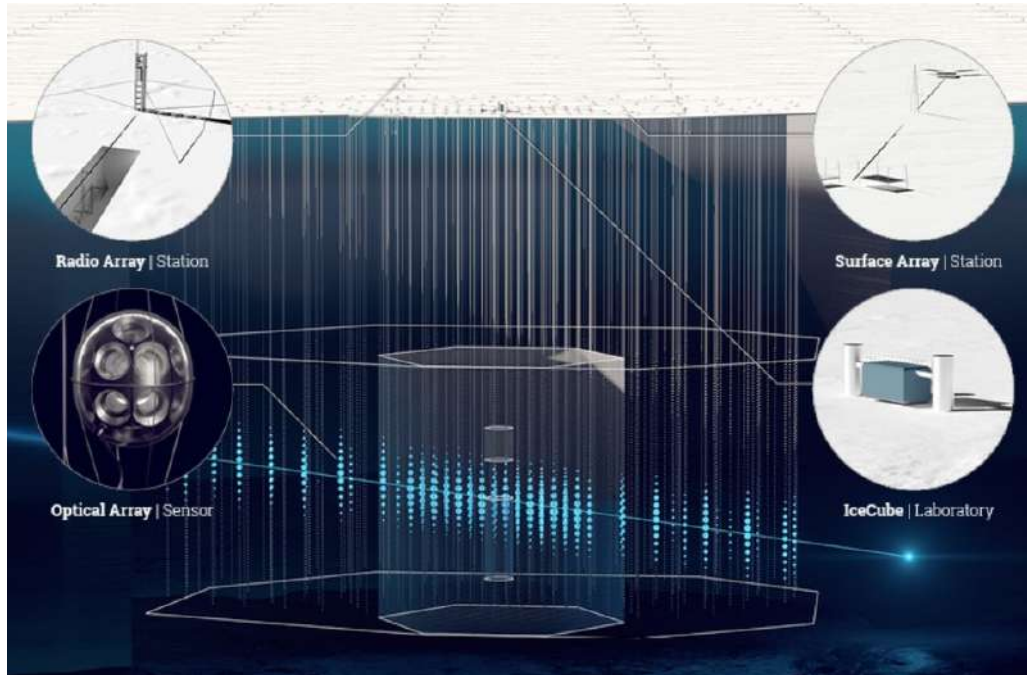
La quête de réponses aux questions que soulèvent les UHECR n'est donc pas une quête facile, qui rencontre des défis d'ordre physique comme technologique. Heureusement, comme nous allons le voir, de nombreux chercheurs ont décidé de relever ces défis : le futur de la recherche dans le domaine des hautes énergies est prometteur.

## 5.2. Perspectives à moyen terme

Pour commencer, l'Observatoire Pierre Auger est entré dans une phase d'amélioration technique, appelée Pierre Auger Prime, qui s'est terminée fin 2024 [65]. Des scintillateurs de surface ont été ajoutés au-dessus de chaque station Cherenkov existante, qui elles-mêmes ont vu leur électronique mise à jour pour traiter les deux types de signaux. Les scintillateurs sont une extension majeure puisqu'ils constituent une troisième technique de détection pour PAO et lui permettront de comparer les données recueillies avec celles du Telescope Array. De plus, le mode d'opération des détecteurs à fluorescence existant a été modifié pour étendre les mesures. Ainsi, la statistique des événements enregistrés par PAO doublera, et chaque événement aura une information de masse supplémentaire. Cela permettra de réduire certaines incertitudes dans les modèles d'interaction hadronique et dans les algorithmes de reconstruction des gerbes atmosphériques, pour mieux reconstruire les caractéristiques de la particule primaire et améliorer les mesures au-dessus de l'*ankle*. Le but intrinsèque à cette évolution de l'observatoire est d'élucider la composition de masse et la suppression du flux des UHECR, ainsi que de quantifier la perte d'énergie due à la propagation et l'énergie maximale des particules injectées dans le milieu interstellaire par les sources d'accélération.

