

Bruno Silva Rodriguez Miguez

Dissertação de Mestrado
Extraindo Limites para o Fluxo Difuso de Neutrinos
Não-Eletrônicos de Supernovas dos Dados do SNO

Este exemplar corresponde à redação final da Dissertação de Mestrado defendida pelo aluno Bruno Silva Rodriguez Miguez e aprovada pela Comissão Julgadora.

27/MAIO/2010



Professor Responsável:
Prof. Dr. Ernesto Kemp

Co-orientador:
Prof. Dr. Orlando L. G. Peres

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

Campinas - SP

Fevereiro / 2010

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M588e	Miguez, Bruno Silva Rodriguez Extraindo limites para o fluxo difuso de neutrinos não eletrônicos de supernovas dos dados do SNO / Bruno Silva Rodriguez Miguez.-- Campinas, SP : [s.n.], 2010. Orientadores: Ernesto Kemp e Orlando Luis Goulart Peres. Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin". 1 1. Neutrinos de supernova. 2. Fundo difuso de neutrinos. 2 3. Detectores de neutrinos. I. Kemp, Ernesto. II. Peres, Orlando 3 Luis Goulart. III. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de 4 Física "Gleb Wataghin". IV. Título. 5 (vsv/ifgw)
-------	---

- **Título em inglês:** Extracting limits for the diffuse non-electron neutrino flux from SNO data
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 - 1. Supernova neutrinos
 - 2. Diffuse neutrino flux
 - 3. Neutrino detectors
- **Área de Concentração:** Física das Partículas Elementares e Campos
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca Examinadora:**
 - Prof. Ernesto Kemp
 - Prof. Adriano Antonio Natale
 - Prof. Pedro Cunha de Holanda
- **Data da Defesa:** 30-03-2010
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física

Agradecimentos

Gostaria de agradecer:

aos meus orientadores, ao que me fazia as perguntas certas e ao que me conduzia às respostas.

aos meus amigos, por todos os churrascos, cafés, conversas, almoços, listas, problemas e aprendizado que compartilhamos.

aos meus professores, aos que me mostraram como ser e aos que me mostraram como não ser.

à minha família, por tudo.

e um agradecimento especial à pessoa que me ensinou a valorizar o conhecimento e que me permitiu percorrer todo o caminho que percorri.

Resumo

É predita a existência de um fluxo de neutrinos difusos, gerado pela integração no tempo de todas as supernovas que ocorreram ao longo da evolução do universo e ponderado pelas taxas de formação estelar e de ocorrência de supernovas. As características espectrais destes neutrinos se diferenciam de neutrinos de supernovas recentes principalmente por dois motivos: a redução de seus fluxos e o desvio para energias menores causado pela expansão do universo. Logo, mesmo que o efeito gerado por uma supernova seja um pulso temporal de eventos, seu efeito acumulado gera um fluxo estacionário de neutrinos difusos em todo o universo. Estes neutrinos nunca foram observados antes. Apenas limites superiores para seu fluxo foi reportados pelas colaborações associadas a telescópios de neutrinos. Recentemente a Colaboração SNO fez uma análise dependente do modelo de supernova que estabeleceu experimentalmente $9.3 \times 10^1 \nu_e \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ como o limite superior para o fluxo total de neutrinos eletrônicos difusos. Esta análise reduziu em cerca de 2 ordens de grandeza o limite experimental anterior estabelecido pela Colaboração LSD. Atualmente, os limites mais restritivos para o fluxo difuso de neutrinos não eletrônicos é de $\approx 10^3 \nu_{\mu, \tau} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ e foram estabelecidos por estudos fenomenológicos, uma análise de dados feitas por cientistas externos a colaboração, de dados do Superkamiokande. No entanto, os melhores limites experimentais ainda são os da Colaboração LSD $\approx 10^7 \nu_{\mu, \tau} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Neste trabalho, extendemos a análise do SNO incluindo espalhamento elástico em elétrons via interações de corrente neutra para extrair informações do fluxo difuso de neutrinos não eletrônicos (ν_μ, ν_τ). Também foram feitas comparações como os outros limites atualmente aceitos.

Abstract

There is a prediction of a diffuse neutrino flux yield from the time integration of all supernova already exploded in the past governed by stellar formation and supernovae occurrence rates. The spectral characteristics of these neutrinos differ from those from recent supernovae mainly in two features: the reduction in their fluxes and their energy “red-shift” due the expansion of the universe. Thus, despite the fact that one single supernova is a transient state, their cumulative effect produces a steady flux of diffuse neutrinos everywhere in universe. These neutrinos have never been observed before. Only upper limits on their fluxes have been reported by the collaborations operating neutrino telescopes. Recently the SNO experiment have made an analysis where the total flux of diffuse electron neutrinos has an upper limit of $9.3 \times 10^1 \nu_e \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, depending on a specific supernova model. This analysis reduced by a factor 100 the anterior best limit, established by LSD Collaboration. At the present, the best limit for the diffuse flux of non-electron neutrinos is $\approx 10^3 \nu \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, resulted from an fenomenological analysis of the Super-Kamiokande data. However, the best experimental limits are $\approx 10^7 \nu \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, established by LSD Collaboration. In this work we have extended the SNO analysis including the elastic scattering on electrons via neutral current interactions to extract information on diffuse flux of the non-electron neutrino flavours (i.e. muon and tauon neutrinos). We make a comparison among our results and others currently accepted.

Sumário

1	Introdução	p. 1
1.1	Aspectos Históricos	p. 1
1.2	Objetivos	p. 5
1.3	Estrutura da Tese	p. 8
2	Neutrinos e Detectores	p. 9
2.1	O Neutrino	p. 9
2.1.1	Oscilação de Neutrinos no Vácuo	p. 11
2.1.2	Oscilação de Neutrinos na Matéria	p. 12
2.1.3	Oscilação de Neutrinos em Colapsos Gravitacionais	p. 14
2.1.4	Hierarquia de Massa	p. 15
2.2	Deteção de Neutrinos	p. 16
2.3	Sudbury Neutrino Detector	p. 18
2.3.1	Introdução e História	p. 18
2.3.2	O Detector	p. 19
2.3.3	Canais de Deteção	p. 21
3	Supernovas	p. 24
3.1	Evolução Estelar	p. 24
3.2	Classificação de Supernovas	p. 26

3.3	Dinâmica do Colapso Gravitacional do Núcleo da Estrela	p. 27
3.4	Neutrinos do Colapso Gravitacional	p. 31
3.5	SN1987A	p. 32
3.6	Simulações do Colapso Gravitacional	p. 35
4	Cálculos e Resultados	p. 37
4.1	Espectros de Energia de Supernovas	p. 37
4.1.1	Influência da Oscilação de Neutrinos no Espectro de Energia	p. 38
4.1.2	Influência da Expansão do Universo no Espectro de Neutrinos	p. 40
4.2	Taxa de Ocorrência de Supernovas	p. 41
4.3	Espectro Esperado do Fluxo Difuso	p. 41
4.4	Estimativa dos Limites	p. 45
5	Conclusões e Perspectivas	p. 50
	Referências Bibliográficas	p. 53

1 Introdução

1.1 Aspectos Históricos

A história das interações fracas, e portanto do neutrino, teve início em 1896, quando Becquerel descobre a radioatividade do urânio. Alguns anos depois, Rutherford descobriu a existência de dois subprodutos da radioatividade, α e β , sendo o γ descoberto mais tarde. Em 1914, Chadwick demonstrou que, ao contrário do esperado, o espectro de energia das partículas do decaimento β era contínuo e não um pico monocromático, em contraste com os produtos α e γ que possuíam uma única energia. Meitner demonstraria depois que a energia faltante não poderia ser atribuída a raios γ [1]. Diante disto, Niels Bohr chegou a sugerir que se tratava de uma evidência experimental de violação da conservação de energia. Wolfgang Pauli, no entanto, sugeriu que a energia faltante poderia estar sendo carregada por uma partícula desconhecida, neutra, sem massa e com spin $1/2$ que era emitida durante o processo. Essa idéia foi inicialmente recebida com ceticismo, devido à dificuldade de detecção de tal partícula [2].



Figura 1.1: Wolfgang Pauli

Em 1934, Fermi formulou uma teoria considerada bastante consistente para o decaimento beta, de forma análoga à eletrodinâmica quântica, que incorporava a partícula de Pauli, neste momento já denominada *neutrino*, pois o nome *nêutron* havia sido utilizado por J. Chadwick em 1932 para batizar a partícula por ele descoberta. Em 1937, o μ foi descoberto por J. C. Street e E. C. Stevenson, e S. H. Neddermeyer e C. D. Anderson e em 1947 observações do decaimento do μ levam Pontecorvo a propor um análogo muônico às interações de Fermi para elétrons, abrindo a possibilidade de estados quânticos de neutrinos associados ao múon.



Figura 1.2: Enrico Fermi

Também na década de 40, Gamow e Mário Schoenberg estabeleceram uma relação entre explosões de supernovas e a emissão de imensas quantidades de energia em forma de neutrinos [3].



Figura 1.3: Bruno Pontecorvo

Incentivados por Pontecorvo, C. L. Cowan e F. Reines buscaram um modo de detectar o neutrino. Utilizando um detector com cerca de 1400 litros de cintilador líquido eles conseguem detectar anti-neutrinos gerados por um reator através da identificação das reações de decaimento $\beta - inverso$ ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) que ocorriam no detector, anunciando em 1956 o sucesso de sua experiência.

Posteriormente, para explicar a ausência de alguns modos de decaimentos, foi sugerida a conservação de um novo número quântico, o número leptônico, sendo atribuído valor 1 para cada lépton e -1 para suas antipartículas. No entanto, esta lei de conservação permitia algumas reações que não foram observadas, como por exemplo $\mu \rightarrow e + \gamma$, o que levou à associação de um número leptônico para cada família de lépton, gerando

assim uma simetria entre cada lépton carregado e um neutrino correspondente. Em 1962, Lederman, Schwartz e Steinberger verificaram experimentalmente a não produção de elétrons em reações ocasionadas por antineutrinos originados em reações de múons.



Figura 1.4: Reines e Cowan

Apesar do Modelo Padrão considerar os neutrinos sem massa, a possibilidade teórica de neutrinos com massa permanecia em aberto. Em 1957, Pontecorvo, já havia sugerido a investigação das massas dos neutrinos através da oscilação [4]. Esta idéia foi desenvolvida e modificada por Wolfenstein [5] e posteriormente por Mikheyev e Smirnov [6]. A oscilação de neutrinos ganhou grande força ao ser vista como uma solução para o Problema do Neutrino Solar [7].

Na década de 60, Zatsepin sugeriu a possibilidade de detectar neutrinos de supernovas usando grandes massas de cintilador orgânico instaladas em laboratórios subterrâneos.

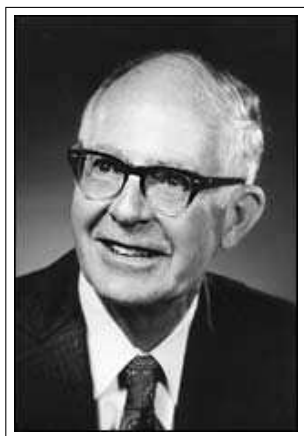


Figura 1.5: Raymond Davis

Em 1968 entrou em operação na mina desativada de Homestake (EUA), sob responsabilidade de R. Davis, um dos pioneiros na astrofísica de neutrinos e ganhador de um prêmio Nobel em 2001, um detector rádio-químico, que através da reação $\nu_e + Cl \rightarrow Ar + e^-$, colheu dados sobre o fluxo de neutrinos solares [8]. Este experimento mostrou a viabilidade da Astrofísica de Neutrinos e trouxe a tona um dos problemas mais intrigantes da física moderna, o Problema do Neutrino Solar, onde o fluxo de neutrinos observado era cerca de um terço do previsto pelo Modelo Solar Padrão. Fato este explicado depois pela oscilação de sabor do neutrino, que foi verificada no experimento SNO [9], pois este devido à sua parcela de água pesada era sensível aos três sabores de neutrinos e mediu o

fluxo total predito pelo Modelo Solar Padrão, e não apenas a parcela de neutrinos eletrônicos [10].

Em 1975, o lépton carregado tau foi detectado, e não erroneamente presumiram a existência do seu respectivo neutrino. Este neutrino, no entanto foi detectado somente em 2000 [11].

O impulso decisivo para a difusão e consolidação da Astrofísica de Neutrinos viria quase vinte anos após a construção de Homestake. Em fevereiro de 1987 chegaram à Terra neutrinos provenientes da Supernova de Shelton, também conhecida como SN1987A, que ocorreu na grande Nuvem de Magalhães, a uma distância de 169000 anos-luz da Terra. Estes neutrinos foram observados em diversos experimentos: Kamiokande [12] (Japão), IMB [13] (EUA) e Baksan [14] (Cáucaso, antiga U.R.S.S.). A Supernova de Shelton tomou então uma posição de destaque na astronomia, sendo atualmente um dos objetos mais estudados fora do Sistema Solar. A SN1987A foi a primeira observação de neutrinos de uma fonte celeste diferente do Sol.

