

UNIVERSITÉ LAVAL

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE, DE GÉNIE PHYSIQUE ET  
D'OPTIQUE

PHY-3501 – PHYSIQUE DES PARTICULES

---

# Les neutrinos, ces particules insaisissables

---

Vincent GRÉGOIRE  
111 155 190

Anthony ROUX  
111 158 456

Benoît TURCOTTE  
111 155 718

*Professeur :*  
Luc MARLEAU

16 avril 2019



UNIVERSITÉ  
LAVAL



# Table des matières

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introduction</b>                                 | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Sources de neutrinos (Anthony Roux)</b>          | <b>2</b>  |
| 2.1      | Qu'est-ce qu'un neutrino?                           | 2         |
| 2.2      | Sources naturelles                                  | 3         |
| 2.2.1    | Géologique  | 3         |
| 2.2.2    | Atmosphérique                                       | 4         |
| 2.2.3    | Solaire   | 5         |
| 2.2.4    | Supernova   | 6         |
| 2.2.5    | Big Bang  | 8         |
| 2.3      | Sources artificielles                               | 8         |
| 2.3.1    | Réacteur nucléaire                                  | 8         |
| 2.3.2    | Accélérateur de particules                          | 9         |
| 2.3.3    | Arme nucléaire                                      | 11        |
| <b>3</b> | <b>Détection de neutrinos (Benoit Turcotte)</b>     | <b>12</b> |
| 3.1      | Aperçu historique                                   | 12        |
| 3.2      | Observatoire de neutrinos de Sudbury                | 13        |
| 3.2.1    | Construction et calibration du SNO                  | 14        |
| 3.3      | Utilisation de l'eau lourde                         | 16        |
| 3.4      | E et Tcherenkov                                     | 17        |
| 3.5      | Détecteur Tcherenkov                                | 19        |
| 3.6      | Détection de neutrinos au SNO                       | 20        |
| 3.7      | Résultats du SNO                                    | 21        |
| <b>4</b> | <b>Oscillations de neutrinos (Vincent Grégoire)</b> | <b>23</b> |
| 4.1      | Principes mathématiques                             | 23        |
| 4.1.1    | Valeurs propres de saveurs et de masses             | 23        |
| 4.1.2    | Matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata             | 24        |

---

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 4.1.3    | Propagation des différentes saveurs dans le vide . . . . .     | 25        |
| 4.2      | Observations de l'oscillation des neutrinos . . . . .          | 29        |
| 4.2.1    | Problème des neutrinos solaires et $e$ et MSW . . . . .        | 29        |
| 4.2.2    | Oscillation des neutrinos atmosphériques . . . . .             | 30        |
| 4.2.3    | Résultats expérimentaux pour les éléments de matrice . . . . . | 30        |
| <b>5</b> | <b>Conclusion</b>  | <b>33</b> |

# 1 Introduction

Le neutrino est une particule qui fut proposée en 1930 par Wolfgang Ernst Pauli alors que les physiciens cherchaient à expliquer comment la désintégration  $\beta^+$  puisse respecter les lois de conservation d'énergie, quantité de mouvement et moment angulaire. Il postula qu'une nouvelle particule à ce jour indéfectée soit impliquée dans le mécanisme de désintégration  $\beta^+$  : il la nomma neutron. À l'époque, la particule que l'on connaît aujourd'hui comme le neutron n'était pas encore découverte et son rôle dans la désintégration  $\beta$  n'était pas encore connu. Ainsi, suite à la découverte du neutron par James Chadwick en 1932, la particule initialement proposée par Pauli fut renommée neutrino par Enrico Fermi, un peu à la blague, pour signifier petit neutron.

Depuis cette proposition initiale, plusieurs travaux furent effectués, autant théoriques qu'expérimentaux, afin de mieux comprendre les neutrinos. Dans ce travail, nous regarderons comment les neutrinos sont produits, comment nous pouvons les détecter et comment un changement de saveur pourrait expliquer les résultats expérimentaux.

## 2 Sources de neutrinos (Anthony Roux)

On estime qu'il y a des centaines de milliards de neutrinos qui traversent le corps humain à chaque seconde. La majorité de ces particules sont d'origine solaire, mais il existe plusieurs autres sources, naturelles et artificielles, qui produisent ces fermions. Du fin fond de l'Univers à la Terre elle-même, des neutrinos se propagent dans l'espace et révèlent beaucoup de secrets sur un vaste ensemble de sujets de recherche à ce jour.

Bien comprendre les sources de neutrinos et leur procédé de création s'avère très important pour bien les caractériser et les utiliser. Dans cette section, des sources naturelles et artificielles de neutrinos seront présentées ainsi que les réactions impliquées.

### 2.1 Qu'est-ce qu'un neutrino ?

Le neutrino est une particule de spin demi-entier qui appartient à la famille des leptons, car il interagit seulement via l'interaction faible et la gravité. Cette particule possède une charge nulle, donc elle n'interagit pas non plus avec l'interaction électromagnétique. De sa charge nulle ainsi que de sa masse extrêmement faible, elle est considérée comme le petit neutron, d'où le nom *neutrino*. L'hypothèse concernant la masse non nulle du neutrino a été confirmée après avoir observé une oscillation entre différents saveurs de neutrinos. Il existe trois saveurs de neutrinos connues, soit le neutrino électronique  $\nu_e$ , muonique  $\nu_\mu$  et tauique  $\nu_\tau$ . Ces trois saveurs correspondent aux états propres du lagrangien d'interaction — les seules solutions possibles de l'interaction faible. À chaque saveur de neutrino est associée une antiparticule de la même saveur. On estime la somme des masses des trois saveurs combinées comme

$$M_{\nu_e} + M_{\nu_\mu} + M_{\nu_\tau} \leq 0,120 \text{ eV}/c^2 ,$$

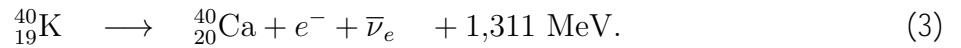
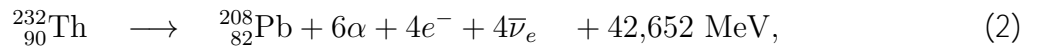
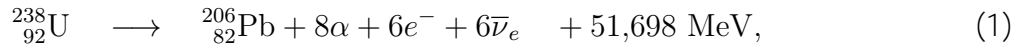
avec un pourcentage de confiance de 95% [1]. Les neutrinos ont une hélicité gauche, alors que les antineutrinos ont une hélicité droite. L'hélicité se définit comme étant la projection du spin  $\vec{S}$  sur la direction de la quantité de mouvement  $\vec{p}$ . L'équation s'écrit comme :  $\vec{S} \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$ . Ainsi, nous obtenons -1 pour les neutrinos et +1 pour les antineutrinos.

Malgré ces informations, les neutrinos restent tout de même mystérieux et quelques-unes de leurs propriétés demeurent encore indéfinies, comme l'existence du neutrino stérile, qui interagit seulement via la gravité et qui pourrait être un candidat pour expliquer la matière noire.

## 2.2 Sources naturelles

### 2.2.1 Géologique

Une première source abondante de neutrino est la planète Terre elle-même. Les neutrinos et antineutrinos émergeant de la croûte terrestre sont appelés *géoneutrinos*. Plus précisément, les géoneutrinos sont des neutrinos électroniques  $\nu_e$  et des antineutrinos électroniques  $\bar{\nu}_e$  produits par radioactivité- $\beta$ . Ils procurent beaucoup d'informations concernant la composition de l'intérieur de la Terre, plus particulièrement sur les éléments impliqués dans les désintégrations radioactives suivantes :



L'énergie en surplus représente de la chaleur radiogénique. Cette chaleur alimente le manteau de la Terre et guide les plaques tectoniques. L'étude des géoneutrinos s'avère donc très importante en géophysique pour monitorer les mouvements sous la surface terrestre.

De plus, l'abondance des éléments U, Th et K, déterminée en mesurant le flux d'antineutrinos produits par radioactivité- $\beta$ , nous permet de mieux comprendre la dynamique terrestre ainsi que la formation de la Terre elle-même dans le système solaire [2]. Ainsi, les géoneutrinos permettent de restreindre les hypothèses qu'ont les géophysiciens sur ces sujets. Une manière de calculer l'abondance des éléments présentés précédemment est de mesurer le flux d'antineutrinos provenant de la terre. Comme nous connaissons les réactions (1), (2) et (3), nous pouvons reconstruire les réactions et déterminer d'où proviennent les antineutrinos.

Le flux d'antineutrinos électroniques géologiques  $\Phi_X(\mathbf{r})$  peut être calculé comme

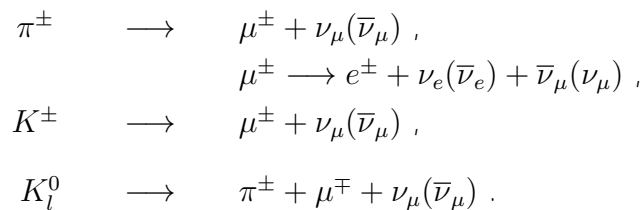
$$\Phi_X(\mathbf{r}) = \frac{n_X \lambda_X \langle P \rangle}{4\pi} \int_{\Omega} \frac{a_X(\mathbf{r}') \rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} d\mathbf{r}', \quad (4)$$

où  $n_X$  est le nombre d'antineutrinos par chaîne radioactive,  $\lambda_X$  est la constante de désintégration,  $a_X$  est l'abondance du radioisotope,  $\rho$  est la densité de l'échantillon et  $\langle P \rangle$  représente la probabilité moyenne de survivabilité. Cette probabilité est estimée à  $\langle P \rangle = 0,544$  en assumant que la taille de la région source du signal est beaucoup plus grande que la longueur

de l'oscillation d'un neutrino (cette longueur dépend de l'énergie du neutrino). Le vecteur  $\mathbf{r}$  représente la distance entre  $\bar{\nu}_e$  et le noyau du radioisotope  $X$  qui se trouve à une distance  $\mathbf{r}'$  dans l'espace  $\Omega$  [3].

### 2.2.2 Atmosphérique

La Terre est dotée d'une couche atmosphérique qui la protège des rayons cosmiques. Ces rayons cosmiques, principalement composés de protons, interagissent avec les noyaux en haute atmosphère et créent des neutrinos de différentes saveurs, soient électroniques et muoniques (voir figure 1). Ces neutrinos sont créés principalement par les interactions suivantes :



La désintégration des kaons  $K^\pm$  et  $K_l^0$  est présente, mais très faible comparativement à la désintégration des pions  $\pi^\pm$  [4]. Pour chaque désintégration d'un pion chargé  $\pi^-$ , un neutrino et antineutrino muonique sont produits ( $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$ ) ainsi qu'un neutrino ou antineutrino électronique ( $\nu_e$  ou  $\bar{\nu}_e$ ) [5].

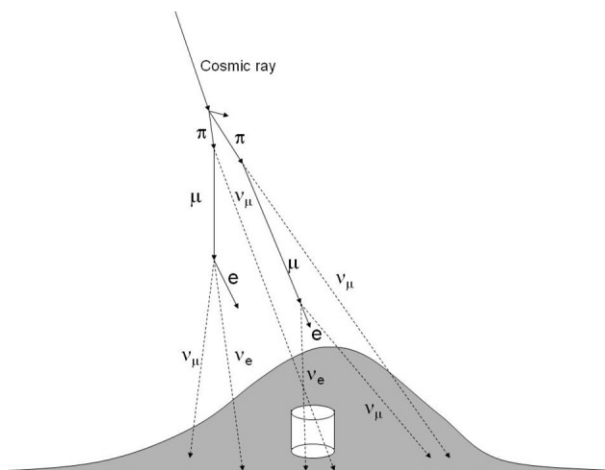


FIGURE 1 – Image schématisant la création de neutrinos atmosphériques lors de l'entrée de rayons cosmiques dans l'atmosphère [5].

Ainsi le rapport  $R_\nu$  prédit entre ces deux saveurs pour des neutrinos de basses énergies se définit comme



$$R_\nu = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \sim 2.$$

Ce ratio tient seulement pour des énergies en dessous de 1 GeV [5]. Après ce seuil, le ratio augmente considérablement, car la probabilité qu'un muon atteigne la Terre avant de se désintégrer augmente.

