

Des Particules au Cosmos

Introduction à la Physique des Astroparticules

Pierre Brun¹ (Irfu, CEA Saclay)

Cours donné aux rencontres de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit
Orsay Paris-sud, juillet 2011

¹pierre.brun@cea.fr

Préambule

Ce cours est destiné à des étudiants de physique de niveau Licence intéressés par la physique des hautes énergies et la cosmologie, il a été préparé dans le cadre de l'école d'été *Rencontres de physique de l'infiniment grand à l'infiniment petit* tenue à Orsay en juillet 2011. Il s'agit d'une introduction succincte à la physique des astroparticules, le volume horaire étant limité ce cours ne saurait en aucun cas être exhaustif (ni même impartial) et présente plutôt quelques morceaux choisis de la discipline.

La discipline astroparticule est dérivée de la physique des particules, de l'astrophysique et de la cosmologie. Selon les définitions, il s'agit d'étudier des phénomènes cosmiques pour lesquels la connaissance de la physique des particules élémentaires est indispensable ou d'utiliser les phénomènes cosmiques pour l'étude des processus élémentaires de physique des particules. Dans ce cas, les particules sont étudiées dans leur milieu naturel *in vivo*, complémentairement à l'étude *in vitro* dans les accélérateurs de particules. Le cours présente deux parties, la première traite des particules que nous recevons sur Terre : quelles sont elles ? d'où viennent elles ? comment les observer ? quelles en sont les sources cosmiques ? La seconde partie présente de la physique plus spéculative : la recherche de nouvelle physique en astroparticules. Il s'agit d'utiliser notre Univers et les phénomènes de haute énergie qui s'y produisent (dans l'Univers primordial ou autour d'astres compacts) comme des laboratoires pour tester les extensions du Modèle Standard de la physique des particules.

Table des matières

1	Les messagers cosmiques	1
1.1	Particules cosmiques au niveau du sol	1
1.2	Cascades atmosphériques	2
1.3	Particules cosmiques au sommet de l'atmosphère	3
1.3.1	Composante chargée	3
1.3.2	Composante neutre	4
1.4	Provenance et horizons	4
1.4.1	Particules chargées	4
1.4.2	Horizons	7
1.5	Les sources de particules cosmiques de haute énergie	11
1.5.1	Mécanisme d'accélération de Fermi	11
1.5.2	Observation en gamma des sources de rayons cosmiques Galactiques	13
1.6	Exemples de méthodes expérimentales au sol et dans l'espace	14
1.6.1	Le télescope spatial Fermi	14
1.6.2	L'observatoire Pierre Auger	15
2	Exemples de physique au delà du Modèle Standard en Astroparticules	17
2.1	Matière noire non-baryonique	17
2.1.1	Introduction	17
2.1.2	Etablissement de la densité relique dans l'Univers primordial	18
2.1.3	Extensions du Modèle Standard	20
2.1.4	Recherches expérimentales de WIMPs	24
2.2	Recherches de brisures de l'invariance de Lorentz	27
2.2.1	Modification du seuil GZK	27
2.2.2	Anomalies temporelles en astronomie gamma	28
A	Notes sur l'équation de Klein-Gordon	30

Cours 1

Les messagers cosmiques

1.1 Particules cosmiques au niveau du sol

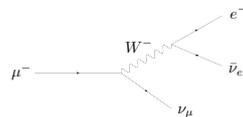
Avant les travaux de Viktor Hess en 1912, il était supposé que les particules ionisantes (*i.e.* de haute énergie) au niveau du sol avait pour origine la Terre. C'est pour vérifier cette hypothèse que le physicien autrichien embarque des électroscopes dans des ballons. Il réalise alors que le niveau de rayonnement augmente avec l'altitude. Cela signifie que les particules ionisantes sont majoritairement d'origine cosmique. Cette découverte lui a valu le prix Nobel en 1936.

Nous savons aujourd'hui que la plupart des particules cosmiques chargées au niveau du sol sont des muons. Le flux de muons cosmiques est d'environ 1 muon par cm^2 et par minute. Nous sommes également bombardés de neutrinos, ces particules très légères qui n'interagissent que très rarement. Le flux de neutrino se décompose en deux parties, une composante provenant du Soleil et une composante isotrope. Les neutrinos solaires proviennent des réactions nucléaire au coeur du Soleil, leur flux est très élevé, de l'ordre de 10^{11} neutrinos par cm^2 et par seconde. La composante diffuse est plus ténue, de l'ordre de 1 neutrino par cm^2 , par seconde et par stéradian.

En dehors des neutrinos solaires, les particules venant du ciel qui sont décrites ici ne sont pas primaires. Elles sont en réalité produites dans l'atmosphère par des particules primaires plus énergétiques. Cela est évident dans le cas du muon car étant une particule instable, elle ne pourrait pas a priori provenir du lointain cosmos.

Remarque : observation des muons au niveau du sol et dilatation relativiste du temps

Le muon est comme un électron 207 fois plus lourd. En raison de sa plus grande masse, il peut se désintégrer spontanément en un neutrino et un W qui donne à son tour un électron et un antineutrino. Par exemple pour un μ^- :



Le muon est donc instable et sa durée de vie moyenne est de $2.2 \mu\text{s}$. Pour un muon cosmique d'énergie E , sa vitesse est donnée par

$$v = c \times \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2},$$

soit, pour un muon typique d'énergie $E = 1 \text{ GeV}$, $v = 0.994 c$. À cette vitesse et pendant une durée de $2.2 \mu\text{s}$ un muon pourrait parcourir une distance

$$D = v \times t = 656 \text{ m.}$$

Si ce raisonnement était correct il serait impossible d'observer des muons au niveau du sol, ceux-ci étant produits dans l'atmosphère à une hauteur de l'ordre de 10 km.

Pour résoudre cet apparent paradoxe, il faut noter que le temps mesuré dans le référentiel du muon t_μ n'est pas le même que celui mesuré par l'observateur au sol t_{obs} . Pour estimer la durée de vie du muon telle que mesurée depuis le sol il faut tenir compte de la dilatation relativiste du temps en utilisant la relation

$$t_{\text{obs}} = \frac{t_\mu}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} .$$

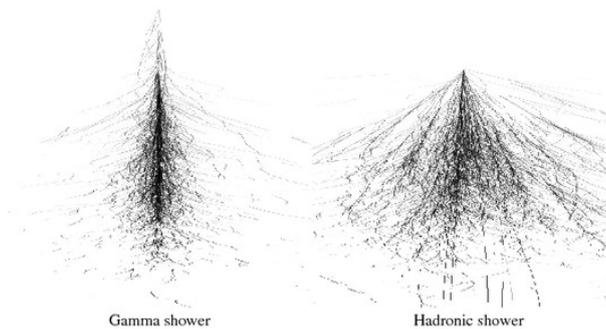
Avec $v^2/c^2 = .988$ le facteur correctif vaut 9.12, ce qui conduit à une distance parcourue par les muons de 6 km en moyenne. Cela permet à de nombreux muons d'atteindre le sol.

En mesurant le flux de muons à deux altitudes différentes, il est possible de mesurer le temps de vie du muon en utilisant des calculs similaires. Il s'agit là de l'expérience d'astroparticules la plus simple, consistant en l'utilisation des particules cosmiques pour mesurer une propriété fondamentale de la matière.

1.2 Cascades atmosphériques

Les particules cosmiques primaires (rayons cosmiques) heurtant le sommet de l'atmosphère induisent des cascades de particules secondaires. Pour la plupart d'entre elles, ces cascades sont contenues dans l'atmosphère et seuls les muons et les neutrinos parviennent jusqu'au sol. Les autres particules sont soit instables soit absorbées avant d'atteindre le sol (c'est par exemple le cas des électrons).

Il existe deux grandes classes de cascades atmosphériques, selon qu'elles impliquent des particules subissant l'interaction forte (comme les protons ou les noyaux par exemple) ou qu'elles n'interagissent que de façon électromagnétique (c'est le cas des électrons et des photons). Les premières sont des cascades dites hadroniques, elles sont relativement irrégulières, contiennent beaucoup de particules de types très différents et produisent des neutrinos et des muons. Les secondes sont des cascades électromagnétiques, elles ne contiennent que des électrons, des positons et des photons. L'image suivante montre une cascade issue d'un photon à gauche et d'un proton à droite.



La taille de la cascade dépend de la quantité de matière traversée et de l'énergie de la particule incidente. Par exemple un photon de 1 TeV produit une cascade de plusieurs centaines de mètres à 10 km d'altitude, cette même cascade pouvant être contenue entièrement dans 1 m de Plomb. Pour des particules incidentes très énergétiques, la cascade se développe encore au niveau du sol. Ceci a été découvert en 1939 par le physicien français Pierre Auger. Il a remarqué qu'en séparant des détecteurs d'une dizaine de mètres au niveau du sol, un nombre significatif d'événements sont observés en coïncidence, ce qui signifie que les particules correspondantes font en fait partie d'une même cascade.

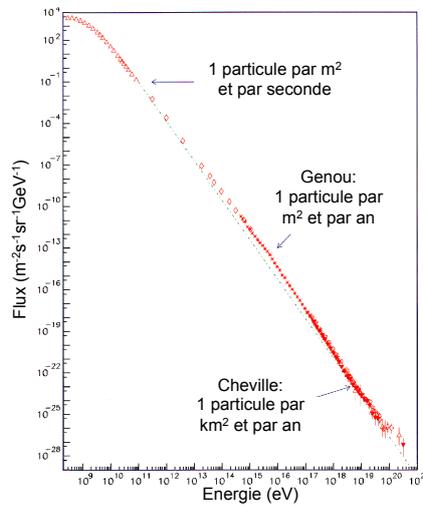
Nous verrons dans la suite que ces cascades sont aujourd'hui utilisées pour faire des mesures du rayonnement cosmique.

1.3 Particules cosmiques au sommet de l'atmosphère

Il apparaît donc que l'atmosphère terrestre nous protège des particules cosmiques qui s'y détruisent. Dans ce paragraphe nous voyons ce qu'il en est au sommet de l'atmosphère, avant leur destruction.

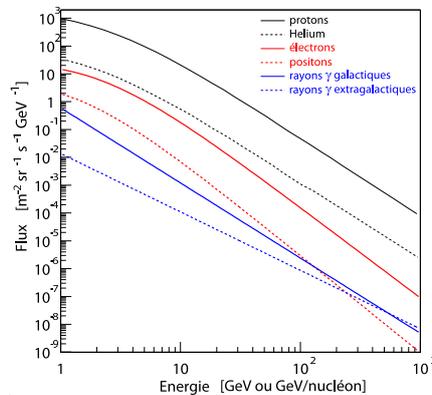
1.3.1 Composante chargée

La spécificité du flux de particules cosmiques chargées est qu'il est isotrope¹. En effet les particules chargées subissent l'effet des champs magnétiques dans la Galaxie et leur direction d'arrivée sur la Terre n'a aucune corrélation avec la direction dans laquelle elles ont été produites. La figure suivante montre le flux de rayons cosmiques entre 10^9 eV (1 GeV) et 10^{21} eV, toutes espèces confondues. Il présente globalement une loi de puissance d'indice -2.7.



Les taux de comptage typiques sont indiqués sur la figure, ainsi que les zones présentant des caractéristiques intéressantes. La région située vers 10^{16} eV est nommée le genou. Une rupture de pente significative est observée alors, le flux devenant alors plus mou. Vers 10^{18} eV, le spectre se durcit à nouveau, cette zone est appelée la cheville. Enfin vers 10^{20} eV, le spectre présente une coupure. Nous verrons dans la suite que ces particularités dans le spectre sont liées à la physique sous-jacente.

La composition du rayonnement cosmique est montrée dans la figure suivante pour les particules d'énergie comprise entre 1 GeV (10^9 eV) et 1 TeV (10^{12} eV).

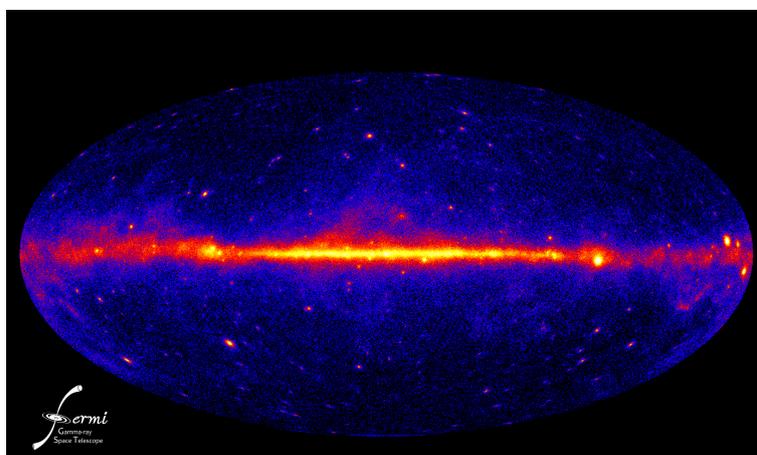


¹Voir la suite pour les limites de cette affirmation

Il apparaît que la majorité des particules cosmiques sont des protons. Avec un flux environ 10 fois plus faible, les noyaux d'Hélium viennent ensuite, suivis des électrons et des positons. Nous verrons dans la partie suivante que c'est en raison des caractéristiques de la propagation des protons dans la galaxie qu'ils sont plus nombreux en particulier que les électrons.

