

3

Experimentos com Reatores Nucleares e seus Resultados

A física de neutrinos usa com frequência experimentos baseados em reatores nucleares. Quase todos os experimentos realizados com antineutrinos originários de reatores nucleares não encontraram qualquer sinal de oscilação. Apesar disso, os resultados de experimentos como Gösgen (16), Bugey (23), Palo Verde (24) e Chooz (21, 22) proporcionaram importantes limites sobre os parâmetros relacionados ao desaparecimento de antineutrinos eletrônicos. A Colaboração KamLAND (14, 15) foi o único experimento com base em reator que encontrou um sinal positivo de oscilação. Neste capítulo, discutiremos três tentativas de investigação do fenômeno de oscilação com base em reatores nucleares. Antes de tudo, porém, abordaremos os aspectos teóricos da física de antineutrinos de reatores nucleares.

Um reator nuclear emite antineutrinos eletrônicos provenientes do decaimento beta de fragmentos fissionados ricos em nêutrons. Como a energia dos antineutrinos emitidos não ultrapassa 10 MeV, o único lépton carregado que pode ser produzido é o pósitron. Em outras palavras, somente experimentos de desaparecimento são possíveis.

No estudo do comportamento do espectro de antineutrinos eletrônicos emitidos por reatores nucleares, em geral, admite-se em sua modelagem que a contribuição relevante ao fluxo dessas partículas seja devido a quatro isótopos: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu . Parametrizações desse tipo têm sido testadas e são consistentes com a observação com grande precisão.

A detecção do antineutrino acontece através do decaimento β inverso dado pela Eq.(2-58). O primeiro sinal detectável é proveniente da aniquilação do e^+ emitido, em dois fótons. O segundo corresponde à captura do nêutron por meio da reação $n + p \rightarrow d + \gamma$, utilizando um isótopo estável com uma grande seção de choque de captura.

Da cinemática do decaimento beta inverso, temos que a energia $E_{\bar{\nu}_e}$ do antineutrino e a E_{e^+} do pósitron estão relacionadas por

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta + \overline{E_n}, \quad (3-1)$$

Aqui, $\Delta = m_n - m_p$, onde m_n e m_p são, respectivamente, as massas do nêutron

e do próton. A quantidade \overline{E}_n é a energia média de recuo do nêutron. Como \overline{E}_n é muito pequena (10 - 50 KeV) a Eq.(3-1), pode ser escrita como (1)

$$E_\nu \simeq (E_e + \Delta) \left[1 + \frac{E_e}{M_p} \right] + \frac{\Delta^2 - m_e^2}{M_p}. \quad (3-2)$$

O limiar de energia exato para a detecção do antineutrino é:

$$E_\nu^{limiar} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806\text{MeV}. \quad (3-3)$$

A seção de choque da reação de detecção é conhecida com bastante precisão (18). Para a aproximação de ordem mais baixa ela é dada por:

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{2\pi^2}{m_{e^+}^5 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} \quad (3-4)$$

$$= 0.0952 \frac{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)[(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_{e^+}^2]}{1\text{MeV}^2} \times 10^{-42}\text{cm}^2 \quad (3-5)$$

onde $\tau_n = 885.7 \pm 0.8$ s é a medida da vida média do nêutron (51); m_{e^+} , p_{e^+} e E_{e^+} são a massa, o momento e a energia do pósitron, respectivamente; $f = 1.71752$ é o fator de espaço de fase que inclui interação coulombiana, magnetismo fraco, recuo do nêutron e correções radiativas externas (18).

O espectro de antineutrinos pode ser calculado a partir de uma parametrização obtida por Vogel e Engel (18). Esta depende apenas dos principais isótopos envolvidos e é tal que:

$$\left(\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} \right)_i = e^{a_{0i} + a_{1i}E_\nu + a_{2i}E_\nu^2}, \quad i = {}^{235}\text{U}, {}^{238}\text{U}, {}^{239}\text{Pu}, {}^{241}\text{Pu}. \quad (3-6)$$

Os coeficientes a_{ji} são mostrados na Tabela 3.1. O espectro encontra-se em unidades de $\bar{\nu}_e/(\text{Mev-fissão})$.

i	a_{0i}	a_{1i}	a_{2i}
${}^{235}\text{U}$	0.870	-0.160	-0.0910
${}^{238}\text{U}$	0.793	-0.080	-0.1085
${}^{239}\text{Pu}$	0.896	-0.239	-0.0981
${}^{241}\text{Pu}$	0.976	-0.162	-0.1085

Tabela 3.1: Coeficientes de cada isótopo i para o cálculo do espectro Eq.(3-6) (18).

