

## 2

### Abordagem Geral da Física de Neutrinos

Em 1930, o "remédio desesperado" inventado por Pauli, que mais tarde seria chamado de neutrino por Fermi, elucidou o mistério em torno do espectro do decaimento  $\beta$ , preservando as leis de conservação da energia e do momentum. Desde então, uma série de perguntas acerca das propriedades dessa partícula, a começar pela própria existência, têm sido feitas. Embora tenha sido detectada em 1956, há muitas questões em aberto sobre suas características. Uma dessas dúvidas refere-se à sua massa. Há muito tempo já se sabia que os neutrinos eram realmente muito leves, porém era importante saber se eram completamente sem massa ou não. Mesmo com uma pequena massa, tanto a física quanto a astrofísica sofreriam grandes conseqüências.

Nos últimos anos, o mecanismo de conversão de sabor entre neutrinos vem recebendo evidência cada vez mais forte a seu favor. Os resultados dos experimentos que medem o fluxo de neutrinos solares (25, 47, 48), atmosféricos (49), oriundos de reatores (14, 15) e de aceleradores (8, 9, 50), favorecem de forma quase inquestionável a conversão de sabor. Esse mecanismo, conhecido como oscilação de neutrinos, exige que o neutrino tenha massa. Contudo, mesmo implicando em neutrinos massivos, o modelo de oscilação não pode determinar os valores absolutos das massas dessas partículas, pois não é sensível diretamente a elas, mas às diferenças de massas quadradas.

Neste capítulo, começaremos com uma breve revisão da história dos neutrinos. Em seguida, abordaremos, de forma geral, alguns aspectos da física de neutrinos. Descreveremos suas propriedades de acordo com o Modelo Padrão da física de partículas e segundo as representações de Weyl, Dirac e Majorana. Trataremos acerca do fenômeno de oscilação: primeiro no vácuo e, logo após, em presença da matéria. Por fim, analisaremos sucintamente o duplo decaimento  $\beta$  sem neutrinos.

## 2.1

### Breve revisão da história dos neutrinos

A proposta de existência dos neutrinos está diretamente relacionada ao estudo do decaimento  $\beta$ .<sup>1</sup> Esperava-se que o espectro de energia dos elétrons emitidos nesse processo fosse discreto, já que o problema era estudado como se evoluísse apenas dois corpos: o núcleo resultante do decaimento e o elétron emitido. Mas, em 1914, James Chadwick demonstrou experimentalmente e de forma definitiva, que a distribuição de energia cinética dos elétrons ejetados era contínua, o que contrariava a lei de conservação da energia. Aceita a continuidade do espectro, para explicá-lo imaginou-se que os elétrons detectados pudessem ser secundários ou que estivessem sendo emitidos fótons ainda não detectados ou mesmo, como sugeriu Niels Bohr, que pudessem ocorrer violações da conservação da energia. Entretanto, uma série de experimentos realizados por C. D. Ellis e B. A. Wooster e, Lise Meitner e W. Orthmann, demonstrou que os elétrons detectados eram primários e que não havia emissão de fótons.

Para resolver esse enigma, Wolfgang Pauli, em 1930, sugeriu que uma terceira partícula estaria envolvida no decaimento  $\beta$ . Tal partícula deveria ser neutra, em concordância com a lei de conservação da carga elétrica, ter uma massa muito pequena ou mesmo nula, já que a massa total é essencialmente contabilizada pelas outras partículas observadas, e de spin  $1/2$ , para conservar o momento angular. Chadwick, em 1932, descobriu uma partícula igualmente neutra e com spin  $1/2$ , porém com uma massa muito maior que a esperada. Tal partícula foi denominada *nêutron*.

Em 1934, Enrico Fermi desenvolveu uma teoria para descrever o decaimento  $\beta$ , incorporando fortemente a partícula de Pauli, a qual chamou de *neutrino*. Sua teoria explicava o comportamento do espectro do decaimento para o caso de um neutrino com massa nula, e como ele mudaria se o neutrino tivesse uma pequena massa. No mesmo ano, Hans A. Bethe e Rudolf Peiels estimaram a seção de choque de captura de neutrinos, e concluíram ser praticamente impossível detectá-lo.

O italiano B. Pontecorvo, em 1946, propôs a seguinte reação para detecção do neutrino:



Esta proposta não foi publicada e o motivo para tanto é incerto.

Os físicos F. Reines e C. Cowan decidiram detectar neutrinos usando reatores nucleares como fonte controlada dessas partículas. A primeira tentativa, o projeto *Poltergeist*, constatou fortes sinais de raios cósmicos. Porém, em 1956, usando a maior versão do seu detector e um dos reatores nucleares em

<sup>1</sup>O processo de decaimento  $\beta^{-(+)}$  é:  $n(p) \rightarrow p(n) + e^-(e^+) + \bar{\nu}_e(\nu_e)$ .

Savannah River, os dois físicos conseguiram observar neutrinos (na verdade, antineutrinos eletrônicos ( $\bar{\nu}_e$ ), como se descobriria posteriormente). O fluxo de antineutrinos era da ordem de  $10^{12}$  a  $10^{13}$   $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  e o número de eventos registrados era cerca de 3 por hora, em concordância com a taxa prevista pela teoria de Fermi. A reação utilizada por Reines e Cowan é conhecida como decaimento  $\beta$  inverso:



Em 1962, após analisarem feixes de píons carregados em Brookhaven, o grupo de L. M. Lederman, M. Schwartz e J. Steinberg descobriu que os neutrinos produzidos em associação com múons não comportavam-se da mesma forma que aqueles produzidos em associação com elétrons. O segundo neutrino ( $\nu_\mu$ ) acabava de ser descoberto.

Em 1964, J. Bahcall prevê o fluxo de neutrinos solares que se esperaria observar, baseando-se em modelos solares. Posteriormente, em 1968, R. Davis mede pela primeira vez o fluxo de neutrinos solares através de estados excitados do  $^{37}\text{Ar}$ , comparando assim com a taxa prevista por Bahcall. Contudo, Davis e seus colaboradores relataram um déficit no fluxo de neutrinos solares. Tal déficit foi denominado *problema do neutrino solar*. Em 1969, V. Gribov e B. Pontecorvo, propuseram que as oscilações<sup>2</sup> de neutrinos poderiam explicar o déficit no número de neutrinos solares detectados.

L. Wolfenstein, em 1978, e S. Mikheyev e A. Smirnov, em 1985, demonstram que a interação com a matéria pode acentuar as oscilações de neutrinos. Esse fenômeno, que passa a ser conhecido como efeito MSW, torna-se importante na explicação dos dados dos neutrinos solares e atmosféricos (no caso de neutrinos que atravessam a Terra).

