COMMENT LA MASSE VINT AUX NEUTRINOS

D.VIGNAUD
PCC Collège de France & APC
11, place Marcelin Berthelot, 75005 Paris, France
E-mail: vignaud@cdf.in2p3.fr

Résumé

La physique des neutrinos a connu des succès importants ces 5 dernières années, couronnant plus de 30 ans d'intense activité non seulement sur le plan expérimental, mais aussi sur le plan théorique. Le fil conducteur de ce manuscrit est la quête de la masse du neutrino. Après un bref rappel historique, nous présenterons les propriétés des neutrinos et les aspects singuliers liés à sa masse. Nous développerons ensuite le mécanisme dit de l'oscillation des neutrinos, qui a permis de démontrer qu'ils étaient massifs sans pour autant quantifier exactement la masse. Parmi les nombreuses sources de neutrinos qui nous entourent, deux sources privilégiées ont permis de progresser, les neutrinos solaires et les neutrinos atmosphériques (produits pas l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère). Nous détaillerons les expériences majeures associées. Nous ferons alors le bilan de la situation actuelle avant de voir quelles nouvelles expériences il faut mettre en œuvre pour compléter notre connaissance de la masse et de l'ensemble des paramètres liés aux neutrinos (y compris la matrice de mélange), en particulier les expériences de double désintégration β sans émission de neutrinos, $\beta\beta0\nu$, sans oublier l'apport de la cosmologie.

Abstract

Neutrino physics has known important successes these last years, after more than thirty years of intense activity not only on the experimental side, but also on the theoretical side. The "driving rope" of these lectures is the quest for the neutrino mass. After a brief historical reminder, we will present the properties of the neutrinos and the specific aspects linked with their mass. We will then develop the mechanism of neutrino oscillation which allowed to proove that they are massive, the value of the mass itself being yet unknown. Among the many neutrino sources in the Earth or in the Universe, two favoured ones helped us to make the breakthrough : solar neutrinos and atmospheric neutrinos (produced by the interaction of cosmic rays in the atmosphere). We will detail the major experiments and their results. We will then review the current situation and present the future experimental program planned to complete our knowledge of the neutrino mass and of the parameters linked to neutrinos (including the so-called mixing matrix). This will include in particular the double β decay without neutrinos, $\beta\beta0\nu$, and also the input from cosmology.

1 Introduction.

Les neutrinos jouent un rôle-clé en physique des particules, en astrophysique et en cosmologie. Constituants élémentaires de la matière au même titre que les électrons ou les quarks, ils sont au cœur du modèle standard de la physique des particules, mais avec une singularité qui les rend incontournables : la version minimale du modèle leur confère une masse nulle, a priori surprenante pour une particule de "matière". On devine immédiatement comment la mise en évidence de cette masse aura des implications dans les extensions, naturelles ou non, du modèle standard et les théories de grande unification. En astrophysique, les neutrinos sont abondamment produits, à la fois témoins et acteurs de phénomènes aussi variés que la production d'énergie au cœur des étoiles comme le Soleil, l'explosion des supernovas ou les noyaux actifs de galaxie. Ils ont également des implications cosmologiques importantes (les neutrinos du big bang, découplés du reste de la matière une seconde après la singularité initiale, sont les premiers fossiles de l'Univers), en particulier en liaison avec la matière noire. Sur Terre, ils sont produits dans l'interaction des rayons cosmiques dans les hautes couches de l'atmosphère (neutrinos atmosphériques), dans la désintégration des éléments radioactifs dans la croûte terrestre (neutrinos géologiques), ou dans les réacteurs nucléaires, mais aussi bien évidemment dans les accélérateurs de particules.

La quête de la masse des neutrinos, fil conducteur de ce manuscrit, a commencé il y a plus de trente ans. L'histoire de cette recherche et la problématique associées ont connu des progrès considérables depuis 5 ans. Au printemps 1998, si la moisson de résultats acquis laissait penser que les neutrinos étaient massifs, il manquait les preuves. Elles sont là ! Les années 1998-2002 ont vu se succéder nombre de découvertes importantes et nous pouvons affirmer aujourd'hui que les neutrinos sont massifs, même s'il reste encore à connaître la valeur exacte de cette masse : découverte de l'oscillation des neutrinos $\nu_\mu \to \nu_\tau$ dans l'expérience SuperKamiokande à partir de l'étude des neutrinos atmosphériques, découverte de l'oscillation des ν_e produits dans le Soleil dans l'expérience SNO, confirmée par les résultats de l'expérience KamLAND auprès de réacteurs. N'oublions pas le résultat important de l'expérience auprès du réacteur de Chooz, en 1999. Le moment est propice pour faire le point sur ce que nous avons appris et ce qui reste à découvrir.

Ce cours, après un bref rappel historique, présentera les propriétés des neutrinos et les aspects singuliers liés à sa masse (section 2). Nous développerons ensuite le mécanisme dit de l'oscillation des neutrinos, qui a permis de démontrer qu'ils étaient massifs sans pour autant quantifier exactement la masse (section 3). Parmi les nombreuses sources de neutrinos qui nous entourent, deux sources privilégiées ont permis de progresser, les neutrinos solaires (section 4) et les neutrinos atmosphériques (section 5). Nous détaillerons les expériences majeures associées. Nous ferons alors (section 6) le bilan de la situation actuelle avant de voir quelles nouvelles expériences il faut mettre en œuvre pour compléter notre connaissance de la masse et de l'ensemble des paramètres liés aux neutrinos, en particulier les expériences de double désintégration β sans émission de neutrinos, $\beta\beta0\nu$.

2 Les origines du neutrino, ses propriétés et ses sources.

2.1 D'où vient le neutrino ?

En 1930, confronté au problème du spectre en énergie de la désintégration β, Pauli invente le neutrino pour éviter de violer le principe de conservation de l'énergie, violation que Bohr était prêt à accepter. En 1933, Fermi lui donne son nom de "petit neutre" et l'incorpore dans la théorie de l'interaction faible dont il est le père. La découverte du neutrino (l'antineutrino électronique $\overline{\nu_e}$)a dû attendre 1956 et l'expérience de Reines et Cowan auprès du réacteur de Savannah River, en Caroline du Sud. En 1962, une deuxième famille de neutrinos, le ν_μ , est découverte à Brookhaven. En 1990, le LEP, au CERN, démontre avec qu'il y a trois familles de neutrinos et trois seulement. Le ν_τ sera découvert en 2000 dans l'expérience DONUT.

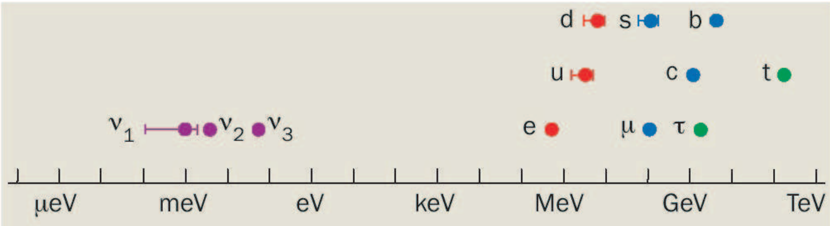


Figure 1. Echelle de masses des fermions (quarks et leptons) [2]. Les masses des neutrinos ne sont pas encore connues. Celles représentées sur la figure correspondent aux résultats expérimentaux actuels et, en toute logique, ne devraient être montrées qu'à la fin du manuscrit. Elles sont obtenues en faisant des hypothèses vraisemblables (bien qu'à confirmer) sur la hiérarchie des masses.

2.2 Les propriétés du neutrino

Il y a trois neutrinos, ν_e , ν_μ et ν_τ , associés respectivement à l'électron, au muon et au tau, les trois leptons chargés. On utilisera dans la suite le terme générique neutrino si l'on n'a pas besoin de préciser la saveur leptonique.

Le neutrino a une charge nulle. Son spin est 1/2, comme les autres particules de matière. Son hélicité est gauche (le spin pointe dans la direction opposée au mouvement) ainsi que l'a démontré la très belle expérience de M. Goldhaber et ses collègues en 1958 [1]. Corrélativement l'antineutrino a une hélicité droite.

Le neutrino n'interagit que par interaction faible et sa section efficace d'interaction est dramatiquement faible. La section efficace d'un neutrino de 1 GeV comparée avec celle d'un électron de 1 GeV et d'un proton de 1 GeV est approximativement dans le rapport 10^{-14} / 10^{-2} / 1.

Les particules de matière (quarks et leptons) sont regroupées en 3 doublets de quarks (u et d, s et c, b et t) et 3 doublets de leptons (e et ν_e , μ et ν_μ , τ et ν_τ). Leurs masses sont aujourd'hui bien connues ... sauf celles des neutrinos (voir figure 1).

Dans le modèle standard minimal, les neutrinos n'ont pas de masse. En effet, les particules acquièrent une masse grâce au mécanisme de Higgs. Le vide est rempli de bosons de Higgs (leur découverte est un objectif majeur du LHC), de spin nul. La théorie quantique des champs et l'invariance de Lorentz montrent qu'une particule dans le vide change d'hélicité lorsqu'elle interagit avec un boson de Higgs : un électron gauche devient un électron droit après la première collision, puis redevient gauche après la seconde, ainsi de suite (voir figure 2a) ; l'électron ne peut traverser le vide à la vitesse de la lumière et doit donc devenir massif. Les muons interagissent avec le Higgs beaucoup plus souvent que les électrons et sont donc plus lourds. Quid des neutrinos ? Si un neutrino gauche ν_L essaie d'interagir avec un Higgs, il ne peut pas car il n'y a pas de neutrino droit ; il n'a donc pas de masse. Bien sûr, rien n'interdit d'ajouter artificiellement un neutrino droit ν_R dans le modèle, à condition qu'il soit stérile (c'est-à-dire n'interagisse pas ... ou quasiment pas comme il est illustré sur la figure 2b). Mais la difficulté est alors d'expliquer que les neutrinos ont une masse beaucoup plus petite que celle des autres particules comme nous le découvrirons.

Une autre question ouverte concerne la nature du neutrino (en liaison avec sa masse) : le neutrino est-il une particule de Dirac ou de Majorana. Un neutrino de Dirac (comme l'électron) comporte 4 états différents : les neutrinos gauche ν_L et droit ν_R, et les antiparticules correspondantes $\overline{\nu_L}$ et $\overline{\nu_R}$. Il est donc nécessaire de rajouter un ν_R stérile (et un $\overline{\nu_R}$) dans le modèle standard. Un neutrino de Majorana ne comporte que 2 états différents, ceux qui sont observés expérimentalement, le ν_L et le $\overline{\nu_R}$. Mais ceci implique que le neutrino de Majorana est sa propre antiparticule En conséquence, un ν_L émis à un vertex pourrait se transformer en $\overline{\nu_R}$ absorbé à un autre vertex, nous y reviendrons lorsque nous parlerons de la désintégration $\beta\beta0\nu$, ce phénomène induisant une violation du nombre leptonique ($\Delta L = 2$) qui devrait permettre de trancher sur la nature du neutrino.

Revenons sur la notion d'hélicité. L'hélicité d'une particule est la projection de son spin sur la direction de son impulsion. Nous avons vu qu'elle était gauche pour les neutrinos et droite pour les

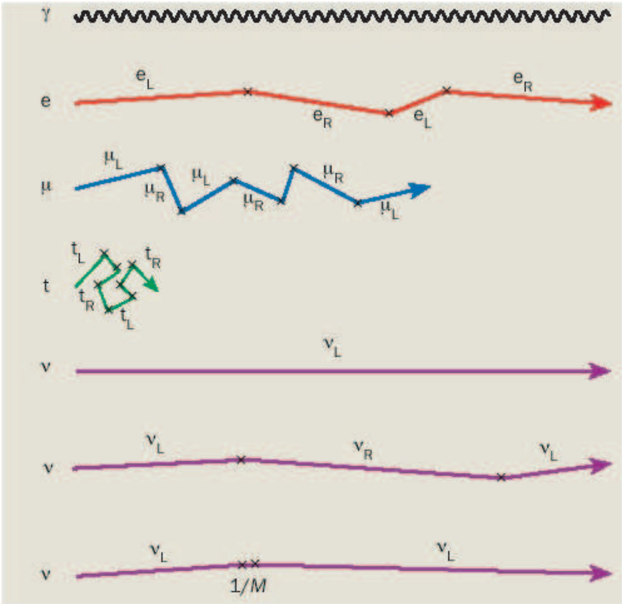


Figure 2. a) Schéma simplifié du mécanisme de Higgs qui permet aux particules d'acquérir une masse. Selon ce mécanisme, les particules dans le vide acquièrent une masse au cours de collisions avec le boson de Higgs. Le photon γ a une masse nulle car il n'a aucune interaction avec le Higgs. Tous les fermions (leptons chargés et quarks) changent de chiralité lorsqu'ils interagissent avec le Higgs et les particules gauches deviennent droites (et vice-versa). Comme il n'y a pas de neutrinos droits dans le modèle standard, les neutrinos ne peuvent acquérir de masse. b) Dans une extension du modèle standard, on introduit des neutrinos droits (de Dirac), mais ils interagissent beaucoup plus faiblement (10^{-26} fois au moins) que les neutrinos gauches. c) Dans une autre extension, des neutrinos droits très lourds sont créés pendant un très bref moment avant d'interagir avec le Higgs pour produire des neutrinos gauches de Majorana. (D'après Murayama [2]).

antineutrinos, mais ce n'est plus tout à fait vrai si les neutrinos sont massifs, car elle n'est pas un invariant de Lorentz et dépend du référentiel considéré. D'où l'introduction de la notion de chiralité, indépendante du référentiel. Une particule de spin $\frac{1}{2}$ peut avoir deux états de chiralité (gauche et droite), et la structure de l'interaction faible fait que seule la composante gauche des particules et la composante droite des antiparticules interviennent dans les réactions dites à courant chargé (par échange de W). N'importe quel mécanisme donnant une masse non nulle à une particule de spin $\frac{1}{2}$ doit inverser la chiralité de la particule concernée. Pour une particule de masse nulle, hélicité et chiralité sont confondues. Pour une particule de masse m (et d'énergie E), la chiralité s'écrit en fonction des états d'hélicité :

$$|\nu_L > \propto \; |\nu_{-1/2} > +m/E|\nu_{1/2} >$$

$$|\nu_R > \propto \; |\nu_{1/2} > -m/E|\nu_{-1/2} >$$

Dans les développements phénoménologiques sur les masses de neutrinos, il y a 2 termes possibles de masse, le terme de Dirac et le terme de Majorana.

Pour le terme de Dirac, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}^D = -\overline{\nu'_R} M^D \nu'_L + h.c. \tag{1}$$

M^D est une matrice complexe non diagonale et :

$$\nu'_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \nu_{\mu L} \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix} \qquad\qquad \nu'_R = \begin{pmatrix} \nu_{eR} \\ \nu_{\mu R} \\ \nu_{\tau R} \end{pmatrix} \tag{2}$$

La matrice M^D peut être diagonalisée ($M^D = VmU^+$, V et U étant unitaires) et le terme de masse s'écrit :

$$\mathcal{L}^D = -\Sigma m_i \overline{\nu_i} \nu_i \tag{3}$$

Pour le terme de Majorana, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}^M = -\frac{1}{2}\overline{((\nu'_L)^c} M^M \nu'_L + h.c. \tag{4}$$

M^M est une matrice symétrique, qui peut s'écrire : $M^M = (U^+)^T m U^+$. Le terme de masse prend la forme :

$$\mathcal{L}^M = -\frac{1}{2}\Sigma m_i \overline{\nu_i} \nu_i \tag{5}$$

où ν_i est le champ de neutrino de masse m_i qui satisfait la condition de Majorana : $\nu_i = \nu_i^c = C(\overline{\nu})_i^T$.

On peut montrer que les neutrinos de Majorana n'ont pas de nombre leptonique associé et les neutrinos sont identiques aux antineutrinos.

Nous reviendrons à la fin sur la nature des neutrinos et sur les mécanismes qui peuvent leur donner une masse. En attendant, la référence [3] constitue un judicieux approfondissement.

2.3 La mesure de la masse du neutrino

Quatre méthodes peuvent être utilisées pour mettre en évidence et/ou mesurer la masse des neutrinos : la méthode directe (sur laquelle nous donnons ici quelques éléments), l'oscillation des neutrinos (développée dans la section suivante), la cosmologie et la désintégration $\beta\beta0\nu$ (dont nous parlerons dans la dernière section).

La méthode directe est basée sur des considérations cinématiques et la conservation de l'énergie-impulsion. Trois techniques différentes concernent les ν_e , ν_μ et ν_τ . Elles sont détaillées dans la revue de Weinheimer [4].

Pour les ν_e , la technique standard est basée sur l'étude de l'extrémité du spectre de l'électron dans la désintégration β du tritium ($^3H \rightarrow {}^3He + e^- + \overline{\nu_e}$, $T_{1/2} = 12,3$ ans). Si le neutrino a une masse, la cinématique provoque une distorsion du spectre proportionnelle à la masse du neutrino comme on le voit sur le diagramme de Kurie (figure 3a). La meilleure limite actuelle, après deux décennies d'intense activité expérimentale, vient des expériences de Mayence [4] et de Troitsk [5] qui donnent : $m_\beta < 2.2$ eV à $2\,\sigma$ (voir figure 3b) [a]. Une très belle expérience, KATRIN [6], est actuellement en construction en Allemagne et devrait atteindre une sensibilité de $\sim 0,3$ eV. Pour obtenir une luminosité élevée avec un bruit de fond minimal, tout en améliorant la résolution en énergie (moins d'1 eV !), la collaboration construit en particulier un superbe spectromètre qui combine un champ électrique et un champ magnétique de manière sophistiquée.

Pour la masse des ν_μ , c'est la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ qui a donné la meilleure limite, 170 keV [7].

La meilleure limite sur la masse des ν_τ vient de l'expérience ALEPH auprès du LEP au CERN dans le mode de désintégration $\tau \rightarrow 5\,\pi + \nu_\tau$. Elle n'est malheureusement que de 18,2 MeV [8].

3 L'oscillation des neutrinos, ou comment accéder à leur masse.

3.1 L'oscillation dans le vide

Il y a trois saveurs de neutrinos, ν_e , ν_μ , ν_τ , associées aux trois leptons chargés (e, μ et τ). Lorsqu'un neutrino est produit ou lorsqu'il interagit, c'est sous cette forme qu'il se présente. Mais rien n'impose que ces neutrinos soient des états propres de masse, comme Pontecorvo l'a remarqué pour la première fois en 1958 [9]. Dans le cas général, ils sont une combinaison linéaire des états propres de masse ν_1 , ν_2 , ν_3 , et la relation naturelle s'écrit :

[a] Notons que ce qui est déterminé expérimentalement est ce qu'on appelle une masse effective : $m_\beta^2 = \Sigma|U_{ei}|^2 m_i^2$ (voir section 3 ci-après).

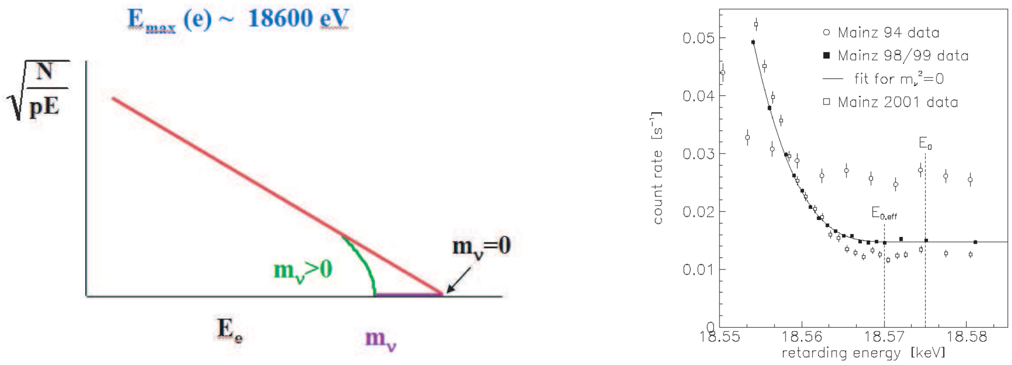


Figure 3. a) Diagramme de Kurie théorique (pour la désintégration β du tritium). b) Résultats expérimentaux de l'expérience de Mayence [4]. On voit les progrès expérimentaux entre 1994 et 1999, qui ont permis d'améliorer la limite sur la masse effective du ν_e.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{6}$$

U est une matrice unitaire 3×3, appelée matrice de mélange (ou matrice MNSP pour Maki, Nakagawa, Sakata et Pontecorvo [10,9]). On peut écrire de manière réduite la relation suivante entre les états propres de saveur $|\nu_l\rangle$ et les états propres de masse $|\nu_m\rangle$:

$$|\nu_l\rangle = \sum_m U_{lm}\, |\nu_m\rangle \tag{7}$$

La fonction d'onde d'un neutrino ν_l, produit à un instant t=0 avec une impulsion p_ν, s'écrit :

$$\nu_l(x=0, t=0) = \sum_m U_{lm}\, \nu_m\, \exp i p_\nu x \tag{8}$$

Si le neutrino se propage pendant un temps t (correspondant à un parcours $x = ct = t$), elle devient :

$$\nu_l(x,t) = \sum_m U_{lm}\, \nu_m\, \exp i p_\nu x\, \exp -iE_m t = \sum_m U_{lm}\, \nu_m\, \exp\left(-i m_m^2/2p_\nu t\right) \tag{9}$$

$$\nu_l(x,t) = \sum_{l'} \left[\sum_m U_{lm} U_{l'm}\, \exp\left(-i m_m^2/2p_\nu t\right) \right] \nu_{l'} \tag{10}$$

car chaque composante ν_m du neutrino ν_l (de masse m_m) a une énergie $E_m = \sqrt{p_\nu^2 + m_m^2} \simeq p_\nu + m_m^2/2\, p_\nu$ (si la masse est très petite comparée à l'impulsion).