Du côté de l'astronomie de neutrinos, IceCube a également entamé une modernisation, appelée IceCube-Gen2 [66]. Cette nouvelle génération d'IceCube est une extension de l'originale : 120 nouveaux câbles seront ajoutés sous la glace, autour des câbles existants, équipés de plus de mille détecteurs optiques encore plus performants (figure 5.1). En complément, une extension des détecteurs de gerbes atmosphériques à la surface est prévue, ainsi que l'ajout

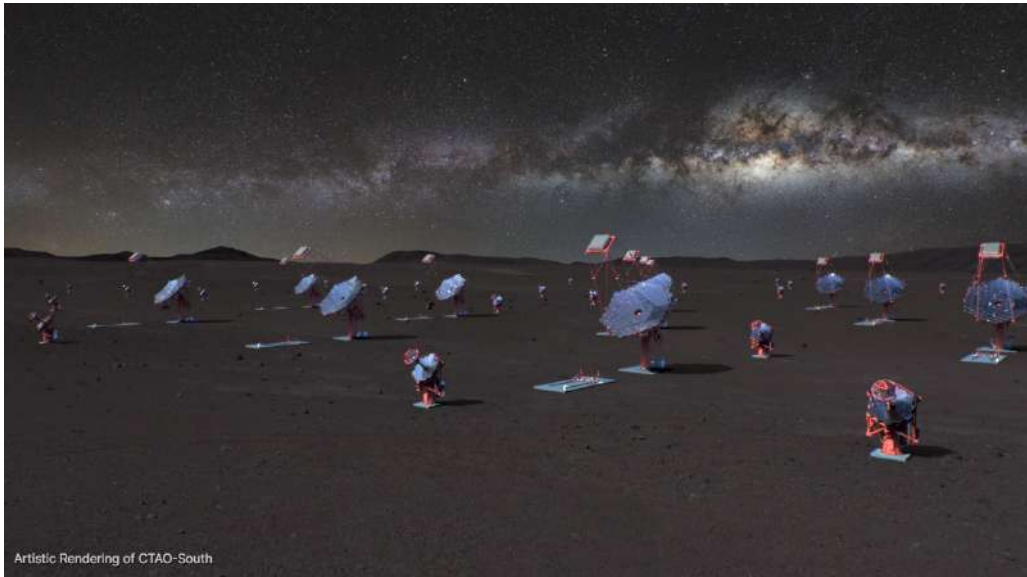
de détecteurs radio sur plus de 500 km<sup>2</sup> à la surface. Ainsi, IceCube-Gen2 pourra détecter des sources 5x moins lumineuses et multiplier le taux annuel de neutrinos détectés x10. Il pourra donc résoudre les neutrinos jusqu'à des énergies de l'ordre de 10<sup>18</sup> eV, afin d'étudier l'accélération des UHECR, révéler leurs sources et sonder la physique fondamentale avec ces neutrinos ultra-énergétiques. IceCube-Gen2 devrait être opérationnel d'ici 2033.



**Figure 5.1** - Visualisation de l'extension d'IceCube en IceCube-Gen2. Crédit : DESY, Science communication Lab.

En ce qui concerne l'astronomie gamma, un nouvel observatoire est en cours de construction : le Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO) [67]. Ce dernier sera l'observatoire de rayons gamma ultra-énergétiques le plus puissant jamais construit sur Terre. Il possédera 19 télescopes dans l'hémisphère Nord et 99 dans l'hémisphère Sud (figure 5.2), afin de couvrir l'intégralité du ciel, et pourra détecter des photons gamma d'une énergie allant de  $2 \cdot 10^{10}$  eV à  $3 \cdot 10^{14}$  eV. 10x plus sensible que les télescopes gamma actuels, il possédera une résolution angulaire d'un arc-minute. Cet observatoire permettra de sonder l'Univers extrême, et, en ce qui concerne les UHECR, a vocation d'identifier les sites d'accélération, les mécanismes qui y sont liés, ainsi que de déterminer le rôle que jouent les particules accélérées dans la formation des étoiles et l'évolution des galaxies. Enfin, le CTAO aura la particularité de rendre accessible ses données et logiciels d'analyses au monde entier, pouvant ainsi être utilisés par un grand nombre de chercheurs.

