

Física de Neutrinos na Física de Partículas Elementares

Relatório Científico Final do projeto na modalidade Iniciação Científica,
fomentado pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo.

Projeto FAPESP #2021/12401-6

Aluno: Mateus Marques

Orientadora: Dra. Renata Zukanovich Funchal



Aluno



Orientadora

São Paulo, 9 de janeiro de 2023

Informações Gerais do Projeto

- Título do projeto:

Física de Neutrinos na Física de Partículas Elementares

- Nome do pesquisador responsável:

Profa. Dra. Renata Zukanovich Funchal

- Instituição sede do projeto:

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

- Equipe de pesquisa:

Mateus Marques

Renata Zukanovich Funchal

- Número do projeto de pesquisa:

2021/12401-6

- Período de vigência:

01/janeiro/2022 a 31/dezembro/2022

- Período coberto por este relatório científico:

11/junho/2022 a 31/dezembro/2022

Sumário

Informações Gerais do Projeto	i
1 Resumo do projeto proposto	1
2 Realizações do período	2
2.1 Oscilações de neutrinos	2
2.1.1 Oscilação de dois neutrinos no vácuo	2
2.1.2 Oscilação de três neutrinos no vácuo	4
2.2 Neutrinos solares	6
2.2.1 Abordagem numérica	6
2.2.2 Resultados	7
2.3 KamLAND	8
2.3.1 Simulação numérica	8
2.3.2 Resultados	10
3 Descrição e avaliação do Apoio Institucional recebido no período	11
4 Participação em eventos científicos	11
5 Conclusões	11
Referências Bibliográficas	12

1 Resumo do projeto proposto

O presente projeto, na área de Física de Partículas Elementares, propõe um estudo teórico e computacional da fenomenologia das oscilações de neutrinos. A investigação desse fenômeno é o principal tópico da fronteira de pesquisa em neutrinos. Como pode ser visto na Seção II.A de [1], o Modelo Padrão implica que a massa dos neutrinos é nula. No entanto, a oscilação de sabor leptônico implica, dentre diversas coisas, a existência de autoestados de massa não-nula. Atualmente, essa é uma das mais fortes evidências de que deve haver física além do Modelo Padrão. Neste projeto exploraremos as oscilações de neutrinos em dois contextos.

Primeiramente consideramos os neutrinos trafegando na presença de matéria. Em particular enfatizaremos os neutrinos solares, que possuem imensa relevância histórica devido ao famoso *problema do neutrino solar* (Seção IV.B de [1]) e que, ainda hoje, mostram-se de grande interesse experimental, havendo associados a eles grandes experimentos mundo à fora, como SuperKamiokande, SNO e Borexino (Seção IV.A de [1]). Exibiremos nossa simulação numérica e seus resultados, onde utilizamos os parâmetros do grupo NuFIT [2] e dados do modelo solar BS2005 de J. N. Bahcall [3, 4].

Em seguida, no contexto de oscilações no vácuo, apresentaremos nossa simulação numérica do experimento de antineutrinos em reatores nucleares KamLAND [5] para os dados coletados entre 9 de Março, 2002 e 11 de Janeiro, 2004. Realizamos os cálculos das distribuições de eventos para os casos sem oscilação e com oscilação e comparamos nossos resultados com os eventos observados no KamLAND [6] durante o período considerado.

2 Realizações do período

No segundo semestre focamos principalmente na leitura de artigos e na realização de simulações numéricas de neutrinos solares e do experimento KamLAND.

Com relação aos neutrinos solares, estudamos o artigo [7] em detalhe com o fim de implementar um algoritmo mais eficiente para calcularmos a evolução do sabor leptônico. Anteriormente utilizávamos um solucionador genérico de equações diferenciais ordinárias (EDOs) para tal propósito. Com esse algoritmo conseguimos calcular a probabilidade de sobrevivência média quando um neutrino deixa o Sol para os diversos tipos de reações que podem produzi-lo.

Quanto ao KamLAND, foram lidos diversos artigos e teses [5, 8–11] com o fim de serem entendidos os ingredientes necessários para fazer a simulação de todos os reatores nucleares relevantes [12] e compararmos nossos resultados os dados experimentais [5, 6].

2.1 Oscilações de neutrinos

A oscilação de neutrinos consiste no fato de que eles interagem apenas em autoestados de sabor ν_e, ν_μ, ν_τ , associados aos léptons e^- , μ^- e τ^- , mas que evoluem no tempo com uma hamiltoniana que possui outros autoestados, denominados autoestados de massa ν_1, ν_2 e ν_3 . Como se observa experimentalmente, as bases $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ e (ν_1, ν_2, ν_3) são diferentes. Se por exemplo um neutrino é produzido como ν_e , após sua propagação num certo tempo, existe uma probabilidade de numa interação futura com um detector ele ser observado no estado ν_μ ou ν_τ .

