

Chapitre 1

L'astrophysique des neutrinos

1.1 Introduction

1.2 Les rayons cosmiques

1.3 Les différents messagers de l'astronomie

1.4 L'astrophysique des neutrinos

1.5 Les sources de neutrinos de haute énergie

1.1 Introduction

Depuis la nuit des temps, les astronomes cherchent à comprendre la structure de l'univers et la nature de ses constituants en observant la lumière émise par les objets célestes. Ils ont mis au point des instruments d'observation qu'ils ont petit à petit perfectionnés dans le but de collecter de plus en plus de lumière et repousser ainsi les frontières de l'univers observable depuis la Terre. La recherche fondamentale en physique progressant, ils se sont rendu compte que la lumière visible ne constitue en fait qu'une toute petite fenêtre ouverte sur le cosmos et que les photons appartenant aux nombreux autres domaines du spectre électromagnétique sont, eux aussi, porteurs d'information liée directement aux conditions physico-chimiques des objets qui les émettent. L'exploration méthodique de chacun de ces domaines d'énergie, des ondes radio aux rayons gamma, a apporté son lot de découvertes cruciales et bien souvent inattendues. Grâce à celles-ci, l'image que nous nous faisons actuellement de l'univers est bien différente de celle qui prévalait il y a encore une ou deux générations d'ici. Néanmoins, si de fantastiques progrès ont été réalisés en astronomie, il subsiste encore de nombreuses énigmes fondamentales à élucider, parmi lesquelles figure l'origine des rayons cosmiques...

1.2 Les rayons cosmiques

C'est en 1912 que Victor Hess découvre l'existence d'un rayonnement provenant de l'espace, au cours de ses différents voyages en ballon. A l'époque, on réalise bientôt que ces rayons cosmiques sont en majorité constitués de noyaux d'atomes ionisés, en particulier des protons et des noyaux d'hélium.

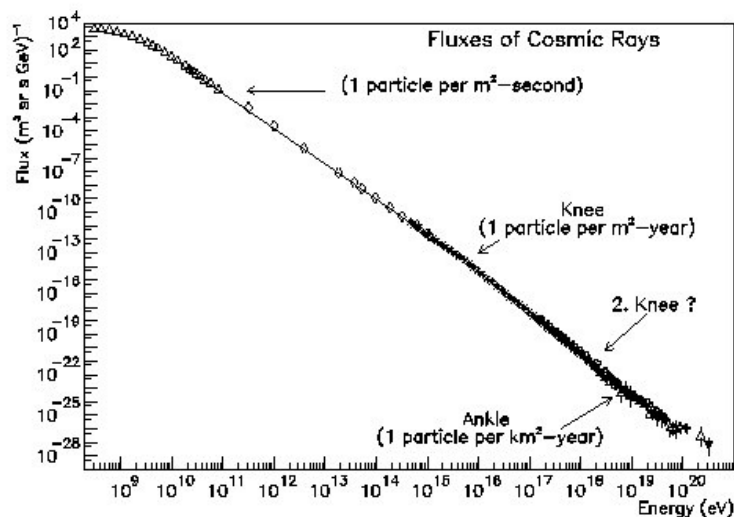


Fig. 1.1 : Spectre des particules cosmiques que l'on enregistre au voisinage de la Terre.

Nous savons aujourd'hui que leur spectre se comporte quasiment comme une loi de puissance s'étendant sur environ 30 ordres de grandeur en flux et une douzaine d'ordres de grandeur en énergie (cf. fig 1.1). Suivant les domaines d'énergie étudiés, cette loi de puissance est caractérisée par différents indices spectraux γ : 2,7 pour des énergies allant de

10^{10} eV à $5 \cdot 10^{15}$ eV et 3,0 pour les énergies supérieures à cette limite. L'observation de rayons cosmiques à plus de $5 \cdot 10^{18}$ eV suggère que cette partie du spectre est un peu plus « dure », c'est-à-dire caractérisée par un indice spectral γ plus faible. Durant la première moitié du XX^e siècle, les rayons cosmiques ont constitué la seule source de particules de haute énergie utilisable pour l'étude des processus de collisions¹. Ce type de recherches a d'ailleurs mené à la découverte de nouvelles particules, notamment celle du muon en 1936 et du pion en 1948.

La dépendance en énergie des rayons cosmiques peut être expliquée par le mécanisme d'accélération de Fermi du premier ordre. L'accélération des particules chargées à haute énergie se produit au niveau d'ondes de chocs supersoniques présentes, par exemple, dans les supernovae, les jets ultra-relativistes produits par les noyaux de galaxies actives et d'autres objets astronomiques. Dans ce modèle, le mécanisme d'accélération des particules est basé sur la diffusion élastique répétée des particules des deux côtés d'une onde de choc par des champs magnétiques inhomogènes qui agissent comme des « miroirs » au sein de ce plasma.

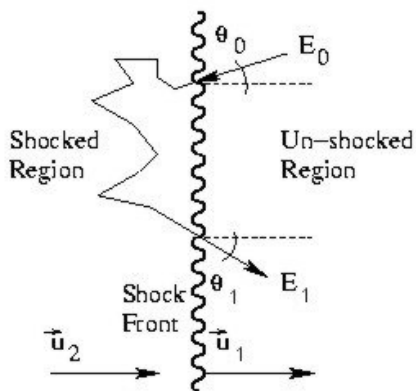


Fig. 1.2 : Accélération de Fermi du premier ordre. Les particules sont accélérées de part et d'autre de l'onde de choc par des champs magnétiques inhomogènes agissant comme des « miroirs ».