La probabilité d'observer un neutrino $\nu_{l'}$ au bout d'une distance x s'écrit :

$$P(\nu_l \to \nu_{l'}, x) = \sum_m U_{lm}^2 U_{l'm}^2 + \sum_{m' \neq m} U_{lm} U_{lm'} U_{l'm} U_{l'm'}\, cos 2\pi \frac{x}{l_{mm'}} \tag{11}$$

Cette probabilité n'est pas nulle car la matrice U n'est pas a priori diagonale, ce qui induit des transitions de saveur. Elle a un comportement oscillatoire lié au cosinus et $L_{mm'}$ représente la longueur d'oscillation :

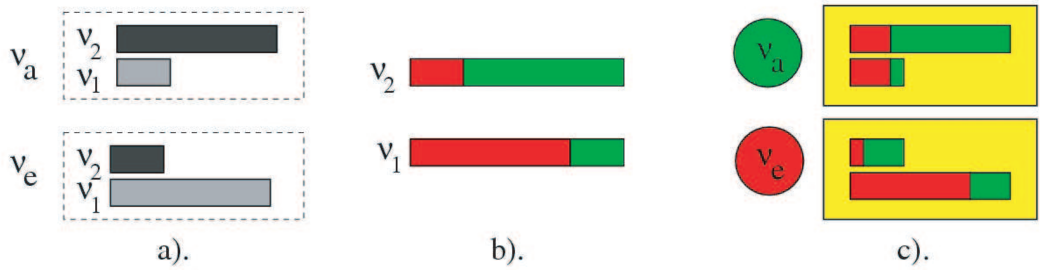


Figure 4. a) Représentation des états de saveur des neutrinos ν_e et ν_a comme la combinaison des états propres de masse. La longueur des boites ($cos^2\theta$ et $sin^2\theta$) décrit les mélanges en termes de probabilité. b) Composition en saveur des états propres de masse. c) Portrait d'un ν_e et d'un ν_a. Leurs représentations sont des combinaisons des états propres de masse, pour lesquels est également illustrée la composition en saveur. (D'après Smirnov [11]).

$$L_{mm'} = \frac{4\pi p_\nu}{|m_m^2 - m_{m'}^2|} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \tag{12}$$

Les formules se simplifient dans le cas où l'on considère 2 neutrinos seulement (on choisit traditionnellement ν_e et ν_μ (ou ν_a comme représentatif d'un neutrino non électronique)) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta & sin\theta \\ -sin\theta & cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \tag{13}$$

Le mélange de deux saveurs (ν_e et ν_a) est illustré sur la figure 4, empruntée à Smirnov [11].

Les probabilités d'observer un neutrino de saveur l, ν_l, ou de saveur l', $\nu_{l'}$, à partir d'un neutrino de saveur l, ν_l, s'écrivent :

$$P(\nu_l \to \nu_l, x) = 1 - sin^2 2\theta \; sin^2 \pi \frac{x}{L_{osc}} \tag{14}$$

$$P(\nu_l \to \nu_{l'}, x) = sin^2 2\theta \; sin^2 \pi \frac{x}{L_{osc}} \tag{15}$$

où L_{osc} est la longueur d'oscillation :

$$L_{osc}(m) = \frac{2.48\, E\,(MeV)}{\Delta m^2\,(eV^2)} \tag{16}$$

Ces probabilités sont illustrées sur la figure 5. Dans les expériences dites de disparition, on recherche la diminution du flux initial, supposé connu. Dans les expériences dites d'apparition, on recherche l'apparition d'une saveur différente de celle de la source initiale.

Les paramètres de l'oscillation sont donc Δm^2 et l'angle de mélange θ. En jouant sur les sources d'énergie E et la distance x parcourue par le neutrino, on peut explorer le plan des paramètres, nous y reviendrons.

Il faut deux conditions pour que les neutrinos oscillent : qu'ils soient massifs (et que leur masse soit différente) et que les nombres leptoniques familiaux L_e, L_μ, L_τ ne soient pas conservés.

Le lecteur intéressé par l'aspect "mécanique quantique" de l'oscillation, le traitement en paquets d'onde de l'oscillation (la propagation d'un ν_e par exemple peut se décrire comme celle d'un système de deux paquets d'onde correspondant à ν_1 et ν_2) ou par une approche critique de la manière dont est abordé le phénomène lira avec profit les articles suivants : [12,13,14].

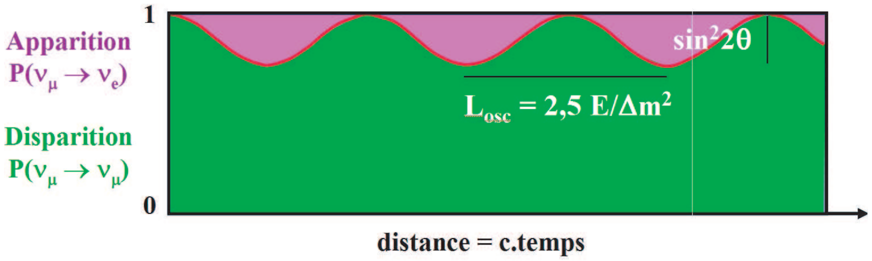


Figure 5. Probabilité d'observer un ν_e (apparition) et un ν_μ (disparition) en fonction de la distance x parcourue, à partir d'un faisceau de purs ν_μ d'énergie E.

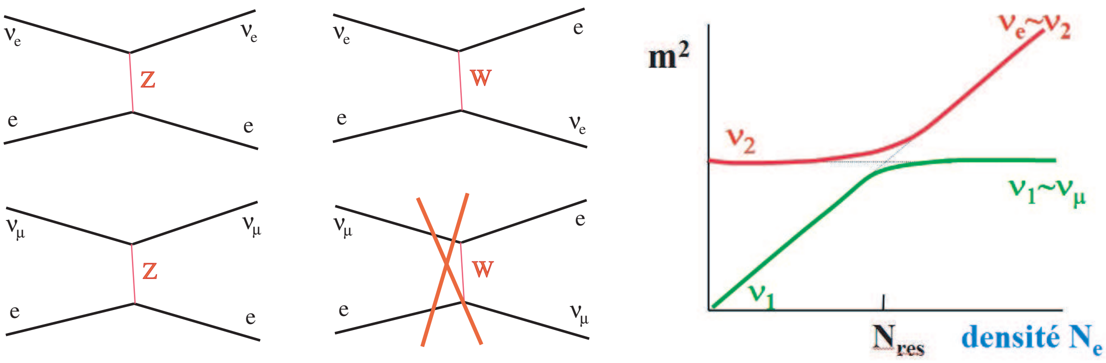


Figure 6. a) Diagrammes décrivant l'interaction des neutrinos avec les électrons. Le ν_e peut interagir par échange de W ou de Z, alors que le ν_μ (ou le ν_τ) ne peut interagir que par échange de Z. b) Effet MSW : évolution d'un ν_e ou ν_μ produit à densité infinie (ou très élevée) et qui se propage vers des régions de densité nulle (ou très faible).

3.2 L'effet de la matière

Lorsque les neutrinos traversent la matière, leurs interactions avec le milieu modifient leurs propriétés. Pour la diffusion inélastique purement incohérente, la section efficace est très petite :

$$\sigma = \frac{G_F^2 s}{\pi} 10^{-43}\, cm^2\, E(MeV),$$

s étant l'énergie et G_F la constante de Fermi. Sur 10 milliards de neutrinos de 1 MeV qui traversent la Terre, un seul va interagir. Mais il faut tenir compte de la contribution de la diffusion cohérente élastique vers l'avant, comme l'a remarqué Wolfenstein en 1978 [15]. Le potentiel effectif pour les ν_e induit par leurs interactions courant chargé avec les électrons de la matière est calculé égal à $\sqrt{2} G_F N_e$, N_e étant la densité électronique du milieu traversé. Ce potentiel n'existe que pour les ν_e , pas pour les autres neutrinos, et ce phénomène induit une différence de comportement entre les ν_e et les autres comme on peut le voir sur la figure 6a [b].

Wolfenstein a calculé l'équation d'évolution dans la matière (modifiée à partir de l'équation d'évolution dans le vide par l'introduction du terme $G_F N_e$). Elle s'écrit (dans le cas de 2 neutrinos) :

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\Delta m^2/4p)cos2\theta + G_F N_e/\sqrt{2} & -(\Delta m^2/4p)sin2\theta \\ -(\Delta m^2/4p)sin2\theta & -(\Delta m^2/4p)cos2\theta - G_F N_e/\sqrt{2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} \qquad (17)$$

La diagonalisation de la matrice fournit les états propres de propagation dans la matière :

[b] Une autre manière de présenter le phénomène est de parler en termes d'indice de réfraction. Nous ne l'abordons pas ici.

$$\begin{pmatrix} \nu_{1m} \\ \nu_{2m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_m & sin\theta_m \\ -sin\theta_m & cos\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \tag{18}$$

L'angle de mélange dans la matière θ_m est différent de l'angle dans le vide :

$$\tan 2\theta_m = \frac{sin2\theta}{cos2\theta - L_{osc}/l_0} \tag{19}$$

où $l_0 = 2\pi/(\sqrt{2}G_F N_e)$ est la longueur caractéristique de la matière. Numériquement, $l_0 = (1,624 \times 10^7\,m)/\rho$ où $\rho = N_e/(6 \times 10^{23})$ en électrons par cm^3. On peut définir une longueur d'oscillation instantanée dans la matière :

$$L_m = L_{osc}(1 - 2(L_{osc}/l_0)cos2\theta + ((L_{osc}/l_0)^2)^{-1/2} \tag{20}$$

La probabilité d'oscillation dans la matière s'écrit alors de manière analogue à celle dans le vide :

$$P(\nu_l \to \nu_l, x) = 1 - sin^2 2\theta_m\ sin^2 \pi \frac{x}{L_m} \tag{21}$$

Si la densité du milieu est constante, les paramètres sont différents de ceux pour l'oscillation dans le vide, mais les formules sont analogues (avec un indice m en plus). Si la densité du milieu traversé varie, θ_m varie avec le temps au cours de la propagation et les états propres “instantanés” ν_{1m} et ν_{2m} ne sont plus états propres de propagation, induisant des transitions $\nu_{1m} \to \nu_{2m}$. Cependant, si la densité change suffisamment doucement, les transitions $\nu_{1m} \to \nu_{2m}$ peuvent être négligées. C'est ce qu'on appelle la condition adiabatique, mais cette situation peut devenir “dramatique” comme on le voit en regardant la formule (19) ci-dessus : le dénominateur peut s'annuler lorsque la densité varie, provoquant une résonance, et cet effet résonant mis en évidence par Mikheyev et Smirnov [16] a pris le nom d'effet MSW.

Pour que la résonance puisse avoir lieu lorsqu'un neutrino traverse un milieu donné de densité variable, deux conditions sont nécessaires. La première est que la densité résonante ρ_R soit inférieure à la densité maximum du milieu traversé :

$$\rho_R = \frac{\Delta m^2 cos2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} < \rho_{max} \tag{22}$$

La seconde condition est la condition d'adiabaticité, K étant de l'ordre de l'unité :

$$\frac{\Delta m^2 sin^2 2\theta}{cos2\theta} < 2KE \tag{23}$$

La figure 6b illustre le phénomène. Supposons un ν_e créé dans une région de densité élevée (supérieure à la densité résonante). Si nous supposons également que l'angle de mélange θ est faible, le ν_e est prédominamment ν_2. Lorsqu'il se propage vers des régions moins denses, il va traverser la densité résonante N_{res}. Si les conditions sont suffisamment “douces”, la transition sera adiabatique comme nous avons vu ci-dessus et le neutrino initial se retrouvera comme un pur ν_2 lorsqu'il atteindra la région de densité nulle. Si au contraire la transition n'est pas adiabatique, il y aura ce qu'on appelle un croisement de niveaux (ainsi que l'a justement remarqué Bethe [17]) et le ν_e se retourvera comme un ν_1. (Noter l'effet complémentaire pour le ν_μ).

Le Soleil, comme nous le verrons plus loin présente à cet égard des propriétés tout à fait intéressantes. Les ν_e produits au centre (densité de $150\,g/cm^3$) parcourent 700 000 km jusqu'à la surface, en traversant des régions de densité de plus en plus faible. En fonction du spectre en énergie des neutrinos solaires et des valeurs des paramètres d'oscillation, il y a un ensemble de zones où l'effet MSW est possible [c]. L'ensemble du processus pour le Soleil est illustré sur la figure 7.

[c]Le papier de Smirnov [11] décrit bien les spécificités de l'effet MSW et, pour anticiper un peu sur la section suivante, montre de quelle manière le mécanisme est à l'œuvre pour expliquer le déficit des neutrinos solaires.

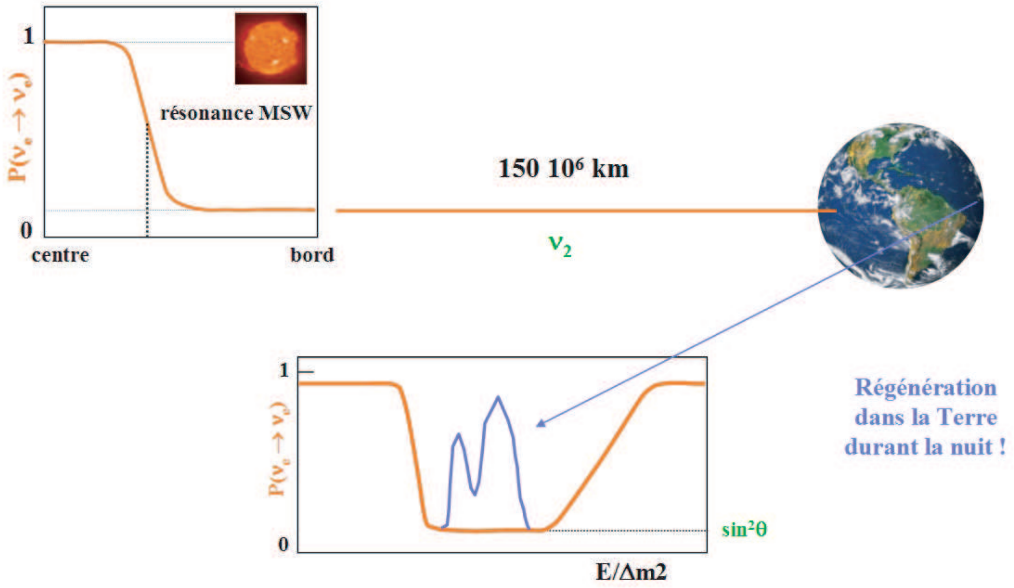


Figure 7. L'encart en haut à gauche représente l'évolution de la probabilité $P(\nu_e \to \nu_e)$ pour un ν_e produit au cœur du Soleil lors de sa traversée du Soleil. Lorsqu'il rencontre la densité résonante, il se transforme adiabatiquement (si la condition correspondante est réunie). Il ressort du Soleil comme un pur ν_2. L'encart du bas représente toujours la même probabilité en fonction de $E/\Delta m^2$. La première chute brutale se situe lorsque le ν_e rencontre la densité résonante. La probabilité se stabilise à une valeur $sin^2\theta$ (plus le mélange est faible, plus la réduction est forte !). La remontée plus douce correspond à la condition d'adiabaticité. La courbe bleue au milieu correspond à la régénération (partielle) dans la Terre lorsque le neutrino arrive durant la nuit.

Une réduction du flux de ν_e pour une expérience donnée s'interpréte dans le plan des paramètres d'oscillation Δm^2 et θ comme une zone triangulaire telle qu'elle est préfigurée sur la figure 7 (la chute brutale lors de la résonance correspond à une valeur constante de Δm^2, la ligne du bas au contraire à une valeur constante du paramètre de mélange et la remontée liée à l'adiabaticité donne le troisième côté en forme diagonale).

L'effet MSW a une propriété remarquable pour les neutrinos venus du cosmos. Il s'agit de l'effet “jour-nuit”, lié à la régénération dans la Terre. En effet, si le neutrino arrive durant la nuit sur Terre comme un pur ν_2, ce ν_2 n'est pas état propre de propagation dans la Terre et il faut à nouveau tenir compte des effets de la matière traversée (voir figure 7). Il s'ensuit que le flux de ν_e mesuré peut être plus important durant la nuit que durant le jour, ceci pour certaines valeurs des paramètres bien sûr.

Un dernier point lié à l'oscillation en général, mais qui a des particularités spécifiques dans le cas de l'effet MSW, concerne le spectre en énergie. Si le faisceau de neutrinos incident considéré n'est pas monoénergétique, l'oscillation induira nécessairement une déformation du spectre. Ce point est également utilisé pour rechercher l'oscillation ou pour en contraindre les paramètres.

3.3 La technique du réverbère

Si dans un premier temps on recherche l'oscillation d'une famille de neutrinos dans une autre, on se retrouve avec deux paramètres, Δm^2 et θ. Pour explorer le plan de ces paramètres, faute de contrainte théorique forte, on est contraint d'appliquer la technique dite du “réverbère” : une source de neutrinos ν_l d'énergie E placée à une distance x d'un détecteur explorera une région limitée du plan... et il faudra faire varier E et x pour explorer l'ensemble du plan. Expérimentalement, on dispose de sources auprès des accélérateurs de particules, des réacteurs nucléaires, mais aussi de

Table 1. Sources de neutrinos utilisées comme “réverbères” pour mettre en évidence les oscillations. En fonction de l'énergie (ou de la gamme d'énergie) des sources et de la distance x à laquelle est placé le détecteur, on a accès à des valeurs différentes de Δm^2. Ces valeurs sont indicatives.

Source de neutrinos	Energie (MeV)	Distance x (m)	Δm^2 (eV^2)
Accélérateur	10^3 - 10^4	10^3	1-10
Accélérateur (long baseline)	10^3 - 10^4	10^6	10^{-2}-10^{-3}
Réacteur (Chooz)	5	10^3	10^{-2}
Réacteur (KamLAND)	5	$2\,10^5$	10^{-3}
Soleil	1	10^{11}	10^{-11}
Soleil (MSW)	1	10^{11}	10^{-5}-10^{-6}
Atmosphère	10^3	10^4-10^8	1-10^{-3}

sources astrophysiques multiples, variées et parfois très abondantes. Le tableau 1 résume les régions de paramètres auxquelles ont accès les différentes expériences possibles. Pour explorer les régions de faible Δm^2 , il faut augmenter le rapport x/E, c'est-à-dire augmenter la distance et/ou réduire l'énergie.

Les expériences de recherche d'oscillation ont commencé à la fin des années 70, mais il y avait déjà une dizaine d'années que l'hypothèse d'oscillation formulée par Pontecorvo était suggérée pour expliquer le déficit des neutrinos solaires observé par Davis (nous y reviendrons plus loin). Elles se sont poursuivies pendant plus de vingt ans avant de connaître le succès.

Le lecteur pourra approfondir le mécanisme d'oscillation dans les articles de revue [3,11,18].

4 Les neutrinos solaires.

L'étude des neutrinos solaires peut nous éclairer à la fois sur le fonctionnement du cœur du Soleil et sur les propriétés des neutrinos.

Le Soleil est une étoile typique de la séquence principale sur le diagramme de Hertzsprung-Russell. Agé de 4,6 milliards d'années, il est constitué essentiellement d'hydrogène et d'hélium (avec environ 1 % d'éléments lourds). Son énergie est due à la combustion de l'hydrogène en hélium, initiée par la réaction de fusion entre deux protons (noyaux d'hydrogène) qui produit des ν_e. Il s'ensuit un cycle compliqué d'autres réactions nucléaires, dont plusieurs produisent également des ν_e . La première tentative de détection de ces neutrinos remonte à 1968 avec l'expérience au chlore de Davis qui a tout de suite donné un résultat inférieur aux prédictions. Ce résultat s'est confirmé au cours du temps, à la fois dans l'expérience de Davis, mais aussi dans plusieurs expériences mises en œuvre au Japon (Kamioka, puis SuperKamioka), en Italie (GALLEX), en Russie (SAGE) et enfin au Canada (SNO). Cette dernière expérience a permis de résoudre l'énigme posée par le déficit observé dans l'expérience de Davis et depuis dans les autres expériences. Après avoir rappelé brièvement le modèle standard du Soleil, nous décrirons les différentes expériences avant de présenter la solution de l'énigme en terme d'oscillation des neutrinos sans oublier l'apport de l'expérience KamLAND auprès de réacteurs.

4.1 Le modèle standard du Soleil (SSM)

Modéliser l'intérieur du Soleil consiste à décrire son évolution depuis sa formation jusqu'à aujourd'hui. A la suite du travail pionnier de Bahcall [19], les modèles solaires dits “standard” sont bâtis sur les hypothèses physiques les plus simples et les meilleures données disponibles. On suppose : a) que l'énergie est engendrée par des réactions nucléaires de fusion au cœur de l'étoile (r $<\approx 0.25\,\mathrm{R}_\odot$) et transportée par radiation, puis par convection dans la partie externe (r $>\approx 0.7\,\mathrm{R}_\odot$) ; b) une symétrie sphérique, ni rotation ni champ magnétique ; c) que l'intérieur du Soleil initial est chimiquement homogène.

Table 2. Prédictions récentes des modèles solaires pour les différents flux de neutrinos (en cm^{-2} s^{-1}). L'estimation de l'erreur est par le présent auteur.

Sources de neutrinos	Modèles solaires BPB [22]	Saclay [23]	Estimation de l'erreur
pp (10^{10})	5.95	5.99	1 %
pep (10^{8})	1.40	1.41	2 %
Be (10^{9})	4.77	4.70	10 %
B (10^{6})	5.05	4.95	20 %
N (10^{8})	5.48	4.67	25 %
O (10^{8})	4.80	3.97	25 %

Les équations de base de l'évolution (voir par exemple [20]) sont : a) l'équilibre hydrostatique entre la force de pression radiative dirigée vers l'extérieur et la force gravitationnelle dirigée vers le centre ; b) l'équilibre thermique entre l'énergie produite dans les réactions nucléaires et le flux d'énergie sortant. Les opacités gouvernent le transport de l'énergie dans la zone radiative et nécessitent des calculs détaillés de physique atomique correspondant à plusieurs processus de diffusion entre les photons et les électrons. Elles dépendent de la composition chimique locale et de la température. Les tables d'opacité les plus complètes sont aujourd'hui celles de Livermore (OPAL).

Pour plus de détails sur la physique inclue dans les modèles solaires, le lecteur pourra consulter les références [19,20,21].

La modélisation elle-même est un processus itératif qui consiste en une chaîne d'équations d'évolution stellaire successives. Le calcul doit reproduire les paramètres importants du Soleil comme sa masse (2×10^{33} g), sa luminosité ($L_\odot = 3.8 \times 10^{26}$ W) et son rayon (700 000 km), mais aussi tenir compte des mesures de l'héliosismologie[d] que l'on peut caractériser au premier ordre par un seul paramètre, la vitesse du son à l'intérieur du Soleil (calculée par des mesures d'inversion des fréquences d'oscillation).

Au cœur du Soleil, la température est suffisamment élevée (environ 15×10^6 K) pour initier la combustion de l'hydrogène dans la réaction importante de fusion primordiale entre deux protons, $p + p \rightarrow \; ^2H + e^+ + \nu_e$, qui produit ce que l'on appelle les neutrinos-pp, ν_{pp}, de basse énergie (0-420 keV). Il s'ensuit un cycle compliqué de réactions nucléaires (voir par exemple [19]) produisant d'autres neutrinos, en particulier les neutrinos du béryllium, ν_{Be}, de moyenne énergie (0.862 MeV) et les neutrinos du bore, ν_B, de haute énergie (0 à 14 MeV). L'ensemble de ces réactions peut se résumer par une seule dans laquelle 4 protons se combinent pour former un noyau d'hélium ^{4}He :

$$4p + 2e^- \rightarrow \; ^4He + 2\nu_e + 27\,MeV \tag{24}$$

Ce cycle de réactions est appelé le cycle pp et produit environ 98 % de l'énergie du Soleil. Le reste de l'énergie vient du cycle CNO, qui joue un rôle important dans les étoiles plus massives que le Soleil où la température est plus élevée.