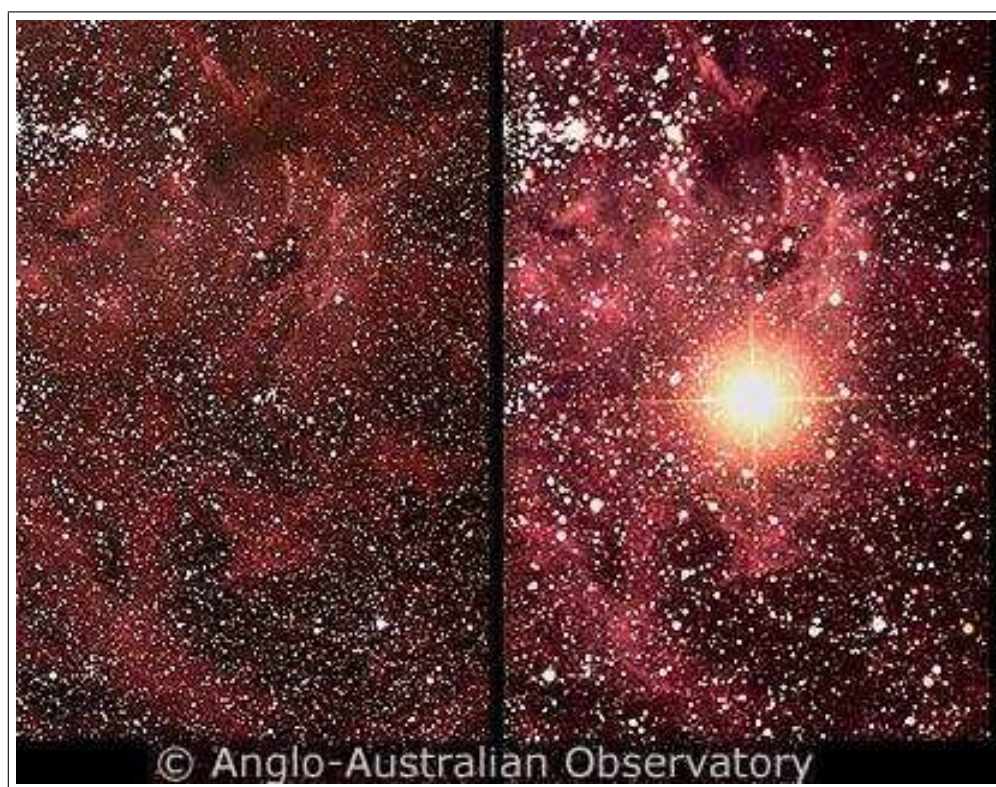


Figura 1.6: SN1987A: À esquerda podemos ver imagens da região celeste antes da explosão da supernova e à direita a mesma região após a explosão da SN1987A.[15]

O cenário geral descrito pelos modelos de colapso gravitacional e explosão que dão origem às supernovas foi confirmado pelos neutrinos da SN1987A. Foram checados os parâmetros estru-

turais (massa da estrela progenitora, dimensões do núcleo estelar), energéticos (energia total, fluxo e temperatura espectral dos neutrinos) e dinâmicos (escalas de tempo envolvidas no colapso e resfriamento da estrela de neutrons remanescente). Também foram estabelecidos limites de grandezas próprias dos neutrinos (massa, vida-média, momento magnético, número de sabores, carga). Entretanto, devido à baixa estatística, os detalhes sobre os mecanismos de colapso e explosão não puderam ser descritos. Desde então muitos detectores foram construídos, reformados e melhorados, no intuito de continuar a vigilância do cosmo para detecção de novos bursts de neutrinos de supernovas.

1.2 Objetivos

Conforme foi visto, a detecção de neutrinos provenientes da SN1987A foi muito frutífera. No entanto, devido à baixa taxa de explosões de supernovas próximas o suficiente para possibilitar a detecção dos neutrinos produzidos, esta foi a única supernova cujos neutrinos foram observados na Terra.

Diversos métodos foram utilizados para estimar essa taxa de ocorrência e todos concordam que seja da ordem de algumas por século, conforme pode ser visto na tabela 1.1. Logo, apesar dos grandes resultados científicos extraídos da Supernova de Shelton, a espera pela próxima supernovas pode ser longa. Uma possibilidade sugerida para contornar essa baixa taxa de ocorrência foi a detecção do fluxo estacionário de neutrinos produzidos por todas as supernovas ao longo da evolução do Universo [16]. A detecção deste fluxo renderia valiosas informações sobre o mecanismo de colapso, a taxa de ocorrência de supernovas ao longo da evolução do universo e ainda sobre a própria expansão do universo.

Diversas estimativas teóricas para o fluxo de neutrinos difusos foram feitas [16, 18, 19]. Experimentalmente, devido ao baixo fluxo esperado foi possível apenas estabelecer limites superiores, como por exemplo os limites para o fluxo de neutrinos eletrônicos das colaborações LSD [20] e SNO [21]. Uma comparação entre estes limites, o fluxo esperado de neutrinos difusos para diversas temperaturas e os fluxos de neutrinos eletrônicos originados no Sol podem ser vistos na figura 1.7.

Análise	Taxa de Ocorrência de Supernova Galácticas(<i>seculo</i> ⁻¹)
Smith et al. 1978	2.7
Talbot 1980	0.41
Guesten et al. 1982	6.6
Turner 1984	1.53
Mezger 1987	2.6
McKee 1989	1.84
van den Bergh 1990	1.5 ± 0.8
van den Bergh & Tammann 1991	4
Rádio de Remanescentes de Supernova	3.3 ± 2.0
Registros Históricos de Supernovas	5.8 ± 2.4
Cappellaro 1993	1.4 ± 0.9
van den Bergh & McClure 1994	2.5 ± 0.9
Pagel 1994	3.1
McKee & Williams 1997	2.0
Timmes, Diehl, Hartmann 1997	2.6 ± 2.0
Stahler & Palla 2004	2 ± 1
Reed 2005	1 – 2
Diehl et al.	1.9 ± 1.1

Tabela 1.1: Diversas Estimativas para Taxa de Ocorrência de Supernovas na Via Láctea[17].

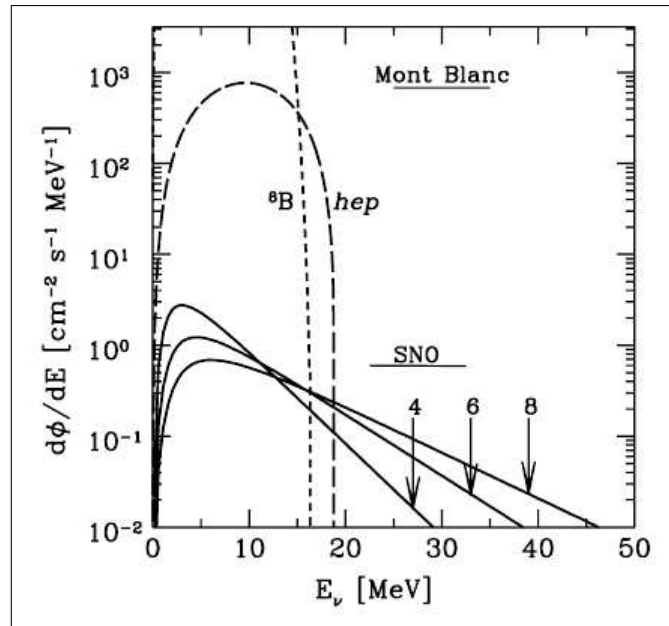


Figura 1.7: Comparação entre fluxos preditos para neutrinos difusos de supernovas antigas e neutrinos solares. As linhas horizontais são os limites obtidos pelos detectores SNO e LSD [19].

Atualmente o melhor limite experimental para o fluxo de neutrinos difusos não eletrônicos foi estabelecido pela Colaboração LSD, em 1992 [20]. Este limite foi estabelecido através da combinação de: uma escolha do intervalo de energia com baixa taxa de ruído para ser analisado e a seleção das camadas mais internas do detector, que são menos expostas ao fundo gerado fora do detector.

Sabor	Limite para o Fluxo 90% CL ($cm^{-2}s^{-1}$)
$\bar{\nu}_e(20 \leq E_\nu \leq 50MeV)$	8.2×10^3
$\nu_e(25 \leq E_\nu \leq 50MeV)$	6.8×10^3
$\nu_\mu + \nu_\tau(20 \leq E_\nu \leq 100MeV)$	3.0×10^7
$\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\tau(20 \leq E_\nu \leq 100MeV)$	3.3×10^7

Tabela 1.2: Limites Experimentais para o Fluxo Difuso de Neutrinos Estabelecido pela Colaboração LSD [20].

Em 2006, a Colaboração SNO obteve para o fluxo de neutrinos eletrônicos um limite de $\Phi(\nu_e) < 9.3 \times 10^1 \nu_e cm^{-2}s^{-1}$ para $22.9MeV < E_\nu < 36.9MeV$ [21], um limite cerca de 2 ordens de grandeza menor que o anterior encontrado pela Colaboração LSD, de $\Phi(\nu_e) < 6.8 \times 10^3 \nu_e cm^{-2}s^{-1}$ para $25MeV < E_\nu < 50MeV$.

Tal melhora no limite anterior, nos motivou a procurar por limites superiores para o fluxo de neutrinos não-eletrônicos utilizando os mesmos dados publicados pela Colaboração SNO. Para tal, utilizamos a detecção de reações de espalhamento elástico entre neutrinos e elétrons ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$) para calcular o limite superior para o fluxo de neutrinos não eletrônicos. Deste modo foi possível utilizar a mesma informação utilizada pela Colaboração SNO: a ausência de detecção de cones Čerenkov produzidos por léptons carregados com energia cinética entre 21MeV e 35MeV.

Os limites mais restritivos atualmente foram determinados através de estudos fenomenológicos de dados do Super Kamiokande [22], e são apresentados na tabela 1.3.

Sabor	Limite para o Fluxo 90% CL ($cm^{-2}s^{-1}$)
$\bar{\nu}_e(E_\nu > 19.3MeV)$	1.4 – 2.0
$\nu_e(22.9MeV < E_\nu < 36.9MeV)$	42 – 54
$\nu_\mu + \nu_\tau(E_\nu > 19.3MeV)$	$(1.0 - 1.4)10^3$
$\bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_\tau(E_\nu > 19.3MeV)$	$(1.4 - 1.8)10^3$

Tabela 1.3: Limites Mais Restritivos para Fluxo de Neutrinos e Antineutrinos de Supernovas Antigas [22].

1.3 Estrutura da Tese

No capítulo 2 veremos uma breve descrição do neutrino como partícula elementar, algumas de suas principais características e interações. Também é feita uma visão geral sobre os diversos tipos de detectores de neutrinos com uma descrição mais profunda do SNO.

No capítulo 3 é feita uma revisão sobre evolução estelar e seus possíveis desfechos da vida de uma estrela. Em seguida é feito um aprofundamento na dinâmica do colapso gravitacional que conduz a formação de estrelas de nêutrons e intensa liberação de neutrinos.

No capítulo 4 são detalhadas as componentes do cálculo do fluxo de neutrinos de supernovas ancestrais e suas diversas parametrizações, seguida do cálculo do limite superior para o fluxo de neutrinos não eletrônicos utilizando dados publicados pela Colaboração SNO.

No capítulo 5 é feita uma exposição de forma mais sintética dos limites obtidos, além de uma discussão dos resultados obtidos baseada na comparação com outros limites, tanto experimentais como fenomenológicos, reportados por outros grupos.

2 *Neutrinos e Detectores*

Desde que foi proposto por Pauli, o neutrino sempre foi uma partícula com características particulares. A sua baixíssima seção de choque fez com que muitos duvidassem de sua existência e ainda hoje ele possui diversas peculiaridades não bem definidas, como sua escala absoluta de massa.

Diversos experimentos dedicados ao estudo dos neutrinos foram construídos. Suas características distintas permitiram estudar neutrinos de diversos sabores em um extenso intervalo de energia, possibilitando assim estudar neutrinos provenientes de diversas fontes - como por exemplo o Sol, a Terra e raios cósmicos.

2.1 O Neutrino

O Modelo Padrão das Partículas Elementares é uma teoria que descreve os mais fundamentais componentes da matéria e a forma como eles interagem entre si através de três das quatro interações fundamentais, pois não contempla a gravidade. No entanto, apesar de possuir algumas falhas, como por exemplo o valor da massa de algumas partículas, é uma teoria de estrondoso sucesso, pois suas previsões se confirmaram de modo muito preciso.

Atualmente, devido a fortes vínculos impostos experimentalmente, o Modelo Padrão contempla três pares de quarks e três pares de léptons, totalizando doze partículas (que são férmions), cada partícula é associada a sua respectiva antipartícula. Cada par, também chamados de Famílias ou Gerações, de quarks associa um quark de carga elétrica positiva com um quark de carga elétrica negativa e cada par de léptons associa um lépton carregado a um neutrino [2].

O Modelo Padrão também contempla três das interações fundamentais, cada uma delas associada a bósons intermediadores. A Força Forte, que é regida pela Cromodinâmica Quântica, é intermediada pelos *glúons*, possui três cargas de cor e ocorre entre quarks e glúons. A Força

Eletromagnética, que é regida pela Eletrodinâmica Quântica, é intermediada por *fótons*, possui uma carga (a carga elétrica) e afeta qualquer partícula carregada. A Força Fraca é intermediada pelos *Bósons Carregados* ($W^{\pm}$) e pelos *Bósons Neutros* (Z^0) e afeta todas as partículas.

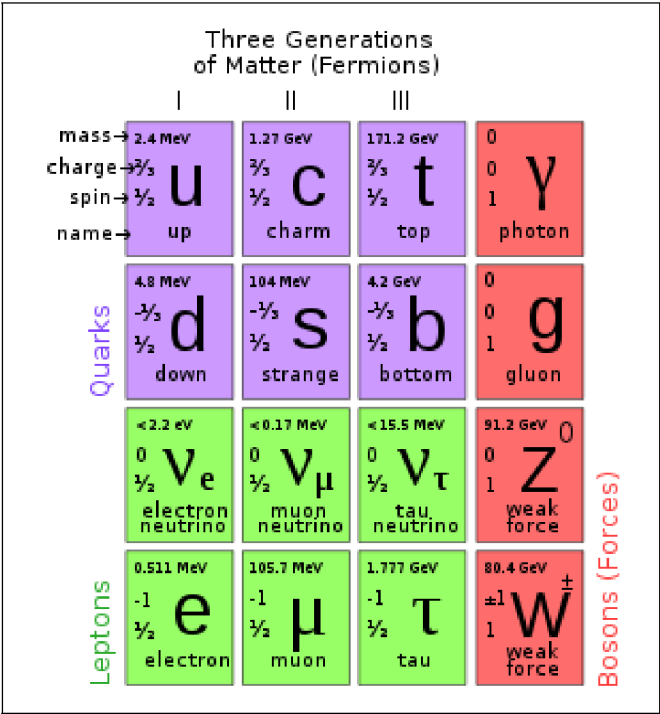


Figura 2.1: Partículas Elementares do Modelo Padrão. Figura extraída de [23]

Segundo o Modelo Padrão de Partículas Elementares, o neutrino, então, é uma das partículas elementares que compõem toda a matéria que conhecemos. Por ser um lépton eletricamente neutro e com massa muito pequena, suas interação com a matéria se dá basicamente através de interações fracas, que são comparativamente muito menos intensas que a eletromagnética e a forte, conforme pode ser visto na tabela 2.1.