1.3.2 Composante neutre

Parmi les particules cosmiques figurent également des particules neutres : rayons gamma et neutrinos. En ce qui concerne les gammas, ils peuvent se propager en ligne droite en raison de leur neutralité, il y a donc dans le ciel gamma une composante diffuse et des sources. Dans la figure précédente, les flux de rayons gamma diffus sont représentés. Les deux courbes bleues représentent les flux observés dans le plan Galactique et en dehors du plan Galactique. L'image suivante montre une carte du ciel complet à des énergies supérieures à 30 MeV obtenue avec les données du satellite Fermi (dont le principe de fonctionnement est décrit dans la suite).



La ligne centrale correspond à de l'émission diffuse dans notre Galaxie elle-même. Celle-ci ayant la forme d'une épaisse crêpe (un pancake disons), cette émission correspond au disque Galactique vu depuis l'intérieur où nous sommes. À cela s'ajoute un grand nombre de sources, dont certaines sont en dehors du plan Galactique donc vraisemblablement extra-galactiques.

Actuellement les seuls neutrinos extra-terrestres observés sont ceux du Soleil, qui est donc la seule source de neutrino observée aujourd'hui dans le ciel. Les sources de haute énergie en gamma n'ont pas encore été observées en neutrino, cette recherche fait l'objet d'intenses travaux.

1.4 Provenance et horizons

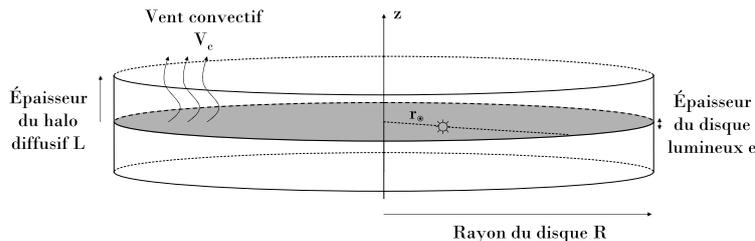
Dans cette partie nous nous soucions de savoir d'où viennent les particules qui sont observées au sommet de l'atmosphère. Il n'est pas encore question de savoir quelles en sont les sources, mais plutôt les régions de l'espace dont elles sont originaires.

1.4.1 Particules chargées

Notre Galaxie contient des champs magnétiques dont la topologie et la dynamique peuvent être très complexes. Il est attendu que la Galaxie puisse retenir des particules chargées jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{16} eV. Au delà de cette énergie, les champs magnétiques Galactiques ne sont plus assez forts pour y confiner les particules, leur rayon de Larmor devenant plus grand que la Galaxie elle-même. La caractéristique du spectre en énergie que nous avons appelé genou correspond donc à la transition

Galactique/extra-galactique, les particules d'énergie inférieure ont donc pour origine notre Galaxie, alors que les particules d'énergie supérieure proviennent de l'extérieur de la Voie Lactée.

Pour ce qui est des particules cosmiques Galactiques, nous savons qu'elles diffusent dans les champs magnétiques très inhomogènes de la Galaxie. Pour fixer les ordres de grandeur, la partie lumineuse de la Voie Lactée (qui contient les étoiles) est approximativement un disque de rayon 20 kpc, le Soleil y est situé à 8 kpc du centre². L'épaisseur du disque lumineux est de l'ordre de 500 pc. Les champs magnétiques s'étendent au-delà du disque lumineux, d'environ 10 kpc de part et d'autre du disque. C'est dans cette sorte de boîte de camembert que les rayons cosmiques Galactiques se propagent.



En raison des champs magnétiques, les particules subissent une diffusion à l'intérieur de la boîte, dans l'espace physique et dans l'espace des impulsions. De façon générale, l'équation régissant la diffusion des particules chargées est de la forme

$$\frac{\partial}{\partial z} V_c \psi(\vec{x}, E) - K \Delta \psi(\vec{x}, E) + \frac{\partial}{\partial E} \left(b(E) \psi(\vec{x}, E) - K_{\text{réac}} \frac{\partial \psi(\vec{x}, E)}{\partial E} \right) = Q(\vec{x}, E) ,$$

avec ψ le flux de particules. L'équation précédente est une équation de diffusion avec un terme convectif (premier terme à gauche), il s'agit de rendre compte d'un vent convectif qui pousse les particules en dehors du disque suite aux phénomènes explosifs ayant lieu dans le disque (supernovae par exemple). Le second terme fait apparaître le coefficient de diffusion K , qui dépend du type de particule considéré. Les termes suivants dans le membre de gauche rendent compte des redistributions d'énergie (pertes $b(E)$ et réaccélération $K_{\text{réac}}$). Le terme de droite est le terme source, il est logiquement supposé nul en dehors du disque lumineux et tient compte à la fois de la création et de la disparition des espèces. La résolution de cette équation donne une prédiction pour le flux de particules chargées au niveau de la Terre. Les paramètres entrant dans l'équation ne sont pas les mêmes selon le type de particule considérée et certains termes peuvent parfois être négligés.

Pour les protons par exemple, il est raisonnable de considérer qu'ils ne perdent pas d'énergie lors de la propagation. La valeur des paramètres de propagation pour les protons indiquent qu'ils diffusent longtemps dans la Galaxie, et sur de grandes distances. Ainsi, avant de rencontrer la Terre, un proton cosmique a exploré une grande partie du halo diffusif.

Pour les électrons, le terme de perte d'énergie est dominant. Un électron (ou un positon) perd inéluctablement de l'énergie lors de sa propagation, par émission synchrotron ou interaction avec le fond diffus cosmologique et la lumière ambiante. La distance parcourue par les électrons peut s'exprimer en fonction de la différence d'énergie entre l'émission et la détection. En effet, si un électron a perdu peu d'énergie depuis sa création, il n'a nécessairement pas beaucoup voyagé. Ainsi, un électron émis à une certaine énergie $E_{\text{émission}} = 1$ TeV aura parcouru en moyenne une distance λ en fonction de l'énergie à laquelle il est détecté $E_{\text{détection}}$ donnée par

$$\lambda \simeq 6.5 \text{ kpc} \times \sqrt{(E_{\text{détection}}/1 \text{ GeV})^{-0.3} - 0.12} ,$$

soit 100 pc pour une détection à 990 GeV et 6.1 kpc pour une détection à 1 GeV. Les électrons sont donc d'origine beaucoup plus locale que les protons, cette différence de volume sensible explique en grande

²1 parsec = 3.1×10^{16} m = 3.3 années-lumière

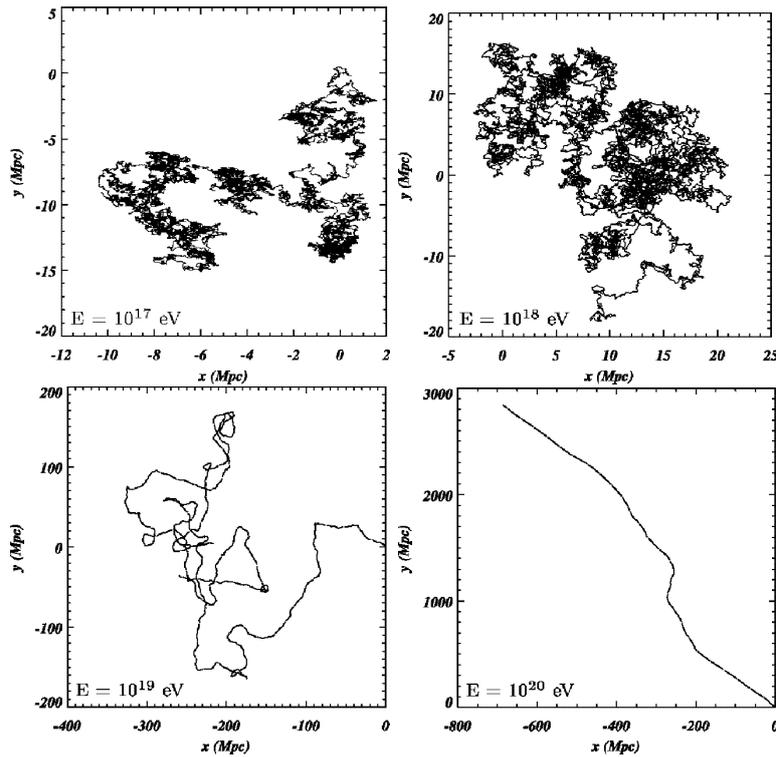
partie le fait que l'on observe beaucoup moins d'électrons que de protons, alors qu'il est raisonnable de penser qu'ils sont produits dans les sources en nombres comparables.

En plus des mesures de flux et de composition, l'observation en gamma permet d'apprendre bien des choses sur le rayonnement cosmique. Nous le verrons en particulier quand il s'agira d'étudier les sources. En plus de cela, l'analyse du rayonnement gamma diffus tel qu'il peut apparaître sur la carte du ciel de Fermi permet de contraindre les modèles de propagation des particules chargées. En effet ce sont les pertes d'énergie et les collisions des rayons cosmiques lors de leur propagation dans la Galaxie qui sont à l'origine de cette émission diffuse.

Le cas des particules chargées d'énergie extrême

La partie précédente a fait la lumière sur les particules atteignant la Terre à des énergies inférieures à 10^{16} eV. Les rayons cosmiques de plus haute énergie sont donc d'origine extra-galactique. À mesure que l'on augmente l'énergie des particules chargées, leur déflexion dans les faibles champs magnétiques qui règnent entre les galaxies est moindre.

Les figures suivantes³ montrent des trajectoires simulées de protons de 10^{17} eV, 10^{18} eV, 10^{19} eV, 10^{20} eV (de gauche à droite et de haut en bas) dans un environnement extra-galactique où règne un champ magnétique turbulent de 10 nG.



À 10^{18} eV et pour $B = 10$ nG la déflexion des protons se fait sur une échelle de l'ordre de 0.1 Mpc, inférieure à la distance typique séparant deux galaxies (qui est de quelques Mpc). À 10^{20} eV, le rayon de courbure augmente pour être de l'ordre de la dizaine de Mpc. Comme le montre la figure précédente, cela permet d'entrer dans un régime balistique pour lequel les protons peuvent se propager quasiment en ligne droite sur des distances typiques séparant deux galaxies.

Ainsi il est en principe possible de faire de l'astronomie avec les protons d'énergie extrême dans la mesure où pour ces énergies, la direction d'arrivée correspond à la direction de la source. Des recherches

³N. Globus, D. Allard, E. Parizot, 2008

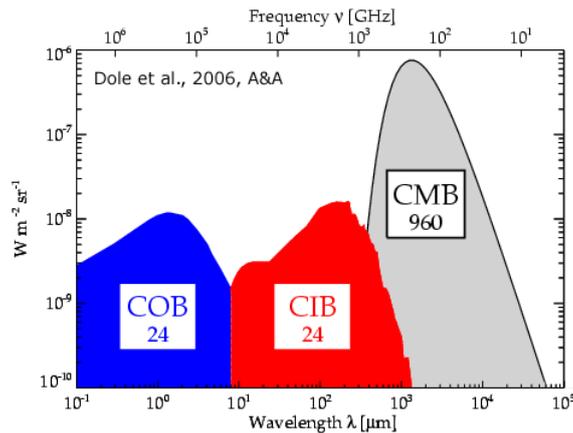
d'accumulation d'événements d'ultra-haute énergie sont en cours, en particulier avec l'observatoire Pierre Auger (décrit dans la suite).

On pourrait imaginer observer des régions encore plus éloignées dès lors que l'énergie augmente. Cependant comme nous allons le voir à présent, il est impossible que ces particules d'énergies extrêmes ne proviennent de régions de l'Univers arbitrairement éloignées.

1.4.2 Horizons

Fonds de rayonnement cosmologiques

Lors d'un voyage inter-galactique, un photon gamma ou un proton d'énergie extrême ne se propage pas dans un milieu à proprement parler vide. En réalité notre Univers est baigné de rayonnements d'origine cosmologique. Le plus fameux est le rayonnement fossile à 3 K, issu de la fin du Big-Bang (noté CMB pour *Cosmic Microwave Background*). Il existe un important fond de rayonnement infra-rouge (CIB pour *Cosmic Infrared Background*) issu de la formation des étoiles et décalé vers le rouge par l'expansion, et un fond de rayonnement optique (COB pour *Cosmic Optical Background*) venant directement de la lumière des galaxies. La figure suivante montre les densités spectrales de ces trois types de radiations qui remplissent l'Univers, les chiffres correspondants sont les quantités d'énergie totale de chaque composante.



