Física de Neutrinos na Física de Partículas Elementares

Mateus Marques

Orientadora: Renata Zukanovich Funchal

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

SIICUSP 30, 2022

Introdução

- Neutrinos interagem *muito fracamente* com a matéria. Eles foram previstos por Wolfgang Pauli em 1930 como partículas extras no decaimento β

$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \overline{\nu_e}. \tag{1}$$

- Neutrinos solares foram detectados pela primeira vez em 1968 pelo experimento Homestake, que mediu um fluxo de neutrinos próximo de um terço do previsto teoricamente pelo Modelo Padrão Solar. Essa discrepância ficou conhecida como *problema do neutrino solar*.
- Essa foi uma forte evidência para o fenômeno de oscilação de neutrinos, que estabelece que os neutrinos têm massa não-nula. Em 2002 e 2015, quatro físicos receberam o prêmio Nobel por contribuirem em experimentos sobre neutrinos solares e oscilações de neutrinos.
- O Modelo Padrão da Física de Partículas prevê que os neutrinos têm massa nula [1]. Assim, o fenômeno de oscilação de neutrinos é um grande indício de existência de física além do Modelo Padrão.

Oscilação de Neutrinos

O ponto de partida na fenomenologia das oscilações de neutrinos é que estes interagem apenas em seus autoestados de sabor ν_e, ν_μ e ν_τ (associados aos léptons e^-, μ^- e τ^-), porém evoluem no tempo por uma hamiltoniana H que possui outros autoestados (de massa) ν_1, ν_2 e ν_3.

No vácuo, a energia dos neutrinos vem da expressão relativística:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p\left(1 + \frac{m_i^2}{2p^2}\right) \cancel{\equiv \frac{m_i^2}{2E}}. \tag{2}$$

Repetir essa expressão
trocando p —> E
Isso é uma aproximação.

Por $H\,|\nu_i\rangle = E_i\,|\nu_i\rangle$ e pela matriz de mistura leptônica U [1] entre as bases de sabor e de massa, $|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}\,|\nu_j\rangle$, temos a equação de Schrödinger

$$i\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\begin{pmatrix}\psi_e\\ \psi_\mu\\ \psi_\tau\end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E}\,U\begin{pmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0\\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2\end{pmatrix}U^\dagger\right]\begin{pmatrix}\psi_e\\ \psi_\mu\\ \psi_\tau\end{pmatrix}. \tag{3}$$

Oscilação de Neutrinos no Vácuo

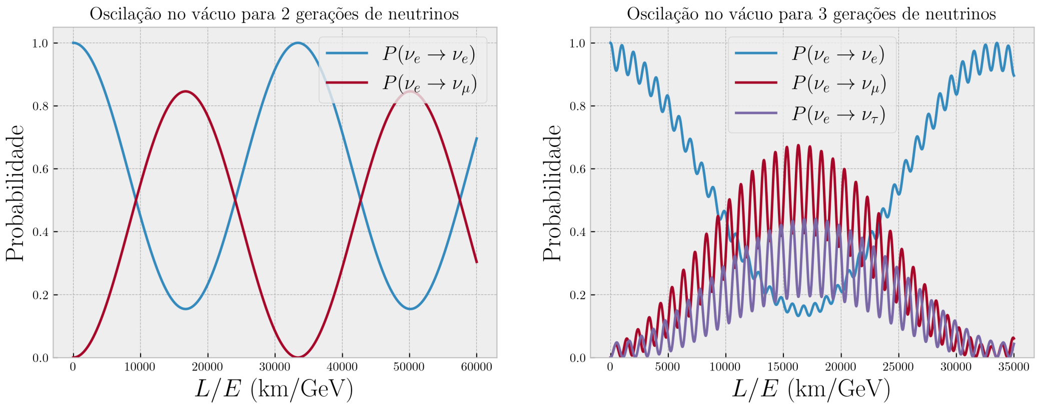


Figura 1: Oscilação de um neutrino ν_e no vácuo com os parâmetros do NuFIT [2].

Coloque aqui os valores dos parâmetros que você usou.

