Et si les neutrinos avaient une masse?
École de Gif
ISN Grenoble, 13-17 Septembre 1999

Neutrinos solaires et neutrinos atmosphériques

M. Spiro, A. Kouchner et N. Palanque-Delabrouille

Table des matières

Chapitre 1

Un modèle simple du Soleil

1.1 Les caractéristiques du Soleil

Pour caractériser les propriétés physiques des étoiles (et en particulier du Soleil), cinq grandeurs fondamentales sont fréquemment utilisées :

- la luminosité intrinsèque L, c'est-à-dire la puissance rayonnée par l'étoile,
- la température de surface T_e et la température moyenne $\langle T \rangle$,
- la masse M,
- le rayon R.

La luminosité

Elle s'obtient en mesurant l'énergie F reçue sur terre par unité de surface et de temps en provenance du Soleil. La distance Terre-Soleil d peut être évaluée par triangulation à partir du système Terre-Lune-Soleil (une première estimation par Aristarque au troisième siècle avant JC donnait un résultat largement sous-estimé : une distance d égale à 19 fois seulement la distance Terre-Lune...). Les lois de Kepler ou l'utilisation des échos radar fournissent cependant de meilleures estimations. La puissance rayonnée L, appelée luminosité, est alors simplement déduite par la relation :

$$L = 4\pi d^2 F \tag{1.1}$$

Pour le Soleil, on observe $L \sim 3.8 \times 10^{26}$ W.

La température de surface

Le Soleil, comme la majorité des étoiles, présente un spectre de corps noir. Les mesures effectuées en dehors de l'atmosphère terrestre (afin de s'affranchir de l'absorption par l'ozone, l'oxygène et la vapeur d'eau) sont bien reproduites par un corps noir à la température voisine de $T_e = 5700$ K.

La masse

La masse du Soleil peut être déterminée par la troisième loi de Kepler, une fois connues la distance Terre-Soleil d et la période de rotation P de la Terre autour du Soleil :

$$P^2 = \frac{4\pi^2 d^3}{GM} \tag{1.2}$$

On trouve $M \sim 2 \times 10^{30}$ kg $\sim N_p\ m_p$ où m_p est la masse du proton et $N_p \sim 1.3 \times 10^{57}$ est le nombre de protons.

Le rayon

Il est possible de déterminer le rayon du Soleil par l'observation de son diamètre apparent et la connaissance de la distance Terre-Soleil, ce qui donne $R \sim 700000$ km. Cette mesure peut être confrontée à l'estimation obtenue à partir de la loi de Stefan-Boltzmann (cf. section1.2.3). Les deux approches sont en excellent accord pour le Soleil.

Source d'énergie

Reste à connaître la source d'énergie capable de produire la luminosité L observée sur une période de temps au moins égale à l'âge du Soleil, soit environ 4.6 milliards d'années (estimé à partir des mesures de la radioactivité des roches terrestres et des météorites). Trois hypothèses peuvent être avancées :

- **une origine chimique**, pour laquelle l'âge caractéristique τ est donné par $\tau \sim N_p \times E_l/L \sim 10^4$ ans où $E_l \sim 1eV$ est l'énergie de liaison typique des molécules,
- **une origine gravitationnelle**, pour laquelle $\tau \sim GM^2/(RL) \sim 10^7$ ans, où R est le rayon de l'étoile et L sa luminosité,
- **une origine nucléaire** pour laquelle on a $\tau \sim N_p \times B/L \sim 10^{10}$ ans où $B \sim 1$ MeV est l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison par nucléon.

Au vu de ces chiffres, il est clair que seules les réactions thermonucléaires permettent d'expliquer l'âge du Soleil.

Modélisation du Soleil

La matière stellaire est soumise à des températures suffisamment élevées pour rompre les liaisons moléculaires, ce qui nous permet de considérer les étoiles comme des milieux essentiellement ionisés. Pour le Soleil, constitué de 92% d'hydrogène et 8% d'hélium, on fera donc l'approximation d'une masse gazeuse constituée d'un même nombre de protons et d'électrons, à laquelle nous appliquerons les lois des gaz parfaits.

A partir d'un modèle simple de structure autogravitante et de l'équation d'état d'une masse gazeuse d'hydrogène ionisé, nous allons établir les relations $\langle T\rangle \propto M/R$, $L \propto M^3$ et $L \propto R^2 T_e^4$. La compréhension du mécanisme de fusion de l'hydrogène et l'existence d'un état quasi-stationnaire où l'étoile puise dans la fusion thermonucléaire de l'hydrogène l'énergie qu'elle rayonne en surface nous permettra de déterminer une dernière relation, entre M et R. Munis de ces quatre équations, nous montrerons alors qu'à partir de la masse du Soleil, nous pouvons retrouver des valeurs réalistes pour les autres paramètres.

1.2 Approche simplifiée de la modélisation du Soleil

1.2.1 Structure autogravitante

Considérons une masse gazeuse à symétrie sphérique, en équilibre entre la gravitation qui tend à la faire imploser, et la pression interne, d'origine thermique et/ou quantique, qui tend à la dilater (figure 1.1).

La force de pression agissant sur un volume élémentaire est $-(dP/dr)\, dS\, dr$. La force de gravitation sur ce même volume est $-\rho\, dS\, dr \times (GM_r/r^2)$, où $M_r = \int_0^r 4\pi r^2 \rho\, dr$. A l'équilibre hydrostatique, on a donc

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} \tag{1.3}$$

En multipliant cette équation par $4\pi r^3\, dr$ et en intégrant par partie le membre de gauche, on obtient :

$$-3P_e V + \int_0^R 3P\, dV = \int_0^R \rho(r) \frac{GM_r}{r} 4\pi r^2\, dr \equiv -U_G \tag{1.4}$$

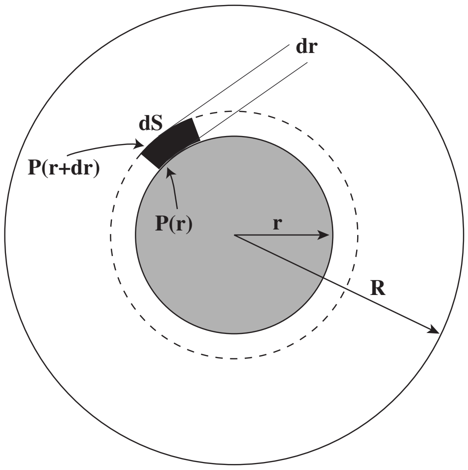


FIG. 1.1 – *Équilibre hydrostatique d'un objet autogravitant à symétrie sphérique.*

où P_e désigne la pression externe (nulle pour une structure isolée comme le Soleil) et U_G l'énergie potentielle de gravitation. L'équation 1.4 se simplifie donc en :

$$\int_0^R P\,dV = -\frac{U_G}{3} \tag{1.5}$$

Calculons la pression d'un gaz de particules. Une approche simple consiste à considérer l'action de n particules par unité de volume se déplaçant à la vitesse $\vec{v}$ dans une enceinte fermée : à chaque interaction avec la paroi, les particules lui communiquent une impulsion $2p\cos\theta$ où $\cos\theta$ est l'angle entre la direction de l'impulsion $\vec{p}$ de la particule et la normale à la paroi. La quantité de mouvement transférée à la paroi par unité de temps et de surface est $2npv\langle\cos^2\theta\rangle$ où la moyenne doit être calculée (en 3-D) pour les particules se dirigeant vers la paroi (ie. ayant $\cos\theta > 0$). La pression du gaz s'écrit alors :

$$P = \frac{npv}{3} \tag{1.6}$$

Particules non relativistes

Dans le cas de particules non relativistes, l'impulsion est donnée par $\vec{p} = m\vec{v}$ et la pression du gaz devient :

$$P = \frac{nmv^2}{3} = \frac{2\epsilon_c}{3} \tag{1.7}$$

où ϵ_c est la densité volumique d'énergie cinétique. Cette relation permet d'écrire

$$\int_0^R P\,dV = \frac{2E_c}{3} \tag{1.8}$$

L'équation 1.5 peut alors être mise sous la forme

$$E_c = -\frac{U_G}{2} \tag{1.9}$$

Cette expression est connue sous le nom de "théorème du viriel", qui se résume par

$$E_{\mathrm{tot}} = E_c + U_G = \frac{U_G}{2} \tag{1.10}$$

Cette énergie étant négative, le système est lié.

Particules relativistes

Pour des particules relativistes, nous pouvons considérer les approximations suivantes : $v = c$ et $p = E_c/c$ où E_c est l'énergie cinétique de l'une des particules. La pression du gaz devient :

$$P = \frac{npc}{3} = \frac{\epsilon_c}{3} \tag{1.11}$$

La relation 1.5 permet ensuite d'écrire

$$E_c = -U_G \tag{1.12}$$

L'énergie totale d'un système de particules relativistes est donc nulle : une telle structure est intrinsèquement instable.

1.2.2 Équation d'état d'une masse gazeuse d'hydrogène ionisé

Nous allons ici dégager les traits essentiels du comportement d'une masse gazeuse d'hydrogène ionisé autogravitante. La première étape consiste à relier la pression du gaz d'électrons et de noyaux aux autres observables. Il convient de distinguer trois contributions à la pression totale du gaz : les pressions thermique $P_{\text{th.}}$ et quantique $P_{\text{quant.}}$ du gaz de protons et d'électrons libres, ainsi que la pression P_r du champ de rayonnement.

Pression thermique

La densité d'énergie cinétique d'un gaz parfait est donnée par $\epsilon_c = (3/2)nkT$. En utilisant l'équation 1.7 on obtient alors (pour un gaz de particules non relativistes) :

$$P_{\text{th.}} = nkT \tag{1.13}$$

où $n = n_e + n_p \simeq 2\rho/m_p$ est la densité totale de particules.

Pression quantique

Considérons un gaz quantique de Fermi non relativiste. On peut montrer, en appliquant le principe d'incertitude d'Heisenberg, que $(\Delta p)^2 = \langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2 = \langle p^2 \rangle = \hbar^2/l^2$ où l est la distance caractéristique entre deux fermions du gaz et p est l'impulsion de la particule. Dans le cas de particules non relativistes de masse m, l'énergie moyenne d'une particule est donnée par :

$$\langle E \rangle = \left\langle \frac{p^2}{2m} \right\rangle = \frac{\hbar^2}{2ml^2} \tag{1.14}$$

D'après le principe d'exclusion de Pauli, N particules de spin $1/2$ contenues dans un volume V disposent chacune en moyenne d'un volume $l^3 = 2V/N$. L'énergie moyenne par particule (appelée "énergie de Fermi") devient alors

$$\epsilon_F \equiv \langle E \rangle = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{N}{2V} \right)^{2/3} \tag{1.15}$$

D'après l'équation 1.7, la pression du gaz de fermions (appelée "pression de Fermi", ou "pression dégénérée", non relativiste) est alors donnée par

$$P_{\text{quant.}} = \frac{2}{3} \frac{N}{V} \epsilon_F = \frac{1}{3} \frac{1}{2^{2/3}} \left(\frac{N}{V} \right)^{5/3} \frac{\hbar^2}{m} \tag{1.16}$$

Un calcul exact donne l'expression suivante pour la pression de Fermi :

$$P_{\text{quant.}} = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} \left(\frac{N}{V} \right)^{5/3} \frac{\hbar^2}{m} \tag{1.17}$$

Nous nous contenterons par la suite de l'approche simplifiée.