2.1.1 Oscilação de dois neutrinos no vácuo

A relação entre a base de estados de sabor e a de estados de massa é dada por uma transformação unitária U de maneira que

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle, \quad (2.1)$$

para $\alpha = e, \mu, \tau$ e $j = 1, 2, 3$. Supondo primeiramente que tenhamos apenas duas gerações de neutrinos, ν_e e ν_μ por exemplo, temos que a matriz U é unitária e 2×2 , podendo assim ser parametrizada por um único ângulo θ

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Temos então explicitamente

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle, \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin \theta |\nu_1\rangle + \cos \theta |\nu_2\rangle. \end{aligned} \quad (2.3)$$

As massas associadas aos neutrinos são extremamente pequenas. Isso nos permite considerá-los como partículas que se movem praticamente à velocidade da luz $c = 1$ (utilizando unidades naturais, convencionamos que $c = \hbar = 1$). Fazemos então a seguinte aproximação relativística para a energia E_i de um neutrino no autoestado de massa $|\nu_i\rangle$:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} = p \left(1 + \frac{m_i^2}{p^2} \right)^{1/2} \approx E \left(1 + \frac{m_i^2}{2E^2} \right). \quad (2.4)$$

Nos livrando do fator E da equação 2.4 que é comum dentre todos os 3 autoestados de massa (ele gera somente uma fase global), temos que

$$M |\nu_i\rangle = \frac{m_i^2}{2E} |\nu_i\rangle, \quad (2.5)$$

sendo M a matriz hamiltoniana diagonal na base de autoestados de massa. Utilizando agora a transformação unitária 2.1, temos que a matriz hamiltoniana \mathcal{H} na base de sabor satisfaz $\mathcal{H} = U M U^\dagger$. Sendo o estado instantâneo $|\nu(t)\rangle = \psi_e(t) |\nu_e\rangle + \psi_\mu(t) |\nu_\mu\rangle$, obtemos pela equação de Schrödinger que

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 \cos^2 \theta + m_2^2 \sin^2 \theta & \Delta m^2 \sin \theta \cos \theta \\ \Delta m^2 \sin \theta \cos \theta & m_1^2 \sin^2 \theta + m_2^2 \cos^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

onde $L = ct = t$ é a distância percorrida e o tempo, já que $c = 1$. Novamente, temos um termo global na matriz à direita da equação 2.6 que não contribui para a evolução temporal do sistema. Ao subtraí-lo, a equação se simplifica e vemos que a oscilação depende somente da diferença entre massas ao quadrado $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

A equação 2.7 pode ser resolvida analiticamente sem dificuldades. Partindo da condição inicial $|\nu(0)\rangle = |\nu_e\rangle$ (o neutrino é produzido como ν_e), obtemos que a probabilidade $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ de que esse neutrino ν_e sobreviva num tempo t posterior é

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu(t) \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4} \cdot \frac{L}{E} \right). \quad (2.8)$$

A equação 2.8 vale para unidades naturais. Para utilizarmos E em GeV, L em km e Δm^2 em eV^2 , lembre que $1 = c \approx 3 \cdot 10^5 \text{ km/s}$ e $1 = \hbar \approx 6.58 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$, de maneira que

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m^2 L}{4E} &= \left(\frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \frac{L}{\text{km}} \frac{\text{GeV}}{E} \right) \frac{1}{4} \cdot \frac{\text{eV}^2 \text{ km}}{10^9 \text{ eV}} = \left(\frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \frac{L}{\text{km}} \frac{\text{GeV}}{E} \right) \frac{1}{4 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^5 \cdot 6.58 \cdot 10^{-16}} \\ \frac{\Delta m^2 L}{4E} &\approx 1.267 \left(\frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \frac{L}{\text{km}} \frac{\text{GeV}}{E} \right). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Utilizando essas unidades e os parâmetros de Outubro de 2021 do NuFIT¹ [2], temos que o ângulo θ de mistura entre ν_1 e ν_2 corresponde a aproximadamente $\theta_{12} = 33.44^\circ$ e que a diferença entre massas ao quadrado Δm^2 corresponde a $\Delta m_{21}^2 = 7.42 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$.