L'énergie typique d'un photon du fond infra-rouge est de l'ordre de 0.1 eV, alors que pour un photon du rayonnement fossile son énergie est de l'ordre de 10^{-3} eV. Lorsque ces rayonnements sont observés depuis la Terre, leur énergie est donc très faible. Pourtant du point de vue d'une particule de très haute énergie ces rayonnements peuvent avoir de grandes conséquences. En effet dans le repère du centre de masse, l'énergie disponible peut atteindre le seuil de production de certaines particules. Si un tel événement se produit, alors il implique la destruction de la particule de haute énergie, ce qui signifie qu'elle ne pourra pas se propager sur des distances arbitrairement grandes.

Il faut donc estimer la quantité d'énergie disponible dans le centre de masse dans une réaction du type



où A est la particule de haute énergie dont nous étudions la propagation. L'énergie disponible dans le centre de masse est donnée par

$$\sqrt{s} = \sqrt{(P_A + P_{\gamma, \text{fond}})^2} ,$$

où P représente la quadri-impulsion. Développons cette expression dans le cas où les deux particules incidentes entrent en collision avec un angle θ :

$$\begin{aligned} s &= E_A^2 + E_{\gamma, \text{fond}}^2 + 2E_A E_{\gamma, \text{fond}} - p_A^2 c^2 - p_{\gamma, \text{fond}}^2 c^2 - 2\vec{p}_A \cdot \vec{p}_{\gamma, \text{fond}} c^2 \\ &= m_A^2 c^4 + 2cE_{\gamma, \text{fond}} \|\vec{p}_A\| (1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

soit finalement

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_A^2 c^4 + 2E_{\gamma, \text{fond}} \sqrt{E_A^2 - m_A^2 c^4} \times (1 - \cos \theta)}$$

S'agissant d'un invariant relativiste, il est possible de calculer l'énergie que doit avoir la particule A dans le référentiel du laboratoire pour que la réaction de production de nouvelles particules soit possible. C'est ce qui est présenté dans la suite.

Rayons cosmiques d'énergie extrême

Mettons en application le calcul précédent dans le cas de la propagation de protons de très haute énergie sur des distances extra-galactiques. Les réactions possibles sont les suivantes :

- Création de paires électrons/positons, $p^+ + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow p^+ + e^+ + e^-$:
Alors le seuil de réaction est atteint pour $\sqrt{s} > m_p c^2 + 2m_e c^2$, soit au seuil :

$$m_p^2 c^4 + 2E_{\gamma, \text{fond}} \sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4} \times (1 - \cos \theta) = (m_p c^2 + 2m_e c^2)^2$$

et en considérant $E_p \gg m_p c^2$, il vient

$$E_p^{\text{seuil}} = \frac{2 m_e (m_e + m_p) c^4}{E_{\gamma, \text{fond}} (1 - \cos \theta)} .$$

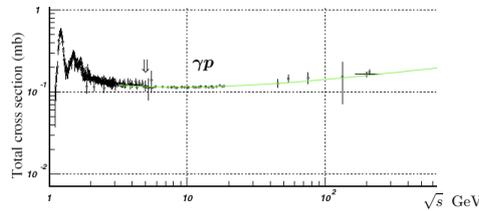
en injectant les valeurs typiques $E_{\text{COB}} = 10 \text{ eV}$, $E_{\text{CIB}} = 0.1 \text{ eV}$ et $E_{\text{CMB}} = 10^{-3} \text{ eV}$, les seuils sont de $5 \times 10^{13} \text{ eV}$, $5 \times 10^{15} \text{ eV}$ et $5 \times 10^{17} \text{ eV}$ respectivement pour des collisions frontales ($\cos \theta = -1$, $m_{e^+} = m_{e^-} = 511 \text{ keV}/c^2$ et $m_p = 938 \text{ MeV}/c^2$).

- Création de pions, $p^+ + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow p^+ + \pi^0$:
Dans ce cas la condition est $\sqrt{s} > m_p c^2 + m_\pi c^2$, ce qui conduit à l'expression

$$E_p^{\text{seuil}} = \frac{m_\pi (m_\pi + 2m_p) c^4}{2E_{\gamma, \text{fond}} (1 - \cos \theta)} .$$

Ayant $m_\pi = 135 \text{ MeV}/c^2$, les seuils de production pour des collisions frontales sur le COB, CIB et CMB sont respectivement de $7 \times 10^{15} \text{ eV}$, $7 \times 10^{17} \text{ eV}$ et $7 \times 10^{19} \text{ eV}$.

- Création d'une résonance Δ^+ , $p^+ + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p^+ + \pi^0$ ou $n + \pi^+$:
La particule Δ^+ est un baryon, *i.e.* un assemblage de 3 quarks, sa masse est de $1232 \text{ MeV}/c^2$, c'est le second baryon chargé le plus léger après le proton. La figure suivante⁴ montre la section efficace γp , la résonance Δ correspond au premier pic à gauche.



Ici, le seuil de production est donné par $\sqrt{s} = m_\Delta c^2$, d'où l'on obtient l'expression de l'énergie de seuil

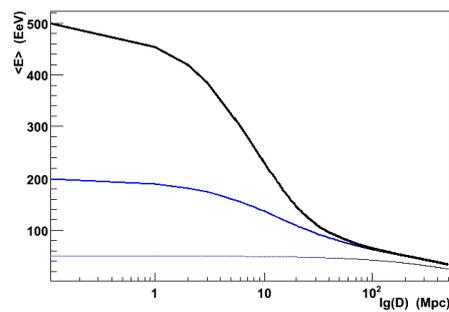
$$E_p^{\text{seuil}} = \frac{m_\Delta^2 c^4 - m_p^2 c^4}{2E_{\gamma, \text{fond}} (1 - \cos \theta)} .$$

⁴Particle data group, <http://pdg.lbl.gov>

Dans ce cas les énergies de seuil pour des collisions frontales sur le COB, CIB et CMB sont respectivement de 1.6×10^{16} eV, 1.6×10^{18} eV et 1.6×10^{20} eV.

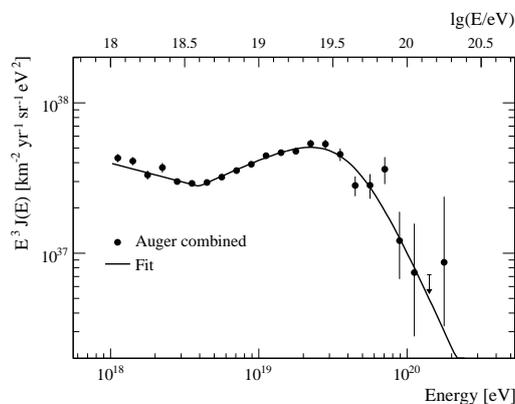
En dehors des énergies de seuil qui renseignent sur l'énergie minimale, l'efficacité de telle ou telle réaction dépend de la section efficace du processus considéré et de la densité de particules cibles *i.e.* de photons de fond. En tenant compte de cela, on trouve que les deux premières réactions (création de paires et créations de pions) se produisent de façon plus ou moins continue au dessus du seuil, et que la troisième (création d'une résonance Δ) se présente comme un mur auquel les protons ne survivent pas. S'agissant d'une résonance, la section efficace de production est en effet très grande. De plus, c'est sur les photons du rayonnement fossile (CMB) que cette réaction a lieu de façon préférentielle, ceux-ci étant 100 fois plus nombreux. La production de particules Δ est donc un frein inévitable à la propagation des protons de très haute énergie. C'est ce que l'on appelle l'effet GZK du nom des physiciens Griesen, Zatsepin et Kuzmin qui ont prédit cet effet.

La figure suivante montre l'évolution de l'énergie de protons de 5×10^{20} eV (500 EeV), 2×10^{20} eV et 5×10^{19} eV en fonction de la distance de propagation. Toutes les réactions décrites ci-dessus sont incluses dans le calcul.



Il apparaît donc que des protons de quelques 10^{20} eV ne peuvent pas se propager sur des distances plus grandes que 5 à 10 Mpc. Pour des protons à ces énergies, il existe donc un horizon, dont la taille est plus petite que l'amas de galaxie local (de l'ordre de quelques dizaines de Mpc).

L'observation de la coupure GZK dans le spectre en énergie des rayons cosmiques a été confirmée par l'observatoire Pierre Auger, qui a publié le résultat suivant :



Sur cette figure le spectre est redressé, il apparaîtrait plat en l'absence de la coupure GZK.

Rayons gamma

Dans le cas de la propagation de rayons gamma dans l'espace inter-galactique, la réaction principale est la création de paires

$$\gamma + \gamma_{\text{fond}} \rightarrow e^+ + e^- ,$$

où γ est le photon de haute énergie. En reprenant l'expression de l'énergie de seuil avec $m_A = 0$ pour un photon, on doit avoir $\sqrt{s} > 2m_e c^2$, soit

$$E_\gamma > \frac{2 m_e^2 c^4}{E_{\gamma, \text{fond}}(1 - \cos \theta)} .$$

Le seuil de production de paires par collision frontale sur les photons du rayonnement fossile est donc

$$E_\gamma^{\text{seuil, CMB}} = \frac{m_e^2 c^4}{E_{\text{CMB}}} = 260 \text{ TeV} ,$$

avec $E_{\text{CMB}} = 10^{-3} \text{ eV}$ alors que sur le fond infra-rouge

$$E_\gamma^{\text{seuil, CIB}} = \frac{m_e^2 c^4}{E_{\text{CIB}}} = 2.6 \text{ TeV} ,$$

avec $E_{\text{CIB}} = 0.1 \text{ eV}$

Les sources de photons de haute énergie ne sont pas observées jusqu'à la centaine de TeV, c'est donc la réaction sur le fond infra-rouge qui a de l'importance pour les photons. Du fait de la création de paires, le flux de photons provenant d'une source lointaine est atténué selon une loi semblable à la loi de Beer-Lambert

$$\phi_{\text{obs}} = \phi_{\text{source}} \times \exp(-\tau) ,$$

où τ est une grandeur sans dimension nommée profondeur optique. La profondeur optique τ est obtenue en intégrant la section efficace de création de paires sur la distance D entre la source et l'observateur et en intégrant sur l'énergie des photons cible :

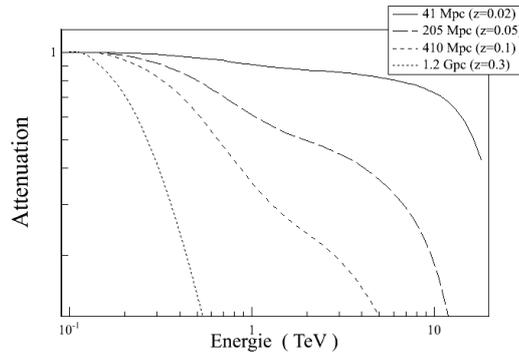
$$\tau(E_\gamma, D) = \int_0^D d\ell \int_{\epsilon_{\text{seuil}}}^\infty d\epsilon \sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma, \epsilon) \times n_{\text{CIB}}(\epsilon, \ell) ,$$

où $\sigma_{\gamma\gamma}$ est la section efficace de production de paires et $n_{\text{CIB}}(\epsilon, \ell)$ la densité de photons du fond infra-rouge à la distance ℓ . En réalité il est nécessaire de prendre en compte l'expansion de l'Univers entre le moment de l'émission du photon et l'observation, il est alors bien plus commode d'exprimer les distances en terme de décalage vers le rouge. Pour une source au décalage vers le rouge z_s , la profondeur optique est donnée par l'expression :

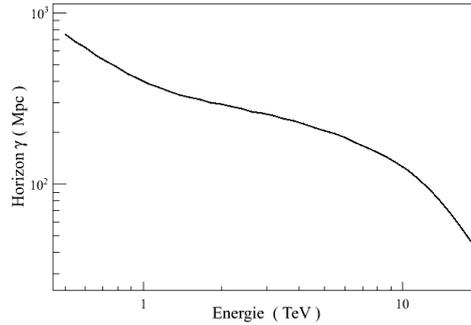
$$\tau(E_\gamma, z_s) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_s} \frac{(1+z)^2 dz}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \int_{\epsilon_{\text{seuil}}}^\infty d\epsilon \sigma_{\gamma\gamma} [(1+z)E_\gamma, (1+z)\epsilon] \times n_{\text{CIB}}(\epsilon, z) ,$$

où apparaissent les paramètres cosmologiques vus en cours de cosmologie.