En raison du terme en $1/m$ dans l'équation de la pression quantique, la contribution des noyaux est négligeable devant celle des électrons. Par conséquent, seule la pression quantique des électrons sera prise en compte par la suite.

Notons que les particules dégénérées sont considérées non relativistes tant que $\epsilon_F \ll mc^2$, c'est-à-dire pour des densités inférieures à $\sim 10^{30}$ particules/cm^3. Ceci est bien le cas du Soleil, pour lequel $n_e \sim 10^{24}$ électrons/cm^3 ($\sim n_p$).

Pression de radiation du gaz de photons

Considérons enfin un gaz de photons en équilibre thermodynamique à la température T avec les particules. La densité d'énergie ϵ est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$\epsilon = \frac{4\sigma T^4}{c} = \frac{\pi^2}{15}\frac{(kT)^4}{(\hbar c)^3} \tag{1.18}$$

En reprenant l'expression 1.11, on obtient la formule donnant la pression de radiation P_{r} :

$$P_{\mathrm{r}} = \frac{\pi^2}{45}\frac{(kT)^4}{(\hbar c)^3} \tag{1.19}$$

Cette contribution est négligeable devant la pression thermique des électrons et des protons. Une estimation des contributions relatives peut en effet être obtenue en considérant les paramètres connus du Soleil. Avec $\langle T\rangle \sim 10^6$ K et $n \sim 2\rho/m_p \sim 2\times 10^{24}\,\mathrm{cm}^{-3}$, le rapport de la contribution de la pression de radiation à la pression thermique est environ $P_{\mathrm{r}}/P_{\mathrm{th.}} \sim 10^{-5}$.

Équation d'état

Afin de modéliser une équation d'état pour les électrons, nous utiliserons la formule interpolante la plus simple: $P_e = P_{e,\mathrm{th.}} + P_{e,\mathrm{quant.}}$. Pour l'ensemble du gaz d'hydrogène ionisé, nous obtenons donc l'expression de la pression, en ne prenant en compte que les contributions dominantes (équations 1.13 et 1.16) :

$$P \simeq P_{e,\mathrm{th.}} + P_{e,\mathrm{quant.}} + P_{p,\mathrm{th.}} = 2\frac{\rho kT}{m_p} + \frac{1}{3\times 2^{2/3}}\left(\frac{\rho}{m_p}\right)^{5/3}\frac{\hbar^2}{m_e} \tag{1.20}$$

Modélisation à une zone de la masse gazeuse

Pour simplifier encore l'analyse de ces objets autogravitants nous remplacerons la température, la pression et la densité, qui en principe dépendent de la distance au centre, par des valeurs moyennes $\langle P\rangle$, $\langle T\rangle$ et $\langle\rho\rangle$.

Si on suppose la densité constante à travers le volume de l'objet, l'énergie gravitationnelle est donnée par

$$U_G = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \tag{1.21}$$

A partir de l'équation 1.7 et du théorème du viriel, on obtient alors l'expression suivante pour la pression P du gaz :

$$P = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3}\frac{GM^{2/3}}{5}\rho^{4/3} \tag{1.22}$$

En égalisant les équations 1.22 et 1.20, il vient alors

$$\langle T\rangle = a\rho^{1/3} - b\rho^{2/3} \tag{1.23}$$

où

$$a = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{m_p G}{10k} M^{2/3} \quad \text{et} \quad b = \frac{1}{3 \times 2^{5/3}} \frac{\hbar^2}{k m_e m_p^{2/3}} \tag{1.24}$$

Cette dépendance de la température moyenne d'une étoile avec sa densité est illustrée sur la figure 1.2. Comme on peut le voir, nous pouvons clairement distinguer deux régimes :

- un régime thermique, à basse densité, dans lequel la pression de dégénérescence des électrons est négligeable devant la pression thermique,
- un régime quantique, à haute densité, dans lequel c'est la pression de dégénérescence des électrons qui fournit la résistance à la gravitation.

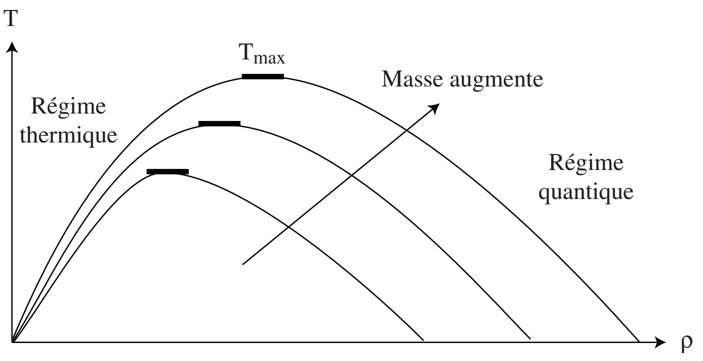


FIG. 1.2 – *Température moyenne d'une étoile en fonction de sa densité*

Pour une masse donnée M, il existe donc une température maximale

$$T_{\max} = \frac{a^2}{4b} \simeq 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{4/3} \quad \text{(K)} \tag{1.25}$$

d'autant plus grande que la masse est grande, au delà de laquelle l'objet ne peut être lié gravitationnellement.

1.2.3 Relations entre observables

Le corps noir

Une structure autogravitante rayonne de l'énergie lumineuse vers l'extérieur comme un corps noir. La densité d'énergie est donnée par la loi de Stefan-Boltzmann (cf. équation 1.18). La surface de l'étoile étant définie comme le lieu des points où les photons interagissent pour la dernière fois avant de s'échapper vers l'espace extérieur, la luminosité de l'objet est donnée par :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 \tag{1.26}$$

où T_e est la température de surface de l'étoile et R son rayon.

Relation masse-luminosité

Une approximation simple du gradient de la température dans l'étoile consiste à supposer une dépendance linéaire avec le rayon. Si T_c est la température au centre et R le rayon externe, on prendra :

$$T(r) = T_c \times \left(1 - \frac{r}{R}\right) \tag{1.27}$$

La température moyenne dans l'étoile est alors $\langle T\rangle = T_c/4$.

D'après l'équation 1.18, l'énergie radiative totale contenue dans un objet sphérique devient :

$$E_{\rm r} = \frac{4\sigma}{c}T_c^4 \int_0^R \left(1-\frac{r}{R}\right)^4 4\pi r^2\,dr \tag{1.28}$$

$$\simeq 40\pi\frac{\sigma}{c}\langle T\rangle^4 R^3 \tag{1.29}$$

Cette énergie radiative est diffusée sous forme de photons, par mouvement brownien de libre parcours moyen $\lambda = 1/(\sigma_{\rm tot} n_d)$, où n_d est la densité de centres diffuseurs, et la section efficace $\sigma_{\rm tot}$ est dominée par celle des photons sur les électrons libres (section efficace de Thomson : $\sigma_T \sim 0.7$ barn). D'après les lois du mouvement brownien à trois dimensions, le photon a parcouru, après n collisions, une distance linéaire $\lambda\sqrt{n/3}$. Pour atteindre la surface depuis le centre, il faut donc en moyenne $3(R/\lambda)^2$ collisions, et un temps[1]

$$t = 3\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2\frac{\lambda}{c} \tag{1.30}$$

La luminosité de l'étoile peut alors être calculée à partir des équations 1.29, 1.30 et de l'expression de la constante de Stefan-Boltzmann σ (définie dans l'équation 1.18) :

$$L = \frac{E_{\rm r}}{t} \simeq \left(\frac{4\pi}{3}\right)^3 \frac{G^4 m_p^5}{100 h^3 c^2 \sigma_T} M^3 \tag{1.31}$$

Cette relation $L \propto M^3$ est en bon accord avec les observations.

Relation température moyenne et rayon

Reprenons la modélisation d'un objet autogravitant (section 1.2.2). Dans l'hypothèse d'une étoile de faible densité comme le Soleil, le régime quantique est négligeable devant le régime thermique. L'équation 1.23 se simplifie alors :

$$\langle T\rangle = a\rho^{1/3} \tag{1.32}$$

$$\langle T\rangle = \frac{Gm_p}{10k}\frac{M}{R} \tag{1.33}$$

Rappelons que dans ce modèle simplifié, la température varie linéairement avec le rayon (donc $T_c = 4\langle T\rangle$), alors que la densité est considérée comme constante.

Nous avons donc à présent 3 relations liant les 5 variables fondamentales permettant de décrire le soleil. La quatrième relation va découler de l'équilibre entre le mécanisme de fusion à partir duquel l'étoile puise sa source d'énergie, et la puissance rayonnée.

1.2.4 Fusion thermonucléaire

Description du modèle

La fusion thermonucléaire est une réaction entre noyaux (chargés positivement) qui ont une tendance naturelle à se repousser. Il faut donc que le gaz de particules soit suffisamment chaud pour que l'agitation thermique donne une probabilité suffisante aux noyaux de se rencontrer. Par application du principe d'incertitude, une particule incidente a une probabilité non nulle de se trouver au delà de la barrière coulombienne (effet tunnel). À mesure que l'énergie cinétique croît, la

1. Ce calcul donne un temps de libération du photon de l'ordre de 10000 ans. Ceci est largement sous-estimé, en raison des approximations faites et de la non-prise en compte, par exemple, de l'absorption des photons, des opacités variables ...

barrière coulombienne devient plus mince et la section efficace augmente. D'autre part, la répulsion électrostatique augmentant avec les charges des noyaux, la fusion de noyaux lourds nécessite des températures d'autant plus élevées. Pour des étoiles comme le Soleil, les réactions dominantes sont celles qui aboutissent à la fusion de l'hélium :

$$\begin{aligned} p+p &\rightarrow d+e^{+}+\nu_e & (1.34)\\ d+p &\rightarrow {}^3\mathrm{He}+\gamma & (1.35)\\ {}^3\mathrm{He}+{}^3\mathrm{He} &\rightarrow {}^4\mathrm{He}+2p & (1.36)\end{aligned}$$

soit, au bilan :

$$4p+2e^- \rightarrow {}^4\mathrm{He}+2\nu_e+Q \qquad (1.37)$$

avec

$$\langle Q\rangle = 4m_p+2m_e-m_{^4\mathrm{He}}-2\langle E_\nu\rangle \qquad (1.38)$$

Le spectre des neutrinos émis dans la réaction 1.34 est bien connu (désintégration à trois corps). On a $\langle E_\nu\rangle \sim 0.25$ MeV, donc :

$$\langle Q\rangle \simeq 27 \text{ MeV} \qquad (1.39)$$

On notera $\epsilon = \langle Q\rangle/4$ l'énergie apportée par chaque proton et par cycle.

Le processus 1.34 fait intervenir le franchissement d'une barrière coulombienne et une désintégration faible (contrairement aux deux autres). Cette première réaction est donc la plus lente. C'est elle qui régit par conséquent le taux de production de ^{4}He et que nous allons étudier par la suite.

Taux de production de ^{4}He

Estimons la probabilité P_{pp} par unité de temps que deux protons fusionnent dans un volume V pour donner un deuteron : l'un des protons doit se désintégrer en neutron (avec la probabilité P_p). Cependant, le proton étant plus léger que le neutron ($\Delta m = 1.3$ MeV), la désintégration n'est possible que si les deux particules sont suffisamment proches pour pouvoir se combiner en deuteron dont l'énergie de liaison est de 2.2 MeV, ce qui libère une énergie totale de $2.2-1.3=0.9$ MeV.