Il est important de mentionner également les observatoires radio, qui ont également leur rôle à jouer dans la recherche de sources astrophysique à l'origine des UHECR, comme vu dans la section 4.2.2. Le Square Kilometer Array Observatory (SKAO) est le plus grand projet



**Figure 5.2** - Visualisation artistique du CTAO de l'hémisphère sud. Crédit : CTAO.

d'observatoire radio moderne (figure 5.3). Déployé sur deux sites, en Afrique et en Australie, SKAO observera les ondes radio basse fréquence allant de 50 MHz à à plus de 20 GHz. En comparaison avec son homologue actuel, le Very Large Array (VLA), SKAO aura une résolution quatre fois supérieure et sera typiquement cinq fois plus sensible. Aussi, grâce à l'utilisation de technologies modernes en terme d'électronique et de traitement de données, il pourra couvrir de larges champs à une vitesse 60 fois supérieure à celle du VLA. Les télescopes de SKAO sont actuellement en construction, pour une première observation attendue dans les années à venir.



**Figure 5.3** - Vue d'artiste des antennes de SKAO. Crédit : SKAO.

Un autre projet notable, qui plus est français, est le Giant Radio Array for Neutrino Detection (GRAND) [68], constitué de nouveaux détecteurs pour enregistrer les émissions radio des gerbes atmosphériques déclenchées par les UHECR, dont le prototype est déjà déployé sur trois sites (figure 5.4). GRAND sera constitué de deux réseaux de 10 000 antennes chacun situés

dans chaque hémisphère. Leur déploiement est prévu en 2028.



**Figure 5.4** - Le prototype du détecteur GRAND déployé sur trois sites, de gauche à droite : GRAND@Nancay, GRAND@Auger et @GRANDProto300 [68].

Ces exemples ne constituent pas une liste exhaustive des futurs observatoires d'UHECR. Cependant, ils permettent de montrer les investissements mis en place pour sonder et mieux comprendre les UHECR, et mettent en avant la nécessité de l'astronomie multi-messager pour y parvenir. Ainsi pouvons-nous facilement espérer des réponses dans les décennies à venir : que ce soit préciser la composition de masse des UHECR, mieux comprendre leur spectre d'énergie, la propagation et les mécanismes d'accélération, ou bien identifier certaines sources. Grâce à l'amélioration des observatoires existants et à la création de nouveaux, dont les collaborations internationales ont permis de voir le jour, chercheurs et chercheuses vont pouvoir dessiner petit à petit une image unique et solide de la physique des UHECR.

# Chapitre 6

## Conclusion

L'étude des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie est devenue un domaine fondamental de l'astrophysique moderne. Les UHECR constituent d' uniques messagers, nous offrant une fenêtre précieuse sur les phénomènes et objets astrophysiques les plus extrêmes du cosmos. Leur étude est donc indispensable pour sonder l'Univers aux énergies les plus hautes.

Cependant, ils restent par essence très compliqués à étudier. Nous nous heurtons intrinsèquement à un problème majeur : la Terre est une cible de petite taille au vu du nombre d'UHECR voyageant dans le cosmos. En effet, nous n'en détectons en moyenne qu'un par kilomètre carré par an (pour les plus énergétiques d'entre-eux). Cependant, ce problème de statistiques faibles nous a poussé à améliorer nos instruments et a permis des avancées technologiques majeures, notamment dans l'astronomie multi-messagers, rendant possible leur étude directe.