Podemos assim observar a oscilação de duas gerações de neutrinos na Figura 2.1 em função de L/E . Nota-se claramente que, a partir de L/E da ordem de 10000 (km/GeV), existe uma alta probabilidade $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ do nosso neutrino ν_e inicial ser detectado no sabor ν_μ .

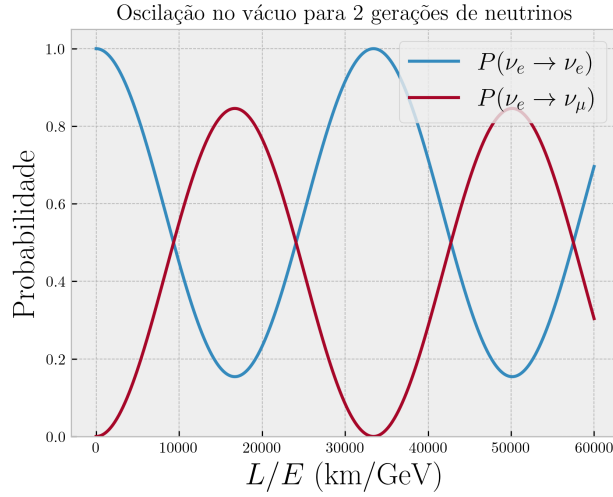


Figura 2.1: Oscilação de sabor no vácuo, com os parâmetros do NuFIT, para duas gerações de neutrinos ν_e e ν_μ .

2.1.2 Oscilação de três neutrinos no vácuo

A relação 2.1 vale para qualquer número de neutrinos, já que se trata de uma simples mudança de base. Porém, para três neutrinos, a matriz unitária de mistura U é 3×3 e já não assume uma forma tão simples quanto a da equação 2.2. A parametrização mais convencional usada na literatura é dada pela matriz de mistura de Maki-Nakagawa-Sakata (Seção VII de [1])

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

¹Esses valores foram obtidos para um ajuste de três gerações de neutrinos, incluindo efeitos de matéria, mas vamos usá-los para ilustrar o caso de oscilação em duas gerações no vácuo.

onde $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ e $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, sendo θ_{ij} o ângulo de mistura entre os neutrinos ν_i e ν_j , e δ_{CP} é uma fase relacionada à violação da simetria CP de conjugação de carga e paridade.

Novamente, pela equação 2.5, a matriz M da hamiltoniana na base de autoestados de massa é $M = \frac{1}{2E} \text{diag}(m_1^2, m_2^2, m_3^2)$. Agora, assumindo o ordenamento de massas normal $m_1 \leq m_2 \leq m_3$ para simplificar a exposição², podemos então subtrair a matriz múltipla da identidade $m_1^2 I$, $I = \text{diag}(1, 1, 1)$, já que esta só contribui para uma fase global na evolução do sistema. Assim, vemos que $M = \frac{1}{2E} \text{diag}(0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2)$, com $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

De novo, a partir da mudança de base $\mathcal{H} = U M U^\dagger$ podemos obter a hamiltoniana do sistema na base de sabores. Escrevendo $|\nu(t)\rangle = \psi_e(t) |\nu_e\rangle + \psi_\mu(t) |\nu_\mu\rangle + \psi_\tau(t) |\nu_\tau\rangle$, a equação de Schrödinger nos dá

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \\ \psi_\tau \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E} U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger \right] \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \\ \psi_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Estudando novamente a condição inicial $|\nu(0)\rangle = |\nu_e\rangle$ e utilizando os parâmetros do NuFIT, obtemos as probabilidades de transição $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$, $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ e $P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)$ na Figura 2.2 através da resolução numérica da equação 2.12. O par de gráficos abaixo na Figura 2.2 representa a mesma curva, com a diferença de que o da direita apenas mostra a oscilação durante uma curta distância percorrida.