Para determinar o número de antineutrinos emitidos por unidade de energia e por unidade de tempo, é necessário conhecer a contribuição de cada isótopo para a potência térmica do reator e a energia liberada por fissão de cada isótopo. A composição do combustível, além de ser variável com o tempo, depende da estação nuclear. Por isso, há grande necessidade de cooperação entre o grupo de pesquisa e a administração da central nuclear, para se obter

i	N_i^ν	E_i (MeV)
^{235}U	$1.92(1 \pm 0.019)$	201.7 ± 0.6
^{238}U	$2.38(1 \pm 0.020)$	205.0 ± 0.9
^{239}Pu	$1.45(1 \pm 0.021)$	210.0 ± 0.9
^{241}Pu	$1.83(1 \pm 0.019)$	212.4 ± 1.0

Tabela 3.2: Número total de $\bar{\nu}_e$ e energia emitida por fissão, acima do limiar de 1.806 MeV (13).

informações desse tipo. Quanto à energia liberada por fissão, esta já se encontra calculada e pode ser avaliada na Tabela 3.2.

Com o conhecimento de todos esses parâmetros, o espectro de antineutrinos pode ser determinado por

$$S(k, E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_i \left(\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} \right)_i \int \frac{W(k, t)}{f(k, i)\alpha(i)} dt, \quad i = ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}. \quad (3-7)$$

Na Eq.(3-7): $f(k, i)$ é a fração do número de fissões de cada i -ésimo isótopo correspondente a cada k -ésimo reator; $\alpha(i)$ é a energia liberada por fissão para cada i -ésimo isótopo; $W(k, t)$ é a potência do k -ésimo reator (45).

O número de eventos teóricos, por intervalo de energia visível ℓ , na ausência de oscilações, será calculado por

$$N_\ell^{teo} = n_p T \int dE_{\bar{\nu}_e} \sigma(E_{\bar{\nu}_e}) \sum_k \frac{S(k, E_{\bar{\nu}_e})}{4\pi L_k^2} \epsilon(E) R_\ell(E, E'). \quad (3-8)$$

Note que a quantidade

$$\frac{S(k, E_{\bar{\nu}_e})}{4\pi L_k^2} \quad (3-9)$$

é o fluxo de antineutrinos oriundos do k -ésimo reator a uma distância L_k ; n_p é o número de prótons do alvo; T é o tempo de exposição do experimento; $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ é a seção de choque do neutrino; $\epsilon(E)$ é a eficiência de detecção que depende da energia visível E do pósitron. A função resposta $R_\ell(E, E')$ representa a probabilidade de se reconstruir um evento ocorrido com uma energia verdadeira E' , a partir de uma dada energia observada E . Em geral, $R_\ell(E, E')$ é aproximada a uma função do tipo

$$R_\ell(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp^{-\frac{1}{2} \frac{(E-E')^2}{\sigma^2}}, \quad (3-10)$$

onde σ é a resolução de energia do experimento.

Caso se queira testar alguma hipótese de oscilação, basta incluir no integrando da Eq.(3-8) a probabilidade de sobrevivência $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ com os parâmetros desejados.

3.1 Bugey

O complexo nuclear Bugey possui quatro Reatores de Água Pressurizada (PWR) de 2800 MW cada. Cada um desses reatores contribui com 5×10^{20} $\bar{\nu}_e$ por segundo. O primeiro experimento foi concluído em 1984 (23). Nele, a detecção foi realizada a 14 e 18 metros de um dos reatores, e uma redução no número de eventos de neutrino entre as duas distâncias foi interpretada como uma indicação de oscilação. Esse aparente sinal positivo de desaparecimento não foi confirmado em 1986, quando o experimento sofreu modificações no sistema de blindagem do detector, reduzindo fortemente o ruído decorrente de raios cósmicos.