O primeiro sinal positivo de oscilação de neutrinos foi proporcionado pelo experimento com acelerador '*Liquid Scintillator Neutrino Detector*' (LSND), em 1993. Realizado no '*Los Alamos Meson Physics Facility*' (LAMPF), o experimento mediu o aparecimento de  $\bar{\nu}_e$ , a partir de um feixe de  $\bar{\nu}_\mu$ .

O experimento Super-Kamiokande, realizado no Japão em 1996, reuniu evidências sobre o desaparecimento de neutrinos e antineutrinos muônicos produzidos na atmosfera terrestre por raios cósmicos. Essas indicações constituem o *problema do neutrino atmosférico*. A explicação mais provável deste fenômeno é a oscilação de neutrinos. De forma independente, outro teste para as oscilações foi executado no Japão em 1999. O experimento com acelerador '*KEK to Super-Kamiokande*' (K2K) coletou dados sobre o desaparecimento de  $\nu_\mu$ . Recentemente (2006) o experimento '*Main Injector Neutrino Oscillation Search*' (MINOS), que utiliza um feixe de neutrinos muônicos produzidos no

<sup>2</sup>A oscilação de neutrinos foi primeiro sugerida por B. Pontecorvo em 1957 [22].

Fermilab, anunciou seus primeiros resultados, confirmando o desaparecimento observado por K2K. Os resultados de ambos experimentos concordam com os obtidos pelo Super-Kamiokande.

Em 2001, o neutrino tauônico ( $\nu_\tau$ ), que até aquele momento somente apresentava evidência indireta, foi descoberto no Fermilab, pelo experimento '*Direct Observation of NU Tau*' (DONUT).

Em 2002, dois grandes experimentos apresentaram seus resultados: SNO (Canadá) e KamLAND (Japão). O experimento '*Sudbury Neutrino Oscillation*' (SNO) confirmou a oscilação de sabor dos neutrinos solares, decifrando o enigma da escassez desses neutrinos. A Colaboração '*Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector*' (KamLAND) mediu o fluxo de neutrinos oriundos de vários reatores nucleares. O resultado confirma a solução de oscilação do problema do neutrino solar.

## 2.2

### Neutrinos de acordo com o Modelo Padrão

De acordo com o Modelo Padrão, os neutrinos são partículas muito bem definidas e apresentam as seguintes características (33):

- são férmions neutros de spin  $1/2$ ;
- têm massa nula;
- têm sempre helicidade negativa, que é sempre conservada;
- carregam números leptônicos que são conservados;
- participam apenas da interação fraca, além da gravitacional;
- surgem em apenas três sabores: elétron-neutrino, múon-neutrino e tau-neutrino;
- os antineutrinos possuem as mesmas propriedades, com exceção da helicidade, que é sempre positiva.

Portanto, o Modelo Padrão fornece respostas imediatas a respeito da natureza dos neutrinos. Segundo ele, entre outras coisas, os neutrinos não podem oscilar, uma vez que esse fenômeno é induzido por massa, não possuem momentos magnéticos e não exercem qualquer papel importante na solução do problema do neutrino solar.

### 2.3

#### As representações de Weyl, Dirac e Majorana

Neutrinos de Weyl são partículas de massa nula e spin 1/2, descritos por um espinor de duas componentes, os quais são as projeções quirais de um operador de campo ( $\psi$ ) de quatro componentes. Dizendo de outra forma, o neutrino de Weyl apresenta um único estado de helicidade<sup>3</sup>, que representa a projeção do spin da partícula na direção do seu momento. Como a helicidade não é um invariante de Lorentz, a única forma de um neutrino (ou antineutrino) preservar sua identidade em qualquer referencial, é a de se mover à velocidade da luz, ou seja, se sua massa for nula. A partícula terá sempre helicidade negativa, enquanto a antipartícula será sempre de helicidade positiva, o que exige que duas das componentes de  $\psi$  ("neutrino" com helicidade positiva e "antineutrino" com helicidade negativa) sejam nulas.

Definindo as projeções quirais de um campo (31, 32, 33) como

$$\psi_L \equiv \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi \quad (2-4)$$

e

$$\psi_R \equiv \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi, \quad (2-5)$$

de modo que

$$\psi = \psi_R + \psi_L. \quad (2-6)$$

$\psi_R$  e  $\psi_L$  são as projeções quirais direita e esquerda de  $\psi$ .

Um neutrino de Weyl será

$$\frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi = \begin{cases} 0, & \text{se } \psi \text{ carrega helicidade } +1 \\ \psi, & \text{se } \psi \text{ carrega helicidade } -1 \end{cases}, \quad (2-7)$$

enquanto o antineutrino será

$$\frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi = \begin{cases} \psi, & \text{se } \psi \text{ carrega helicidade } +1 \\ 0, & \text{se } \psi \text{ carrega helicidade } -1 \end{cases}. \quad (2-8)$$

Como se vê o neutrino de Weyl é o neutrino descrito pelo Modelo Padrão.

Quando permitimos que o neutrino seja massivo, em geral, dois termos de massa são possíveis: termos de massa de Dirac e de Majorana.

Sendo descrito como uma partícula de Dirac, o neutrino é representado por um espinor de quatro componentes, correspondendo a quatro graus de liberdade: neutrino, antineutrino, spin-up e spin-down. Existe um número quântico conservado que distingue a partícula de sua antipartícula, o número leptônico  $L$ . Considera-se que

<sup>3</sup>O operador helicidade é definido como  $\frac{\Sigma \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|}$ , onde  $\mathbf{p}$  representa o momento da partícula,

$$\Sigma \equiv \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ \sigma & 0 \end{pmatrix} \text{ e } \sigma \text{ são as matrizes de Pauli.} \quad (2-3)$$

$$\mathbb{L}(\ell^-) = \mathbb{L}(\nu) = -\mathbb{L}(\ell^+) = -\mathbb{L}(\bar{\nu}) = +1 \quad (2-9)$$

onde  $\ell$  representa o lépton e o antilépton carregados de sabor  $\ell = e, \mu$  ou  $\tau$ . Assim, quando um neutrino (antineutrino) de um dado sabor interage com a matéria, ele sempre produz um lépton (antilépton) carregado do mesmo sabor. Da mesma forma, quando uma reação produz um lépton (antilépton) carregado de um determinado sabor, surge em associação com ele um antineutrino (neutrino) do mesmo sabor.