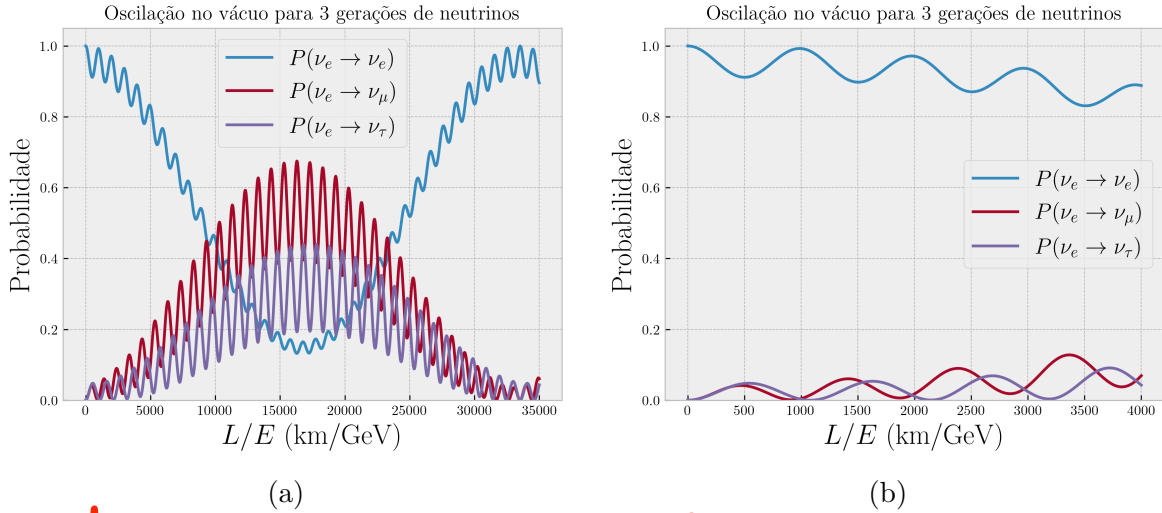


Figura 2.2: Probabilidades de transição de um neutrino ν_e no vácuo utilizando os parâmetros **de melhor ajuste para NO dado pelo NuFIT [Referência]** do NuFIT, assumindo três gerações ν_e , ν_μ e ν_τ .

²Atualmente, temos conhecimento apenas das diferenças entre as massas ao quadrado, sendo os últimos dados do NuFIT $\Delta m_{21}^2 = 7.42 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\Delta m_{3\ell}^2 = 2.515 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$. Assim, somente existem duas possibilidades para o ordenamento de massas, a ordem normal $m_1 \leq m_2 \leq m_3$ (NO) ou a ordem invertida $m_3 \leq m_1 \leq m_2$ (IO).

2.2 Neutrinos solares

O Sol é uma estrela em que suas reações nucleares internas não possuem energia suficiente para produzir os léptons mais pesados μ^- e τ^- . Dessa forma, todos os neutrinos emitidos pelo Sol são produzidos inicialmente em seu interior no estado de neutrino do elétron ν_e .

Para uma geração de 3 neutrinos oscilando na matéria, a evolução é bem parecida com a equação 2.12. A única diferença é na hamiltoniana, que terá um potencial efetivo V_e somente em sua componente $|\nu_e\rangle$, já que o neutrino ν_e do elétron é o único que interagirá com a densidade eletrônica no Sol.

A dedução da expressão $V_e = \sqrt{2} G_F N_e \text{diag}(1, 0, 0)$ pode ser encontrada em [1], onde $N_e(L)$ é a densidade eletrônica no interior do Sol e G_F é a constante de Fermi da interação fraca. Com isso, a equação de evolução se escreve

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \\ \psi_\tau \end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E} U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} \sqrt{2} G_F N_e(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_\mu \\ \psi_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

onde U é dada pela equação 2.10.

2.2.1 Abordagem numérica

O problema de interesse é resolver uma equação de Schrödinger

$$i \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi, \quad (2.14)$$

para qual implementamos o algoritmo denominado “expansão de Magnus” [7]. Este algoritmo consiste na representação exponencial (série de Dyson) da solução da equação de Schrödinger 2.14

$$\Psi(t) = e^{-i\Omega(t,t_0)} \Psi_0, \quad (2.15)$$

onde $\Omega(t, t_0) = \sum_{k=1}^{\infty} \Omega_k(t, t_0)$ e cada Ω_k é dado por múltiplas integrais envolvendo comutadores de $H(t)$.

A ideia do algoritmo então consiste em aplicar iterações

$$\Psi(t_{n+1} = t_n + h_n) = e^{-i\Omega^{(p)}(t_n+h_n, t_n)} \Psi(t_n), \quad (2.16)$$

onde truncamos $\Omega^{(p)} = \sum_{k=1}^p \Omega_k(t_n + h_n, t_n)$ em $p = m - 2$, sendo $m + 1$ a ordem do erro de $\Psi(t_n)$ em cada iteração.