Interação Fundamental	Intensidade	Mediador
Forte	1	Glúons
Eletromagnética	10^{-2}	Fótons
Fraca	10^{-13}	$Z^0 W^\pm$

Tabela 2.1: Forças fundamentais contempladas pelo Modelo Padrão [2]. A coluna intensidade não se trata de um cálculo preciso, mas de avaliação das razões entre as forças para distâncias da ordem de 10^{-15}m .

2.1.1 Oscilação de Neutrinos no Vácuo

O fenômeno de oscilação quântica ocorre quando os estados resultantes da criação de partículas são diferentes dos estados envolvidos na sua propagação. Os neutrinos interagem com a matéria como auto-estados de sabor, são estados associados aos léptons carregados. No entanto, estes estados de sabor não são auto-estados de propagação livre dos neutrinos. À propagação atribui-se uma base associada aos auto-estados de propagação, ou auto-estados de massa. Estas duas bases são relacionadas através da matriz unitária de mistura introduzida por Maki, Nakagawa e Sakata [24]. A parametrização mais usual atualmente é:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\phi} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\phi} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

onde c_{ab} e s_{ab} são, respectivamente, o cosseno e o seno do ângulo de mistura entre os auto-estados de massa a e b e ϕ é uma fase que parametriza a violação de CP para o setor leptônico. De modo que o estado de sabor α pode ser escrito como:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (2.2)$$

Os auto-estados de massa $|\nu_k\rangle$, são auto-estados do Hamiltoniano com energia $E_k = \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_k^2}$. Logo sua evolução temporal é:

$$|\nu_k(t)\rangle = e^{-iH_0 t} |\nu_k(0)\rangle \quad (2.3)$$

Logo a evolução temporal de um auto-estado de sabor é:

$$|v_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iH_0 t} |v_k(0)\rangle \Rightarrow |v_\alpha(t)\rangle = \sum_\beta \left(\sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} U_{\beta k} \right) |v_\beta\rangle \quad (2.4)$$

Podemos ver da equação 2.4 que o estado de sabor deixa de ser puro para $t > 0$. Podemos então projetar o estado $|v_\alpha(t)\rangle$ em um auto estado de sabor v_β para calcular a probabilidade de transição.

$$P_{v_\alpha \rightarrow v_\beta}(t) = |\langle v_\beta | v_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_k - E_j)t} \quad (2.5)$$

Devido ao fato dos neutrinos detectados em experimentos de supernovas serem ultra-relativísticos podemos fazer as seguintes aproximações:

- $E_k \approx p_k + \frac{m_k^2}{2p_k}$
- $E_k - E_j \approx \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}$
- $t = L$

onde $p \approx E$, $\Delta m_{kj}^2 \equiv m_k^2 - m_j^2$ e L é a distância percorrida. Podemos então reescrever 2.5 como:

$$P_{v_\alpha \rightarrow v_\beta}(L, t) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \quad (2.6)$$

A oscilação de anti-neutrinos ocorre de forma análoga à oscilação de neutrinos, tendo como principal diferença relação entre as bases de sabores e de massas.

$$|\bar{v}_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\bar{v}_k\rangle \quad (2.7)$$

Que leva a um resultado análogo a 2.6, exceto pela troca dos conjugados:

$$P_{\bar{v}_\alpha \rightarrow \bar{v}_\beta}(L, t) = \sum_{k,j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} L} \quad (2.8)$$

2.1.2 Oscilação de Neutrinos na Matéria

A propagação dos neutrinos na matéria está sujeita a um potencial devido a interação do neutrino com o meio. Este potencial modifica o Hamiltoniano e os auto-estados de propagação, al-

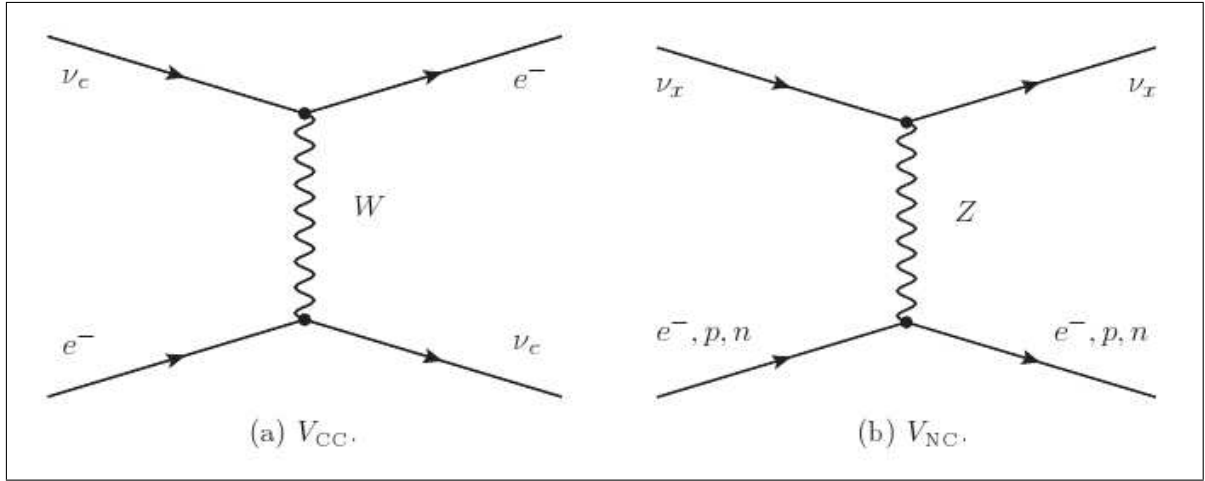


Figura 2.2: Diagramas de Feynman das interações que alteram o Hamiltoniano para corrente carregada, V_{CC} , e que afeta todos os sabores, V_{NC} . [25]

terando assim as probabilidades de conversão entre sabores. Este potencial é diferente para os neutrinos eletrônicos, pois estes podem interagir via corrente carregada com os elétrons que compõem a matéria ordinária, enquanto que neutrinos de outros sabores interagem com a matéria apenas via corrente neutra (ver figura 2.2).

O espalhamento coerente¹ dos neutrinos com o meio pode amplificar os efeitos da conversão de sabores, dependendo dos valores dos parâmetros de mistura. Este efeito é conhecido como Efeito Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [5, 6].

O Hamiltoniano de sabor toma a seguinte forma:

$$H_F = \frac{1}{2E_\nu} \{ U M^2 U^\dagger + A \} \quad (2.9)$$

$$M^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{12}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{13}^2 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$A = \begin{pmatrix} A_{CC} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

onde modificação no Hamiltoniano causada por A é dado por $A_{CC} = 2E_\nu V_{CC}$ e $V_{CC} = G_F n_e$, G_F é a constante de Fermi e n_e é a densidade eletrônica do meio.

¹Coerente no sentido de não alterar as características do meio. [25]

Para uma meio com n_e constante, a oscilação pode ser descrita com se fosse no vácuo, no entanto utilizando uma matriz de mistura efetiva diferente, tal que:

$$H_m = U_m^T H_F U_m \quad (2.12)$$

Este matriz de mistura efetiva leva a ângulos de mistura efetivos (Θ_{kj}) e diferenças de massas efetivas (ΔM_{kj}^2).

2.1.3 Oscilação de Neutrinos em Colapsos Gravitacionais

A oscilação de neutrinos em colapsos gravitacionais é geralmente avaliada considerando duas regiões de ressonância MSW que são caracterizadas por diferentes densidades [26]:

- Camada de Ressonância H, com alta densidade $\rho_H \sim 10^3 g/cm^3$, com efeitos dominados por Δm_{13}^2 e θ_{13} ;
- Camada de Ressonância L, com baixa densidade $\rho_L \sim 10 g/cm^3$, com efeitos dominados por Δm_{12}^2 e θ_{12} .

Os neutrinos, cuja mistura de auto-estados de propagação, viajam no vácuo até a Terra sem conversões e são observados como uma combinação dos fluxos iniciais de cada sabor ponderada pela probabilidade de sobrevivência. As probabilidades de sobrevivência dos neutrinos são governadas pelo *parâmetro de adiabaticidade*, γ , o qual é determinado pelos parâmetros de oscilação de neutrinos adotados nas regiões de ressonância [27].

$$\gamma = \frac{\Delta m_M^2}{4E \left| \frac{dv_M}{dx} \right|} = \frac{(\Delta m_M^2)^2}{2E \sin(2v_M) \left| \frac{dA_{CC}}{dx} \right|} \quad (2.13)$$

E a probabilidade de um estado de massa se converter em outro é dado por:

$$P_c = e^{-\frac{\pi\gamma}{2}} \quad (2.14)$$

Recentemente começaram a ser estudados alguns efeitos devido a interações entre neutrinos que podem se tornar relevantes em densidades extremamente altas, como as encontradas próximas das neutrinosferas. Isto dá origem aos chamados *Efeitos Coletivos*, que incluem:

- Oscilações Sincronizadas - quando ν e $\bar{\nu}$ de todas as energias oscilam com a mesma frequência;

- Oscilações Bipolar/Pendular - que são oscilações emparelhadas $\nu_e \bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$;
- Permutação do Espectro (*Spectral Split*) - onde o espectro de $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ e $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ são completamente trocados dentro de certos intervalos de energia.

Apesar de ainda não ser bem compreendida, a análise da propagação de neutrinos em regiões onde os Efeitos Coletivos se tornam relevantes pode ser feita analisando separadamente cada região dominada por cada efeito. As análises destes efeitos resultam em uma permutação entre os espectros de ν_e e ν_μ em alguns intervalos de energia.

2.1.4 Hierarquia de Massa

As informações sobre as massas dos neutrinos são obtidas principalmente através de experimentos que estudam suas oscilações. Devido a isto obtemos informações apenas sobre as diferenças das massas dos auto-estados de propagação. Dos experimentos de oscilação de neutrinos temos apenas que $\Delta m_{12}^2 \ll |\Delta m_{13}^2|$ o que permite dois cenários distintos, conforme pode ser visto na figura 2.3:

- $m_1 < m_2 < m_3$ chamado Hierarquia Normal
- $m_3 < m_1 < m_2$ chamado Hierarquia Invertida

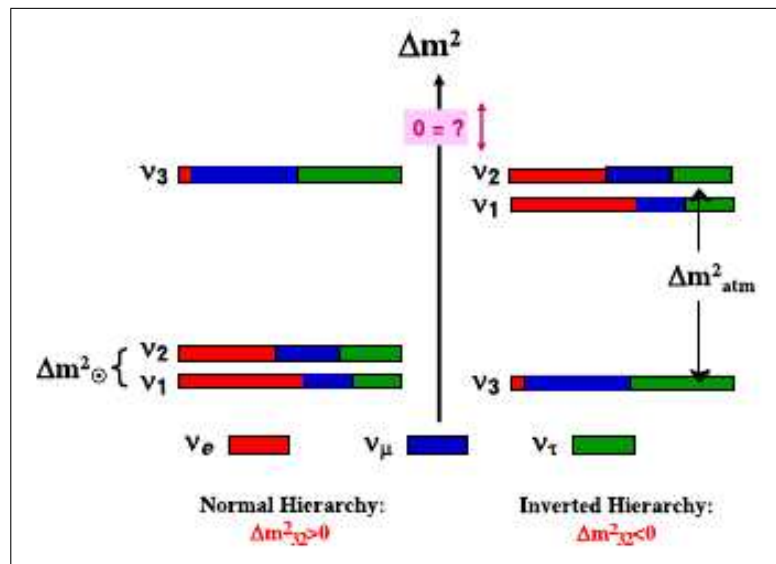


Figura 2.3: Os cenários possíveis para hierarquia de massa [28]. Onde as cores representam a parcela de cada estado de sabor em cada estado de propagação.

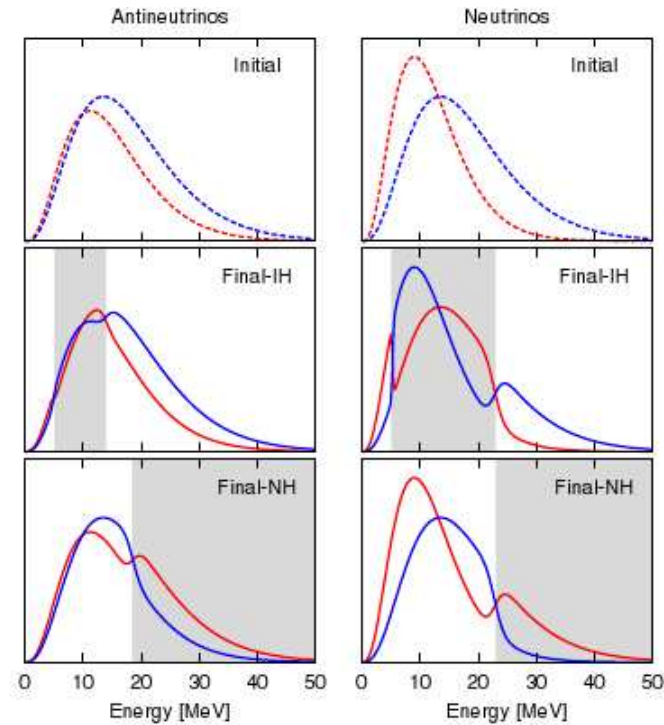


Figura 2.4: Influência no espectro de energia de anti-neutrinos (primeira coluna) e neutrinos (segunda coluna) de supernova devido a um determinado cenário de efeitos coletivos de oscilação de neutrinos. Partindo de um espectro inicial comum (primeira linha) pode ser visto o espectro final para Hierarquia Invertida (segunda linha) e para Hierarquia Normal (terceira linha) [26].

A hierarquia de massa exerce grande influência no espectro de neutrinos resultante de uma supernova, principalmente nos cenários em que se consideram os efeitos coletivos. Como pode ser visto na figura 2.4.

2.2 Detecção de Neutrinos

Diversos aparatos experimentais foram construídos para detectar e estudar os neutrinos e suas fontes, cada qual com características particulares para permitir o estudo específico para o qual o experimento foi proposto. Alguns projetos tem boa resolução energética, direcional ou temporal, outros são apenas contadores de eventos.

De um modo geral, detectores de neutrinos precisam reunir grandes quantidades de partículas alvo para compensar a baixa seção de choque das interações envolvidas. Isto impõe uma importante restrição aos projetos, de modo que materiais baratos (por exemplo água, gelo, compostos orgânicos) são preferíveis.