Comparons P_p à la probabilité de désintégration du neutron en proton $P_n \simeq 1/920\,s^{-1}$. En prenant en compte l'énergie de masse emportée par l'électron (ou le positon) $E_e = 0.5$ MeV, l'énergie cinétique maximale est $E_{\max}(pp) = 0.9-0.5 = 0.4$ MeV dans le cas de la réaction 1.34 et $E_{\max}(n) = 1.3-0.5 = 0.8$ MeV dans le cas de la désintégration du neutron. Avec le terme provenant de la différence d'espace de phase, on peut alors faire l'approximation :

$$P_p \simeq \left(\frac{E_{\max}(pp)}{E_{\max}(n)}\right)^4 \times P_n = \frac{P_n}{16} \qquad (1.40)$$

Finalement, la probabilité P_{pp} est donnée par :

$$P_{pp} = \left|\int \psi_{pp}\psi_d\, dr^3\right|^2 \times P_p \qquad (1.41)$$

où le premier terme exprime la probabilité de trouver deux protons dans le volume de confinement du deuteron. La fonction d'onde des deux protons s'écrit

$$\psi_{pp} = \frac{G(r)}{\sqrt{V}} e^{i\vec{p}.\vec{r}/\hbar} \qquad (1.42)$$

où $\vec{p}$ et $\vec{r}$ sont les impulsion et distance relatives, et G le facteur de Gamov représentant la barrière coulombienne. La fonction d'onde du deuteron s'exprime par

$$\psi_d = \frac{1}{\sqrt{\pi\delta^3}} e^{-r/\delta} \qquad (1.43)$$

où δ est la dimension caractéristique du deuteron ($\simeq 4.3 \times 10^{-13}$ cm). La probabilité P_{pp} s'exprime alors sous la forme :

$$P_{pp} = \frac{32\pi}{9\sqrt{3}} S_0^2 e^{-S_0} \frac{\delta^3}{V} P_n \tag{1.44}$$

où

$$S_0 = 3 \left(\frac{2\pi e^2}{h} \times \frac{1}{2} \times \sqrt{\frac{M}{4kT}} \right)^{2/3} \tag{1.45}$$

Les détails du calcul peuvent être trouvés dans [1].

Nous pouvons à présent calculer l'énergie $Q_{\rm tot}$ produite au sein du Soleil : c'est le produit de la probabilité par unité de temps de fusion de deux protons en deuteron (P_{pp} donné dans l'équation 1.44) par le nombre de paires possibles de protons dans l'étoile (n_{pp}) et par la chaleur 2ϵ libérée par chaque paire. En considérant que la région active pour les réactions de fusion correspond à la partie centrale ($< R/2$) de l'étoile, de température moyenne $2.5 \times \langle T \rangle$ (dans le cadre de l'hypothèse de dépendance linéaire de la température avec le rayon), on a :

$$V = \frac{1}{8} \times \frac{4}{3}\pi R^3 \tag{1.46}$$

$$n_{pp} \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{M}{8m_p} \right) \tag{1.47}$$

Ce qui donne :

$$Q_{\rm tot} = \frac{\sqrt{3}}{9} S_0^2 e^{-S_0} \frac{\delta^3}{R^3} \left(\frac{M}{m_p} \right)^2 \epsilon P_n \tag{1.48}$$

En utilisant la relation entre le rayon et la température moyenne (équation 1.33), l'expression de la chaleur totale de fusion devient (avec $\langle T \rangle$ exprimé en keV et $Q_{\rm tot}$ en Watt) :

$$Q_{\rm tot}(M, \langle T \rangle) = \frac{1}{30} 10^{90} \frac{m_p}{M} (2.5 \times \langle T \rangle)^{7/3} e^{-15/(2.5 \times \langle T \rangle)^{1/3}} \tag{1.49}$$

Relation entre masse et température moyenne

Nous pouvons désormais comparer cette expression (équation 1.49) avec l'équation 1.31 donnant la perte d'énergie radiative L par seconde. Ceci nous permet de déterminer la température moyenne à laquelle les processus thermonucléaires compensent la perte d'énergie L. Pour une étoile à l'équilibre, nous avons donc :

$$Q_{\rm tot}(M, \langle T \rangle) = L(M) \tag{1.50}$$

La dépendance en température des deux termes $Q_{\rm tot}$ et L est illustrée sur la figure 1.3.

On comprend aisément la stabilité d'une telle étoile. Si la température vient à diminuer, on a alors $L > Q$: l'étoile perd de l'énergie. D'après le viriel et l'équation 1.21, ceci signifie qu'elle se contracte et donc se réchauffe (équation 1.33), ce qui la ramène vers son point d'équilibre. Réciproquement, si la température augmente, le système gagne globalement de l'énergie; il se dilate et se refroidit. Le point d'équilibre est stable. La fusion thermonucléaire est contrôlée par la gravitation.

1.3 Vérification du modèle

Nous avons réalisé un modèle d'étoile à une zone. Pour calculer la luminosité et le taux de réactions thermonucléaires, nous avons supposé une dépendance linéaire de la température, du centre vers la surface. En considérant une structure autogravitante d'hydrogène ionisé et la seule fusion de cet hydrogène en ^{4}He, nous avons déduit quatre relations : 1.26, 1.31, 1.33 et 1.50, avec cinq inconnues : M, L, R, T_e et $\langle T \rangle$. Connaissant la masse d'une étoile, nous pouvons prédire les autres paramètres et comparer aux observations, données dans la section 1.1.

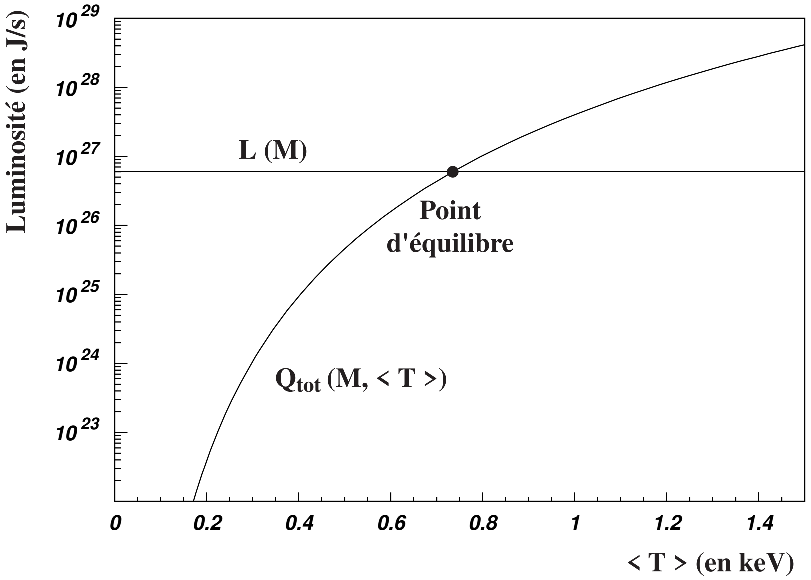


FIG. 1.3 – *Luminosité et puissance thermonucléaire en fonction de la température moyenne.*

Ces relations nous donnent :

$$L = 8 \times 10^{26}\,\mathrm{W} \tag{1.51}$$
$$R = 2.8 \times 10^{5}\,\mathrm{km} \tag{1.52}$$
$$T_e = 11000\,\mathrm{K} \tag{1.53}$$
$$\langle T \rangle = 10^{7}\,\mathrm{K} \tag{1.54}$$

Ces résultats sont dans l'ensemble très proches des valeurs expérimentales. Il n'est guère étonnant que R soit trop petit car nous avons supposé une densité constante. Or, les couches extérieures réelles du Soleil, de basse densité, s'étendent davantage.

Nous pouvons maintenant estimer le temps de vie du Soleil sur la séquence principale, c'est-à-dire le temps qu'il devrait mettre pour brûler sa masse d'hydrogène disponible. D'après nos calculs, le Soleil brûle 0.5×10^{39} protons par seconde. En supposant qu'il puisse ainsi brûler jusqu'à 1/8 de sa masse, il devrait pouvoir briller environ 10 milliards d'années, soit à peu près deux fois son âge actuel.

Chapitre 2

Les neutrinos solaires

2.1 Modèles solaires et neutrinos

Contraintes sur les modèles solaires

Le chapitre précédent présente une modélisation à une couche du Soleil, fondée sur des hypothèses physiques simples : une structure en équilibre hydrodynamique entre la force de gravité et la force de pression radiative, alimentée en énergie par la fusion thermonucléaire. Dans des modèles plus complexes, ces hypothèses restent valables, mais il convient de distinguer diverses régions : un cœur dense ($r \lesssim 0.25\,\mathrm{R}_\odot$) de température $T \simeq 15.5 \times 10^6$ K dans lequel ont lieu les réactions thermonucléaires, une zone de transport radiatif ($0.25\,\mathrm{R}_\odot \lesssim r \lesssim 0.7\,\mathrm{R}_\odot$) et une zone convective ($r \gtrsim 0.7\,\mathrm{R}_\odot$). Les premiers travaux vers un modèle "standard" du soleil reviennent à J.N. Bahcall [2]. Ce modèle est contraint par les observations dont nous avons fait état au chapitre précédent, mais également par les mesures d'héliosismologie, qui peuvent être caractérisées au premier ordre par un unique paramètre : la vitesse du son dans le Soleil. L'héliosismologie étudie en effet les oscillations périodiques du Soleil observées à sa surface; elles sont dues aux ondes acoustiques qui sont excitées par les forces de pression et se propagent à l'intérieur du Soleil. Il existe également des oscillations dues à la force de rappel de la gravité mais qui n'ont pas encore été détectées avec certitude.

De nombreux modèles solaires ont été développés, donnant des résultats similaires à condition d'utiliser des paramétrisations identiques pour les sections efficaces nucléaires, l'équation d'état et les opacités. Un progrès notable vient de l'introduction des processus diffusifs [1] et la prise en compte de l'effet d'"écrantage". [2] Les mesures de la vitesse du son provenant de l'héliosismologie confirment l'importance de la diffusion microscopique, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.1.

Neutrinos solaires

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, section 1.2.4, la température est suffisamment élevée au coeur du Soleil pour déclencher la combustion de l'hydrogène par la réaction primaire fondamentale $p + p \to d + e^+ + \nu_e$ qui produit les neutrinos dits ν_{pp}, et qui à elle seule fournit la majeure partie de l'énergie. Cette réaction initie le cycle de production de ^{4}He dont sont issus la quasi-totalité des neutrinos provenant du Soleil (voir la figure 2.2). Nous pouvons distinguer en plus une raie mono-énergétique attribuée aux neutrinos du Béryllium (ν_{Be}) et un spectre à plus haute énergie provenant des neutrinos du Bore (ν_B). Toutes ces réactions se résument par la combinaison

1. Les éléments lourds et l'hélium subissent une force gravitationnelle plus importante que l'hydrogène et diffusent par conséquent moins vite vers l'extérieur.

2. La polarisation du plasma due aux électrons libres qui se regroupent autour des ions abaisse la barrière coulombienne répulsive, ce qui augmente la section efficace des réactions nucléaires.