Pour le flux de neutrinos de hautes énergies (1 - 3000 GeV), une superposition des flux de protons et neutrons est utilisée. Comme ce travail ne s'intéresse pas seulement aux calculs reliés aux neutrinos atmosphériques, seulement la réponse finale nous intéresse. Ainsi, nous pouvons exprimer le flux de neutrinos ou d'antineutrinos atmosphériques par

$$F_\nu(E_\nu) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} [\eta_\nu^p(E, E_\nu, \theta) \times F_p(E) + \eta_\nu^n(E, E_\nu, \theta) \times F_n(E)] dE \quad (5)$$

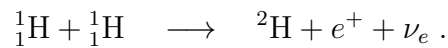
et

$$F_{\bar{\nu}}(E_\nu) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} [\eta_{\bar{\nu}}^p(E, E_\nu, \theta) \times F_p(E) + \eta_{\bar{\nu}}^n(E, E_\nu, \theta) \times F_n(E)] dE. \quad (6)$$

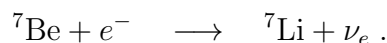
Ici,  $F_{\nu(\bar{\nu})}$  représente le flux de neutrinos (et antineutrinos) électroniques ou muoniques,  $F_p$  et  $F_n$  représentent les flux de protons et de neutrons. L'énergie minimale est l'énergie du neutrino et l'énergie maximale est posée à 1000 TeV. La fonction  $\eta_\nu^p(E, E_\nu, \theta)$  indique le rendement- $\nu$  des protons entre une région d'énergie  $E_\nu$  et  $E_\nu + dE_\nu$  créée par un proton d'énergie  $E$  incident avec un angle de zénith  $\theta$  [4].

### 2.2.3 Solaire

En 1920, Arthur Eddington propose une théorie qui suggère qu'une réaction proton-proton est à la base de la fusion nucléaire présente dans le Soleil. Les réactifs de la réaction proton-proton sont deux atomes d'hydrogène. Le produit devient



De cette réaction émergent 86 % des neutrinos solaires détectés provenant de la chaîne proton-proton [6]. Le 14 % restant provient d'une réaction qui survient plus tard entre du béryllium et un électron comme suit

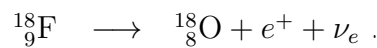
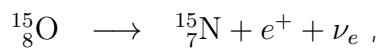
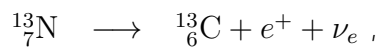


Finalement, 0,02 % des neutrinos solaires de la chaîne proton-proton proviennent de la réaction



où l'astérisque \* signifie un état excité. Avec ces trois réactions, nous constatons que le Soleil produit seulement des neutrinos électroniques  $\nu_e$ .

Par contre, les neutrinos solaires ne proviennent pas tous de la chaîne proton-proton. En effet, le cycle CNO, pour carbone (C), azote (N) et oxygène (O), produit lui aussi des neutrinos. Parmi les réactions qui ont lieu dans ce cycle, les plus importantes productrices de neutrinos sont



La figure 2 représente le flux détecté sur Terre pour chacune de ces réactions.

#### 2.2.4 Supernova

Une supernova survient lorsqu'une étoile ayant une masse entre 8 et 15 masses solaires implose dû à un manque de carburant thermonucléaire qui soutient la fusion nucléaire. Ainsi, la force gravitationnelle de l'étoile prend le dessus et elle s'effondre sur elle-même. Cet effondrement génère tellement d'énergie que les réactions présentées au tableau 1<sup>1</sup> surviennent.

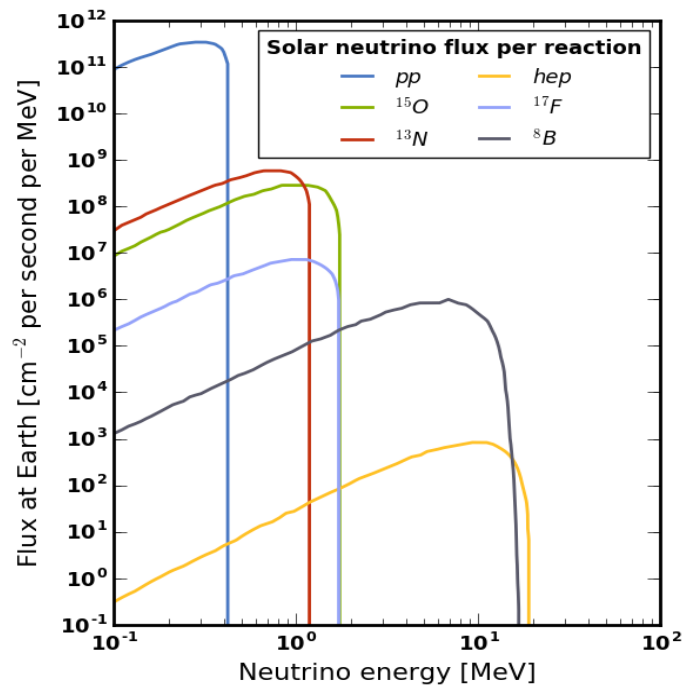


FIGURE 2 – Représentation graphique du flux de neutrinos détecté sur Terre en fonction de l'énergie des neutrinos électroniques pour les réactions principales présentes dans le cycle pp et le cycle CNO [7].

Tableau 1 – Réactions produisant des neutrinos lors d'une supernova

| Procédé  | Réaction <sup>†</sup>   |
|--|---|
| <b>Radioactivité-<math>\beta</math> (Processus URCA)</b> |   |
| Absorption $e^-$ et $\nu_e$ par noyau                    | $e^- + (A, Z) \longleftrightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$                               |
| Capture $e^-$ et $\nu_e$ par nucléon                     | $e^- + p^+ \longleftrightarrow n + \nu_e$   |
| Capture $e^+$ et $\bar{\nu}_e$ par nucléon               | $e^+ + n \longleftrightarrow p^+ + \bar{\nu}_e$                                     |
| <b>Production de paires et processus d'annihilation</b>  |   |
| Nucléon-Nucléon bremsstrahlung                           | $N + N \longleftrightarrow N + N + \nu + \bar{\nu}$                                 |
| Production paire $e^- - e^+$                             | $e^- + e^+ \longleftrightarrow \nu + \bar{\nu}$                                     |
| Pair-neutrino par plasmon                                | $\bar{\gamma} \longleftrightarrow \nu + \bar{\nu}$                                  |
| <b>Réactions entre neutrinos</b>                         |   |
| Annihilation pair-neutrino                               | $\nu_e + \bar{\nu}_e \longleftrightarrow \nu_X + \bar{\nu}_X$                       |
| Di usion neutrino  | $\nu_X + \{\nu_e, \bar{\nu}_e\} \longleftrightarrow \nu_X + \{\nu_e, \bar{\nu}_e\}$ |
| <b>Processus de diffusion avec une autre particule</b>   |   |
| Di usion neutrino avec noyau                             | $\nu + (A, Z) \longleftrightarrow \nu + (A, Z)$                                     |
| Di usion neutrino avec nucléon                           | $\nu + N \longleftrightarrow \nu + N$   |
| Di usion neutrino avec $e^-$ et $e^+$                    | $\nu + e^\pm \longleftrightarrow \nu + e^\pm$                                       |

<sup>†</sup>  $N$  signifie nucléons, c.-à-d.  $n$  ou  $p^+$ ,  $\nu \in \{\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau\}$ ,  $\nu_X \in \{\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau\}$

Nous remarquons qu'une supernova peut produire toutes les saveurs de neutrinos. En fait, il est possible de calculer le flux de neutrinos atteignant la Terre pour chaque saveur. Si l'énergie moyenne ainsi que la luminosité du neutrino diminuant avec le temps se produit sur une échelle de temps supérieure à la durée de « l'explosion » du flux de neutrinos d'une saveur  $\alpha$ , alors le flux de neutrinos  $F_\alpha^0$  peut être décrit comme la distribution de Fermi-Dirac

$$F_\alpha^0(E, T_\alpha, L_\alpha, D) = \frac{L_\alpha}{4\pi D^2 T_\alpha^4 F_3} \frac{E^2}{e^{E/T_\alpha} + 1}, \quad (7)$$

où  $E$  est l'énergie du neutrino,  $T_\alpha$  est la température du gaz de  $\nu_\alpha$  dans la neutrinosphère et  $L_\alpha$  est l'énergie totale relâchée dans  $\nu_\alpha$ . La variable  $D$  représente la distance entre la supernova et la Terre. La quantité  $F_3$  est définie comme  $F_3 = 7\pi^4/120 \simeq 5,68$  [9].

1. Ce tableau est tiré de l'article *Neutrino Emission from Supernovæ* par Hans-Thomas Janka [8].

### 2.2.5 Big Bang

Les neutrinos qui ont été produits lors du Big Bang représentent le fond cosmologique de neutrinos. Ils ont une énergie très faible, de l'ordre du  $\text{meV}$ . Cette très basse énergie rend leur détection très difficile.

Lors du Big Bang, l'univers était seulement composé de neutrinos, d'électrons, de protons et de photons. Comme les neutrinos n'interagissent pas avec la matière, ils sont les premiers à s'être découplés de la soupe de particules. Comparativement au fond diffus cosmologique (CMB), qui représente le découplage des premiers photons environ 380 000 ans après le Big Bang, les neutrinos forment leur propre fond cosmologique, le fond cosmologique de neutrinos ( $C\nu B$ ). L'existence du  $C\nu B$  pourrait être confirmée en étudiant le CMB. En effet, les premiers neutrinos produiraient des régions plus froides ou plus chaudes dans le CMB [10]. De plus, une autre manière de détecter des neutrinos du  $C\nu B$  est en utilisant du tritium.

Le tritium,  ${}^3\text{H}$ , est un atome d'hydrogène avec deux neutrons en plus. Naturellement, le  ${}^3\text{H}$  va se désintégrer et émettre un électron. Par contre, lorsqu'un neutrino réagit avec du tritium, la désintégration est forcée et l'énergie de l'électron émis est proportionnelle à l'énergie du neutrino. Ainsi, il est possible de distinguer une désintégration naturelle du tritium et une désintégration forcée par un neutrino [11].

## 2.3 Sources artificielles

### 2.3.1 Réacteur nucléaire

La première et la plus importante source de neutrinos artificielles est le réacteur nucléaire. Les neutrinos émergeant des réacteurs nucléaires sont en fait des antineutrinos électroniques  $\bar{\nu}_e$ .

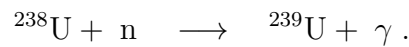
Tout d'abord, l'énergie du réacteur est générée par fission nucléaire induite par des neutrons. Ce procédé est maintenu en créant d'autres neutrons par fission nucléaire. Ce sont les isotopes  ${}^{235}\text{U}$  et  ${}^{238}\text{U}$  qui forment la base de la fission nucléaire. Le  ${}^{238}\text{U}$ , en capturant des neutrons, va produire les isotopes  ${}^{239}\text{Pu}$  et  ${}^{241}\text{Pu}$ . Ces quatre isotopes seront utiles à la formation des antineutrinos électroniques [12].

Maintenant, comment sont formés les antineutrinos? En fait, il s'agit encore d'une radiation- $\beta$ , où un neutron libre va aller se lier avec un isotope d'uranium ou de plutonium pour se convertir en proton et émettre un électron ainsi qu'un antineutrino électronique. Une réaction possible peut ressembler à ceci :

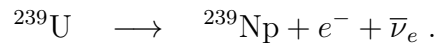


Comme chaque isotope produit environ deux à trois neutrons par seconde [12] et considérant que ces neutrons vont faire de la radiation- $\beta$ , on constate rapidement qu'un flux important d'antineutrinos électroniques serait émis par un réacteur nucléaire.

Un autre procédé qui augmente le flux d'antineutrinos électroniques émis par un réacteur nucléaire est la capture de neutron. En effet, nous avons vu que le  ${}^{238}\text{U}$  peut produire du plutonium, mais aussi du  ${}^{239}\text{U}$  par la réaction



Cet isotope d'uranium peut, à son tour, produire de la radiation- $\beta$ . Ainsi, il peut produire la réaction suivante :



Par la suite, neptunium-239 produit, lui aussi, de la radiation- $\beta$  pour produire des anti-neutrinos électroniques. Finalement, on estime qu'en moyenne 6  $\bar{\nu}_e$  sont produits par fission nucléaire, donc environ  $2 \times 10^{20}$   $\bar{\nu}_e$  sont émis chaque seconde [12].