Outra preocupação comum a maioria dos detectores de neutrinos, em especial aos projetados para detecção de fontes astrofísicas, é a redução de ruído. Isto levou a construção de diversos detectores subterrâneos - para blindar o alvo da radiação cósmica, em regiões de rochas com possuíam baixa atividade radioativa.

Algumas das principais técnicas de detecção de neutrinos hoje são:

Detectores Čerenkov - são arranjos de fotomultiplicadoras que monitoram o alvo observando a emissão da *Radiação Čerenkov* [29] emitida por partículas carregadas (geralmente e^- espalhados ou produzidos em alguma reação) que viajam a velocidades relativísticas no detector. O formato cônico característico da radiação Čerenkov permite a reconstrução da direção do evento. O SNO que é o detector foco desta tese utiliza esta técnica e será analisado em detalhes na próxima seção. Podemos citar como outros exemplos de detectores Čerenkov Super-Kamiokande, um detector com cerca de 50 kton de água pura localizado no Japão [30], e o IceCube, que fica situado na Antártica monitorando cerca de 1km^3 de gelo a grande profundidade [31].

Detectores a Cintilador - são arranjos de fotomultiplicadoras que monitoram a emissão de luz por materiais cintiladores. Estes materiais após a interação se encontra em um estado excitado e ao retornar ao estado fundamental emite luz [29]. Esta técnica não rende informação sobre a direção do evento, mas possui boa resolução energética e possibilita uma energia de limiar menor devido a uma melhor assinatura do evento [3]. Podemos citar como exemplo de detector que utiliza cintilador o Large Scintillator Detector (LVD), localizado na Itália com 1kton de cintilador líquido [32].

Detectores Químicos - nesta classe de detectores a interação do neutrino via corrente carregada transforma o elemento químico alvo em outro elemento químico e a identificação dos produtos destas reações revelam as interações com neutrinos. Um exemplo de detector químico é o pioneiro experimento de Homestake, localizado nos Estados Unidos, utilizava como alvo um composto com cloro que ao interagir com o neutrino via corrente carregada produzia argônio [8].

Outras Técnicas - existem diversas outras técnicas para detecção de neutrinos, como detecção de rádio (por exemplo RICE [33]), ou mesmo ondas acústicas (por exemplo SPATS [34]), emitido por neutrinos muito energéticos ($10^{18} - 10^{21}\text{eV}$).

2.3 Sudbury Neutrino Detector

2.3.1 Introdução e História

O SNO é detector de neutrinos que fica localizado na Mina Creighton em Ontario, Canadá. Uma de suas principais características é a utilização de 1kton de água pesada como partícula alvo.

No início dos anos 80, progressos no campo das Teorias de Unificação [2] levaram a construção de diversos experimentos destinados a verificar o decaimento do próton [9]. O decaimento do próton seria extremamente raro e portanto exigia grandes aparatos com o mínimo de ruído possível. Em 1983, foi proposta a construção de um experimento para verificar o decaimento do próton na Mina de Creighton, próximo a Sudbury, pois já havia uma infraestrutura prévia, uma disposição à cooperar da administradora da mina, além da estabilidade da rocha local, que devido à baixa radioatividade produziria pouco ruído no detector. Diversos projetos foram propostos e considerados para a construção.

Em 1984, Herb Chen apresentou um trabalho que apontava as vantagens de se utilizar água pesada em detectores de neutrinos, como por exemplo a detecção de todos os sabores de neutrinos. No mesmo ano foi formada uma colaboração canadense-americana com o objetivo de desenvolver uma proposta para construção de um detector de neutrinos solares utilizando água pesada, a Colaboração SNO, que tinha como porta-vozes Herb Chen (UC Irvine) e George Ewan (Queen's University). Em 1990, o Instituto SNO foi formado e se iniciou a construção do Laboratório SNO, finalizada em 1998. Em 1999, após um período de testes e calibração, teve início a aquisição de medidas no SNO.

Recentemente o SNO terminou a aquisição de dados e será transformado no SNO+ [35]. A água pesada do núcleo do detector será substituída por um cintilador líquido, que permitirá ao SNO+ estudar neutrinos de baixas energias. Além disso, neodímio será dissolvido no cintilador líquido, o que permitirá ao SNO+ procurar por duplo decaimento beta sem neutrino no decaimento do isótopo ^{150}Nd .

A possibilidade de detectar neutrinos não-eletrônicos do SNO lhe permitiu, em 2001, contribuir de modo conclusivo para a solução do Problema do Neutrino Solar, um déficit entre o fluxo de neutrinos predito pelo Modelo Solar Padrão e o fluxo medido por diversos detectores de neutrinos. Ao medir que a soma dos fluxos dos três sabores de neutrinos era igual ao fluxo previsto pelo Modelo Solar Padrão para neutrinos eletrônicos, o SNO pôde evidenciar a oscilação de neutrinos

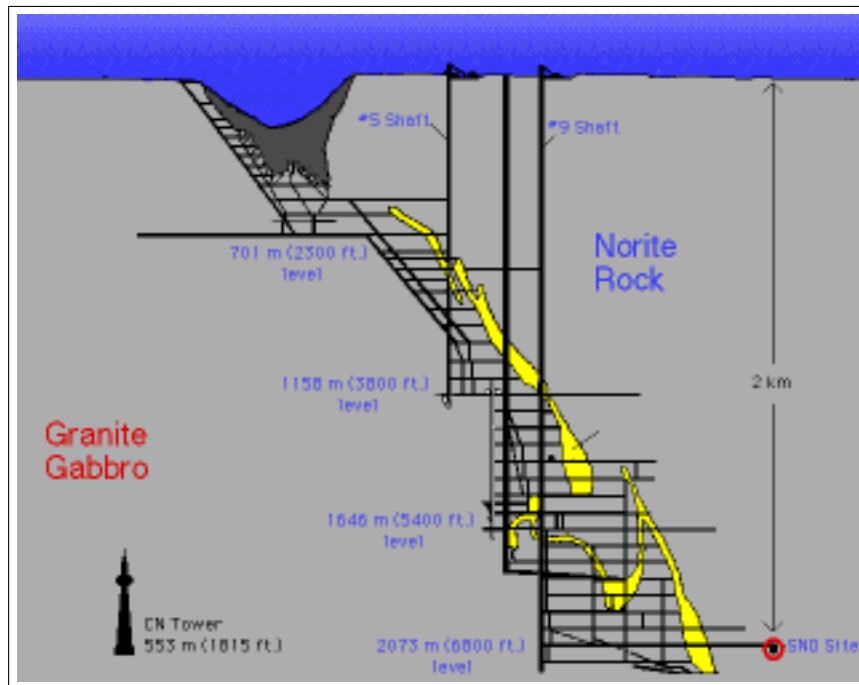


Figura 2.5: Esquema da Mina Creighton mostrando a localização do SNO [9]

como solução para o Problema do Neutrino Solar [7].

2.3.2 O Detector

O Sudbury Neutrino Observatory fica localizado na Mina Creighton. Fica a cerca de 2km abaixo do solo, esta camada de rocha que o cobre o detector oferece uma blindagem contra raios cósmicos equivalente a cerca de 6km de água e reduz a taxa de eventos produzidos por múons de raios cósmicos a menos de 80/dia [25].

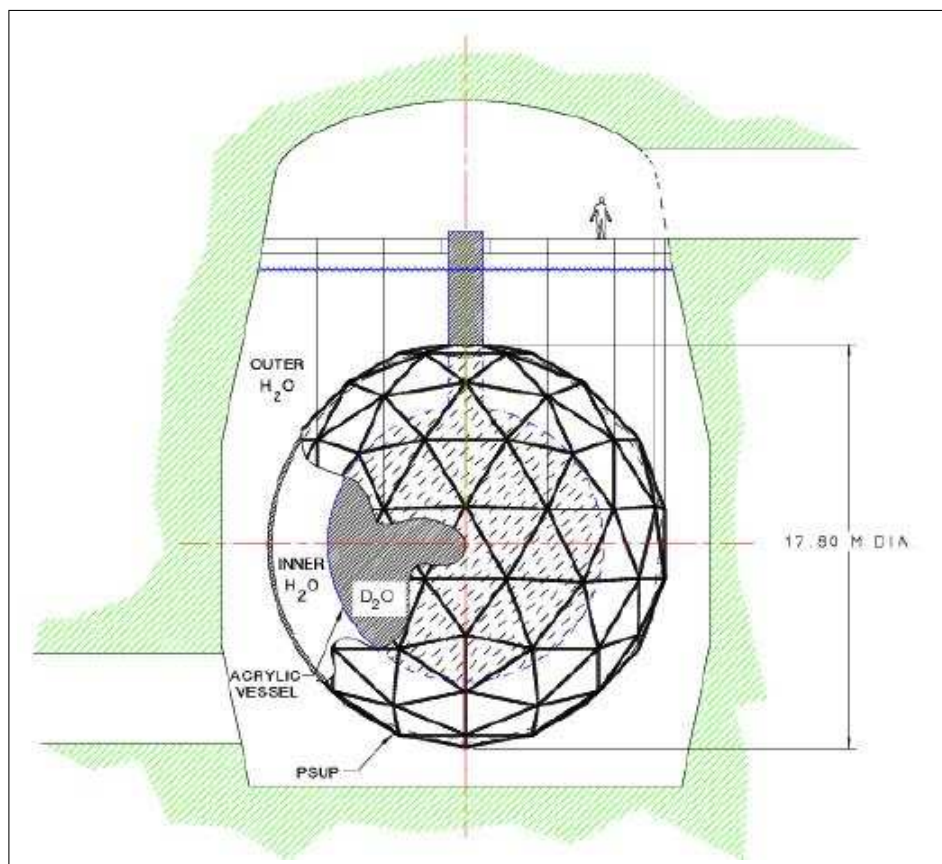


Figura 2.6: Esquema do detector SNO [25]

O detector consiste de duas esferas concêntricas. A mais interna possui 12 metros de diâmetro, é composta por um invólucro de acrílico com 5,5 cm de espessura e contém 1 kton de água pesada (D_2O) ultra-pura. No topo desta esfera existe um compartimento vazio, onde algumas fontes radioativas são inseridas no processo de calibração do detector. A esfera mais externa tem 17,8 metros de diâmetro e nela fica a estrutura de suporte para as 9438 fotomultiplicadoras, todas apontadas em direção à esfera interna preenchida com água pesada. O espaço entre as duas esferas é preenchido com 1700 toneladas de água ultra-pura que protege a esfera interna da radiação das fotomultiplicadoras e da estrutura que as sustenta. O espaço remanescente entre a esfera mais externa e a cavidade da mina (conforme pode ser visto na figura 2.6) onde o detector se encontra é preenchido com 5,3 kton de água, que age como proteção extra para radiação das paredes da caverna e radiação proveniente de fora do detector.

O aparato conta ainda com 91 fotomultiplicadoras apontadas para fora, na direção do volume de água, estas provem uma importante assinatura para eventos gerados nas vizinhanças do

detector auxiliando a distinção entre sinal e ruído.

Em junho de 2001, foram dissolvidas 2 toneladas de NaCl na água pesada. Esta adição, aumentou a eficiência de captura do nêutron, produzido em eventos de corrente neutra, facilitando assim sua observação. Em dezembro de 2004, também foi inserido na esfera com água pesada detectores de nêutrons de ^3He em estado gasoso, que funcionam de forma independente das fotomultiplicadoras, aumentando também a eficiência de captura dos nêutrons e da observação de neutrinos pela reação de corrente neutra.

2.3.3 Canais de Detecção

O SNO foi projetado para possibilitar a detecção de neutrinos de todos os sabores, o que permitiu elucidar o problema do neutrino solar. Os canais de detecção de neutrinos disponíveis no SNO são [9]:

Corrente Carregada

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (2.15)$$

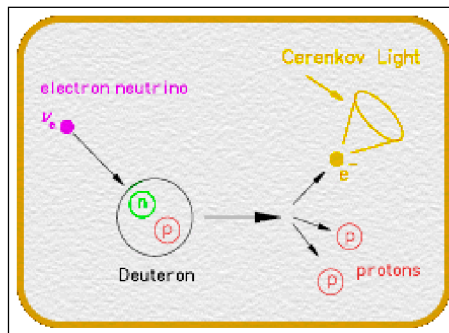


Figura 2.7: Detecção via corrente carregada [9].

A interação via corrente carregada do neutrino eletrônico com o deutério tem como um dos produtos um elétron, que carrega quase toda energia do neutrino. Este elétron, quando suficientemente energético, produz Radiação Čerenkov. Esta radiação é observada nas fotomultiplicadoras e a quantidade de luz produzida é proporcional à energia do neutrino incidente. Conforme pode ser visto na figura 2.9.

Espalhamento Elástico

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.16)$$

A interação via espalhamento elástico é sensível a neutrinos de todos os sabores. Uma vez que a energia é dividida entre o neutrino e o elétron, não é um bom canal para obter informação sobre a energia do neutrino incidente. É o único canal de detecção do SNO que pode aproveitar a massa de água que envolve o núcleo com água pesada. Conforme pode ser visto na figura 2.8.

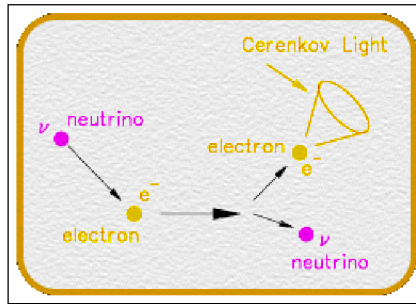


Figura 2.8: Detecção via espalhamento elástico [9].

Corrente Neutra

$$\nu_x + d \rightarrow n + p + \nu_x \quad (2.17)$$

A grande vantagem da detecção via corrente neutra é a igual sensibilidade desta a neutrinos de todos os sabores. O nêutron produzido pode então ser detectado de duas formas:

- ser termalizado pelo meio, podendo produzir fótons ao ser absorvido por um núcleo, deutério ou Cl do sal dissolvido. Estes fótons espalham elétrons que geram radiação Čerenkov, que é detectada pelas fotomultiplicadoras. Conforme pode ser visto na figura 2.9.
- ser detectado através do sistema independente das fotomultiplicadoras de detecção de nêutrons baseado em ${}^3\text{He}$, no qual o nêutron interage através da equação $n + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^3\text{H}$ e permitem a observação de pares íons-elétrons no anodo.