La figure suivante montre l'atténuation (*i.e.* le facteur $\exp(-\tau)$) en fonction de l'énergie pour des sources à différentes distances



Il apparaît donc qu’une source située à quelques dizaines de Mpc n’est pas atténuée jusqu’à plus de 10 TeV. À mesure que la source s’éloigne, le spectre est coupé à des énergies de plus en plus faibles. Par exemple pour une source à $z = 0.3$ soit environ 1 Gpc, l’Univers est totalement opaque aux photons de 1 TeV. Une autre façon de présenter ce résultat est de tracer la solution de l’équation $\tau(E, z_s) = 1$, ce qui donne l’horizon en fonction de l’énergie :



Le cas des neutrinos

Une note concernant les neutrinos est inévitable dans une partie concernant les horizons observationnels. En effet, du fait de leur faibles interactions, l’horizon des neutrinos de haute énergie est de l’ordre de la taille de l’Univers observable. De la même façon que les neutrinos solaires proviennent du coeur de l’astre (contrairement aux photons qui viennent de la surface), des neutrinos de haute énergie pourraient provenir de sources très éloignées, et de régions opaques aux rayons gamma. Pour cette raison la recherche de sources de neutrinos cosmiques représente aujourd’hui un fort investissement expérimental.

1.5 Les sources de particules cosmiques de haute énergie

À présent nous savons d’où proviennent les particules cosmiques de haute énergie que nous observons depuis la Terre. Quelles en sont les sources et les mécanismes à l’origine de leur accélération est la question posée dans cette partie. Les particules cosmiques sont issues de phénomènes non-thermiques, contrairement par exemple à l’émission de lumière par le Soleil ou l’émission de rayons X par les disques d’accrétion autour des trous noirs.

1.5.1 Mécanisme d’accélération de Fermi

Les particules doivent donc être accélérées dans des sources. Le mécanisme typique d’accélération des particules chargées dans un cadre astrophysique est le mécanisme de Fermi qui implique une onde de choc et des champs magnétiques. Une onde de choc est créée lorsque deux milieux se déplacent à des vitesses différentes. En passant à travers l’interface entre les deux milieux, le choc, une particule peut gagner systématiquement de l’énergie. Il est possible de le démontrer à partir d’un exemple simple. Dans un cadre non-relativiste, considérons des centre diffusants appartenant au choc, de masse infinie et de vitesse \vec{u} dans notre référentiel. Prenons alors une particule de masse m et de vitesse initiale \vec{v}_i que nous souhaitons accélérer. Lors d’une collision entre le choc et la particule, cette dernière voit son énergie cinétique modifiée comme

$$\Delta\epsilon_c = \epsilon_{c,f} - \epsilon_{c,i} = \frac{1}{2}m (v_f^2 - v_i^2) \quad .$$

Dans le repère du centre de masse, on note les vitesses avec un exposant \star , et si $v_i \ll c$ on peut écrire

$$\begin{aligned} \vec{v}_i^\star &= \vec{v}_i - \vec{u} \\ \vec{v}_f^\star &= \vec{v}_f - \vec{u} \end{aligned}$$

Pour des collisions élastiques par des diffuseurs de très grande masse, l'énergie de la particule dans le référentiel du centre de masse n'est pas modifiée, de sorte que

$$\vec{v}_f^* = -\vec{v}_i^* .$$

Réécrivons alors la différence d'énergie, en exprimant tout d'abord

$$v_f^2 - v_i^2 = (\vec{v}_f^* + \vec{u})^2 - (\vec{v}_i^* + \vec{u})^2 = (-\vec{v}_i^* + \vec{u})^2 - (\vec{v}_i^* + \vec{u})^2 = -4 \vec{v}_i^* \cdot \vec{u} ,$$

soit

$$\Delta\epsilon_c = \epsilon_{c,f} - \epsilon_{c,i} = \frac{1}{2}m (v_f^2 - v_i^2) = -2m \vec{v}_i^* \cdot \vec{u} = -2m (\vec{v}_i - \vec{u}) \cdot \vec{u} ,$$

soit finalement

$$\Delta\epsilon_c = 2m (u^2 - \vec{v}_i \cdot \vec{u}) .$$

Pour des collisions frontales, $-\vec{v}_i \cdot \vec{u} > 0$ si bien qu'il y a toujours gain d'énergie, alors que pour des collisions par l'arrière, il peut y avoir perte d'énergie si $|\vec{v}_i \cdot \vec{u}| > u^2$.

Pour un grand nombre de collisions réparties équitablement en collisions frontales et par l'arrière, le terme en $\vec{v}_i \cdot \vec{u}$ apportera un gain d'énergie nul en moyenne alors que $2mu^2$ sera toujours positif. Ainsi, l'énergie de la particule pourra augmenter à chaque collision avec le choc. Lorsque c'est le terme $2mu^2$ qui domine, on parle d'accélération stochastique ou accélération de Fermi du second ordre. Ce type d'accélération peut être obtenue par exemple lorsque des nuages magnétisés (agissant comme des miroirs) se déplacent dans le milieu interstellaire. Dans le cas d'un choc astrophysique, le terme $\vec{v}_i \cdot \vec{u}$ peut dominer, avec plus de collisions frontales que par l'arrière. c'est le mécanisme de Fermi du premier ordre. Dans ce cas les particules chargées peuvent diffuser dans les champs magnétiques autour du choc et passer à travers plusieurs fois, de façon à être accélérées très efficacement. Il est possible de montrer que l'accélération de Fermi conduit à des spectres en loi de puissance pour les particules chargées, avec un indice proche de -2. Ce sont les mécanismes de propagation qui induisent une diminution de cet indice jusqu'au -2.7 observé.

Dans tous les cas, il est clair que les particules doivent rester dans la zone d'accélération le plus longtemps possible pour atteindre des énergies de plus en plus élevées. Pour une source donnée, l'efficacité de l'accélération des particules chargées, ou sa capacité à accélérer des particules à des énergies élevées est donnée par le produit de la taille de la source L par le champ magnétique qui y règne B , soit le produit $B \times L$. Pour savoir si une particule peut être accélérée à une énergie E dans une source donnée, il faut en fait que son rayon de Larmor R soit plus petit que la source elle même, de façon à pouvoir y être confinée. Classiquement le rayon de Larmor pour une particule de charge Ze dans un champ B est donné par

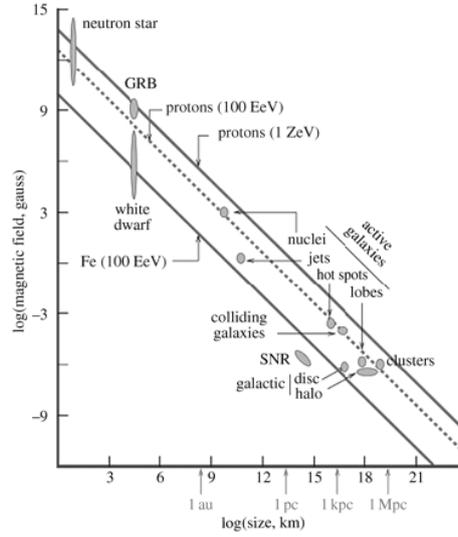
$$R = \frac{p}{ZeB} = \frac{\sqrt{2mE}}{ZeB} .$$

Donc les énergies atteignables dans une source de taille L et de champ B sont grossièrement telles que

$$p < ZeBL \Rightarrow E < \frac{(Ze)^2}{2m} \times (BL)^2 .$$

La figure suivante⁵ a été construite pour déterminer les sources potentielles de rayons cosmiques d'énergies extrêmes. Il y est tracé la position de certains objets astrophysiques dans un plan taille de la source/champ magnétique. Les lignes obliques représentent des valeurs constantes du produit $B \times L$.

⁵Disponible à <http://www.pi1.physik.uni-erlangen.de/?kappes/lehre/WS05-VAT/V9/Hillas-plot.png>



Les sources des rayons cosmiques d'énergies extrêmes ne sont à ce jour pas connues, nous avons déjà vu qu'elles sont extra-galactiques, ce pourraient être par exemple les grands lobes qui sont associés à certaines galaxies actives qui contiennent un trou noir supermassif. Dans notre Galaxie, les régions d'accélération typiques des rayons cosmiques du TeV sont les restes de supernovae et les phénomènes associés aux vents de pulsars. Ces régions sont observées en particulier en astronomie gamma comme cela est évoqué dans la partie suivante. À plus basse énergie (dizaine de GeV), les particules sont par exemple accélérées dans l'environnement immédiat des étoiles à neutron, alors que les particule de 1 GeV et moins observées sur Terre sont très majoritairement d'origine solaire.

1.5.2 Observation en gamma des sources de rayons cosmiques Galactiques

L'astronomie gamma a récemment permis de grandes avancées dans l'identification des sources de rayons cosmiques. L'avantage indéniable de cette technique est qu'il permet de pointer les sources dans le ciel et d'en faire l'étude à plusieurs longueurs d'onde simultanément. Le lien entre les particules chargées et les rayons gamma se fait par le transfert de l'énergie depuis les particules chargées jusqu'aux rayons gamma. Les mécanismes de ce transfert d'énergie peuvent être leptoniques ou hadroniques. Dans le premier cas, il s'agit d'accélération de photons par effet Compton inverse. Si γ est un photon de basse énergie du milieu ambiant, autour d'un pulsar par exemple, l'accélération des électrons peut se transmettre aux photons par la réaction Compton inverse

$$e_{\text{TeV}}^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma_{\text{TeV}} .$$

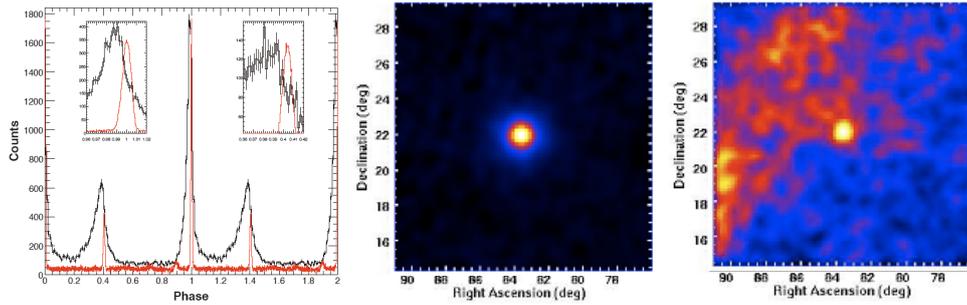
Dans le cas où ce sont des protons qui sont accélérés (mécanisme hadronique), il peut y avoir production de pions, qui produisent ensuite des gammas, en particulier par la désintégration en deux photons des pions neutres

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$$

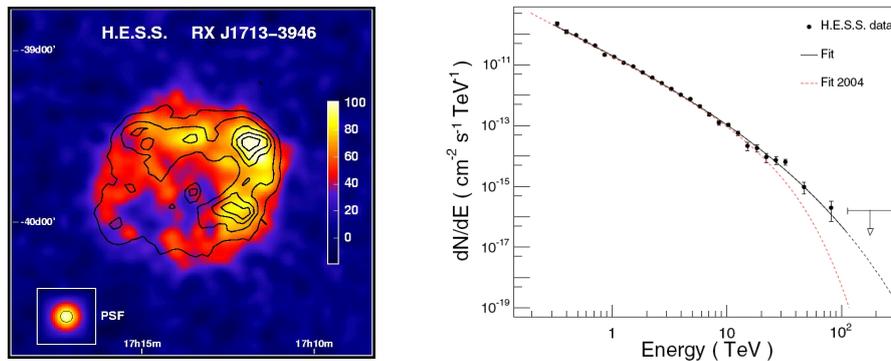
Dans les deux cas, l'énergie typique des rayons gamma est de l'ordre du dixième de l'énergie des particules chargées.

Nous donnons deux exemples d'observations gamma de sources potentielles de rayons cosmiques. Le premier exemple est le pulsar du Crabe et son environnement, situé à 2 kpc, tels qu'ils ont été observés par le satellite Fermi. Ce cas est particulièrement intéressant car il s'agit de la chandelle standard de l'astronomie gamma, une des sources les plus brillante et stable du ciel. Cette source est issue de l'explosion d'une supernova qui a été observée en 1054 par des astronomes chinois, celle-ci a aboutit à la formation d'une étoile à neutrons en rotation rapide. Les observations de Fermi comprennent à la fois l'émission pulsée à 33 ms issue directement de l'environnement proche de l'étoile à neutrons et l'émission dite de la nébuleuse du vent de pulsar qui est liée à l'interaction des particules chargées avec la lumière ambiante.

Cette dernière est constante (non pulsée) et étendue. Dans la figure suivante, l'image de gauche montre la courbe de lumière obtenue par Fermi en noir superposée aux observations radio en rouge sur deux périodes, pour tous les photons issus du pulsar au dessus de 100 MeV. Le figure centrale montre la carte du ciel entre 300 MeV et 1 GeV pour l'émission pulsée, et la figure de droite montre la carte du ciel de l'émission diffuse dans la même bande d'énergie.