Oscilação no Sol

No Modelo Padrão, o neutrino interage apenas através da força fraca, que é intermediada pelos bósons vetoriais $W^{\pm}$ e Z^0. O propagador deles é dado por [3]

$$\frac{i(-g^{\mu\nu} + p^\mu p^\nu / M^2)}{p^2 - M^2}. \tag{4}$$

100

Como a massa desses bósons é da ordem de $M \sim \cancel{80}\,\mathrm{GeV}$, temos que $p^2 \ll M^2$ e o propagador se reduz essencialmente a uma constante G_F (de Fermi).

Quando neutrinos propagam na matéria, podemos ter espalhamentos coerentes ou incoerentes. Para espalhamentos incoerentes, a seção de choque é muito baixa [1]. ~~No Sol o efeito de interação de corrente neutra (por~~ $\cancel{Z^0}$~~) também é muito baixa [1].~~

Nos concentrando então em espalhamentos coerentes de corrente carregada, chegamos ao potencial efetivo de baixas energias e dependente do tempo

A corrente neutra contribui como uma fase global, igual para todos os neutrinos.

$$V_e(t) = \sqrt{2}\,G_F N_e(t), \tag{5}$$

onde N_e é a densidade eletrônica no interior do Sol.

Abordagem Numérica

Para resolvermos a equação de evolução dos neutrinos no interior do Sol, recorremos ao método de integração geométrico denominado *expansão Magnus* [4].

A expansão Magnus consiste na representação exponencial (série de Dyson) da solução da equação de Schrödinger:

$$i\frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} = H\Psi \;\Rightarrow\; \Psi(t) = e^{-i\Omega(t,t_0)}\Psi_0, \tag{6}$$

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 $H(t)$ (~~originados do~~ operador $\mathcal{T}$ de ordenação de tempo).
temporalmente ordenados com o auxílio do

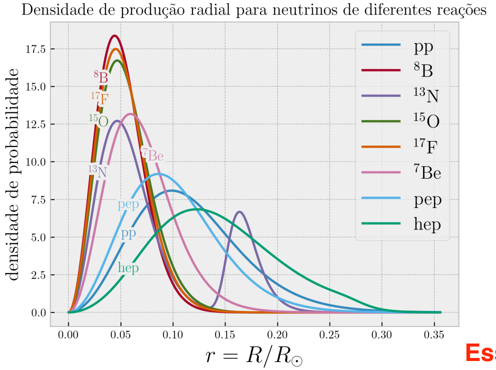
A ideia então é aplicar iterações

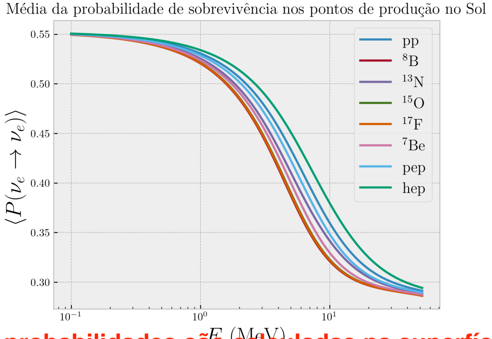
$$\Psi(t_{n+1}) = e^{-i\Omega^{(p)}(t_n+h_n,t_n)}\Psi(t_n), \tag{7}$$

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

Resultados

Utilizamos os dados do modelo solar BS2005 [5]. Interpolamos a densidade eletrônica N_e e tomamos as médias no ponto de produção de neutrinos para diferentes mecanismos de reação no interior do Sol.





Essas probabilidades são calculadas na superfície do Sol.

Figura 2: Densidades de produção radial de neutrinos e suas respectivas probabilidades de sobrevivência do neutrino do elétron ν_e como função de sua energia E.

Referências

M. C. Gonzalez-Garcia, Y. Nir.
Neutrino masses and mixing: evidence and implications.
Rev. Mod. Phys., vol. 75, pp. 345-402, Mar 2003.

NuFIT Collaboration.
NuFIT website. Data from October 2021.
http://www.nu-fit.org.

F. Halzen, A. D. Martin.
Quarks & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics.
John Wiley & Sons, 2008.

F. Casas, J. C. D'Olivo, J. A. Oteo.
Efficient numerical integration of neutrino oscillations in matter.
Phys. Rev. D, vol. 94, p. 113008, Dec 2016.

J. N. Bahcall.
John Bahcall's website.
http://www.sns.ias.edu/~jnb.

Agradecimentos

30º SIICUSP

USP

IFUSP
Instituto de Física da USP

FAPESP