

# Os efeitos da matéria em neutrinos de supernovas

Bianca B. Martins e Pedro C. Holanda

Universidade Estadual de Campinas

---

## Resumo

Emissões de neutrinos são fundamentais para a formação de supernovas, no entanto, o colapso do núcleo estelar e os efeitos das interações entre as partículas nesse ambiente de alta densidade não são completamente compreendidos. Sendo assim, o atual trabalho tem como objetivo estudar a relação entre os neutrinos e as supernovas por colapso gravitacional e explorar como as interações entre os neutrinos e o meio afetam a sua propagação. Nesse sentido, modela-se o comportamento dos neutrinos na matéria estelar de acordo com os formalismos de ondas planas e da matriz densidade, tal que as equações de evolução do neutrino são deduzidas analiticamente. Dessa forma, evidencia-se a ocorrência dos efeitos Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) e coletivos sobre os neutrinos de supernovas.

## Abstract

Neutrino emissions are fundamental to the formation of supernovae, however, the collapse of the stellar core and the effects of interactions between particles in this high-density environment are not completely understood. Therefore, the current work aims to study the relationship between neutrinos and supernovae due to gravitational collapse and explore how interactions between neutrinos and the environment affect their propagation. In this sense, the behavior of neutrinos in stellar matter is modeled according to plane wave and density matrix formalisms, such that the neutrino evolution equations are analytically deduced. In this way, the occurrence of Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) and collective effects on supernova neutrinos is evident.

---

**Palavras-chave:** neutrinos de supernovas, efeito MSW, conversões de sabor

**Keywords:** supernovae neutrinos, MSW effect, flavor conversions

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v5nEspecial.44987](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v5nEspecial.44987)

## 1 Introdução

Propostos por Pauli, os neutrinos, partículas elementares que interagem fracamente com a matéria [1], são essenciais na compreensão da dinâmica da morte de estrelas massivas, isto é, estrelas com mais de  $8 M_{\odot}$  [2]. Devido a reações nucleares, neutrinos são produzidos no interior estelar e escapam da estrela carregando energia e, portanto, aceleram a evolução do astro até a formação do núcleo estelar de ferro e a sua instabilidade. Então, com as reações de captura eletrônica e de fotodesintegração, a estrela entra em colapso gravitacional, quando as camadas externas de matéria da estrela caem sobre as camadas internas [3]. No entanto, esse fenômeno é interrompido quando o astro atinge densidades nucleares, o que gera a formação de uma onda de pressão em direção às camadas externas da estrela, responsável pela ejeção de matéria e de radiação [4]. Simulações computacionais indicam que os neutrinos podem ser os responsáveis pela efetividade da propagação dessa

onda de choque e, por conseguinte, pela explosão da estrela [5].

A relação entre essas partículas e a morte de estrelas foi comprovada em 1987 com a detecção de neutrinos vindos da Supernova SN1987A em experimentos terrestres, Kamiokande II [6], Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB) [7] e Baksan [8]. Nesse sentido, a explosão de uma supernova (tipo Ib, Ic ou II [9]) libera 99% da sua energia gravitacional na forma de neutrinos [4], os quais podem ser medidos para obtenção de informações acerca da dinâmica da supernova, do mecanismo de explosão da estrela, da fenomenologia de neutrinos e da formação de remanescentes, estrelas de nêutrons ou buracos negros.

Segundo o Modelo Padrão das Partículas Elementares, existem três tipos de neutrinos, diferenciados pelo número quântico de sabor, que seriam partículas sem massa [1]. No entanto, sabe-se que os neutrinos possuem diferenças de massa entre si, informação comprovada pela oscilação quântica de sabor

dos neutrinos, ou seja, a coexistência de seus auto-estados de massa e o colapso deles em um sabor de neutrino durante uma medição após propagação espacial [10]. Esse fenômeno ocorre mesmo no vácuo, porém, como a matéria estelar em colapso constitui um meio de densidades que atingem valores nucleares e de temperaturas extremas, essas oscilações são modificadas devido a interações entre os neutrinos e o meio [11] e entre os próprios neutrinos [12], os efeitos Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) e coletivos. Sendo assim, o atual trabalho abordou e quantificou as conversões de sabor dos neutrinos no ambiente da supernova. Para tanto, houve a dedução das equações de onda e de evolução dos neutrinos com a inserção gradual de um meio com e sem aproximações.