Supposons qu'une onde de choc voyage à la vitesse \vec{u}_1 , laissant derrière elle une zone de matière se déplaçant à la vitesse \vec{u}_2 . Une particule traverse l'onde de choc avec une énergie E_0 et un angle θ_0 par rapport à la normale au front. Dans le référentiel au repos par rapport à la zone se trouvant derrière l'onde de choc (représentée dans la partie gauche de la figure 1.2), l'énergie correspondante de la particule est, en supposant $E \sim p \cdot c$,

$$E'_0 = \Gamma E_0 (1 - \beta \cos \theta_0), \quad (1.1)$$

où $\beta = \frac{|\vec{u}_2|}{c}$ et $\Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$. Les champs magnétiques de cette région provoquent une diffusion élastique de la particule, de sorte que $E'_1 = E'_0$. Lorsque la particule retransverse l'onde de choc avec l'énergie E'_1 , son énergie dans le référentiel initial (représenté dans la partie

¹ En effet, les premiers accélérateurs de particules n'ont été utilisables qu'à partir des années '50.

droite de la figure 1.2) s'écrit :

$$E_1 = E_1' \Gamma (1 + \beta \cos \theta_1') = E_0 \Gamma^2 (1 - \beta \cos \theta_0 + \beta \cos \theta_1 - \beta^2 \cos \theta_0 \cos \theta_1'). \quad (1.2)$$

En effectuant la moyenne sur toutes les valeurs possibles de $\cos \theta_0$ et $\cos \theta_1'$, la différence ΔE entre l'énergie initiale avant passage de l'onde de choc, E_0 , et l'énergie finale après un aller-retour à travers l'onde de choc, E_1 , est :

$$\Delta E \sim \frac{4}{3} \beta E_0 \equiv \varepsilon E_0, \quad (1.3)$$

où β est la vitesse de la matière située derrière le choc. En résumé, une particule qui traverse deux fois l'onde de choc voit son énergie augmenter proportionnellement à son énergie initiale. Après n cycles d'accélération, l'énergie de la particule vaut :

$$E_n = E_0 (1 + \varepsilon)^n. \quad (1.4)$$

Le nombre n de cycles nécessaires pour qu'une particule d'énergie initiale E_0 soit accélérée jusqu'à l'énergie E est donc :

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \varepsilon)}. \quad (1.5)$$

Si P est la probabilité pour que la particule reste dans la région d'accélération après avoir subi une interaction et N_0 est la densité numérique de particules, alors le nombre de particules qui subissent au moins k interactions est donné par :

$$N(E \geq E_k) = N_0 P^k, \quad (1.6)$$

avec

$$E_k = E_0 (1 + \varepsilon)^k. \quad (1.7)$$

L'équation 1.6 peut s'écrire sous la forme

$$\frac{N(E \geq E_k)}{N_0} = P^k \quad (1.8)$$

ou encore

$$\ln \left[\frac{N(E \geq E_k)}{N_0} \right] = k \ln P. \quad (1.9)$$

Or, d'après l'équation 1.7, on a :

$$\frac{E_k}{E_0} = (1+\varepsilon)^k \quad (1.10)$$

ou encore

$$\ln \left(\frac{E_k}{E_0} \right) = k \ln(1+\varepsilon) \quad (1.11)$$

et

$$k = \frac{\ln(E_k/E_0)}{\ln(1+\varepsilon)}. \quad (1.12)$$

En injectant l'équation 1.12 dans l'équation 1.9, on obtient alors

$$\ln \left[\frac{N(E \geq E_k)}{N_0} \right] = \frac{\ln(E_k/E_0)}{\ln(1+\varepsilon)} \ln P, \quad (1.13)$$

c'est-à-dire

$$\frac{N(E \geq E_k)}{N_0} = \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{\frac{\ln P}{\ln(1+\varepsilon)}} = K \cdot E_k^{\frac{\ln P}{\ln(1+\varepsilon)}} \quad (1.14)$$

et donc

$$\frac{dN}{dE} = N_0 K \frac{\ln P}{\ln(1+\varepsilon)} E_k^{\frac{\ln P}{\ln(1+\varepsilon)} - 1} = C \cdot E_k^{\frac{\ln P}{\ln(1+\varepsilon)} - 1}. \quad (1.15)$$

Si P et ε sont indépendants de l'énergie E, la distribution en énergie est une loi de puissance :

$$\frac{dN(E)}{dE} \div E^{-\gamma}. \quad (1.16)$$

On montre que (Gaisser, 1990) pour des ondes de choc non relativistes, l'indice spectral de cette loi de puissance prend la forme canonique

$$\gamma = 2 + \frac{4}{M^2}, \quad (1.17)$$

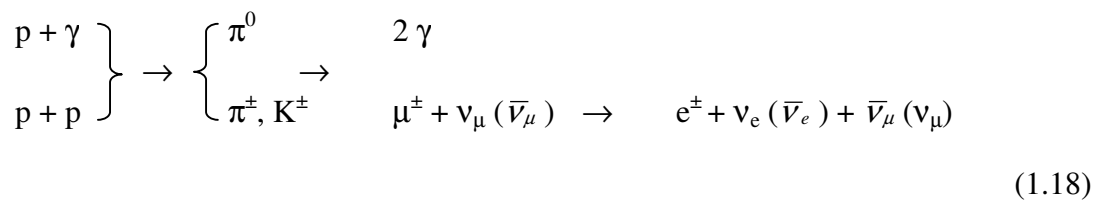
où $M \equiv \sqrt{(v/c^*)}$ est le nombre de Mach de l'onde de choc, avec v sa vitesse et c^* la vitesse du son, ou vitesse d'Alfvén, dans le plasma. Dans les modèles simples de l'accélération de Fermi, l'influence des particules accélérées sur les champs accélérateurs est ignorée, M n'est pas pris en compte et l'indice spectral vaut 2. Des calculs plus sophistiqués de l'indice spectral prédisent des valeurs de l'ordre de 2,0 à 2,4.