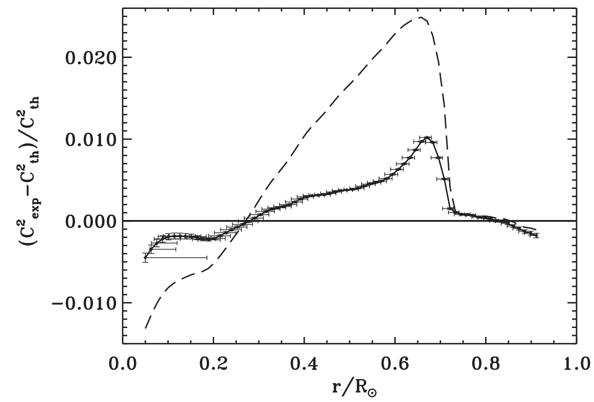


FIG. 2.1 – *Différence entre les carrés de la vitesse du son dans le Soleil mesuré par héliosysmologie ou calculé par un modèle solaire incluant (courbe continue) ou pas (courbe en pointillé) la diffusion. Le principal écart entre données et prédiction se situe au niveau de la transition vers la zone convective.[3]*

de 4 protons en un noyau d'^{4}He :

$$4p + 2e^- \to {}^4\text{He} + 2\nu_e + 27 \text{ MeV} \tag{2.1}$$

Ce cycle de réactions est appelé cycle pp et produit $\sim$ 98% de l'énergie du Soleil. Le reste provient du cycle CNO qui joue un rôle important dans les étoiles plus massives où la température centrale est plus élevée.

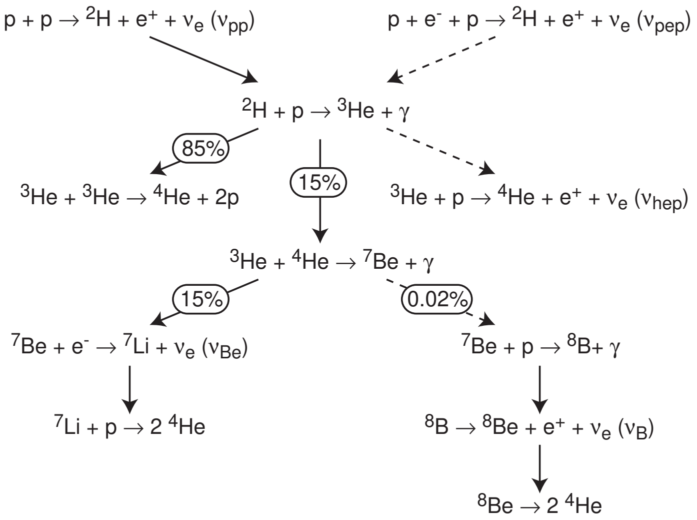


FIG. 2.2 – *Réactions nucléaires dans le Soleil.*

2.2 Les expériences de détection des neutrinos solaires

La détection des neutrinos solaires a débuté en 1968 avec l'expérience Homestake (détecteur radiochimique chloré), établie par Davis et ses collaborateurs dans la mine d'or de Homestake (South

Dakota, USA). Ce n'est que deux décennies plus tard que fut construite une deuxième expérience, l'expérience temps-réel Kamiokande dans la mine de Kamioka (Japon). Depuis 1996, Kamiokande est remplacée par Super-Kamiokande, un détecteur contenant 50 000 tonnes d'eau. Ces deux expériences japonaises ne sont sensibles qu'aux neutrinos solaires les plus énergétiques, c'est-à-dire essentiellement ν_B. Des détecteurs radiochimiques, utilisant des cibles de Gallium et sensibles aux neutrinos solaires de plus basse énergie ν_{pp}, ont vu le jour en 1990-1991 : SAGE, dans le laboratoire souterrain de Baksan (Russie) et GALLEX dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso (Italie), où sera installée également dans le futur (2001) l'expérience Borexino, dont le seuil lui permettra d'être sensible aux neutrinos ν_{Be}. A venir également, l'expérience SNO (Sudbury Neutrino Experiment dans l'Ontario, Canada), sensible aux ν_B. Ces expériences sont représentées sur la figure 2.3, avec leur seuil de sensibilité.

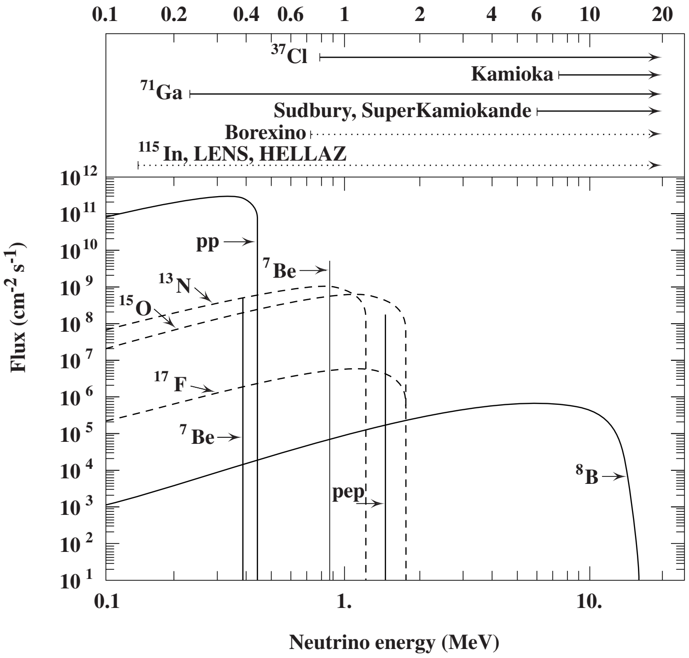


FIG. 2.3 – *Spectre en énergie des neutrinos solaires. Les flux provenant de sources continues sont en* $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{MeV}^{-1}$*, les lignes spectrales (pour les neutrinos pep et Be) en* $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$*. Les seuils de sensibilités des expériences sont indiqués au dessus.*

Détecteur radiochimique chloré : Homestake

Davis utilise la réaction de désintégration β-inverse $\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \to {}^{37}\mathrm{Ar} + e^-$ (seuil de 0.814 MeV) pour détecter les ν_e. Les isotopes de ^{37}Ar produits se désintègrent par capture électronique, avec une période radioactive de 35 jours. La cible est formée de 615 tonnes de perchloréthylène (C_2Cl_4). Un cycle de détection se décompose en trois étapes : une exposition aux neutrinos solaires d'environ 2 mois, l'extraction des atomes d'^{37}Ar et leur comptage indirect. Plus d'une centaine de cycles ont été effectués depuis 1968. Le résultat actuel est de $2.56 \pm 0.16\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.16\,(\mathrm{syst.})$ SNU [4], soit sensiblement moins que les prédictions des modèles (7–8 SNU). Le taux de production de l'^{37}Ar est environ de 0.5 par jour, et ~ 750 désintégrations ont été dénombrées à ce jour.

L'expérience temps réel (Super)Kamiokande

Le détecteur est situé dans la mine de Kamioka, au Japon, à 2700 m de profondeur-équivalent-eau. La cible de Super-Kamiokande est constituée de 50 000 tonnes d'eau ultra-pure, offrant un seuil de $\sim$ 6.5 MeV. Le principe de détection est fondé sur la diffusion élastique des neutrinos : $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$. Celle-ci pouvant s'effectuer à la fois par courant neutre et par courant chargé, sa section efficace est de 6 à 7 fois supérieure à celle de la diffusion élastique des ν_μ et ν_τ. L'électron diffusé émet de la lumière Tchérenkov, détectée *en temps réel* par 11 146 tubes photomultiplicateurs couvrant environ 40% de la surface interne du détecteur. La distribution en $\cos\theta$, où θ est l'angle entre la trajectoire de l'électron et la direction du Soleil, révèle un excès vers $\cos\theta = 1$, ce qui constitue la première détection directe de neutrinos en provenance du Soleil, c'est-à-dire, la première image du soleil en astronomie neutrino. La figure 2.4 illustre ce résultat.

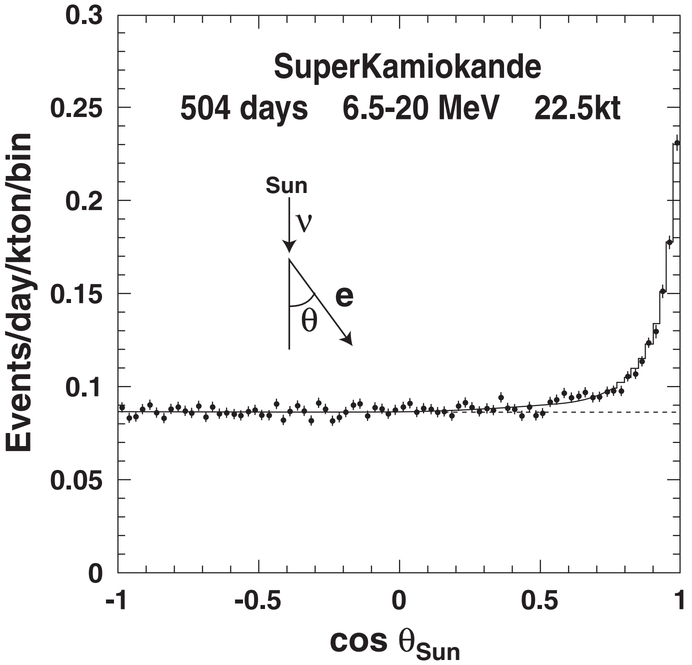


FIG. 2.4 – *Cosinus de l'angle entre la direction provenant du soleil et celle de l'électron. La courbe continue indique le meilleur fit aux données.*

Les résultats actuels de Super-Kamiokande pour le flux de neutrino (ν_B) est de $2.45 \pm 0.04 \pm 0.07\,(\times 10^6\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1})$ [5], pour un flux attendu de 5.15 ± 1.0 [6] ou de 4.82 ± 1.0 [3] dans les modèles du Soleil. Ceci confirme le déficit de neutrinos déjà observé par l'expérience Homestake. Le nombre d'événements "neutrinos solaires" observés par Kamiokande pour la période 1987–1996 est environ de 800; il dépasse déjà 11 000 pour les premiers 825 jours pour Super-Kamiokande.

Détecteurs radiochimiques au gallium

Les expériences radiochimiques au gallium sont sensibles à la détection de ν_{pp}. Le principe de détection repose sur la réaction $\nu_e + {}^{71}\mathrm{Ga} \rightarrow {}^{71}\mathrm{Ge} + e^-$ (seuil de 0.233 MeV, sensiblement plus bas que la valeur maximale de 0.420 MeV du spectre des ν_{pp}). GALLEX utilise pour cible une solution de $GaCl_3$ (30 tonnes de Gallium) et SAGE utilise directement du Ga métallique (55 tonnes). Le ^{71}Ge est extrait de la cible. Des compteurs proportionnels mesurent ensuite ses désintégrations.

Après 65 cycles de mesure (mai 1991 – janvier 1997), le résultat final de GALLEX est $77 \pm 6\,(\text{stat.}) \pm 5\,(\text{syst.})$ SNU [7] correspondant à un taux de production de 0.7 ^{71}Ge par jour, soit environ 60% du flux attendu dans le modèle standard. Environ 250 ^{71}Ge ont été dénombrés. La fiabilité du détecteur a été contrôlée avec une intense source de neutrinos (plus de 60 PBq) provenant des désintégrations du ^{51}Cr. Le rapport entre l'activité de cette source mesurée par le taux de germanium ou mesurée directement est de 0.93 ± 0.008 [8]. Le déficit des neutrinos solaires ne peut donc pas être attribué à un problème expérimental. Depuis le printemps 1998, GALLEX est remplacée par l'expérience GNO (Gallium Neutrino Observatory), qui a pour objectif d'observer le Soleil durant un cycle solaire complet de 11 ans.