### 2.3.2 Accélérateur de particules

En ce moment, c'est environ 30 000 accélérateurs de particules qui sont en fonction. Ils sont particulièrement utilisés pour mener des expériences en physique des particules, mais aussi pour traiter le cancer ainsi que d'autres applications industrielles. Dans notre cas, ce sont les gros accélérateurs de particules, comme le Grand collisionneur de hadrons qui a confirmé l'existence du boson de Higgs, qui nous intéresse.

En effet, il est possible de produire un faisceau intense de neutrinos en collisionnant des protons sur une cible. Seulement trois accélérateurs de particules sont capables de produire d'intenses faisceaux de neutrinos : Japan Proton Accelerator Research Center (J-PARC), Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) et Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab).

Le procédé de création des neutrinos muoniques  $\nu_\mu$  à partir d'un accélérateur de particules est fort simple. Tout d'abord, des protons sont accélérés et bombardent une cible de graphite. Les protons vont collisionner avec des atomes de carbone C pour produire des mésons  $\pi^\pm$

et des kaons  $K$ . Les mésons vont ensuite se propager dans une corne magnétique qui permet de sélectionner les pions désirés avec un champ magnétique  $\mathbf{B}$  pour filtrer les kaons ainsi que les pions négatifs  $\pi^-$ . Ne restant que des pions positifs  $\pi^+$ , ils se désintègrent dû à leur courte durée de vie de  $(2,6033 \pm 0,0050) \text{ s}$  [13]. Comme nous avons vu précédemment dans la sous-section 2.2.2, le pion  $\pi^+$  se désintègre selon la réaction



Comme nous désirons seulement un faisceau de  $\nu_\mu$ , nous devons écarter les muons  $\mu^+$ . Ainsi, un mur de béton et d'acier est placé à la sortie du tuyau de radiation pour ralentir et absorber les muons. Comme les neutrinos peuvent passer à travers la matière, nous nous retrouvons avec un faisceau composé seulement de neutrinos muoniques après le mur. Un schéma du trajet des particules a été conçu à la figure 3 pour bien illustrer les étapes.

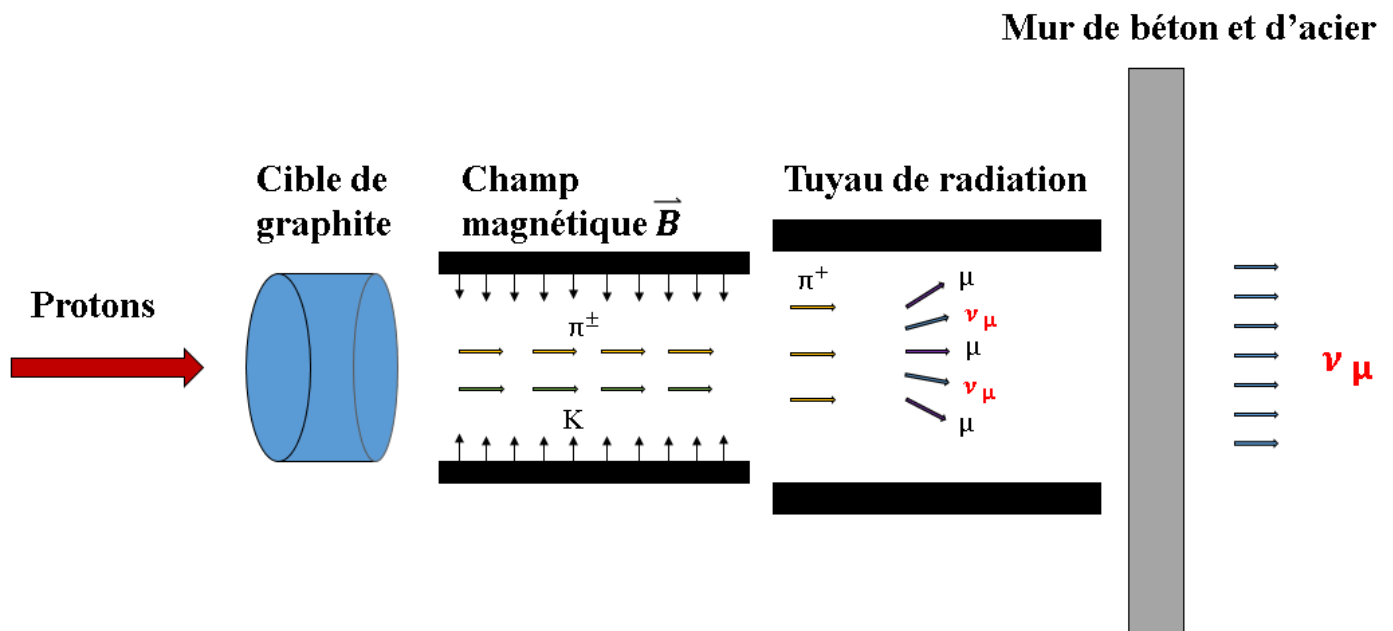
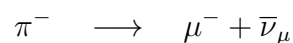


FIGURE 3 – Schéma représentant le parcours des particules produisant un faisceau de neutrinos ou antineutrinos muoniques.

Il est important de noter qu'un faisceau d'antineutrinos muoniques est aussi possible à concevoir. En effet, la corne magnétique peut aussi être configurée pour sélectionner les pions négatifs  $\pi^-$ . Au final, nous obtenons la réaction



et nous retrouvons un faisceau d'antineutrinos muoniques après le mur. Tout ce processus de création d'un faisceau à neutrino se nomme *Usine à neutrinos*. Ces usines à neutrinos servent à mesurer les propriétés des neutrinos plus en détail.

### 2.3.3 Arme nucléaire

Pendant la Seconde Guerre mondiale, Fred Reines se joint au Projet Manhattan à Los Alamos en tant que physicien théoricien. Il était chargé de tester les armes nucléaires dans l'océan Pacifique. Durant les tests, Reines et ses collègues ont remarqué que les armes nucléaires émettaient des flux intenses de chaleur thermique, de neutrons ainsi que de rayons gamma. Ils étaient aussi conscients du flux intense d'antineutrinos qui se produisait lors de la chaîne de réaction des neutrons. Reines eu alors l'idée d'utiliser cette chaîne de réaction pour détecter des neutrinos [14]. En 1951, Reines s'allie avec Clyde Cowan pour fonder le « Project Poltergeist », la première expérience en physique des neutrinos. Leur idée est simple. Ils veulent utiliser la radioactivité- $\beta$  inverse, proposée par Enrico Fermi en 1934 et schématisée à la figure 4 par un diagramme de Feynman, pour détecter des antineutrinos [14].

À l'aide d'un bassin d'eau recouvert d'un liquide scintillateur, les antineutrinos électroniques  $\bar{\nu}_e$  devraient interagir avec les protons des atomes d'hydrogène dans le  $\text{H}_2\text{O}$  pour produire des positrons  $e^+$  et des neutrons. Par la suite, il y aurait une annihilation électron-positron suivant la réaction



Ces rayons gamma seraient finalement détectés par le liquide scintillateur en émettant un éclat de lumière pour chaque rayon. De plus, le neutron émis serait capturé par un autre noyau, du cadmium-108 dans ce cas-ci, ce qui émettrait un troisième rayon gamma. Les trois rayons gamma combinés composeraient la signature d'un antineutrino.

Après plusieurs mois à collecter des données, les deux hommes ont conclu qu'ils détectaient bel et bien des antineutrinos électroniques, au compte de trois par heure [14].

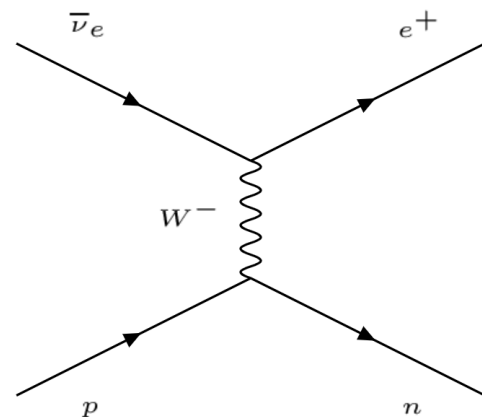


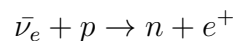
FIGURE 4 – Diagramme de Feynman représentant la radioactivité- $\beta$  inverse.

## 3 Détection de neutrinos (Benoit Turcotte)

### 3.1 Aperçu historique

La détection des neutrinos est un problème difficile d'attaque. Comme les neutrinos n'ont pas de charge, un détecteur de particules conventionnel se basant sur les interactions électromagnétiques des particules avec la matière ne pourra pas détecter de neutrinos. En effet, les neutrinos n'interagissent pas via les interactions électromagnétiques ou fortes, laissant seulement les interactions gravitationnelles et faibles comme possibilité de détection [15]. Le modèle standard n'attribue pas de masse aux neutrinos, mais les oscillations des neutrinos (voir section 4) prouvent, indirectement, que les neutrinos ont bel et bien une masse, quoique très faible (soit  $(0,000000 \pm 0,000002)$  MeV selon le modèle standard [15]). Étant donné cette faible masse et la faiblesse des interactions gravitationnelles au niveau des particules, la détection de neutrinos par interactions gravitationnelle est hors de question avec nos méthodes et instruments actuels. Il ne reste donc que la force faible comme possibilité de détection des neutrinos.

La première détection de neutrinos fut en 1956 lors d'une expérience réalisée par Clyde Cowan et Frederick Reines, expérience leur valant un prix Nobel en physique en 1995 [16]. En fait, la particule détectée était un antineutrino électronique  $\bar{\nu}_e$ , mais la détection de l'antiparticule implique évidemment l'existence du neutrino électronique  $\nu_e$ . Se basant sur le principe de rayonnement  $\beta$  inverse,



l'antineutrino devrait interagir avec un proton pour créer un neutrino et un positron. Le positron s'annihile rapidement avec son antiparticule, l'électron, pour produire des photons détectables dans des directions opposées. De plus, la capture du neutron par un noyau relâche aussi un photon. Ainsi, la détection simultanée de photons dans des directions opposées suivie de la détection d'un troisième photon indique une interaction d'un antineutrino avec un proton.

Plusieurs expériences depuis celle de Cowan et Reines ont aussi validé l'existence des neutrinos. Les prochaines sections porteront sur les principes de détection des neutrinos ainsi que des particularités d'un des observatoires de neutrinos.



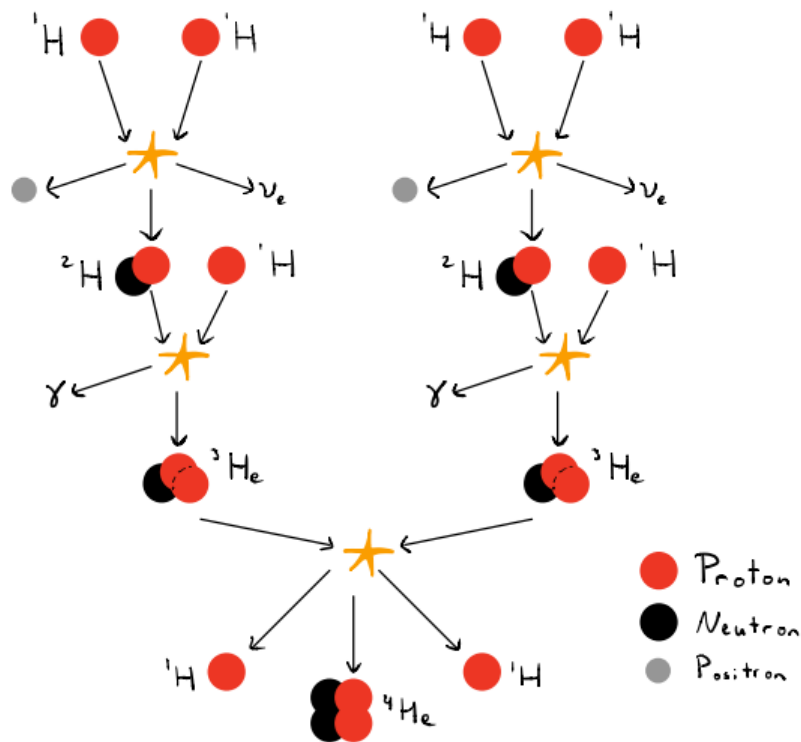


FIGURE 5 – Chaîne proton-proton qui domine les réactions de fusion nucléaire dans le Soleil

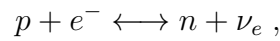
### 3.2 Observatoire de neutrinos de Sudbury

L'observatoire de neutrinos de Sudbury (Ontario, Canada) (SNO) avait pour but de détecter des neutrinos solaires. Le projet, initié en 1984 par Herb Chen et Cliff Hargrove, avait pour but premier de donner une réponse au problème des neutrinos solaires ; le flux de neutrinos solaires ne concordait aucunement avec les mesures. La fusion dans le Soleil est dominée par la chaîne proton-proton (figure 5). La première réaction dans cette chaîne, soit  ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e + E$  est la source principale de neutrinos solaires. La prédiction du taux d'observation de neutrinos solaires dans une cuve de  ${}^{37}\text{Cl}$  est  $T_p = (7,9 \pm 2,6)$  SNU.<sup>1</sup> Par contre, l'expérience de Ray Davis en 1965 détecta seulement  $T_o = (2,1 \pm 0,9)$  SNU avec une précision de  $3\sigma$ , soit un écart de 73,42 % avec le taux prédit [17]. Cherchant une réponse à ce problème, Chen et Hargrove voulurent tester la détection de neutrinos en utilisant de l'eau lourde ( $\text{D}_2\text{O}$ ) pour effectuer des mesures avec une sensibilité plus élevée, ce qui permettait de déterminer si les neutrinos électroniques solaires changent de saveur en transit vers la Terre [18].