Une autre classe de source est constituée des vestiges de supernovae en coquille. Là encore il s'agit d'objets issus de l'explosion de supernovae. Dans ce cas, il est possible d'observer directement les rayons gamma induits par l'expansion dans le milieu interstellaire des couches externes de l'étoile originelle à l'issue de l'explosion. C'est un là exemple de choc astrophysique typique. La figure suivante montre l'observation du vestige de supernova en coquille RXJ1713, situés à 1 kpc, par le réseau de télescopes gamma HESS, au dessus de 300 GeV. Les contours de l'émission gamma correspondent aux observations en X des résidus de l'explosion de l'étoile. À droite, le spectre en énergie des photons est observé jusqu'à près de 100 TeV, ce qui implique que des particules chargées y sont accélérées jusqu'à des énergies pouvant aller jusqu'à 1000 TeV = 10^{15} eV.



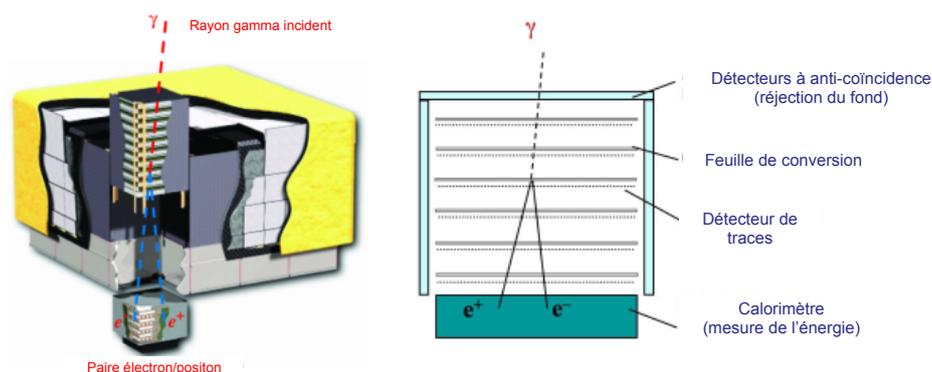
1.6 Exemples de méthodes expérimentales au sol et dans l'espace

De nombreuses expériences d'astroparticules sont menées, elles mettent en oeuvre des techniques expérimentales très variées dont une revue complète va bien au-delà de ce cours. Nous allons donner deux exemples, celui d'un télescope spatial à rayon gamma (Fermi) et d'un détecteur de particules chargées utilisant l'atmosphère comme milieu de détection (l'observatoire Pierre Auger).

1.6.1 Le télescope spatial Fermi

Dans la partie traitant des cascades atmosphériques, nous avons vu que les particules de haute énergie sont détruites dans la matière, en créant des particules secondaires. Le satellite Fermi est conçu de façon

à contenir la cascade de particules secondaires dans le volume instrumenté du détecteur. Le télescope est construit de sorte que les photons se convertissent en paires électrons/positons dans la partie supérieure du détecteur, ils y sont détectés par des détecteurs de traces au Silicium. Les deux particules chargées ainsi produites terminent leur course dans un calorimètre électromagnétique qui mesure l'énergie. Dans Fermi, le calorimètre électromagnétique est constitué de cristaux scintillants. Avant le lancement, des parties du détecteur ont été calibrées au CERN et à SLAC à l'aide de faisceaux de particules de type et d'énergie connue. Pendant son orbite, le satellite Fermi reçoit beaucoup plus de particules chargées que de rayons gamma, il est donc nécessaire de rejeter les événements correspondant. C'est le rôle du détecteur à anti-coïncidence qui entoure le coeur de Fermi. La figure suivante illustre le principe de fonctionnement du satellite Fermi.



Le satellite Fermi présente une surface effective de l'ordre de 1 m^2 , il permet de mesurer l'énergie et la direction des photons entre quelques dizaines de MeV et quelques centaines de GeV. Un avantage énorme par rapport à d'autres moyens de détection est qu'il possède un très grand champ de vue. Il est sensible à des incidences de photons jusqu'à 60° ce qui lui permet de voir environ 20% du ciel d'un coup. En deux orbites de 96 minutes, l'instrument a vu la totalité du ciel. C'est là un atout de choix lorsqu'il s'agit par exemple de suivre des sources très variables. Le télescope Fermi est en fonctionnement depuis 2008 et fournit depuis une moisson de résultats.

1.6.2 L'observatoire Pierre Auger

Les expériences d'astroparticules utilisent souvent l'atmosphère comme milieu de détection. Il s'agit en fait d'utiliser l'atmosphère comme un calorimètre où les particules cosmiques déposent leur énergie. Comme nous l'avons vu précédemment, les particules cosmiques développent des cascades de particules secondaires dans l'atmosphère, qu'il s'agira de détecter. L'observatoire Pierre Auger est un très bon exemple d'une telle expérience car il cherche à détecter à la fois directement les particules de la cascade et un effet secondaire qu'elle produit.

L'objectif de l'expérience est principalement de mesurer le spectre en énergie des particules d'énergies extrêmes au delà de 10^{18} eV . Nous avons vu dans la partie traitant des taux de comptage que le flux de ces particules est très faible, de l'ordre d'une particule par km^2 et par siècle à 10^{20} eV . L'utilisation de l'atmosphère comme milieu de détection permet alors d'obtenir de très grandes surfaces effectives, ce qui permet malgré tout d'observer suffisamment d'événements. À ces énergies extrêmes, les muons issus de la cascade atmosphérique sont répartis sur des surfaces de l'ordre de la dizaine de km^2 . Pour les détecter, 1600 cuves à eau sont réparties dans la pampa argentine, chacune séparée de sa voisine de 1.5 km. Chaque cuve est équipée d'un photomultiplicateur pour détecter la lumière Tcherenkov induite par les muons, ainsi que d'un GPS pour la mesure du temps et d'une antenne pour transmettre les informations au centre de traitement, le tout alimenté par un panneau solaire. De façon complémentaire, 4 télescopes sont installés aux coins du réseau et observent la fluorescence résiduelle induite par les particules de la cascade après qu'elles excitent les atomes d'azote de l'atmosphère. Le détecteur Auger est donc un détecteur hybride qui observe la cascade atmosphérique par deux biais complémentaires. La figure suivante montre à gauche

un détecteur de surface avec en arrière plan un des bâtiments abritant les télescopes pour la détection de la fluorescence. L'image de droite représente la répartition des cuves (en rouge) sur les 3000 km² du détecteur et les champs de vue des télescopes à fluorescence (en vert).



Dans chaque cuve, le bruit de fond est très important, il correspond à tous les muons atmosphériques créés dans l'atmosphère. Ce bruit de fond est supprimé en demandant des coïncidences entre plusieurs cuves. Dans une cuve donnée, le taux de comptages est de l'ordre de 2 kHz (une cuve fait une dizaine de m²), et l'information sur le déclenchement dans une cuve est envoyée à ce taux au centre de traitement, avec le temps précis de l'événement. Un programme recherche alors en temps réel si 2 cuves voisines ont été déclenchées en coïncidence et si c'est le cas, récupère la plupart des données du réseau. Le taux de déclenchement est alors réduit à 100 Hz environ.

L'énergie et l'identification de la particule primaire sont estimées en comparant les images des cascades atmosphériques à des simulations, produites en grand nombre et pour tous les cas de figure possible (incidence, conditions atmosphériques, etc). L'utilisation de deux types de détection sur le même site est ce qui a permis ici une avancée majeure. En fait, l'estimation de l'énergie par les détecteurs de surface (les cuves) est difficile car la proportion instrumentée du sol reste faible. De fait, l'estimation de l'énergie de la particule primaire est essentiellement basée sur les simulations et est entachée d'une importante erreur systématique. Au contraire, le détecteur de fluorescence détecte directement toute l'énergie convertie par les particules dans l'atmosphère et est affectée d'une erreur systématique bien moindre. Le défaut de cette détection est son cycle utile, les télescopes à fluorescence ne fonctionnant que la nuit et lorsque la Lune n'est pas dans le ciel. Pour la première fois avec l'observatoire Pierre Auger des événements sont observés simultanément par les deux méthodes. L'échantillon de données hybride permet alors de calibrer précisément les données du détecteur de surface. Cela étant fait, l'ensemble des données du détecteur de surface, fonctionnant 24h/24 et dont l'acceptance est plus grande, est utilisé. C'est en particulier grâce à ce système hybride que l'observatoire Pierre Auger a confirmé définitivement l'existence de la coupure GZK.

Cours 2

Exemples de physique au delà du Modèle Standard en Astroparticules

2.1 Matière noire non-baryonique

2.1.1 Introduction

Par non-baryonique nous entendons d'un type inconnu. La matière noire semble être présente à toutes les échelles observables et depuis les premiers instants de l'Univers (voir cours de cosmologie, en particulier pour les abondances). Sa nature reste pourtant un mystère. Nous ne passerons pas en revue les arguments et indications sur la présence de matière noire à toutes les échelles, mais avançons deux exemples simples qui montrent la nécessité d'introduire un nouveau type de matière inconnue (une nouvelle particule en fait) dans notre description de l'Univers.

L'observation du fond diffus cosmologique et son extrême homogénéité semble en contradiction avec l'observation de l'Univers très inhomogène que nous avons aujourd'hui. En effet, lors de la recombinaison, les sur-densités dans l'Univers étaient de l'ordre de $\delta\rho/\rho = \delta T/T \simeq 10^{-5}$ (voir le cours de cosmologie). Or l'évolution d'une sur-densité dans un Univers en expansion se fait proportionnellement au facteur d'échelle

$$\frac{\delta\rho}{\rho}(t) \propto a(t) ,$$

et le facteur d'échelle est à présent 10^3 fois plus élevé qu'au moment du découplage

$$a(t_0) = 10^3 \times a(t_{\text{découplage}}) .$$

Par conséquent, si l'Univers était aussi homogène que le fond diffus cosmologique ne nous le montre, les sur-densités aujourd'hui ne pourraient pas être plus grandes que $\delta\rho/\rho \sim 10^{-2}$, en contradiction avec l'observation de galaxies par exemple qui impose $\delta\rho/\rho \gg 1$. Cela signifie que les puits de potentiels gravitationnels étaient plus profonds que 10^{-5} au moment du découplage, et que la matière qui crée ces puits de potentiels ne doit que très peu se coupler avec la lumière sans quoi les inhomogénéités auraient été visibles dans le fond diffus cosmologique.

Une autre observation impose que la matière noire dans les amas de galaxies soit constituée de particules inconnues interagissant faiblement, c'est l'observation de l'amas 1E 0657-56. Il s'agit en fait du résultat de la collision de deux amas. Sur la photo suivante, les zones bleues représentent la masse (reconstruite par l'effet de lentilles gravitationnelles des astres d'arrière plan) et les zones rouges représentent du gaz chaud, observé en X.

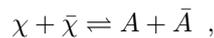


La séparation spatiale des deux composantes s'interprète comme suit : les amas contenaient à l'origine des particules de matière noire et de la matière standard (baryonique). À la suite de la collision le gaz collisionnel a chauffé et est resté au centre alors que les particules de matière noire interagissant très peu ont continué leur chemin sans être influencées par la collision¹. Cette observation met à mal les hypothèses selon lesquelles la matière noire ne serait pas constituée de particules mais serait une illusion liée à une modification de la loi de gravitation.

2.1.2 Etablissement de la densité relique dans l'Univers primordial

Si de nouvelles particules peuplent l'Univers, elles doivent être là depuis le début et il faut un mécanisme permettant d'expliquer l'abondance observée actuellement. La théorie discutée ici suppose l'existence de particules lourdes interagissant faiblement (notées WIMPs pour *Weakly Interacting Massive Particles*). Les processus décrits ici se produisent dans l'Univers primordial, à une époque où l'Univers est très jeune, avant la nucléosynthèse et avant même le déconfinement des quarks. Pendant cette période, l'Univers est un milieu totalement ionisé où la température décroît du fait de la dilution induite par l'expansion.

À très haute énergie, les WIMPs sont en équilibre thermique avec le plasma primordial. Les réactions d'annihilation et de recombinaison sont en équilibre :



où A et \bar{A} sont des particules du Modèle Standard. C'est l'expansion de l'Univers qui va rompre cet équilibre et geler la population de WIMPs.