Le résultat de l'expérience SAGE après 53 cycles de mesure est de $66.6 \pm 7\,(\text{stat.}) \pm 4\,(\text{syst.})$ SNU [9], semblable au résultat de GALLEX. Une calibration par une source de ^{51}Cr a indiqué une efficacité de 0.95 ± 0.13 [10], validant ainsi les résultats de cette expérience.

2.3 Le problème des neutrinos solaires

Mise en évidence du problème

Le problème des neutrinos solaires provient des déficits en neutrinos constatés par les expériences par rapport aux prédictions des modèles solaires. La table 2.1 résume les résultats et estimations actuels. Trois sources principales de neutrinos contribuent aux prédictions : ν_{pp}, ν_{Be} et ν_B. Le flux des ν_{pp} est le plus fortement contraint : il est directement corrélé à la luminosité du Soleil. Les prédictions des flux de ν_{Be} et ν_B varient davantage d'un auteur à l'autre en raison des plus grandes incertitudes sur les rapports de branchement et les sections efficaces des réactions nucléaires. Par conséquent, les flux prédits pour les détecteurs au gallium dominés par les ν_{pp} ($\sim 60\%$ ν_{pp}, $\sim 30\%$ ν_{Be} et $\sim 10\%$ ν_B) sont en bon accord selon les divers auteurs. Ils diffèrent légèrement pour les détecteurs au chlore sensibles essentiellement aux ν_{Be} ($\sim 20\%$) et ν_B ($\sim 75\%$) et pour Super-Kamiokande qui n'est sensible qu'aux ν_B.

Expérience	Résultat expérimental	Expérience / Prédiction	
		BBP	BTCM
Gallium	72.1 ± 5.7 (SNU)	0.56 ± 0.06	0.57 ± 0.06
Chlore	2.56 ± 0.23 (SNU)	0.33 ± 0.06	0.36 ± 0.07
SuperK	2.44 ± 0.1 ($10^6\,\text{cm}^{-2}\,\text{s}^{-1}$)	0.47 ± 0.09	0.51 ± 0.11

TAB. 2.1 – *Résultats expérimentaux des expériences de neutrinos solaires et comparaison aux prédictions des modèles standards de Bahcall, Basu et Pinsonneault (BBP [6]) et Brun, Turck-Chièze et Morel (BTCM [3]). Les résultats des expériences au gallium GALLEX et SAGE sont regroupés.*

Le tableau 2.2 présente les résultats par type de neutrino impliqué dans chaque expérience (de façon simplifiée). Il est clair que les résultats provenant des trois types de détecteurs ne peuvent être simultanément corrects. La résolution du système de 3 équations – 3 inconnues nécessite la suppression totale (voire une valeur négative) du flux de ν_{Be}, en plus d'une réduction importante du flux de ν_B.

Expérience	Expérience / Prédiction	Prédictions		
		ν_{pp}	ν_{Be}	ν_B
Gallium	$\sim 60\%$	60%	30%	10%
Chlore	$\sim 30\%$		20%	80%
SuperK	$\sim 50\%$			100%

TAB. 2.2 – *Version simplifiée du problème des neutrinos solaires. Les prédictions sont indiquées pour chaque type de neutrino.*

Solutions au problème des neutrinos solaires?

Le déficit en neutrinos constaté par chacune des expériences (cf. table 2.2) est connu sous le nom de "problème des neutrinos solaires". La solution la plus naturelle consiste à chercher à modifier les prédictions des modèles solaires, en particulier en diminuant la température centrale T_c du Soleil dont dépendent très fortement les taux de neutrinos (flux de $\nu_{\rm pp} \propto T_c^{-1.2}$, flux de $\nu_{\rm Be} \propto T_c^8$, flux de $\nu_{\rm B} \propto T_c^{18}$). Il faut cependant satisfaire à la contrainte incontournable de la luminosité du Soleil. En jouant ainsi sur la température centrale du Soleil, le meilleur résultat est obtenu en diminuant T_c de 5-7%, mais même dans de telles conditions, les prédictions restent très éloignées des résultats expérimentaux. Ce conflit est encore renforcé par les résultats des expériences au gallium qui sont à bien plus de 5σ des prédictions théoriques (voir table 2.1).

Le "problème des neutrinos solaires" semble être surtout un problème des $\nu_{\rm Be}$, et aucune solution nucléaire ou astrophysique ne semble pouvoir apporter une explication satisfaisante.

Les réactions nucléaires dans le Soleil ne produisent que des ν_e, et les détecteurs ne sont sensibles qu'aux ν_e (à l'exception des détecteurs Tchérenkov qui sont également sensibles aux autres saveurs mais, pour la diffusion sur les électrons, uniquement par courant neutre ce qui diminue la section efficace d'un facteur 6 à 7). Une transformation des ν_e en ν_μ ou ν_τ entre leur production dans le coeur du Soleil et leur arrivée dans le détecteur induirait par conséquent une diminution du taux de ν_e observé. Ces solutions au problème des neutrinos solaires fondées sur l'oscillation des neutrinos imposent des contraintes sur la différence des masses carrées Δm^2 entre les neutrinos de saveur différente et sur l'angle de mélange θ.

Quatre scénarios d'oscillations permettent de résoudre le problème. Trois impliquent des oscillations dans la matière (du Soleil ou de la Terre) et des effets de régénérations (solutions MSW). Le dernier implique des oscillations dans le vide séparant la Terre du Soleil (voir par exemple [11] et [12]). Dans ce dernier cas, la probabilité d'oscillation est simple à calculer en supposant deux familles de neutrinos, ν_μ et ν_τ par exemple, états propres de saveur. Les états propres de masse sont notés ν_1 et ν_2. Les états propres de masse et de saveur sont reliés par une matrice de rotation appelée matrice de mélange :

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

L'équation d'évolution dans le temps de Schrodinger appliquée à ν_1 et ν_2 permet de calculer l'amplitude de transition de ν_μ vers ν_τ :

$$\langle \nu_\tau \mid \nu_\mu \rangle = -\cos\theta \sin\theta \exp\left(\frac{-iE_1 t}{\hbar}\right) + \sin\theta\cos\theta \exp\left(\frac{-iE_2 t}{\hbar}\right) \tag{2.3}$$

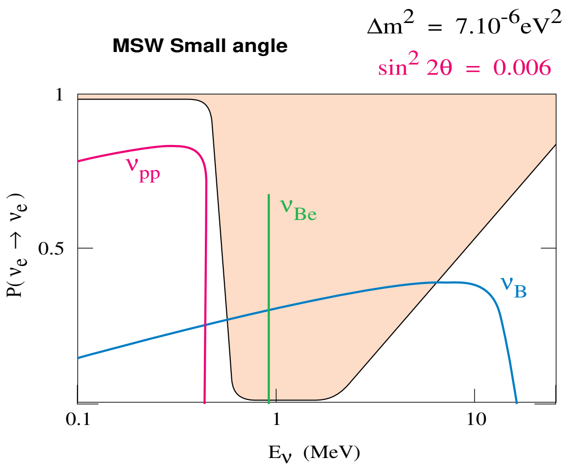
et de déduire la probabilité de transition P :

$$P = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(1.27\frac{\Delta m^2 L}{E}\right) \tag{2.4}$$

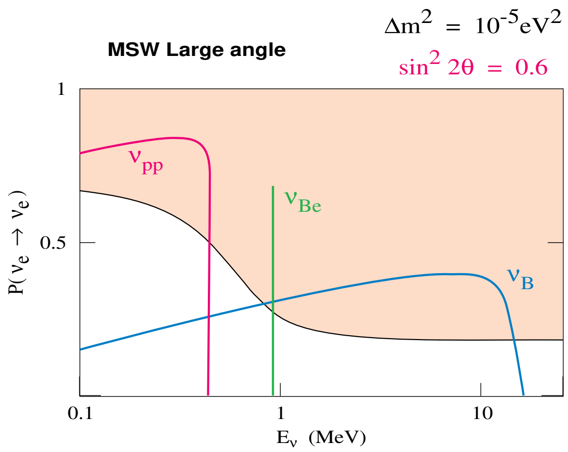
où $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ est donné en eV^2, E est en GeV et L en km. Les figures 5(a), 5(b) et 5(c) montrent les probabilités de survie d'un ν_e dans le Soleil dans le cas de l'effet MSW pour les trois jeux de paramètres possibles, appelés respectivement Small Mixing Angle (SMA), Large Mixing Angle (LMA) et LOW (Low Δm^2), superposées aux différents flux de neutrinos solaires. La solution dans le vide (cf 5(d)) est également appelée "just so".

Pour la solution SMA, le flux des $\nu_{\rm pp}$ est inchangé. La plupart des $\nu_{\rm Be}$ sont supprimés. Le flux des $\nu_{\rm B}$ est réduit de façon progressive, d'une suppression totale aux énergies intermédiaires jusqu'à la conservation de l'ensemble du flux à basse et haute énergie, induisant ainsi une déformation du spectre des $\nu_{\rm B}$. Il est clair, sur cette figure, que les $\nu_{\rm Be}$ peuvent être plus aisément supprimés que les $\nu_{\rm B}$, ce qui ne peut être obtenu dans aucun des modèles solaires, même non-standard.

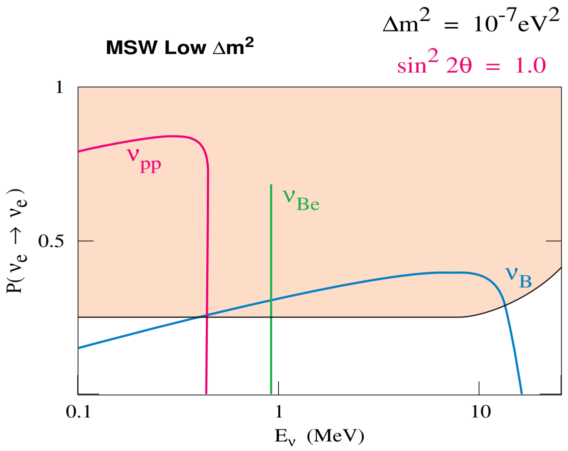
Une signature possible de la solution LMA serait un variation diurne dans le flux de neutrinos observé (appelé effet jour-nuit) due à la régénération des neutrinos ν_e dans la Terre lorsqu'ils la traversent pour atteindre le détecteur (la nuit).



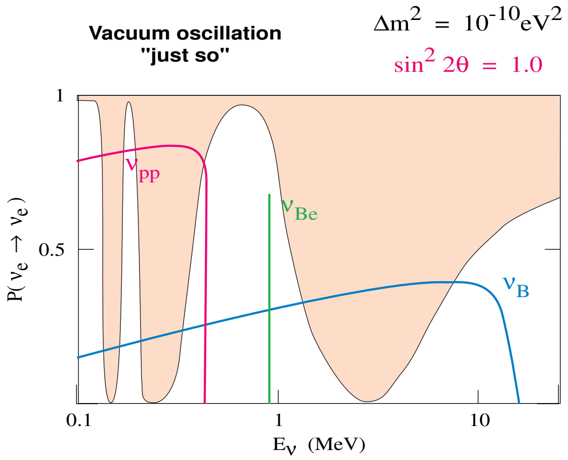
(a) Probabilité de conversion des ν_e dans le Soleil pour la solution "faible angle de mélange".



(b) Probabilité de conversion des ν_e dans le Soleil pour la solution "grand angle de mélange".