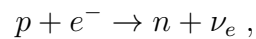
1. Le SNU, pour *Solar Neutrino Unit*, possède des unités d'évènement par atome cible par seconde.  $1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ s}^{-1}$

## Note sur le $^{37}\text{Cl}$

L'interaction des neutrinos (électroniques) avec l'isotope stable  $^{37}\text{Cl}$  crée une trace particulière et identifiable, pourquoi son utilisation dans les expériences de détection de neutrinos. En fait, le liquide dans les cuves de détection de neutrinos était du tétrachlorométhane ( $\text{CCl}_4$ ). Si un neutron du noyau de  $^{37}\text{Cl}$  absorbe un neutrino, alors par désintégration  $\beta$



le neutron devient un proton et un électron est créé. Ainsi, le noyau change de  $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ . Comme l'argon est un gaz inerte, il devrait se séparer de la molécule de tétrachlorométhane. De plus, l'isotope  $^{37}\text{Ar}$  est radioactif et possède une demi-vie de 35 jours. Ainsi, il redevient du  $^{37}\text{Cl}$  par capture d'électron



où un électron de la couche interne se combine avec un proton pour former un neutron et un neutrino électronique. Le trou laissé dans la couche interne est rapidement rempli par un électron d'une couche supérieure, ce qui relâche de l'énergie. L'énergie peut soit être sous forme de photon, ou par effet Auger, l'énergie peut être transférée en énergie cinétique à un des électrons de l'atome, l'éjectant de celui-ci. Ce processus laisse une signature d'électron de faible énergie. Leur détection ainsi que la présence d'argon dans la cuve indiquerait qu'il y a eu des interactions avec les neutrinos [19].

### 3.2.1 Construction et calibration du SNO

La construction de l'observatoire de Sudbury posait des défis d'ingénieries d'envergures. Le SNO est situé dans la mine de Creighton où une excavation a été creusée pour laisser place au détecteur, son centre se situant 2039 mètres sous terre. Ceci équivaut approximativement à 6000 m d'eau, ce qui protège le détecteur de la plupart des rayons cosmiques (à cette profondeur, seulement  $\sim 70$  muons passent à travers le détecteur par jour) [20]. Un schéma de montage, basé sur celui de l'article de *J. Boger et coll.* est présenté à la figure 6. Une sphère transparente d'acrylique de 12 m de diamètre est remplie de 1 000 tonnes de  $\text{D}_2\text{O}$  pour détecter les neutrinos (section 3.3). Cette sphère est placée à l'intérieur d'une structure d'acier inoxydable de 17,8 m contenant de l'eau ainsi que 9438 tubes photomultiplicateurs pointant vers la sphère d'acrylique. Ces structures sont supportées par des cordes de fibre synthétique reliées à une plate-forme. Le tout est à l'intérieur d'une cavité cylindrique de 22 m de diamètre et 34 m de hauteur, remplie d'eau légère, soit de l'eau purifiée pour en retirer le deutérium [20].

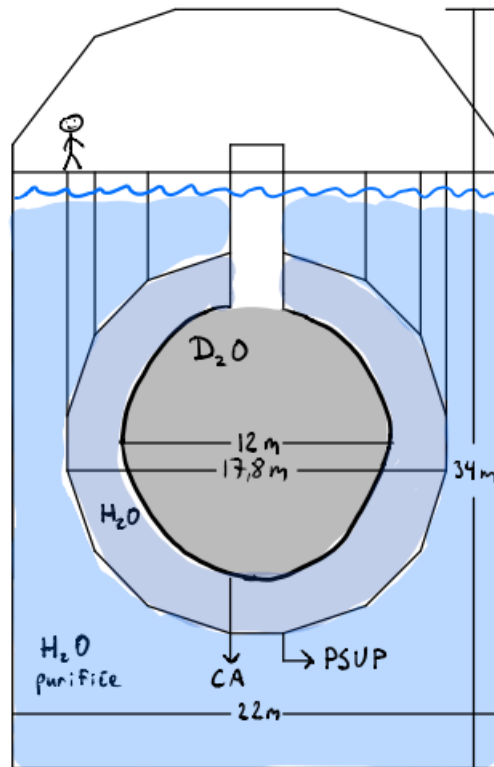


FIGURE 6 – Schéma conceptuel du SNO, basé sur la figure 2 de l'article de *J. Boger et coll.* [20] La cuve d'acrylique (CA) est à l'intérieur de la structure de support (PSUP) qui est reliée par des cordes à une plate-forme, le tout submergé dans de l'eau purifiée.

Comme la structure est située à l'intérieur d'une cavité dans une mine, le transport des matériaux de la surface jusqu'à la cavité posait des défis. Ainsi, la structure de support et la cuve d'acrylique ont dû être assemblées sur place [18].

Le détecteur a été calibré à l'aide de plusieurs sources de radiation, dont :  $^{16}\text{N}$ ,  $^8\text{Li}$ , U, Th,  $^{252}\text{Cf}$  et des rayons  $\gamma$  générés par un accélérateur. Afin de déterminer le flux de neutrinos de façon précise, toute réaction pouvant générer des faux positifs devaient être contrôlée et éliminée si possible. En particulier, les chaînes de désintégration du  $^{232}\text{Th}$  et  $^{238}\text{U}$  portaient problème, comme elles génèrent des photons de 2,615 MeV et 2,447 MeV respectivement [18]. Or, des photons d'énergie supérieure à 2,2 MeV peuvent, par photodésintégration (équation 8), exciter le noyau de l'isotope de deutérium  $^2\text{H}$  (ou D, ou d). En se désexcitant, l'atome de deutérium peut perdre un neutron, devenant de l'hydrogène (équation (8))<sup>2</sup> [21]. Le neutron relâché par cette interaction est indistinguible d'un neutron généré par un événement

2. Note historique, Chadwick et Goldhaber ont utilisé cette réaction pour calculer la différence de masse entre le proton et le neutron [21]

impliquant un neutrino, alors il était important de minimiser la présence de cet e et en vérifiant minutieusement la radioactivité de tous matériaux utilisés dans la construction du SNO [18],



### 3.3 Utilisation de l'eau lourde

Le problème des neutrinos solaires causait beaucoup de discussions dans le monde de la physique, et ce autant en physique des particules qu'en astrophysique. En effet, le désaccord entre le flux de neutrinos solaires prédit et celui mesuré poussa certains astrophysiciens à revisiter le modèle solaire afin de voir si le flux de neutrinos solaires prédit ne serait pas erroné. La proposition d'Herbert H. Chen d'utiliser de l'eau lourde pour détecter les neutrinos permet de vérifier à la fois le modèle solaire ainsi que l'hypothèse d'oscillation des neutrinos.

L'observatoire de Sudbury utilise de l'eau lourde  $\text{D}_2\text{O}$  dans une cuve comme cible de détection. Les propriétés uniques du deutérium devraient permettre de détecter les neutrinos électroniques solaires et la somme des neutrinos de tous types, résolvant le problème des neutrinos solaires. Les neutrinos interagissent avec le deutérium présent dans le  $\text{D}_2\text{O}$  selon trois interactions. L'interaction de courant chargé (*charged-current*, CC),



implique seulement les neutrinos électroniques. De son côté, l'interaction de courant neutre (*neutral-current*, NC) implique toutes les saveurs de neutrinos,



Une troisième interaction est aussi possible, soit la diffusion d'un neutrino sur un électron,



Par contre, cette réaction est moins importante puisque les réactions entre les neutrinos électroniques  $\nu_e$  et les électrons  $e^-$  possèdent des interactions CC et NC. Ces contributions rendent la section efficace d'interaction ( $\nu_e, e^-$ ) 6 fois plus grande que celle des interactions ( $\nu_x, e^-$ ) [22].

En mesurant les taux de réactions CC (équation 9) et NC (équation 10), nous trouvons

les flux de neutrinos électroniques ainsi que le flux total de neutrinos, respectivement. Ainsi, la mesure du flux total de neutrino vérifie la véracité du modèle solaire indépendamment de l'hypothèse d'oscillation des neutrinos. De plus, la mesure du rapport entre le flux de neutrinos électroniques et le flux de neutrinos de toutes saveurs permet de vérifier l'hypothèse d'oscillation des neutrinos indépendamment du modèle solaire [22].

### 3.4 Effet Tcherenkov

La détection d'évènements impliquants des neutrinos à l'intérieur d'une cuve de  $D_2O$  se base sur l'e et Tcherenkov. L'e et Tcherenkov (ou Cherenkov en anglais, parfois aussi nommé l'e et Vavilov-Tcherenkov) est un e et survient lorsqu'une particule chargée de vitesse  $v$  dans un milieu diélectrique se déplace plus rapidement que la vitesse de phase de la lumière dans le même milieu,  $v > c/n$ . Ainsi, si la particule chargée émet un rayonnement en se déplaçant, les ondes sphériques de lumière résultantes se propageront moins rapidement que la particule. Le résultat est donc que la lumière se propage selon une surface conique centrée sur l'axe de propagation de la particule, analogue à un bang supersonique [23]. La figure 7 montre schématiquement l'e et Tcherenkov en 2D. L'angle entre la direction de propagation de la particule chargée et celle du cône de lumière se trouve à partir de

$$\cos(\theta) = \frac{c}{nv}. \quad (12)$$

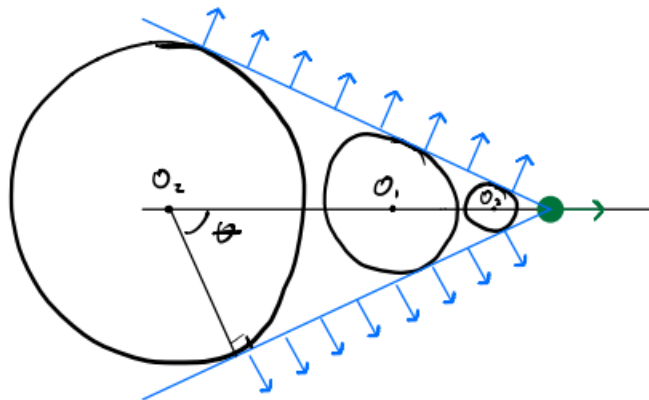


FIGURE 7 – E et Tcherenkov en 2D. La particule chargée (point vert) se déplace vers la droite selon un mouvement rectiligne uniforme. Les points  $O_i$  représentent les origines des ondes sphériques générées par le mouvement de la particule chargée dans le diélectrique.

Cette explication primaire, qui fut proposée par Ilya Tamm et Igor Frank, deux chercheurs où Pavel Tcherenkov effectuait ses recherches et remarqua l'e et pour la première fois,

n'était pas encore complète. Leonid Mandelstam<sup>3</sup> fit remarquer à Tamm que les équations de Maxwell n'indiquent pas qu'une particule chargée se déplaçant en ligne droite dans le vide rayonne. La question était donc maintenant à savoir si le changement de la vitesse de phase de lumière dans le diélectrique  $c \rightarrow c/n$  génère un rayonnement : est-ce qu'une particule chargée se déplaçant dans un diélectrique crée un rayonnement [23] ?