Ainsi, les nouvelles générations de détecteurs et télescopes, comme Pierre Auger Prime, IceCube-Gen2, ou bien CTAO, vont sans aucun doute apporter des réponses aux questions encore ouvertes concernant les UHECR : que ce soit sur leurs propriétés mêmes, comme leur composition de masse, ou bien sur les mécanismes physiques associées, comme leur accélération et leur propagation. Ces instruments nous permettront aussi sûrement d'identifier certains objets astrophysiques comme étant des sources d'accélération d'UHECR. Les trous noirs supermassifs des AGN ainsi que leurs flux de matière en mouvement, les amas de galaxies accrétant de la matière, et les étoiles à neutrons fortement magnétisées en constituent aujourd'hui les principaux candidats.

Il est indispensable de comprendre les UHECR pour comprendre la physique qui règne au sein de l'Univers : que ce soit celle des objets astrophysiques qui seraient de potentiels accélérateurs, celle des champs magnétiques à grande échelle, ou bien l'influence des rayons cosmiques eux-mêmes sur leur environnement, de la naissance des étoiles à la structure des galaxies. De plus, les UHECR nous permettent d'avoir accès à des particules à des énergies impossibles à produire sur Terre. Le cosmos nous offre donc un laboratoire sans équivalent pour sonder la matière aux plus hautes énergies. Les UHECR constituent également un objet d'étude pour les physiques nouvelles, en faisant partie intégrante de certains modèles exotiques.

Comprendre les UHECR est ainsi primordial, mais pas seulement en astrophysique : ils impactent également d'autres domaines scientifiques. C'est le cas par exemple de la chimie biologique, puisque nous pensons que les rayons cosmiques pourraient avoir joué un rôle dans l'apparition de la vie sur Terre, ainsi qu'au cours de l'évolution en provoquant des mutations génétiques favorables chez certaines espèces. Ils influencent également le domaine de l'aéronautique et de l'aérospatial, puisqu'il faut protéger les pilotes et astronautes pour qui ils peuvent être dangereux, ainsi que les instruments spatiaux, qui n'en sont pas ou peu protégés par l'atmosphère terrestre.

La science des UHECR est donc une science récente qui a pleinement trouvé sa place parmi les grandes problématiques modernes de l'astrophysique. Extrêmement prometteur, son futur nous donne l'espoir de nouvelles découvertes, d'approfondissement de nos connaissances actuelles, et de renforcement de nos théories de physique fondamentale. Ainsi, de nombreux projets sont proposés pour lever le voile sur les UHECR, tous plus ambitieux les uns que les autres. Par exemple, les projets CRAAFT (Cosmic Ray Air Fluorescence Fresnel lens Telescope) [69] et FAST (Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes) [70] visent à construire des détecteurs à fluorescence extrêmement optimisés pour pouvoir être déployés en grand nombre et à moindre coût. Le GCOS (Global Cosmic-ray Observatory) [71], quant à lui, est un projet d'observatoire géant qui propose de décupler la surface de détection des observatoires terrestres actuels. Mais l'on ne s'arrête pas aux projets terrestres. Dans l'espace, le projet K-EUSO [72], développé par la collaboration JM-EUSO, vise à installer un détecteur Cherenkov sur l'ISS pour permettre une grande surface de détection des gerbes atmosphériques. Certains vont même jusqu'à réfléchir à la faisabilité de la détection d'UHECR depuis l'orbite et la surface lunaires [73] ! Par exemple, des projets de détecteurs radio sont en cours de développement [74], visant à enregistrer l'interaction des UHECR avec le régolithe lunaire via l'effet Askaryan, similaire à l'effet Cherenkov. Ainsi, un grand nombre de perspectives s'offrent à nous, et c'est peu dire que de dire que nous n'avons pas fini d'entendre parler des rayons cosmiques d'ultra-haute énergie.