De nombreux modèles solaires ont été construits depuis 30 ans. La plupart des différents codes sont aujourd'hui validés et donnent des résultats semblables pour peu que l'on y introduise les mêmes ingrédients physiques (sections efficaces nucléaires, opacités, équation d'état, ...). Une amélioration importante a été l'introduction de processus de diffusion des éléments dans le calcul (la gravité est plus forte sur l'hélium et les éléments lourds par rapport à l'hydrogène). Après de longues discussions un consensus a été obtenu ces dernières années sur les valeurs des sections efficaces à utiliser en particulier la réaction $p +^7 Be \rightarrow^8 B + \gamma$. Les prédictions pour les flux de neutrinos pour les modèles récents les plus élaborés (BPB pour Bahcall, Pinsonneault and Basu [22], Saclay pour Turck-Chièze et al. [23]) sont données dans la table 2.

Les prédictions sont devenues très proches pour toutes les sources. Il faut ajouter que les mesures héliosismologiques, en particulier celles de GOLF sur le satellite SOHO, ont fortement contraint les

[d] L'héliosismologie (voir par exemple [21]) étudie les oscillations solaires observées à la surface du Soleil ; elles sont dues à des ondes acoustiques excitées par les forces de pression et se propagent à l'intérieur du Soleil.

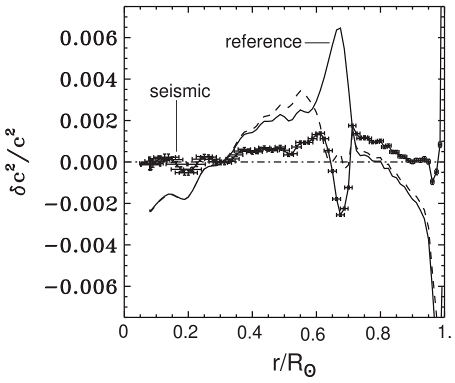


Figure 8. Différence relative entre le carré de la vitesse du son dans le Soleil déduite des mesures d'héliosismologie et calculée pour différents modèles solaires. Voir la référence [23] pour les détails.

Table 3. Prédictions récentes des modèles solaires pour les détecteurs actuels. (Un SNU (solar neutrino unit) correspond à 10^{-36} capture/atome/seconde).

Détecteur	BPB [22]	Saclay [23]
chlore (seuil 0.814 MeV)	$7.6\ ^{+1.3}_{-1.1}$ SNU	7.45 ± 1.0 SNU
eau (SuperKamiokande, SNO) (seuil 5 MeV)	$5.05\ ^{+1.01}_{-0.81}$ 10^6 cm^{-2} s^{-1}	4.95 ± 0.7 10^6 cm^{-2} s^{-1}
gallium (seuil 0.233 MeV)	$128\ ^{+9}_{-7}$ SNU	128 ± 9 SNU

modèles. Il y a maintenant un accord à quelques pour mille entre les prédictions et les mesures de la vitesse du son déduites de l'héliosismologie, comme on le voit par exemple sur la figure 8.

4.2 Expériences de détection des neutrinos solaires

La détection des neutrinos solaires a commencé en 1968, avec la célèbre expérience au chlore, installée par R. Davis et ses collaborateurs dans la mine de Homestake (Dakota du Sud). Il a fallu attendre près de 20 ans pour avoir les résultats d'une seconde expérience, l'expérience "temps réel" Kamiokande, installée dans la mine japonaise de Kamioka, remplacée depuis avril 1996 par le détecteur géant de SuperKamiokande (50 000 tonnes d'eau). Ces deux expériences sont sensibles aux neutrinos solaires de haute énergie (principalement ν_B). Les détecteurs radiochimiques au gallium, sensibles aux neutrinos de basse énergie ν_{pp}, ont démarré en 1990-1991, SAGE, dans le laboratoire souterrain de Baksan (Caucase, Russie) et GALLEX (remplacée par GNO pour "Gallium Neutrino Observatory" depuis 1998), au laboratoire souterrain du Gran Sasso LNGS (Italie). Une autre grande expérience, sensible seulement aux ν_B, a commencé à l'automne 1999 et produit ses premiers et magnifiques résultats en juin 2001 : l'observatoire neutrino de Sudbury SNO (Ontario, Canada), qui utilise l'eau lourde comme cible. L'expérience Borexino, également au Gran Sasso et sensible essentiellement aux ν_{Be}, devrait démarrer en 2004.

Les prédictions des modèles solaires pour les différents détecteurs sont obtenues en convoluant les flux prédits (voir la table 2) avec les sections efficaces (voir la référence [21] pour une illustration de la section efficace en fonction de l'énergie pour les différents détecteurs [e]). La table 3 présente les prédictions récentes pour les deux modèles précités.

[e]Noter cependant une récente mise à jour de la section efficace de capture sur le deutérium [24].

L'expérience radiochimique au chlore

Davis a utilisé la réaction $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$ (seuil 0.814 MeV) pour piéger les ν_e solaires. Les isotopes d'^{37}Ar produits se désintègrent par capture électronique avec une demi-vie de 35 jours. Un grand réservoir contenant 615 tonnes de perchloréthylène C_2Cl_4 a été installé sous 4100 hg/cm^2 de roche standard pour se protéger des rayons cosmiques qui pourraient induire indirectement la production d'^{37}Ar .

Un "run" consiste en 3 étapes : l'exposition aux neutrinos solaires (environ 2 mois), l'extraction de l'argon et le comptage de l'^{37}Ar. Plus d'une centaine de runs ont été faits entre 1968 et 2000. Depuis le début, l'expérience observe moins de neutrinos qu'attendu. Le résultat final de l'expérience est $(2.56 \pm 0.16\,(\mathrm{stat.}) \pm 0.16\,(\mathrm{syst.}))$ SNU [25], significativement plus faible que les prédictions (7-8 SNU). Le taux de production d'^{37}Ar production est environ 0.5 par jour, et environ 750 désintégrations ont été observées au total.

Les expériences radiochimiques au gallium

Le principal objectif des expériences radiochimiques au gallium est la détection des ν_{pp} produits dans la réaction de fusion primordiale pp. En effet, la réaction $\nu_e + {}^{71}\mathrm{Ga} \rightarrow {}^{71}\mathrm{Ge} + \mathrm{e}^-$ a un seuil de 233 keV seulement, significativement plus bas que l'énergie maximale des ν_{pp} (420 keV). GALLEX/GNO utilise comme cible une solution de of $GaCl_3$ (30 tonnes de gallium) et SAGE directement le gallium métallique (55 tonnes). Les atomes de ^{71}Ge sont extraits de la cible et leur désintégration observée dans de petits compteurs proportionnels.

Le résultat final après 65 runs de GALLEX (mai 1991 - janvier 1997) et 43 runs de GNO (avril 1998 - janvier 2002) est 71 ± 6 SNU [26], c'est-à-dire moins de 60 % des prédictions des modèles solaires (125-130 SNU). Il correspond à un taux de production de 0.7 ^{71}Ge par jour, et environ 420 désintégrations de ^{71}Ge ont été observées.

La fiabilité de l'ensemble du détecteur et du système de comptage a été contrôlée à l'aide d'une source artificielle de neutrinos de ^{51}Cr de très haute intensité (plus de 60 PBq) [f]. Le rapport entre l'activité de la source mesurée via la mesure du ^{71}Ge et celle mesurée directement est 0.93 ± 0.08 [27] (des corrections ultérieures donnent maintenant 0.89 ± 0.07). Ceci démontre que le déficit de neutrinos solaires observé par GALLEX/GNO ne peut être attribué à des artefacts expérimentaux. Entre la fin de GALLEX et le démarrage de GNO, une autre vérification a été faite en utilisant la désintégration de l'^{71}As en ^{71}Ge pour vérifier l'efficacité d'extraction au niveau de 1 % et éliminer tous les effets possibles de chimie non contrôlés [28].

Le résultat actuel de SAGE après 92 runs solaires (janvier 1990 - décembre 2001) est 70.9 ± 6.5 SNU [29], c'est-à-dire diaboliquement proche de celui de GALLEX/GNO. Une calibration a également été faite et la valeur du rapport entre l'activité de la source mesurée via la mesure du ^{71}Ge measurement et celle mesurée directement est 0.95 ± 0.13 [30], validant l'expérience SAGE.

L'expérience "temps réel" SuperKamiokande [31]

L'expérience (Super)Kamiokande est basée sur la diffusion élastique des neutrinos sur les électrons (ES) : $\nu_\mathrm{e} + \mathrm{e}^- \rightarrow \nu_\mathrm{e} + \mathrm{e}^-$. L'électron diffusé est détecté via la lumière Tcherenkov émise et sa direction est fortement corrélée à celle du neutrino incident. Le détecteur Kamiokande (2140 tonnes d'eau ultra-pure) avait commencé d'observer les neutrinos solaires fin 1986. Son grand succès a été l'observation de 12 interactions de neutrinos de la supernova SN1987A le 23 février 1987 [32]. Depuis avril 1996, il a été remplacé par SuperKamiokande [31] : 50 000 tonnes d'eau observées par plus de 11 000 photomultiplicateurs (PMT's) qui couvrent 40 % de la surface intérieure. Un détecteur externe (2.6 m d'eau observée par 1800 PMT's) est utilisé comme veto [g].

Les principaux bruits de fond pour la détection des neutrinos solaires sont la radioactivité de l'eau, les gammas provenant de la roche environnante et les produits de spallation issus des rayons

---

[f] Le ^{51}Cr se désintègre par capture électronique et émet des neutrinos de 750 keV.

[g] Le 12 novembre 2001, un dramatique accident a détruit plus de la moitié des PMT's et le détecteur a été indisponible pendant plus d'un an. Il a redémarré en décembre 2002 avec environ la moitié des PMT's.

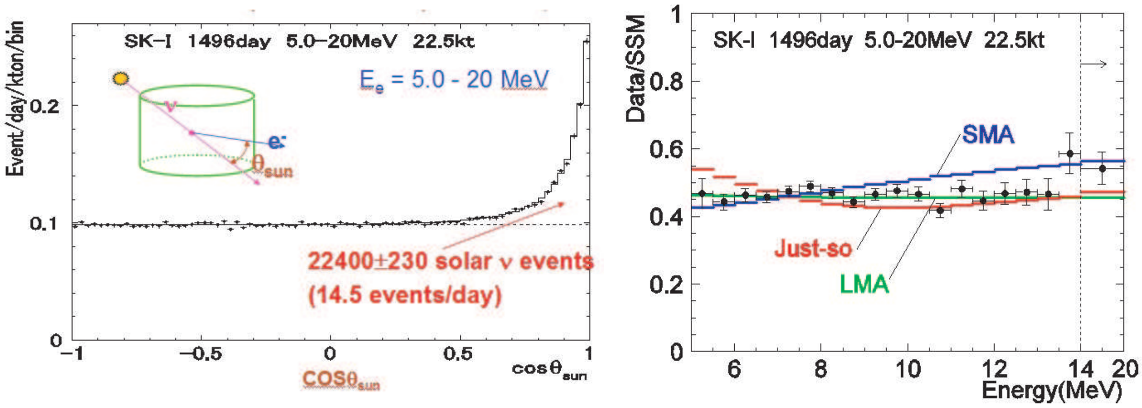


Figure 9. a) Distribution de l'angle entre la direction de l'électron diffusé et celle du Soleil dans SuperKamiokande. La ligne solide montre le meilleur ajustement des données. (D'après la référence [31]). b) Spectre en énergie des électrons mesuré dans SuperKamiokande. (D'après la référence [31]).

cosmiques, et n'ont a priori aucune corrélation avec les neutrinos solaires. L'échantillon d'événements sélectionné est comparé à l'aide d'un Monte-Carlo aux prédictions et le test crucial est la corrélation directionnelle avec celle du Soleil. La distribution en $\cos\theta$, où θ est l'angle entre l'électron et la direction du Soleil montre un pic près de $\cos\theta = 1$ qui constitue une très claire évidence pour les neutrinos venant du Soleil comme on peut le voir sur la figure 9a.

Le résultat actuel de SuperKamiokande (qui rend complètement obsolète l'ancien résultat de Kamiokande tout en étant compatible) pour le flux de neutrinos solaires est $2.35 \pm 0.02\,(\text{stat.}) \pm 0.08\,(\text{syst.})$ [31] (en unités de 10^6 cm^{-2} s^{-1}) que l'on peut comparer à 4.95 ± 1.0 [23] ou 5.05 ± 1.0 [22] pour les prédictions des modèles solaires. C'est une éclatante confirmation du déficit observé dans les expériences radiochimiques. Le nombre d'événements attribué aux neutrinos solaires dans SuperKamiokande est $22\,400 \pm 230$ pour 1496 jours de prise de données (c'est-à-dire environ 15 par jour). Ce nombre est obtenu à partir d'un total d'environ $2.4{\times}10^9$ événements, réduit à environ 275 000 après analyse des données et ajustement de la distribution angulaire ci-dessus.

SuperKamiokande a fait des études fines de variation temporelle en fonction des saisons, et recherché un éventuel effet jour-nuit (en liaison avec l'effet MSW). L'asymétrie jour-nuit a été mesurée égale à 0.033 ± 0.022 (stat.) $\pm\ 0.013$ (stat.), c'est-à-dire compatible avec 0.

SuperKamiokande a également procédé à une batterie de vérifications expérimentales et à une calibration avec un LINAC, à l'aide d'électrons entre 4.89 et 16.09 MeV [33]. Cette calibration donne une grande confiance dans le spectre en énergie (voir figure 9b) qui sera discuté plus tard.

L'observatoire neutrino de Sudbury (SNO) [34]

Une nouvelle expérience "temps réel", SNO (Sudbury Neutrino Observatory), a commencé à prendre des données en 1999 au Canada [34] . Avec un seuil d'environ 5 MeV, elle est sensible uniquement aux ν_B. La cible comprend 1000 tonnes d'eau lourde, D_2O , entourée par 4 m d'eau pure H_2O. La lumière Tcherenkov émise par les électrons est détectée par 9500 PMT's. Le détecteur est installé dans une mine de nickel (2070 m de profondeur). Un des "challenges" important de SNO, qui a été gagné, était la réduction du taux de bruit de fond à un niveau très bas. Cette contrainte a en particulier nécessité l'utilisation de matériaux de très basse radioactivité : moins de 10^{-15} g/g d'U et Th.

L'expérience est sensible à trois réactions différentes : a) la réaction "courant chargé" (CC) sur deutérium $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$; cette réaction est signée par la mesure de l'électron dont l'énergie est directement reliée à celle de l'énergie du neutrino incident via la relation $E_e = E_\nu - 1.44\ MeV$; b) la réaction "courant neutre" (NC) sur deutérium $\nu_x + d \rightarrow \nu_x + n + p$; cette réaction, sensible

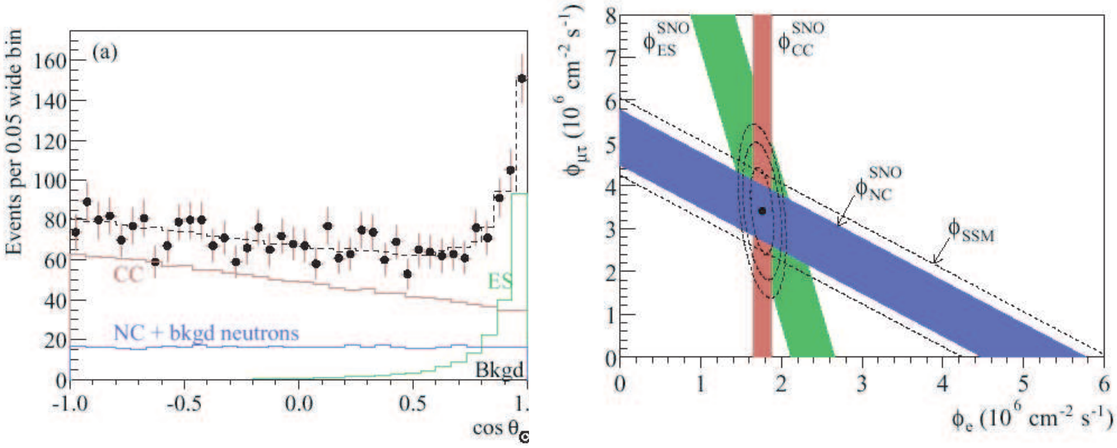


Figure 10. a) Cosinus de l'angle entre la direction de l'électron et celle du Soleil dans SNO. Les différentes courbes montrent les résultats de l'analyse pour les différentes contributions. (D'après la référence [36]). b) Flux de neutrinos non électroniques ($\nu_{\mu,\tau}$) versus flux de ν_e déterminé par les données de SNO. Les trois bandes représentent les taux mesurés (à un σ) de CC, ES et NC et les ellipses les contours à 68, 95 et 99 %. (D'après la référence [36]).

de manière identique aux trois espèces de neutrinos est signée par la mesure du neutron de recul et a un seuil de 2.2 MeV ; c) la réaction de diffusion élastique (ES) sur les électrons ; comme dans SuperKamiokande, elle est sensible aux trois espèces de neutrinos, mais avec une sensibilité réduite pour les ν_μ et les ν_τ par un facteur environ 6 (comme nous l'avons déjà vu, le ν_e interagit avec les électrons par échange de W et de Z alors que le ν_μ ou le ν_τ n'interagit que par échange de Z).

SNO a présenté ses premiers résultats en juin 2001 [35] et ils ont fait l'effet d'une bombe qui a clos un chapitre ouvert il y a plus de 30 ans (tout en ouvrant d'autres portes...). Ils ont été complétés depuis et les résultats que nous donnons sont les plus récents [36]. A partir d'un échantillon de plus de 300×10^6 événements bruts, correspondant à 306 jours effectifs de prise de données, 2928 événements ont été sélectionné en effectuant différentes coupures dont une en énergie à 5 MeV (voir [36] pour les détails). La figure 10a montre la distribution angulaire de l'électron. Le pic vers l'avant correspond à la cinématique de la réaction de diffusion élastique (ES), comme dans SuperKamiokande, tandis que les électrons de la réaction CC doivent avoir une distribution en $(1 - 0.340\cos\theta)$. Les données ont été analysées en termes des 3 contributions (CC, ES et NC) et ont conduit à 1968±61 événements CC, 264±26 ES et 576±50 NC. Sur la figure, le lot de NC est pollué par un petit nombre d'événements "neutrons" dont le nombre est déterminé par ailleurs.

Les résultats pour le flux de ν_B (en unités 10^6 cm^{-2} s^{-1}) sont les suivants : $1.76\pm0.06\,(\text{stat.})\pm0.09\,(\text{syst.})$ pour la réaction CC, $2.39\pm0.24\,(\text{stat.})\pm0.12\,(\text{syst.})$ pour la réaction ES et $5.09\pm0.44\,(\text{stat.})\pm0.45\,(\text{syst.})$ pour la réaction NC. Un simple changement de variables permet d'extraire la composante ν_e $(1.76\pm0.06\,(\text{stat.})\pm0.09\,(\text{syst.}))$ et la composante $\nu_{\mu,\tau}$ $(3.41\pm0.45\,(\text{stat.})\pm0.48\,(\text{syst.}))$. En combinant en quadrature les erreurs statistique et systématique, le flux de $\nu_{\mu,\tau}$ est à 5,3 σ de 0. C'est une démonstration irréfutable de l'oscillation des neutrinos, puisque l'on est parti d'une source de purs ν_e provenant du Soleil. L'explication qui était depuis longtemps jugée comme la plus vraisemblable, en particulier depuis les résultats des expériences au gallium, devenait enfin "réalité". L'autre résultat important de SNO, et il n'est pas mince, est la confirmation que les prédictions des modèles solaires sont tout à fait correctes.

On peut souligner en outre l'excellent accord entre le flux mesuré pour la réaction élastique ES et celui mesuré par SuperKamiokande (voir ci-dessus) et inclure ce résultat dans l'ajustement final. La figure 10b montre le flux de neutrinos non électroniques versus le flux de ν_e déduit des données de SNO.

La figure 11a présente la distribution en énergie de l'électron, à laquelle est superposée la

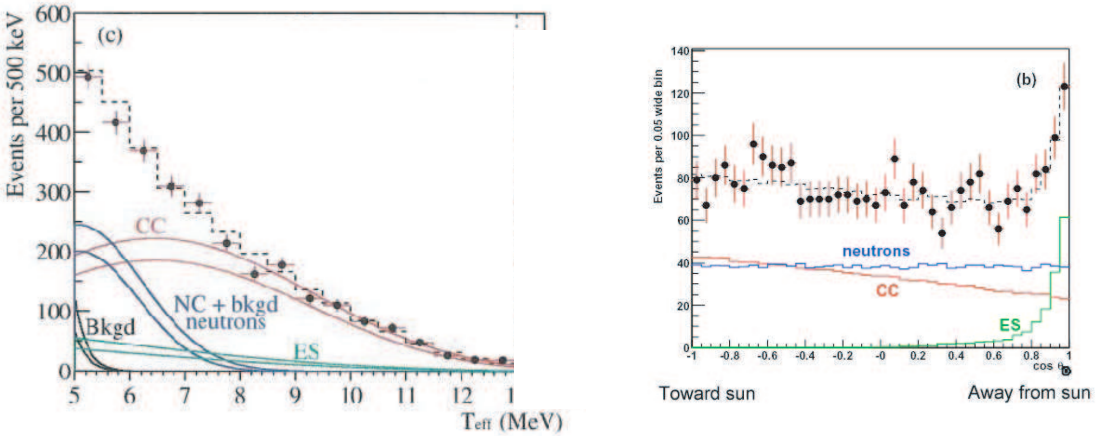


Figure 11. a) Distribution en énergie de l'électron observé dans SNO. (D'après la référence [36]). b) Cosinus de l'angle entre la direction de l'électron et celle du Soleil dans SNO avec le détecteur rempli d'eau lourde additionnée de sel. (D'après la référence [37]).

distribution attendue. Dans la limite des erreurs (plus élevées que dans le cas de SuperKamiokande), il n'y a pas de distorsion significative du spectre.

L'expérience SNO ne s'est pas arrêtée en si bon chemin. Dans la réaction NC, il y a émission d'un neutron qui se thermalise dans l'eau lourde avant d'être capturé par d'autres noyaux dans le détecteur ($^2H(n,\gamma)^3H$). L'observation de cette capture permet de signer la réaction. Dans la première étape de l'expérience, la mesure de la réaction NC était obtenue en comptant le nombre de neutrons au-dessus du fond attendu, après avoir corrigé de l'efficacité de capture ; mais cette efficacité n'est pas très élevée (environ 15 % dans le volume de D_2O). Pour améliorer la détection des neutrons, SNO a deux cordes à son arc : l'installation de compteurs proportionnels à ^{3}He (des tubes de plusieurs mètres de haut disposés à l'intérieur de la cible) et ... l'addition de sel NaCl dans l'eau lourde (le ^{35}Cl a une grande section efficace d'absorption pour les neutrons thermiques, conduisant à une cascade de gammas dont le pic est autour de 8 MeV et l'efficacité du processus est environ 40 %). Dans un premier temps, deux tonnes de sel ont été ajoutées entre mai 2001 et l'été 2003 et les premiers résultats ont été publiés en septembre 2003 [37].

La figure 11b montre la distribution angulaire de l'électron de manière semblable à la figure 10a pour le run sans sel. Les données ont été également analysées en termes des 3 contributions (CC, ES et NC) et ont conduit à 1340±63 événements CC, 170±24 ES et 1344±70 NC.