Considerando o mesmo espinor  $\psi$  de Weyl, os quatro estados possíveis são:

$$\psi_L, \quad \psi_R, \quad (\psi_L)^C \quad \text{e} \quad (\psi_R)^C. \quad (2-10)$$

Aqui,  $\psi_L$  representa uma partícula de mão esquerda, carregando uma unidade de número leptônico. Em altas energias, um campo quiral de mão esquerda tem helicidade predominantemente negativa, com uma pequena mistura (da ordem de  $m/E$ ) de helicidade positiva, onde  $m$  e  $E$  são, respectivamente, a massa e a energia do neutrino. Essa componente participa das interações de corrente carregada ou neutra, comportando-se como um neutrino "ativo". A correspondente antipartícula "ativa" será  $(\psi_L)^C$ , com número leptônico e quiralidade opostos. Esta é predominantemente de helicidade positiva, com uma pequena mistura (da ordem de  $m/E$ ) de helicidade negativa. Os dois outros estados  $\psi_R$  e  $(\psi_R)^C$ , não participam das interações de corrente carregada ou neutra e são, normalmente, referidos como neutrinos "estéreis".

Na Lagrangiana do neutrino, as massas de Dirac acoplam os campos de mão direita e de mão esquerda

$$m^D \bar{\psi}_R \psi_L + h.c., \quad (2-11)$$

onde  $m^D$  é a massa de Dirac e  $\psi_L$  e  $\psi_R$  são os espinores de campo de Weyl de mão esquerda e de mão direita, respectivamente.

Um neutrino de Majorana é um neutrino massivo que é a sua própria antipartícula. Isso significa que ele é descrito por somente dois graus de liberdade, spin-up e spin-down, pois não há diferença entre partícula e antipartícula. Sob esse ponto de vista, o neutrino não pode carregar qualquer número quântico interno que possa distingui-lo de sua antipartícula.

As massas de Majorana acoplam um campo quiral de mão direita (ou de mão esquerda) com ele próprio

$$m_R^M \bar{\psi}_R^c \psi_R + h.c. \quad \text{ou} \quad m_L^M \bar{\psi}_L^c \psi_L + h.c. \quad (2-12)$$

onde  $m_{R(L)}^M$  são os parâmetros de massa de Majorana e  $\psi^c = C \bar{\psi}^T$  representa a conjugação de carga.

Resumidamente, o termo de massa invariante de Lorentz na Lagrangiana

do neutrino pode aparecer de três formas:

$$m^D[\bar{\psi}_R\psi_L + (\bar{\psi}_L)^c\psi_R^c], \quad (2-13)$$

$$m_L^M[(\bar{\psi}_L)^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_L^c], \quad m_R^M[(\bar{\psi}_R)^c\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_R^c] \quad (2-14)$$

A Eq.(2-13) é o termo de massa de Dirac (com o parâmetro de massa  $m^D$ ), o qual requer a existência de ambos auto-estados de quiralidade  $\psi_L$  e  $\psi_R$ , e conserva o número quântico leptônico. As duas expressões da Eq.(2-14) correspondem aos termos de massa de Majorana, os quais violam o número quântico leptônico. Nesse caso, o termo de massa com o parâmetro  $m_L^M$  pode estar presente mesmo na ausência do termo de massa com o parâmetro  $m_R^M$  e vice-versa.

## 2.4

### Experimentos Cinemáticos

Experimentos que estudam a cinemática dos decaimentos que produzem neutrinos, são sensíveis aos valores absolutos das massas destes últimos. A massa do neutrino é extraída do espectro de energia dos produtos do decaimento. Entretanto, tais testes não possuem sensibilidade suficiente para medir as pequenas massas dos neutrinos. Os limites atuais proporcionados por experimentos deste tipo são (51)

$$\begin{aligned} m_{\nu_\tau} &< 18.2 \text{ MeV} \quad (\tau \rightarrow 5\pi + \nu_\tau), \\ m_{\nu_\mu} &< 190 \text{ KeV} \quad (\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu), \\ m_{\nu_e} &< 2.2 \text{ eV} \quad ({}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e + \bar{\nu}_e). \end{aligned} \quad (2-15)$$

Experimentos com oscilação de neutrinos proporcionam limites muito melhores. Contudo, como veremos na Seção 2.6, os experimentos de oscilação são sensíveis às diferenças de massas quadradas, apenas.

## 2.5

### Duplo decaimento beta sem neutrinos

O duplo decaimento beta é uma transição rara entre dois núcleos com o mesmo número de massa  $A$ , envolvendo uma mudança da carga nuclear  $Z$  de duas unidades. Quando a transição não envolve a emissão de neutrinos ( $0\nu\beta\beta$ ),  $(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + e_1^- + e_2^-$ , ocorre a violação do número leptônico em duas unidades ( $\Delta L = 2$ ). Os termos de massa de Dirac conservam o número quântico leptônico e não contribuem para esse decaimento. Portanto, essa transformação só é possível se o neutrino for massivo e uma partícula de Majorana, e esse

fato é o que desperta o maior interesse sobre esse processo. O  $0\nu\beta\beta$  é sensível à massa de Majorana porque um antineutrino de mão direita emitido na primeira transição  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  deve ser reabsorvido como um neutrino de mão esquerda  $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ , como mostra a Figura 2.1. Esta reabsorção requer que  $\bar{\nu}_e = \nu_e$  e por razões de helicidade é suprimida por um fator  $M/E$ , onde  $M$  é a massa e  $E$  a energia do neutrino.

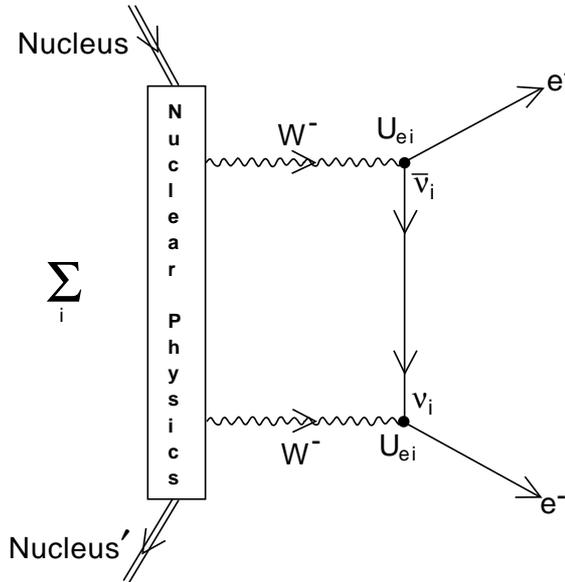


Figura 2.1: Duplo decaimento beta sem neutrinos

Convém destacar que algumas incertezas teóricas são introduzidas no estudo do  $0\nu\beta\beta$  devido ao fato de que a taxa de decaimento depende do conhecimento de alguns elementos de matriz nuclear (10, 11, 12).

## 2.6

### O modelo de oscilação

A partir da observação da distorção no espectro de neutrinos solares e atmosféricos, foram elaborados diversos modelos para solucionar as duas anomalias. Contudo, dentre todos, o único que é capaz de explicar tanto o problema do neutrino solar quanto a anomalia do neutrino atmosférico, simultaneamente, é o *mecanismo de oscilação de sabor*. Nesta seção discutiremos o mecanismo de oscilação de sabor, primeiro no vácuo e depois na matéria.