La première étape pour résoudre ce problème était donc de traiter les équations de Maxwell pour le champ généré par une particule chargée se déplaçant de manière rectiligne et uniforme dans un diélectrique à une vitesse  $v > c/n(\omega)$ , où l'indice de réfraction du milieu dépend de la fréquence  $\omega$  du photon. La relation permettant de trouver l'angle entre la direction de propagation de la particule chargée et du cône de lumière est essentiellement la même qu'en 12, mais l'indice de réfraction dépend maintenant de  $\omega$

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n(\omega)v} . \quad (13)$$

L'angle  $\theta$  augmente lorsque  $n(\omega)$  augmente, et comme (pour la dispersion normale) l'indice de réfraction  $n$  augmente avec  $\omega$ , l'angle  $\theta$  augmente avec la fréquence  $\omega$  de l'onde. Ainsi, dans la lumière visible, l'anneau de rayonnement Tcherenkov détecté sera plus rouge en son centre et deviendra de plus en plus bleu aux extrémités<sup>4 5</sup> [23].

À partir des équations de Maxwell, Frank et Tamm ont dérivés une formule donnant l'énergie radiée à une fréquence  $\omega$  par un électron par unité de temps dans un intervalle de fréquences  $d\omega$

$$I(\omega)d\omega = v \frac{e^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right] \omega d\omega . \quad (14)$$

La condition pour que le rayonnement Tcherenkov se produise, soit que  $v > c/n(\omega)$ , est imbriquée dans l'équation 14 puisque la partie entre crochets devient imaginaire lorsque la condition n'est pas respectée, et l'équation perd son sens physique. Ainsi, l'énergie perdue en rayonnement (par unité de longueur) par une particule chargée  $e$  effectuant un mouvement rectiligne uniforme dans un diélectrique se trouve en intégrant l'équation 14 sur tout le spectre

3. Malheureusement, celui-ci n'est pas le même Mandelstam après qui les variables de Mandelstam sont nommées [24].

4. Ceci a été démontré expérimentalement par Zrelov dans les années 50 [23].

5. Dans les faits, la lumière n'est pas uniquement émise dans le visible, alors elle ne se répartie pas en anneau sur une surface, mais bien en cercle. Historiquement, l'e<sup>-</sup> a été observé à l'œil nu par Tcherenkov, et donc seulement un anneau passant du rouge en son centre vers le bleu en périphérie fut observé [23].

de fréquences respectant l'inégalité<sup>6</sup> [23]

$$\frac{dW}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \int_{nv/c > 1} \left[ 1 - \frac{c^2}{v^2 n^2(\omega)} \right] \omega d\omega . \quad (15)$$

En bref, une particule chargée se déplaçant dans le vide n'émet pas de rayonnement puisque les différences de phases des ondes sphériques émises en tout point de la trajectoire créent de l'interférence destructive. Par contre, si la vitesse de la particule chargée dépasse la vitesse de phase de la lumière dans le milieu, le rayonnement émis en tout point de la trajectoire est cohérent et on peut détecter la lumière produite<sup>7</sup> [23].

### 3.5 Détecteur Tcherenkov

La découverte de l'e<sup>-</sup> et Tcherenkov n'a pas directement mené à la conception de détecteurs Tcherenkov, puisque le rayonnement produit par e<sup>-</sup> et Tcherenkov est très faible. Il fallut attendre l'avènement des photomultiplicateurs, qui permettent de compter individuellement les photons, pour pouvoir utiliser l'e<sup>-</sup> et Tcherenkov à notre avantage.

Les trois interactions des neutrinos décrites par les équations (9), (10) et (11) nous indiquent que les interactions entre les neutrinos et la matière (le D<sub>2</sub>O dans le cas présent) transfèrent une quantité de mouvement à des particules chargées. Ainsi, si la quantité de mouvement transférée à une particule chargée est assez élevée pour que sa vitesse  $v > n/c$ , il y aura rayonnement Tcherenkov. La détection des photons générés par e<sup>-</sup> et Tcherenkov permet de détecter la direction de propagation de la particule chargée. En e<sup>-</sup> et, la relation (12) permet de trouver l'angle entre le rayonnement reçu et la direction selon laquelle la particule se déplace. En plaçant des photomultiplicateurs sur tout le pourtour de la cuve contenant le diélectrique d'interaction, l'évolution dans le temps d'un cercle complet de rayonnement Tcherenkov généré par un seul évènement peut être détecté, ce qui permet de déduire l'angle du cône de rayonnement, et donc l'axe de propagation de la particule. Comme l'équation (12) met en relation l'angle entre la vitesse de la particule et l'indice de réfraction du milieu, la vitesse de la particule chargée peut être calculée.

Les détecteurs Tcherenkov ne sont pas uniquement utilisés pour la détection de neutrinos, comme l'e<sup>-</sup> et survient pour tout déplacement d'une particule supraluminique dans un milieu

6. Pour une dérivation complète des équations 14 et 15, voir la page Wikipédia sur la formule de Frank-Tamm, qui suit la dérivation de la 3<sup>e</sup> édition du livre *Classical Electrodynamics* de John Jackson (1999) [25].

7. Tcherenkov vérifia expérimentalement la théorie de Frank et Tamm et envoya un article au journal scientifique *Nature* qui fut malheureusement refusé. Il envoya ce même article scientifique à *Physical Review*, qui le publia en 1937 [23].

diélectrique. Dans le cas d'un observatoire de neutrinos comme le SNO, tout plein de précautions sont prises pour assurer, dans la mesure du possible, que seuls des évènements générés par une interaction avec un neutrino puissent se produire dans la cuve de détection, comme mentionné plus tôt dans la section 3.2.1. Cette limitation des interactions aux trois interactions mentionnées plus tôt (CC, NC et diffusion électronique) permet donc plus facilement de cibler exactement l'interaction en jeu pour un évènement détecté donné. Dans l'interaction CC 9, le neutrino transfère la grande majorité de son impulsion à l'électron; ce sera donc l'électron qui est à la base du rayonnement Tcherenkov pour l'interaction CC. La détection de rayonnement Tcherenkov ainsi que la détection d'un électron se propageant selon un axe qui concorde avec le cône de Tcherenkov (et dont les délais de temps entre la détection du rayonnement et de l'électron concordent) indiquent donc soit une interaction CC 9 ou une interaction de diffusion électronique 11. L'énergie de rayonnement et de l'électron permet de déterminer laquelle des deux interactions était impliquée.

Pour la détection de l'interaction NC 10, l'utilisation de l'é et Tcherenkov n'est pas aussi simple puisque le neutrino diffus conserve la majorité de son énergie. Par contre, le neutron libéré dans la relation de courant neutre  $\nu_x + D \rightarrow n + p + \nu_x$  peut être détecté sous forme de gaz  $^3\text{He}$ ; ainsi, l'installation de détecteurs capables de détecter la présence de  $^3\text{He}$  dans la cuve d'eau lourde permettrait de compter le nombre d'évènements NC. De plus, la capture du neutron libre par un noyau de deutérium (créant le gaz de  $^3\text{He}$ ) relâche un photon  $\gamma$  de 6.25 MeV [22]. La détection de photons de cette énergie ainsi que d'isotopes  $^3\text{He}$  indiquent aussi un évènement NC.

### 3.6 Détection de neutrinos au SNO

Dans son article proposant une expérience pour résoudre le problème des neutrinos solaires, Herbert H. Chen montre le taux de réactions CC des neutrinos électroniques (solaires) avec du deutérium

$$R(\text{CC}) = F(\nu_e)\sigma_{\text{CC}}N_D = (2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})(1,2 \times 10^{-42} \text{ cm}^2)(6 \times 10^{31}) = 12/(\text{kt-j})^8 \quad (16)$$

où  $F(\nu_e)$  est le flux de neutrinos électroniques solaires calculé par Davis,  $\sigma_{\text{CC}}$  est la section efficace moyenne d'interaction ( $\nu_e, D$ ) et  $N_D$  est le nombre de noyaux de deutérium par kilotonne d'eau lourde. Comme le SNO contient 1 000 tonnes d'eau lourde, une douzaine d'évènements CC devraient être détectés par jour [22]. Chen montra aussi le calcul pour le

---

8. kt-j signifie kilotonne-jour



taux d'évènements NC (pour des neutrinos solaires)

$$R(\text{NC}) = F(^8\text{B})\sigma_{\text{NC}}N_D = (4,6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})(0,6 \times 10^{-42} \text{ cm}^2)(6 \times 10^{31}) = 14/(\text{kt}\cdot\text{j}) \quad (17)$$

où  $\sigma_{\text{NC}}$  est la section efficace pour l'interaction de courant neutre ( $\nu_x$ , D) et  $F(^8\text{B})$  est le flux de neutrinos prédit par le modèle standard [22]. Par contre, Chen explique qu'en moyenne, seulement 11 des 14 évènements NC se produisant dans le SNO seraient détectables, puisque les noyaux de  $^{16}\text{O}$  et  $^{17}\text{O}$  peuvent capturer les photons de 6,25 MeV utilisés pour identifier l'évènement NC et générer d'autres chaînes de réactions en relâchant un photon de plus faible énergie ou une particule alpha respectivement [22]. Ainsi, il serait plus difficile d'identifier ces évènements et de les relier à la détection d'un neutrino.

### 3.7 Résultats du SNO

L'expérience au SNO se déroula en trois phases. Dans la section présente, les résultats importants à la résolution du problème des neutrinos solaires seront présentés (phases I et II). La section suivante, écrite par mon collègue Vincent, discutera des conséquences de ces résultats, soit la théorie d'oscillation de saveur des neutrinos qui a été proposée en solution au problème des neutrinos solaires.

#### Résultats de la phase I

La phase I de l'expérience au SNO mesura les flux d'évènements CC, ES et NC (équations (9), (11) et (10)). Les résultats présentés ci-dessous ont des unités de ( $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) et suivent la présentation de l'article de Bellerive (2016), présentés avec l'incertitude statistique et systématique séparément [18],

$$\Phi_{\text{CC}}^I = 1,76_{-0,05}^{+0,06}(\text{stat})_{-0,09}^{+0,09}(\text{syst}) ,$$

$$\Phi_{\text{ES}}^I = 2,39_{-0,23}^{+0,24}(\text{stat})_{-0,12}^{+0,12}(\text{syst}) ,$$

$$\Phi_{\text{NC}}^I = 5,09_{-0,43}^{+0,44}(\text{stat})_{-0,46}^{+0,46}(\text{syst}) .$$

L'interprétation physique des "flux" de chaque type d'interaction est que chacun représente le flux équivalent de neutrinos électroniques solaires qui générerait le même nombre d'évènements détectés dans la cuve de détection du SNO [18]. Un changement d'unités révèle un flux de neutrinos solaires en proportions  $1/3 \nu_e$  et  $2/3 \nu_{\mu\tau}$

$$\Phi(\nu_e) = 1,76_{-0,05}^{+0,05}(\text{stat})_{-0,09}^{+0,09}(\text{syst}) ,$$

$$\Phi(\nu_{\mu,\tau}) = 3,41_{-0,45}^{+0,45}(\text{stat})_{-0,45}^{+0,48}(\text{syst}) .$$

## Résultats de la phase II

Dans la seconde phase de l'expérience, 2000 kg de NaCl ont été dissous dans la cuve d'eau lourde afin d'augmenter la sensibilité de détection d'événements NC. Ainsi, les mesures de flux d'événements CC, ES et NC vont comme suit

$$\Phi_{CC}^{II} = 1,68_{-0,06}^{+0,06}(\text{stat})_{-0,09}^{+0,08}(\text{syst}) ,$$

$$\Phi_{ES}^{II} = 2,35_{-0,22}^{+0,22}(\text{stat})_{-0,15}^{+0,15}(\text{syst}) ,$$

$$\Phi_{NC}^{II} = 5,14_{-0,158}^{+0,160}(\text{stat})_{-0,117}^{+0,132}(\text{syst}) .$$

Les résultats de la seconde phase sont similaires à ceux de la première phase. La proportion plus élevée d'interaction NC par rapport aux deux autres indique que les proportions de neutrinos  $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$  trouvées dans la phase I sont vrais.