Malgré de nombreux efforts, tant théoriques qu'expérimentaux, on ne parvient pas à reproduire fidèlement la distribution en énergie des rayons cosmiques. L'origine de ceux-ci est une question qui suscite encore de nombreux débats et qui est loin d'être résolue de manière satisfaisante. La voie royale, pour résoudre cette énigme, serait bien entendu de pouvoir déterminer, à l'instar de l'astronomie classique, la position des différentes sources de rayons cosmiques ainsi que de mesurer leur spectre, y compris les éventuelles fluctuations temporelles de celui-ci.

1.3 Les différents messagers de l'astronomie

1.3.1 Introduction

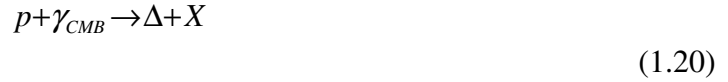
De manière générale, les rayons cosmiques peuvent interagir avec la matière hadronique ou un fond de radiation présents au voisinage de la source dont ils sont issus. De cette interaction naît alors un flux de neutrinos et de rayons gamma via les réactions :



Comme la densité du milieu avoisinant la source est faible, la désintégration des mésons et des muons est telle que les neutrinos muoniques et électroniques ont quasiment la même énergie que les rayons cosmiques et possèdent donc un spectre comparable à ceux-ci. Dans ces conditions, les neutrinos sont produits dans un rapport de flux

$$\frac{\phi_{\nu_\mu}}{\phi_{\nu_e}} \sim 2. \quad (1.19)$$

Les rayons cosmiques peuvent également interagir avec le rayonnement de fond cosmologique (CMB). En effet, pour les protons possédant une énergie supérieure à 10^{20} - 10^{21} eV, l'énergie dans le système du centre de masse peut dépasser la masse de la particule Δ . Celle-ci est alors produite suivant la réaction :

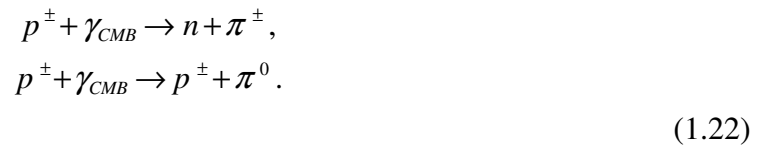


lorsque

$$4E_p E_{\gamma_{CMB}} > m_{\Delta}^2 - m_p^2 \quad (1.21)$$

où E_p est l'énergie du rayon cosmique (supposé être un proton),
 E_{γ} est l'énergie du photon CMB,
 m_{Δ} est la masse de la particule Δ : 1230 MeV,
 m_p est la masse du proton : 938,2 MeV.

Le seuil d'énergie du proton (le rayon cosmique) pour que cette réaction se produise est appelé « limite de Greisen-Zatsepin-Kuzmin », que l'on désigne souvent par « limite GZK » (ou encore « GZK-cutoff » en anglais). Sa valeur numérique est de $5 \cdot 10^{19}$ eV (Halzen *et al.*, 2002). En général, la particule Δ ainsi produite se désintègre en un pion et un nucléon, qui possède typiquement une énergie légèrement inférieure à la limite GZK². Le bilan de l'interaction des rayons cosmiques avec le rayonnement de fond cosmologique s'écrit alors de la manière suivante :



Au vu de ces diverses interactions, la mise en évidence de sources de rayons cosmiques peut donc s'effectuer sur base de 4 particules messagères :

1. les rayons cosmiques eux-mêmes
2. les neutrons
3. les photons
4. les neutrinos.

Chacune de ces particules messagères présente des avantages et des inconvénients du point de vue théorique ou pratique.

² Quand une particule se désintègre en une particule légère et une particule lourde (dans ce cas-ci le pion et le nucléon respectivement), la particule lourde emporte généralement la majorité de l'énergie initiale.

1.3.2 Les rayons cosmiques

Observer directement les rayons cosmiques semble être une façon légitime de déterminer leur provenance. Cependant, pour des énergies qui ne dépassent pas approximativement 10^{19} eV, ceux-ci sont déviés par les champs magnétiques galactiques et intergalactiques qu'ils rencontrent sur leur chemin. Leur direction de provenance, lorsqu'ils sont observés au voisinage de la Terre, ne correspond alors plus à la direction dans laquelle ils ont été émis initialement : l'information spatiale est totalement perdue, ce qui constitue un inconvénient majeur en astrophysique !

Une autre raison pour laquelle les rayons cosmiques ne constituent pas le messager astronomique optimal est qu'ils peuvent interagir avec le rayonnement de fond cosmique (voir section précédente). On montre³ que le libre parcours moyen des protons possédant une énergie de l'ordre de la limite GZK est d'environ 10 megaparsecs. Pour des énergies au-delà de la limite GZK, on s'attend donc à observer une diminution du flux de rayons cosmiques. Pourtant, il semble que cette diminution ne soit pas observée. Ce comportement n'est pas encore expliqué.

Le domaine d'énergie le plus intéressant pour détecter les sources de rayons cosmiques chargés est donc celui qui est compris entre 10^{19} et 10^{20} eV. Cependant, à ces énergies, les flux sont si faibles que seulement 1 événement par kilomètre carré et par siècle se produit en moyenne. Détecter ce genre d'événements représente donc un véritable challenge du point de vue expérimental et il faut recourir à des détecteurs terrestres de tailles gigantesques pour y parvenir (des satellites ou des ballons sont beaucoup trop petits pour détecter des flux aussi faibles). Une difficulté supplémentaire réside dans le fait que ce genre de détecteurs terrestres ne peuvent détecter que les produits de désintégration de la réaction entre la particule primaire et l'atmosphère terrestre. Aucune mesure précise de la composition de ces flux de particules de haute énergie n'a encore été réalisée et aucune source ponctuelle n'a encore été mise en évidence à ce jour.