## 2 Metodologia

### 2.1 O formalismo de ondas planas

A princípio, foi utilizada a descrição do neutrino pelo formalismo de ondas planas, no qual trabalha-se diretamente com equações de onda dos neutrinos e a sua representação como a combinação linear dos auto-estados de massa;

$$|v_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |v_k\rangle \quad (1)$$

em que  $U_{\alpha k}$  são os elementos da matriz de mistura  $U$  e  $\alpha = (e, \mu, \tau)$  [10]. Nessa abordagem, assume-se que os neutrinos se propagam com a velocidade da luz e que os neutrinos massivos correspondentes a um estado de sabor possuem o mesmo momento  $\vec{p}$ . Essas considerações são adequadas no vácuo e em estrelas de baixa massa, e, portanto, foram utilizadas em um momento inicial. Porém, em supernovas os neutrinos sofrem colisões que afetam as fases da sua equação de evolução, isto é, eles se propagam com diferentes momentos.

### 2.2 O formalismo da matriz densidade

Nessa abordagem, cada neutrino massivo pode apresentar momento e energia distintos, tal que um sabor de neutrino corresponde à superposição de pacotes de onda [10], usualmente representados por uma matriz de densidade de neutrinos. Considere a matriz densidade  $\rho$ , que corresponde a um operador

representado na base de sabor, em três famílias de neutrinos [13]:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{e\mu} & \rho_{e\tau} \\ \rho_{\mu e} & \rho_{\mu\mu} & \rho_{\mu\tau} \\ \rho_{\tau e} & \rho_{\tau\mu} & \rho_{\tau\tau} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Note que os elementos diagonais do operador representam os estados puros e os não diagonais, os estados mistos. A representação dos elementos da matriz densidade se conecta com o formalismo de ondas planas da equação 1 pela seguinte relação:

$$\rho_{ij} = \sum_{ij} |v_i\rangle \langle v_j| \quad (3)$$

#### 2.2.1 A equação de evolução dos neutrinos

A evolução dessa matriz é dada por [14]:

$$i \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} = [\Omega_{\vec{p}}^0, \rho_{\vec{p}}] + [\Omega_{\vec{p}}^{int}, \rho_{\vec{p}}] + \mathbf{C}[\rho_{\vec{p}}, \bar{\rho}_{\vec{p}}] \quad (4)$$

Por um lado, o primeiro comutador está presente em toda evolução de neutrinos, isto é, mesmo no vácuo, pois depende apenas do momento  $\vec{p}$  e da matriz de massa  $\mathbf{M}^2$  dos neutrinos [15]:

$$\Omega_{\vec{p}}^0 = (|\vec{p}|^2 + \mathbf{M}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Porém, o segundo comutador representa o potencial do meio sobre os neutrinos devido à interação entre os léptons [14].

$$\Omega_{\vec{p}}^{int} = \sqrt{2}G_F \left[ L - \frac{8p}{3m_W^2} E \right] + \sqrt{2}G_F \left[ \rho - \bar{\rho} - \frac{8p}{3m_Z^2} (U + \bar{U}) \right] \quad (6)$$

Onde o primeiro colchete envolve o número de densidade dos léptons,  $L$ , e a energia dos léptons carregados,  $E$ . Por outro lado, o segundo colchete se refere a reações de correntes neutras [14]. Como depende de interações do meio, esse comutador não está presente em oscilações no vácuo. Já o terceiro comutador, que envolve o termo de colisão, contabiliza as interações dos neutrinos com o meio e também as auto interações entre os neutrinos [14].

$$\mathbf{C}[\rho_{\vec{p}}, \bar{\rho}_{\vec{p}}] = \left( \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} \right)_{CC} + \left( \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} \right)_{NC} + \left( \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} \right)_S \quad (7)$$

Nas equações,  $\rho = \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \rho_{\vec{p}}$  e  $U = \int \frac{d^3\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \mathbf{p} \rho_{\vec{p}}$  [14].

Podem ou não ser feitas aproximações sobre as equações para encontrar uma solução. Nesse viés, serão utilizadas a expansão perturbativa e o regime adiabático de evolução da estrela.

### 3 Resultados

#### 3.1 Equações de evolução no vácuo

Como não há interações dos neutrinos com o meio nem dos neutrinos consigo mesmos, sabemos que  $\Omega_{\vec{p}}^{int} = 0$  e  $\rho_{\vec{p}} = \overline{\rho_{\vec{p}}}$ , resultando na anulação de comutadores. Logo:

$$i \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} = [\Omega_{\vec{p}}^0, \rho_{\vec{p}}] \Rightarrow \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} = -i[\Omega_{\vec{p}}^0, \rho_{\vec{p}}] \quad (8)$$

Então, com a expansão das matrizes envolvidas em matrizes de Pauli e da suposição de que o fluxo inicial de neutrinos emitido é totalmente composto por neutrinos eletrônicos, chegou-se na seguinte solução para duas famílias de neutrinos:

$$\rho(t) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2\theta & \frac{1}{2} e^{i(\frac{\Delta m^2}{2E}t)} \\ \frac{1}{2} e^{-i(\frac{\Delta m^2}{2E}t)} & \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (9)$$