## 4 Oscillations de neutrinos (Vincent Grégoire)

### 4.1 Principes mathématiques

Pour caractériser l'oscillation neutrinique, il est nécessaire d'avoir certaines bases mathématiques caractérisant cette oscillation. Similairement au modèle des quarks, différents états de neutrinos peuvent se mélanger, comme il en sera discuté à la section 4.1.1. La matrice décrivant les états quantiques des neutrinos est présentée à la section 4.1.2. La propagation des différents saveurs et l'oscillation des saveurs est ensuite décrite plus en détail à la section suivante, 4.1.3. Dans cette section, on suppose que les neutrinos n'ont pas d'interactions entre eux, c'est-à-dire qu'ils sont assez loin l'un de l'autre pour être traités séparément. Si le « gaz » de neutrinos est trop dense, le système est non linéaire et doit être traité différemment. C'est entre autres le cas de l'effet Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein, qui sera évoqué dans la section 4.2.1 [26].

#### 4.1.1 Valeurs propres de saveurs et de masses

Les neutrinos peuvent être observés dans trois états de saveurs (électronique, muonique et tauique), mais ils peuvent également être observés dans trois différents états de masses. Ainsi, une masse n'est pas associée à une saveur spécifique et vice-versa. Pour décrire la relation qui existe entre les états de masses et les états de saveurs (matrice de mélange/passage, valeurs et vecteurs propres), il n'est pas nécessaire de considérer que seules trois saveurs de neutrinos existent à ce jour. Le formalisme de cette section fonctionnerait tout aussi bien s'il existait  $n$  saveurs de neutrinos. Cependant, la matrice décrivant le lien entre les états de masses et les états de saveurs serait alors une matrice  $n \times n$  au lieu de  $3 \times 3$  pour trois neutrinos.

Les saveurs sont désignées par  $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$  et les masses des neutrinos sont désignées par le nombre  $j \in \{1, 2, 3\}$ , c'est-à-dire qu'un neutrino  $\nu_\alpha$  représente un neutrino ayant une saveur spécifique mais une superposition quantique de masses, tandis qu'un neutrino  $\nu_j$  représente un neutrino ayant une masse spécifique mais une superposition quantique de saveurs :

$$|\nu_\alpha(\xi)\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j(\xi)\rangle \iff |\nu_j(\xi)\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha j} |\nu_\alpha(\xi)\rangle, \quad (18)$$

où  $\xi$  peut représenter un paramètre quelconque (temps, déplacement...). Les  $U_{\alpha j}$  représentent les éléments de la matrice  $U$  décrite à la section suivante. Si cette matrice était une matrice identité  $\mathbb{1}$ , on aurait exactement  $|\nu_\alpha(\xi)\rangle = |\nu_\alpha(\xi)\rangle$ . Toutefois, la routine mathéma-

tique développée dans cette section considère les observations expérimentales qui montrent que  $|\nu_\alpha(\xi)\rangle \neq |\nu_j(\xi)\rangle$  (voir la section 4.2). Pour les antineutrinos, la description est identique, mis à part le fait que l'astérisque \* change d'endroit, c'est-à-dire

$$|\bar{\nu}_\alpha(\xi)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\bar{\nu}_j(\xi)\rangle \iff |\bar{\nu}_j(\xi)\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha j}^* |\bar{\nu}_\alpha(\xi)\rangle.$$

#### 4.1.2 Matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata

La matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) est une matrice de mélange, décrite par l'équation (19), qui considère qu'il existe trois saveurs de neutrinos distinctes. Elle est nommée en l'honneur des trois physiciens nippons Ziro Maki, Masami Nakagawa et Shoichi Sakata et du physicien italien Bruno Pontecorvo. Ce dernier était un contemporain d'Enrico Fermi<sup>9</sup> et a prédit les oscillations neutriniques [27]. Cette matrice est l'analogue pour les neutrinos de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) décrivant l'interaction d'une combinaison linéaire de quarks de saveurs quelconques (*up*, *down*, étrange, charme, *bottom* et *top* dans ce cas) [28].

$$U = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} = [U_{\alpha j}] \text{ pour } \alpha \in \{e, \mu, \tau\} \text{ et } j \in \{1, 2, 3\} \quad (19)$$

$$= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}$$

Dans (19), on définit  $c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij})$  et  $s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$ . La phase  $\delta$  est liée à la violation de la symétrie  $\mathcal{CP}$ , soit les symétries de charge et de parité (possibilité de passer de particule  $\longleftrightarrow$  antiparticule). Si le neutrino est une particule de Majorana (c.-à-d. une particule étant sa propre antiparticule,  $\nu = \bar{\nu}$ ), la multiplication d'une autre matrice est nécessaire :  $M = \text{diag}(e^{i\alpha_1/2}, e^{i\alpha_2/2}, 1)$ , où  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  n'ont pas de lien avec les  $\alpha$  représentant la saveur. Cependant, les neutrinos sont considérés comme des particules de Dirac (une particule étant distincte de son antiparticule,  $\nu \neq \bar{\nu}$ ), comme le veulent les observations expérimentales.

9. C'est justement à Fermi que l'on doit le nom de *neutrino*, comme mentionné plus tôt.

## 4.1.3 Propagation des différentes saveurs dans le vide

La propagation des neutrinos de différentes saveurs est décrite en utilisant la matrice PMNS [29]. Tout d'abord, on sait que l'état de masse d'un neutrino après un temps  $t$  est décrit par une onde plane, en résolvant l'équation de Schrödinger dépendante du temps

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \left( |\nu_j(t)\rangle \right) &= \mathcal{H}_{\text{libre}} |\nu_j(t)\rangle \\ \implies |\nu_j(t)\rangle &= e^{-\frac{i}{\hbar}(E_j t - \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{x})} |\nu_j(0)\rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

où  $E_j/\mathbf{p}_j$  représente l'énergie/la quantité de mouvement du neutrino dans l'état de masse  $j$  et  $\mathbf{x}$  la position du neutrino dans l'espace. Dans la limite ultra-relativiste, l'énergie de masse du neutrino est faible comparativement à l'énergie de quantité de mouvement (c.-à-d.  $m_j c^2 \ll p_j c$ , où  $p_j \equiv \|\mathbf{p}_j\|$ ). La masse du neutrino étant si faible [1], cela se révèle être bel et bien le cas. Ainsi, l'énergie d'un neutrino dans un état de masse est donnée en utilisant la norme du quadrivecteur d'énergie-impulsion :

$$\begin{aligned} E_j &= \sqrt{p_j^2 c^2 + m_j^2 c^4} \\ &= p_j c \left( 1 + \frac{m_j^2 c^2}{p_j^2} \right)^{1/2} \\ &\approx p_j c \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{m_j^2 c^2}{p_j^2} \right) \\ &\approx p_j c + \frac{1}{2} \frac{m_j^2 c^3}{p_j} \\ &\approx E + \frac{m_j^2 c^4}{2E}. \end{aligned} \quad (21)$$

À la dernière ligne, le fait que l'énergie totale  $E = p_j c$  a été utilisé. Puisque  $x \approx ct$  (la masse du neutrino étant négligeable, sa vitesse est près de la vitesse de la lumière), on a  $\mathbf{p}_j \cdot \mathbf{x} = p_j c t \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{x}} = Et$ , de sorte que (20) devient

$$\begin{aligned} |\nu_j(t)\rangle &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \left( Et + \frac{m_j^2 c^4}{2E} t - Et \right)\right) |\nu_j(0)\rangle \\ &= \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \frac{m_j^2 c^3}{2E} x\right) |\nu_j(0)\rangle. \end{aligned}$$

Lorsque le neutrino aura parcouru une distance  $x = L$ , l'équation décrivant sa propagation

sera finalement

$$|\nu_j(L)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{m_j^2 c^3}{2E} L} |\nu_j(0)\rangle. \quad (22)$$

Cependant, la quantité intéressante à connaître pour un neutrino ayant parcouru une distance  $L$  est davantage sa saveur que sa masse. Ainsi, la probabilité qu'un neutrino initialement dans un état de saveur  $\alpha$  soit dans un autre état de saveur  $\beta$  après une distance  $L$  est donnée par

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \beta} &= |\langle \nu_\beta(L) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \\ &= \left| \langle \nu_\beta(L) | \nu_\alpha(0) \rangle \right|^2 \\ &= \left| \left( \sum_j U_{\beta j}^* |\nu_j(L)\rangle \right)^\dagger U_{\alpha j} |\nu_j(0)\rangle \right|^2 \quad (\text{puisque (18)}) \\ &= \left| \sum_j \langle \nu_j(L) | U_{\beta j} U_{\alpha j}^* | \nu_j(0) \rangle \right|^2 \\ &= \left| \sum_j \langle \nu_j(L) | U_{\beta j} | \nu_j(0) \rangle U_{\alpha j} \right|^2 \quad (U |\psi\rangle = |\psi\rangle U^\dagger) \\ &= \left| \sum_j \langle \nu_j(L) | \nu_j(0) \rangle U_{\beta j}^* U_{\alpha j} \right|^2 \\ &= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \langle \nu_j(0) | \nu_j(L) \rangle \right|^2 \quad (|z|^2 = |z^*|^2) \\ &= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \langle \nu_j(0) | e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{m_j^2 c^3}{2E} L} | \nu_j(0) \rangle \right|^2 \\ &\implies P_{\alpha \rightarrow \beta} = \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \frac{m_j^2 c^3}{2E} L\right) \right|^2. \quad (23) \end{aligned}$$

Puisque les composantes de la matrice (19) ne comportent pas toujours une partie imaginaire, il peut être utile de réécrire (23) en séparant les parties réelles et les parties imaginaires, en développant tout d'abord le produit scalaire

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_j \sum_k \mathcal{A} e^{i\lambda \Delta m_{kj}^2},$$

où on a défini  $\mathcal{A} \equiv U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*$ ,  $\lambda \equiv \frac{c^3 L}{2\hbar E}$  et  $\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2 = -\Delta m_{jk}^2$ . On sépare les sommes en deux parties telles que  $j = k$  et  $j \neq k$ , en plus d'utiliser la formule d'Euler  $e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x)$  et l'identité trigonométrique  $\cos(x) = 1 - 2 \sin^2(x/2)$ , de sorte que

$$\begin{aligned}
P_{\alpha \rightarrow \beta} &= \sum_{j=k} \mathcal{A} e^0 + \sum_{j \neq k} \mathcal{A} e^{i\lambda \Delta m_{kj}^2} \\
&= \underbrace{\sum_{j=k} \mathcal{A} + \sum_{j \neq k} \mathcal{A}}_{S_1} - 2 \underbrace{\sum_{j \neq k} \mathcal{A} \sin^2\left(\frac{\lambda \Delta m_{kj}^2}{2}\right)}_{S_2} + i \underbrace{\sum_{j \neq k} \mathcal{A} \sin(\lambda \Delta m_{kj}^2)}_{S_3}. \tag{24}
\end{aligned}$$

Chaque somme sera évaluée séparément. Pour  $S_1$ , on regroupe les deux sommes ensemble :

$$\begin{aligned}
S_1 &= \sum_j \sum_k \mathcal{A} \\
&= \sum_j \sum_k U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \\
&= \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \sum_k U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \\
&= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right|^2 \\
&= |\delta_{\alpha\beta}|^2 \text{ (les différents états sont orthonormaux)} \\
&\implies S_1 = \delta_{\alpha\beta}. \tag{25}
\end{aligned}$$

Pour  $S_2$ , on sépare la somme en deux parties telles que  $j < k$  et  $j > k$ . De plus, puisque