1.3.3 Les photons gamma

Les photons sont les messagers classiques de l'astronomie. Contrairement aux rayons cosmiques chargés, ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques qu'ils traversent, de sorte qu'en l'absence d'effet de mirage gravitationnel, leur direction de provenance indique toujours la position de la source qui les a émis : l'information spatiale est donc conservée, ce qui permet la mesure du flux et l'enregistrement du spectre caractéristique des sources étudiées. Cependant, si toutes les théories actuelles décrivant les sources de rayons cosmiques chargés prédisent automatiquement l'existence de processus responsables de la production de rayons gamma de haute énergie (cf. équation 1.18), le contraire n'est pas forcément vrai : une source de rayons gamma de haute énergie n'est pas nécessairement une source de rayons cosmiques chargés. En effet, les rayons gamma peuvent aussi trouver leur origine dans l'accélération d'électrons qui produisent du rayonnement synchrotron ou qui prennent part au

³ A partir des valeurs de la section efficace d'interaction des rayons cosmiques et de la densité du rayonnement de fond cosmique.

processus de diffusion Compton inverse, auquel cas aucun neutrino ou rayon cosmique n'est produit. De plus, l'opacité de l'atmosphère aux rayons gamma rend inévitable l'utilisation de détecteurs installés à bord de ballons ou de satellites, malheureusement limités aux « basses » énergies ($E_\gamma < 10$ GeV).

Le phénomène d'absorption des photons, quant à lui, a pour effet de limiter le flux émis par les sources d'intérêt astrophysique et de modifier leur spectre en énergie. La portion d'univers observable s'en trouve donc nettement réduite (cf. fig. 1.3). En effet, au-delà du TeV, les photons interagissent les uns avec les autres et produisent des paires électrons-positrons. L'interaction peut se produire entre un photon très énergétique et un photon visible ou infrarouge issu du rayonnement stellaire, ou encore avec un photon du rayonnement de fond cosmologique. Le seuil de la réaction est donné par :

$$4 \cdot E_\gamma \cdot E_{\gamma'} > 2m_e^2. \quad (1.23)$$

Dans cette expression, E_γ représente l'énergie du photon primaire de haute énergie, $E_{\gamma'}$ l'énergie du photon secondaire de basse énergie et m_e la masse de l'électron.

A ce jour, environ 300 sources ponctuelles de rayons gamma ont été identifiées pour des énergies supérieures à 100 MeV et 8 sources ont été identifiées comme émettant des gamma de plus de 300 GeV. On ne sait pas encore si les flux observés sont dus à l'accélération d'électrons ou de protons. L'observation de neutrinos provenant de l'une de ces sources constituerait une preuve définitive de l'accélération de protons dans l'Univers.

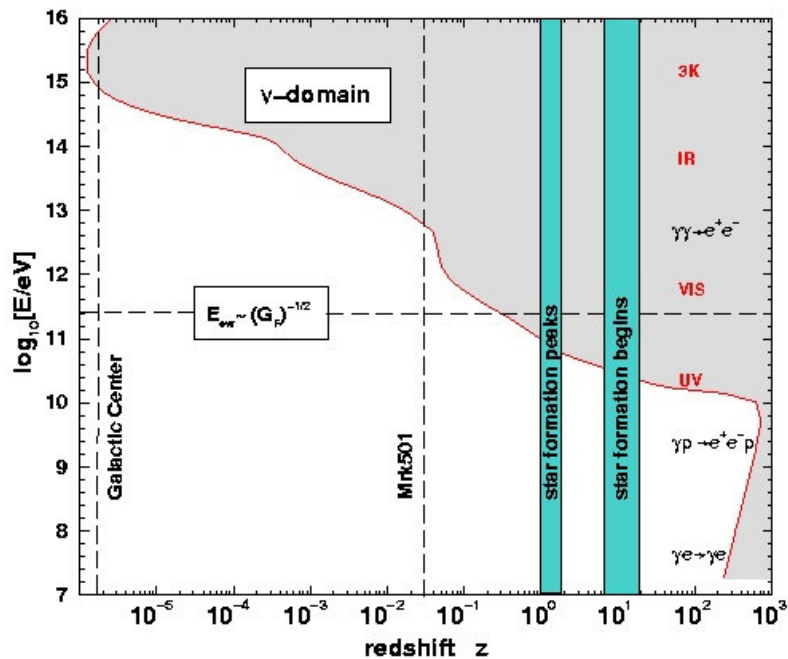


Fig. 1.3 : Horizon des photons de haute énergie. La zone hachurée est inaccessible à l'astronomie gamma (d'après Learned *et al.*, 2000).

1.3.4 Les neutrons et autres particules neutres

Si les particules neutres voyageant librement dans l'espace présentent également l'avantage de ne pas être déviées par les champs magnétiques qu'elles rencontrent durant leur parcours, celles-ci sont généralement instables et se désintègrent rapidement (c'est notamment le cas des neutrons, des π^0 , ...). Ainsi, pour des énergies de l'ordre de 10^{15} eV, les distances que peuvent parcourir les neutrons (γ_{ct}) sont du même ordre de grandeur que la distance séparant la Terre du centre galactique, totalement insignifiante comparée aux distances cosmologiques de notre Univers. Toutefois, les neutrons peuvent jouer un rôle important en tant que particules médiatrices. En effet, ils peuvent s'échapper d'une source, insensibles au champ magnétique éventuel de celle-ci et se désintégrer par la suite, donnant lieu à un certain flux de protons, électrons et autres particules chargées, non affectés cette fois par le champ magnétique de la source.