#### 2.6.1

##### Propagação de neutrinos no vácuo

Se admitirmos que os neutrinos têm massa e que se comportam analogamente aos quarks, então um neutrino de um sabor definido,  $\nu_\ell$ , não é necessariamente um auto-estado de massa,  $|\nu_i\rangle$ . Um auto-estado de sabor será

uma superposição coerente dos auto-estados de massa

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_i U_{\ell i}^* |\nu_i\rangle. \quad (2-16)$$

As quantidades  $U_{\ell i}$  são os elementos de uma matriz  $U$ , conhecida como matriz de mistura leptônica que, de acordo com o Modelo Padrão, estendido para incluir neutrinos massivos, deve ser unitária. Esses elementos são tais que o valor absoluto quadrado de cada um deles,  $|U_{\ell i}|^2$ , representa a fração do autovalor do auto-estado de massa  $\nu_i$  que o auto-estado de sabor  $\nu_\ell$  possui.

Quando um neutrino viaja através do vácuo, os vários auto-estados de massa que o constituem propagam-se diferentemente, devido às suas diferentes massas. Esse fato conduz à transformação de um neutrino de um sabor em um neutrino com outro sabor (2, 3, 4, 5).

A Amplitude para a transformação  $\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}$  é

$$Amp(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) = \sum_i U_{\ell i}^* A(\nu_i) U_{\ell' i} \quad (2-17)$$

A quantidade  $A(\nu_i)$  representa a amplitude associada à propagação do auto-estado  $\nu_i$  por uma distância  $L$ , entre a produção e a detecção.

Para calcular  $A(\nu_i)$ , devemos resolver a equação de Schrödinger no referencial de repouso do auto-estado  $\nu_i$ , onde, em um determinado instante  $\tau_i$ , a massa de repouso de  $\nu_i$  é  $m_i$ . Assim,

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle, \quad (2-18)$$

que tem como solução

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i\tau_i} |\nu_i(0)\rangle. \quad (2-19)$$

Para expressar a Eq.(2-19) em termos da distância  $L$  que o neutrino viaja até o detector, do tempo  $t$  gasto nessa propagação, da energia  $E_i$  e do momento  $p_i$  do auto-estado de massa  $\nu_i$ , todos medidos no referencial do laboratório, devemos substituir a fase  $m_i\tau_i$  por

$$m_i\tau_i = E_i t - p_i L. \quad (2-20)$$

Em particular, os únicos auto-estados de massa que compõem um feixe de neutrinos que contribuem coerentemente para um sinal de oscilação, são aqueles que têm a mesma energia (4). Sendo assim, podemos escrever

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \cong E - \frac{m_i^2}{2E}, \quad (2-21)$$

onde foi realizada uma expansão binomial usando o fato de que  $m_i^2 \ll E^2$ , para qualquer caso real. De volta à Eq.(2-20), com o auxílio da Eq.(2-21), podemos

escrever que

$$m_i \tau_i \cong E(t - L) + \frac{m_i^2}{2E} L. \quad (2-22)$$

Como apenas diferenças de fase são importantes, o termo  $E(t - L)$  pode ser omitido, pois é comum a todos os auto-estados de massa que estão se superpondo. Portanto, a amplitude de propagação de  $\nu_i$  é

$$A(\nu_i) = e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}}. \quad (2-23)$$

Finalmente, podemos escrever a amplitude de transformação dada pela Eq.(2-17) é,

$$Amp(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) = \sum_i U_{\ell i}^* e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{\ell' i}. \quad (2-24)$$

A Eq.(2-24) é totalmente geral, não importando o número de auto-estados de sabor ou de massa. Tomando o valor absoluto quadrado da Eq.(2-24), encontramos a probabilidade  $P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'})$  da transição ( $\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}$ ), dada por

$$\begin{aligned} P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) &= |Amp(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'})|^2 \\ &= \delta_{\ell\ell'} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\ell i}^* U_{\ell' i} U_{\ell j} U_{\ell' j}^*) \text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\ell i}^* U_{\ell' i} U_{\ell j} U_{\ell' j}^*) \text{sen}\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right), \end{aligned} \quad (2-25)$$

onde

$$\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2. \quad (2-26)$$

Para o caso de antineutrinos, basta trocar o sinal do último termo da Eq.(2-25).

A partir da Eq.(2-25), se  $\Delta m_{ij}^2 = 0$ , implica que  $P(\bar{\nu}_\ell \rightarrow \bar{\nu}_{\ell'}) = \delta_{\ell\ell'}$ . Ou seja, a observação de transição de sabor implica em massa para o neutrino.

Particularmente, é útil definir o comprimento de oscilação

$$L_{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}. \quad (2-27)$$

Quando  $L \ll L_{\text{osc}}$  pode-se aproximar  $\text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \sim \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right)^2$  e o sinal é muito fraco para ser detectado. A situação inversa,  $L \gg L_{\text{osc}}$ , conduz a  $\langle \text{sen}^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \rangle = \frac{1}{2}$ . Nesse contexto, pode-se obter apenas o limite mais baixo de  $\Delta m^2$ .

Como consequência da unitariedade da matriz  $U$  vem

$$\sum_{\ell'} P(\bar{\nu}_\ell \rightarrow \bar{\nu}_{\ell'}) = 1, \quad (2-28)$$

onde a soma envolve todos os sabores  $\ell'$ , inclusive o original  $\ell$ . Resulta que a metamorfose de sabor não modifica o fluxo total. Contudo, se alguma parte do fluxo inicial torna-se estéril, ou seja, o sabor  $\ell$  oscila para um sabor  $\ell'$  que

não é sensível à interação fraca, um experimento que meça o fluxo total de neutrinos ativos – isto é, a soma dos fluxos de  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ , e  $\nu_\tau$  – encontrará um fluxo menor que o original.