Lorsque les particules sont encore en équilibre avec l'environnement, à haute énergie (ou haute température), on a $kT \gg m_\chi c^2$ et donc la population de WIMPs en équilibre se comporte comme le rayonnement

$$n_\chi^{\text{eq}} \propto n_\gamma \propto T^4 .$$

À mesure que l'Univers se refroidit la masse des WIMPs devient non négligeable et pour $T < m_\chi$,

$$n_\chi^{\text{eq}} \propto (m_\chi T)^{3/2} \times \exp\left(-\frac{m_\chi c^2}{kT}\right) ,$$

ce qui traduit le fait que l'équilibre $\chi + \bar{\chi} \rightleftharpoons A + \bar{A}$ est fortement déplacé vers la droite. Cependant, comme l'Univers est en expansion, les particules trouvent de moins en moins de partenaires pour disparaître. C'est alors que le gel de la population se fait, la densité numérique n_χ ne peut plus suivre la densité d'équilibre en raison de l'expansion, l'évolution de la densité numérique de WIMPs est donnée par :

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -3H n_\chi - \langle \sigma v \rangle \{ (n_\chi)^2 - (n_\chi^{\text{eq}})^2 \} ,$$

¹Des animations pédagogiques montrant la collision et la séparation des composantes sont disponibles à l'adresse : <http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/animations.html>

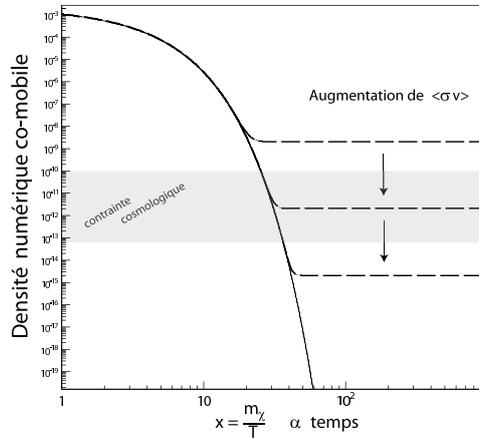
où H est le paramètre de Hubble décrivant l'expansion : $H = \dot{a}/a$ avec a le facteur d'échelle (voir le cours de cosmologie), et $\langle\sigma v\rangle$ la section efficace de la réaction d'annihilation des WIMPs. Dès que le terme $3Hn_\chi$ domine, l'équilibre chimique est rompu. Dans la suite tout se passe comme si $\langle\sigma v\rangle \rightarrow 0$ et

$$\frac{dn_\chi}{dt} = -3Hn_\chi \Rightarrow \frac{dn_\chi}{n_\chi} = -3\frac{da}{a} ,$$

d'où

$$n_\chi \propto a^{-3} .$$

L'évolution de la densité co-mobile (*i.e.* dans un volume qui suit l'expansion) est montrée dans la figure suivante :



On voit alors que, à $T \rightarrow 0$ (à mesure que l'Univers se dilue), la densité co-mobile est constante. Comme la particule χ est stable alors sa densité est fixée depuis l'époque du gel et ces particules flottent aujourd'hui dans le milieu intergalactique. Il s'agit donc d'une population de particules fossiles, issues d'une période primordiale chaude et contribuant significativement à la masse de l'Univers.

En résolvant numériquement l'équation d'évolution de n_χ , la densité co-mobile de WIMPs est donnée par

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3/\text{s}}{\langle\sigma v\rangle} ,$$

rappelons que les mesures cosmologiques conduisent à une densité de matière noire de $\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.11$ (c'est à dire $\Omega_{\text{DM}} = 0.21$, soit 21% de la densité d'énergie de l'Univers). En considérant une particule de matière noire de $500 \text{ GeV}/c^2$ interagissant par l'interaction faible de constante de couplage $g = 1/30$, il est possible d'estimer l'ordre de grandeur de la valeur de la section efficace :

$$\langle\sigma v\rangle \sim \frac{g^2}{(500 \text{ GeV}/c^2)^2} \times \hbar^2/c = 5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s} .$$

Cela conduit à $\Omega_\chi h^2 \sim 0.06$, soit le bon ordre de grandeur pour la densité de matière noire dans l'Univers. Ce résultat mérite que l'on s'y attarde un moment.

La valeur de la densité de matière noire provient de l'étude de différentes sondes à l'échelle cosmologique comme par exemple l'étude du rayonnement fossile à 3 K et la mesure de l'abondance des noyaux légers comparée aux modèles de formation des noyaux dans l'univers primordial (nucléosynthèse primordiale). Ce sont ces observations qui conduisent à $\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.11$. Indépendamment de cela, nous avons supposé l'existence d'une nouvelle particule stable dans l'Univers primordial et avons estimé son abondance fossile. Dans le cadre du mécanisme décrit ici, il vient que la bonne densité relique est obtenue pour une particule

dont la masse est de l'ordre de la centaine de GeV/c^2 et un couplage faible. Ces valeurs sont typique de l'échelle dite électro-faible qui a été vue dans le cours sur le Modèle Standard. Quel rapport y a-t-il a priori entre la dynamique de l'Univers à l'échelle des galaxies, des amas et dans son ensemble et l'échelle électro-faible? Aucun. Le fait qu'une particule dont la masse et les interactions seraient du type électro-faible donne la bonne densité relique pourrait être un hasard mais peut également être vu comme une incitation à creuser un peu dans cette direction. Après tout, les résultats auraient pu être différents de 50 ordres de grandeurs sans que cela ne soit choquant! La particule de matière noire est donc peut être à chercher dans les extensions du Modèle Standard de la physique des particules, qui visent précisément à décrire et justifier l'échelle électro-faible.

2.1.3 Extensions du Modèle Standard

Échelle de Planck

L'échelle de Planck ou masse de Planck revient souvent lorsqu'il est question de recherche de physique au delà du Modèle Standard. Il s'agit de l'échelle d'énergie à partir de laquelle les effets quantiques ne peuvent plus être négligés dans les processus impliquant la gravitation. Aucune théorie physique n'est actuellement en mesure de décrire correctement la phénoménologie à cette échelle, c'est donc la plus grande échelle d'énergie considérée. La valeur de la masse de Planck est donnée par

$$M_{\text{Planck}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{\mathcal{G}}} = 1.22 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2 ,$$

où \hbar est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide et \mathcal{G} la constante de Newton.

Le problème de hiérarchie d'échelles

Le Modèle Standard présenté dans le cours s'appuie sur l'hypothèse que de la nouvelle physique doit apparaître à l'échelle du TeV. En effet, si le boson de Higgs est bien une particule de spin 0, alors sa masse peut être définie comme le pôle de son propagateur², qui est donné au premier ordre par

$$\frac{1}{P^2 - m_h^2} ,$$

où P est la quadri-impulsion et m_h est la masse du Higgs. Si l'on considère des corrections à ce propagateur en faisant apparaître des particules virtuelles, la masse définie telle quelle est modifiée. Montrons-le à partir d'un exemple naïf, ajoutons des particules virtuelles dans la propagation du Higgs :

$$\begin{aligned} &\propto \frac{1}{P^2 - m_h^2} + \frac{1}{P^2 - m_h^2} \xi \frac{1}{P^2 - m_h^2} + \frac{1}{P^2 - m_h^2} \xi \frac{1}{P^2 - m_h^2} \xi \frac{1}{P^2 - m_h^2} + \dots \\ &= \frac{1}{P^2 - m_h^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\xi \frac{1}{P^2 - m_h^2} \right)^n \\ &= \frac{1}{P^2 - m_h^2} \frac{1}{1 - \xi \frac{1}{P^2 - m_h^2}} = \frac{1}{P^2 - m_h^2 + \xi} . \end{aligned}$$

Les corrections radiatives font apparaître un décalage dans la masse du boson de Higgs $\delta m^2 = -\xi$. La valeur de ξ dépend de l'impulsion maximale des particules intervenant dans les boucles, notée Λ_{UV} . Cette

²Une brève explication de cet objet mathématique est donnée en annexe

valeur peut être a priori arbitrairement élevée. Dans le cas d'un boson de spin 1 comme le Z^0 , la dépendance en Λ_{UV} est douce, proportionnelle à $\ln(\Lambda_{UV})$ et est absorbée dans le processus de renormalisation. La dépendance dans le cas de la masse du Higgs est proportionnelle à Λ_{UV}^2 , et est trop forte pour être absorbée par la procédure de renormalisation. Ce problème n'apparaît que dans le cas du boson de Higgs car c'est la seule particule élémentaire de spin 0 du modèle. Les calculs de précision dans le cadre du Modèle Standard présupposent donc une échelle pour Λ_{UV} de l'ordre du TeV, sans quoi il est difficile de rendre compte de l'échelle électrofaible observée de l'ordre de 100 GeV. Dans ce cas trois alternatives se présentent :

- Le Modèle Standard est à revoir et aucune particule élémentaire de spin nul ne doit exister. Ceci est ennuyeux dans la mesure où le Modèle Standard est vérifié avec une extrême précision, il paraît toujours cohérent avec les mesures et n'a jamais été mis en défaut.
- D'autres particules doivent apparaître à l'échelle du TeV et annuler d'une façon ou d'une autre les divergences quadratiques.
- L'échelle du TeV est une échelle fondamentale pour les processus élémentaires et représente la plus haute échelle atteignable. Il faut alors expliquer pourquoi cette échelle fondamentale est bien plus petite que l'échelle de Planck.

Nous allons à présent illustrer les deux dernières possibilités avec des modèles de physique au delà du Modèle Standard correspondant.

Supersymétrie

La supersymétrie est une symétrie reliant les bosons et les fermions, de sorte de les opérateurs de supersymétrie font passer de l'un à l'autre. Dans le cours sur le Modèle Standard, il a été vu que le lagrangien du Modèle contient des champs fermioniques et des champs bosoniques (liés aux interactions), la supersymétrie propose d'ajouter tous les champs images de ceux-ci par une opération de supersymétrie. Les partenaires des bosons sont nommés en ajoutant le suffixe -ino et les partenaires des fermions sont nommés en ajoutant le préfixe s-. Par exemple, le partenaire supersymétrique du Higgs est un Higgsino et le partenaire supersymétrique de l'électron est un sélectron.

L'introduction de la supersymétrie permet de résoudre le problème de la hiérarchie d'échelles présenté ci-dessus. En effet, schématiquement, à chaque fermion est associé un boson et vice-versa, et il se trouve que les contributions quadratiques à la masse du Higgs pour des bosons et des fermions sont de signes opposés, de sorte que

$$\Lambda_{UV,\text{boson}}^2 = -\Lambda_{UV,\text{fermion}}^2$$

si les bosons et fermions ici sont partenaires l'un de l'autre. Il apparaît donc que l'introduction de la supersymétrie permet d'annuler les divergences quadratiques à tous les ordres et de façon exacte. C'est là une propriété de cette théorie qui, entre autres, lui a valu son succès. En particulier la supersymétrie n'a pas été introduite dans le but d'expliquer le problème de la matière noire, même si –nous le verrons– elle propose un candidat valable.

Notons que la supersymétrie ne doit pas être une symétrie effective à basse énergie (au quotidien) car les opérateurs supersymétriques doivent conserver la masse et aucun électron scalaire n'a jamais été observé. La supersymétrie ne doit donc s'établir qu'à haute énergie, c'est à dire que ces particules doivent avoir des masses trop élevées pour avoir été produites dans les accélérateurs de particules et doivent être instables. Un nombre quantique additionnel est introduit, la R-parité R . On assigne alors $R = 1$ aux particules standard et $R = -1$ aux partenaires supersymétriques. Si R est conservé, ce qui est nécessaires pour maintenir la stabilité du proton, alors seule la particule supersymétrique la plus légère est stable, toutes les chaînes de désintégration se terminant à sa production.

Dans sa version minimale, le modèle standard supersymétrique contient les particules listées dans le tableau suivant

Particules et champs du Modèle Standard		Partenaires supersymétriques			
Symbole	Nom	États propres d'interaction		États propres de masse	
		Symbole	Nom	Symbole	Nom
$q = d, c, b, u, s, t$	quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squark
$l = e, \mu, \tau$	lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	neutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	gluon	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	boson W	\tilde{W}^\pm	wino	} $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	chargino
H^-	boson de Higgs	\tilde{H}_1^-	higgsino		
H^+	boson de Higgs	\tilde{H}_2^+	higgsino		
B	champ B	\tilde{B}	bino	} $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralino
W^3	champ W^3	\tilde{W}^0	wino		
H_1^0	boson de Higgs	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	boson de Higgs	\tilde{H}_2^0	higgsino		
H_3^0	boson de Higgs				
G	graviton	\tilde{G}	gravitino		

La plus légère d'entre elle est supposée stable en raison de la conservation de la R-parité. Elle pourrait alors bien être cette la particule qui constitue la matière noire. Les particules neutres (en charge et en couleur) sont les wino, bino, higgsino, sneutrino et gravitino. Les sneutrinos sont exclus car il se couplent fortement au boson Z^0 et auraient été vu dans les expériences de recherches directes que l'on évoque dans la suite. Le gravitino n'est en général pas considéré car le scénario d'établissement de l'abondance fossile décrit précédemment ne s'applique pas (il n'interagit que gravitationnellement), sa production dans l'Univers primordial est donc moins motivée théoriquement.