1.3.5 Les neutrinos

Etant donné qu'ils n'interagissent que via des processus faisant intervenir la force nucléaire faible, les neutrinos ne sont pas déviés par les champs magnétiques et ne sont que très faiblement absorbés par quelque obstacle matériel que ce soit. Ils peuvent en outre facilement s'échapper du cœur des sources qui les émettent (et donc véhiculer de l'information s'y rapportant directement), alors que les photons et les nucléons qui nous parviennent proviennent des couches externes des sources qui les ont émis. De par leur faible réactivité, les neutrinos posent bien entendu des problèmes de détection non négligeables : seulement une fraction infime de leur population est « observable ». La nécessité d'atteindre une résolution angulaire de l'ordre du degré conditionne, pour des raisons physiques que nous présenterons plus loin, l'observation essentiellement de neutrinos de très haute énergie (au-delà de quelques centaines de GeV). Un avantage direct est que la section efficace d'interaction des neutrinos ainsi que le libre parcours moyen des muons qu'ils produisent augmentent avec l'énergie. Néanmoins, comme les flux de neutrinos à de telles énergies sont extrêmement faibles, il faut recourir à des détecteurs gigantesques, ce qui en augmente la difficulté technologique et les coûts.

1.4 L'astrophysique des neutrinos

1.4.1 Introduction

L'astrophysique des neutrinos voit le jour en 1960, alors que Greisen imagine pour la première fois un nouveau type de détecteur capable de « voir » les neutrinos. L'idée, à l'époque, est de détecter les neutrinos par les muons qu'ils produisent lors d'interactions avec des nucléons :

$$\nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + N \rightarrow \mu^{\mp} + X . \tag{1.24}$$

Dans cette réaction, N est un nucléon de la matière constituant le détecteur et X représente l'ensemble des particules qui accompagnent le muon dans l'état final (celles-ci sont de nombre baryonique 1 conservé). Pour des énergies élevées, environ 75% de l'énergie du neutrino sont emportés par le muon et les trajectoires du neutrino et du muon, dans le système du laboratoire, sont presque colinéaires, les lois de la mécanique prédisant une déviation moyenne du muon par rapport au neutrino $\langle \theta_{\nu\mu} \rangle$ donnée par

$$\sqrt{\langle \theta_{\nu\mu}^2 \rangle} \sim \sqrt{m_N / E_\nu}, \quad (1.25)$$

où m_N est la masse du nucléon et E_ν l'énergie du neutrino. Les trajectoires des neutrinos et des muons sont donc d'autant mieux alignées que l'énergie du neutrino incident est élevée⁴. Si le détecteur est constitué d'un milieu transparent, le muon chargé ainsi créé émet de la lumière Čerenkov qui peut être détectée et amplifiée par des photomultiplicateurs. La trajectoire du neutrino incident est alors reconstruite à partir des signaux qui en résultent. Vu les énormes difficultés techniques pour rendre opérationnels ce genre de détecteurs, les premières données neutrinos n'ont pu être enregistrées par Baïkal et AMANDA qu'au début des années '90.

Comparée à l'astrophysique classique, l'astrophysique des neutrinos est une discipline récente. Bien que la détection des neutrinos provenant du Soleil ($E_\nu < 20\text{-}30$ MeV) et des neutrinos atmosphériques ($E_\nu \sim 1$ GeV) soit chose courante (avec incidemment les neutrinos d'environ 10 MeV émis lors de l'explosion de la supernova SN1987A), aucune autre source de neutrinos de haute énergie (> 100 MeV) n'a encore pu être détectée. Les télescopes comme AMANDA mis au point pour détecter les neutrinos d'ultra haute énergie devraient permettre de sonder les objets les plus denses et les plus énergétiques de l'univers, éventuellement inaccessibles aux télescopes conventionnels. Alors que l'astronomie photonique observe l'univers électromagnétique, via les interactions des photons et des électrons, l'astronomie des neutrinos révèle l'univers hadronique, gouverné par les interactions des protons et des noyaux (cf. 1.18). Elle constitue par là un nouvel outil pour observer le ciel.

1.4.2 Objectifs scientifiques

Les télescopes à neutrinos, comme la plupart des autres détecteurs en physique, ne sont pas des instruments dédiés à un seul objectif scientifique. Leur but premier est la détection de neutrinos cosmiques qui, d'après leur direction de provenance et leur énergie, donneront une information sur les sources ponctuelles qui les ont émis. Tous les modèles standards décrivant ce type de source prévoient l'existence d'un mécanisme d'accélération de particules chargées à haute énergie qui interagissent avec de la matière hadronique ou des photons de basse énergie (IR) présentant une densité de colonne suffisante pour produire des pions qui, en se désintégrant, donnent naissance à un flux de neutrinos et de rayons gamma (cf. éq. 1.18). Les sources généralement soupçonnées d'être le théâtre d'un tel scénario sont les supernovae, les noyaux de galaxie actifs (AGN) et celles qui sont le siège des sursauts

⁴ Ce qui explique pourquoi seuls les neutrinos de haute énergie permettent d'atteindre une résolution angulaire théorique suffisante pour pouvoir être exploitables en astrophysique.

gamma (GRB – Gamma Ray Bursts). Actuellement, les supernovae sont relativement bien comprises, alors que beaucoup de questions restent en suspens en ce qui concerne les AGN et les GRB. L'information provenant de la mesure des flux de neutrinos émis par ce genre de sources conjointement à celle résultant de la mesure d'un rayonnement γ associé pourrait être confrontée aux prédictions des différents modèles théoriques décrivant les mécanismes d'accélération qui entrent en jeu au cœur de ces sources.

La détection de sources ponctuelles d'intérêt astrophysique n'est pas la seule finalité des télescopes à neutrinos. Ceux-ci offrent en effet aux physiciens des particules la possibilité de détecter ou d'établir des limites supérieures de flux de nouvelles particules. Plusieurs théories cosmologiques, faisant partie des théories unifiées (GUT) prédisent l'existence de nouvelles particules, qui n'ont encore jamais été observées. Pour la détection de quelques-unes d'entre elles (ou de leurs produits de désintégration), les télescopes à neutrinos sont des instruments tout à fait appropriés.