Em nosso caso utilizamos a expansão de Magnus em ordem 4 (M4), onde $p = 2$. Seguindo [7], aproximamos $\Omega^{(2)}$ através da quadratura de Gauss-Legendre de 2 pontos. Assim, definindo para cada iteração $\xi_{\pm} = t_n + \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \frac{h_n}{2}$ e $H_{\pm} = H(\xi_{\pm})$, temos que

$$\Omega^{(2)}(t_n + h_n, h_n) = (H_+ + H_-) \frac{h_n}{2} + i \frac{\sqrt{3}}{12} [H_-, H_+] h_n^2. \quad (2.17)$$

A partir da equação 2.17, apenas nos resta calcular a exponencial de matriz 2.16. Fizemos esse cálculo através da diagonalização $\Omega = U^\dagger D U$, onde D é uma matriz diagonal real e U é unitária, portanto $e^{-i\Omega} = U^\dagger e^{-iD} U$.

2.2.2 Resultados

Realizamos todos os cálculos envolvendo neutrinos solares em linguagem **C** com o auxílio da biblioteca GNU Scientific Library (GSL) [13].

Consideramos os neutrinos produzidos pelas principais reações internas do Sol pelo modelo solar BS2005 [4]. A Figura 2.3a apresenta o gráfico das densidades de probabilidade p de um neutrino de uma reação específica ser produzido no raio $R = r R_\odot$ dentro do Sol, sendo $R_\odot = 6.957 \times 10^8$ m o raio solar.

Através da interpolação da densidade eletrônica no interior do Sol, obtemos a função $N_e(t)$ a partir dos dados do modelo solar BS2005 [3] do website de John N. Bahcall. Pela implementação do algoritmo M4, calculamos a probabilidade de sobrevivência $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(R)$ ao sair do Sol dado que ν_e foi produzido em seu interior no raio R . Assim, tomamos a média no ponto de produção

$$\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle = \int_0^{R_\odot} p(R) P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(R) dR, \quad (2.18)$$

o que nos possibilitou obter a Figura 2.3b, que exhibe $\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle$ para cada reação em função da energia E .

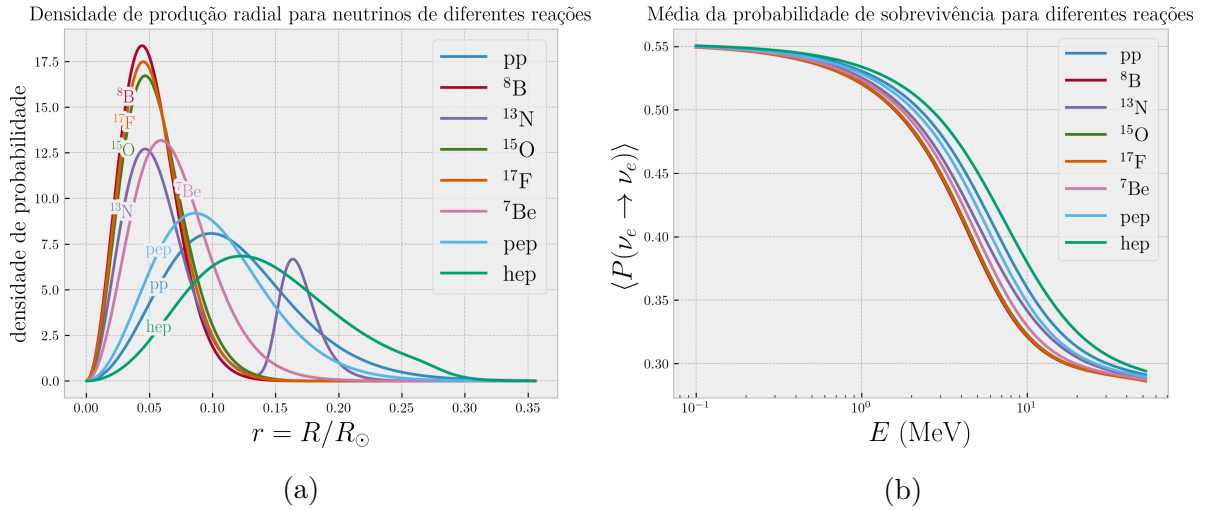


Figura 2.3: Densidades de produção radial de neutrinos e suas respectivas probabilidades médias de sobrevivência $\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle$ ao sair do Sol como função da energia E .

2.3 KamLAND

O KamLAND é um experimento que detecta antineutrinos $\bar{\nu}_e$ produzidos principalmente por reatores nucleares. Os antineutrinos são detectados pelo decaimento β inverso

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad (2.19)$$

em que são contabilizados todos os eventos detectados em função da energia do pósitron $E_{e^+} = E - \Delta M$, onde E é a energia do antineutrino e $\Delta M = m_n - m_p - m_e = 0.782$ MeV. Sendo feita a contagem, o resultado é comparado com a distribuição de eventos esperada, que é calculada supondo que a maior parte dos antineutrinos detectados foram produzidos pelos reatores nucleares ao redor do KamLAND.