Les résultats pour le flux de ν_B (en unités 10^6 cm^{-2} s^{-1}) sont les suivants : $1.59 \pm 0.08\,(\text{stat.}) \pm 0.08\,(\text{syst.})$ pour la réaction CC, $2.21 \pm 0.30\,(\text{stat.}) \pm 0.10\,(\text{syst.})$ pour la réaction ES et $5.21 \pm 0.27\,(\text{stat.}) \pm 0.38\,(\text{syst.})$ pour la réaction NC. Ils sont complètement en accord avec ceux de l'expérience sans sel (tout en donnant une précision très supérieure sur le taux de NC et donc le flux de $\nu_{\mu,\tau}$) et la combinaison des deux résultats est reportée dans la table 4 ci-dessous.

Après ces résultats magistraux, SNO termine son programme en installant les compteurs proportionnels à ^{3}He et les résultats seront connus en 2005.

4.3 La solution du problème des neutrinos solaires

L'ensemble des résultats expérimentaux en termes de flux de neutrinos solaires observé est résumé dans la table 4. La dernière colonne rappelle le déficit observé pendant près de 30 ans dans toutes les expériences, seule la dernière ligne montrant que la solution au "lancinant" problème était maintenant trouvée.

Pendant longtemps, l'explication du déficit observé (en faisant l'hypothèse que les résultats expérimentaux étaient corrects, après toutes les vérifications expérimentales qui ont été faites) a été

Table 4. Résultats expérimentaux des expériences de neutrinos solaires et comparaison avec les prédictions du modèle standard du Soleil (BPB [22] ou Saclay [23]). Les erreurs sont à 1 σ.

Expérience	Résultats expérimentaux	Expérience / Prédiction
chlore (Homestake) [25]	2.56 ± 0.23 SNU	0.34 ± 0.06
GALLEX/GNO [26]	71 ± 6 SNU	0.56 ± 0.06
SAGE [29]	70.9 ± 6.5 SNU	0.56 ± 0.07
gallium GALLEX/GNO + SAGE	71 ± 5 SNU	0.56 ± 0.06
SuperKamiokande [31]	2.32 ± 0.09 10^6 cm^{-2} s^{-1}	0.46 ± 0.09
SNO (élastique ES) [37]	2.13 ± 0.33 10^6 cm^{-2} s^{-1}	0.43 ± 0.07
SNO (CC) [37]	1.70 ± 0.12 10^6 cm^{-2} s^{-1}	0.34 ± 0.03
SNO (NC) [37]	4.90 ± 0.37 10^6 cm^{-2} s^{-1}	0.98 ± 0.07

recherchée dans des carences ou des approximations des modèles solaires. Beaucoup d'idées plus ou moins exotiques ont été avancées pour tenter de réduire la température centrale du Soleil, à laquelle est fortement corrélé le flux de ν_B. Mais nous avons vu précédemment que ces modèles étaient aujourd'hui sévèrement contraints par les données de l'héliosismologie, et qu'il restait peu de place à l'innovation, au moins en ce qui concerne ce qui se passe au cœur du Soleil et la production de neutrinos. Le résultat de SNO a montré que ces modèles solaires étaient extrêmement performants et les a d'une certaine manière validés, même s'il reste beaucoup à apprendre sur la rotation, le champ magnétique, la zone convective, ...

L'idée que les neutrinos puissent osciller entre leurs différentes saveurs pour expliquer le déficit de neutrinos solaires observé a été proposée très tôt par Gribov et Pontecorvo [38]. Les réactions nucléaires dans le Soleil produisent exclusivement des ν_e et les détecteurs (jusqu'à SNO) étaient sensibles uniquement aux ν_e (à l'exception de la réaction élastique ES comme nous avons vu, qui est sensible aux ν_μ ou ν_τ avec une section efficace 6 à 7 fois plus faible). Une transformation des ν_e en ν_μ ou ν_τ entre le cœur du Soleil et le détecteur induit automatiquement une réduction du flux de ν_e observé.

Il devient possible d'interpréter les facteurs de réduction observés expérimentalement. Pour le faire, on doit faire confiance aux prédictions des modèles solaires, calculer le facteur de suppression et le comparer aux facteurs de suppression attendus dans le cas où les neutrinos oscillent (avec ou sans l'effet MSW) pour toutes les valeurs possibles des paramètres d'oscillation. Dans le cas de deux neutrinos, les deux paramètres de l'oscillation sont Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ (ou $tan^2\theta$).

Comme nous l'avons vu plus haut (section sur l'effet MSW), chaque expérience, définit un triangle (qui devient une zone triangulaire lorsque l'on tient compte des erreurs expérimentales) dans le plan (Δm^2 , $tan^2\theta$), puisque les différentes cibles (chlore, gallium, eau légère ou eau lourde) ne sont pas sensibles aux mêmes énergies. Leur recouvrement calculé par un programme d'ajustement adéquat définit des zones autorisées dans le plan d'oscillation. Plusieurs équipes ont fait cette analyse et nous reportons sur la figure 12 l'analyse de Bahcall et al. [39] mais on trouve des résultats semblables dans la référence [40]. Pour la pédagogie (et l'histoire), nous ignorons dans un premier temps le résultat de SNO.

Quatre solutions sont identifiées, la solution à petit angle de mélange SMA ("small mixing angle"), la solution à grand angle de mélange LMA ("large mixing angle"), la solution LOW (grand angle de mélange et petite valeur de Δm^2) et la solution liée à l'oscillation dans le vide (complétée par ce qu'on appelle "just so") VAC (vacuum). Mais toutes ces solutions n'ont pas la même prob-

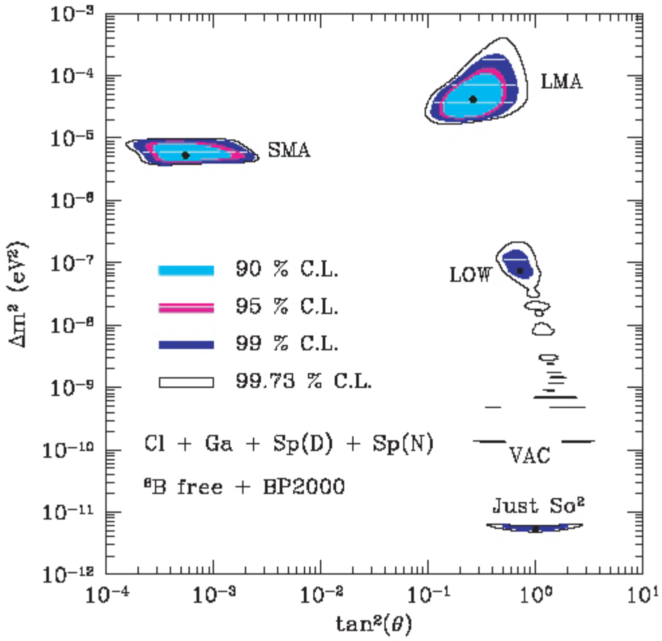


Figure 12. Régions du plan des paramètres d'oscillation autorisées par ajustement des résultats expérimentaux des différentes expériences de neutrinos solaires (sauf SNO). (D'après la référence [39]).

abilité. Lorsque seuls les taux de réduction observés étaient inclus dans l'ajustement, la solution SMA avait le meilleur χ^2. Mais cette solution implique une distorsion significative du spectre en énergie, comme le montre la figure 13 qui présente les spectres attendus pour l'ensemble des solutions. L'introduction dans l'ajustement du spectre mesuré le jour et de celui mesuré la nuit dans SuperKamiokande a commencé à favoriser sérieusement la solution LMA. On le comprend si on regarde la figure 9b pour le spectre global : elle ne présente pas de distorsion particulière en accord avec la solution LMA (ou LOW).

Le premier résultat de SNO, même sans inclure le spectre en énergie, renforce clairement cette hypothèse, en écartant fortement la solution SMA et en ne conservant que les solutions LMA et LOW (la solution VAC est éliminée par le spectre en énergie) (voir [40,41,42]).

L'asymétrie jour-nuit observé par SuperKamiokande n'est qu'à $1.3\,\sigma$ de zéro comme nous l'avons vu ce qui permet d'éliminer également une région de paramètres. Notons que dans le cas de la solution LOW, l'expérience Borexino [43] (voir plus loin) qui est sensible aux neutrinos ν_{Be} pourrait observer un effet jour-nuit.

On se retrouve donc en 2002 avec une solution LMA fortement favorisée, mais une solution LOW qui reste possible. C'est là qu'intervient un nouveau réverbère que le Soleil, ces bons vieux réacteurs qui avaient permis en 1956 la découverte des neutrinos. Il se trouve en effet qu'en augmentant la distance à laquelle on place le détecteur on atteint en sensibilité des régions de Δm^2 de plus en plus faibles. L'expérience Chooz avait, en 1999, atteint une limite d'environ 10^{-3} eV^2 sur Δm^2 [44]. Mais le détecteur n'était qu'à 1 km de la source. C'est là qu'interviennent à nouveau les japonais.

4.4 L'apport de l'expérience KamLAND

KamLAND [45] n'est pas un détecteur de neutrinos solaires (au moins dans sa première phase où la pureté du scintillateur n'est pas suffisante pour avoir un seuil suffisamment bas). Conçu pour détecter les (anti)neutrinos venant des centrales nucléaires japonaises, situées à une distance

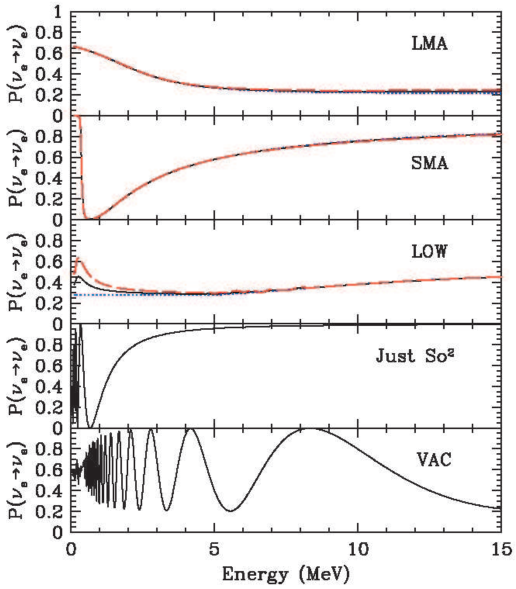


Figure 13. Spectres en énergie attendus pour les différentes solutions d'oscillation. (D'après la référence [39]).

moyenne de 180 km [h]. KamLAND (1000 tonnes de scintillateur liquide observées par 1900 PMT's) s'est installée dans l'ancienne caverne de Kamioka. La réaction principale est $\overline{\nu_e}$ + p → e^+ + n.

KamLAND a publié ses premiers résultats en décembre 2002, correspondant à 145 jours de prise de données [46]. Le nombre d'événements observé au-dessus de 2,6 MeV est de 54 (avec un bruit de fond résiduel estimé à 1), alors que 86.8± 5.8 sont attendus à partir de la connaissance de la puissance instantanée des différents réacteurs et des caractéristiques du détecteur. Le rapport "observé" sur "attendu" est 0.611 ± 0.085 (stat.) ± 0.041 (syst.). La figure 14a montre ce rapport pour KamLAND mais aussi pour toutes les expériences précédentes, en particulier l'expérience de Chooz, qui avait observé un rapport égal à 1 et conclu à l'absence d'oscillation jusqu'à une valeur de Δm^2 de 8×10^{-4} eV^2 pour un mélange maximal.

Le spectre en énergie du positron est présenté sur la figure 14b. On voit clairement le déficit en événements mais aussi sa dépendance en énergie (comme le prédit l'oscillation).

Le déficit et la forme du spectre mesuré sont introduits dans les ajustements de paramètres avec tous les résultats des expériences de neutrinos solaires et le résultat de l'analyse combinée est présenté sur la figure 15 (voir les détails sur la légende de la figure).

Un ajustement global des données Soleil + réacteurs a été fait par plusieurs groupes. Nous présentons sur la figure 16 l'analyse de Bahcall et Pena-Garay [47], qui a l'avantage d'illustrer sur une seule figure la situation avant et après le dernier résultat de SNO (avec le sel).

KamLAND a donc brillammment confirmé la solution LMA comme explication au déficit des neutrinos solaires. Les paramètres d'oscillation déduits des ajustements combinés donnent aujourd'hui [47] les valeurs suivantes :

$$\Delta m^2_{\odot} = 7.3^{+0.4}_{-0.6} \times 10^{-5}\ eV^2 \qquad (25)$$

$$tan^2\theta_{12} = 0.41 \pm 0.04 \qquad (26)$$

D'autres analyses, comme par exemple celle de la référence [48] donnent des résultats semblables. Nous extrayons de cette dernière référence une illustration de l'ajustement globlal de toutes les données qui représente la variation du χ^2 (figure 17).

[h]Si on suppose que CPT est conservé, les probabilités d'oscillation $\nu_e \to \nu_e$ et $\overline{\nu_e} \to \overline{\nu_e}$ sont égales.

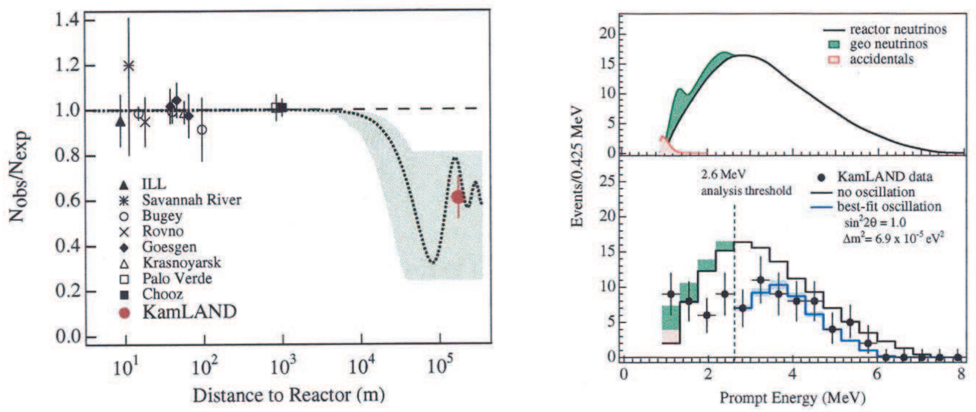


Figure 14. a) Rapport entre le flux d'antineutrinos observé et le flux mesuré pour les différentes expériences auprès de réacteurs, en fonction de la distance au réacteur. Le résultat de KamLAND est le point rouge sur la droite, au milieu de la région ombrée qui indique les prédictions pour le flux correspondant à la région LMA déduite des ajustements précédents (95 % de confiance). La courbe pointillée donne le résultat du meilleur ajustement. b) Le panneau supérieur montre le spectre en énergie attendu pour les (anti)neutrinos de réacteurs japonais autour de KamLAND. Le spectre en énergie des antineutrinos géologiques est également représenté. Le panneau du bas montre le spectre en énergie des évenements observés dans KamLAND, ainsi que le spectre attendu s'il n'y a pas d'oscillation. (D'après la référence [46]).

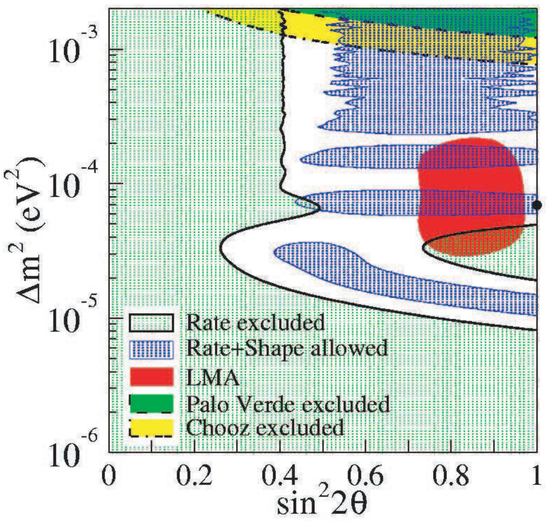


Figure 15. Diagramme des paramètres d'oscillation donné par KamLAND. La zone vert clair sur la gauche et en dessous est la zone exclue à partir de la mesure du taux d'événements. Les bandes en bleu correspondent à la région acceptée en utilisant le taux d'évenements et le spectre. La zone rouge est la région LMA provenant des expériences de neutrinos solaires seuls. Les zones en haut de la figure montrent les régions exclues par les expériences précédentes de neutrinos auprès des réacteurs, avec l'excellente limite de Chooz. (D'après la référence [46]).

4.5 Le futur des neutrinos solaires

Quelle est la situation actuelle sur le plan expérimental ? L'expérience chlore est arrêtée depuis trois ans. L'expérience GNO vient d'être arrêtée par l'INFN fin 2003 et il est peu probable que l'augmentation de la statistique de SAGE modifie le résultat pour le gallium. L'expérience Su-

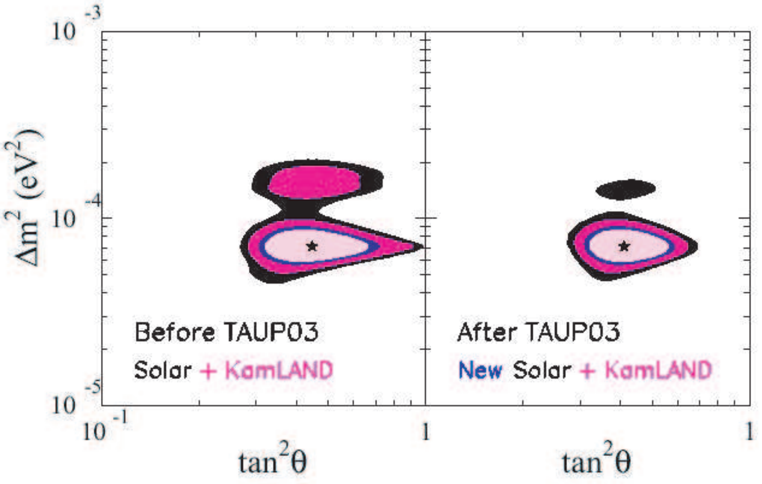


Figure 16. Le panneau de gauche montre les régions permises en utilisant les données expérimentales de neutrinos solaires et de réacteurs disponibles avant le résultat de SNO avec le sel. Le panneau de droite inclut les derniers résultats de SNO [37]. (D'après la référence [47]).

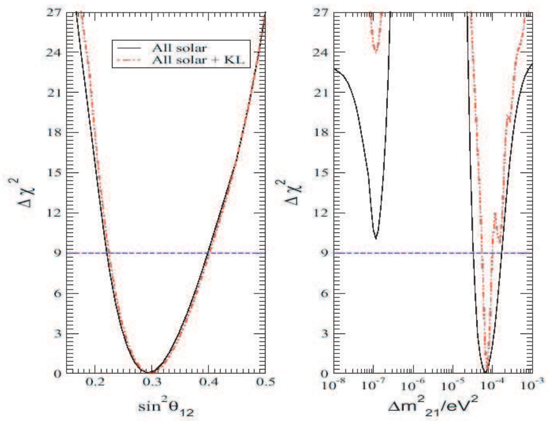


Figure 17. $\Delta\chi^2$ en fonction de Δm^2_{12} et $sin^2\theta_{12}$ pour un ajustement global de toutes les données disponibles. (D'après la référence [48]).

perKamiokande vient de redémarrer mais avec une couverture en PMT's réduite et il n'est pas attendu de réduction significative de l'erreur. Pour SNO, le dernier résultat important attendu concerne la mesure de la réaction NC avec les compteurs à ^3He, mais il n'est pas prévu de prolonger au-delà de 2005-2006. Aujourd'hui, une seule nouvelle expérience de neutrinos solaires est en phase de construction, l'expérience Borexino.

Borexino [43] est un détecteur "temps réel" avec une pureté extrêmement élevée. La cible est une sphère contenant 300 tonnes de liquide scintillant organique (le pseudocumène) observées par 2200 PMT's et blindées par 1 m de liquide organique et 3 m d'eau. Un prototype, appelé CTF (Counting Test Facility) a fonctionné pendant plusieurs années au Gran Sasso. Il a permis de valider les contraintes extrêmement sévères sur la basse radioactivité des matériaux et la très haute pureté du liquide scintillant. Il sera utilisé également pour le remplissage du détecteur final. Borexino est principalement sensible aux neutrinos de moyenne énergie ν_{Be} , via la diffusion élastique des neutrinos sur les électrons. Le taux d'événements attendu est de 55 événements par jour dans l'hypothèse où il n'y avait pas d'oscillation. Dans le cas de la solution LMA, il est de l'ordre de 25-30, une statistique tout à fait raisonnable. Le déversement inopiné (et regrettable) de 50 litres de pseudocumène dans la montagne durant l'été 2002 a provoqué l'arrêt complet de l'expérience par la justice italienne, ainsi que des difficultés importantes pour l'ensemble du laboratoire. Le calendrier prévoit un remplissage du détecteur à l'automne 2004.

Au-delà de Borexino, il y a la perspective de KamLAND de purifier suffisamment son liquide scintillant pour abaisser le seuil de détection et être sensible aux neutrinos solaires. Le challenge est loin d'être gagné, mais ce serait un utile complément à Borexino. A plus long terme, il y a nombre de programmes de R&D dont le but se focalise sur la mesure séparée des contributions CC et NC à basse énergie (ν_{Be} et ν_{pp}) et la mesure du spectre des ν_{pp} . Sans être nécessairement exhaustifs, citons HERON (utilisation de l'hélium superfluide), encore en développement, les TPC à hélium (HELLAZ) ou CF_4 pressurisé (SuperMUNU), LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) [49] et XMASS [50]. LENS, dans sa dernière version, prévoit d'utiliser l'indium comme cible pour détecter les ν_{pp} et ν_{Be} via la réaction CC ; le programme de R&D est en voie d'achèvement ; il a obtenu des résultats intéressants en particulier sur la stabilité d'un scintillateur dopé à l'indium, mais conclut malheureusement à une faisabilité marginale d'une expérience avec un rapport signal/bruit proche de 1. XMASS propose d'utiliser 20 tonnes de xénon ultra-pur à l'intérieur d'une sphère équipée de quelques milliers de PMT's. Une vingtaine d'événements pourraient être observés par jour. Une des principales difficultés est également de réduire le bruit de fond à un taux très bas (10^{-16} g/g pour U/Th, ...). XMASS pourrait être en fait un détecteur multi-projets et se concentrer dans un premier temps sur la recherche de matière noire.

Tous ces projets ont en commun un abaissement du seuil de détection et une lutte implacable contre les bruits de fond venant de la radioactivité externe ou interne. Ce point est discuté par exemple par Bellini [51].

Les motivations pour poursuivre le programme de neutrinos solaires en dessous du MeV sont développées dans un papier très complet mis à jour après les derniers résultats de SNO. Bahcall et Peña-Garay [47] définissent une feuille de route pour le futur du secteur des neutrinos solaires. Ils recommandent de mesurer le flux de ν_{Be} avec une précision de 10 % et le flux de ν_{pp} avec une précision meilleure que 3 %, pour améliorer la précision sur la valeur de l'angle de mélange. Une telle précision nous permettrait également d'affiner notre connaissance de l'intérieur du Soleil.