Um caso especial de aplicação, refere-se à aproximação para duas gerações da Eq.(2-25). Nesse caso, os auto-estados de massa,  $\nu_1$  e  $\nu_2$ , e de sabor,  $\nu_\ell$  e  $\nu_{\ell'}$ , são considerados efetivos. A matriz de mistura  $U$  assume a forma de uma rotação no espaço bidimensional

$$U = \begin{array}{cc} & \begin{array}{cc} \nu_1 & \nu_2 \end{array} \\ \begin{array}{c} \nu_\ell \\ \nu_{\ell'} \end{array} & \left[ \begin{array}{cc} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{array} \right]. \end{array} \quad (2-29)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de mistura. Os auto-estados de sabor relacionam-se com os auto-estados de massa da seguinte forma:

$$\begin{aligned} |\nu_\ell\rangle &= \cos\theta|\nu_1\rangle + \text{sen}\theta|\nu_2\rangle, \\ |\nu_{\ell'}\rangle &= -\text{sen}\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle. \end{aligned} \quad (2-30)$$

Nessa representação, a expressão para a  $P(\overline{\nu}_\ell \rightarrow \overline{\nu}_{\ell'})$ , reduz-se a

$$P(\overline{\nu}_\ell \rightarrow \overline{\nu}_{\ell'}) = \text{sen}^2 2\theta \text{sen}^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right). \quad (2-31)$$

onde

$$\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2. \quad (2-32)$$

A probabilidade de sobrevivência do sabor  $\ell$  (ou  $\ell'$ ) pode ser escrita como:

$$P(\overline{\nu}_\ell \rightarrow \overline{\nu}_\ell) = P(\overline{\nu}_{\ell'} \rightarrow \overline{\nu}_{\ell'}) = 1 - P(\overline{\nu}_\ell \rightarrow \overline{\nu}_{\ell'}). \quad (2-33)$$

No contexto de três gerações, a matriz de mistura leptônica é conhecida como matriz de Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) ou matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), com a seguinte parametrização:

$$\begin{aligned} U &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ &\quad \begin{bmatrix} e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} c_{12}c_{13}e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & s_{12}c_{13}e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & s_{13}e^{-i\delta} \\ (-s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta})e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta})e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & s_{23}c_{13} \\ (s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta})e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & (-c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta})e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2-34)$$

onde  $c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$  e  $s_{ij} \equiv \text{sen}\theta_{ij}$ .

A matriz  $U$  apresenta três ângulos de mistura  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  e  $\theta_{23}$ , uma fase de Dirac ( $\delta$ ) e duas fases adicionais de Majorana ( $\alpha_1$  e  $\alpha_2$ ). Todas as fases referem-se à violação de CP <sup>4</sup>.

## 2.6.2

### Propagação de neutrinos na matéria

Quando um neutrino propaga-se através da matéria, sua habilidade de mudar de sabor pode ser bastante amplificada devido à sua interação com o meio ao seu redor. Este fenômeno conhecido como efeito MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) (2, 3, 39), resulta de um espalhamento coerente dos neutrinos com as partículas do meio. Esse espalhamento ocorre de duas maneiras:

1. espalhamento  $\nu_e - e^-$ . Os elétron-neutrinos interagem com os elétrons do meio pela troca dos bósons  $W^\pm$ . O neutrino adquire uma energia potencial extra  $V_W$ ,

$$V_W = +\sqrt{2} G_F N_e, \quad (2-35)$$

onde  $G_F$  é a constante de acoplamento de Fermi e  $N_e$  é o número de elétrons por unidade de volume. Para antineutrinos, basta trocar o sinal dessa energia potencial;

2. interação dos neutrinos de qualquer sabor com prótons, nêutrons e elétrons do meio, através da troca de um bóson  $Z^0$ . O neutrino ganha uma energia potencial extra  $V_Z$ , dada por

$$V_Z = -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n, \quad (2-36)$$

onde  $N_n$  é o número de nêutrons por unidade de volume.

Apenas com o objetivo de ilustrar o resultado do efeito, podemos considerar somente a interação entre o meio e os neutrinos eletrônicos. A troca do bóson  $Z^0$  também será desprezada nesse caso. Devido à presença de  $V_W$  a relação de dispersão no vácuo é modificada para

$$E \approx p + V_W + \frac{m^2}{2p} \quad (2-37)$$

A massa quadrada efetiva na matéria,  $m_m^2$ , é dada por (39)

<sup>4</sup>A operação CP atua essencialmente como uma conjugação partícula-antipartícula, convertendo um neutrino de mão esquerda em um antineutrino de mão direita. Se CP for conservada as probabilidades de oscilação entre partículas e antipartículas coincidem, ou seja,  $P(\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}) = P(\bar{\nu}_\ell \rightarrow \bar{\nu}_{\ell'})$ . Portanto, sob transformação de CP a matriz de mistura leptônica  $U$  é substituída por  $U^*$  ( $U \rightarrow U^*$ ). Isto significa que CP só é conservada no setor leptônico se  $U$  for real ou transformada em real através da redefinição das fases dos campos leptônicos (45).

$$m_m^2 = m^2 + A, \quad A \equiv 2EV_W, \quad (2-38)$$

onde foi usado o fato de que  $p \approx E$ . A quantidade  $A$  é a massa quadrada induzida. Portanto, quando o neutrino atravessa a matéria, ele adquire uma massa efetiva que passa a atuar sobre os parâmetros de oscilação. Nesse caso, o ângulo de mistura e a diferença de massa quadrada podem ser escritos como:

$$\Delta m_M^2 \equiv \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (2-39)$$

e

$$\sin^2 2\theta_M \equiv \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2}, \quad (2-40)$$

onde  $x \equiv \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2}$ , que mede a importância do efeito de matéria em relação a  $\Delta m^2$ .

É importante notar que:

1. quando  $x = 0$ , os parâmetros de oscilação  $\Delta m_M^2$  e  $\sin^2 2\theta_M$  coincidem com os do vácuo;
2. a mistura torna-se máxima quando  $\Delta m^2 \cos 2\theta = A$ .

## 2.7

### Experimentos de Oscilação de Neutrinos

Idealmente, os experimentos de oscilação de neutrinos determinam a probabilidade de transição de sabor como uma função da energia do neutrino e da distância percorrida até o detector. Devido às diversas complicações experimentais, para que seja possível sondar os parâmetros físicos fundamentais associados ao fenômeno de oscilação, em geral, é necessário conhecer-se com suficiente precisão (39):

- a distribuição de energia do feixe emitido, o seu fluxo total e a sua composição de sabor;
- a distância percorrida até o alvo e as características do meio de propagação;
- o espectro de energia dos neutrinos detectados, o seu fluxo total e a sua composição de sabor.

Os experimentos de oscilação separam-se em duas categorias: experimentos de aparecimento e experimentos de desaparecimento. Experimentos de desaparecimento procuram por uma redução no fluxo de um sabor definido:

$$N[\nu_\ell(L)] < N[\nu_\ell(0)], \quad (2-41)$$

onde  $N[\nu_\ell(L)]$  representa o número de neutrinos de sabor ativo,  $\ell$ , presentes no feixe em uma distância  $L$  da origem (0). Em consequência, a probabilidade de desaparecimento (ou sobrevivência) do sabor  $\ell$ , será

$$P_{\ell \rightarrow \ell}(L) < 1. \quad (2-42)$$

Experimentos de aparecimento, por outro lado, procuram o surgimento de neutrinos de um sabor ativo,  $\ell'$ , não presentes no feixe original:

$$N[\nu_{\ell'}(L)] > N[\nu_{\ell'}(0)], \quad (2-43)$$

onde, na maioria dos casos,  $N[\nu_{\ell'}(0)] = 0$  ou algum valor conhecido ('background').