As medidas mais recentes (1995) foram realizadas a 15, 40 e 95 metros do núcleo de um dos reatores. Desta vez foram utilizados três detectores idênticos: um deles foi colocado dentro da construção onde se localiza o reator, ficando a 15 metros do núcleo. Os outros dois foram colocados do lado de fora, no interior de uma estrutura de concreto, localizado a 40 metros do núcleo. O detector mais próximo também foi utilizado para extrair o sinal de um outro reator localizado a 95 m de distância, quando o mais próximo estava desligado. Foram registrados cerca de 150 000 eventos.

A detecção dos $\bar{\nu}_e$ ocorre via decaimento beta inverso. A reação acontece em um tanque com, aproximadamente, 600 litros de líquido cintilador com uma razão H/C de 1.4. O líquido foi dopado com 0.15% de ^6Li . A função do ^6Li é a de aumentar a taxa de captura de nêutrons, através da reação



O fluxo de $\bar{\nu}_e$ emitidos pelos reatores foi calculado de forma análoga ao método apresentado na Eq.(3-8).

A análise dos dados foi feita com base em dois métodos:

1. No primeiro método são comparadas as razões observadas experimentalmente dos espectros do pósitron medidos em duas diferentes distâncias às razões previstas usando uma simulação de Monte Carlo. Este método apresenta a vantagem de que as incertezas sobre as eficiências de detecção absolutas, sobre o fluxo e sobre o espectro não afetam a análise em primeira ordem. O resultado dessa análise pode ser considerado como livre de hipóteses externas e apresenta o limite mais seguro que pode ser dado sobre os parâmetros de oscilação. Não foram encontradas indicações de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$. O resultados permitem determinar contornos de exclusão separadamente para as razões 45/15 m e 95/15 m. As zonas excluídas estão à direita de cada curva na Figura 3.1.

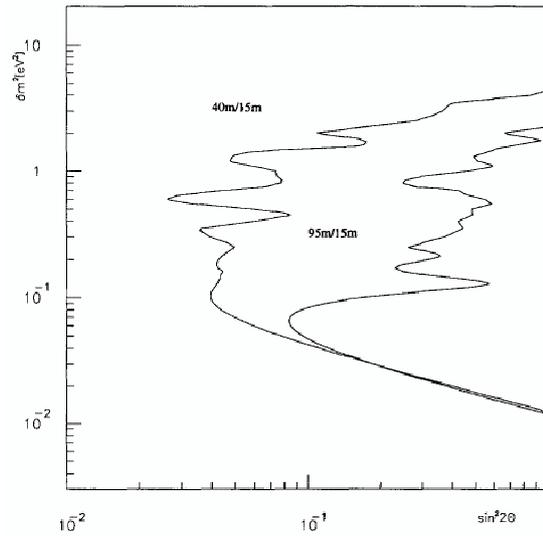


Figura 3.1: Contornos de exclusão com 90 % N.C. obtidos das razões dos espectros do pósitron medidos em 40 /15 m e 95/15 m. Adaptado de (23).

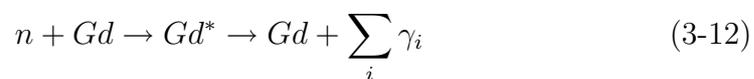
2. No segundo método, os espectros de energia normalizados do pósitron, medidos em diferentes distâncias, são comparados com aqueles esperados a partir dos cálculos de Monte Carlo. Nesse caso, toda informação da fonte de neutrinos é levada em consideração. Novamente não foram encontrados sinais de conversão de sabor. A Figura 3.2 mostra a região no espaço de parâmetros $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ excluídas por esse método.

Os valores mínimos excluídos dos parâmetros Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ são, respectivamente, $1 \times 10^{-2} \text{ eV}^2$ e 2×10^{-2} .

3.2 Chooz

A estação nuclear Chooz (21, 22) possui dois reatores de água pressurizada, com uma potência térmica de 8.5 GW_{th} . O feixe de antineutrinos é quase puro e sua intensidade é conhecida com precisão melhor que 2%. A energia média do feixe é da ordem de 3 MeV. O fluxo de neutrinos é calculado de modo similar àquele adotado por Bugey (23).