2.3.1 Simulação numérica

Realizamos uma simulação do KamLAND no período correspondente ao artigo [5] de 9 de Março, 2002 a 11 de Janeiro, 2004. Obtemos a distribuição de eventos esperada e a comparamos com os dados disponibilizados [6]. Para calcular a distribuição de eventos, consideramos as mesmas usinas nucleares do artigo [14], que incluem 52 reatores no Japão e 18 reatores na Coreia do Sul. Para realizar essa simulação, são necessárias apenas quatro informações [11] para cada reator k :

1. o tipo do reator: PWR, BWR, GCR, LWGR, MOX ou PHWR [11].
2. a distância d_k ao experimento KamLAND.
3. a potência térmica P_{th}^k do reator.
4. o *average load factor* L_F^k do período considerado, que corresponde à fração da operação efetiva com respeito ao seu funcionamento ideal.

Todas essas informações estão disponíveis na base de dados PRIS [12] da International Atomic Energy Agency (IAEA). A Tabela 2.1 mostra os parâmetros numéricos para todas as usinas nucleares consideradas, enquanto que a Figura 2.4 mostra um mapa com a localização dos reatores ao redor do KamLAND.

Na análise considerada [5], os eventos foram divididos em 13 sítios de energia igualmente espaçados por 0.425 MeV. O número de eventos em cada sítio N_i é dado por [10]

$$N_i = N_{\mathcal{T}} \int dE \int_{E_i^{\min}}^{E_i^{\max}} dE' \phi_{\bar{\nu}_e}(E) \sigma(E) R(E, E'), \quad (2.20)$$

onde $N_{\mathcal{T}} = n_p \mathcal{E} \mathcal{T}$ é uma constante de normalização que leva em conta o tempo de exposição \mathcal{T} , a eficiência do detector \mathcal{E} e o número de prótons alvos n_p para a reação 2.19; $\phi_{\bar{\nu}_e}(E)$ é o fluxo total de antineutrinos no KamLAND; $\sigma(E)$ é a seção de choque da reação 2.19 e $R(E, E')$ é a função de resolução de energia do experimento.

Japão	Distância	P_{th} (GW)	L_F (%)
Kashiwazaki (7)	160 km	24.317	52.9
Ohi (4)	179 km	13.692	90.2
Takahama (4)	191 km	10.200	89.2
Tsuruga (2)	138 km	4.481	86.7
Hamaoka (4)	214 km	10.615	41.2
Mihama (3)	146 km	4.927	85.1
Shika (1)	88 km	1.593	57.2
Fukushima Daiichi (6)	349 km	14.197	51.1
Fukushima Daini (4)	345 km	13.172	39.0
Tokai-II (1)	295 km	3.293	84.3
Onagawa (3)	431 km	6.465	72.8
Shimane (2)	401 km	3.816	79.2
Ikata (3)	561 km	5.960	84.2
Genkai (4)	755 km	10.146	89.8
Sendai (2)	830 km	5.320	85.0
Tomari (2)	783 km	3.300	83.3
Coréia do Sul	Distância	P_{th} (MW)	L_F (%)
Hanul (4)	712 km	11.200	84.7
Wolsong (4)	986 km	8.244	95.0
Hanbit (6)	735 km	16.874	87.8
Kori (4)	709 km	9.435	98.3

Tabela 2.1: Reatores nucleares no Japão e Coréia do Sul que estavam em funcionamento durante o período analisado [12].



Figura 2.4: Localização dos reatores ao redor do experimento KamLAND. Figura retirada de [9].

A função $R(E, E')$ tem uma forma gaussiana [10]

$$R(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_E(E)} \exp\left(-\frac{(E - E')^2}{2\sigma_E^2(E)}\right), \quad (2.21)$$

onde $\sigma_E(E)$ é a resolução de energia. Os parâmetros utilizados para obter N_T e $R(E, E')$ estão disponíveis na página [6], que acompanha a referência [5].