Le candidat matière noire proposé par la supersymétrie est donc un mélange (au sens quantique) des partenaires des bosons de jauge et des Higgs neutres³, il s'agit du neutralino le plus léger, noté $\tilde{\chi}_1^0$:

$$\tilde{\chi}_1^0 = \epsilon_B \tilde{B} + \epsilon_W \tilde{W}^0 + \epsilon_1 \tilde{H}_1^0 + \epsilon_2 \tilde{H}_2^0 ,$$

dont la masse est prédite entre la dizaine de GeV/c^2 et quelque TeV/c^2 . Un défaut important du modèle standard supersymétrique est la présence de nombreux paramètres libres, de l'ordre de la centaine. Dans certaines régions de l'espace des paramètres, la bonne densité relique peut être obtenue. Ce modèle prévoit l'existence de nombreuses nouvelles particules et est donc en cours de confrontation avec les données obtenues dans les expériences du LHC.

Dimensions supplémentaires

Il peut être envisagé que nous vivons dans un monde à 3+1 dimensions macroscopiques et qu'un certain nombre δ de dimensions apparaîtraient si nous pouvions sonder des distances suffisamment faibles. Si la gravitation était la seule force qui permettrait de sonder ces dimensions supplémentaires, leur taille pourrait être aussi élevée que 1 mm, la gravitation n'ayant pas été testée sur des distances plus courtes. La construction d'un modèle réside dans la définition du nombre δ et de la taille R des dimensions supplémentaires et de leur géométrie. Une certaine classe de modèles suppose l'existence de grandes dimensions supplémentaires compactifiées sur des anneaux, dans lesquelles seule la gravité se propage. Dans ce cas, la métrique de l'espace ordinaire peut se factoriser, et on a

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + h_{ij}(y) dy^i dy^j ,$$

avec h_{ij} la métrique de l'espace supplémentaire. Il est alors possible de montrer que la masse de Planck M_{Planck} telle qu'elle serait vue dans notre monde 3+1 peut être reliée à la masse de Planck D-dimensionnelle M_D par la relation

$$M_{\text{Planck}}^2 = V_\delta M_D^{2+\delta} ,$$

³En supersymétrie, un seul boson de Higgs n'est pas viable, il faut en introduire au moins 5.

avec V_δ le volume de l'espace supplémentaire. On peut obtenir un ordre de grandeur des extensions spatiales R des dimensions supplémentaires en supposant que la compactification se fait sur des cercles de même rayon, auquel cas $V_\delta = (2\pi R)^\delta$. Pour résoudre le problème de hiérarchie, on souhaite que $M_D \sim 1$ TeV, et avec $M_{\text{Planck}} = 10^{19}$ GeV on a la relation⁴

$$R = \frac{1}{2\pi M_D} \left(\frac{M_{\text{Planck}}}{M_D} \right)^{\frac{2}{\delta}} \Rightarrow R \simeq 1.6 \times 10^{-4+32/\delta} \text{ GeV}^{-1} = 3.14 \times 10^{-20+32/\delta} \text{ m}.$$

Ces expressions conduisent alors aux valeurs pour R montrées dans le tableau suivant :

δ	1	2	3	4	5	6
R	3×10^9 km	0.3 mm	1.5 nm	3.1 pm	79.9 fm	6.8 fm

Seule la valeur $\delta = 1$ est exclue. Ainsi le problème de la hiérarchie des échelles est résolu ici en diminuant l'échelle fondamentale par dilution de la gravitation dans les dimensions supplémentaires. Cette dilution expliquerait pourquoi la force de gravitation est si faible en comparaison des autres interactions.

L'existence de dimensions supplémentaires permet aux champs de se propager le long de ces petites distances. Les champs peuvent alors trouver de nouveaux états propres de propagation qui, vus depuis notre monde, paraissent comme de nouvelles particules plus massives.

Il est possible de démontrer qualitativement cela, dans un exemple où le monde conventionnel serait à 1+1 dimensions (notées x et t) auquel serait ajoutée une dimension circulaire cachée. Il s'agit donc du cas $\delta = 1$. Bien entendu, l'objectif n'est pas de donner des résultats précis et physiquement pertinents mais de montrer naïvement comment de nouveaux états massifs apparaissent avec l'augmentation de la dimensionnalité de l'espace. Au total, les coordonnées considérées sont notées $z = (x, t, \epsilon)$ et l'on suppose que la dimension ϵ est compactifiée sur un cercle de rayon R de sorte que $0 \leq \epsilon \leq 2\pi R$. Pour une particule scalaire ψ , de masse m_0 , l'équation de propagation à une dimension sans dimension supplémentaire est donnée par⁵ :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0 .$$

Les solutions sont données par

$$\psi = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \left(\frac{E}{c} t - px \right) \right] ,$$

où p est l'impulsion selon la grande dimension x et E l'énergie de la particule. Pour que l'expression précédente soit solution de l'équation de propagation, les deux grandeurs doivent vérifier

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 ,$$

relation de dispersion bien connue en relativité restreinte. Si à présent nous souhaitons tenir compte de la dimension supplémentaire ϵ , l'équation de propagation doit être modifiée de sorte que

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \epsilon^2} + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0 .$$

En notant $\hbar n/R$ la valeur propre de l'impulsion dans la dimension supplémentaire, la solution est donnée par

$$\psi = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \left(\frac{E}{c} t - px \right) \right] \times \exp \left[-i \frac{n}{R} \epsilon \right] ,$$

⁴Dans un système d'unités tel que $\hbar = c = 1$ les distances peuvent s'exprimer en GeV^{-1} , pour revenir au système habituel on utilise $[E] \times [L] = \hbar c$

⁵Voir l'annexe pour quelques détails sur l'équation de propagation

ce qui conduit à la relation de dispersion

$$E^2 - p^2 c^2 = \left(m_0^2 + \left(\frac{\hbar n}{c R} \right)^2 \right) c^4 .$$

À la vue de cette expression nous comprenons qu'un observateur faisant des mesures dans la dimension macroscopique interprétera l'impulsion contenue dans la dimension supplémentaire comme un terme de masse additionnel. Les nouvelles particules héritent de toutes les propriétés du partenaire dont elles sont issues : spin, nombres quantiques, etc. Au premier ordre, les carrés des masses des états excités sont plus élevés d'un facteur proportionnel au nombre d'enroulements le long de la dimension supplémentaires comme le montre le schéma suivant :

Nombre d'enroulements	n =	0	1	2	3
Désignation		B	B⁽¹⁾	B⁽²⁾	B⁽³⁾
Masse		m_0	$m_{(1)}^2 = m_0^2 + (R^{-1})^2$	$m_{(2)}^2 = m_0^2 + 4 (R^{-1})^2$	$m_{(3)}^2 = m_0^2 + 9 (R^{-1})^2$

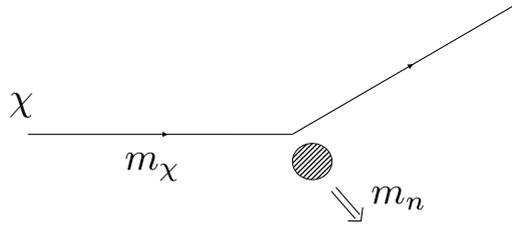
Dans les modèles de matière noire considérés, les dimensions supplémentaires ne sont pas nécessairement compactifiées mais en analogie avec l'exemple précédent, un nombre quantique conservé est associé à la parité du nombre d'enroulement. Comme pour la R-parité en supersymétrie, cela conduit à ce que la particule la plus légère est stable. Les particules correspondant aux premiers enroulements des photons et des neutrinos sont de bons candidats à la matière noire, étant de masse nulle ou très faible dans l'état standard. En fait, en calculant les masses aux ordres supérieurs, les corrections pour ces deux particules ne sont pas du même signe, et c'est en fait le partenaire du boson B^0 qui est le plus léger⁶, il est noté $B^{(1)}$. Ce type de candidat est parfois appelé matière noire de Kaluza-Klein, sa masse est dans la même gamme que dans le cas des candidats supersymétriques.

2.1.4 Recherches expérimentales de WIMPs

Recherche directe

Si notre Galaxie est peuplée de WIMPs, alors la Terre traverse continuellement un nuage de WIMPs dans sa course autour du Soleil et dans la Galaxie. Tout se passe donc comme si la Terre était traversée par un vent de WIMPs passant à travers la Terre sans interagir. Bien que faible, les WIMPs possèdent pourtant des interactions dans le cadre des modèles discutés ici. Il est donc possible que de temps à autre une particule de matière noire interagisse avec un noyau comme cela est schématisé ci dessous :

⁶Le B^0 est le boson qui, avec le W^0 se mélange pour donner à basse énergie le photon et le boson Z^0 .



La vitesse typique des particules de matière noire qui heurtent la Terre est de l'ordre de $v_\chi \simeq 10^{-3}c$. On peut alors utiliser la cinématique non relativiste pour estimer l'énergie de recul du noyau. Pour une particule de matière noire de masse m_χ et un noyau de masse m_n , l'énergie de recul E_r du noyau est donnée par :

$$E_r = \frac{1}{2}m_\chi v_\chi^2 \times \frac{4m_\chi m_n}{(m_\chi + m_n)^2} \times \frac{1 + \cos \theta^*}{2} ,$$

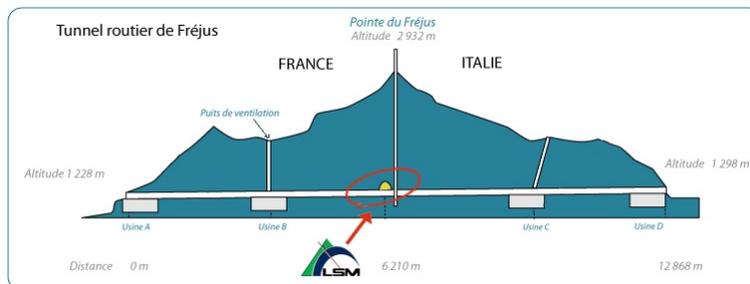
avec θ^* l'angle de diffusion dans le repère du centre de masse. Nous voyons alors que l'énergie de recul typique pour un proton (de masse $1 \text{ GeV}/c^2$) est de 1 keV, et pour un noyau plus lourd comportant par exemple 50 nucléons (donc de masse de l'ordre de $50 \text{ GeV}/c^2$) elle est de 20 keV.

Pour rechercher les traces de ces interactions de WIMPs, il est donc nécessaire de construire des détecteurs sensibles à cette énergie de recul. Dans un tel détecteur le nombre d'événements observés serait schématiquement donné par :

$$N = (\text{Flux de WIMPs}) \times (\sigma_{\chi N}) \times (\text{Masse de la cible}) \times (\text{Temps}) .$$

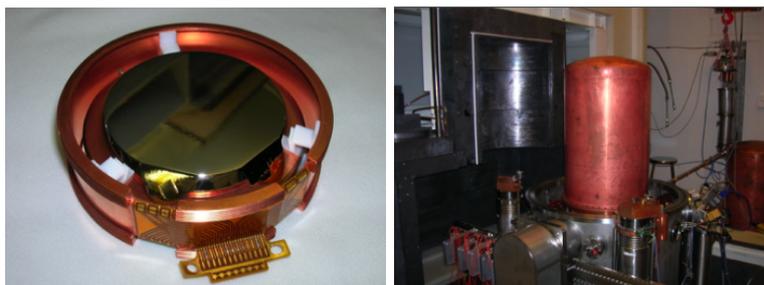
Le flux de WIMPs est proportionnel à $1/m_\chi$, les modèles donnent des sections efficaces WIMPs-noyaux de l'ordre de $\sigma_{\chi N} \sim 10^{-8} \text{ pb}$, et pour une observation correspondant à $100 \text{ kg} \times \text{jours}$, il vient $N \sim 1$. Les détecteurs doivent donc être très sensibles, le plus gros possible. La relation donnant E_r indique également que le maximum de E_r est obtenu pour $m_n = m_\chi$, la sensibilité des expériences est donc maximale pour des particules de matière noire dont la masse est proche de celle des noyaux cibles.

Le très faible taux d'événements calculé précédemment implique que les expériences doivent rejeter une grande quantité de bruit de fond. En effet, les particules cosmiques qui bombardent continuellement le détecteur peuvent induire des reculs nucléaires à des taux bien plus élevés que les WIMPs. Pour cette raison, les expériences sont installées dans des laboratoires souterrains dans lesquels le flux des rayons cosmiques est diminuée de plusieurs ordres de grandeurs. Par exemple l'expérience Edelweiss recherche des WIMPs au laboratoire souterrain de Modane, enterré sous 1700 m de roches.