5 Les neutrinos atmosphériques.

5.1 Origine et caractéristiques des neutrinos atmosphériques.

Les rayons cosmiques primaires (protons, noyaux) interagissent dans les hautes couches de l'atmosphère et produisent des pions et des kaons qui se désintègrent en muons et en neutrinos. Au premier ordre il y a autant de mésons positifs que de mésons négatifs dans la cascade, et on peut écrire :

$$\mathrm{p} + \mathrm{N} \rightarrow \pi^+(K^+) + ... \qquad\qquad + \pi^-(K^-) + ...$$

$$\pi^+(K^+) \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad\qquad \pi^-(K^-) \rightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu}$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu} \qquad\qquad \mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$$

C'est l'ensemble des neutrinos produits que l'on appelle neutrinos “atmosphériques”. Un simple comptage des neutrinos finaux donne deux fois plus de “ν_μ” que de “ν_e” :

$$\frac{\nu_\mu + \overline{\nu_\mu}}{\nu_e + \overline{\nu_e}} \approx \frac{2}{1}\,(\pm 5\,\%) \qquad \text{et} \qquad \frac{\nu}{\overline{\nu}} \approx 1 \tag{27}$$

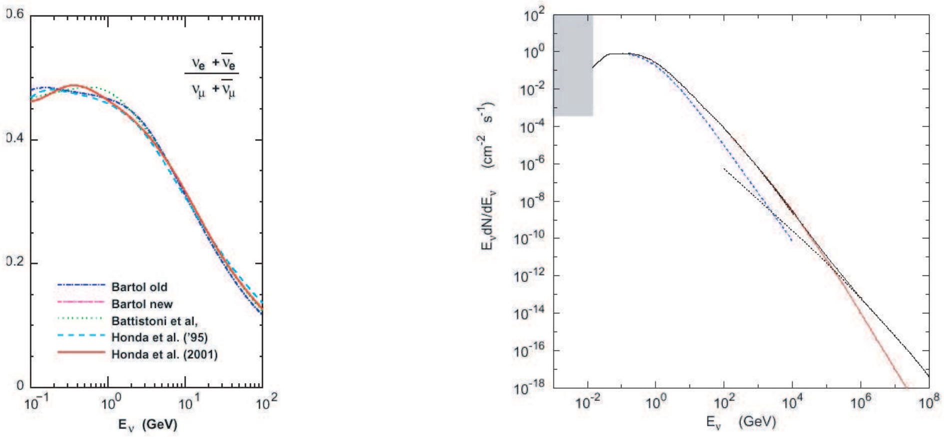


Figure 18. a) Rapport entre les ν_e et les ν_μ atmosphériques en fonction de l'énergie. b) Spectre en énergie des neutrinos atmosphériques. (D'après la référence [52]).

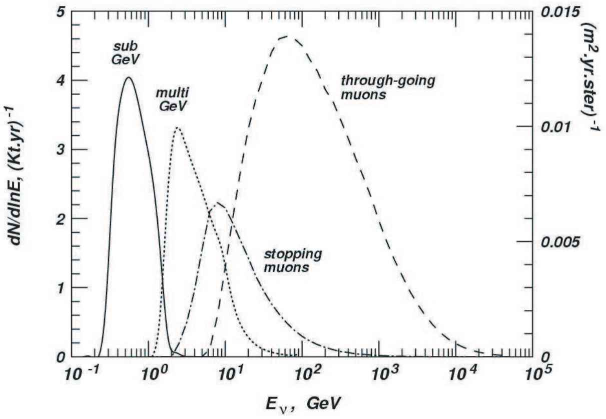


Figure 19. Taux d'événements attendu en fonction de l'énergie des neutrinos dans SuperKamiokande [53].

Il faut néanmoins laisser aux muons le temps de se désintégrer et le taux de "ν_e" diminue lorsque l'énergie augmente comme le montre la figure 18a.
En fonction du point d'interaction dans l'atmosphère, au-dessus du détecteur ou aux antipodes, la distance parcourue par les neutrinos entre leur point de production et leur détection varie de 10 à 13 000 km. Leur spectre en énergie est assez étendu, comme le montre la figure 18b [52]. Selon l'énergie du neutrino, compte tenu des dimensions des détecteurs, les interactions sont "contenues" dans le détecteur ou pas. Il est d'usage de distinguer 4 classes d'événements, les événements "sub-GeV" (énergie inférieure à environ 1 GeV), les événements "multi-GeV" (énergie de plusieurs GeV), les événements "mu-stop" (interactions de neutrinos ascendants en dehors du détecteur produisant des muons qui s'arrêtent dans le détecteur) et les événements "mu-traversants" (interactions de neutrinos ascendants en dehors du détecteur et produisant un muon qui traverse le détecteur). A chacune de ces catégories, on peut attribuer un spectre en énergie des neutrinos. Pour le détecteur SuperKamiokande (encore lui), le spectre en énergie pour chaque classe est représenté sur la figure 19.

Notons que les détecteurs actuels (même les plus volumineux) ne sont sensibles qu'aux neutrinos d'énergie inférieure à quelques dizaines de GeV. Les neutrinos atmosphériques les plus énergiques

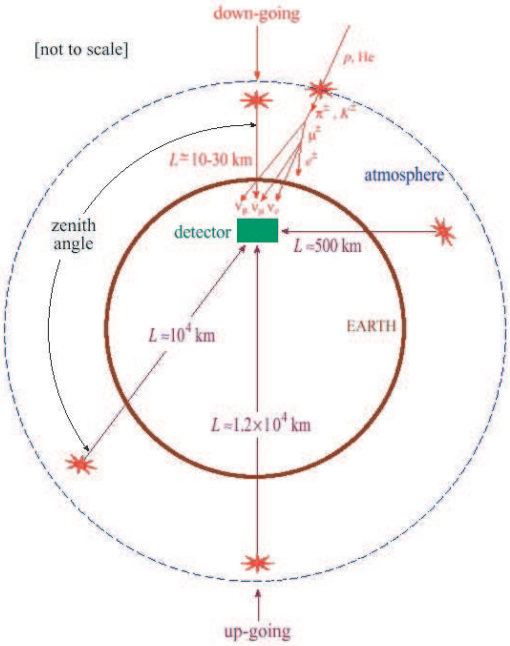


Figure 20. Vue schématique de la production, du parcours et de la détection des neutrinos atmosphériques [54].

constituent en fait un bruit de fond dans la recherche de neutrinos venant par exemple des noyaux actifs de galaxie pour les expériences comme AMANDA ou ANTARES.

La figure 20 illustre la production, le parcours et la détection des neutrinos atmosphériques.

5.2 Les premiers résultats

Les premières interactions de neutrinos atmosphériques ont été observées dans les détecteurs construits pour la recherche de la désintégration du proton au milieu des années 80 [i] Il y avait 2 types de détecteurs, les détecteurs Tcherenkov, comme IMB, Kamiokande et maintenant SuperKamiokande, et les détecteurs calorimétriques comme celui du Fréjus ou Soudan. L'identification des électrons ou des muons qui caractérisent les interactions de ν_e ou ν_μ se fait de manière différente dans les différents détecteurs.

Les résultats sont présentés sous la forme du rapport R (en fait un double rapport) obtenu en divisant le rapport (μ/e) expérimental par le rapport (μ/e) calculé par Monte-Carlo avec comme ingrédients les prédictions sur le flux et la distribution angulaire et les caractéristiques du détecteur. On s'attend évidemment à observer une valeur de R proche de 1.

L'histoire du problème des neutrinos atmosphériques peut se résumer comme suit.

Dès 1990, l'expérience Kamiokande a commencé à observer un déficit dans le rapport R [55], que ce soit dans les événements qualifiés sub-GeV ($E_{vis} < 1.3$ GeV) ou dans les événements multi-GeV ($E_{vis} > 1.3$ GeV), quelques centaines d'événements au total à la fin de l'expérience en 1995. Mais il était difficile de réconcilier ce résultat avec celui de l'expérience du Fréjus [56] par exemple qui observait un rapport proche de 1. Une analyse rapide pouvait conclure que les expériences Tcherenkov voyaient un déficit que n'observaient pas les expériences calorimétriques, suggérant que le déficit provienne de la difficulté de séparer les interactions ν_e et ν_μ dans les détecteurs Tcherenkov.

[i] Pour être complet, il faudrait mentionner les premières expériences souterraines en Afrique du Sud ou en Inde dans les années 60, mais la statistique était vraiment réduite.

Table 5. Principaux résultats pour les neutrinos atmosphériques avant SuperKamiokande.

Expérience	Type de détecteur	$(\mu/e)_{données} \,/\, (\mu/e)_{MC}$	Durée d'exposition kt.an	Prise de données
Fréjus [56]	calorimètre	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$	2.0	1984-1988
IMB	Tcherenkov	$0.54 \pm 0.02 \pm 0.07$	7.7	1982-1991
Kamiokande [55]	Tcherenkov			
	(sub-GeV)	$0.60 \pm 0.06 \pm 0.05$	7.7	1988-1994
	(multi-GeV)	$0.57 \pm 0.08 \pm 0.07$	6.0	1988-1994
Soudan2 [59]	calorimètre	$0.64 \pm 0.11 \pm 0.06$	3.9	1993-1998

Pour répondre à cette critique, la collaboration Kamiokande a exposé un détecteur contenant 1000 tonnes d'eau à différents faisceaux d'électrons et de muons à KEK, et ce test a montré qu'il était possible de séparer avec une précision suffisante les deux types de particules [57]. La possibilité que des événements induits par des neutrons simulent des interactions de ν_e a également été considérée et calculée négligeable [58]. La valeur de R mesurée inférieure à 1 suggérait la possibilité d'oscillations neutrinos, sans que la signification statistique ne soit suffisante pour convaincre. Pour aller dans le sens de cette interprétation, Kamiokande a montré une dépendance zénitale dans la valeur de R (puisqu'il y a une grande différence de parcours entre les neutrinos ascendants et les neutrinos descendants, une dépendance zénitale peut être interprétée comme une évidence supplémentaire en faveur d'oscillations et l'interprétation a été traduite dans le diagramme d'oscillation - voir figure 23b plus loin) mais le scepticisme restait grand dans la communauté.

Un résumé des principaux résultats début 1998 est donné dans la table 5.

5.3 Les calculs de flux de neutrinos atmosphériques

Dès les premières observations de neutrinos atmosphériques plusieurs groupes se sont intéressés au calcul du flux attendu. Comme dans le cas des neutrinos solaires, on ne peut se lancer dans une interprétation en termes d'oscillations que si l'on s'est assuré que les prédictions sur le flux sont fiables.

Le flux de neutrinos atmosphériques se calcule comme la convolution du spectre de rayons cosmiques primaires au sommet de l'atmosphère avec le taux de neutrinos par particule primaire. Avant d'atteindre les hautes couches de l'atmosphère où il interagit, le rayon cosmique primaire doit d'abord traverser le champ géomagnétique. Les neutrinos de basse énergie (autour de 1 GeV) sont principalement produits par des rayons cosmiques d'énergie inférieure à 100 GeV ; dans cette gamme d'énergie, le flux de cosmiques primaires est modulé par l'activité solaire et il faut tenir compte du champ géomagnétique, ce qui est non trivial. Les neutrinos autour de 100 GeV sont produits par des rayons cosmiques d'énergie autour ou supérieure à 1000 GeV ; dans ce cas ce sont les flux cosmiques primaires, mal connus, qui donnent les plus grandes incertitudes. Puisque les incertitudes vont dépendre crucialement de l'énergie (qualitativement et quantitativement), il est nécessaire d'estimer l'importance relative des différentes énergies primaires pour une énergie de neutrino donnée. Les événements "sub-GeV", "multi-GeV", "mu-stop" et "mu-traversant" dont nous avons parlé ci-dessus correspondent à des énergies de primaires respectives de $10^{1\pm0.5}$, $10^{1.5\pm0.5}$, $10^{2\pm0.5}$ et $10^{3\pm1}$.

Les progrès récents dans les calculs sont venus de l'amélioration des données expérimentales sur les spectres primaires (expériences BESS et AMS), du traitement complet des interactions hadroniques, de l'introduction de calculs à 3 dimensions, de la comparaison de plusieurs codes différents (travaux de Gaisser, Stanev et Barr, d'un côté et de japonais emmenés par Honda de l'autre, avec des contributions italiennes de Battistoni et Lipari). Le spectre résultant global a déjà été présenté sur la figure 19a ci-dessus, mais les prédictions fournissent également tous les détails nécessaires sur la composition du flux en fonction de l'emplacement exact du détecteur.

On peut conclure qu'il reste encore des améliorations à apporter aux calculs et à affiner les

Table 6. Nombre d'événements dus aux neutrinos "atmosphériques" dans SuperKamiokande. Les événements "1 anneau" correspondent à une seule particule observée via son anneau Tcherenkov. Les événements "Plusieurs anneaux" correspondent à plusieurs particules et donc à des neutrinos plus énergiques. FC correspond aux événements "fully contained" dans le détecteur et PC aux événements "partially contained".

Evénements sub-GeV ($E_{vis} < 1.33\,GeV$)			Evénements FC multi-GeV ($E_{vis} > 1.33\,GeV$)		
Type	Données	Monte-Carlo	Type	Données	Monte-Carlo
1 anneau e-like	2864	2668	1 anneau e-like	626	613
1 anneau μ-like	2788	4073	1 anneau μ-like	558	838
plusieurs anneaux	2159	2585	plusieurs anneaux	1318	1648
Total	7811	9326	Total	2502	3099
			Evénements PC	754	1065

Table 7. Résultats de SuperKamiokande pour le rapport R pour les neutrinos atmosphériques.

Expérience	Type de détecteur	$(\mu/e)_{données}\,/\,(\mu/e)_{MC}$	Durée d'exposition kt.an	Prise de données
SuperK [61]	Tcherenkov			
	(sub-GeV)	$0.638 \pm 0.017 \pm 0.05$	79	1996-2000
	(multi-GeV)	$0.675 \pm 0.033 \pm 0.08$	79	1996-2000

mesures de rayons cosmiques primaires, mais les prédictions sur le flux sont aujourd'hui jugées suffisamment fiables pour être comparées aux mesures expérimentales. Le lecteur qui veut en savoir plus consultera avec intérêt la référence [52].

5.4 Les résultats de SuperKamiokande ... et les autres

En juin 1998, le paysage a changé radicalement. Les sceptiques (dont l'auteur de ces lignes) qui ne croyaient pas que Kamiokande avait commencé à observer l'oscillation des neutrinos ont dû se rendre à l'évidence avec la publication des premiers résultats de SuperKamiokande [60]. Avec une prise de données correspondant à environ 33 kilotonnes-ans, plus de 1000 événements candidats "ν_e " (encore appelés "e-like") et plus de 1000 événements candidats "ν_μ " (encore appelés "mu-like"), SuperKamiokande retrouvait les effets de Kamiokande (rapport R inférieur à 1 et dépendance avec l'angle zénital), mais cette fois avec une signification statistique beaucoup plus sérieuse.

Nous présentons les résultats connus aujourd'hui, qui correspondent à 79 kilotonnes-an et 1289 jours de prise de données [61]. Le nombre d'événements pour les différentes catégories est donné dans la table 6. Avec plusieurs milliers d'événements, l'erreur statistique devient négligeable.

La figure 21 présente la distribution en $cos\theta$ où θ est l'angle zénital du muon ou de l'électron observé. $cos\theta = +1$ correspond aux particules descendantes et $cos\theta = -1$ aux particules ascendantes (issues de neutrinos provenant de l'atmosphère aux antipodes). On voit clairement le très bon accord entre les données et le Monte-Carlo pour les événements e-like. Pour les événements mu-like, il y a une très forte indication pour une variation du nombre d'événements en fonction de $cos\theta$, avec un fort déficit augmentant au fur et à mesure que l'on se rapproche de $cos\theta = -1$. Le désaccord existe également pour les événements "mu-stop" ou "mu-traversant", même s'il est moins évident.

Les résultats concernant le double rapport R pour les événements sub-GeV et multi-GeV sont reportés dans la table 7.

D'autres expériences ont également recherché les interactions de neutrinos atmosphériques.

L'expérience calorimétrique Soudan2 a enregistré des données entre 1993 et 2001 (5.9 kt.an). Le détecteur est un calorimètre de 960 tonnes (224 modules de fer finement instrumenté avec des tubes à drift de 1 m de long). Les résultats sur R publiés portent sur 3.9 kt.an, même si l'analyse en oscillation inclut la statistique finale (pas très sérieux) [62]. Avec une statistique limitée de 400

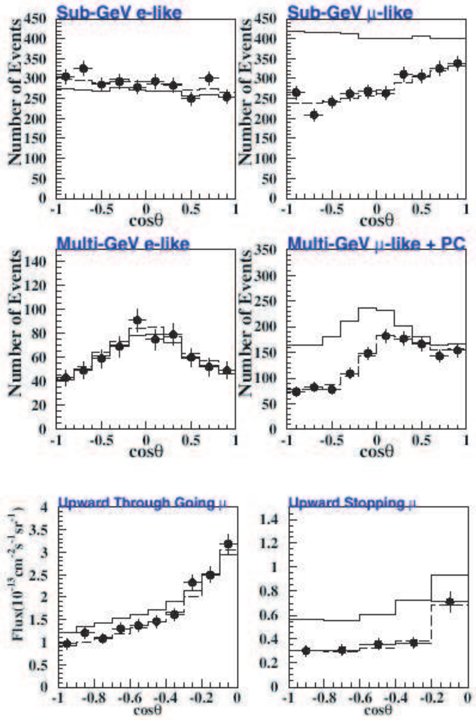


Figure 21. Distribution angulaire zénitale des événements dans SuperKamiokande [61]. Les 4 panneaux supérieurs correspondent aux événéments “mu-like” et “e-like” avec la séparation en énergie sub-GeV et multi-GeV. Les 2 panneaux du bas correspondent aux événements “mu-traversant” et “mu-stop”. Les points correspondent aux données. L’histogramme correspond aux prédictions Monte-Carlo. La courbe en tireté correspond au meilleur ajustement en termes d’oscillation.

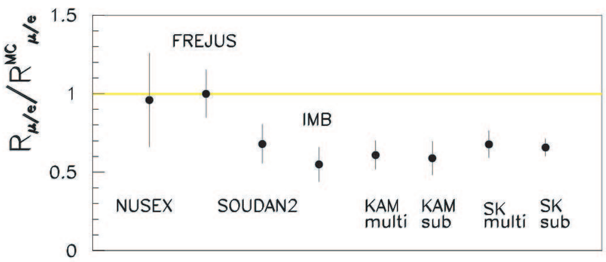


Figure 22. Résultats des principales expériences de neutrinos atmosphériques pour le rapport R [18].

événements, Soudan2 dit ne pas observer de variation zénitale de R (sans montrer la figure!). La dernière valeur publiée du rapport se trouve dans la table 5.

L’expérience MACRO [63] a mesuré les neutrinos atmosphériques ascendants et produit un contour d’oscillation, à partir d’un lot de 783 muons ascendants (provenant d’interactions de ν_μ issus de l’hémisphère sud par rapport au détecteur et ayant interagi dans la roche autour du détecteur). Elle trouve un effet à $4\,\sigma$.

L’ensemble des résultats d’expériences de neutrinos atmosphériques en termes de rapport R est illustré sur la figure 22.

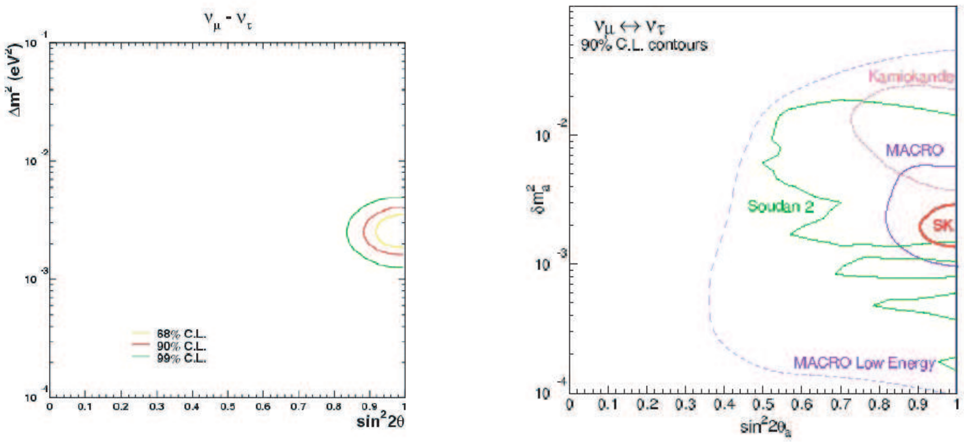


Figure 23. a) Régions autorisées par SuperKamiokande pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à 68, 90 et 99 % de niveau de confiance [61]. b) Régions autorisées à 90 % de niveau de confiance par l'ensemble des expériences de neutrinos atmosphériques pour l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [54].

5.5 L'interprétation en termes d'oscillation

Les physiciens de SuperKamiokande ont analysé eux-mêmes leurs données en termes d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [61], en combinant les événements contenus et les muons ascendants. Le résultat donne un χ^2 de 142.1 pour 152 degrés de liberté (contre 344.1 pour 154 degrés de liberté dans le cas où il n'y a pas d'oscillation) et les valeurs des paramètres sont : $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3}$ eV^2 et $sin^2 2\theta = 1.00$, correspondant à un mélange maximal. Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 23a. La figure 23b résume l'ensemble des régions autorisées par l'ensemble des expériences. On voit que le résultat de SuperK est le plus précis et que les autres sont compatibles (à l'exception peut-être de Kamiokande, ce fut l'objet d'un débat d'experts qui sera ignoré ici).

Pourquoi avoir privilégié l'explication $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$? L'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ est aujourd'hui exclue pour différentes raisons. La première est que les événements ν_e observés sont parfaitement reproduits par les prédictions à la fois en normalisation et en distribution d'angle zénital. Un ajustement en oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (voir par exemple [18]) où l'ensemble des asymétries est mal reproduit (même si c'est mieux que pas d'oscillation du tout). La seconde est que si on inclut l'information de l'expérience réacteur Chooz [44], qui n'a pas observé d'oscillation $\overline{\nu_e} \rightarrow \overline{\nu_\mu}$, la région qui serait autorisée devient complètement exclue comme le montre la figure 24.

Des analyses subtiles que nous ne présentons pas ici ont également permis d'exclure l'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ où ν_s serait un neutrino stérile (voir par exemple [18,61]).