1.5 Les sources de neutrinos de haute énergie

1.5.1 Introduction

Il existe une pléthore d'objets célestes qui ont été proposés comme candidats sources ponctuelles de neutrinos. Parmi ceux-ci, les sources astronomiques favorites sont les noyaux de galaxies actifs, les sursauts gamma, les résidus de supernovae, ... Les WIMP's (weakly interacting massive particles) tels les hypothétiques neutralinos supersymétriques ainsi que les défauts topologiques pourraient être également à l'origine de l'émission de neutrinos.

1.5.2 Sources connues de neutrinos de haute énergie

Neutrinos atmosphériques

Les rayons cosmiques interagissent avec la haute atmosphère terrestre, typiquement à quelque 15 km d'altitude, pour créer des mésons (pions et kaons), qui par désintégration produisent des neutrinos. Les muons atmosphériques de haute énergie qui en résultent et qui ne se sont pas désintégrés avant leur arrivée au niveau du sol sont les principaux responsables des signaux de bruit de fond enregistrés par AMANDA.

Pour des énergies inférieures à quelques GeV, les muons se désintègrent dans l'atmosphère et le mécanisme décrit par les équations (1.18) a lieu. Le rapport $\phi_{\nu_\mu}/\phi_{\nu_e}$ est alors proche de 2. Pour des énergies plus élevées, une proportion de plus en plus importante de muons atteignent la surface où ils sont stoppés avant de se désintégrer. Le spectre des neutrinos se modifie de manière significative, le rapport $\phi_{\nu_\mu}/\phi_{\nu_e}$ et l'indice spectral étant proches respectivement de 10 et 3,7 pour des énergies avoisinant le TeV. Au-delà de quelques TeV, la production de particules charmées (D^0 et D^\pm) devient la source la plus importante de neutrinos atmosphériques.

Neutrinos galactiques

Les rayons cosmiques interagissent avec le milieu interstellaire, qui est plus abondant au niveau du plan galactique, et en particulier dans la direction du centre de notre galaxie. Vu la densité très faible du milieu interstellaire, les pions, kaons et autres particules secondaires se désintègrent sans perdre d'énergie ; le flux de neutrinos qui en découle suit donc parfaitement le flux des rayons cosmiques parents. La production de rayonnement gamma en loi de puissance d'indice spectral $\gamma \sim 2.7$ a d'ailleurs été observée au niveau du plan galactique. A des énergies suffisamment élevées, le flux de neutrinos galactiques surpasse le flux de neutrinos atmosphériques puisque ceux-ci possèdent un spectre significativement plus mou que le spectre des rayons cosmiques. Certains modèles prévoient ainsi $160 \nu_{\mu}$ par km^2 et par an dans une région de 5 degrés carrés dans la direction du centre galactique.

Neutrinos « solaires »

De la même manière qu'ils interagissent avec l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques interagissent avec l'atmosphère du Soleil et produisent des neutrinos. La configuration de l'atmosphère solaire est telle que les mésons se désintègrent avant d'interagir ou de perdre de l'énergie de manière significative, de sorte que les neutrinos ainsi produits ont une énergie proche de 10 TeV. L'indice spectral du spectre des neutrinos provenant du Soleil devrait être de l'ordre de 2,7. Les modèles théoriques prédisent des flux avoisinant $17 \nu_{\mu}$ par an et par km^2 au-dessus de 100 GeV.

1.5.3 Sources probables de neutrinos

Supernovae et résidus de supernovae

De manière générale, les étoiles doivent leur stabilité au fait que leur propre poids est contrebalancé par la pression thermodynamique engendrée par la fusion thermonucléaire de l'hydrogène les constituant. Au cours du premier stade de leur évolution, une fois que la quantité d'hydrogène a diminué de manière significative à l'intérieur du cœur de l'étoile, celui-ci s'effondre, la pression due à la fusion n'étant plus suffisante pour compenser le poids des couches supérieures. De ce fait, la densité et la température du cœur augmentent au point de déclencher la fusion de l'hélium. Le phénomène de fusion thermonucléaire de l'hydrogène se poursuit néanmoins au niveau des couches de l'étoile se rapprochant de la surface, là où il y a encore suffisamment d'hydrogène. Lorsque les réserves d'hélium sont épuisées à leur tour, la fusion de l'hélium se déplace également vers des couches plus externes, le cœur de l'étoile s'effondre de nouveau, la densité et la température atteignant cette fois le seuil de déclenchement de la fusion du carbone. Petit à petit, l'étoile adopte une structure en pelure d'oignon, présentant diverses couches où la fusion de divers éléments a lieu, les plus légers se situant au niveau des couches les plus extérieures de l'étoile, les éléments les plus lourds se répartissant dans les couches les plus profondes. Le processus de fusion d'éléments légers en éléments plus lourds peut se poursuivre jusqu'à la production du fer, l'élément le plus stable. Au-delà, aucun processus exothermique de fusion n'est donc possible au sein des étoiles.

Dans le cas des étoiles de masse relativement faible ($M < 8M_{\odot}$), la pression gravitationnelle n'est pas suffisante pour déclencher les réactions nucléaires entraînant la production du fer : la chaîne de fusion s'arrête avant et l'étoile poursuit son évolution jusqu'au stade de naine blanche. Pour les étoiles plus massives, au contraire, la pression thermodynamique due à la fusion et la pression de Fermi finissent par ne plus être suffisantes pour contrebalancer l'attraction gravitationnelle de l'étoile : celle-ci s'effondre et se transforme en une étoile à neutrons, via la capture des électrons dégénérés par les protons constituant la matière stellaire. L'implosion du cœur de l'étoile s'arrête lorsque la densité est telle que la force forte devient répulsive. Le cœur rebondit et renvoie une onde de choc vers l'extérieur de l'étoile : celle-ci explose et devient une supernova.