#### 3.2 Equações de evolução na matéria

Perante a solução 8, é possível fazer uma expansão perturbativa para encontrar uma aproximação à solução da equação 4 para meios em que há matéria. Para tanto, são consideradas as diferentes reações que ocorrem no meio, tal que é originada uma Hamiltoniana de interação, a qual depende dos campos  $B$  que atuam no sistema, como o campo dos elétrons e dos demais neutrinos do meio, e do campo de neutrinos  $\psi$ , tal que ambos dependem do tempo [16]:

$$H_{int}(t) = H_{int}(B(t), \psi(t)) \quad (10)$$

Podemos supor que a Hamiltoniana total depende apenas dos campos individuais, ou seja, das Hamiltonianas individuais que atuam sobre o sistema  $[\Omega_{\vec{p}}^{int}(t)]_i$  [16]:

$$H_{int}(t) = \sum_i [\Omega_{\vec{p}}^{int}(t)]_i \quad (11)$$

Nesse viés, e supondo que os campos iniciais evoluem livremente, a solução se torna [15]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} &= -i[\Omega_{\vec{p}}^0, \rho_{\vec{p}}] + i\langle [H_{int}^0(t), D_{\vec{p}}^0] \rangle \\ &\quad - \int_0^t dt' \langle [H_{int}^0(t-t'), [H_{int}^0(t), D_{\vec{p}}^0]] \rangle \end{aligned} \quad (12)$$

Adotando a aproximação adiabática ou desconsiderando os termos de segunda ordem, podemos reescrever a equação de evolução em termos das diferentes categorias de reações que podem ocorrer e afetar os neutrinos, as correntes carregadas (CC), as correntes neutras (NC) e as auto interações (S). Cada uma delas apresenta uma Hamiltoniana correspondente, logo, podemos escrever a variação da matriz densidade como a soma das variações devido à cada tipo de reação, somada à contribuição do vácuo [15]:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} &= [\Omega_{\vec{p}}^0, \rho_{\vec{p}}] + \left( \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} \right)_{CC} \\ &\quad + \left( \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} \right)_{NC} + \left( \frac{d\rho_{\vec{p}}}{dt} \right)_S \end{aligned} \quad (13)$$

### 4 Discussão

Enquanto o primeiro termo da equação 12 corresponde ao resultado no vácuo, o segundo representa a solução em primeira ordem em um meio, isto é, às reações de *forward scattering*, ou seja, reações de espalhamento com léptons carregados em que há conservação de momento [15]. Quando ocorrem entre léptons e neutrinos, elas correspondem ao efeito Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [11], tal que as reações de espalhamento afetam a propagação dos neutrinos porque atuam como um índice de refração ao introduzir diferenças de fases na função de onda do neutrino [11]. Pode existir uma região da estrela em que este efeito é máximo, a região de ressonância [11].

Por outro lado, a integral da equação 12 é a solução perturbativa em segunda ordem e inclui tanto o *forward scattering* quanto o *non-forward scattering* (espalhamento sem conservação de momento) para diferentes partículas [15]. No núcleo da estrela, a solução analítica dessa integral é desconhecida e espera-se que os neutrinos oscilem seus sabores de forma coerente uns com os outros, os efeitos coletivos [17]. Por outro lado, nos primeiros 1.000km após a neurtinosfera, o efeito MSW dá origem a efeitos

não lineares, que permitem transições entre os auto-estados de massa [18]. Todavia, considerar espalhamentos não conservativos nas contas implica em considerar também o fenômeno da descoerência quântica [15].

Já a expressão 13 demonstra que a consideração ou não de diversas reações que ocorrem nas supernovas afeta a evolução da matriz densidade. Em cada região da estrela há processos dominantes: no interior da estrela, dominam as auto interações entre os neutrinos, mas, conforme a densidade da estrela diminui, predomina o efeito MSW e, eventualmente, a densidade cai o suficiente para que o efeito MSW deixe de dominar [3]. Sendo assim, diferentes reações podem ser consideradas na equação de acordo com a região da estrela.

## 5 Considerações finais

O fenômeno quântico da conversão de sabor de neutrinos ocorre no vácuo, mas a presença de matéria em grandes densidades altera esse processo. Em supernovas por colapso do núcleo estelar, as grandes densidades possibilitam a ocorrência de oscilações de sabor coletivas entre todos os neutrinos, e, além da neutrinósfera, as reações de espalhamento entre os neutrinos e as partículas da matéria estelar corroboram ao efeito MSW.