# Annexe A

## Abréviations

<b>AGN</b>	Active Galactic Nucleus
<b>CMB</b>	Cosmological Microwave Background
<b>DOM</b>	Digital Optical Modules
<b>DSA</b>	Diffusive Shock Acceleration
<b>EBL</b>	Extragalactic Background Light
<b>EGMF</b>	Extragalactic Magnetic Field
<b>FD</b>	Fluorescence Detectors
<b>GMF</b>	Galactic Magnetic Field
<b>GRB</b>	Gamma-Ray Burst
<b>IGM</b>	Intergalactic Medium
<b>ISM</b>	Interstellar Medium
<b>LHC</b>	Large Hadron Collider
<b>MHD</b>	Magneto-hydro dynamic
<b>PIC</b>	Particle-In-Cell
<b>SNR</b>	Supernova Remnant
<b>UHECR</b>	Ultra-High Energy Cosmic Rays

# Bibliographie

- [1] J. K. F. Schmidt, “Corsika shower images,” 2005. [Online]. Available : <https://www-zeuthen.desy.de/~jknapp/fs/showerimages.html>
- [2] M. Lemoine, *Le ciel à découvert*. Jean Audouze, CNRS Editions, 2010.
- [3] A. Haungs and al., “The KASCADE Cosmic-ray Data Centre KCDC : granting open access to astroparticle physics research data,” *European Physical Journal C*, vol. 78, no. 9, p. 741, Sep. 2018.
- [4] T. Abu-Zayyad and al., “The Cosmic-Ray Energy Spectrum Observed with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment,” *Astrophysical Journal Letters*, vol. 768, no. 1, p. L1, May 2013.
- [5] The Pierre Auger Collaboration, “The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory,” *arXiv e-prints*, p. arXiv :1502.01323, Feb. 2015.
- [6] Y. Takahashi and JEM-EUSO Collaboration, “The JEM-EUSO mission,” *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 6, p. 065009, Jun. 2009.
- [7] C. Evoli, “The cosmic-ray energy spectrum,” Dec. 2020. [Online]. Available : <https://doi.org/10.5281/zenodo.4396125>
- [8] D. J. Bird and al., “Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation,” *The Astrophysical Journal*, vol. 441, p. 144, Mar. 1995. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1086/175344>
- [9] K. Kotera and A. V. Olinto, “The Astrophysics of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 49, no. 1, pp. 119–153, Sep. 2011.
- [10] O. Deligny, “The energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays measured at the pierre auger observatory and at the telescope array,” 2020. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/2001.08811>
- [11] D. Bergman, “Observation of the gzk cutoff by the hires experiment,” 01 2008.
- [12] J. Abraham and al., “Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above  $4 \times 10^{19} \text{ev}$ ,” *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 6, Aug. 2008. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.061101>
- [13] —, “Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18} \text{ev}$  using the pierre auger observatory,” *Physics Letters B*, vol. 685, no. 4–5, p. 239–246, Mar. 2010. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2010.02.013>
- [14] R. Abbasi and al., “First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression,” *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 10, p. 101101, Mar. 2008.