A probabilidade de aparecimento em uma distância  $L$  será

$$P_{\ell \rightarrow \ell'}(L) > 0. \quad (2-44)$$

Um experimento que indica um sinal de aparecimento de um sabor leptônico diferente da composição original do feixe, geralmente, é uma evidência mais forte de oscilação que um experimento que detecta apenas uma supressão do fluxo inicial.

Todos os casos que tratam da transição entre neutrinos ativos podem ser estudados com esses dois modos de investigação, independentemente. Entretanto, podem existir oscilações entre neutrinos ativos e estéreis. Nesse caso, para se provar convincentemente a conversão de um sabor ativo ( $\ell$ ) em estéril ( $s$ ), seria necessário demonstrar que houve o desaparecimento do sabor ativo original e que não houve aparecimento de qualquer outro sabor ativo ( $\ell'$ ). Isto é,

$$P_{\ell \rightarrow s}(L) > 0 \quad (2-45)$$

desde que

$$P_{\ell \rightarrow \ell}(L) < 1 \quad (2-46)$$

e

$$P_{\ell \rightarrow \ell'}(L) = 0, \quad (2-47)$$

para todo  $\ell \neq \ell'$ .

### 2.7.1

#### Neutrinos Atmosféricos

Neutrinos atmosféricos são produzidos pelas interações de prótons de raios cósmicos com núcleos de oxigênio e nitrogênio no topo da atmosfera terrestre, via a reação em cadeia

$$p + A \rightarrow \pi^\pm + A' \quad (2-48)$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (2-49)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu). \quad (2-50)$$

A contagem do número de neutrinos e antineutrinos de cada sabor, mostra que a razão de sabor resultante é, aproximadamente,

$$R_{\mu/e} = \frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \sim 2. \quad (2-51)$$

onde  $N(\nu_\ell)$  representa o número de neutrinos de sabor  $\ell$ .

Devido à produção de outros mésons, como káons, ocorrem desvios na razão de sabor. Além disso, em altas energias a vida média do múon no referencial do laboratório é maior que em seu referencial de repouso. Assim, nem todos os múons decaem antes de atingir o detector. Apesar de todas as correções, os fluxos absolutos são conhecidos com acurácia de 20% e a razão com acurácia de 5%. Como as energias dos neutrinos são da ordem ou maiores que 100 MeV, tanto experimentos de aparecimento como de desaparecimento são possíveis (39).

Outro teste adicional para se detectar oscilações consiste em investigar a distribuição do número de eventos com relação ao ângulo de zenite. O ângulo de zenite está relacionado com a distância percorrida pelo neutrino até o detector. Os neutrinos produzidos logo acima do detector percorrem uma distância da ordem de  $10^2$  km, enquanto aqueles produzidos do lado oposto da Terra viajam cerca de  $10^4$  km até serem detectados. A distribuição do número de eventos é conhecida e, com boa aproximação, é simétrica na ausência de oscilações. Qualquer desvio dessa simetria pode indicar uma mudança no fluxo de neutrinos durante sua passagem através da Terra.

No caso particular de oscilações envolvendo neutrinos eletrônicos ou aquelas entre neutrinos ativos e estéreis<sup>5</sup>, a presença de matéria induz uma massa efetiva para o neutrino, como explicado pelo efeito MSW (3, 39).

Os experimentos com neutrinos atmosféricos medem a razão entre o valor medido,  $R_{Obs}$ , da Eq.(2-51) e o correspondente valor previsto por uma simulação de Monte Carlo,  $R_{MC}$ ,

$$R_{Obs/MC} = \frac{[N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{Obs}}{[N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/N(\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{MC}}. \quad (2-52)$$

<sup>5</sup>As contribuições de corrente neutra afetam as oscilações entre neutrinos ativos e estéreis na matéria.

Na ausência de oscilações espera-se que essa razão seja igual a unidade. Se oscilações de  $\nu_\mu$  estão presentes, encontrar-se-ia  $R_{\mu/e}$  menor que dois e  $R_{\text{Obs/MC}}$  menor que um. Quase todos os experimentos encontraram  $R_{\text{Obs/MC}} < 1$ , como mostra a Tabela 2.1.

Experimento	Exposição (kt-ano)	$R_{\text{Obs/MC}}$
Soudan-2	3.9	$0.66 \pm 0.11^{+0.05}_{-0.06}$
IMB-3	3.4	$0.80 \pm 0.10$
NUSEX	0.74	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$
Kamiokande	7.7	$0.60^{+0.06}_{-0.05} \pm 0.05$ sub-GeV $0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$ multi-GeV
Frejus	1.56	$0.95 \pm 0.18$

Tabela 2.1: Resultados experimentais da razão  $R_{\text{Obs/MC}}$ . Essa tabela foi adaptada de (3).

Se a redução medida no fluxo de neutrinos atmosféricos representa de fato oscilações de neutrinos, então o correspondente ângulo de mistura é grande, tal que  $\sin^2 2\theta \approx 1$ , e o valor do parâmetro de massa  $\Delta m^2$  encontra-se no intervalo  $10^{-2} - 10^{-3} \text{ eV}^2$ . Esse cenário de oscilação envolve preferencialmente o canal  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Entretanto, oscilações envolvendo o canal  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  não estão completamente excluídas.

### 2.7.2 Neutrinos Solares

O Sol produz neutrinos eletrônicos via reações de fusão nuclear em seu interior. As energias dos neutrinos são relativamente baixas,  $E_\nu \lesssim 10 \text{ MeV}$  e, portanto, somente experimentos de desaparecimento são possíveis.

O conjunto de reações que produz o maior número de neutrinos solares encontra-se no ciclo  $pp$ , com energias inferiores a  $0.42 \text{ MeV}$ . Existem muitas outras reações nucleares que produzem neutrinos, mas contribuem pouco para a luminosidade solar. Várias dessas reações subdominantes produzem neutrinos com energias acima do limiar da cadeia  $pp$ , que são mais fáceis de serem detectados. O espectro de energia dos neutrinos solares vistos na Terra é mostrado na Figura 2.2.