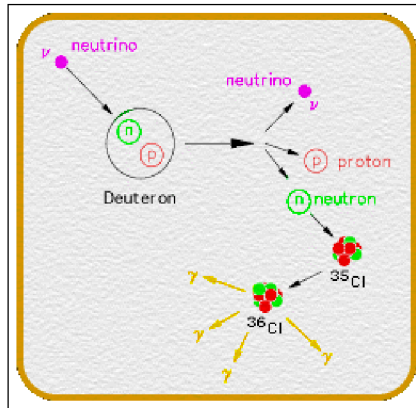


Figura 2.9: Detecção via corrente neutra [9].

As seções de choque para as principais reações que ocorrem no SNO são apresentadas na figura 2.10, onde é possível observar a diferença entre as seções de choque das reações com deutério e dos espalhamentos elásticos, da ordem de 4 ordens de grandeza. As interações com deutérios formam um grupo com maior seção de choque, enquanto que as interações de espalhamento elástico formam um grupo de menor seção de choque.

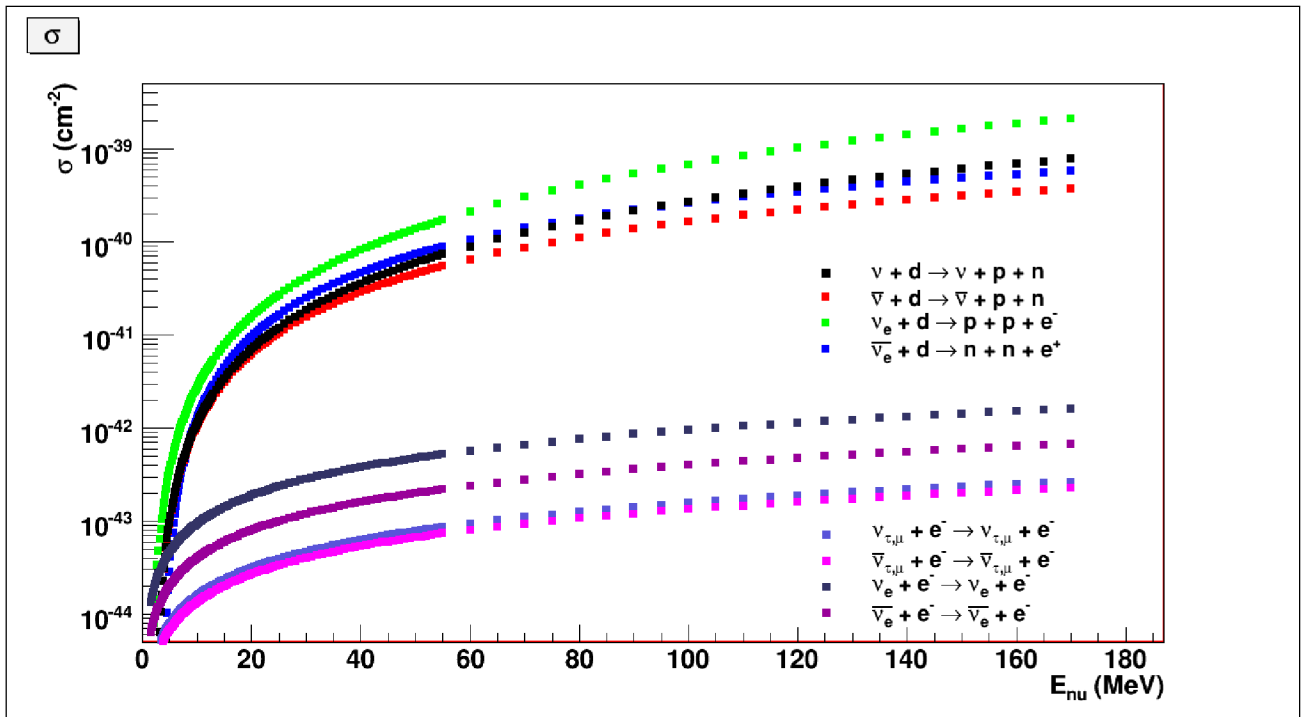


Figura 2.10: Seções de Choque das Interações do Detector SNO [1, 36]

3 *Supernovas*

A morte de uma grande estrela é um evento extremamente violento. A estrela se desenvolve tranquilamente por milhões de anos, passando por diversos estágios de desenvolvimento, mas quando o combustível nuclear acaba, colapsa sobre seu próprio peso em menos de um segundo. Os eventos principais ocorrem em alguns milésimos de segundos.

Uma única estrela que explode pode brilhar mais que uma galáxia que contém milhares de estrelas e irradiar em poucos meses mais luz que o Sol em mil anos. A luz e outras formas de radiação eletromagnética, no entanto, constituem apenas uma pequena parcela da energia total da supernova. No caso de uma supernova originada por colapso gravitacional, uma quantidade de energia cerca de 100 vezes maior deixa a estrela em forma de neutrinos em um pulso que dura cerca de um segundo. Ocorrida a explosão, quase toda a massa da estrela é dispersa no espaço e tudo que resta no centro é matéria densa e escura, que em certos casos, pode se tornar um buraco negro.

Descreveremos a seguir os processos que originam supernovas.

3.1 **Evolução Estelar**

Estrelas são formadas por instabilidades gravitacionais, que podem ser ocasionadas por ondas de choque de supernovas ou colisões entre galáxias, em regiões do meio interestelar onde a densidade de matéria é mais elevada. Quando a densidade em uma região é tal que a pressão do gás interno a ela não consegue suportar seu peso ela colapsa sob seu próprio peso [37]. Do Teorema do Virial 3.1 temos que durante o colapso a energia potencial gravitacional (E_G) se converte em energia térmica (E_T) [38].

$$E_T = -\frac{E_G}{2} \quad (3.1)$$

O colapso cessa somente quando o equilíbrio hidrostático, condição na qual o gradiente

de pressão consegue suportar o peso das camadas mais externas da estrela, é alcançado. Neste momento se forma uma *protoestrela* um núcleo cercado por uma nuvem de gás em contração, ao fim desta contração resta uma estrela no início da sua evolução.

Em estrelas com massas maiores que aproximadamente $0.1 M_{\odot}$, a pressão do gás não é suficiente para sustentar o peso da estrela e o colapso cessa apenas com o início das reações termonucleares, que gera uma pressão que ajuda a sustentar o peso da estrela. O primeiro ciclo de reações que ocorre é o *ciclo p-p*, que através de uma série de reações funde prótons em Hélio, com o balanço final dado por:



Uma vez que o Teorema do Virial 3.1 relaciona a energia potencial gravitacional da estrela com sua energia térmica ele determina um vínculo entre a massa da estrela e as reações termonucleares que ela é capaz de realizar. Até onde a massa da estrela permitir, uma série de reações exotérmicas ocorre, gerando elementos cada vez mais pesados, deixando a estrela com uma estrutura de camadas, como uma cebola. O elemento químico mais pesado gerado desse modo é o Ferro, pois este possui a maior energia de ligação por nucleon e reações que geram elementos mais pesados são endotérmicas.

As reações nucleares duram enquanto houver combustível, este em um determinado momento acaba e a estrela, não mais suportada pela pressão gerada pelas reações nucleares, caminha para seu estágio final. São quatro as possibilidades para este estágio final, a depender da massa e da metalicidade da estrela progenitora [38]:

Anãs Brancas

São formadas por estrelas com massa da ordem de $1M_{\odot}$ que após a queima do combustível se contraem até atingirem densidades da ordem de 10^6 g cm^{-3} . O peso da estrela é então suportado pela *pressão de degenerescência de elétrons*, um efeito quântico que adquire grande importância em grandes densidades.

Estrela de Nêutrons

São corpos remanescentes do colapso gravitacional do núcleo de estrelas com massa da ordem de $10 - 25M_{\odot}$ que atingem o limite de Chandrasekhar. Possuem massa da ordem de $1,4M_{\odot}$, raio da ordem de 10^6 cm e densidades da ordem de 10^9 g cm^{-3} . O colapso promove

a captura de elétrons por prótons, aumentando a população de nêutrons no objeto remanescente. Devido a imensa emissão de neutrinos, tanto pelo colapso quanto pelo processo de resfriamento do corpo remanescente, o processo do colapso gravitacional será melhor detalhado na seção 3.3.

Buracos Negros

São os colapsos gravitacionais definitivos, onde nenhum processo físico consegue suportar o peso da estrela e esta colapsa em uma singularidade. Um buraco negro possui um campo gravitacional tão intenso que nem mesmo a luz consegue escapar da sua atração.

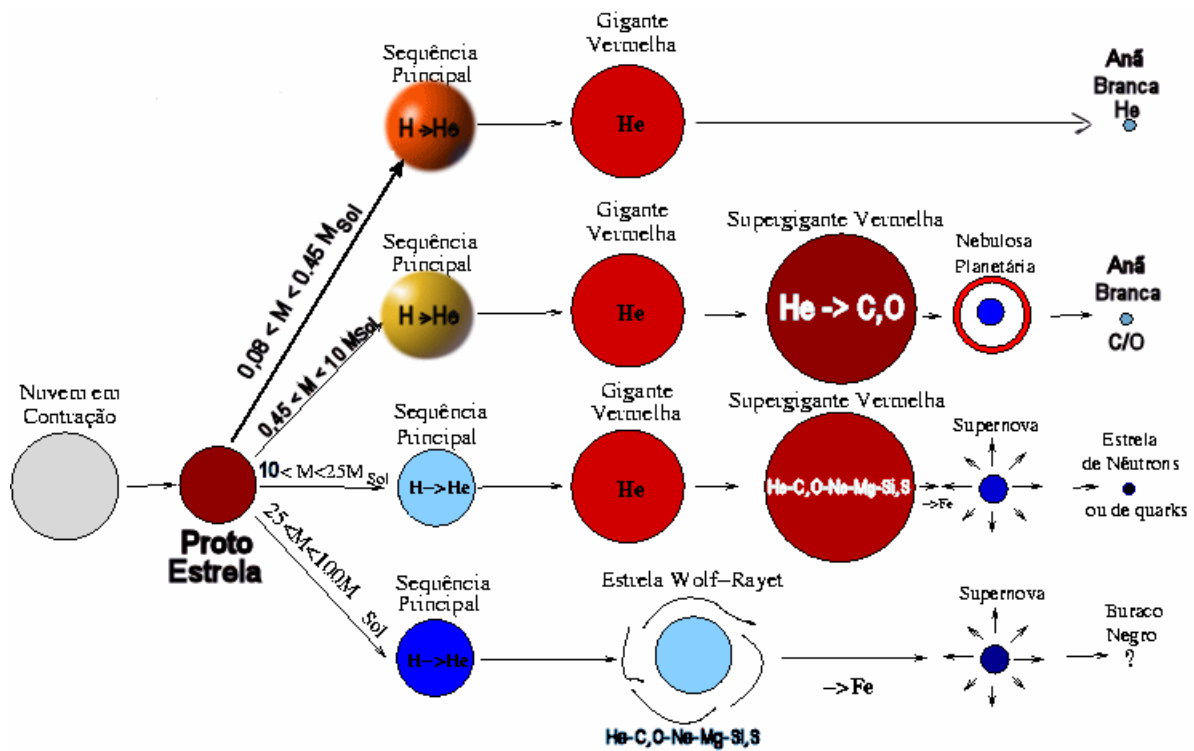


Figura 3.1: Esquema sintético sobre evolução estelar.[39]

3.2 Classificação de Supernovas

Por razões históricas, supernovas são divididas em quatro tipos diferentes, caracterizados por atributos espectroscópicos da composição química do envelope da estrela que explode: Tipo Ia, Tipo Ib, Tipo Ic, Tipo II, conforme pode ser vista na figura 3.2¹ [40].

¹Em algumas referências [9, 19], os autores se referem por Tipo II a todas as supernovas de colapso gravitacional, utilizando uma classificação baseada no processo que gera a supernova e portanto diferente da classificação espec-

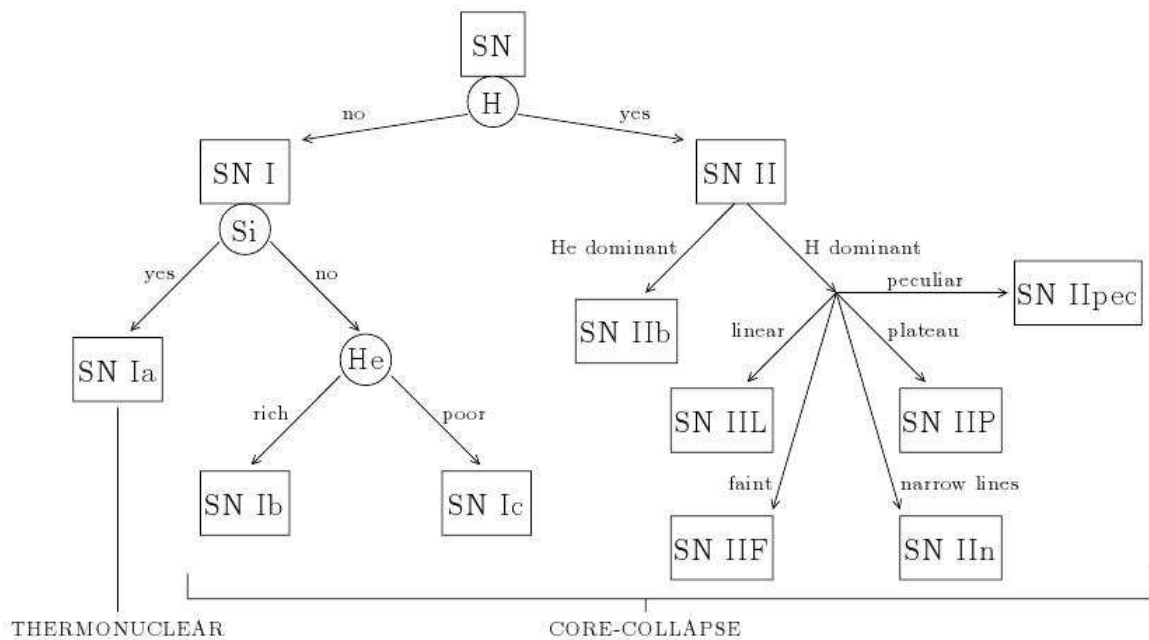


Figura 3.2: Principais características dos Tipos de Supernovas.[1]

Do ponto de vista da física de neutrinos, os tipos Ib, Ic e II são mais interessantes que o tipo Ia, pois eles emitem um enorme fluxo de neutrinos. Isto se deve ao fato desses tipos se originarem do colapso de estrelas de grande massa que resultam em um corpo compacto (estrela de nêutrons). Durante poucos segundos o corpo remanescente é muito quente e produz neutrinos de todos os tipos. Cerca de 99% da energia liberada pelo colapso é carregada por neutrinos. Mesmo assim a energia luminosa emitida faz com que a supernova brilhe por algum tempo mais do que galáxias inteiras.