- [15] M. Takeda and al., “Extension of the cosmic-ray energy spectrum beyond the predicted greisen-zatsepin-kuz'min cutoff,” *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 6, p. 1163–1166, Aug. 1998. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1163>
- [16] D. Allard, E. Parizot, and A. Olinto, “On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays : Spectral and composition features from two opposite scenarios,” *Astroparticle Physics*, vol. 27, no. 1, p. 61–75, Feb. 2007. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2006.09.006>
- [17] S. Mollerach, “Ultra-High energy cosmic rays,” in *Journal of Physics Conference Series*, ser. Journal of Physics Conference Series, vol. 2156. IOP, Dec. 2021, p. 012007.
- [18] A. A. Watson, “The mass composition of cosmic rays above  $10^{17}$  ev,” 2004. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0408110>
- [19] J. C. Maxwell, “A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, vol. 155, pp. 459–512, Jan. 1865.
- [20] E. Parizot, “Accélération des particules : les mécanismes de Fermi,” in *Ecole CNRS de Goutelas XXVI*, 2003.
- [21] E. Fermi, “On the Origin of the Cosmic Radiation,” *Physical Review*, vol. 75, no. 8, pp. 1169–1174, Apr. 1949.
- [22] C. Meringolo, A. Cruz-Orsorio, L. Rezzolla, and S. Servidio, “Microphysical plasma relations from special-relativistic turbulence,” *The Astrophysical Journal*, vol. 944, no. 2, p. 122, Feb. 2023. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/acaefe>
- [23] G. Pelletier, “Le Transport des Rayons Cosmiques,” in *Ecole CNRS de Goutelas XXVI*, 2003.
- [24] W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron, “The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves,” in *International Cosmic Ray Conference*, ser. International Cosmic Ray Conference, vol. 11, Jan. 1977, p. 132.
- [25] R. D. Blandford and J. P. Ostriker, “Particle acceleration by astrophysical shocks.” *Astrophysical Journal Letters*, vol. 221, pp. L29–L32, Apr. 1978.
- [26] M. Pulupa, “Diffuse shock acceleration.” [Online]. Available : <https://sprg.ssl.berkeley.edu/~pulupa/illustrations/>
- [27] R. D. Blandford and R. L. Znajek, “Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes.” , vol. 179, pp. 433–456, May 1977.
- [28] T. Akramov, “La reconnexion magnétique explosive dans les nappes de courant multiples : application à l’environnement des pulsars,” Ph.D. dissertation, 09 2017.
- [29] B. Crinquand, “Particle acceleration in Kerr black hole magnetospheres,” Theses, Université Grenoble Alpes [2020-....], Jul. 2021. [Online]. Available : <https://theses.hal.science/tel-03406333>

- [30] R. C. Duncan and C. Thompson, “Formation of Very Strongly Magnetized Neutron Stars : Implications for Gamma-Ray Bursts,” , vol. 392, p. L9, Jun. 1992.
- [31] K. Kiuchi, A. Reboul-Salze, M. Shibata, and Y. Sekiguchi, “A large-scale magnetic field produced by a solar-like dynamo in binary neutron star mergers,” *Nature Astronomy*, vol. 8, pp. 298–307, Mar. 2024.
- [32] P. Blasi, R. I. Epstein, and A. V. Olinto, “Ultra-High-Energy Cosmic Rays from Young Neutron Star Winds,” , vol. 533, no. 2, pp. L123–L126, Apr. 2000.
- [33] M. Kachelriess, “Lecture notes on high energy cosmic rays,” *arXiv e-prints*, p. arXiv :0801.4376, Jan. 2008.
- [34] D. Semikoz, “High-energy astroparticle physics,” *arXiv e-prints*, p. arXiv :1010.2647, Oct. 2010.
- [35] T. Stanev, “Propagation of ultrahigh-energy cosmic rays,” *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 6, p. 065013, Jun. 2009. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/11/6/065013>
- [36] K. Greisen, “End to the cosmic-ray spectrum?” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, pp. 748–750, Apr 1966. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>
- [37] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, “Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays,” *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 4, p. 78, Aug. 1966.
- [38] J. W. Cronin, “Cosmic rays : the most energetic particles in the universe,” *Reviews of Modern Physics Supplement*, vol. 71, no. 2, pp. S165–S172, Mar. 1999.
- [39] R. Aloisio, “Acceleration and propagation of ultra high energy cosmic rays,” *arXiv e-prints*, p. arXiv :1707.08471, Jul. 2017.
- [40] A. M. Hillas, “The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays,” , vol. 22, pp. 425–444, Jan. 1984.
- [41] M. Kachelrieß, P. D. Serpico, and M. Teshima, “The Galactic magnetic field as spectrograph for ultra-high energy cosmic rays,” *Astroparticle Physics*, vol. 26, no. 6, pp. 378–386, Jan. 2007.
- [42] C. L. Carilli and G. B. Taylor, “Cluster magnetic fields,” *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 40, no. 1, p. 319–348, Sep. 2002. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.40.060401.093852>
- [43] R. Aloisio and V. Berezhinsky, “Diffusive Propagation of Ultra-High-Energy Cosmic Rays and the Propagation Theorem,” *Astrophysical Journal*, vol. 612, no. 2, pp. 900–913, Sep. 2004.
- [44] A. Arámburo-García, K. Bondarenko, A. Boyarsky, D. Nelson, A. Pillepich, and A. Sokolenko, “Ultrahigh energy cosmic ray deflection by the intergalactic magnetic field,” *Phys. Rev. D*, vol. 104, p. 083017, Oct 2021. [Online]. Available : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.104.083017>