A produção de neutrinos ocorre nas vizinhanças do núcleo solar. Ao atravessarem o interior do Sol até alcançarem a superfície, os neutrinos sofrem os efeitos do material solar, que pode ser importante para a conversão de sabor. Ao emergirem da superfície os neutrinos propagam-se no vácuo até a Terra. Os neutrinos que chegam a uma região da Terra durante a noite, têm que atravessar o planeta até serem detectados, fato que não ocorre com aqueles

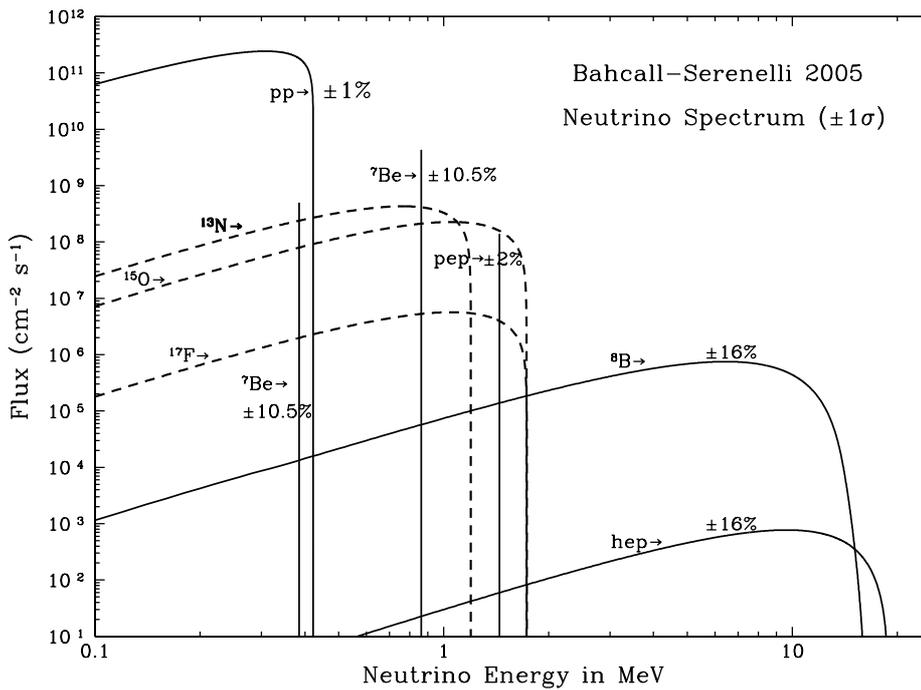


Figura 2.2: Espectro de energia dos neutrinos solares observados na Terra (46).

que são detectados durante o dia. Portanto, devido ao efeito de matéria da Terra, existe uma diferença entre os fluxos de neutrino medidos durante o dia e durante a noite.

A detecção de neutrinos solares foi iniciada há mais de 30 anos com os experimentos de Davis e seus colaboradores, com o objetivo de confirmar a teoria de fusão nuclear como geradora de energia do Sol. Para se detectar neutrinos solares utilizam-se (39):

- reações que permitem a detecção de neutrinos eletrônicos, somente. A detecção ocorre através da reação de corrente carregada (CC)

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \quad (2-53)$$

e foi usada por experimentos como Homestake<sup>6</sup> ( $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ ) (25), SAGE<sup>7</sup> e GALLEX<sup>8</sup> ( $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ ) (47);

<sup>6</sup>O experimento Homestake encontra-se no interior da mina de ouro abandonada 'Homestake', em Lead, Dakota do Sul (EUA). Iniciou seu monitoramento do fluxo de neutrinos solares em 1970.

<sup>7</sup>A Colaboração SAGE 'Russian-American Gallium Experiment' começou a tomar dados em 1990. O detector localiza-se no Baksan Neutrino Observatory, situado nas montanhas do Cáucaso, Rússia.

<sup>8</sup>O 'GALLium EXperiment' (GALLEX) coletou dados de neutrinos solares entre 1991

- reações de espalhamento elástico (EE)

$$\nu_\ell + e^- \rightarrow \nu_\ell + e^-, \quad (2-54)$$

que possibilitam a detecção de todos os sabores ( $\ell$ ) de neutrinos (através das contribuições via CC ou CN, mas com probabilidades diferentes). Foram usadas por experimentos como Kamiokande<sup>9</sup> e SuperKamiokande ( $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ ) (49);

- interações envolvendo corrente neutra (CN),

$$\nu_\ell + n \rightarrow \nu_\ell + n, \quad (2-55)$$

que também permitem a detecção de todos os sabores ( $\ell$ ) de neutrinos, porém com a mesma probabilidade.

Em particular, o experimento SNO (48) é capaz de detectar neutrinos através de todas as reações mencionadas:

$$\begin{aligned} \text{CC} : \nu_e + {}^2\text{H} &\rightarrow p + p + e^-, \\ \text{EE} : \nu_\ell + e^- &\rightarrow \nu_\ell + e^-, \\ \text{CN} : \nu_\ell + {}^2\text{H} &\rightarrow n + p + \nu_\ell. \end{aligned} \quad (2-56)$$

Como as seções de choque de corrente neutra são as mesmas para todos os sabores de neutrinos, torna-se interessante detectá-los com uma reação desse tipo, visto que todos os sabores contribuirão com o mesmo peso. O detector SNO foi construído com esse propósito.

Os experimentos com neutrinos solares calculam o quociente

$$R = N_{Obs}/N_{MC}, \quad (2-57)$$

onde  $N_{Obs}$  corresponde ao número de eventos detectados e  $N_{MC}$  é o número de eventos previstos sem oscilação, baseado no modelo solar padrão, usando simulação de Monte Carlo (MC). Para detectores usando reações de EE, CC ou CN,  $R = 1$  é esperado na ausência de oscilações. Se conversões de sabor estão presentes, espera-se  $R < 1$ . Os resultados de alguns experimentos com neutrinos solares são mostrados na Tabela 2.2.

Apesar de existirem muitas explicações exóticas para o déficit no fluxo de neutrinos solares, inclusive alterando drasticamente os modelos solares atualmente aceitos, nenhuma delas é capaz de explicar essa redução de forma

e 1997. Seu detector localizava-se no laboratório subterrâneo italiano para pesquisas astrofísicas LNGS ('*Laboratori Nazionali del Gran Sasso*').

<sup>9</sup>A Colaboração Kamiokande ('*Kamioka Neutron Decay Experiment*') detectou neutrinos vindos da supernova SN1987 em 1987 e neutrinos solares em 1988.