Com exceção da supernova do tipo Ia, que ocorre devido a supernovas termonucleares, todos os tipos se devem ao colapso gravitacional do núcleo da estrela e portanto a composição química do envelope em nada influencia na dinâmica do colapso. Devido a isso o mecanismo descrito a seguir se aplica igualmente as supernovas tipo Ib, Ic e II.

3.3 Dinâmica do Colapso Gravitacional do Núcleo da Estrela

O colapso gravitacional que origina a supernova é o estágio final da evolução de estrelas com massa entre oito e sessenta massas solares, a depender da metalicidade da estrela. Estrelas mais

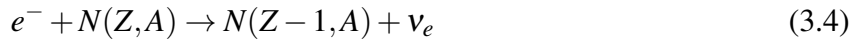
troscópica histórica.

leves se tornam anãs brancas e estrelas mais pesadas se tornam buracos negros, ambos geralmente sem a ocorrência de supernovas. Estrelas com massa maior que doze massas solares conseguem realizar reações termonucleares com hidrogênio, hélio, carbono, neônio, oxigênio e silício. No fim, estas estrelas possuem uma estrutura de camadas concêntricas como uma cebola, com um núcleo de ferro cercado por camadas de elementos com massa atômica cada vez menor. A densidade deste núcleo de ferro é da ordem de 10^{10} g/cm^3 e seu peso é sustentado principalmente pela pressão de elétrons relativísticos degenerados. Uma vez que a quebra do ferro é um processo endotérmico as reações termonucleares no núcleo estelar praticamente cessam, no entanto continua ocorrendo formação de ferro nas regiões próximas ao núcleo, que se agrega ao núcleo aumentando sua massa para valores próximos à Massa de Chandrasekhar. A Massa de Schoenberg-Chandrasekhar, que é a máxima massa do núcleo sustentada pela pressão de degenerescência de elétrons. Uma vez ultrapassado este valor o núcleo colapsa, o que pode gerar uma estrela de nêutrons ou mesmo um buraco negro, com ou sem a explosão de uma supernova.

O equilíbrio entre a gravidade e a pressão gerada pelas reações termonucleares, é brevemente quebrado pouco antes da Massa de Chandrasekhar ser alcançada, devido à contração e aumento de temperatura causada pela fotodissociação do ferro:



Esta reação absorve energia e reduz a energia cinética do núcleo e a pressão de elétrons permitindo a captura de elétrons por núcleos e prótons livres, captura esta favorecida pelo alto valor da energia de Fermi. A captura de elétrons é dada por:



Estas reações também reduzem a pressão de elétrons. Quando a densidade do núcleo de ferro diminui, os neutrinos produzidos pela captura dos elétrons deixam o núcleo levando grande parte da energia cinética dos elétrons capturados. Isto diminui o número leptônico global da estrela, dificultando a produção de elétrons que poderiam aumentar a pressão e a resistência ao colapso. O efeito combinado da fotodissociação do ferro e da captura de elétrons diminui o valor da massa de Chandrasekhar até um valor menor que a massa do núcleo. Neste momento a pressão de elétrons relativísticos degenerados não sustenta mais o peso e o colapso começa. A pressão e a temperatura aumentam facilitando os processos 3.3, 3.4 e 3.5 diminuindo ainda mais a pressão de elétrons e

favorecendo o colapso, que é acelerado.

Estrelas com massa entre oito e doze massas solares não conseguem queimar oxigênio e chegar a formar o núcleo de ferro. Entretanto seu núcleo possui neônio e magnésio de alta densidade, que conseguem decair capturando elétrons, reduzindo a pressão de elétrons. Assim o núcleo colapsa e o oxigênio, o neônio e o magnésio são convertidos em ferro. Logo este também é um caso de supernova com núcleos de ferro.

Os neutrinos eletrônicos produzidos pelos processos de captura (equações 3.4 e 3.5) inicialmente deixam o núcleo livremente uma vez que seu livre caminho médio é maior que o raio do núcleo. Nesta fase, chamada “Fase de Captura”, os neutrinos eletrônicos possuem um espectro não térmico.

Quando a densidade da parte interna do núcleo excede cerca de $3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^{-3}$ os neutrinos são aprisionados no material em colapso tornando o processo adiabático. Durante este estágio a parte interna do núcleo colapsa com velocidade proporcional ao raio e a parte externa colapsa com velocidade de queda livre.

Cerca de um segundo após o início da instabilidade, a densidade do interior do núcleo atinge a densidade da matéria no núcleo atômico, cerca de $10^{14} \text{ g/cm}^{-3}$, e a pressão de núcleons degenerados não relativísticos interrompe o colapso abruptamente. A parte interna do núcleo entra em equilíbrio hidrostático, formando uma proto-estrela de nêutrons, enquanto uma onda de choque supersônica é gerada pela colisão entre a parte interna do núcleo e sua superfície. O choque se propaga até a parte externa do núcleo de ferro que está colapsando. O material em queda é abruptamente desacelerado com o choque até se depositar na superfície da proto-estrela de nêutrons. A proto-estrela de nêutrons cria um núcleo inelástico com densidade da ordem da matéria nuclear e um manto com densidade decrescente.

O choque se propaga através da matéria em queda da parte externa do núcleo, esta energia é dissipada por fotodissociação do núcleo em prótons e nêutrons. Então o meio no qual a onda de choque se propaga é composto principalmente por prótons e nêutrons livres. Prótons livres possuem uma alta capacidade de capturar elétrons, se tornando nêutrons e liberando neutrinos eletrônicos. Estes neutrinos se acumulam na onda de choque até alcançarem regiões com densidade da ordem de 10^{11} gcm^{-3} , de onde conseguem escapar em poucos milissegundos. Esta emissão de neutrinos é chamada de “Burst de Neutronização” para distinguí-la da emissão térmica.

A energia perdida por fotodissociação de núcleos e emissão de neutrinos enfraquece a onda

de choque. No *Cenário de Explosão Imediata*, a onda de choque ainda que enfraquecida, é capaz de expelir o envelope da estrela gerando a explosão da supernova.

Neutrinos de todos os sabores são produzidos no núcleo quente da proto-estrela de nêutrons através de captura de elétrons (3.5) e pósitrons (3.6), aniquilação de pares elétron-pósitron (3.7), bremsstrahlung elétron-núcleon (3.8), bremsstrahlung núcleon-núcleon (3.9), produção de par (3.10) e fotoaniquilação (3.11):

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e \quad (3.6)$$

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (3.7)$$

$$e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \nu + \bar{\nu} \quad (3.8)$$

$$N + N \rightarrow N + N + \nu + \bar{\nu} \quad (3.9)$$

$$\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (3.10)$$

$$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu} \quad (3.11)$$

Estes neutrinos são aprisionados no núcleo devido à alta densidade da matéria. A superfície de último espalhamento dos neutrinos é chamada *neutrinosfera*, em analogia à *fotosfera* solar, e é interior ao manto da proto-estrela de nêutrons. Uma vez que a interação dos neutrinos depende do seu sabor e energia, existem diferentes neutrinosferas para diferentes sabores neutrínicos. Mais precisamente, uma vez que o meio é composto por prótons, nêutrons e elétrons e a energia dos neutrinos não permite a criação de múons e taus, os ν_e e $\bar{\nu}_e$ podem interagir com o meio tanto por processos carregados quanto neutros, enquanto que ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$ podem interagir apenas por processos de corrente neutra, que são independentes do sabor. Logo existem três neutrinosferas: uma para ν_e , uma para $\bar{\nu}_e$ e uma para ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$. Cada neutrinosfera emite um fluxo de neutrinos com espectro semelhante ao de um corpo negro na energia considerada. A opacidade dos ν_e e $\bar{\nu}_e$ é dominada, respectivamente, pelos processos de interação fraca por corrente carregada:

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \quad (3.12)$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (3.13)$$

Estas reações permitem a troca de energia entre os neutrinos e o meio. Uma vez que o manto é rico em nêutrons a opacidade do ν_e é maior que a do $\bar{\nu}_e$ de mesma energia.

O *Cenário de Explosão Atrasada* diz que se energia suficiente for depositada no choque, este pode ser revivido e expelir as regiões mais externas da estrela, gerando assim a explosão.

A matéria que cai a grande velocidade atravessa a onda de choque, perdendo energia e caindo lentamente. Deste modo ela se agrega ao núcleo da proto-estrela de nêutron, aumentando sua massa. Durante a chamada “Fase de Acréscimo”, o material que atravessa a onda de choque, composto principalmente por núcleons livres, elétrons e fótons, é aquecido e produz neutrinos de todos os sabores pelos processos (equações 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 e 3.11). Uma vez que isto ocorre fora da neutrinosfera os neutrinos assim produzidos podem deixar a estrela livremente gerando concavidades na curva de luminosidade de neutrinos.

3.4 Neutrinos do Colapso Gravitacional

Do processo de colapso descrito podemos destacar três fases principais de emissão de neutrinos que estão ilustradas na figura 3.3 [3]:

Fase Inicial

Com o início do colapso, a captura de elétrons produz ν_e , que escapam livremente, até a densidade do meio se tornar alta o suficiente para aprisioná-los. Estes neutrinos sinalizam o princípio da neutronização da matéria do núcleo da estrela. Esta fase libera cerca de $2 \cdot 10^{51} \text{ erg}$ que são carregados por ν_e com energia média da ordem de 15 MeV, em cerca de 5 ms. Ocorre ainda, a irrupção da onda de choque, que ao se propagar dissocia os núcleos, facilitando a captura de elétrons pelos prótons livres, aumentando a produção de ν_e . Simultaneamente tem início uma emissão térmica de neutrinos de todos os sabores, com temperaturas da ordem de MeV. Os espectros dependem do tipo de neutrino, devido à diferença nas seções de choque de cada um.

Fase de Acréscimo

A matéria que passa pela onda de choque, cai lentamente e se agrega ao núcleo da estrela. Nesta fase ocorre uma contração do raio das neutrinosferas e aumento de suas temperaturas. O acréscimo de matéria gera instabilidades no núcleo da estrela, que causa pulsações na luminosidade. Estas instabilidades são interrompidas pela revitalização da onda de choque e explosão da estrela.

Resfriamento

Até o instante da explosão, a quantidade de energia liberada é da ordem de 10% da energia

total do colapso. A fração mais significativa é liberada depois da explosão, com o resfriamento da estrela de nêutrons. Nesta fase neutrinos de todos os tipos interagem com o meio até escaparem carregando energia da estrela. No fim da fase de resfriamento a proto-estrela de nêutrons torna-se transparente aos neutrinos e sua luminosidade se extingue.

3.5 SN1987A

Em fevereiro de 1987, os neutrinos provenientes de uma supernova que ocorreu na Grande Nuvem de Magalhães foram detectados na Terra. O experimento Kamiokande II [12] detectou 11 eventos em 13 segundos e o experimento IMB [13] detectou 8 eventos em 6 segundos, conforme pode ser visto na figura 3.4. Estes detectores utilizavam a técnica Čerenkov e são atribuídos a identificação de produtos da reação β -inverso (equação 3.13). Houveram eventos também registrados por outros experimentos que usavam técnica de cintilador: 6 eventos em 9 segundos no Baksan [14] e 5 eventos em 8 segundos no LSD [41].

Os eventos registrados no LSD ocorreram 4 horas e 42 minutos antes do outros detectores, o que torna seus dados muito polêmicos. Além disso, a análise dos seus dados resultaram em valores para energia e temperatura espectral que indicam um cenário não convencional para a explosão.

Os dados da SN1987A foram comparados com diversas predições teóricas em diversos trabalhos e a maioria dos autores concordam que os eventos detectados são compatíveis com as características do cenário geral de supernovas de colapso gravitacional.

Com os dados da SN1987A foi possível verificar que [1]:

- o cenário de explosão atrasada é cerca de 100 vezes mais provável que o cenário de explosão imediata;
- a energia média dos antineutrinos eletrônicos é de cerca de 15 MeV, como esperado pelo resfriamento da estrela de nêutrons;
- a escala de tempo da Fase de Resfriamento é de 4 segundos e da Fase de Acreção de 0.7 segundos, em boa concordância com as simulações;
- a energia total liberada no colapso foi de cerca de 3×10^{53} ergs;