$j < k \xrightarrow{j \leftrightarrow k} j > k$  et que la fonction  $\sin^2(x)$  est paire,  $S_2$  devient

$$\begin{aligned}
S_2 &= \sum_{j > k} \mathcal{A} \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{kj}^2}{2} \right) + \sum_{j < k} \mathcal{A} \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{kj}^2}{2} \right) \\
&= \sum_{j > k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{kj}^2}{2} \right) + \sum_{j > k} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{jk}^2}{2} \right) \\
&= \sum_{j > k} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* + U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}) \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{jk}^2}{2} \right) \\
&= \sum_{j > k} (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* + (U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^*)^*) \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{jk}^2}{2} \right) \\
&\implies S_2 = 2 \sum_{j > k} \Re(\mathcal{A}) \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{jk}^2}{2} \right), \tag{26}
\end{aligned}$$

où à la dernière étape on a utilisé le fait que  $\frac{z+z^*}{2} = \Re(z) \forall z \in \mathbb{C}$ . De manière similaire, la troisième somme est donnée par

$$\begin{aligned}
S_3 &= \sum_{j < k} \mathcal{A} \sin(\lambda \Delta m_{kj}^2) - \sum_{j > k} \mathcal{A} \sin(\lambda \Delta m_{jk}^2) \\
&= \sum_{j > k} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin(\lambda \Delta m_{jk}^2) - \sum_{j > k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* \sin(\lambda \Delta m_{jk}^2) \\
&= - \sum_{j > k} (\mathcal{A} - \mathcal{A}^*) \sin(\lambda \Delta m_{jk}^2) \\
&= -2i \sum_{j > k} \Im(\mathcal{A}) \sin(\lambda \Delta m_{jk}^2), \tag{27}
\end{aligned}$$

où à la dernière étape on a utilisé le fait que  $\frac{z-z^*}{2i} = \Im(z) \forall z \in \mathbb{C}$ . Finalement, en insérant (25), (26) et (27) dans (24), on obtiendra la probabilité que des neutrinos changent de saveur

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = S_1 - 2S_2 + iS_3$$

$$\boxed{P_{\alpha \rightarrow \beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j > k} \Re(\mathcal{A}) \sin^2 \left( \frac{\lambda \Delta m_{jk}^2}{2} \right) + 2 \sum_{j > k} \Im(\mathcal{A}) \sin(\lambda \Delta m_{jk}^2)}. \tag{28}$$

Dans les deux principaux cas qui nous intéressent, on peut considérer que seuls deux neutrinos sont présents. Par exemple, il sera vu à la section 4.2.1 que des neutrinos électro-niques  $\nu_e$  et des neutrinos  $X$   $\nu_X$  (combinaison linéaire de neutrinos muoniques  $\nu_\mu$  et tauiques



$\nu_\tau$ ) seulement sont présents pour l'oscillation neutrinique solaire. Il sera également vu à la section 4.2.2 que les neutrinos dans l'atmosphère terrestre sont essentiellement des  $\nu_e$  et des  $\nu_\tau$ . Ainsi, l'équation (28) peut être simplifiée pour deux neutrinos : les seuls éléments de la somme à survivre seront  $j = 2$  et  $k = 1$  et la matrice PMNS sera simplement une matrice de rotation. De plus, en ne considérant que la probabilité qu'un neutrino d'une certaine saveur se transforme en une *autre* saveur (c.-à-d.  $\alpha \neq \beta$ ), on aura simplement

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{bmatrix} \implies \Im(\mathcal{A}) = 0 \\
 \implies P_{\alpha \rightarrow \beta}^{2\nu} &= -4U_{\alpha 2}U_{\beta 2}U_{\alpha 1}U_{\beta 1} \sin^2 \left( \frac{c^3 L}{4\hbar E} \Delta m_{21}^2 \right) \\
 &= 4 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) \sin^2 \left( \frac{c^3 L}{4\hbar E} \Delta m_{21}^2 \right) \\
 &= \sin^2(2\theta) \sin^2(\Xi), \tag{29}
 \end{aligned}$$

où on a défini la phase  $\Xi$  permettant les oscillations. Dans l'équation précédente, les indices 2 et 1 peuvent représenter les trois différentes masses. On retrouve toutefois dans la littérature  $\Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{sol}^2$  pour des  $\nu_e$  et des  $\nu_X$  et  $\Delta m_{32}^2 \equiv \Delta m_{atm}^2$  pour des  $\nu_e$  et des  $\nu_\tau$ . Il peut être utile de réécrire cette phase en utilisant des unités telles que  $m$  est en électronvolts,  $L$  en kilomètres et  $E$  en gigaélectronvolts, soit

$$\Xi \equiv \frac{c^3 L}{4\hbar E} \Delta m_{21}^2 = 1,27 \left[ \frac{\text{GeV}}{\text{km} \cdot \text{eV}^2} \right] \times \frac{L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \Delta m_{21}^2 [\text{eV}^2]. \tag{30}$$

## 4.2 Observations de l'oscillation des neutrinos

### 4.2.1 Problème des neutrinos solaires et effet MSW

Le problème des neutrinos solaires est le fait que les taux prédits de neutrinos électroniques ne correspondent pas à ceux observés, présentés dans la section 3.6. Cela peut s'expliquer par l'oscillation neutrinique. En effet, si les neutrinos peuvent changer de saveur lorsqu'ils voyagent, il est possible qu'à la distance Terre-Soleil, la probabilité d'observer des  $\nu_e$  soit plus faible que 100 %. L'Observatoire de neutrinos de Sudbury (SNO) a d'ailleurs confirmé cette théorie en 2001 [30]. La réaction se produisant pour les neutrinos solaires est

$$\nu_e \rightleftharpoons \nu_X,$$

où  $\nu_X \equiv \zeta\nu_\mu + \eta\nu_\tau$ , soit une combinaison linéaire de neutrinos muoniques et tauiques. Les expériences du SNO peuvent donc donner les valeurs expérimentales pour  $\Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{sol}^2$  et  $\sin^2(2\theta_{12}) \equiv \sin^2(2\theta_{sol})$ .

L'effet Mikheïev-Smirnov-Wolfenstein (e et MSW) est nommé en l'honneur des trois physiciens ayant découvert ce phénomène, soit l'États-Unien Lincoln Wolfenstein et les Soviètes Stanislav Pavlovich Mikheïev et Alexei Yuryevich Smirnov. Le premier a d'abord découvert que les éléments de matrice (19) étaient différents si les neutrinos se propagent dans la matière au lieu du vide [31]. Les deux derniers ont ensuite découvert que, dans un gaz dense de neutrinos, le mélange est plus intense : c'est l'effet MSW [32]. Il est particulièrement important *dans* le Soleil mais moins à l'extérieur de l'étoile. L'effet MSW n'est pas traité dans cette section, mais il est tenu en compte dans les modèles théoriques.

#### 4.2.2 Oscillation des neutrinos atmosphériques

Un autre endroit où l'oscillation des neutrinos est observable est dans l'atmosphère de Sol III, où des neutrinos muoniques changent de saveur pour devenir des neutrinos tauiques

$$\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau.$$

L'hypothèse de l'oscillation des neutrinos atmosphériques a d'abord été proposée par l'équipe de l'observatoire Super-Kamiokande (pour Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment), situé près de Hida au Japon. Étant incapables d'expliquer le flux de neutrinos muoniques moindre que celui prédit par la théorie, l'oscillation neutrinique a été mise sur la table par les physiciens nippons. Les expériences du Super-Kamiokande peuvent donc donner les valeurs expérimentales pour  $\Delta m_{32}^2 \equiv \Delta m_{atm}^2$  et  $\sin^2(2\theta_{23}) \equiv \sin^2(2\theta_{atm})$ . Les valeurs d'angles et de différences de masses carrées seront données à la section 4.2.3.

#### 4.2.3 Résultats expérimentaux pour les éléments de matrice

Les résultats de la présente section sont obtenues de la dernière revue de l'année en physique des particules du *Particle Data Group* en janvier 2018 [33]. Les données pertinentes sont présentées dans le tableau 2 et des graphiques de la probabilité de retrouver un neutrino d'une saveur spécifique sont présentés aux figures 8 et 9. Les neutrinos solaires voyagent jusqu'à 150 millions de kilomètres, soit la distance Terre-Soleil  $D_{T\odot}$  [34], et ont une énergie comprise entre environ 400 keV et 18 MeV [35]. Quant à eux, les neutrinos atmosphériques peuvent voyager soit 10 ou 13 000 km, selon leur provenance spatiale de la haute atmosphère [36], et ont une énergie d'environ 1 GeV [37]. Ce sont les données (en plus de celles du tableau 2)

utilisées pour faire les graphiques des figures 8 et 9 avec le logiciel *Python*. Dans le tableau 2, le signe de  $\Delta m_{32}^2$  est en fait incertain, comme le montre la revue du *Particle Data Group*.

| Neutrinos solaires         |                   |                                      | Neutrinos atmosphériques   |                   |                                      |
|----------------------------|-------------------|--------------------------------------|----------------------------|-------------------|--------------------------------------|
| Mesures d'angle            |                   | Mesures de masse                     | Mesures d'angle            |                   | Mesures de masse                     |
| $\sin^2(2\theta_{12})$ [-] | $\theta_{12}$ [°] | $\Delta m_{21}^2$ [eV <sup>2</sup> ] | $\sin^2(2\theta_{23})$ [-] | $\theta_{23}$ [°] | $\Delta m_{32}^2$ [eV <sup>2</sup> ] |
| 0,851                      | 33,647            | $7,53 \times 10^{-5}$                | 0,975                      | 40,455            | $-2,56 \times 10^{-3}$               |

Tableau 2 – Mesures expérimentales de l'oscillation des neutrinos

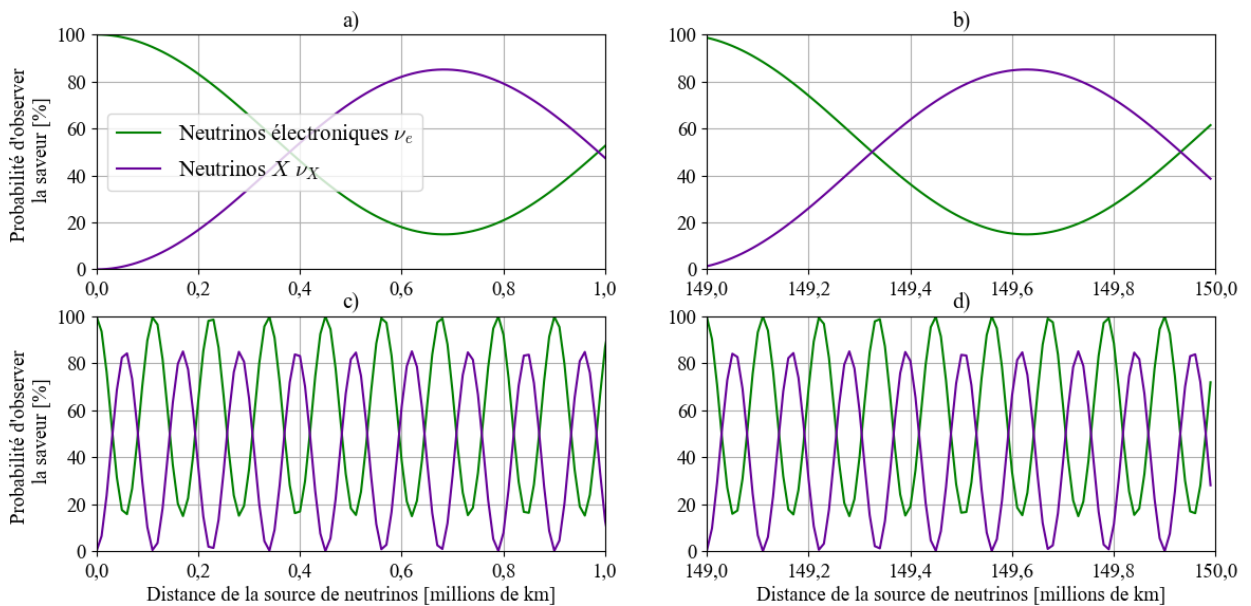


FIGURE 8 – Neutrinos solaires  $\nu_e$  (verts) et  $\nu_X$  (violets) avec une énergie de a)b) 400 keV et c)d) 18 MeV. Les graphiques de gauche correspondent au premier million de km, ceux de droite au dernier, sur un parcours de 150 millions de km.

La figure 8 représente l'oscillation des neutrinos solaires. Les graphiques du haut sont l'oscillation des neutrinos à une énergie de 400 keV, soit la plus petite énergie de neutrinos mesurée dans le Soleil. Les graphiques du bas de cette même figure représentent l'oscillation des neutrinos à une énergie de 18 MeV, soit la plus haute énergie de neutrinos mesurée dans le Soleil. L'oscillation des neutrinos électroniques est représentée par la courbe verte, tandis que celle des neutrinos  $X$  par la violette (les  $\nu_X$  sont une combinaison linéaire de  $\nu_\mu$  et de  $\nu_\tau$ , qui seront respectivement bleus et rouges dans la figure 9).