- [45] J. Abraham and al., “Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects,” *Science*, vol. 318, no. 5852, p. 938–943, Nov. 2007. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1126/science.1151124>
- [46] O. E. Kalashev, D. V. Semikoz, and G. Sigl, “Ultrahigh energy cosmic rays and the gev-tev diffuse gamma-ray flux,” *Physical Review D*, vol. 79, no. 6, Mar. 2009. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.063005>
- [47] L. Collaboration, “An ultrahigh-energy  $\gamma$ -ray bubble powered by a super pevatron,” *Science Bulletin*, vol. 69, no. 4, p. 449–457, Feb. 2024. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1016/j.scib.2023.12.040>
- [48] N. Mirabal and I. Oya, “Correlating Fermi gamma-ray sources with ultra-high-energy cosmic rays,” , vol. 405, no. 1, pp. L99–L101, Jun. 2010.
- [49] E. Álvarez, A. Cuoco, N. Mirabal, and G. Zaharijas, “Searches for correlation between uhedr events and high-energy gamma-ray fermi-lat data,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2016, no. 12, p. 023–023, Dec. 2016. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2016/12/023>
- [50] A. Partenheimer, K. Fang, R. Alves Batista, and R. M. de Almeida, “Ultra-high-energy Cosmic-Ray Sources Can Be Gamma-Ray Dim,” , vol. 967, no. 1, p. L15, May 2024.
- [51] P. Dell’Ova, “Exploring the interstellar contents of a TeVatron : molecules, dust and star formation in the evolved supernova remnant IC443,” Theses, Université Paris sciences et lettres, Dec. 2021. [Online]. Available : <https://theses.hal.science/tel-03828552>
- [52] A. Albert and al., “Search for Spatial Correlations of Neutrinos with Ultra-high-energy Cosmic Rays,” , vol. 934, no. 2, p. 164, Aug. 2022.
- [53] A. Barbano, “Search for correlations of high-energy neutrinos and ultra-high energy cosmic rays,” 2020. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/2001.09057>
- [54] M. Aartsen and al., “Search for steady point-like sources in the astrophysical muon neutrino flux with 8 years of IceCube data,” *European Physical Journal C*, vol. 79, no. 3, p. 234, Mar. 2019.
- [55] M. G. Aartsen and al., “Observation and characterization of a cosmic muon neutrino flux from the northern hemisphere using six years of icecube data,” *The Astrophysical Journal*, vol. 833, no. 1, p. 3, Dec. 2016. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/833/1/3>
- [56] M. Aartsen and al., “Neutrino emission from the direction of the blazar txs 0506+056 prior to the icecube-170922a alert,” *Science*, vol. 361, no. 6398, p. 147–151, Jul. 2018. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1126/science.aat2890>
- [57] C. Kopper and E. Blaufuss, “IceCube-170922A - IceCube observation of a high-energy neutrino candidate event.” *GRB Coordinates Network*, vol. 21916, p. 1, Jan. 2017.