Para a seção de choque do decaimento β inverso, utilizamos a aproximação [15]

$$\sigma(E) = p_{e+} E_{e+} E^{-0.07056+0.02018 \ln(E)-0.001953 \ln^3(E)} \times 10^{-43} \text{ cm}^2, \quad p_{e+} = \sqrt{E_{e+}^2 - m_e^2}. \quad (2.22)$$

O fluxo de antineutrinos é dado por [11]

$$\phi_{\bar{\nu}_e}(E) = \sum_k^{\text{reactors}} \frac{P_{th} L_F^k}{4\pi d_k^2} P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(E, d_k) \sum_{i=1}^4 \frac{p_i^k}{Q_i} \lambda_i(E), \quad (2.23)$$

onde são somadas as contribuições de todos os reatores ao redor do KamLAND e a probabilidade de sobrevivência $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(E, d_k)$ é incluída assumindo invariância CPT (para calcularmos o fluxo supondo que não houvessem oscilações, basta colocarmos $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \equiv 1$). O termo $\sum_{i=1}^4 \frac{p_i^k}{Q_i} \lambda_i(E)$ leva em conta os principais isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu responsáveis pela produção de antineutrinos através de fissões nucleares nos reatores. Os valores de p_i^k e Q_i estão disponíveis nas tabelas I e II de [11]. As funções $\lambda_i(E)$ foram

obtidas através de um ajuste exponencial de um polinômio de ordem 5 para os espectros de energia dos antineutrinos de cada isótopo [16]

$$\lambda_i(E) = \exp\left(\sum_{m=0}^5 a_m^i E^m\right), \quad (2.24)$$

onde os coeficientes a_n^i estão disponíveis na Tabela VI de [16].

2.3.2 Resultados

A lista de eventos e o espectro de fundo do KamLAND correspondente ao período estão disponíveis em [6]. Calculamos a distribuição de eventos sobre cada um dos 13 sítios pela equação 2.20 assumindo que não houvesse oscilação e assumindo que houvesse oscilação de duas gerações com os parâmetros $\Delta m_{21}^2 = 7.42 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ e $\theta_{12} = 33.44^\circ$ de Outubro de 2021 do NuFIT [2]. Para a simulação com oscilação adicionamos o espectro de fundo e utilizamos as incertezas descritas em [5] para assim obter a Figura 2.5.

Distribuição dos eventos da simulação numérica e dos dados do KamLAND

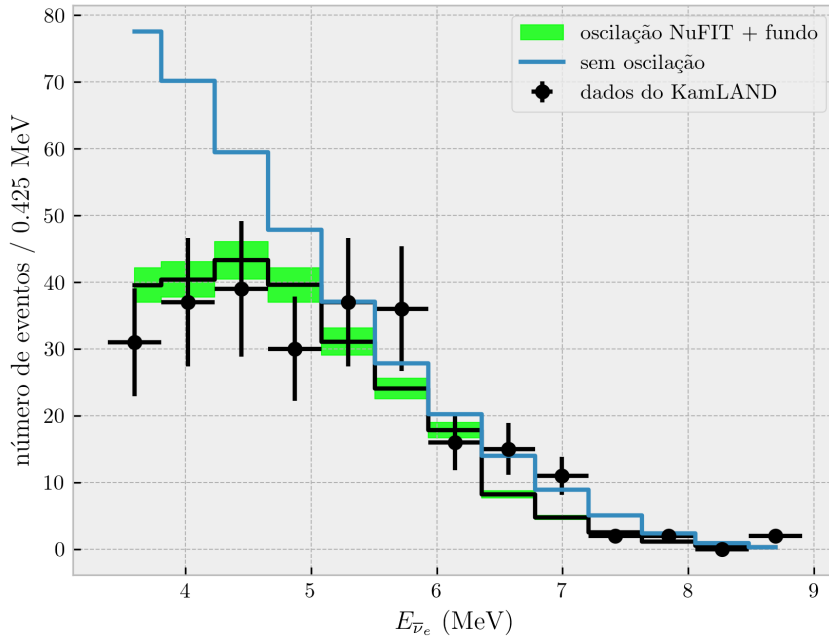


Figura 2.5: Comparação entre a simulação numérica e os dados do KamLAND.

Em nossa simulação, o número total de eventos sem oscilação foi $N_{\text{no-osc}} = 371.5 \pm 24.1$ enquanto que número total de eventos com oscilação **para os valores dos parâmetros de melhor ajuste do** NuFIT + (eventos de fundo) foi $N_{\text{osc}} = 253.1 \pm 16.5$.

Durante o período considerado, o experimento KamLAND detectou 258 eventos no total e a estimativa sem oscilação reportada em [5] foi 365.2 ± 23.7 eventos.

3 Descrição e avaliação do Apoio Institucional recebido no período

Durante o período correspondente a este relatório, o estudante não fez uso da reserva técnica.

4 Participação em eventos científicos

O estudante apresentou seu projeto de iniciação científica na 30ª edição do SIICUSP e também participou de três workshops todos promovidos pelo ICTP-SAIFR:

- V Journeys into Theoretical Physics, 2022.
- School on Quantum Computation, 2022.
- II ICTP-SAIFR Condensed Matter Theory in the Metropolis, 2022.