On peut voir que la saveur des neutrinos est initialement électronique, pour osciller doucement pendant le premier million de kilomètres (pour 400 keV, du moins). Après une distance de  $D_{T\odot}$ , on peut voir que la probabilité d'observer un neutrino électronique n'est pas de

100 %, c'est-à-dire qu'il est possible d'observer une proportion de neutrinos électroniques plus faible que celle initialement prédite. La fréquence des oscillations de neutrinos de différentes énergies est certes différente, mais on peut voir qu'après 150 millions de kilomètres, la probabilité  $P_{\alpha \rightarrow \beta} = P_{e \rightarrow X}$  semble être environ la même<sup>10</sup>. Il est cependant à noter que l'oscillation est en fait beaucoup plus rapide que celle présentée, puisqu'elle est plus rapide que la précision utilisée par *Python*. En utilisant une plus grande précision pour tracer les courbes, on verrait des oscillations dans les oscillations, mais le graphique deviendrait rapidement complètement vert/violet et on ne pourrait pas observer le comportement des neutrinos solaires.

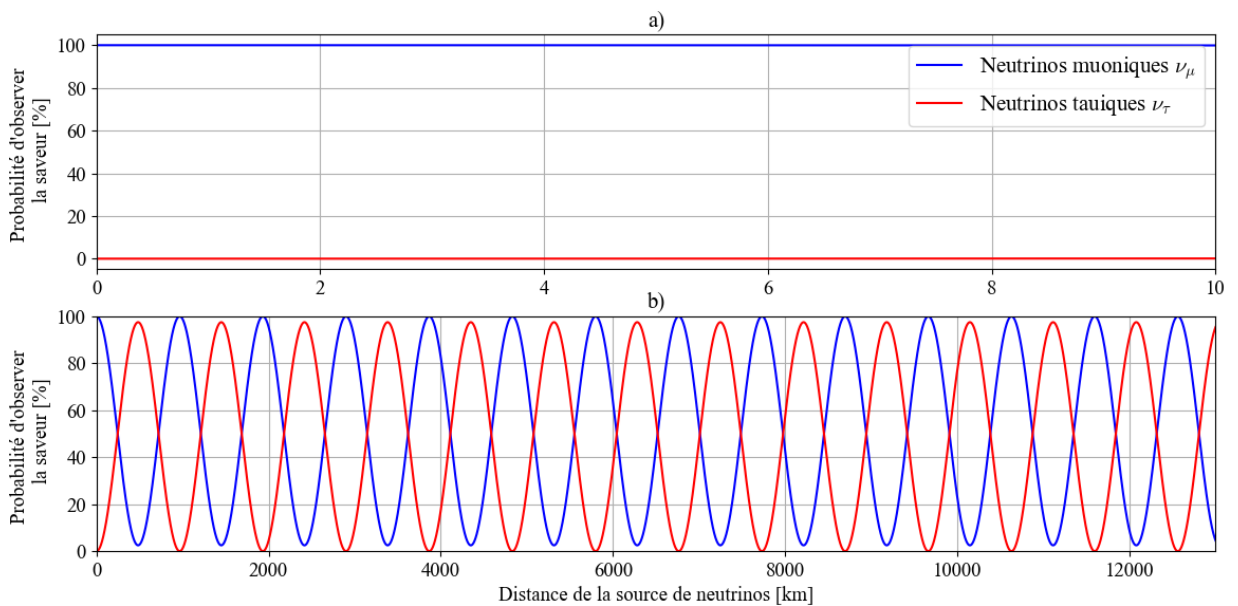


FIGURE 9 – Neutrinos atmosphériques  $\nu_\mu$  (bleus) et  $\nu_\tau$  (rouges) avec une énergie de 1 GeV ayant parcouru a) 10 km et b) 13 000 km

La figure 9 représente l'oscillation des neutrinos atmosphériques. Les deux graphiques mettent en scène des neutrinos avec une énergie de 1 GeV. Les  $\nu_\mu$  sont bleus et les  $\nu_\tau$  sont rouges. Le graphique du haut est l'oscillation des neutrinos ayant parcouru 10 km. On voit que la probabilité d'observer un neutrino muonique (comme la situation initiale) est d'environ 100 %, ou si vous préférez que la probabilité  $P_{\alpha \rightarrow \beta} = P_{\mu \rightarrow \tau}$  est essentiellement nulle. Dans cette situation, les prédictions de n'observer que des neutrinos muoniques sont correctes.

Cependant, on voit dans le graphique du bas qu'après avoir oscillé pendant 13 000 km, la

10. C'est davantage une constatation qu'un résultat important, puisque même si les probabilités à la fin n'étaient pas les mêmes pour les deux énergies, c'est le fait que les probabilités oscillent que l'on veut mettre en lumière (c.-à-d. l'observation de seulement des  $\nu_e$  n'est pas assurée )

saveur est modifiée, passant de totalement muonique à une combinaison muonique-tauique, avec une préférence pour tauique. Il est donc probable que les neutrinos observés après cette distance soient plutôt des neutrinos tauiques  $\nu_\tau$ . Pour des observatoires situés à une distance intermédiaire entre ces deux-là, il est donc possible d'observer une panoplie de combinaisons de  $\nu_\mu$  et de  $\nu_\tau$ .

Tant pour les neutrinos solaires qu'atmosphériques, l'oscillation neutrinique est effectivement ce qui est observé expérimentalement, tel que discuté dans les sections précédentes.

## 5 Conclusion

Les neutrinos recèlent tout de même encore bien des secrets. Entre autres, on ne sait toujours pas avec certitude si les neutrinos sont des particules de Majorana ou de Dirac, ou encore s'ils violent la symétrie  $\mathcal{CP}$ . Sachant que le CERN va bientôt prendre congé<sup>11</sup>, les développements en matière de neutrinos (comme pour les autres particules élémentaires, d'ailleurs) seront peut-être retardés et leurs secrets gardés encore un peu plus longtemps. . .

---

11. Source : Prof. Luc Marleau pendant un cours

## Références

- [1] Susanne Mertens. Direct Neutrino Mass Experiments. <http://arxiv.org/abs/1605.01579>, 2016.
- [2] Contributeurs Wikipédia. Geoneutrino. <https://en.wikipedia.org/wiki/Geoneutrino>.
- [3] Ondřej Šrámek, William F. McDonough, Edwin S. Kite, Vedran Leki, Stephen T. Dye, and Shijie Zhong. Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from Earth's mantle. <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0012821X12006097>.
- [4] M. Honda, T. Kajita, S. Midorikawa, and K. Kasahara. Calculation of the Flux of Atmospheric Neutrinos. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9503439>.
- [5] Takaaki Kajita. Atmospheric neutrinos and discovery of neutrino oscillations. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3417797/>.
- [6] Contributeurs Wikipédia. Solar neutrino. [https://en.wikipedia.org/wiki/Solar\\_neutrino](https://en.wikipedia.org/wiki/Solar_neutrino).
- [7] Aldo Bahcall, John Serenelli. Flux of solar neutrinos when they arrive at the earth as a function of their energy. [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/en/c/c8/Solar\\_neutrino\\_flux\\_spectrum.png](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/en/c/c8/Solar_neutrino_flux_spectrum.png), 2005.
- [8] Hans-Thomas Janka. Neutrino Emission from Supernovae. <https://arxiv.org/pdf/1702.08713.pdf>, 2017.
- [9] C. Lunardini and A. Yu Smirnov. Supernova neutrinos : Earth matter effects and neutrino mass spectrum. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0106149>, 2001.
- [10] Roberto Trotta and Alessandro Melchiorri. Indication for Primordial Anisotropies in the Neutrino Background from WMAP and SDSS. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0412066>, 2005. arXiv : astro-ph/0412066.
- [11] Petr Vogel. How difficult it would be to detect cosmic neutrino background? <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4915587>, 2015.
- [12] Xin Qian and Jen-Chieh Peng. Physics with Reactor Neutrinos. <http://arxiv.org/abs/1801.05386>, 2019.
- [13] S Eidelman. LIGHT UNFLAVORED MESONS ( $S = C = B = 0$ ). <http://pdg.lbl.gov/2016/tables/rpp2016-sum-mesons.pdf>, 2004.

- [14] Fred Reines and Clyde Cowan. Reines-Cowan Experiments—Detecting the Poltergeist. <https://permalink.lanl.gov/object/tr?what=info:lanl-repo/lareport/LA-UR-97-2534-02>, 1997.
- [15] Luc Marleau. Introduction à la physique des particules. [http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/intl/fr/marleau\\_ppnotes.pdf](http://feynman.phy.ulaval.ca/marleau/intl/fr/marleau_ppnotes.pdf), 2019.
- [16] Nobel Prize. The nobel prize in physics in 1995. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1995/summary/>.
- [17] John N. Bahcall. *Neutrino Astrophysics*. Cambridge University Press, July 1989.
- [18] A. Bellerive, J. R. Klein, A. B. McDonald, A. J. Noble, and A. W. P. Poon. The Sudbury Neutrino Observatory. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316300736>.
- [19] Christine Sutton. *Spaceship Neutrino*. Cambridge University Press, October 1992.
- [20] J. BOGER et coll. The Sudbury Neutrino Observatory. [http://www.hep.upenn.edu/SNO/papers/sno\\_nim.pdf](http://www.hep.upenn.edu/SNO/papers/sno_nim.pdf), 2000.
- [21] Dr J Chadwick. A 'Nuclear Photo-effect' : Disintegration of the Deuteron by  $\gamma$ -Rays. <https://www.nature.com/articles/134237a0.pdf>, 1934.
- [22] Herbert H. Chen. Direct Approach to Resolve the Solar-Neutrino Problem. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.1534>, 1985.
- [23] Boris M. Bolotovskii. Vavilov – Cherenkov radiation : its discovery and application. <https://iopscience.iop.org/acesbibl.ulaval.ca/article/10.3367/UFNe.0179.200911c.1161/meta>, 2009.
- [24] Contributeurs Wikipédia. Stanley Mandelstam. [https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Stanley\\_Mandelstam&oldid=146765272](https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Stanley_Mandelstam&oldid=146765272), March 2018.
- [25] Contributeurs Wikipédia. Frank–Tamm formula. [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Frank%E2%80%93Tamm\\_formula&oldid=885937196](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Frank%E2%80%93Tamm_formula&oldid=885937196), 2019.
- [26] Stuart Samuel. Neutrino oscillations in dense neutrino gases. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.48.1462>, 1993.
- [27] Bruno PONTECORVO. « Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge ». [http://centropontecorvo.df.unipi.it/Articoli/Neutrino\\_Experiments\\_and\\_the\\_Problem\\_of\\_Conservation\\_of\\_Leptonic\\_Charge\\_JETP-1968.pdf](http://centropontecorvo.df.unipi.it/Articoli/Neutrino_Experiments_and_the_Problem_of_Conservation_of_Leptonic_Charge_JETP-1968.pdf), 1968.
- [28] Nicola CABIBBO. « Unitary Symmetry and Leptonic Decays ». <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.10.531>, 1963.

- [29] Vernon BARGER, Kerry Lewis WHISNANT et Danny MARFATIA. *Neutrino Physics*. Princeton University Press, 2012.
- [30] Q. R. AHMAD et coll. « Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by  $^8\text{B}$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory ». <https://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0106015.pdf>, 2001.
- [31] Lincoln WOLFENSTEIN. « Neutrino Oscillations in Matter ». <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.17.2369>, 1978.
- [32] Stanislav P. MIKHEÏEV et Alexei Y. SMIRNOV. « Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos ». *Soviet Journal of Nuclear Physics*, vol. 42 (n° 1) : pages 913–917, 1985.
- [33] Masaharu TANABASHI et coll. (Particle Data Group). 2018 Review of Particle Physics, 2018.
- [34] David R. WILLIAMS (NASA). « Earth Fact Sheet » (2017). <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html>.
- [35] Alain BELLERIVE. « Review of Solar Neutrino Experiments ». <https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0312045.pdf>, 2004.
- [36] Super-Kamiokande (スーパーカミオカンデ). « Atmospheric Neutrinos » (2019). <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/atmos-e.html>.
- [37] Contributeurs Wikipédia. « Neutrino oscillation » (2019). [https://en.wikipedia.org/wiki/Neutrino\\_oscillation](https://en.wikipedia.org/wiki/Neutrino_oscillation).