On aurait une preuve absolue de l'oscillation si on pouvait reproduire la variation de la probabilité P($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$) en fonction du rapport entre la distance parcourue x (ou L) et l'énergie E (voir les formules de la section 3.1). La figure 25a présente le rapport données / Monte-Carlo en fonction de L/E pour SuperKamiokande, ainsi que la courbe attendue pour les valeurs des paramètres d'oscillation qui donnent le meilleur ajustement. On voit que la résolution en L/E est très nettement insuffisante pour observer véritablement ce qu'on appelle le "pattern" d'oscillation. Cette résolution en L/E est conditionnée principalement par la résolution angulaire qui n'est pas suffisante dans SuperKamiokande et une petite variation en θ induit une grande variation en L. Seules des expériences comme ANTARES (si elle réussit à construire des lignes avec des PMT's suffisamment rapprochés) ou MONOLITH (un projet dont la probabilité de financement est aujourd'hui faible) seraient en mesure de réellement observer ce qu'on appelle le premier pic (à une valeur proche de 500 pour L/E en km/GeV) pour les neutrinos atmosphériques. La figure 25b, de la collaboration MONOLITH, montre ce qui pourrait être observé [64].

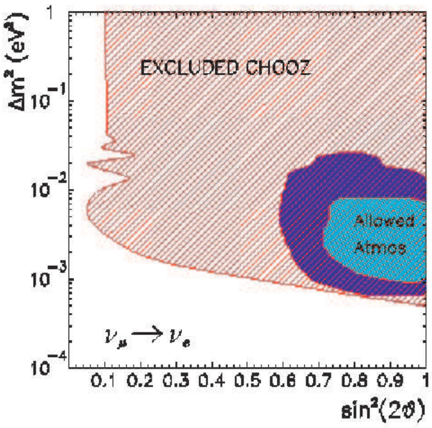
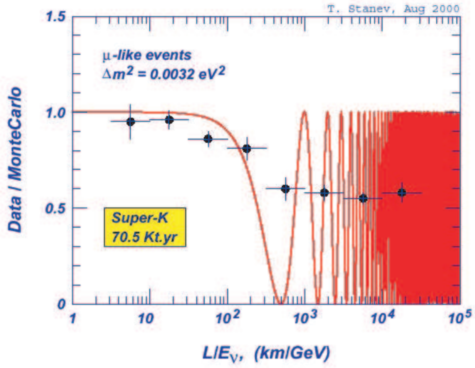


Figure 24. Interprétation des résultats de SuperKamiokande en termes d'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$ [18]. La figure montre également la zone exclue par l'expérience Chooz.



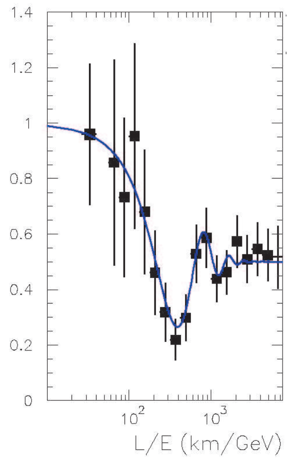


Figure 25. a) Résultats de SuperKamiokande en fonction de L/E [52]. b) Signal (Monte-Carlo) attendu en fonction de L/E dans l'expérience en projet MONOLITH [64].

5.6 L'expérience K2K et le futur

La valeur de Δm^2 qui donne le meilleur ajustement des données de neutrinos atmosphériques (autour de $2-3\times10^{-3}\ eV^2$) n'avait encore jamais été atteinte par les expériences auprès des accélérateurs, mais elle est tout à fait accessible. Il faut pour cela augmenter la distance L entre l'accélérateur et le détecteur et ne pas avoir une énergie de neutrinos trop élevée (quelques GeV), sans oublier d'augmenter la taille du détecteur (le flux décroit en 1/L^2). Plusieurs faisceaux de neutrinos appelés "long baseline" (gardons le terme anglo-saxon faute de traduction élégante) ont été construits ou sont en construction au Japon, à Fermilab ou au CERN. Les japonais ont dégainé les premiers.

L'expérience K2K utilise le faisceau de neutrinos produit par les protons de 12 GeV de KEK et dirigé vers le détecteur SuperKamiokande, 250 km plus loin. Trois détecteurs installés à 300 m de la source, dont un détecteur Tcherenkov de 1000 tonnes, permettent de vérifier la stabilité et la direction du faisceau et de mesurer le spectre en énergie. L'énergie moyenne du faisceau est $< E_\nu > \sim 2$ GeV. Le flux attendu à SuperKamiokande est obtenu par une simple extrapolation.

K2K a publié les données prises entre juin 1999 et juillet 2001 et n'a repris qu'il y a un an avec le

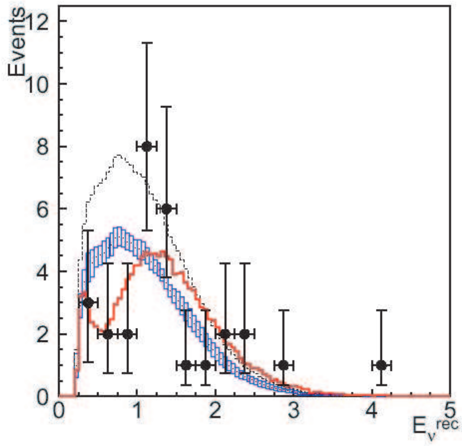


Figure 26. Distribution en énergie des événements “1 anneau” dans l'expérience K2K [65]. Les points avec les barres d'erreur sont les données. L'histogramme en boite est le spectre attendu sans oscillation normalisé au nombre d'événements observé et la ligne en tireté le même normalisé au nombre d'événements attendu. La ligne rouge en trait plein correspond aux prédictions de l'oscillation pour le meilleur ajustement.

redémarrage de SuperK. 56 événements ont été observés par K2K dans SuperK [j] alors que $80.1^{+6.2}_{-5.4}$ étaient attendus à partir de l'extrapolation des détecteurs proches. 29 de ces événements à un anneau Tcherenkov et “mu-like” ont été utilisés pour reconstruire le spectre en énergie du neutrino qui est reproduit sur la figure 26. Le déficit en nombre d'événements est clairement marqué à basse énergie, même si la signification statistique est faible.

L'interprétation en termes d'oscillation donne les valeurs suivantes des paramètres : $\Delta m^2 = 2.8 \times 10^{-3}\, eV^2$ et $sin^2 2\theta$=1, valeurs très proches du meilleur ajustement de SuperK. Le résultat est reporté sur la figure 27a où les différents contours sont représentés. Il faudrait clairement une augmentation significative de la statistique (un facteur 2 est attendu fin 2004), mais la compatibilité avec SuperK est très encourageante.

A Fermilab, le faisceau NuMI est en cours de construction et doit diriger ses neutrinos vers le laboratoire souterrain placé dans la mine de Soudan (730 km N.O. de Fermilab). Le détecteur lointain (5,4 kt de fer magnétisé) est quasiment construit, le détecteur proche (980 tonnes) en cours d'achèvement et le premier faisceau devrait arriver début 2005 dans les détecteurs de MINOS [66] [k]. Au CERN, le faisceau CNGS est également en construction et sera dirigé à partir de 2006 vers le laboratoire souterrain du Gran Sasso (732 km S.E.) où sont prévus les détecteurs ICARUS [67] et OPERA [68]. MINOS devrait être en mesure de déterminer la valeur de Δm^2 avec une meilleure précision que SuperK, comme le montre la figure 27b. L'expérience OPERA est elle construite pour la mise en évidence directe des interactions de ν_τ dans des émulsions. Une dizaine de ces interactions pourraient être observées.

Nous rappelons pour terminer cette section sur les neutrinos atmosphériques quelles sont les valeurs des paramètres d'oscillation qui rendent compte des résultats de SuperKamiokande et des autres expériences [69] (voir l'analyse globale présentée plus loin, en notant que celle de Barger et al. [54] donne une valeur un peu plus faible $(2.0^{+1.2}_{-0.8}) \times 10^{-3}\, eV^2$) :

$$\Delta m^2_{atm} = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-3}\, eV^2 \tag{28}$$

[j] Le faisceau est pulsé avec des durées très courtes et sa direction est parfaitement connue, ce qui permet de bien séparer les interactions correspondantes dans le détecteur SuperK.

[k] Il y a en fait 3 faisceaux possibles, à basse (moins de 5 GeV), moyenne (entre 5 et 10 GeV) et haute énergie (entre 10 et 20 GeV). L'optimisation de leur utilisation est à l'étude car plus l'énergie est basse, plus la statistique est faible, mais meilleure devrait être la précision sur Δm^2.

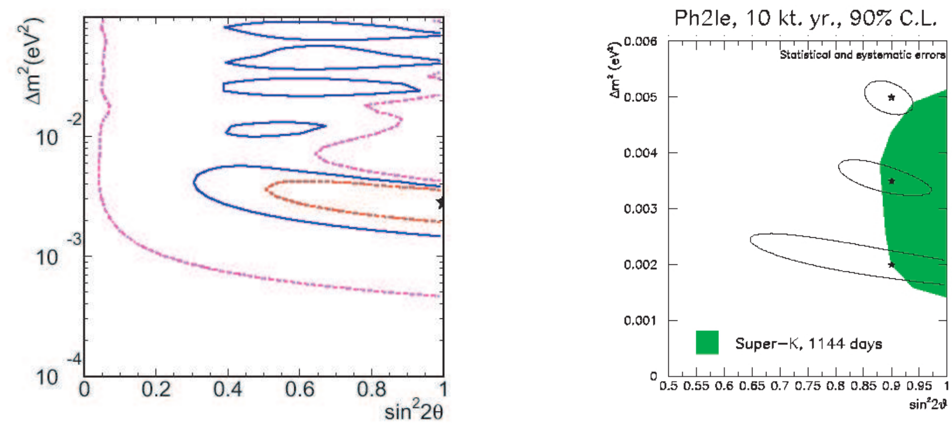


Figure 27. a) Régions autorisées par les résultats de K2K dans le plan des paramètres d'oscillation [65] (les contours sont à 68.4, 90 et 99 % de degré de confiance ;l'étoile près de $sin^2 2\theta$=1 correspond au meilleur ajustement). b) Sensibilité comparée de l'expérience MINOS, en cours de préparation, et de l'expérience SuperK sur la valeur de Δm^2 [66].

$$sin^2 2\theta_{23} = 1^{+0.}_{-0.05} \tag{29}$$

Le lecteur intéressé par des développements plus complets sur les neutrinos atmosphériques pourra consulter l'article de revue publié en 2001 dans Review of Modern Physics [70] (qui reste d'actualité).

6 Vers la masse des neutrinos

6.1 Résumé de la situation

L'oscillation des neutrinos a été démontrée dans le secteur des neutrinos solaires où les ν_e oscillent en une combinaison de ν_μ et ν_τ et dans le secteur des neutrinos atmosphériques où les ν_μ oscillent en ν_τ avec une probabilité maximale. On peut consulter sur le web (voir référence [71]) le plan du diagramme d'oscillation qui résume l'ensemble des résultats expérimentaux avec de jolies couleurs.

Comme nous avons vu dans la section 3, la phénoménologie des oscillations neutrinos implique 3 angles de mélange (θ_{23}, θ_{12}, θ_{13}) et 2 différences de masses carrées (Δm^2_{13} et Δm^2_{12}), et une phase de violation de CP, δ. Si les neutrinos sont de Majorana, il faut ajouter 2 autres phases de violation de CP (ϕ_2 et ϕ_3).

La matrice U de la formule (1) peut se réécrire de manière plus détaillée :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13}\exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13}\exp(-i\delta) & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{30}$$

... sans oublier de rajouter le produit par la matrice liée aux neutrinos de Majorana :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(i\phi_2/2) & 0 \\ 0 & 0 & \exp(i\phi_3/2+\delta) \end{pmatrix} \tag{31}$$

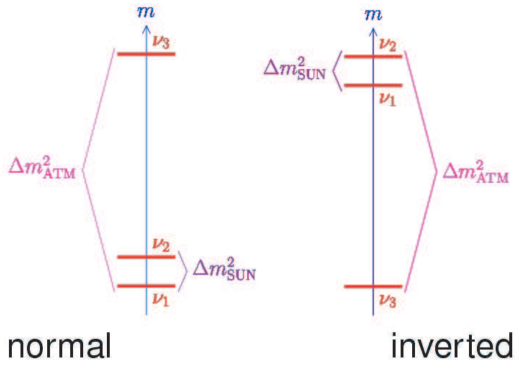


Figure 28. Schémas possibles de hiérarchie de masse des neutrinos (appelés respectivement “normal” et “inverse”) [72].

L'angle θ_{23} gouverne les oscillations des neutrinos atmosphériques, l'angle θ_{12} décrit les oscillations des neutrinos solaires et l'angle θ_{13} est un angle inconnu qui est borné par les expériences neutrino à courte distance (Chooz et Palo Verde).

La probabilité d'oscillation dans le vide de la formule (6) peut se réécrire :

$$P(\nu_l \to \nu_{l'}) = \sum_m U_{lm}^2 U_{l'm}^2 + \sum_{m' \neq m} U_{lm} U_{lm'} U_{l'm} U_{l'm'} \; cos 2\pi \frac{x}{l_{mm'}} \tag{32}$$

On peut alors calculer l'ensemble des probabilités d'oscillation dans le vide pour 3 neutrinos. Ces probabilités sont données en appendice.

Nous avons interprété les résultats des expériences solaires d'un côté et atmosphériques de l'autre en termes d'oscillation à 2 neutrinos, et cette interprétation est facilitée par le fait que θ_{13} est faible. Deux valeurs de Δm^2 ont été identifiées : $\Delta m^2_\odot$ et Δm^2_{atm}. La hiérarchie $\Delta m^2_\odot \ll \Delta m^2_{atm}$ donne deux schémas possibles pour la hiérarchie globale des masses de neutrinos, le schéma “normal” et le schéma “inverse” (représentés sur la figure 28), et on définit :

$$\Delta m^2_\odot = \Delta m^2_{12} \qquad\qquad \Delta m^2_{atm} \simeq \Delta m^2_{31} \simeq \Delta m^2_{32} \tag{33}$$

On appelle hiérarchie “normale” celle où la plus petite différence de masse est due aux 2 neutrinos les plus légers, alors que dans la hiérarchie “inverse”, la plus petite différence de masse est due aux 2 neutrinos les plus lourds. Notons que dans les analyses les auteurs prennent indifféremment Δm^2_{31} ou Δm^2_{32} (il s'agit en fait d'une moyenne des 2).

Les oscillations des neutrinos solaires dépendent seulement de la première ligne de la matrice de mélange de la formule (1) (U_{e1}, U_{e2}, U_{e3}). La hiérarchie $\Delta m^2_\odot \ll \Delta m^2_{atm}$ implique que les oscillations des neutrinos atmosphériques dépendent seulement de la dernière colonne $(U_{e3}, U_{\mu 3}, U_{\tau 3})$. Le seul lien entre les neutrinos solaires et les neutrinos atmosphériques est le terme U_{e3}, qui devient un élément-clé. Or l'expérience de Chooz [44] (et celle de Palo Verde) ont mis des contraintes importantes sur ce terme ($U_{e3}^2 < 5 \times 10^{-2}$ à 99.7 % de degré de confiance). Les ajustements globaux de l'ensemble des données expérimentales dans une analyse à 3 neutrinos ont été faits par plusieurs groupes, en particulier Gonzalez-Garcia et al. [73] et Fogli et al. [69]. La figure 29 illustre une telle analyse où l'on voit également l'impact des résultats de KamLAND et K2K.

A partir de l'ajustement global, il devient possible de déterminer une fourchette de paramètres pour les éléments de la matrice de mélange (à 90 % de degré de confiance). Nous donnons celle de la référence [73], mais il y a d'autres analyses, comme celle de Giunti [72].

$$U = \begin{pmatrix} 0.79 - 0.86 & 0.50 - 0.61 & 0. - 0.16 \\ 0.24 - 0.52 & 0.44 - 0.69 & 0.63 - 0.79 \\ 0.26 - 0.52 & 0.47 - 0.71 & 0.60 - 0.77 \end{pmatrix} \tag{34}$$

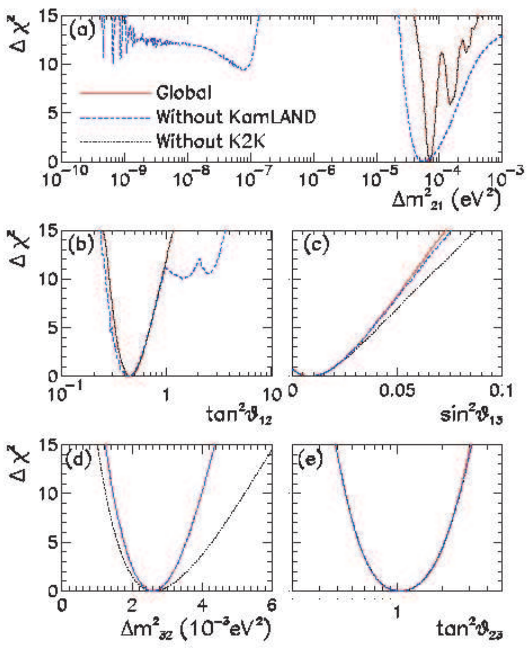


Figure 29. Analyse globale à 3 neutrinos des expériences d'oscillation [73]. Chaque panneau montre la dépendance en $\Delta\chi^2$ de chacun des 5 paramètres.

Les expériences d'oscillation ne déterminent pas l'échelle absolue des masses, elles ne donnent que des différences. La figure 30 montre les zones permises pour les valeurs des masses, en fonction de la valeur de masse la plus légère. Ces zones sont déterminées à partir des résultats des ajustements globaux. La ligne en trait plein correspond à la valeur centrale de l'ajustement. On voit que deux neutrinos au moins ont une masse supérieure à 7×10^{-3} eV. On voit également qu'un autre scénario est possible, celui où les masses sont "dégénérées", permettant des valeurs supérieures à 0,1 eV, tout en ayant des valeurs de Δm^2 faibles. Ce scénario n'a pour l'instant pas la faveur des pronostics et nous n'en dirons pas plus (peut-être nous en mordrons nous les doigts dans quelques années).

Comment accéder à la valeur absolue de la masse ? Il y a les méthodes directes dont nous avons déjà parlé et pour lesquelles le futur viendra de l'expérience KATRIN [6], l'observation des structures à grande échelle dans l'Univers primordial (voir plus loin) et la recherche de désintégrations $\beta\beta 0\nu$ si les neutrinos sont de Majorana (la détection des neutrinos de supernovae peut également s'avérer très utile comme on peut le voir par exemple dans la référence [75]).

La figure 31 présente les zones possibles pour la masse effective du neutrino mesuré dans les désintégrations β (déterminées également à partir des résultats des ajustements globaux), en fonction de la masse la plus légère dans les deux scénarios possibles. Dans le scénario "normal", $m_\beta = \sqrt{\Sigma |U_{ei}|^2 m_i^2}$ est compris entre 3×10^{-3} et 2×10^{-2} eV, alors que dans le scénario inverse, m_β est supérieur à 3×10^{-2} eV. Un premier objectif pour le futur est de descendre la limite actuelle jusqu'à 3×10^{-2} eV, pour trancher entre hiérarchie normale ou inverse. Ce sera difficile pour KATRIN dont l'objectif déjà ambitieux est d'atteindre 0,3 eV (mais qui sait ?). Comme on le verra un peu plus loin, cette région de quelques dizaines d'eV est déjà à portée de la cosmologie. Dans ce domaine, deux confirmations indépendantes ne seraient pas de trop.

Nous parlerons plus loin de la désintégration $\beta\beta 0\nu$.

Pour résumer notre connaissance des masses et revenir à la figure 1, faisons l'hypothèse d'une hiérarchie normale des masses. La masse du neutrino le plus lourd, ν_3, est prise comme $\sqrt{\Delta m^2_{atm}}$,

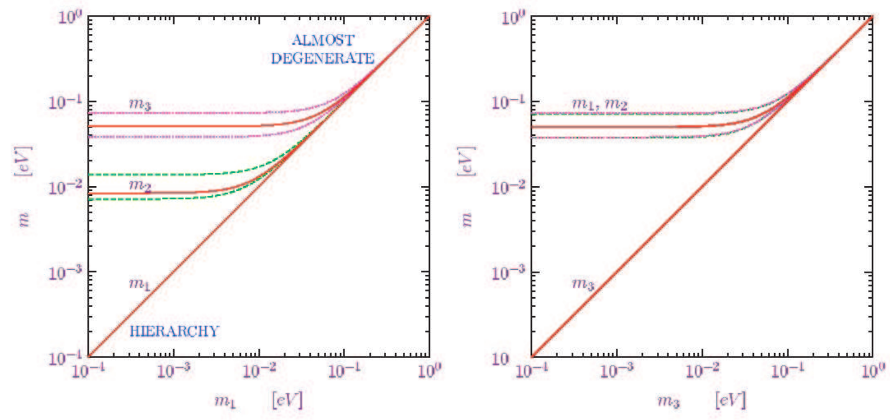


Figure 30. Valeurs de masses autorisées pour les masses de neutrinos, en fonction de la masse la plus légère (m_1 dans le scénario normal et m_3 dans le scénario inverse [72].

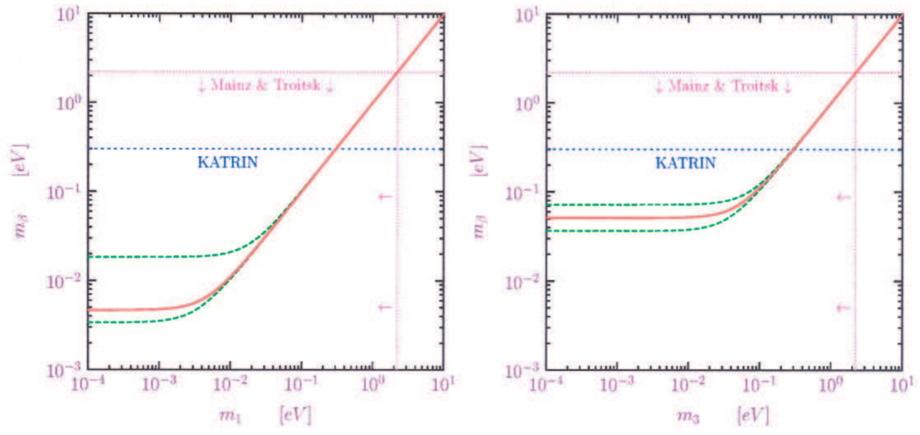


Figure 31. Masse effective obtenue dans les expériences tritium de désintégration β, en fonction de la masse la plus légère (m_1 dans le scénario normal et m_3 dans le scénario inverse [72].

c'est-à-dire environ 0,05 eV. Celle du neutrino intermédiaire, le ν_2, est prise comme $\sqrt{\Delta m^2_\odot}$, c'est-à-dire environ 0,008 eV. Pour la masse du plus léger, le ν_1, elle pourrait a priori est quasi nulle, mais les modèles de masse dont nous diront quelques mots plus loin, imposent des échelles raisonnables et elle pourrait être de l'ordre du meV (0,001 eV), difficilement inférieure à 10^{-4} eV.