A modelagem desses efeitos sobre os neutrinos pode ser realizada com a consideração de neutrinos como pacotes de onda e com a utilização do formalismo da matriz densidade. Nesse sentido, foi possível encontrar a equação de evolução do neutrino por meio de uma expansão perturbativa, cuja solução contém tanto a contribuição das oscilações no vácuo quanto o efeito MSW em primeira ordem, espalhamentos em segunda ordem e as auto-interações do efeito coletivo. No entanto, uma solução completa requer encontrar todas as hamiltonianas de interação entre os neutrinos e o meio, o que inclui equações não lineares e simulações computacionais. Além disso, ainda não há consenso sobre como abordar os efeitos coletivos. É importante notar que isso é um problema científico em aberto.

## Agradecimentos

Agradeço aos organizadores do evento e ao apoio do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico

e Tecnológico (CNPq) e do Serviço de Apoio ao Estudante (SAE) da Universidade Estadual de Campinas.

---

## Sobre a autora

Bianca Bulhões Martins é graduanda em Física pela Universidade Estadual de Campinas (Unicamp) ([martins.biancabulhoes@gmail.com](mailto:martins.biancabulhoes@gmail.com)). Nascida em Governador Valadares, a mineira participou de três projetos de iniciação científica em que foi bolsista pelo CNPq ou pelo SAE-Unicamp. Atuou também como monitora voluntária de Física Quântica I. Tem interesse nas áreas de Astrofísica, Física de Partículas e Relatividade Geral.

---

## Sobre o autor

Pedro Cunha de Holanda ([holanda@unicamp.br](mailto:holanda@unicamp.br)) possui graduação em Física pela Universidade Estadual de Campinas (1995), mestrado (1997) e doutorado (2001) em Física pela mesma universidade. Foi contratado como professor da Universidade Estadual de Campinas em 2006, e obteve o título de livre-docência em 2012. Atualmente é professor MS5 do Instituto de Física Gleb Wataghin - Unicamp. Tem trabalhado em temas de interface entre a Física, Astrofísica e Cosmologia de Neutrinos. Obteve sua livre docência e atualmente é professor MS5-3.

## Referências

- [1] G. d. A. Valdivieso e M. M. Guzzo, *Compreendendo a oscilação dos neutrinos*, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **27**, 495 (2005).
- [2] S. Woosley e T. Janka, *The physics of core-collapse supernovae*, *Nature Physics* **1**(3), 147 (2005). [ArXiv:astro-ph/0601261](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601261).
- [3] H.-T. Janka, *Neutrino Emission from Supernovae*, in *Handbook of Supernovae*, editado por A. W. Alsabti e P. Murdin (2017), 1575.
- [4] G. G. Raffelt, *Particle Physics From Stars*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **49**, 163 (1999). [ArXiv:hep-ph/9903472](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9903472).

- [5] A. Burrows e D. Vartanyan, *Core-collapse supernova explosion theory*, *Nature* **589**(7840), 29 (2021). [ArXiv:2009.14157](#).
- [6] K. S. Hirata et al., *Observation in the Kamiokande-II detector of the neutrino burst from supernova SN1987A*, *Phys. Rev. D* **38**, 448 (1988).
- [7] R. M. Bionta et al., *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*, *Physics Review Letters* **58**(14), 1494 (1987).
- [8] E. N. Alexeyev et al., *Detection of the neutrino signal from SN 1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope*, *Physics Letters B* **205**(2-3), 209 (1988).
- [9] B. W. Carroll e D. A. Ostlie, *An introduction to modern astrophysics* (Cambridge University Press, 2017).
- [10] C. Giunti e C. W. Kim, *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics* (Oxford university press, 2007).
- [11] A. Y. Smirnov, *The MSW Effect and Matter Effects in Neutrino Oscillations*, *Physica Scripta* **T121**, 57 (2005).
- [12] H. Duan, G. M. Fuller e Y.-Z. Qian, *Simple picture for neutrino flavor transformation in supernovae*, *Physical Review D* **76**(8), 085013 (2007). [ArXiv:0706.4293](#).
- [13] A. Mirizzi et al., *Supernova neutrinos: production, oscillations and detection*, *Nuovo Cimento Rivista Serie* **39**(1-2), 1 (2016). [ArXiv:1508.00785](#).
- [14] J. Lesgourgues et al., *Neutrino cosmology* (Cambridge University Press, 2013).
- [15] G. Sigl e G. Raffelt, *General kinetic description of relativistic mixed neutrinos*, *Nuclear Physics B* **406**(1), 423 (1993).
- [16] G. G. Raffelt, *Stars as laboratories for fundamental physics : the astrophysics of neutrinos, axions, and other weakly interacting particles* (1996).
- [17] H. Duan, G. M. Fuller e Y.-Z. Qian, *Collective Neutrino Oscillations*, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **60**, 569 (2010). [ArXiv:1001.2799](#).
- [18] F. P. Soler, C. D. Froggatt e F. Muheim, *Neutrinos in particle physics, astrophysics and cosmology* (CRC Press, 2008).