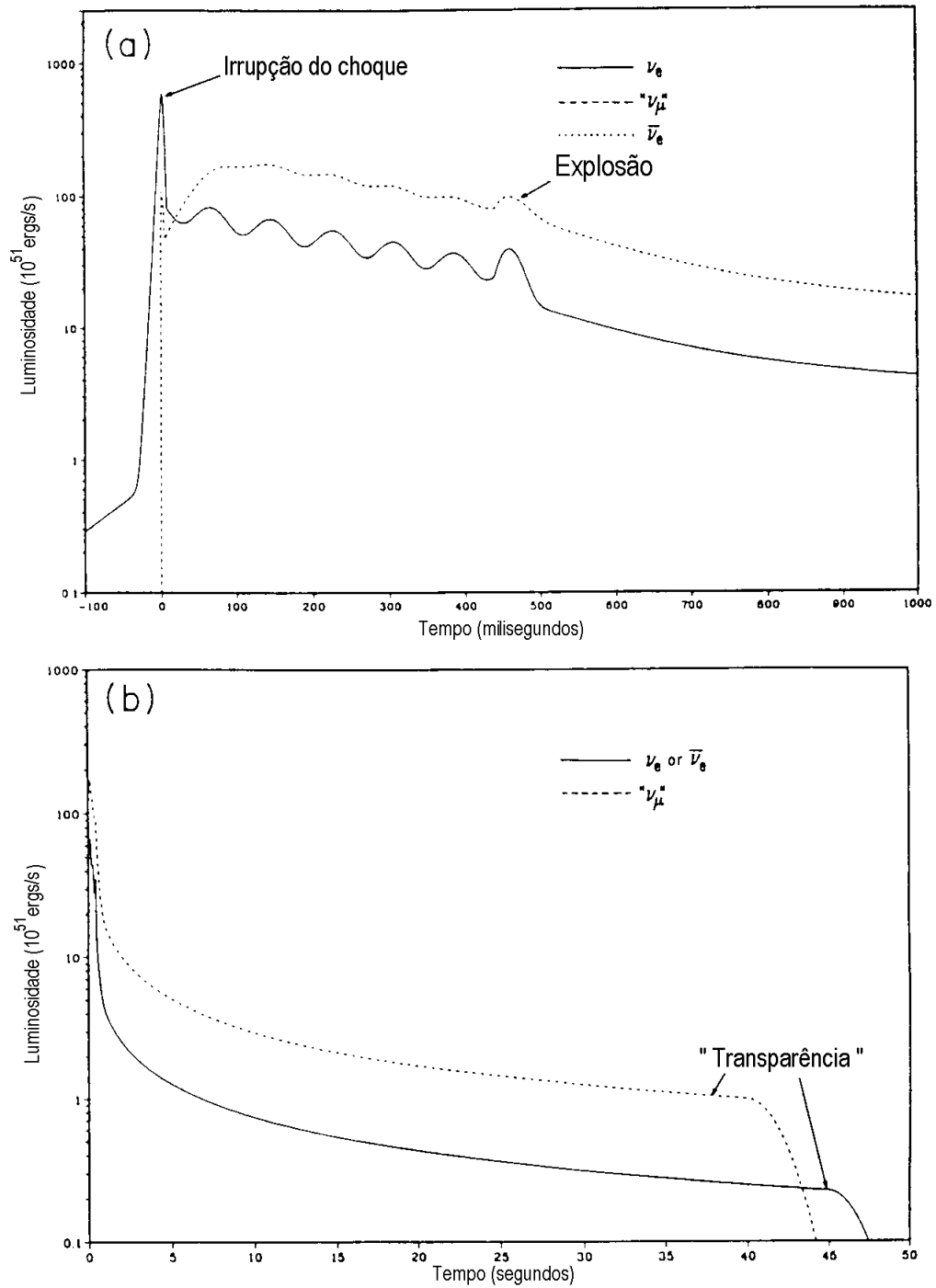


Figura 3.3: Luminosidade neutrínica durante (a) o primeiro segundo após a irrupção do choque e (b) os primeiros 50 segundos no cenário de explosão atrasada.[3]

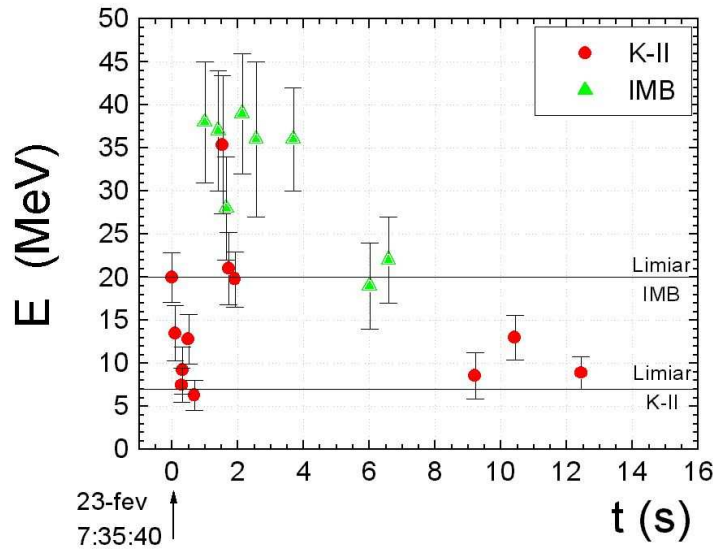


Figura 3.4: Neutrinos da SN1987A observados pelo Kamiokande e pelo IMB.[3]

- $m_{\nu_e} \lesssim 30 \text{ eV}$, através da comparação entre o tempo de voo do neutrino e o tempo de voo de uma partícula sem massa;
- o número de tipos de neutrinos é por volta de 6, para manter a compatibilidade entre o fluxo de neutrinos observado e a energia de ligação da estrela de nêutrons;
- a carga elétrica é $q_{\nu_e} \lesssim 10^{-17} e$, devido à chegada de neutrinos de diferentes energias na Terra após atravessar o campo magnético galáctico;
- momento magnético é $\mu_{\nu_e} \lesssim 10^{-12} \mu_B$, devido à observação da escala de tempo do resfriamento de cerca de 10 s, que para momentos magnéticos maiores permitiria a mudança na helicidade do neutrino através de espalhamentos elétrons ou núcleons ou interação com o forte campo magnético da estrela.

Apesar de todo sucesso da observação, alguns pontos ainda são questionados, por exemplo, a divergência sobre as energias médias encontradas pelo IMB e pelo Kamiokande [42]. Outra anomalia no sinal é o intervalo de 7.3 segundos entre os 9 primeiros e os 3 sinais posteriores no Kamiokande, enquanto que este intervalo é preenchido no Baksan e no IMB. Ou ainda, o fato dos eventos não serem isotrópicos em nenhum dos dois detectores, como é esperado pela assinatura da reação $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$.

3.6 Simulações do Colapso Gravitacional

No entanto, apesar da confirmação pela SN1987A dos aspectos gerais do processo, ainda hoje quase todo o conhecimento que temos sobre o mecanismo de colapsos de supernovas são oriundos de simulações computacionais. Desde a década de 60, diversas tentativas de modelar computacionalmente colapsos gravitacionais foram feitas e durante muito tempo falharam em produzir explosões de supernovas[43].

As sucessivas falhas em gerar explosões de supernovas levaram a questionamentos que conduziram a um contínuo aumento na complexidade dos modelos utilizados. Aos modelos iniciais foram incluídos fenômenos de transporte de neutrinos, instabilidades no fluido, rotação, campos magnéticos, e um tratamento mais apropriado para as equações de estado para a matéria no núcleo da estrela com densidades de matéria sub e supra nuclear, interações de neutrinos e a gravidade. Isto levou o problema a uma complexidade que exigia uma potência computacional da ordem de *petaflops*², o que ainda hoje inviabiliza um tratamento completo do problema .

Atualmente, apesar dos aspectos gerais do colapso estarem bem definidos, informações mais precisas sobre o mecanismo de colapso ainda não foram obtidas. Por exemplo, o mecanismo que revive a onda de choque permitindo assim a explosão no Modelo de Explosão Atrasada. Diversas simulações e modelos apontam em direções diferentes sobre os mecanismos que dominam o processo de depósito de energia na onda de choque. Em um dos principais modelos a onda de choque é revivida pela energia depositada por neutrinos provenientes do núcleo em processo de resfriamento. Em alguns modelos, este processo seria amplificado por instabilidades hidrodinâmicas através do choque. No entanto permanecem em aberto sugestões de outros modelos para a reativação da onda de choque, como por exemplo, mecanismos acústicos nos quais a energia se propaga para regiões mais externas da estrela através de ondas sonoras e se acumulam em regiões onde a velocidade de queda é supersônica. E outro modelo sugere ainda que durante o colapso ocorre a conversão da energia dos campos eletromagnéticos em energia cinética de modo a possibilitar a explosão.

Como pode ser visto, a física de colapsos de supernovas ainda é muito baseada em simulações e possui diversos cenários em aberto. A observação direta de neutrinos de colapsos gravitacionais (seja de uma supernova atual ou do fluxo difuso) pode trazer preciosas informações e

²*Petaflop*: 10^{15} Operações de ponto flutuante por segundo. O atual recorde mundial de processamento é do sistema Jaguar, produzido pela Cray Inc. e situado no Oak Ridge National Laboratories. Este sistema é um cluster com 250000 chips AMD e foi o primeiro a romper a Barreira Petaflop [44].

nortear assim o desenvolvimento das simulações, sendo assim uma das motivações deste trabalho.

4 *Cálculos e Resultados*

Para calcular o número de eventos esperados originados por uma supernova em um detector de neutrinos é necessário considerar diversas características: da supernova, dos neutrinos e do detector. Para avaliar o fluxo integrado de todas as supernovas devemos levar em consideração ainda a expansão do Universo e a taxa de ocorrência de supernovas.

Veremos neste capítulo como calcular o fluxo e o número de eventos esperados em detectores de neutrinos para neutrinos de supernovas, e deste modo extrair limites utilizando dados publicados pela Colaboração SNO.

4.1 Espectros de Energia de Supernovas

Uma supernova de colapso gravitacional libera cerca de 99% de sua energia em forma de neutrinos, destes a maior parte é liberada durante o resfriamento do núcleo. Portanto, inicialmente, o espectro de energia dos neutrinos foi considerado como um espectro térmico. Este é dado pela equação 4.1 e definido pela temperatura espectral da *neutrinosfera*, que foi definida como a superfície de último espalhamento dos neutrinos no meio antes de escaparem livremente, em analogia a *fotosfera* estelar. Atualmente, apesar da existência de modelos que se ajustam melhor aos dados da SN1987A, o Modelo Térmico ainda é utilizado em alguns trabalhos, por exemplo [19].

$$\frac{dN}{dE} = A \frac{E^2}{1 + e^{\frac{E}{kT}}} \quad (4.1)$$

Ao longo da história do estudo de neutrinos de supernovas diversos modelos foram propostos. Um historicamente importante foi o modelo de Nadjozhin e Otroschenko [45], que introduz uma constante adimensional α , que parametrizaria a absorção de neutrinos pelas camadas mais

externas da estrela. Sendo este modelo descrito por :

$$\frac{dN}{dE} = A e^{-\alpha(\frac{E}{kT})^2} \frac{E^2}{1 + e^{\frac{E}{kT}}} \quad (4.2)$$

Outro modelo proposto é o modelo η dado pela equação 4.3 [46]:

$$\frac{dN}{dE} = A \frac{E^2}{1 + e^{\frac{E}{kT} - \eta}} \quad (4.3)$$

Onde η é um parâmetro adimensional de pseudo-degenerescência.

Alguns trabalhos mais recentes [16, 18] adotam um modelo baseado em cálculos de transporte de neutrinos na supernova. O Modelo Gama, descrito por:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{(1 + \alpha_x)^{1 + \alpha_x} L_x}{\Gamma(1 + \alpha_x) E_{0x}^2} \left(\frac{E}{E_{0x}} \right)^{-(1 + \alpha_x) E / E_{0x}} \quad (4.4)$$

Neste trabalho utilizamos o Modelo Térmico, pois este foi o modelo utilizados em [19], trabalho com o qual foram feitas diversas conferências dos nossos resultados.

4.1.1 Influência da Oscilação de Neutrinos no Espectro de Energia

A principal influência da oscilação de neutrinos no espectro esperado de neutrinos difusos de supernovas antigas é uma modificação no espectro fazendo com que o espectro final observado seja uma composição dos espectros iniciais.

Existem modelos, onde as temperaturas espectrais de neutrinos de diferentes sabores são iguais. Nestes modelos a oscilação de neutrinos causaria apenas uma variação no fluxo de cada sabor de neutrino, no entanto sem gerar grandes modificações nas energias médias.

Entretanto, existem diversos modelos onde as neutrinosferas possuem temperaturas muito distintas, chegando a se considerar em alguns trabalhos [27] a temperatura espectral para neutrinos muônicos e tauônicos como o dobro da temperatura espectral para neutrinos eletrônicos. Neste caso a oscilação produz uma mudança muito mais relevante nos espectros de energia dos neutrinos, alterando as energias médias de cada espectro final.

Como exemplo ilustrativo, podemos ver um caso da oscilação de $\bar{\nu}_x \leftrightarrow \bar{\nu}_e$, deste modo contribuem tanto a maior temperatura espectral dos antineutrinos muônicos e tauônicos quanto a

maior seção de choque do processo $\beta - \text{inverso}$, aumentando assim o número de eventos esperados.

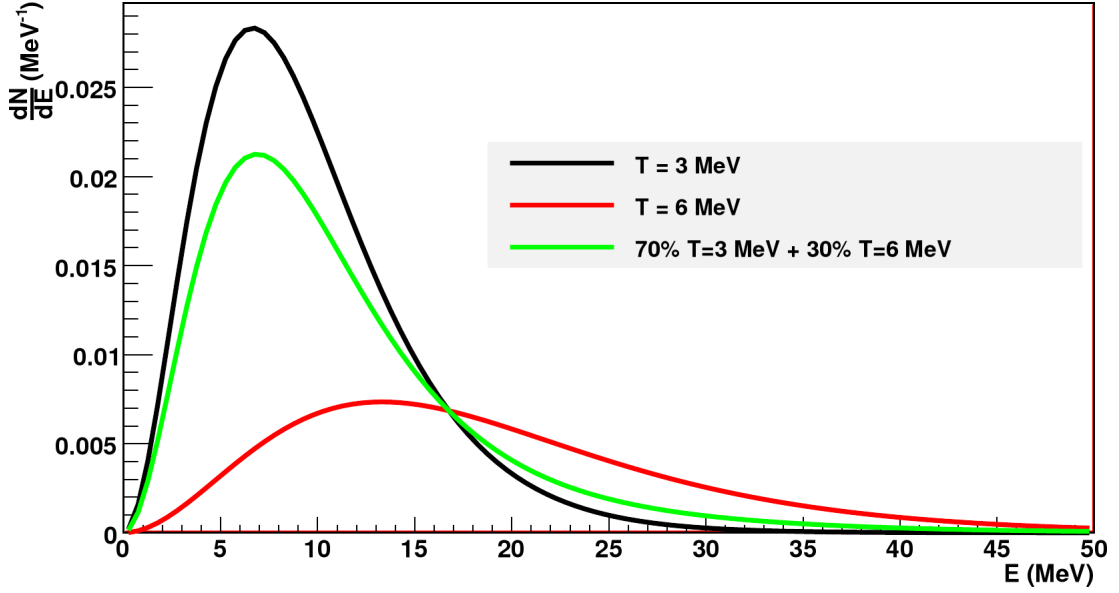


Figura 4.1: Influência da oscilação no espectro de energia de neutrinos de supernova para Modelo- η com $\eta = 0$, $T_{\bar{\nu}_e} = 3\text{MeV}$, $T_{\bar{\nu}_x} = 6\text{MeV}$ e $P_{\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e} = 0.3$.