6.2 Les approches théoriques.

Un des objectifs de la physique des particules est de comprendre le spectre des masses de fermions. La matrice de mélange CKM dans le secteur des quarks est donnée par le produit $V_u^\dagger V_d$, où V_u et V_d sont les transformations unitaires appliquées aux quarks u_L et d_L pour diagonaliser les matrices de masse des quarks u et d. De manière analogue dans le secteur des leptons, la matrice de mélange MNSP est donnée par le produit $V_L^\dagger V_\nu$ où V_L et V_ν sont les transformations unitaires appliquées aux leptons chargés "gauches" et aux neutrinos pour diagonaliser les matrices de masse des leptons chargés et des neutrinos. Dans le secteur des quarks, tous les angles de mélange sont petits et il y a

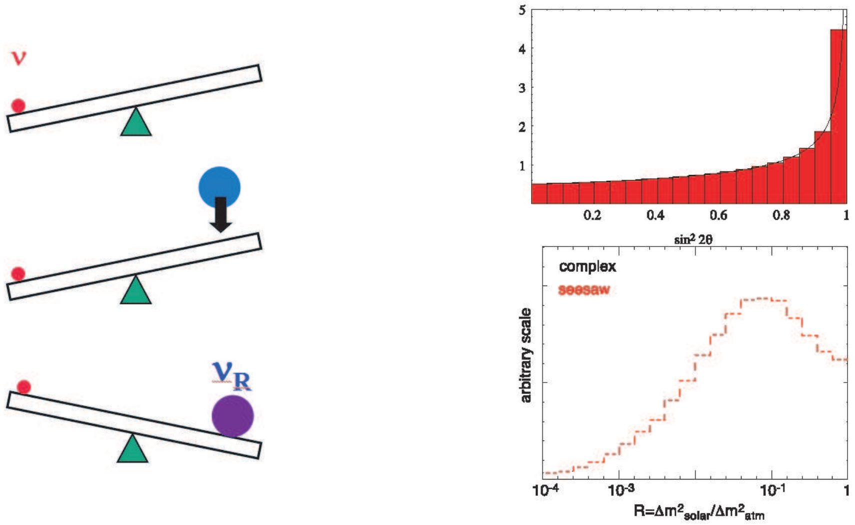


Figure 32. a) Dans le modèle standard, la masse du neutrino devrait être analogue à celle des autres particules (dessin du haut). Le mécanisme de seesaw introduit un neutrino droit (donc stérile) ν_R de masse élevée M (dessin du milieu). Le neutrino peut alors devenir très léger (dessin du bas). (D'après [2]). b) Distributions de $sin^2 2\theta_{23}$ et du rapport $\Delta m^2_{\odot}/\Delta m^2_{atm}$ calculées par Monte-Carlo pour des générations aléatoires de modèles de seesaw [77].

une hiérarchie de masse entre les générations. Dans le secteur des leptons, une hiérarchie de masse existe avec 2 angles de mélange grands et un petit. Une propriété remarquable des neutrinos est que leur masse est beaucoup plus petite que celle des leptons chargés, ce qui va compliquer la tâche des modèles de masse de fermions.

De nombreux modèles ont été inventés pour construire la masse des neutrinos. Les plus populaires aujourd'hui sont une classe de modèles basés sur le mécanisme de "seesaw" ("bascule" ou "tapecul" en français), inventé en 1979 [76] et particulièrement adapté aux théories de grande unification. La matrice de masse des neutrinos dans une base $\nu_L - \nu_R$ peut s'écrire :

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \tag{35}$$

où m_D est une masse de Dirac et m_R une masse de Majorana. Les valeurs propres des masses sont approximativement $-m_D^2/m_R$ et m_R. Si la masse du neutrino le plus léger est de l'ordre de $\sqrt{\Delta m^2_{atm}} \simeq 0.05$ eV, et la masse de Dirac celle du lepton le plus lourd, le τ, on a alors m_R vers 10^{11} GeV. Une autre possibilité intéressante pour m_D est la masse du quark top, ce qui porte m_R à 10^{15} GeV, proche de l'échelle de grande unification. Puisque les neutrinos droits (stériles) existent dans la plupart des modèles de grande unification, les modèles seesaw sont très séduisants. Une alternative possible existe dans les théories avec des dimensions supplémentaires.

La figure 32a schématise le principe du seesaw.

Récemment, des générations aléatoires de modèles de seesaw par Monte-Carlo ont donné des indications tout à fait surprenantes. Elles reproduisent assez bien à la fois l'angle de mélange maximal θ_{23} et le rapport des Δm^2 entre les neutrinos solaires et atmosphériques (proche de 0,1) comme le montre la figure 32b. Ce n'est pas une preuve, juste une indication que les modèles de seesaw sont une approche intéressante.

6.3 L'apport de la cosmologie

Si paradoxal que cela puisse paraître, à la suite en particulier des travaux de Hu et al. [78], la cosmologie est en mesure de donner des limites tout à fait compétitives sur la masse du neutrino et

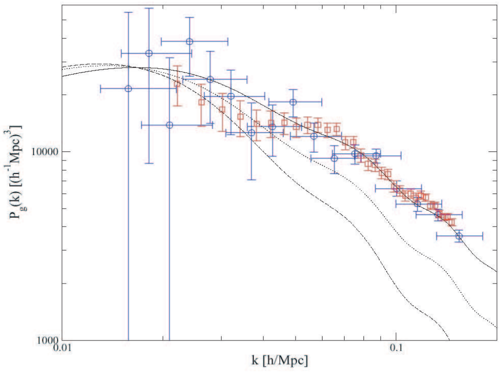


Figure 33. Spectre de puissance des galaxies. Les courbes correspondent aux prédictions pour des masses de neutrinos $\Sigma m_\nu = 0.28$ (meilleur ajustement), 1.5 et 3 eV (du haut vers le bas) [82].

pourrait apporter des surprises.

Les neutrinos ont été abondamment produits lors du big bang ; il y en a aujourd'hui 300 par cm^3 dans tout l'Univers, à une température d'environ 2 K. En fonction de leur masse, ils ont pu dans le passé être des germes plus ou moins importants d'accrétion de matière. Relativistes lors du découplage, ils n'ont pu se rassembler sur de petites échelles, mais ils ont pu jouer un rôle sur les grandes échelles, avec les autres particules, lorsqu'ils sont devenus non relativistes. C'est en explorant le spectre de puissance des galaxies que l'on peut voir l'influence quantitative de la masse des neutrinos. Les résultats récents des grands "surveys" que sont l'expérience "Two Degree Field Galaxy Redshift Survey" 2dFGRS [79] et l'expérience "Sloan Digital Sky Survey" SDSS [80] sont complétés dans l'interprétation par ceux de WMAP [81] qui étudie le fond diffus cosmologique sur une échelle différente mais contraint les paramètres de manière forte. Plusieurs analyses ont été faites et nous citons celle de Barger et al. [82] qui intègre les tous derniers résultats expérimentaux et donne une limite de 0,75 eV (à 2 σ) pour Σm_ν [82]. La figure 33 illustre cette analyse. L'expérience Planck, qui s'envolera en 2007, sera en mesure d'améliorer cette limite. Une conséquence est que la contribution des neutrinos à la matière noire de l'Univers est très faible ($\Omega_\nu < 0,01$).

6.4 Dirac ou Majorana : les expériences de double désintégration β

Le neutrino est-il sa propre antiparticule ? C'est sa nature, Dirac ou Majorana, qui est en jeu. Du point de vue théorique, il semble que la nature Majorana soit préférée. Du point de vue expérimental, la voie est tracée, mais semée d'embûches. Il s'agit de rechercher les désintégrations $\beta\beta0\nu$, dont l'amplitude est proportionnelle à la masse effective de Majorana :

$$|< m >|=| \Sigma U_{ei}^2 m_i | \tag{36}$$

Les désintégrations $\beta\beta$ avec émission de neutrinos sont des processus rares, mais autorisés et ont été observées pour une dizaine de noyaux.

Les désintégrations $\beta\beta0\nu$, $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-$, sont possibles si le neutrino émis à un vertex est absorbé à l'autre vertex, comme on le voit sur la figure 34a : il faut que le $\overline{\nu_{eR}}$ soit identique au ν_{eL} (que l'on appelle neutrino de Majorana ν_M).

La masse effective est déterminée expérimentalement à partir du calcul des éléments de matrice nucléaires $M^{0\nu}$ correspondants et de la demi-vie du processus $T_{1/2}^{0\nu}$:

$$< m_\nu >^2 = \frac{G^{0\nu} \mid M^{0\nu} \mid^{-2}}{T_{1/2}^{0\nu}} \tag{37}$$

Il y a plus de 20 ans que des expériences recherchent cette désintégration. Sa non observation permet de mettre des limites toujours plus élevées sur la vie moyenne $T_{1/2}^{0\nu}$, de l'ordre de 10^{25} ans.

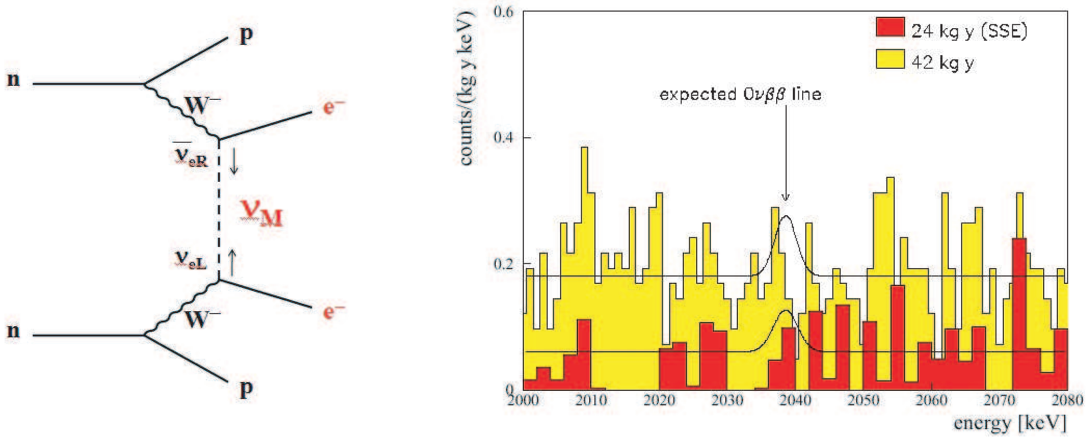


Figure 34. a) Diagramme de désintégration double β sans neutrinos. Le neutrino émis à un vertex est absorbé à l'autre vertex, ce qui n'est possible que si le neutrino est sa propre antiparticule, donc de Majorana, ν_M. b) Spectre obtenu par l'expérience Heidelberg-Moscou dans la recherche de la double désintégration β sans neutrinos [83]. La courbe pleine montre le signal attendu en cas de désintégration $\beta\beta 0\nu$.

Le signal attendu est un pic dans la distribution d'énergie des 2 électrons émis, autour de la "$Q_{\beta\beta}$-value". La difficulté principale consiste à combattre les bruits de fond qui pourraient simuler le signal et il est crucial de travailler avec des matériaux sévèrement sélectionnés sur le plan radioactif et de se mettre à l'abri dans des laboratoires souterrains, tout en ayant une très bonne résolution en énergie. La figure 34b présente le spectre obtenu par l'expérience Heidelberg-Moscou où le signal est recherché vers 2040 keV [l]. Les meilleures limites actuelles viennent de deux expériences utilisant des cristaux de germanium fortement enrichis en ^{76}Ge, l'expérience Heidelberg-Moscou [83] et l'expérience IGEX [84]. Elles donnent une limite proche : $< m_\nu > < 0.3 - 1.0$ eV, avec $T^{0\nu}_{1/2} > 1.9 \times 10^{-25}$ ans.

Les expériences en cours (démarrage en 2003) se nomment NEMO3 [85], dans le Laboratoire Souterrain de Modane et Cuoricino [86], dans le Laboratoire Souterrain du Gran Sasso. Leur objectif est d'atteindre une limite de 0.1-0.3 eV pour la masse effective. NEMO3 est un détecteur de traces dont la cible est constituée pour l'essentiel de 7 kg de molybdène enrichi en ^{100}Mo, ainsi que d'autres isotopes comme le ^{82}Se. Cuoricino est un détecteur bolométrique constitué de 13 kg de ^{130}Te sous forme de TeO_2. Des résultats préliminaires sont attendus en 2004.

Au-delà, il faut penser à des projets à l'échelle européenne ou mondiale qui ne verront pas le jour avant plusieurs années. Jusqu'où faut-il aller ? Jusqu'à la découverte bien sûr. En attendant, la figure 35, extraite de l'analyse récente de Pascoli et Petcov [87], illustre, en complément de la figure 31, les dernières prédictions sur la masse effective de Majorana attendue (les derniers résultats de SNO sont inclus dans l'ajustement) en fonction des différents scénarios (hiérarchie normale ou inverse).

On voit bien que la limite "magique" permettant d'apporter des informations sur le "pattern" de masse des neutrinos (ou bien sûr de mesurer un signal) est de quelques 10^{-2} eV. Elliott [88] décrit comment la prochaine génération est en mesure d'atteindre cet objectif. CUORE (760 kg de TeO_2) est en projet en Italie, à la suite de Cuoricino. GENIUS (ou une variante) est né à Heidelberg et propose de noyer une tonne de germanium enrichi dans l'azote liquide. EXO (Enriched Xenon Observatory) propose d'utiliser 10 tonnes de xénon enrichi en ^{136}Xe et de détecter le ^{136}Ba produit avec un laser. Majorana projette d'utiliser 500 kg de cristaux de germanium enrichi, dans la continuité des expériences actuelles. Citons également MOON (molybdène au Japon), un possible futur de NEMO, XMASS (dont nous avons parlé pour les neutrinos solaires), ... Mon avis personnel est que la communauté qui travaille dans ce domaine est encore trop morcelée et qu'il est important

[l]Une analyse très controversée par une partie de la collaboration a été publiée en 2002, annonçant une masse effective autour de 0,5 eV à partir des mêmes données, mais le specticisme est général dans la communauté.

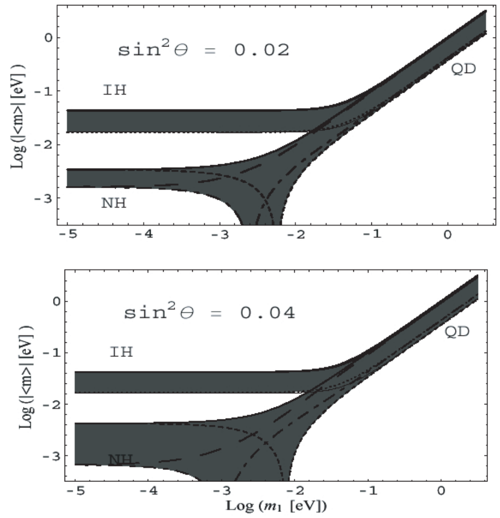


Figure 35. Masse effective de Majorana en fonction de m_1 pour différentes valeurs de $\sin^2\theta$. Le scénario normal (NH) et le scénario inverse sont représentés, ainsi que le scénario (QD) où les masses sont quasi-dégénérées. (D'après [87]).

Table 8. Situation actuelle et perspectives pour les paramètres caractérisant les neutrinos. D'après [54].

Observable	Valeur actuelle (95 % C.L.)	Perspective proche
θ_{23}	$45^o \pm 10^o$	$P(\nu_\mu \to \nu_\mu)$ - MINOS et CNGS
θ_{12}	$33^o \pm 3^o$	SNO (NC) et KamLAND
θ_{13}	$< 13^o$ si $\Delta m^2_{13} = 2 \times 10^{-3}$	Réacteurs (P($\overline{\nu_e} \to \overline{\nu_e}$)) et Long baseline ($P(\nu_\mu \to \nu_e)$)
Δm^2_{13}	$(2.0 - 2.5 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ eV^2	$P(\nu_\mu \to \nu_\mu)$ - MINOS et CNGS
Signe de Δm^2_{13}	?	$P(\nu_\mu \to \nu_e)$ et ($P(\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e})$)- Long baseline
Δm^2_{12}	$(7.3 \pm 1.0) \times 10^{-5}$ eV^2	KamLAND (P($\overline{\nu_e} \to \overline{\nu_e}$))
Signe de Δm^2_{12}	Connu via l'effet MSW : +	
δ (CP)	?	$P(\nu_\mu \to \nu_e)$ et ($P(\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e})$)- Long baseline
Majorana ?	?	Expériences $\beta\beta0\nu$
Φ_2	?	Expériences $\beta\beta0\nu$ (peut-être)
Φ_3	?	Sans espoir !
m_ν	$\Sigma m_\nu < 1$ eV	Cosmologie, Désintégration $\beta\beta0\nu$, Désintégration β

aujourd'hui de choisir la meilleure technique qui permettra d'atteindre (ou de tendre vers) 10^{-2} eV et de se regrouper. Gagner des "pouillèmes" n'est plus à l'ordre du jour, les neutrinos sont trop rusés.

L'autre "challenge" important dans ce domaine concerne le calcul des éléments de matrice nucléaires. Il est nécessaire si on veut interpréter correctement en termes de masse les valeurs de vie moyenne déterminées expérimentalement.

Citons pour terminer une revue assez complète sur la désintégration $\beta\beta0\nu$ par Elliott et Vogel [89].

6.5 Quid des autres propriétés des neutrinos ?

Nous résumons dans la table 8 notre connaissance actuelle des paramètres des neutrinos (y compris ceux qui concernent leur masse) et les perspectives à court et moyen terme pour aller plus loin.

Trois paramètres importants sont encore indéterminés : l'angle de mélange θ_{13}, le signe de Δm^2_{13}

et la phase de violation de CP, δ.

La mesure de θ_{13} fait l'objet d'un programme de recherche ambitieux à court et moyen terme. Il y a 2 approches, l'une utilisant les réacteurs, l'autre les accélérateurs. On peut consulter par exemple le travail de Huber et al. [90] pour une comparaison détaillée.

Dans l'approche "réacteurs", la probabilité d'oscillation s'écrit (en adaptant la formule A de l'appendice et en simplifiant les termes du second ordre) :

$$P(\overline{\nu_e} \to \overline{\nu_e}) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta m^2_{13} L}{4\,E} - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m^2_{12} L}{4\,E} \tag{38}$$

Plusieurs projets sont en préparation dans ce but à travers le monde (voir par exemple [91]). Le plus avancé, Double Chooz, est mené par une proto-collaboration comprenant pour l'instant des laboratoires français, allemands et russes. Il s'agit de refaire une expérience "à la Chooz", mais en mieux, en augmentant la statistique (ce n'est pas le plus difficile) et en réduisant les erreurs systématiques en dessous de 1 %. Pour cela deux détecteurs identiques placés à environ 150 m et environ 1 km sont proposés. La limite sur θ_{13} donnée par Chooz est actuellement d'environ 13^o ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.2$ à 90 % C.L.). Double Chooz ou une expérience analogue pourrait atteindre une limite de 5^o ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$à 90 % C.L.) ... ou en faire une première mesure ! Les expériences auprès des réacteurs ne peuvent rien dire sur la violation de CP.

L'autre approche consiste à utiliser les accélérateurs en recherchant l'apparition de ν_e dans l'oscillation $\nu_\mu \to \nu_e$. Cette recherche peut se faire avec les expériences en préparation comme MINOS, ICARUS ou OPERA (voir la section 5). La probabilité d'oscillation est directement proportionnelle à $\sin^2 2\theta_{13}$:

$$P(\nu_\mu \to \nu_e) \approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta m^2_{13} L}{4\,E} + ... \tag{39}$$

Ces expériences pourraient atteindre une limite du même ordre que les réacteurs. Mais les accélérateurs n'ont pas dit le dernier mot. Nous y reviendrons un peu plus loin.

Pour mesurer la violation de CP, δ, il faut utiliser les vieilles ruses de mesures d'asymétrie. Une formule de base possible est :

$$\frac{P(\nu_\mu \to \nu_e) - P(\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e})}{P(\nu_\mu \to \nu_e) + P(\overline{\nu_\mu} \to \overline{\nu_e})} \approx - \left(\frac{\sin 2\theta 12 \sin 2\theta_{23}}{2 \sin^2 \theta_{23}} \right) \left(\frac{\sin 2 \frac{\Delta m^2_{12} L}{4\,E}}{\sin 2\theta_{13}} \right) \sin\delta \tag{40}$$

Le premier terme entre parenthèses est de l'ordre de l'unité. La formule montre que pour mesurer δ il faut que le terme $\sin 2 \frac{\Delta m^2_{12} L}{4\,E}$ ne soit pas négligeable, et donc avoir des valeurs élevées de L/E. Il ne faut pas non plus que $\sin 2\theta_{13}$ soit trop faible (des calculs ont montré que θ_{13} devait être supérieur à 1^o ($\sin^2 2\theta_{13} > 0.0012$) pour que l'on puisse mesurer δ). Ce n'est pas nécessairement suffisant, car il reste des dégénérescences liées a) à l'ambiguité avec θ_{13} et b) au signe de Δm^2_{13}.

Les projets pour mesurer θ_{13} et δ sont envisagés pour la fin de la décennie. Ce sont les "superfaisceaux", qui combinent une intensité élevée et de nouveaux détecteurs placés à la distance adéquate (proche du premier pic de l'oscillation dominante qui se trouve à $\frac{\Delta m^2_{13} L}{4\,E} = \pi/2$). La longueur optimale est :

$$L = 620\,km\,\frac{E}{1\,GeV}\,\frac{2.0 \times 10^{-3}\,eV^2}{\Delta m^2_{13}}$$

Les deux projets principaux sont de "NuMI-off axis" à Fermilab et JPARC (anciennement JHF) au Japon. La sensibilité sur θ_{13} pourrait atteindre $2,5^o$ ($\sin^2 2\theta_{13} < 0.03$à 90 % C.L). Pour le Japon, la première phase envoie les neutrinos vers SuperKamiokande à partir de 2009. Dans le futur, mais on arrive au milieu de la prochaine décennie, un détecteur de l'ordre de la mégatonne, HyperKamiokande, pourrait être construit (phase 2 de JPARC). Un superfaisceau pourrait être également construit au CERN, le SPL, comme première phase d'une usine de neutrinos (voir plus loin), et diriger les neutrinos vers le Laboratoire Souterrain de Modane où pourrait être installé un détecteur de type mégatonne dans une nouvelle cavité (avec pour objectif une limite de 1^o ou $\sin^2 2\theta_{13} < 0.0012$).

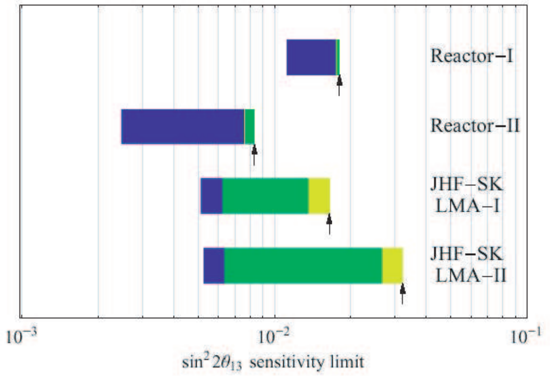


Figure 36. Sensibilité à la mesure de θ_{13} pour les différentes expériences projetées auprès des réacteurs (Reactor I correspond à quelque chose de semblable au projet Double Chooz actuel, 400 tonnes.GW.an, Reactor II à une luminosité 20 fois supérieure) ou des accélérateurs (JPARC vers SuperK ou NuMI off axis) [90]. La limite de gauche est purement statistique, les barres bleues correspondant aux erreurs systématiques, les vertes aux corrélations et les jaunes à la dégénérescence. Notons que la solution LMA-II évoquée n'est aujourd'hui plus d'actualité.