L'explosion d'une supernova en elle-même crée un flux intense de neutrinos dont l'énergie est de l'ordre d'une dizaine de MeV^5 , mais on pense qu'il est peu probable qu'elle soit source de neutrinos de haute énergie. Néanmoins, l'onde de choc qui apparaît lors de l'explosion se propage durant plusieurs années dans le vent stellaire de l'étoile défunte ainsi que dans le milieu interstellaire. La présence de champs magnétiques adéquats au niveau de cette onde de choc permettrait le piégeage et l'accélération des hadrons ambiants. En fait, les résidus de supernovae sont probablement responsables de la majorité des rayons cosmiques dont l'énergie est inférieure à $5 \cdot 10^{15}$ eV (Biermann, 1995). Si l'environnement dans lequel se propage l'onde de choc est suffisamment dense, les hadrons accélérés peuvent interagir suivant le mécanisme décrit par les équations 1.18 et produire des neutrinos de haute énergie.

AGN

Environ 1% des galaxies que nous observons actuellement possèdent un noyau actif, c'est-à-dire une zone centrale compacte active émettant, depuis les ondes radio jusqu'aux rayons gamma, une quantité d'énergie supérieure à celle émise par le reste de la galaxie en question. La compacité de la région émettrice est inférée d'après la rapide variabilité de l'intensité émise, qui est de l'ordre de quelques jours ou même quelques heures.

Différents modèles théoriques supposent que les noyaux actifs sont alimentés en énergie par un phénomène d'accrétion de matière sur un trou noir très massif (plus de $10^8 M_{\odot}$) situé au centre de la galaxie. Des jets de particules sont produits perpendiculairement au disque d'accrétion, le long des pôles magnétiques du trou noir. Au niveau de ces jets, des protons et des électrons seraient accélérés. La radiation électromagnétique observée est le résultat de l'interaction de ces particules accélérées avec les photons avoisinant l'AGN. L'interaction des protons avec les photons produit des neutrinos. Dans ces conditions, on s'attend à ce que l'émission de ces neutrinos soit extrêmement focalisée, dans la même direction que les jets du noyau actif.

⁵ Depuis l'explosion de SN1987A, les supernovae sont des sources connues de neutrinos dans la gamme d'énergie 5-50 MeV.

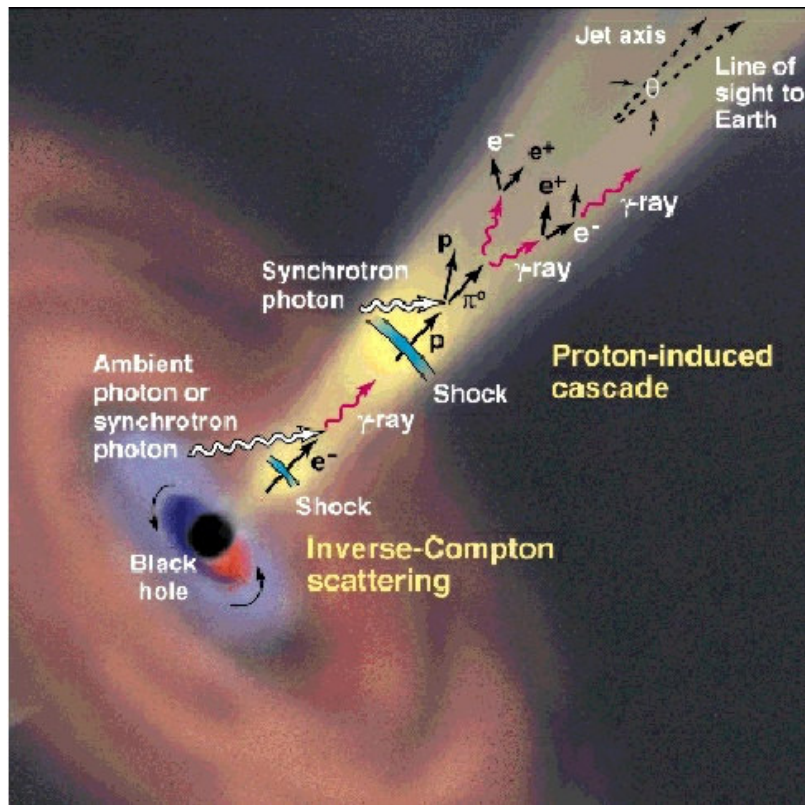


Fig. 1.4 : Représentation schématique des processus d'accélération de particules au sein des AGN.

Sursauts gamma (gamma ray bursts – GRB)

Ce sont des satellites espions mis en orbite pour détecter le rayonnement gamma associé aux essais nucléaires terrestres qui ont fortuitement enregistré des bouffées de rayons gamma provenant de l'espace. Ces bouffées sont extrêmement intenses et furtives : elles durent en moyenne de 0,1 à 10 secondes. Les sursauts gamma ou GRB's sont distribués de manière uniforme dans le ciel, ce qui indique que leur origine est extragalactique. Ils émettent également aux fréquences plus basses et sont les objets célestes les plus brillants qui soient connus à ce jour.

La plupart des modèles théoriques décrivant les GRB considèrent que ceux-ci sont dus à une explosion cataclysmique, où de la matière est éjectée à des vitesses relativistes. Cette explosion pourrait être celle d'une hypernova ou bien la collision de deux étoiles à neutrons. Durant les premières phases de l'explosion, la profondeur optique est suffisante pour empêcher l'émission de photons. Ensuite, cette profondeur optique diminue, et de la radiation synchrotron émise par des électrons accélérés produit la majeure partie du rayonnement gamma observé. Des neutrinos peuvent également être émis si des protons sont accélérés au cours de l'explosion. Ce flux de neutrinos dépend alors du rapport des populations des protons et des électrons accélérés.