O detector encontra-se em um laboratório subterrâneo a uma distância de aproximadamente 1 km de cada um dos reatores, e possui como alvo 5 ton de um líquido cintilador parafínico, rico em hidrogênio, dopado com 0.09 % de gadolínio (^{157}Gd) que possui uma grande seção de choque de captura de nêutrons. A captura ocorre via a reação



A detecção do neutrino ocorre através do decaimento beta inverso.

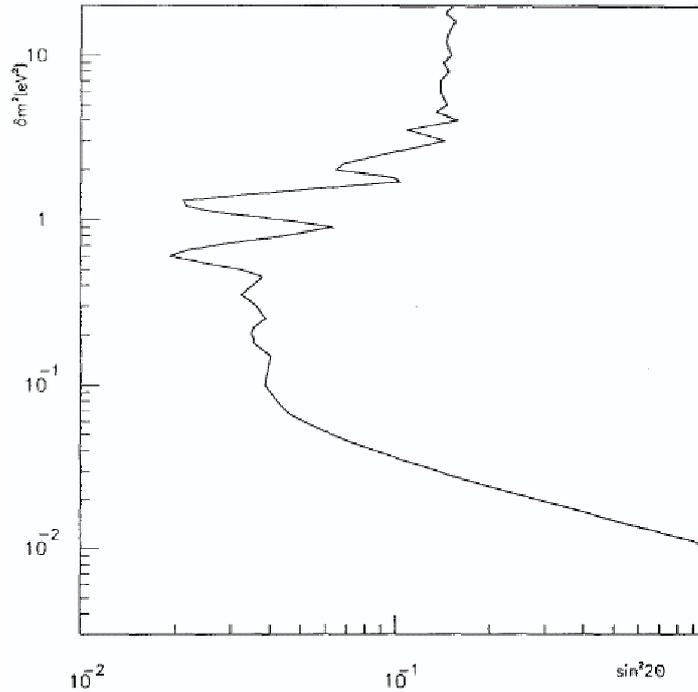


Figura 3.2: Contornos de exclusão com 90 % N.C. obtidos das razões dos espectros do pósitron medidos em 15, 40 e 95 m. Adaptado de (23).

A análise dos dados baseou-se em três métodos:

1. A análise **A** usa toda a informação experimental avaliável. Ela depende diretamente da correta determinação do fluxo de neutrinos integrado, do número de prótons do alvo, das eficiências absolutas de detecção e da seção de choque dos antineutrinos. É uma análise semelhante ao segundo método discutido no experimento Bugey.
2. A análise **B** é baseada na razão entre os espectros do pósitron medidos para os dois reatores. Essa análise é quase completamente independente da determinação correta do fluxo integrado de antineutrinos, do número de prótons do alvo e das eficiências de detecção. Contudo, ela é dominada por erros estatísticos. Esse método é semelhante ao primeiro método discutido em Bugey.
3. A terceira análise, **C**, é semelhante à análise **A**. Em **C**, contudo, a normalização é deixada livre. Nesse caso a incerteza sistemática relevante vem da precisão do método de determinação do espectro de antineutrinos.

Nenhuma evidência para o modo de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$ foi encontrada. A região de exclusão no espaço de parâmetros é determinada aproximadamente por $\Delta m^2 > 7 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ para o máximo ângulo de mistura e $\text{sen}^2 2\theta = 0.10$ para grande Δm^2 . A Figura 3.3 mostra o contorno de exclusão obtido a partir das análises **A**, **B** e **C**.