Une comparaison des performances que peuvent atteindre les réacteurs et les superfaisceaux est donnée sur la figure 36. Il y a eu un certain nombre de critiques sur la détermination des erreurs, et il ne faut probablement pas prendre cette figure au pied de la lettre. Elle offre néanmoins l'avantage de montrer l'importance d'une étude sérieuse des différentes erreurs, à toutes les étapes des expériences.

Une autre technique, les faisceaux radioactifs ("betabeams"), inventée par Zucchelli, est actuellement étudiée au CERN et en Europe sur un concept original : production et accélération d'ions radioactifs (^6He, ^{18}Ne), stockage dans des anneaux avec de longues sections droites pour qu'ils se désintègrent. Les avantages sont un faisceau très collimé de neutrinos, une contamination faible dans la saveur non souhaitée et un spectre en énergie bien connu (voir par exemple [92]).

La combinaison des faisceaux radioactifs et des des superfaisceaux de la prochaine décennie pourraient atteindre une limite inférieure à 1^o sur θ_{13}. Sans être trop optimiste, on peut espérer l'avoir mesuré avant. Il ne resterait plus que δ.

Les usines de neutrinos sont les technologies ultimes à mettre en œuvre pour compléter l'étude des oscillations des neutrinos (voir par exemple [93]). Il faut tout d'abord produire, accumuler et accélérer des muons à des énergies de quelques dizaines de GeV. Leur désintégration fournit des faisceaux quasi purs de neutrinos. La désintégration de μ^- par exemple ($\mu^- \rightarrow e^- \ \overline{\nu_e} \ \nu_\mu$) fournit des ν_μ et des $\overline{\nu_e}$ qui ne produiront lors de leur interaction que des e^+ et des μ^-. On signe alors facilement le canal $P(\overline{\nu_e} \rightarrow \overline{\nu_\mu})$ en observant des interactions avec des μ^+. De même avec un faisceau de μ^+, on pourra signer le canal $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$. Le bruit de fond attendu est de l'ordre de 10^{-5}, ce qui est un avantage indéniable par rapport aux faisceaux classiques ou aux superfaisceaux où la contamination est de l'ordre du %. En plaçant des détecteurs à plusieurs milliers de km, il devient possible de discriminer le signe de Δm^2_{13} et de mesurer la phase δ de violation de CP avec une bonne précision (voir par exemple [54]).

6.6 Quid de LSND : et s'il y avait 4 neutrinos ?

Nous avons volontairement passé sous silence le résultat de l'expérience LSND qui prétend avoir observé un signal d'oscillation dans le canal $\overline{\nu_\mu} \rightarrow \overline{\nu_e}$ dans une expérience à Los Alamos. L'expérience Karmen a balayé l'essentiel de la zone d'oscillation permise, et il reste une petite zone autorisée autour de $\Delta m^2 = 0.2 - 1.8 \ eV^2$ avec un angle de mélange $\sin^2 2\theta$ autour de 0.03. Fort heureusement, l'expérience MiniBoone, en cours de préparation à Fermilab, devrait y mettre bon ordre très prochainement. Interpréter un autre type d'oscillation dans une zone différente de paramètres n'est pas possible si on raisonne avec 3 neutrinos seulement. Il faut introduire un quatrième neutrino (stérile), ce qui est tout à fait autorisé sur le plan théorique. De nombreux schémas ont été imaginés pour s'accomoder du résultat de LSND. Je fais le pari que, si jolis soient-ils, ils seront bientôt remisés au magasin des accessoires.

7 Conclusion

La quête de la masse du neutrino a commencé il y a plus de 30 ans et a mobilisé de nombreuses équipes d'expérimentateurs, aiguillonnés par des théoriciens toujours plus inventifs. Elle a franchi ces dernières années des étapes décisives. Non seulement nous savons aujourd'hui que les neutrinos sont massifs, grâce à la mise en évidence de leurs oscillations dans les expériences de neutrinos solaires et de neutrinos atmosphériques, mais que leur masse est très faible (peut-être de l'ordre du meV (milli-électronvolt) pour la plus élevée).

Les prochaines années vont se consacrer à affiner la détermination de la matrice de mélange, en particulier celle de l'angle θ_{13} (si sa valeur est supérieure à $1\,^o$, la voie sera royale pour mesurer la violation de CP dans le secteur des neutrinos, sinon elle risque de rester un mystère à jamais). Réacteurs nucléaires, faisceaux long baseline, usines de neutrinos, autant de projets ambitieux qui se dessinent.

Du côté de la masse elle même, on attend beaucoup des expériences $\beta\beta0\nu$ (un résultat positif démontrerait que le neutrino est de Majorana), à moins que la cosmologie ou les supernovae ne nous réservent de belles surprises. Sur le plan théorique, si le mécanisme de seesaw n'était pas la clé, les théoriciens pourraient ouvrir leur besace, par exemple du côté des dimensions supplémentaires.

Bref ! ces particules facétieuses que sont les neutrinos ont encore de belles surprises à nous réserver dans les années qui viennent.

Quelques lectures complémentaires

Il est difficile d'être exhaustif sur un sujet aussi vaste ... et nous l'avons certainement pas été. Nous avons donné à plusieurs reprises dans le texte quelques conseils de lecture pour approfondir un sujet ou un autre. Nous ajoutons ici quelques références générales. Le cours de l'Ecole de Gif en 1992 [94] (2 tomes) est assez complet et mérite une mention spéciale. Nous le recommandons particulièrement pour ceux qui souhaitent s'investir dans la physique du neutrino, ou trouver une explication sur un point précis. Une approche plus "grand public" (... et qui aurait mérité une nouvelle édition !) est le livre "La lumière des neutrinos" [95], paru en 1995. Parmi les revues récentes, nous pouvons citer celle de Gonzalez-Garcia et Nir dans Review of Modern Physics [18], celle de Barger, Marfatia et Whisnant [54], qui, après une revue de la situation actuelle, développe de manière assez détaillée et assez claire le programme futur, et celle de Alberico et Bilenky [3], également très pédagogique, trois revues parmi d'autres qui nous ont inspiré pour la présente rédaction.

Remerciements

Je remercie Christian Lebrun, Cristina Volpe et le comité d'organisation de l'Ecole de m'avoir donné l'opportunité de préparer ce cours et de le donner dans un cadre aussi agréable. Pour quelqu'un tombé dans la marmite des neutrinos il y a plus de 25 ans, ces particules ont un pouvoir de fascination toujours renouvelé. De nombreuses personnes ont éclairé ma lanterne et permis de donner forme à ce manuscrit. Je suis heureux de remercier plus particulièrement Jacques Bouchez, Michel Cribier, Hervé de Kerret, Thierry Lasserre, Serguey Petcov, Jim Rich, Michel Spiro et Sylvaine Turck-Chièze pour les discussions passionnantes (et passionnées) que nous avons eues sur ce sujet.

Appendice : probabilités d'oscillation des neutrinos

Nous reproduisons ici l'ensemble des formules de probabilité de transition entre les trois familles de neutrinos (d'après la référence [54]).

On définit :

$$\Delta_{13} = \frac{\Delta m_{13}^2 L}{4\,E} \qquad\qquad \Delta_{12} = \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4\,E} \tag{41}$$

ainsi que le terme J, qui caractérise la violation de CP (et le terme K associé) :

$$J = \frac{1}{8}\cos\theta_{13}\sin 2\theta_{13}\sin 2\theta_{23}\sin 2\theta_{12}\sin\delta \qquad K = \frac{1}{8}\cos\theta_{13}\sin 2\theta_{13}\sin 2\theta_{23}\sin 2\theta_{12}\cos\delta \tag{42}$$

Les quatre premières équations suffisent. Les suivantes s'en déduisent en utilisant les lois de conservation $P(\nu_e \to \nu_e)+P(\nu_\mu \to \nu_e)+P(\nu_\tau \to \nu_e) = 1 = P(\nu_e \to \nu_e)+P(\nu_e \to \nu_\mu)+P(\nu_e \to \nu_\tau)$...

$$\begin{aligned} A = P(\nu_e \to \nu_e) = 1 &- \sin^2 2\theta_{13}\sin^2\Delta_{13} - (\cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{12} + \sin^2\theta_{12}\sin^2 2\theta_{13}) \times \sin^2\Delta_{12} \\ &+ \sin^2\theta_{12}\sin^2 2\theta_{13} \times (\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{12}\sin 2\Delta_{13} + 2\sin^2\Delta_{13}\sin^2\Delta_{12}) \end{aligned} \tag{43}$$

$$\begin{aligned} B = P(\nu_e \to \nu_\mu) = {} & \sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2\Delta_{13} + 4J(\sin 2\Delta_{12}\sin^2\Delta_{13} - \sin 2\Delta_{13}\sin^2\Delta_{12}) \\ & -(\sin^2\theta_{23}\sin^2\theta_{12}\sin^2 2\theta_{13} - 4K)[\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{12}\sin 2\Delta_{13} + 2\sin^2\Delta_{12}\sin^2\Delta_{13}] \\ & +[\cos^2\theta_{13}(\cos^2\theta_{23} - \sin^2\theta_{13}\sin^2\theta_{23})\sin^2 2\theta_{12} + \sin^2\theta_{23}\sin^2\theta_{12}\sin^2 2\theta_{13} \\ & -8K\sin^2\theta_{23}]\sin^2\Delta_{12} \end{aligned} \tag{44}$$

$$\begin{aligned} C = P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = 1 & - (\cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23} + \sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13})\sin^2\Delta_{13} \\ & +[\cos^2\theta_{13}(\cos^2\theta_{12} - \sin^2\theta_{12}\sin^2\theta_{23})\sin^2 2\theta_{23} + \sin^2\theta_{12}\sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13} \\ & -8K\sin^2 2\theta_{23}] \times (\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{12}\sin 2\Delta_{13} + 2\sin^2\Delta_{12}\sin^2\Delta_{13}) \\ & -[\sin^2 2\theta_{12}(\cos^2\theta_{23} - \sin^2\theta_{13}\sin^2\theta_{23})^2 + \sin^2\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23}(1 - \cos^2\delta\sin^2 2\theta_{12}) \\ & +2\sin\theta_{13}\sin 2\theta_{12}\cos 2\theta_{12}\sin 2\theta_{23}\cos 2\theta_{23}\cos\delta - 16K\sin^2\theta_{23}\sin^2\theta_{12} \\ & +\sin^2 2\theta_{23}\cos^2\theta_{13}(\cos^2\theta_{12} - \sin^2\theta_{13}\sin^2\theta_{12}) + \sin^2\theta_{13}\sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}]\sin^2\Delta_{12} \end{aligned} \tag{45}$$

$$\begin{aligned} D = P(\nu_\mu \to \nu_\tau) = {} & \cos^4\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23}\sin^2\Delta_{13} + 4J(\sin 2\Delta_{12}\sin^2\Delta_{13} - \sin 2\Delta_{13}\sin^2\Delta_{12}) \\ & -[\cos^2\theta_{13}\sin^2 2\theta_{23}(\cos^2\theta_{12} - \sin^2\theta_{13}\sin^2\theta_{12}) + 4K\cos 2\theta_{23}] \\ & \times[\frac{1}{2}\sin 2\Delta_{12}\sin 2\theta_{13} + 2\sin^2\Delta_{12}\sin^2\Delta_{13}] \\ & +[\sin^2 2\theta_{23}(\cos^2\theta_{12} - \sin^2\theta_{13}\sin^2\theta_{12})^2 \\ & +\sin^2\theta_{13}\sin^2 2\theta_{12}(1 - \sin^2 2\theta_{23}\cos^2\delta) + 4K\cos 2\theta_{23} \\ & +\sin\theta_{13}\sin 2\theta_{12}\cos 2\theta_{12}\sin 2\theta_{23}\cos 2\theta_{23}(1 + \sin^2\theta_{13})\cos\delta] \times \sin^2\Delta_{12} \end{aligned} \tag{46}$$

$$E = P(\nu_\tau \to \nu_\mu) = 1 - B - C \tag{47}$$

$$F = P(\nu_e \to \nu_\tau) = 1 - A - B \tag{48}$$

$$G = P(\nu_\mu \to \nu_e) = 1 - C - D \tag{49}$$

$$H = P(\nu_\tau \to \nu_e) = 1 - A - G = C + D - A \tag{50}$$

$$I = P(\nu_\tau \to \nu_\tau) = 1 - F - D = A + B - D \tag{51}$$

On a des formules analogues pour les antineutrinos, en remplaçant δ par $-\delta$.

On retrouve que dans la limite où θ_{13} tend vers 0, les oscillations $\nu_\mu \to \nu_\tau$ des neutrinos atmosphériques et les oscillations $\nu_e \to \nu_e$ des neutrinos solaires sont complètement découplées (elles sont déterminées par des paramètres indépendants, et chacune a la forme d'une oscillation à 2 neutrinos).

References

1. M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, Phys. Rev. 109 (1958) 1015.
2. H. Murayama, Physics World 15, vol. 5, May 2002, p. 35 ; H. Murayama, hep-ph/0210022.
3. W. M. Alberico and S.M.Bilenky, hep-ph/0306239 ; voir aussi S. M. Bilenky, C. Giunti and W. Grimus, hep-ph/9812360.
4. C. Weinheimer, hep-ex/0210050 ; C. Weinheimer, hep-ex/0306057.
5. V. A. Lobashev et al., Phys. Lett. B460 (1999) 227 ; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 91 (2001) 280.
6. A. Osipowicz et al., hep-ex/0109033.
7. K. A. Assamagan et al., Phys. Rev. D53 (1996) 6065.
8. R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Eur. Phys. J C2 (1998) 395.
9. B. Pontecorvo, "Inverse Beta Processes and Nonconservation of Lepton Charges", Sov. Phys. JETP 7 (1958) 7.
10. Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870.
11. A. Yu. Smirnov, "The MSW effect and solar neutrinos", hep-ph/0305106.
12. B. Kayser, Phys. Rev. D24 (1981) 110.
13. J. Rich, Phys. Rev. D48 (1993) 4318.
14. C. Giunti, "Theory of neutrino oscillations", hep-ph/0311241.
15. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17 (1978) 2369.
16. S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, Nuovo Cimento 9C (1986) 17.
17. H. A. Bethe, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1305.
18. M. C. Gonzalez-Garcia and Y .Nir, Rev. Mod. Phys. 75 (2003) 345.
19. J. N. Bahcall, "Neutrino Astrophysics", Cambridge University Press, 1989
20. D. D. Clayton, "Principles of stellar evolution and nucleosynthesis", McGraw-Hill, New York, 1968 ; C. J. Hansen and S. D. Kawaler, "Stellar interiors", Springer-Verlag, 1994
21. S. Turck-Chièze, W. Däppen, E. Fossat, J. Provost, E. Schatzman and D. Vignaud, Phys. Rep. 230 (1993) 57
22. J. N. Bahcall, M.H.Pinsonneault and S.Basu, Ap. J. 555 (2001) 990 ; J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 67 (1995).
23. S.Turck-Chièze et al., Ap. J. Lett. 555 (2001) L69 ; A.S.Brun, S.Turck-Chièze and P.Morel, Ap. J. 506 (1998) 913.
24. J. F. Beacom and S.J. Parke, Phys.Rev. D64 (2001) 091302.
25. B.T.Cleveland et al., Ap. J. 496 (1998) 505 ; K.Lande and P.Wildenhain, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 49.

26. M. Altmann et al., Phys. Lett. B490 (2000) 16 ; T. Kirsten, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 33.
27. GALLEX Collaboration, W. Hampel et al., Phys. Lett. B420 (1998) 114.
28. GALLEX Collaboration, W. Hampel et al., Phys. Lett. B436 (1998) 158.
29. J. N. Abdurashitov et al., Phys. Rev. C60 (1999) 055801 ; J. N. Abdurashitov et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4686 ; V. N. Gavrin, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 39.
30. J.N.Abdurashitov et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 4708.
31. Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1158 ; S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5651 (hep-ex/0103032) ; M. B. Smy, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 25 (hep-ex/0208004) ; M. Nakahata, talk donné à LowNu03, http://cdfinfo.in2p3.fr/Conferences/LowNu03/.
32. K. S. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1494.
33. M.Nakahata et al., Nucl. Instr. and Methods A421 (1999) 113.
34. The SNO Collaboration, J. Boger et al., Nucl. Instr. and Meth. A449 (2000) 172 (nucl-ex/9910016).
35. The SNO Collaboration, Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301 (nucl-ex/0106015).
36. The SNO Collaboration, Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301.
37. The SNO Collaboration, S. N. Ahmed, soumis à Phys. Rev. Lett. (nucl-ex/0309004)
38. V. N. Gribov et B. Pontecorvo, Phys. Lett. B28 (1969) 493.
39. J. N. Bahcall, P. I. Krastev and A. Yu. Smirnov, hep-ph0103179.
40. G.L. Fogli, E. Lisi, D. Montanino and A. Palazzo, Phys. Rev. D64 (2001) 093007 (hep-ph/0106247).
41. J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia and C. Peña-Garay, hep-ph/0106258 (July 2001).
42. P. I. Krastev and A. Yu. Smirnov, hep-ph/0108177.
43. G.Alimonti et al., Astroparticle Physics 16 (2001) 205 (hep-ex/0012030) ; G.Rannucci, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 91 (2001) 58.
44. M. Apollonio et al., Eur. Phys. J. C27 (2003) 331 (hep-ex/0301017).
45. A. Suzuki et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) B77 (1999) 171 ; http://www.awa.tohoku.ac.jp/KamLAND/.
46. KamLAND Collaboration, K. Eguchi et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802 (hep-ex/0212021).
47. J. N. Bahcall and C. Peña-Garay, JHEP 0311 (2003) 004 (hep-ph/0305159).
48. A. Bandyopadhyay, S. Choubey, S. Goswami, S. T. Petcov and D. P. Roy, hep-ph/0309174.
49. R.S.Raghavan, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3618 ; S.Schönert, Proc. of ICHEP 2000, Osaka, World Scientific, p. 975 ; R.S.Raghavan, hep-ex/0106054.
50. Y.Suzuki, preprint hep-ph/0008296.
51. G.Bellini, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 100 (2001) 87.
52. T. K. Gaisser and M. Honda, Ann. ReV. Nucl. Part. Sci. 52 (2002) 153 (hep-ph/0203272). T. K. Gaisser, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 109 (hep-ph/0209195).
53. R. Engel, T. K. Gaisser and T. Stanev, Phys. Lett. B472 (2000) 113.
54. V. Barger, D. Marfatia and K. Whisnant, hep-ph/0308123.
55. Y. Fukuda et al., Phys. Lett. B335 (1994) 237.
56. Ch. Berger et al., Phys. Lett. B245 (1990) 305.
57. S.Kasuga et al., Phys. Lett. B374 (1996) 238.
58. Y. Fukuda et al., Phys. Lett. B388 (1996) 397.
59. W.W.M.Allison et al., Phys. Lett. B391 (1997) 491 ; W.W.M.Allison et al., hep-ex/9901024.
60. Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562 (hep-ex/9807003).
61. T. Toshito, preprint hep-ex/0105023.
62. M. Goodman, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) B118 (2003) 99 ; M. Sanchez, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) B118 (2003) 461.
63. M. Ambrosio et al., Phys. Lett. B566 (2003) 35 (hep-ex/0304037).

64. M. Antonioli, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 100 (2001) 142 (hep-ex/0101040).
65. M. H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 041801.
66. M. V. Diwan, NuMI-CONF-GEN-886 ; D. Michael, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 189.
67. F. Arneodo et al., ICARUS Collaboration, hep-ex/0103008.
68. P. Strolin, http://operaweb.web.cern.ch/operaweb/documents/archive/operaspsc.pdf.
69. G. L. Fogli et al., hep-ph/0308055 ; G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo, A. N. Rotunno, hep-ph/0310012.
70. T. Kajita and Y. Totsuka, Rev. Mod. Phys. 73 (2001) 85.
71. http://hitoshi.berkeley.edu/neutrino/
72. C. Giunti, hep-ph/0308206.
73. M. C. Gonzalez-Garcia and C. Peña-Garay, hep-ph/0306001.
74. J. N. Bahcall, C. Gonzalez-Garcia and C. Peña-Garay, "Solar neutrinos before and after KamLAND", JHEP 0302 (2003) 009 (hep-ph/0212147).
75. A. Bandyopadhyay, S. Choubey, S. Goswami and K. Kar, hep-ph/0312315.
76. M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, in "Supergravity", ed. by F. van Nieuwenhuizen and D. Freedman, North-Holland, Amsterdam, 1979, p. 315 ; T. Yanagida, in "Proc. of the Workshop on Unified Theory and the Baryon Number of the Universe", KEK, Japon, 1979.
77. H. Murayama, hep-ph/0312096.
78. W. Hu, D. J. Eisenstein and M. Tegmark, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 5255 (astro-ph/9712057).
79. O. Elgaroy et al, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 061301, astro-ph/0204152.
80. M. Tegmark et al, astro-ph/0310725.
81. C. L. Bennett et al., astro-ph/0302207 ; G. Hinshaw et al., astro-ph/0302217 ; A. Kogut et al., astro-ph/0302213.
82. V. Barger, D. Marfatia and A. Tregre, hep-ph/0312065.
83. L. Baudis et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 41 (hep-ex/9902014).
84. C. E. Aalseth et al., Phys. Rev. D65 (2002) 092007 (hep-ex/0202026).
85. X. Sarazin, hep-ex/0006031 ; A. Barabash, talk à TAUP 2003, Seattle, septembre 2003 (http://mocha.phys.washington.edu/int-talk/WorkShops/TAUP03/).
86. C. Arnaboldi et al., hep-ex/0212053 ; S. Pirro, talk à TAUP 2003, Seattle, septembre 2003 (http://mocha.phys.washington.edu/int-talk/WorkShops/TAUP03/).
87. S. Pascoli and S. T. Petcov, hep-ph/0310003.
88. S. R. Elliott, nucl-ex/0312013.
89. S. R. Elliott and P. Vogel, hep-ph/0202264.
90. P. Huber et al., Nucl. Phys. B665 (2003) 487 (hep-ph/0303232).
91. Workshop on Future Low Energy Neutrino Experiments, Munich, Octobre 2003, http://www1.physik.tu-muenchen.de/lehrstuehle/T30d/events/reactor03/index.html
92. P. Zucchelli, Phys. Lett. B532 (2002) 166 ; J. Burguet-Castell et al., hep-ph/0312068.
93. S. Geer, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 223 ; hep-ph/0210113.
94. Ecole de Gif 1992. L'ensemble du cours est très complet. Voir en particulier le cours de J.Bouchez, intitulé "La physique du neutrino auprès des réacteurs nucléaires", mais qui développe de manière détaillée les oscillations des neutrinos et l'effet MSW. Ce cours est plus ou moins épuisé (sauf dans certaines bibliothèques), mais est partiellement disponible sur le web à l'adresse : http://nuspp.in2p3.fr/ (dernière ligne de la page).
95. M. Cribier, M. Spiro, D. Vignaud, "La lumière des neutrinos", Editions du Seuil (Paris), 1995.