(c) Probabilité de conversion des ν_e dans le Soleil pour la solution "petit Δm^2".



(d) Probabilité de conversion des ν_e dans le vide pour la solution "just so".

La solution LOW serait caractérisée à la fois par une distortion du spectre des ν_B et un effet jour-nuit.

L'oscillation dans le vide devrait quant à elle induire une distortion globale des spectres (voir figure 5(d)). L'oscillation se produisant dans l'espace Soleil-Terre, les flux détectés devraient en outre montrer des variations saisonnières.

Chaque expérience définit un contour dans le plan (Δm^2, $\sin^2 2\theta$), et la superposition de ces régions est indiquée sur la figure 2.5. Toutes les solutions impliquant un angle de mélange total étaient considérées comme marginales jusqu'aux résultats récents sur les neutrinos atmosphériques.

Bien que l'oscillation des neutrinos soit une solution très attrayante au problème des neutrinos solaires, nous ne pouvons affirmer que ce soit effectivement "la" solution. Super-Kamiokande observe déjà une première indication d'une faible distortion spectrale mais la statistique reste insuffisante pour conclure sur un éventuel effet jour-nuit. Des données complémentaires devraient être disponibles sous peu.[3]

Les prochaines expériences devraient permettre une avancée définitive. Certaines seront plus sensibles aux distorsions dans le spectre des ν_B (SNO, Super-Kamiokande), d'autres, grâce à leur sensibilité aux courants neutres, devraient permettre de s'affranchir des modèles théoriques et de calculer le flux total de neutrinos de saveur active (SNO) en provenance du soleil. Certains projets enfin devraient être capable de distinguer les ν_{pp} des ν_{Be} (LENS).

Expériences futures

Une nouvelle expérience temps réel, SNO, a débuté en mai 1999 au Canada dans la mine de Sudbury [13]. Avec un seuil d'environ 5 MeV, elle est sensible aux ν_B. Le détecteur est constitué de 1000 tonnes d'eau lourde D_2O entourées de 4 m d'eau purifiée H_2O. La lumière Tchérenkov émise par les électrons est également détectée par des photomultiplicateurs. La difficulté principale de cette expérience est de réduire le bruit de fond à un niveau très faible. SNO présente de nombreux avantages qui permettraient de confirmer une oscillation des neutrinos par effet MSW, indépendamment des modèles solaires : mesure du spectre des neutrinos, sensibilité aux ν_μ et ν_τ interagissant par courant neutre sur les neutrons, sensibilité aux variations jour-nuit du flux solaire.

Borexino [14] est un détecteur temps-réel de très grande pureté, constitué d'une sphère d'environ 300 tonnes de scintillateur liquide organique vue par 1700 photomultiplicateurs et protégée par 1 m de liquide organique et 3 m d'eau. Là aussi une des difficultés principales est d'obtenir un scintillateur liquide d'excellente pureté. Borexino est sensible essentiellement aux ν_{Be}. Un prototype est actuellement en fonctionnement au laboratoire souterrain du Gran Sasso, l'expérience elle-même pouvant démarrer en 2001.

Parmi les projets futurs pour la détection des neutrinos solaires, sont envisagés : HELLAZ (TPC haute pression remplie de 12 tonnes d'hélium, sensible aux ν_{pp} et ν_{Be}) ou SuperMUNU (TPC remplie de CF_4), bromine (également sensible aux ν_{Be}), lithium (détection cryogénique du ^{7}Be produit, sensible aux ν_{Be}), LENS (idée la plus récente, utilisant les terres rares Yb ou Gd et permettant de signer séparément les ν_{pp} et les ν_{Be}, avec une résolution en énergie raisonnable).

Tous ces projets nécessitent de consacrer plusieurs années à la recherche et développement, ou à la construction d'un prototype. L'objectif principal actuel est d'obtenir une mesure complète du spectre des neutrinos. Auparavant, il faudra comprendre les neutrinos du Be (Borexino, LENS), tester une éventuelle distortion du spectre des ν_B (SuperK et SNO) et vérifier les taux d'interactions par courant neutre (SNO).

3. Les derniers résultats de Super-Kamiokande rendus publics en juin 2000 à la conférence "Neutrino 2000" à Sudbury (Canada) semblent éliminer à 95% de niveau de confiance les solutions SMA et "just so".

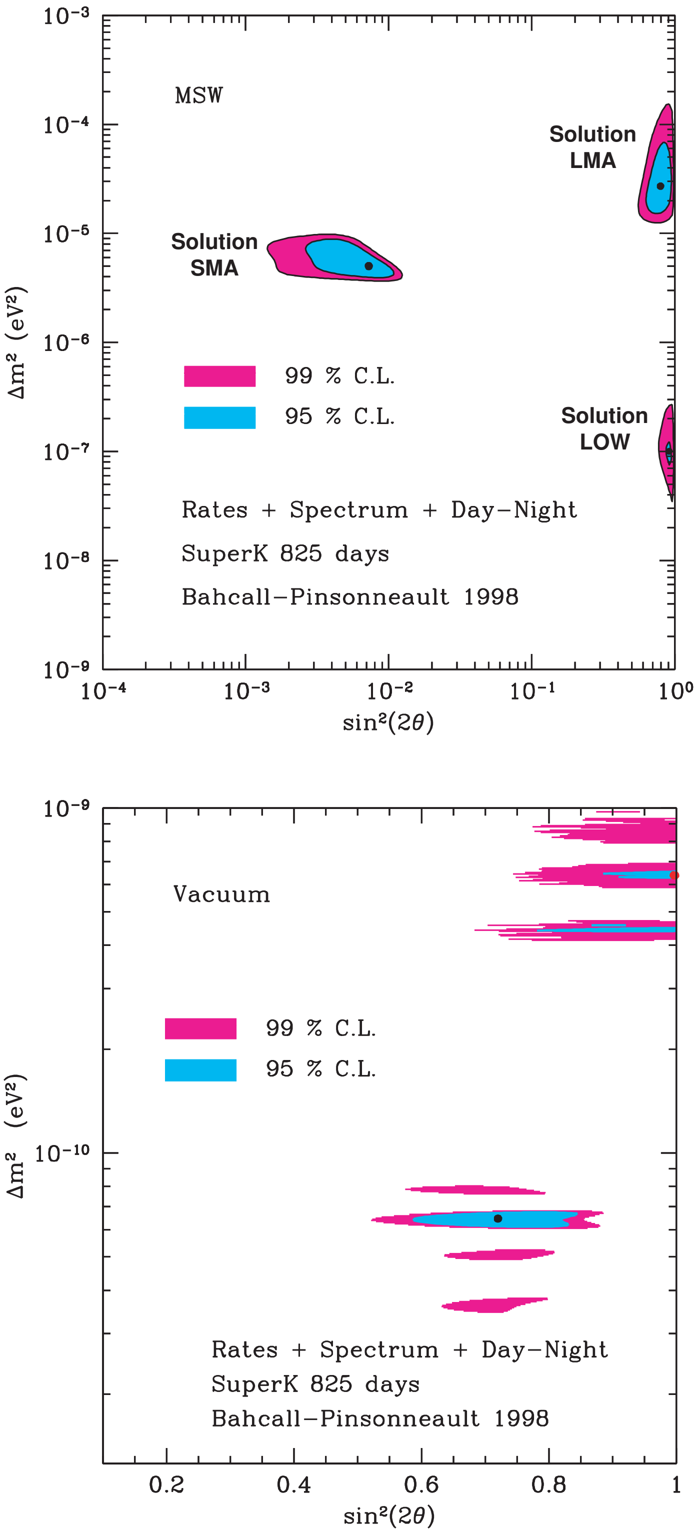


Fig. 2.5 – *Régions permises par les données des expériences de neutrinos solaires pour l'oscillation par effet MSW (figure du haut) ou pour les oscillations dans le vide (figure du bas).*

Chapitre 3

Les neutrinos atmosphériques

3.1 Introduction

Contexte historique

L'astronomie neutrino couvre des énergies allant de quelques μeV pour les neutrinos du fond cosmologique à $\sim 10^{20}$eV pour les neutrinos de sources extragalactiques (noyaux actifs de galaxies et sursauts gamma). La figure 3.1 rassemble les spectres des différentes contributions. La gamme

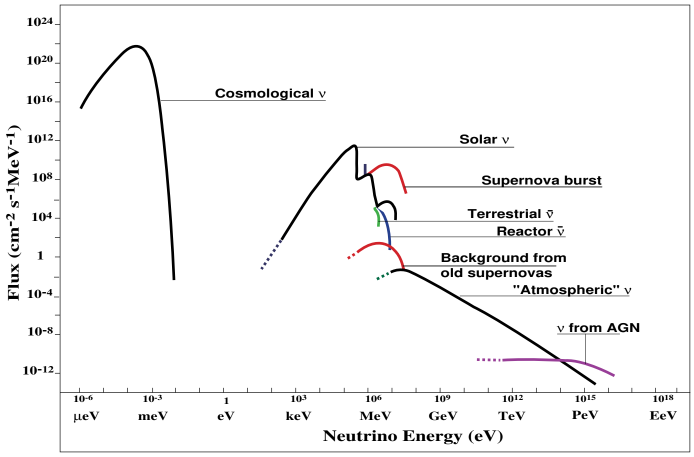


FIG. 3.1 – *Spectre en énergie des diverses composantes en neutrino de l'univers.*

en énergie des neutrinos atmosphériques s'étend du MeV jusqu'au PeV suivant une loi de puissance en $E^{-\alpha}$ où $\alpha \simeq 2.7$ pour $E < 100$GeV et $\alpha \simeq 3$ pour $E > 100$GeV. Ces neutrinos proviennent de la désintégration des mesons produits par les interactions des rayons cosmiques primaires avec les hautes couches de l'atmosphère:

$$\begin{array}{cccccc} p + N \rightarrow & \pi^0 & , & \pi^\pm & , & (\ldots) \\ & \downarrow & & \downarrow & & \\ & \gamma\gamma & & \mu^\pm\,\nu_\mu & \rightarrow & e^\pm\,\nu_\mu\,\nu_e\,\nu_\mu \end{array} \tag{3.1}$$

En première approximation, ce schéma conduit à un rapport des saveurs :

$$\left(\frac{\mu}{e}\right) \equiv \frac{\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu}{\nu_e + \overline{\nu}_e} \approx 2\ (\pm 5\%) \tag{3.2}$$

Les premiers événements neutrinos atmosphériques ont été observés par les expériences de mesure de la durée de vie du proton, dans les années 80. On distingue les détecteurs Tchérenkov comme IMB, Kamiokande, Super-Kamiokande et les télescopes à neutrinos (AMANDA et ANTARES) des détecteurs calorimétriques comme Fréjus ou Soudan. Les résultats sont en général présentés sous la forme du rapport (μ/e) qui permet de s'affranchir des grandes incertitudes ($\sim 20\%$) sur la normalisation des flux, d'une part, et des erreurs systématiques d'autre part. Les résultats principaux sont donnés dans la table 3.1.