WIMPs

Les WIMPs (weakly interacting massive particles) constituent une classe de particules proposées comme solution au problème de la matière noire dans le cadre des théories supersymétriques. Le candidat favori serait le neutralino, χ^0 , dont l'existence est postulée par les extensions supersymétriques du modèle standard. Après avoir été créés durant le big bang, les WIMPs ont commencé à s'annihiler. Vu leur très faible section efficace d'interaction, il en subsiste probablement encore à l'heure actuelle. On suppose qu'ils sont diffusés par les noyaux de la matière qu'ils rencontrent. Ils perdent alors de l'énergie au point de se déplacer à une vitesse inférieure à la vitesse d'échappement de certains corps célestes. Dans ce cas, ils sont piégés gravitationnellement par ces corps et s'accumulent en leur centre. S'ils sont présents en quantités suffisantes, ils peuvent alors s'annihiler, donnant lieu à des neutrinos. Les télescopes à neutrinos peuvent être utilisés pour mesurer le flux de neutrinos provenant de la désintégration de WIMP's accumulés au centre de la Terre ou du Soleil et établir ainsi ou mettre des limites à leur existence.

Défauts topologiques

Les théories unifiées (GUT) affirment qu'à une phase très primordiale de l'évolution de l'univers il y avait une symétrie parfaite entre les interactions électrofaible et forte. Cette symétrie étant aujourd'hui brisée, une transition de phase a dû avoir lieu dans le passé. Durant cette transition de phase, des défauts topologiques peuvent avoir été créés (monopôles, strings, ...). Ces objets sont susceptibles d'accélérer les hadrons et faire ainsi partie des sources de rayons cosmiques les plus énergétiques.

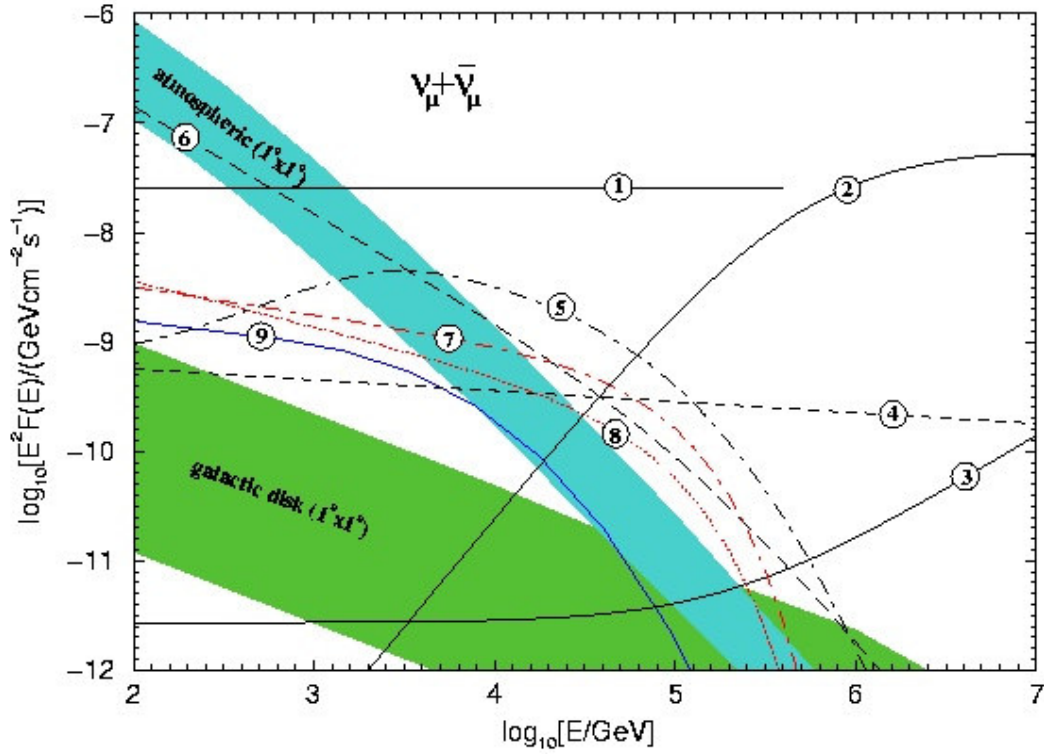


Fig. 1.4 : Schéma récapitulatif des prédictions de flux de neutrinos et d'anti-neutrinos provenant de sources ponctuelles. Le flux diffus des neutrinos atmosphériques et des neutrinos du disque galactique sont intégrés pour une résolution angulaire de $1^\circ \times 1^\circ$. La largeur de chacune des bandes indique l'erreur correspondante. Les différentes courbes représentent les prédictions de différents modèles d'accélérateurs cosmiques spécifiques : (1) Modèle de Nellen et al. décrivant l'interaction proton-proton des sources 3C273 et MRK501. (2) Modèle de Stecker et Salomon décrivant l'interaction proton-photon de la source 3C273. (3) Modèle de Mannheim décrivant le jet relativiste de 3C273, y compris les interactions pp et p γ . (4) Modèle de Colfrancesco et al. décrivant l'amas de la Coma. (5) Modèle de Bednarek et Protheroe décrivant la nébuleuse du Crabe. (6) Modèle de Ingelman et Thunman décrivant la production de neutrinos à partir de l'interaction de rayons cosmiques avec le Soleil. (7) Modèle de Gaisser et al. décrivant le résidu de supernova IC444. (8) Modèle de Gaisser et al. décrivant le résidu de supernova γ Cygni. (9) Modèle de Atoyan et al. décrivant le résidu de supernova CasA.