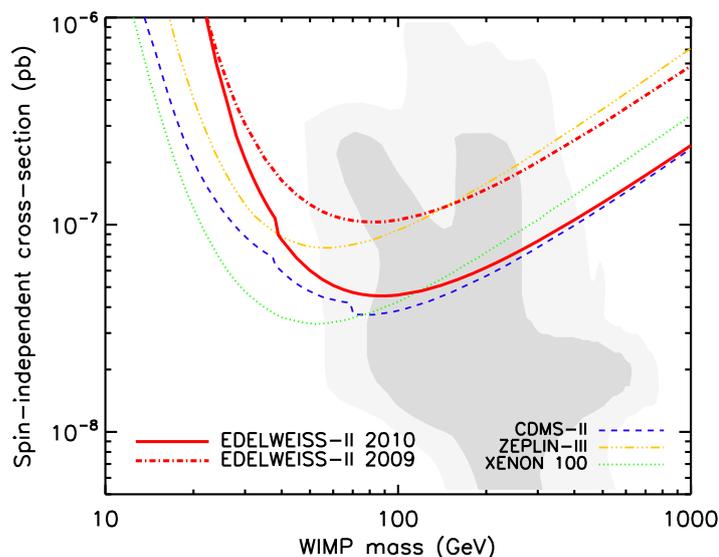


La radioactivité ambiante et des matériaux constituant le détecteur lui même est source de bruit de fond, le détecteur Edelweiss est donc blindé et conçu avec des matériaux sélectionnés pour leur faible activité. Les neutrons en particulier constituent un bruit de fond qui peut très facilement être confondu avec des événements liés aux WIMPs. La stratégie est alors de simuler le plus précisément possible les

événements neutrons pour déceler un éventuel excès. Le coeur de l'expérience est constitué de 4 kg de Germanium refroidit à 20 mK. Le détecteur permet de mesurer simultanément la chaleur produite par le recul nucléaire et l'ionisation qu'elle induit. Ces deux mesures permettent une réjection du bruit de fond de plus de 99.98 %, et le seuil pour la mesure des reculs est de l'ordre de 10 keV. Les photos ci-dessous montrent un des détecteurs en Germanium à gauche et le cryostat et le blindage à droite.



L'absence d'événement ayant les caractéristiques d'une interaction de particule de matière noire peut se traduire par une courbe d'exclusion dans le plan $\sigma_{\chi N} - m_{\chi}$. Par ailleurs, les modèles de physique au delà du Modèle Standard donnent des prédictions pour les valeurs de ces grandeurs, celles-ci sont différentes selon les paramètres utilisés, c'est pourquoi les prédictions couvrent une région plus ou moins étendue dans ce plan. Sur la figure suivante, les courbes d'exclusion obtenues par l'expérience Edelweiss en 2011 sont superposées aux prédictions obtenues dans un modèle supersymétrique (parties grisées). Tous les jeux de paramètres se situant au dessus de la courbe d'exclusion sont exclus. Les développements instrumentaux sur les détecteurs de recherche directe permettent de progresser régulièrement. Il est possible que dans les années à venir un détecteur atteigne la sensibilité nécessaire à l'observation directe des WIMPs. Le potentiel de découverte par des expériences de détection directe est donc réel. À supposer qu'un jour une expérience soit suffisamment sensible pour exclure toute la partie grisée le modèle du WIMP serait alors mis en défaut. Alors, même en l'absence de détection, cela constituerait également une grande avancée scientifique dans la mesure où le WIMP est l'hypothèse la plus étudiée comme candidat à la matière noire.



Autres pistes de recherche

La recherche directe de matière noire utilise des WIMPs dans leur milieu naturel, une autre possibilité serait de les créer en laboratoire. Le collisionneur LHC du CERN permettra peut être de réaliser cela. Dans les fréquentes collisions de protons à 14 TeV, il pourrait être possible de créer de temps à autre une paire de WIMPs. Ceux-ci ne seraient pas observés dans les détecteurs et apparaîtrait sous forme d'énergie manquante. Bien entendu, il ne serait alors pas possible d'affirmer que le temps de vie de cette particule sortie du détecteur est supérieur à l'âge de l'Univers (ce qui est bien entendu nécessaire pour un candidat à la matière noire), mais la reconstruction de la section efficace de production et de sa masse pourrait correspondre à ceux d'un WIMP.

Il est également possible de rechercher des anomalies dans le ciel observé en rayons gamma. En effet, le processus d'annihilation qui a permis d'établir la densité cosmologique de WIMPs peut également avoir lieu dans les zones denses en matière noire de l'Univers. C'est également en quelque sorte le processus inverse de ce qui se produit au LHC. Les collisions de particules de matière noire dans notre Galaxie par exemple pourraient donc donner lieu à une production exotique de rayons gamma. Ces signaux sont recherchés par exemple avec Fermi et HESS. Une détection d'un tel signal confirmerait que ce sont bien ces particules qui sont responsable de la formation et de la tenue des structures de l'Univers.

2.2 Recherches de brisures de l'invariance de Lorentz

La théorie de la relativité restreinte suppose que la symétrie de Lorentz s'applique globalement à l'espace-temps. Cela se traduit en particulier par l'invariance la vitesse de la lumière par changement de référentiel. Les astroparticules offrent la possibilité de tester les limites de la symétrie de Lorentz. Nous avons déjà évoqué dans ce cours l'impossibilité de concilier mécanique quantique et gravitation, il existe pourtant des tentatives (des théories de gravité quantique) qui, bien que ne permettant pas de faire des calculs quantitatifs, prévoient que la symétrie de Lorentz n'est plus exactement respectée à très haute énergie. En suivant une approche purement phénoménologique, il est possible de contraindre des écarts à la relation de dispersion conventionnelle des particules

$$E^2 - p^2c^2 = m_0^2c^4 \quad \rightarrow \quad E^2 - p^2c^2 = m_0^2c^4 + \xi f(p^2) \quad ,$$

où f est une fonction de p^2 et ξ un petit paramètre qui dépend a priori de la particule considérée. Nous allons voir que l'observation de la coupure GZK contraint fortement le niveau de brisure possible pour les protons, alors que les observations en astronomie gamma extragalactique permettent de mettre une limite inférieure sur l'échelle à laquelle la symétrie pourrait être brisée pour des photons.

2.2.1 Modification du seuil GZK

Dans le cas des protons, nous avons vu dans la première partie du cours que la production de particules Δ dans les collisions entre les protons de très haute énergie et les photons du fond diffus cosmologique entraîne une forte brisure dans le spectre, la coupure GZK. Nous avons vu que la condition de seuil pour un proton d'énergie E_p est donnée par :

$$E_p > \frac{m_\Delta^2c^4 - m_p^2c^4}{4E_\gamma}$$

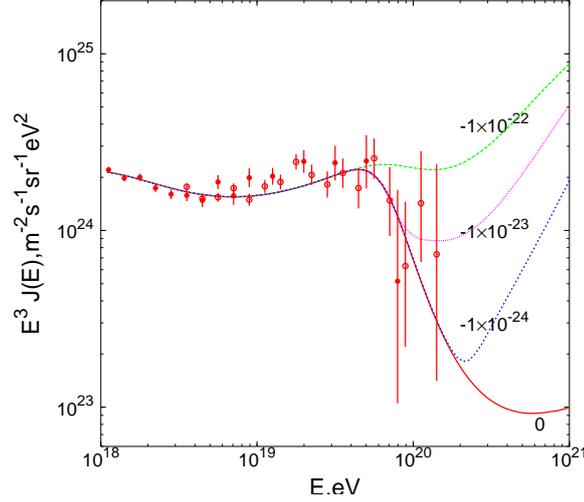
pour une collision frontale. En réécrivant pour plus de simplicité la relation de dispersion comme

$$E_p^2 - p^2c^2 = m_p^2c^2 + \xi E_p^2 \quad ,$$

la condition de seuil se transforme en :

$$E_p > \frac{m_\Delta^2c^4 - m_p^2c^4 + \xi E_p^2}{4E_\gamma} \quad .$$

Le terme ξ donnant le niveau de la brisure de symétrie est certes petit, mais étant multiplié par E_p^2 , il existe une énergie pour le proton pour laquelle le terme supplémentaire ξE_p^2 joue un rôle important. Il est alors possible de confronter les prédictions données pour des valeurs de ξ aux mesures, comme le montre la figure suivante⁷ :



Dans le cas des protons, les termes correctifs à la symétrie de Lorentz sont donc de l'ordre de 10^{-23} . S'ils étaient plus grand alors la coupure GZK ne serait pas observée.

2.2.2 Anomalies temporelles en astronomie gamma

Le terme ξ dépend du type de particule considérée, et même si dans le cas des protons les termes correctifs sont très supprimés, ce n'est pas le cas des photons pour lesquels ces termes pourraient être plus grands. Dans le cas des photons, il est possible de réécrire la nouvelle relation de dispersion en faisant apparaître l'échelle d'énergie Λ à laquelle la brisure de l'invariance de Lorentz se produit, par exemple au premier ordre :

$$E^2 - p^2 c^2 = \pm p^2 c^2 \times \frac{pc}{\Lambda} .$$

En conservant la relation $v = dE/dp$, il vient que la vitesse de la lumière n'est pas constante et dépend de l'énergie du photon selon

$$v = c \times \left(1 \pm \frac{3E}{2\Lambda} \right) .$$

Le terme Λ étant très grand, la correction à la valeur de c est très petite. Pourtant si E devient grand alors l'effet peut avoir des conséquences observables. En particulier la vitesse de la lumière doit dépendre de l'énergie. Il est alors possible d'observer des sources extragalactiques lointaines et très variables et de rechercher si un sursaut de photons est vu simultanément dans différentes bandes d'énergie, et à quel point il est possible de contraindre d'éventuels délais. Il est à noter qu'il est nécessaire de prendre en compte la dynamique d'expansion de l'Univers, ainsi au lieu d'être simplement proportionnels à $D \times \Delta E/\Lambda$, les délais Δt obtenus pour une différence d'énergie ΔE sont

$$\Delta t \propto \frac{\Delta E}{\Lambda} \times \frac{1}{H_0} \int_0^{z_s} dz \frac{1+z}{\sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} ,$$

où z_s est le décalage vers le rouge de la source.

⁷X.-J. Bi, Z. Cao, Y. Li, Q. Yuan, 2008

La collaboration HESS a récemment utilisé un noyau actif de galaxie situé à $z = 0.116$ et a obtenu la contrainte $\Lambda > 2 \times 10^{18}$ GeV. Une analyse utilisant les données de Fermi sur des sources de type sursauts gamma a permis de mettre une contrainte encore meilleure de Λ de l'ordre de la masse de Planck. Dans les deux cas, la contrainte s'applique à une correction linéaire à l'équation de dispersion. À l'heure actuelle, les contraintes sur le terme suivant (du type $p^4 c^4 / \Lambda^2$) sont encore bien en dessous de l'échelle de Planck.

Annexe A

Notes sur l'équation de Klein-Gordon

Dans le cours, nous avons à deux reprises utilisé l'équation de propagation d'une particule de spin zéro. Dans un cadre relativiste, cette équation est l'équation de Klein-Gordon, donnée par :

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 \right\} \psi + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0 \quad ,$$

où m_0 est la masse au repos de la particule. Cette équation est obtenue en cherchant un équivalent relativiste à l'équation de Schrödinger. Elle peut être obtenue simplement en partant de la relation

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 \quad ,$$

et en appliquant le principe de correspondance :

$$E \leftrightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad \text{et} \quad \vec{p} \leftrightarrow i\hbar \vec{\nabla} \quad ,$$

il vient :

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \right\} \psi = 0 \quad ,$$

soit l'équation proposée.

Nous avons annoncé qu'il était possible de définir la masse comme le pôle d'un objet appelé propagateur. Il s'agit en fait de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle à l'équation de propagation (ou fonction de Green) et permet à partir de la connaissance de l'état du système à un instant donné d'en déduire l'état du système ultérieurement. La réponse impulsionnelle $\mathcal{G}(x - x')$ vérifie donc

$$\psi(x) = \int \mathcal{G}(x - x') \psi(x') dx' \quad ,$$

et est solution de

$$\left\{ \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2 + \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \right\} \mathcal{G}(x - x') = \delta^{(4)}(x - x') \quad .$$

La fonction Δ est reliée au propagateur $P(k)$ par une transformation de Fourier :

$$\mathcal{G}(x - x') = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \tilde{\mathcal{G}}(k) \exp[-ik(x - x')] \quad .$$

En injectant cette expression dans l'équation impulsionnelle, il vient :

$$\tilde{\mathcal{G}}(k) = \frac{-1}{k^2 - m_0^2} \quad .$$

Nous vérifions donc ici que la masse de la particule correspond au pôle du propagateur.