Alvo	Experimento	Taxa Observada/Prevista	Fonte
$^{37}\text{Cl}$	Homestake	$0.331^{+0.061}_{-0.053}$	$^8\text{B}, ^7\text{Be}$
$^{71}\text{Ga}$	SAGE	$0.519^{+0.070}_{-0.066}$	$pp, pep, ^7\text{Be}$
	Gallex	$0.605^{+0.060}_{-0.054}$	
$\text{H}_2\text{O}$	SuperKamiokande	$0,470^{+0.061}_{-0.054}$	$^8\text{B}$
	Kamiokande	$0.56^{+0.091}_{-0.054}$	

Tabela 2.2: Resultados de experimentos com neutrinos solares. Essa tabela foi obtida de (3).

tão simples e elegante quanto o mecanismo de transição de sabor. Admitindo oscilações, na aproximação para duas gerações, duas soluções correspondem ao parâmetro de massa  $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$ . Uma delas é consistente com  $\sin^2 2\theta \approx 10^{-2}$ , sendo chamada de SMA ("Small Mixing Angle"). A outra, conhecida como LMA ("Large Mixing Angle") implica em um ângulo de mistura tal que  $\sin^2 2\theta \geq 0.5$ . Independentemente de qualquer modelo solar, o experimento KamLAND (14, 15) apresentou resultados favoráveis à solução LMA.

### 2.7.3 Neutrinos Terrestres

#### Neutrinos de Reatores Nucleares

Reatores nucleares produzem isotropicamente  $\bar{\nu}_e$  no decaimento  $\beta$  de fragmentos físseis ricos em nêutrons. Como a energia média dos antineutrinos emitidos é pequena ( $\langle E_{\bar{\nu}} \rangle \simeq 3 \text{ MeV}$ ), apenas experimentos de desaparecimento são possíveis. Entretanto, a baixa energia possibilita a investigação de pequenos valores das diferenças de massas quadradas. Alcançar essa sensibilidade, exige o conhecimento do espectro de  $\bar{\nu}_e$  e sua normalização absoluta com grande precisão. Outras quantidades, cujo conhecimento preciso é fundamental, são:

- a potência térmica do reator e sua variação ao longo do período de aquisição de dados;
- a composição do combustível e as taxas de fissão dos isótopos relevantes, determinadas em função do tempo;
- o espectro do observável experimental, ou seja, o espectro do pósitron no detector.

O processo de detecção padrão para neutrinos de reator ocorre através do decaimento  $\beta$  inverso:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \tag{2-58}$$

A seção de choque  $\sigma(E_\nu)$  para este processo é muito bem conhecida (18), com acurácia melhor que 1%. Para energias acima de 1.8 MeV, o espectro de antineutrinos pode ser calculado baseando-se em medidas dos espectros do decaimento  $\beta$  dos produtos de fissão mais importantes (18).

Por enquanto, o único experimento baseado em reator nuclear que encontrou um resultado positivo de distorção espectral, foi o conduzido pela Colaboração KamLAND (15). Essa Colaboração anunciou que a razão encontrada entre o número de eventos observados ( $N_{Obs}$ ) e o número de eventos previstos por simulação de Monte Carlo ( $N_{MC}$ ) foi

$$N_{Obs}/N_{MC} = 0.611 \pm 0.085 \pm 0.041. \quad (2-59)$$

Esse resultado pode ser explicado pela oscilação de sabor  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ , com melhor ajuste em

$$(\sin^2 2\theta - \Delta m^2) = (1.0 - 6.9 \times 10^{-5} \text{ eV}^2). \quad (2-60)$$

Experimentos anteriores como Gösgen (16), Bugey (23), Chooz (21, 22) e Palo Verde (24) não encontraram sinais de oscilação, determinando apenas regiões de exclusão no espaço de parâmetros  $\Delta m^2$  versus  $\sin^2(2\theta)$ , num cenário simplificado de duas gerações.

### Neutrinos de Aceleradores

Experimentos com aceleradores têm, como características básicas, o conhecimento e o controle do fluxo inicial de neutrinos, e seu espectro de energia. Além disso, a composição de sabor da fonte de neutrinos é também determinada precisamente.

Feixes de neutrinos de alta intensidade são produzidos em aceleradores pelas interações hadrônicas em alvos fixos. Mésons secundários, como  $\pi^\pm$  e  $K^\pm$ , são produzidos, os quais decaem criando um feixe de neutrinos, predominantemente de  $\nu_\mu$  e  $\bar{\nu}_\mu$ .

Os únicos experimentos que encontraram sinais positivos de distorção espectral foram as colaborações LSND (6, 7), K2K (8, 9) e MINOS (50).

Os resultados da colaboração LSND, utilizando o canal

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (2-61)$$

confirmaram o aparecimento de  $\bar{\nu}_e$ , com uma probabilidade

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = (2.64 \pm 0.67 \pm 0.45) \times 10^{-3}. \quad (2-62)$$

Utilizando o canal

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad (2-63)$$

um fluxo anômalo de  $\nu_e$ , favorecendo a conversão  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , foi confirmado com uma probabilidade

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = (2.6 \pm 1.0 \pm 0.5) \times 10^{-3}. \quad (2-64)$$

Interpretando-se esses resultados como evidência de oscilações, o melhor ajuste dos parâmetros usando uma estrutura com apenas duas gerações, ocorre em

$$(\sin^2 2\theta - \Delta m^2) = (0.003 - 1.2 \text{ eV}^2). \quad (2-65)$$

Entretanto, os resultados encontrados pelo LSND necessitam de uma confirmação independente. O experimento KARMEN <sup>210</sup> (29), que possuía um arranjo semelhante ao do LSND, não encontrou qualquer sinal de aparecimento. Espera-se que o experimento MiniBooNE<sup>11</sup> (36), atualmente coletando dados, possa resolver essa controvérsia, confirmando ou refutando os resultados do LSND.

O experimento K2K utiliza um feixe de  $\nu_\mu$  produzido em KEK e detectado a cerca de 250 km no SuperKamiokande. O desaparecimento de  $\nu_\mu$  pode ser explicado pela oscilação de sabor  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ . O melhor ajuste obtém os parâmetros

$$(\sin^2 2\theta - \Delta m^2) = (1.0 - 2.8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2). \quad (2-66)$$

Esse resultado concorda com aquele encontrado com os dados dos neutrinos atmosféricos, constituindo um teste independente do cenário de conversão de sabor atmosférico (8, 9).

O experimento MINOS anunciou seus primeiros resultados, confirmando o desaparecimento de uma fração significativa de neutrinos muônicos provenientes do acelerador localizado em Illinois e detectados em Soudan, Minnesota. Interpretando esse desaparecimento como resultado de oscilações de sabor, o melhor ajuste é obtido em

$$(\sin^2 2\theta - \Delta m^2) = (0.88 - 3.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2). \quad (2-67)$$

<sup>10</sup>O experimento KARMEN (*'KARutherford Medium Energy Neutrino'*) tomou dados nos períodos de 1990-1995 (KARMEN 1) e 1997-2001 (KARMEN 2) e foi realizado no Rutherford Appleton Laboratory (Reino Unido).

<sup>11</sup>O MiniBooNE refere-se à primeira fase do *'Booster Neutrino Experiment'* (BooNE), que está sendo executado no Fermilab.