5 Conclusões

Na seção 2.2 simulamos numericamente os neutrinos solares para diferentes reações. Os resultados obtidos na Figura 2.3b para a média no ponto de produção da probabilidade de sobrevivência ao sair do Sol estão de acordo com [17]. Foi importante a implementação do algoritmo M4 [7], que acelerou a execução do código na ordem de 10^3 vezes. É interessante destacar que o problema do neutrino solar [1] consiste no desaparecimento de cerca de $1/3$ dos neutrinos solares. Esse valor pode ser identificado na Figura 2.3b. Pelos dados de [3], temos que o espectro de energia dos neutrinos da reação do ^8B (reação de neutrinos mais energéticos) se concentra em torno de seu pico em $E = 6.44$ MeV. ~~O valor de $\langle P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \rangle$ correspondente a $E = 6.44$ MeV para o ^8B é $0.36 \approx 1/3$, de maneira que isso explica o problema do neutrino solar qualitativamente.~~

Isso está errado! É bem mais complicado que isso ...

Na seção 2.3 simulamos os eventos detectados pelo experimento KamLAND e obtivemos a Figura 2.5, que está qualitativamente de acordo com os resultados de [5]. Ainda mais, os resultados obtidos para o número total de eventos $N_{\text{no-osc}} = 371.5 \pm 24.1$ e $N_{\text{osc}} = 253.1 \pm 16.5$ são estatisticamente compatíveis dentro de uma incerteza com os 258 eventos realmente detectados pelo KamLAND e com a estimativa de 365.2 ± 23.7 de [5]. Isso nos leva a concluir que os parâmetros atuais do NuFIT [2] são compatíveis com o ajuste do KamLAND no período coberto por [5].

Referências Bibliográficas

- [1] M. C. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, “Neutrino masses and mixing: evidence and implications,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 75, pp. 345–402, Mar 2003.
- [2] NuFIT Collaboration, “NuFIT website <http://www.nu-fit.org/>,” 2022.
- [3] J. N. Bahcall, “John Bahcall’s website <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>,” 2022.
- [4] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, “New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes,” *The Astrophysical Journal*, vol. 621, pp. L85–L88, Jan 2005.
- [5] T. Araki, K. Eguchi, S. Enomoto, et al, “Measurement of neutrino oscillation with kamland: Evidence of spectral distortion,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 081801, Mar 2005.
- [6] KamLAND collaboration, “Data release accompanying the 2nd KamLAND Reactor Result,” 2022.
- [7] F. Casas, J. C. D’Olivo, and J. A. Oteo, “Efficient numerical integration of neutrino oscillations in matter,” *Phys. Rev. D*, vol. 94, p. 113008, Dec 2016.
- [8] Y. F. Perez-Gonzalez, “Massive neutrinos: Phenomenological and cosmological consequences,” 2017.
- [9] J. A. Detwiler, *Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND*. PhD thesis, Stanford University, 2005.
- [10] D. V. Forero, S. J. Parke, C. A. Ternes, and R. Z. Funchal, “Juno’s prospects for determining the neutrino mass ordering,” *Phys. Rev. D*, vol. 104, p. 113004, Dec 2021.
- [11] M. Baldoncini, I. Callegari, G. Fiorentini, F. Mantovani, B. Ricci, V. Strati, and G. Xhixha, “Reference worldwide model for antineutrinos from reactors,” *Phys. Rev. D*, vol. 91, p. 065002, Mar 2015.
- [12] International Atomic Energy Agency, “Power Reactor Information System,” 2022.
- [13] M. Galassi and B. Gough, *GNU Scientific Library: Reference Manual*. GNU manual, Network Theory, 2009.
- [14] C. Bemporad, G. Gratta, and P. Vogel, “Reactor Based Neutrino Oscillation Experiments,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, p. 297, 2002.

- [15] A. Strumia and F. Vissani, “Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section,” *Physics Letters B*, vol. 564, no. 1, pp. 42–54, 2003.
- [16] T. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot, A. Letourneau, S. Cormon, M. Fechner, L. Giot, T. Lasserre, J. Martino, G. Mention, A. Porta, and F. Yermia, “Improved predictions of reactor antineutrino spectra,” *Phys. Rev. C*, vol. 83, p. 054615, May 2011.
- [17] L. A. Winslow, *First Solar Neutrinos from KamLAND: A Measurement of the ^8B Solar Neutrino Flux*. PhD thesis, UC, Berkeley, 2008.