- [58] S. Gao, A. Fedynitch, W. Winter, and M. Pohl, “Modelling the coincident observation of a high-energy neutrino and a bright blazar flare,” *Nature Astronomy*, vol. 3, pp. 88–92, Jan. 2019.
- [59] IceCube Collaboration and al., “Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino IceCube-170922A,” *Science*, vol. 361, no. 6398, p. eaat1378, Jul. 2018.
- [60] A. I. Zabludoff and D. Zaritsky, “A collision of subclusters in abell 754,” *The Astrophysical Journal*, vol. 447, no. 1, p. L21, jul 1995. [Online]. Available : <https://dx.doi.org/10.1086/309552>
- [61] H. Kang, D. Ryu, and T. W. Jones, “Cluster Accretion Shocks as Possible Acceleration Sites for Ultra-High-Energy Protons below the Greisen Cutoff,” *Astrophysical Journal*, vol. 456, p. 422, Jan. 1996.
- [62] S. Sahu, B. Zhang, and N. Fraija, “Hadronic-origin TeV  $\gamma$  rays and ultrahigh energy cosmic rays from Centaurus A,” , vol. 85, no. 4, p. 043012, Feb. 2012.
- [63] E. Amato and B. Olmi, “The Crab Pulsar and Nebula as Seen in Gamma-Rays,” *Universe*, vol. 7, no. 11, p. 448, Nov. 2021.
- [64] Z. Cao and al., “Peta-electron volt gamma-ray emission from the crab nebula,” *Science*, vol. 373, no. 6553, p. 425–430, Jul. 2021. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1126/science.abg5137>
- [65] T. P. A. Collaboration and al., “The pierre auger observatory upgrade - preliminary design report,” 2016. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/1604.03637>
- [66] M. G. Aartsen and al., “Icecube-gen2 : the window to the extreme universe,” *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 48, no. 6, p. 060501, Apr. 2021. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/abbd48>
- [67] *Science with the Cherenkov Telescope Array*. WORLD SCIENTIFIC, Feb. 2018. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1142/10986>
- [68] B. de Errico, K. Kotera, and Grand Collaboration, “GRAND : status and perspectives,” in *PoS - 7th International Symposium on Ultra High Energy Cosmic Rays*, Jan. 2025, p. 57.
- [69] D. Ikeda, Y. Tameda, T. Tomida, K. Yamazaki, M. Yamamoto, H. Iwakura, Y. Nakamura, and Y. Kaino, “Current status and future prospects of the crafft project for the next generation uahecr observatory,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1468, no. 1, p. 012079, feb 2020. [Online]. Available : <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012079>
- [70] T. Fujii *et al.*, “The FAST Project - A Next Generation UHECR Observatory,” *EPJ Web Conf.*, vol. 136, p. 02015, 2017.
- [71] A. Batista and al., “Science with the global cosmic-ray observatory (gcos),” in *Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2023)*, ser. ICRC2023. Sissa Medialab, Sep. 2023, p. 281. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.22323/1.444.0281>

- [72] P. Klimov and al., “Status of the k-euso orbital detector of ultra-high energy cosmic rays,” 2022. [Online]. Available : <https://arxiv.org/abs/2201.12766>
- [73] A. Aminaei, L. Chen, H. Pourshaghghi, S. Buitink, M. Klein-Wolt, L. V. E. Koopmans, and H. Falcke, “Prospects of probing the radio emission of lunar UHECRv events,” *Advances in Space Research*, vol. 62, no. 9, pp. 2708–2728, Nov. 2018.
- [74] L. Chen, M. K. Wolt, A. Aminaei, S. Buitink, and H. Falcke, “Detection of ultra high energy cosmic rays and neutrinos with lunar orbital radio telescope,” *The European Physical Journal C*, vol. 83, no. 2, Feb. 2023. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11245-z>