Expérience	Type de détecteur	$\frac{(\mu/e)_{\rm data}}{(\mu/e)_{\rm MC}}$	Exposition (kton.an)	Années
Fréjus [15]	calorimètre	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$	2.0	1984-1988
IMB	Tchérenkov	$0.54 \pm 0.02 \pm 0.07$	7.7	1982-1991
Kamiokande [16] (Multi-GeV)	Tchérenkov	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.05$ $0.57 \pm 0.08 \pm 0.07$	7.7 6.0	1988-1994
Soudan2 [17]	calorimètre	$0.64 \pm 0.11 \pm 0.06$	3.9	1993-1998
SuperK [18] (Multi-GeV)	Tchérenkov	$0.63 \pm 0.03 \pm 0.05$ $0.65 \pm 0.05 \pm 0.08$	33 33	1996-1998

TAB. 3.1 – *Résultats principaux des détecteurs de neutrinos atmosphériques.*

On sépare généralement les événements en deux catégories : ceux de basse énergie qui sont contenus ou partiellement contenus dans le détecteur, et ceux de haute énergie qui le traversent. Un déficit important dans le rapport de l'équation 3.2 est observé par l'expérience Kamiokande, que ce soit dans le domaine des basses ($E_{\rm vis} < 1.3$ GeV) ou des hautes ($E_{\rm vis} < 1.3$ GeV) énergies. Mais il est difficile de concilier ce résultat avec celui de Fréjus. Nous pourrions en conclure que les détecteurs Tchérenkov observent un déficit contrairement aux détecteurs calorimétriques et que la différence des résultats provient de la difficulté de séparation des ν_e et des ν_μ dans les détecteurs Tchérenkov. Cependant, les techniques de séparation des deux types d'événements ont été validées avec un détecteur de 1000 tonnes placé auprès des faisceaux du KEK [19]. Par ailleurs, l'hypothèse d'un excès d'événement ν_e induits par les neutrons a été rejetée par Kamiokande dont le bruit de fond neutronique est négligeable [20]. La faible valeur du rapport (μ/e) suggère déjà la possibilité d'oscillations de neutrinos.

L'expérience Kamiokande a publié des interprétations en termes d'oscillations à la fois $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$, mais cette dernière est exclue par les résultats de l'expérience CHOOZ qui utilise un faisceau de $\overline{\nu}_e$ issus d'un réacteur nucléaire situé dans les Ardennes.

Distribution angulaire des flux

Pour un détecteur souterrain, en absence d'oscillation, le flux de neutrinos montants et descendants est symétrique (voir figure 3.2), quand on néglige les effets géomagnétiques qui modifient la distribution en dessous de 1 GeV.

Un critère plus convainquant pour la mise en évidence d'oscillations qu'un simple déficit des flux serait l'observation d'une assymétrie dans la distribution angulaire. En effet, les neutrinos montants qui interagissent près du détecteur peuvent parcourir des distances allant jusqu'à 13000 km, alors que les neutrinos descendants ne parcourent qu'une vingtaine de kilomètres (voir figure 3.3). Or l'effet moyen des oscillations est d'autant plus visible que le parcours du neutrino est long. Dans un scénario d'oscillations dans le vide, on attend donc un déficit plus prononcé pour les neutrinos montants, comme l'indique la figure 3.4 sur la courbe du haut qui représente la probabilité de survie d'un neutrino en fonction de L/E : à une énergie donnée, plus L est grand, plus $\langle P \rangle \neq 1$. De même, pour un L donné et à basse énergie, un détecteur n'est sensible qu'à un effet moyen (courbe du bas). Il est nécessaire d'atteindre des énergies supérieures à la dizaine de GeV pour observer réellement la signature des oscillations dans le spectre en énergie : alternance de suppression et réapparition des ν_μ. Un tel seuil en énergie devrait être obtenu dans des télescopes à neutrinos comme ANTARES [22, 23].

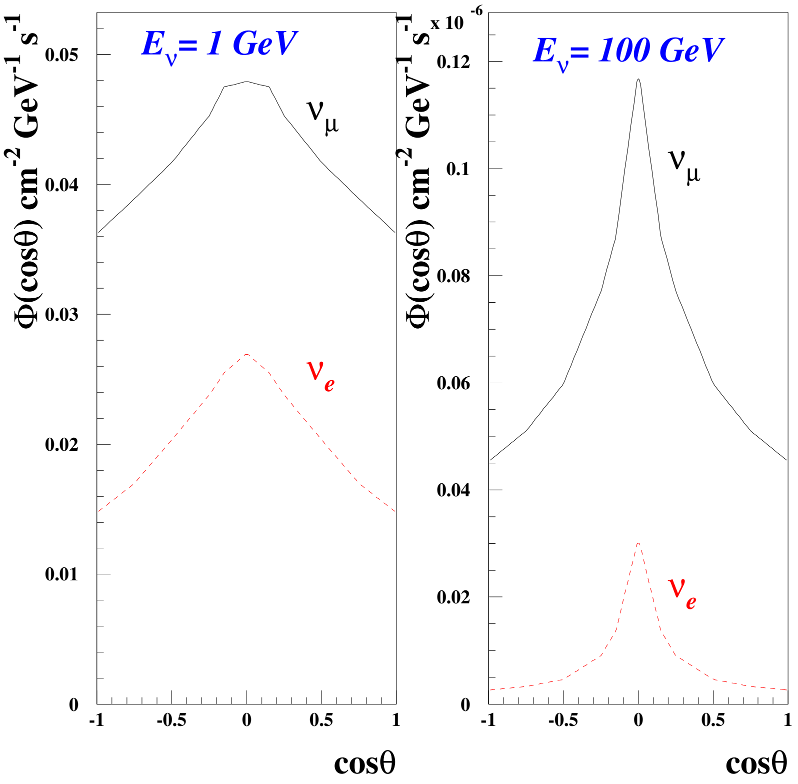


FIG. 3.2 – *Distribution angulaire des flux de $\nu_\mu + \overline{\nu}_\mu$ et $\nu_e + \overline{\nu}_e$ pour deux énergies des neutrinos [21]. A basse énergie (< 1 GeV), le rapport des saveurs est proche de 2, mais il augmente à plus haute énergie en raison de la suppression des ν_e puisque les muons n'ont plus le temps de se désintégrer avant d'être absorbés par la terre.*

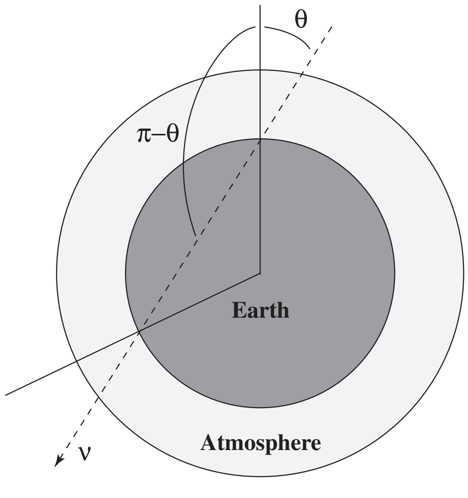


FIG. 3.3 – *Schéma de détection des neutrinos atmosphériques. Sur la figure (convention de Super-Kamiokande), les neutrinos descendants ont $\cos\theta > 0$ (l'angle θ indique la direction de la source du neutrino).*

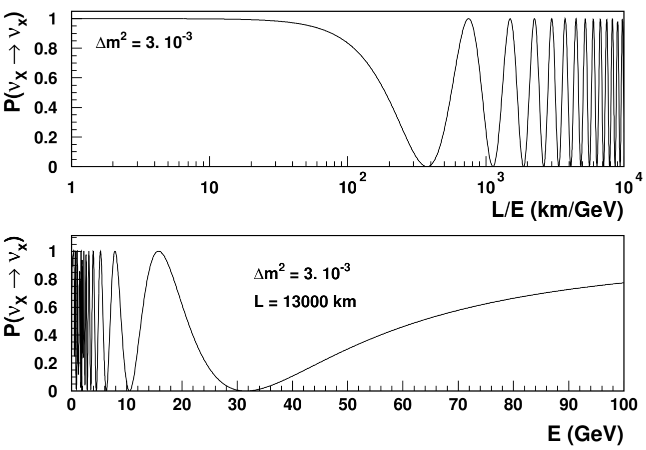


FIG. 3.4 – *Probabilité de survie d'un neutrino en fonction de L/E (graphique du haut) ou de l'énergie E (graphique du bas), pour la valeur la plus probable de Δm^2 d'après Super-Kamiokande : 3×10^{-3} eV^2. Dans le deuxième graphique, nous considérons une longueur de propagation égale au diamètre terrestre.*

3.2 Super-Kamiokande

En plus des neutrinos solaires, le détecteur Super-Kamiokande est sensible aux neutrinos atmosphériques, de plus haute énergie (quelques GeV). Le principe de détection repose sur l'observation de la lumière Tchérenkov émise par les leptons induits par la diffusion inélastique des neutrinos sur les noyaux :

$$\nu_{e,\mu} + N \rightarrow e, \mu + X \tag{3.3}$$

Les événements sont classifiés en deux catégories : les sub-GeV ($E_{\text{vis}} < 1.3$ GeV) qui sont contenus dans le volume du détecteur [1] et les multi-GeV qui peuvent être soit contenus ($E_{\text{vis}} > 1.3$ GeV), soit partiellement contenus [2] ($E_\nu \sim 10$ GeV), soit traversant totalement le détecteur ($E_\nu \sim 100$ GeV), ou qui s'arrêtent dans le détecteur ($E_\nu \sim 10$ GeV). Le volume de détection permet une grande statistique. Environ 6000 événements sub-GeV et 2500 événements multi-GeV contenus et PC ont été analysés à ce jour. Les mêmes effets que ceux déjà observés par Kamiokande ont pu être confirmés avec une plus grande précision. En particulier, Super-Kamiokande a pu mettre en évidence une dépendance angulaire du déficit dans toutes les gammes d'énergie, contrairement à Kamiokande (voir figure 3.5).

Aucun déficit significatif n'est observé pour les neutrinos électroniques, ce qui explique probablement que Super-Kamiokande n'ait jamais publié de contour d'exclusion dans l'hypothèse d'oscillations $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$. En revanche le taux de neutrinos muoniques détectés est clairement inférieur au taux attendu sans oscillation. Pour les événements sub-Gev par exemple, la fraction du rapport des saveurs $\left(\frac{\mu}{e}\right)$ observé sur le rapport attendu est $\frac{(\mu/e)_{obs}}{(\mu/e)_{th}} = 0.661 \pm 0.020 \pm 0.052$; elle est de $0.660^{+0.038}_{-0.035} \pm 0.078$ pour les événements multi-GeV contenus et partiellement contenus.

De plus, la dépendance angulaire du flux de muons est particulièrement prononcée, ce qui renforce une interprétation en terme d'oscillation. Le meilleur ajustement à ces données est obtenu pour $\Delta m^2 = 2.6 \times 10^{-3}$ eV^2 et $\sin^2(2\theta) = 1.00$.

1. Événement contenu : le neutrino interagit dans le détecteur et le lepton induit s'arrête dans le détecteur.
2. Partiellement contenu (PC) : le vertex d'interaction du neutrino est dans le détecteur mais le muon induit s'échappe du détecteur. Les électrons perdent trop vite leur énergie pour pouvoir appartenir à cette catégorie.