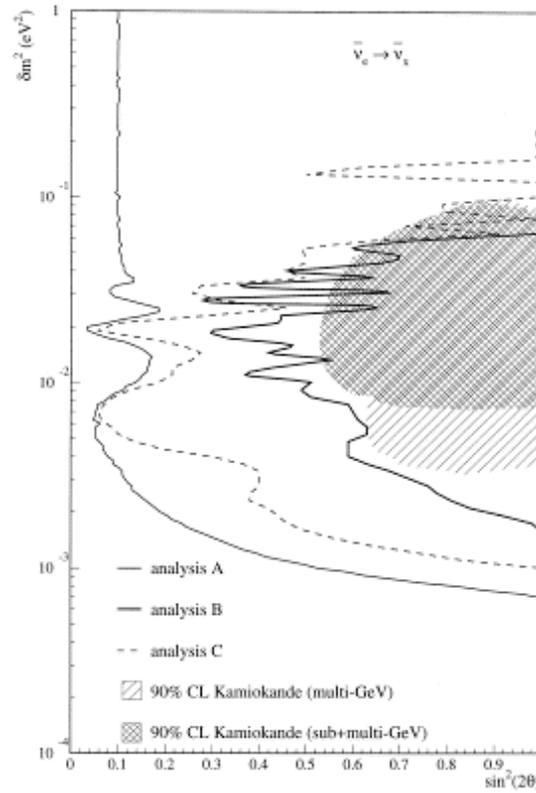


Figura 3.3: Contornos de exclusão em 90 % N.C. para os parâmetros de oscilação obtidos a partir das análises **A**, **B** e **C** em Chooz. Superpostas no mesmo gráfico estão as regiões permitidas por Kamiokande. Adaptado de (22)

3.3 KamLAND

O experimento *Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector* (KamLAND) (14, 15) foi concebido para testar a solução LMA MSW para o problema do neutrino solar. Ele procurou pelo desaparecimento de antineutrinos eletrônicos emitidos por 16 centrais nucleares japonesas, correspondendo a um total de 53 reatores nucleares, localizados a uma distância média de 180 km de KamLAND.

A detecção ocorre via reação de decaimento beta inverso. O alvo consiste em 1 kton de líquido cintilador ultra-puro, com uma massa fiducial de 543.7 tons (4.61×10^{31} prótons livres). Devido a contaminação por geo-neutrinos emitidos nos decaimentos do ^{238}U e ^{232}Th na Terra, é aplicado um corte de forma que, $E_{\text{limiar}} > 2.6$ MeV, para evitar a presença desse ruído.

O espectro de antineutrinos é calculado na ausência de oscilações de forma análoga aos casos de Bugey e Chooz. O número de eventos esperados foi de 365.2 ± 23.7 na ausência de oscilações. Foram observados 258 eventos, confirmando a hipótese de desaparecimento com 99.998% em nível de significância. Acima do limiar de 2.6 MeV o ruído total foi de 17.8 ± 7.3 eventos. A probabilidade média de sobrevivência de $\bar{\nu}_e$ correspondente foi

$$R = \frac{N^{\text{obs}} - N^{\text{ruído}}}{N^{\text{teo}}} = 0.658 \pm 0.044(\text{est}) \pm 0.047(\text{sis}). \quad (3-13)$$

Em uma análise considerando apenas duas gerações, o melhor ajuste encontrado no espaço de parâmetros foi o ponto em que $\tan^2\theta = 0.46$ e $\Delta m^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{eV}^2$, com maior incerteza sobre $\tan^2\theta$. As regiões permitidas dentro do espaço de parâmetros de oscilação devido aos dados de antineutrinos de KamLAND e aos experimentos solares são mostradas na Figura 3.4.

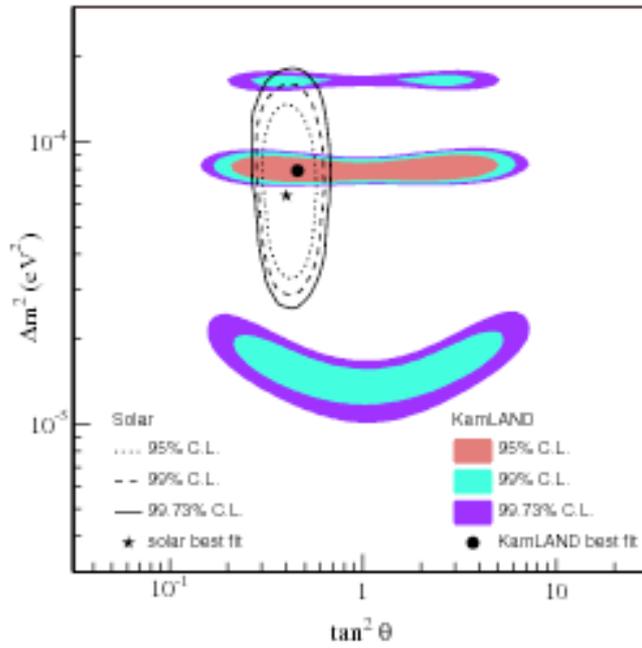


Figura 3.4: Regiões permitidas no espaço de parâmetros de oscilação por KamLAND e experimentos solares. Adaptado de (15).