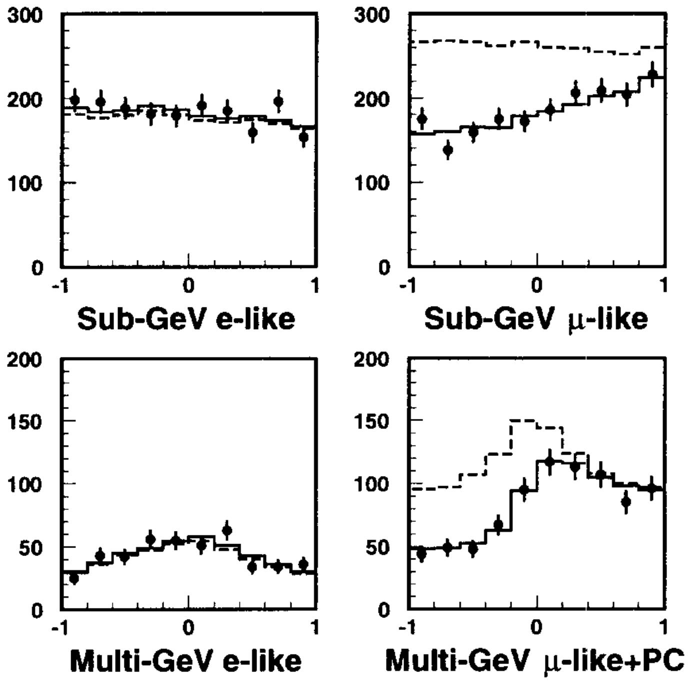


FIG. 3.5 – *Distribution de l'angle zénithal des événements muoniques et électroniques sub-GeV et multi-GeV, dans Super-Kamiokande. Les leptons montants ont* $\cos\theta < 0$. *L'histogramme en trait plein représente la prédiction pour les paramètres d'oscillation correspondants au meilleur ajustement aux données, alors que l'histogramme en pointillé correspond à la prédiction en absence d'oscillations.*

Deux scénarios d'oscillations restent possibles : $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_S$, où ν_S est un neutrino stérile (n'interagissant pas). Cette dernière hypothèse est néanmoins défavorisée à 99% de niveau de confiance par Super-Kamiokande qui a pratiqué 3 tests sur des échantillons indépendants [24].

L'interprétation en terme d'oscillation des résultats de Super-Kamiokande conduit à des valeurs de Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ accessibles aux accélérateurs, ce qui permet une vérification indépendante de ces résultats. Néanmoins, la faible valeur de Δm^2 impose une plus grande longueur de faisceau que les faisceaux de neutrinos habituels (Nomad, Chorus, Karmen ou LSND par exemple). Le flux diminuant en $1/L^2$, où L est la distance entre la source de neutrinos et le détecteur, ce dernier doit être suffisamment grand. C'est dans ce but que les Japonais ont décidé d'envoyer le faisceau de neutrinos de l'accélératuer du KEK sur le détecteur de Super-Kamiokande, situé à 250 km du KEK.

3.3 Kek vers Kamiokande : l'expérience K2K

L'énergie moyenne du faisceau est de l'ordre de 1.4 GeV, ce qui procure une sensibilité aux $\Delta m^2 > 3 \times 10^{-3}$ eV^2. Le faisceau de neutrinos est obtenu par la désintégration de pions chargés sur une longueur de 200 m. Ces pions sont créés par l'interaction de protons de 12 GeV sur cible fixe. Deux détecteurs distincts se trouvent sur la ligne du faisceau (voir figure 3.6):

- le détecteur Tchérenkov principal de Super-Kamiokande, décrit dans la section précédente;
- un module de détection proche, constitué de détecteurs sophistiqués de particules : une réplique miniature (1 kilo-tonne) de Super-Kamiokande utilisant 860 photomultiplicateurs et ayant une couverture semblable sur le faisceau à celle du détecteur principal, un identificateur (à scintillations) de particules chargées, un compteur veto pour la réjection des particules extérieures,

des compteurs (en lead glass) pour la mesure de la composition (rapport ν_e sur ν_μ) du faisceau, une chambre à μ pour la mesure du moment des muons.

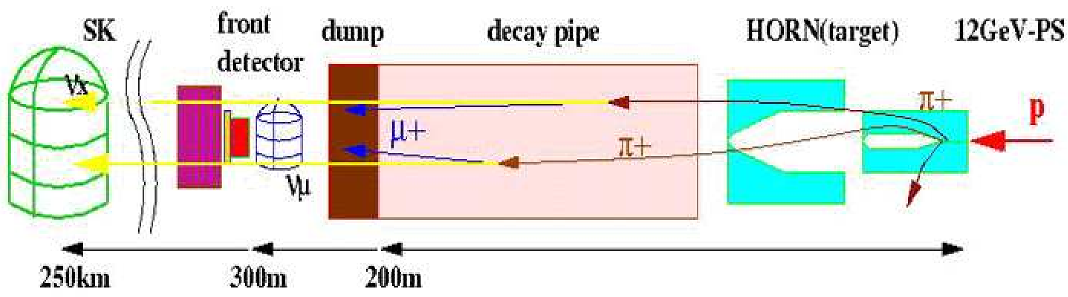


FIG. 3.6 – *Schéma de l'expérience Kek vers Super-Kamiokande.*

Le faisceau de neutrinos du KEK est quasiment un faisceau pur de ν_μ. La contamination des ν_e est estimée à $\sim 1\%$, ce qui permet également d'interpréter éventuellement les résultats en terme d'oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$. Le premier événement neutrino a été observé le 1er juin 1999. En juin 2000, 17 événements ont été enregistrés dans le volume fiduciel du détecteur de Super-Kamiokande. En l'absence d'oscillations, $29.2^{+3.5}_{-3.3}$ événements étaient attendus. Les solutions d'oscillations avec mélange maximum pour un Δm^2 respectivement de 3×10^{-3} eV^2 ou 5×10^{-3} eV^2 prédisent $19.3^{+2.5}_{-2.4}$ ou $12.9^{+1.6}_{-1.6}$. La statistique demeure très faible, ce qui ne permet d'exclure qu'à 2σ l'absence d'oscillation. Il est prévu de recueillir 172 événements d'ici la fin du projet (470 jours de prise de données) afin d'atteindre la limite de sensibilité. La région couverte dans le plan $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ est indiquée sur la figure 3.7.

La faiblesse principale de K2K est de ne pouvoir constater qu'une disparition des ν_μ. Une preuve plus convainquante d'oscillation serait la mise en évidence de l'apprition de ν_τ dans un faisceau qui n'en contiendrait pas au départ. La masse du τ étant de 1.8 GeV et l'énergie moyenne du faisceau du KEK de 1.4 GeV seulement, cette possibilité n'est pas offerte au projet K2K. D'autres expériences sont également prévues, avec des énergies de faisceau variant de 3 à 17 GeV : l'expérience MINOS (faisceau du Fermilab et détecteur situé dans la mine de Soudan, à 730 km du Fermilab) devrait débuter la prise de données en mars 2003, et l'expérience OPERA/ICANOE (faisceau du CERN et détecteur dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, Italie, à 730 km du CERN) dont la prise de données devrait débuter vers 2005. Cette dernière expérience utilise des émulsions et devrait pouvoir détecter les interactions de ν_τ.

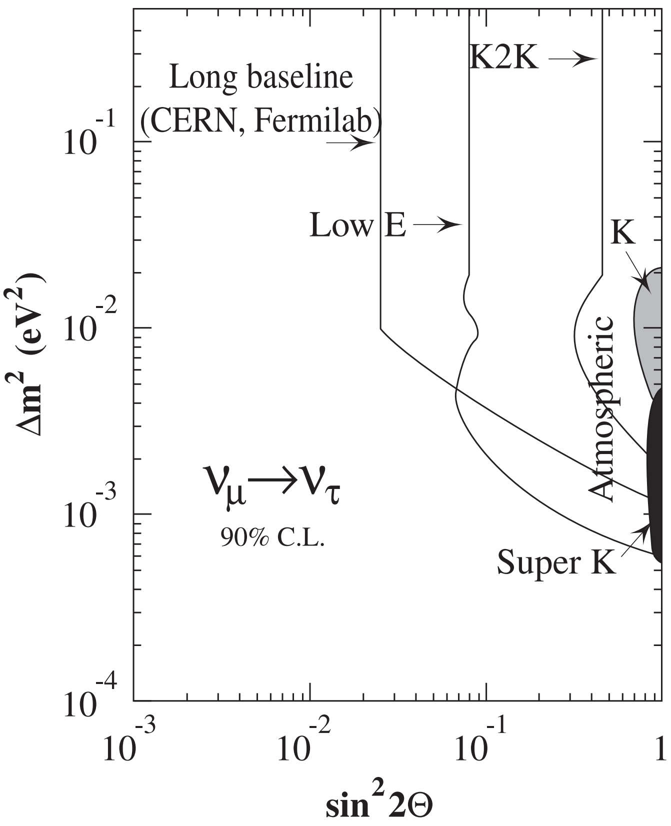


FIG. 3.7 – *Résultats actuels sur les neutrinos atmosphériques et zones explorées par les expériences de faisceau sur cible éloignée.*

Bibliographie

[1] Nauenberg, M. et Weisskopf, V., "Why does the sun shine?", Am. J. Phys. 46:1 (1978).

[2] Bahcall, J.N., "Neutrino Astrophysics", Cambridge University Press (1989).

[3] Brun, A.S., Turck-Chièze, S. et Morel, P., Ap. J. 506:913 (1998).

[4] Cleveland, B.T., et al., Ap. J. 496:505 (1998).

[5] Fukuda, Y., et al., Phys. Rev. Lett. 81:1158 (1998).

[6] Bahcall, J.N., Basu, S. et Pinsonneault, M.H., Phys. Lett. B433:1 (1998).

[7] Hampel, W. et al. (collaboration GALLEX), Phys. Lett. B388:384 (1996).

[8] Anselmann, P. et al. (collaboration GALLEX), Phys. Lett. B342:440 (1995).
Hampel, W. et al. (collaboration GALLEX), Phys. Lett. B420:114 (1998).

[9] Abdurashitov, J.N. et al., Phys. Lett. B328:234 (1994).

[10] Abdurashitov, J.N. et al., Phys. Rev. Lett. 77:4708 (1996).

[11] Hata, N. et Langacker, P., Phys. Rev. D56:6107 (1997).

[12] Bahcall, J.N., Krastev, P.I. et Smirnov, A.Yu., Phys. Rev. D58 (1998).

[13] Jonkmans, G., Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) 70:329 (1999).
Robertson, R.G.H., Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) 70:332 (1999).

[14] Malvezzi, S. et al., Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.) 66:346 (1998).
Alimonti, G. et al., A.P. 8:141 (1998).

[15] Berger, Ch. et al., Phys. Lett. B374:305 (1990).

[16] Fukuda, Y. et al., Phys. Lett. B335:237 (1994).

[17] Allison, W.W.M. et al., Phys. Lett. B391:491 (1997).
Allison, W.W.M. et al., Phys. Lett. B449:137 (1999).

[18] Fukuda, Y. et al., Phys. Rev. Lett. 81:1562 (1998).
Fukuda, Y. et al., Phys. Lett. B436:33 (1998).

[19] Kasuga, S. et al., Phys. Lett. B374:238 (1996).

[20] Fukuda, Y. et al., Phys. Lett. B388:397 (1997).

[21] Agrawal, V. et al., Phys. Rev. D53:1314 (1995).

[22] ANTARES proposal, http://antares.in2p3.fr/Publications/proposal/proposal99.html.

[23] Carloganu, C., thèse de Doctorat, http://antares.in2p3.fr/Publications/thesis/1999/Carloganu-phd.ps.gz.

[24] Shiozawa, M., XXXV$^{\text{ième}}$ rencontres de Moriond (Mars 2000).