O cálculo da fração de neutrinos que oscilam no interior da estrela ainda não está bem definido, pois existe grande dependência de modelos e parâmetros ainda não bem conhecidos. Além de considerações recentes e ainda não bem compreendidas sobre efeitos de interações entre neutrinos na oscilação dos mesmos [26, 47]. Uma parametrização desta fração, sem considerar efeitos de interações entre neutrinos, foi calculada tanto para hierarquia normal de massa e quanto para hierarquia invertida em [24] e resultam em:

$$F_e \approx \sin^2 \theta_{12} F_e^0 + \cos^2 \theta_{12} F_x^0 \quad (4.5)$$

$$F_{\bar{e}} \approx \cos^2 \theta_{12} F_e^0 + \sin^2 \theta_{12} F_x^0 \quad (4.6)$$

Neste trabalho, uma vez que o objetivo é de determinar limites para o fluxo, consideraremos apenas casos limites que abordam grande parte das possibilidades de parametrização da oscilação dos neutrinos difusos: o caso de nenhuma oscilação e o caso de permutação total dos $\nu_\mu + \nu_\tau \rightarrow \nu_e$.

4.1.2 Influência da Expansão do Universo no Espectro de Neutrinos

O efeito da expansão do Universo no espectro de energia de neutrinos de uma supernova que ocorreu no passado é uma redução na energia de cada neutrino, reduzindo assim a energia total do espectro. A energia observada hoje, E , de um neutrino emitido em um tempo cosmológico com *red-shift* z com energia original E' , é dada por:

$$E' = E(1 + z) \quad (4.7)$$

Logo o espectro observado hoje teria uma população maior a baixas energias e seria dado por:

$$\frac{dN}{dE}(E') = \frac{dN}{dE}(E(1 + z)) \quad (4.8)$$

Podemos ver o efeito do *red-shift* nos espectros na figura 4.2:

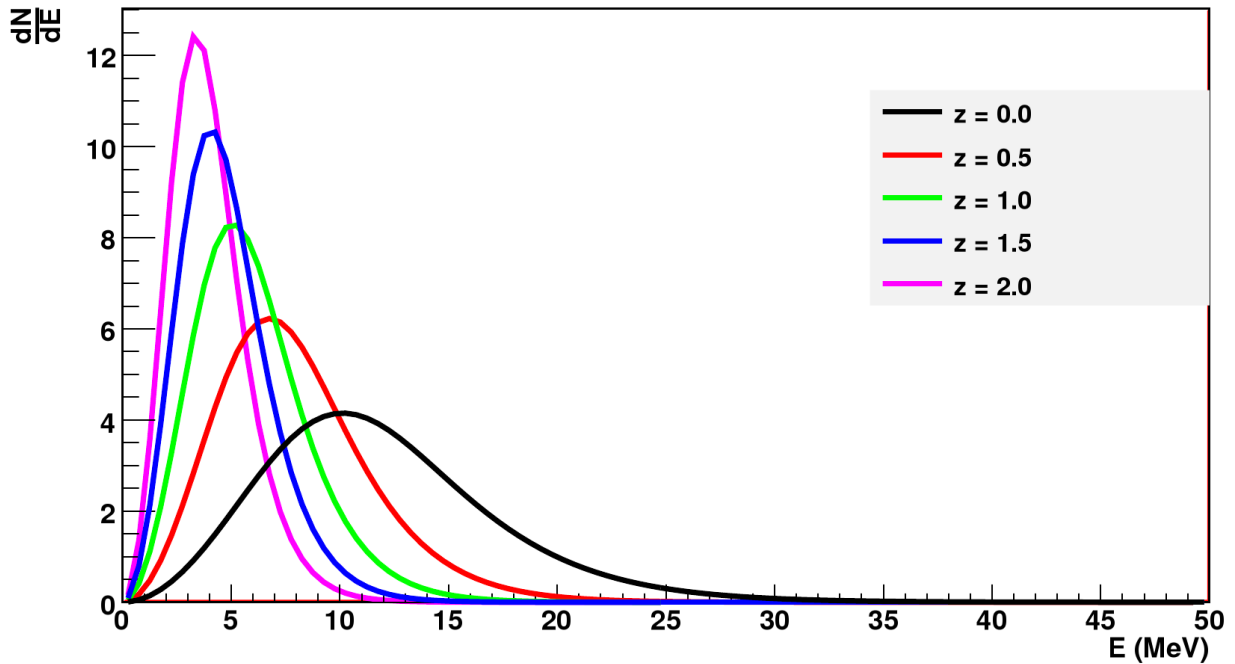


Figura 4.2: Efeito da expansão do Universo no espectro observado hoje de neutrinos de uma supernova para explosões ocorridas em diferentes instantes de tempo. Foi mantida uma normalização pelo número total de partículas emitidas do caso $z=0$.

4.2 Taxa de Ocorrência de Supernovas

A parametrização da taxa de ocorrência de supernovas ao longo da evolução do Universo que vem se tornando a mais utilizada relaciona a Taxa de Ocorrência de Supernova como proporcional à Taxa Cósmica de Formação de Estrelas [48]. Esta parametrização está fortemente embasada em resultados experimentais como a taxa de formação de estrelas e ocorrência de supernovas e resulta em uma taxa de ocorrência de supernovas dada por:

$$R_{SN}(z) = R_{SN}(0)(1+z)^\beta \quad z < 1 \quad (4.9)$$

$$R_{SN}(z) = R_{SN}(z_p)(1+z)^\alpha \quad z > 1 \quad (4.10)$$

onde z_p é um *red-shift* de transição entre as curvas, geralmente fixado conservadora em $z_p = 1$.

Baseado em argumentos semelhantes foi proposto por Cecilia Lunardini [16], um modelo semelhante, exceto por uma normalização na parte de $z > 1$. No modelo utilizado por Lunardini, a taxa de ocorrência de supernovas, $R_{SN}(z)$ é dada por:

$$R_{SN}(z) = R_{SN}(0)(1+z)^\beta \quad z < 1 \quad (4.11)$$

$$R_{SN}(z) = R_{SN}(0)2^{\beta-\alpha}(1+z)^\alpha \quad z > 1 \quad (4.12)$$

Para efeitos de comparação, na figura 4.3 estão representados as duas parametrizações utilizando valores sugeridos por seus autores. Na parametrização 4.10 os valores utilizados são: $\beta = 2$, $\alpha = 0$ e $R_{SN}(0) = 2.5 \times 10^{-4} \text{ ano}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$, conforme [19]. Na parametrização 4.12, os valores utilizados são: $\alpha = 0$, $R_{SN}(0) = 0.67 \times 10^{-4} \text{ ano}^{-1} \text{ Mpc}^{-3}$ e $\beta = 3.44$, conforme encontrado por critérios de máxima verossimilhança em [16].

4.3 Espectro Esperado do Fluxo Difuso

A densidade diferencial de neutrinos emitidos por uma supernova, com energia entre E e $E + dE$ em um instante entre t e $t + dt$, é dada por [18]:

$$dn_\nu(E'_\nu) = \frac{dN_\nu}{dE'_\nu} R_{SN}(t) dE'_\nu dt \quad (4.13)$$

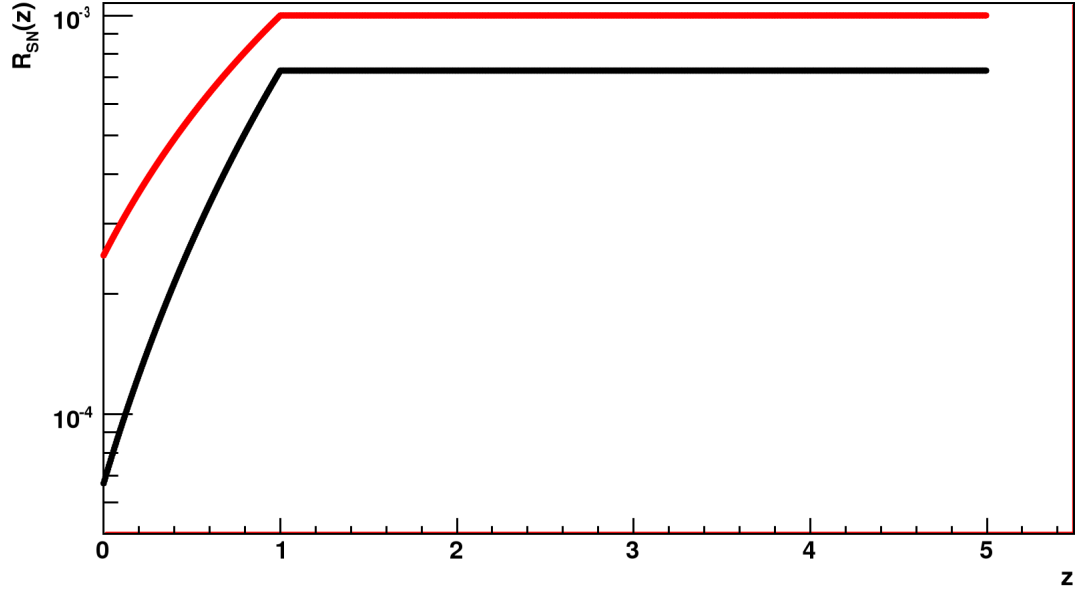


Figura 4.3: Comparação entre as parametrizações da Taxa de Ocorrência de Supernovas, $R_{SN}(z)$, adotadas em [19], em vermelho, e [16], em preto.

Onde $\frac{dN_v}{dE'_v}$ é a parametrização do espectro de energia dos neutrinos emitidos durante o colapso gravitacional que leva a uma supernova e $R_{SN}(t)$ é a taxa de ocorrência de supernovas no instante t por unidade de volume.

No entanto, devido à expansão do Universo a energia de cada neutrino é desviada para um valor menor e consequentemente todo espectro é desviado para energias menores, conforme visto na figura 4.2. A energia original do neutrino é dada por:

$$E'_v = E_v(1+z) \quad (4.14)$$

Onde E' é a energia original do neutrino, E a energia observada atualmente e z o *red-shift* associado ao momento de sua criação. Logo, a densidade de neutrinos emitidos entre z e $z+dz$ com energia atual entre E_v e E_v+dE_v é dado por:

$$dn_v(E_v) = \frac{dN_v(E'_v)}{dE'_v} R_{SN}(z) \left| \frac{dz}{dt} \right|^{-1} (1+z) dz dE_v \quad (4.15)$$

Onde $\frac{dz}{dt}$ é dado por:

$$\frac{dz}{dt} = -H_0(1+z) \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (4.16)$$

Onde H_0 é a constante de Hubble, Ω_M e Ω_Λ são respectivamente a densidade de matéria e energia escura no Universo.

Logo o fluxo de neutrinos remanescentes de supernovas ancestrais (4.17) é dado por:

$$\frac{d\Phi_{\nu}(E_{\nu})}{dE_{\nu}} = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_{max}} R_{SN}(z) \frac{dN_{\nu}(E'_{\nu})}{dE'_{\nu}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda}}} \quad (4.17)$$

Utilizando o formalismo acima reproduzimos, para efeito de conferência, os fluxos encontrados em [19], conforme pode ser visto nas figuras 4.5 e 4.4 e na tabela 4.1.

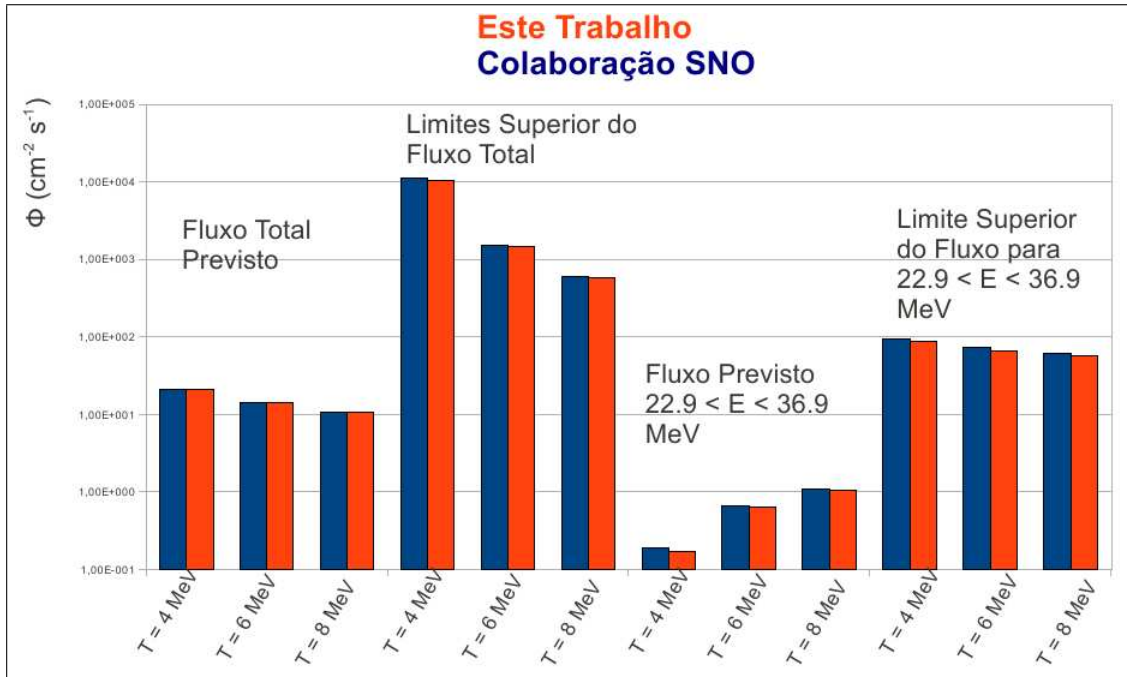


Figura 4.4: Gráfico comparativo entre os resultados obtidos pela Colaboração SNO em [19] e os obtidos neste trabalho.

Fluxo Total de Neutrinos Difusos de Supernovas Antigas ($\nu \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)		
T (MeV)	Em [19]	Neste Trabalho
4	21,1	21,04
6	14,1	14,30
8	10,5	10,77

Tabela 4.1: Conferência entre os valores de fluxos totais encontrados neste trabalho e os valores encontrados por Beacom e Strigari em [19].

A boa concordância entre estes resultados nos deu confiança nos métodos e cálculos realizados. Com esta segurança foi possível estender o cálculo em busca de novos resultados.

Para obter a taxa de eventos esperados, originados por neutrinos com energia entre E_{v1} e E_{v2} produzindo léptons com energia entre E_{l1} e E_{l2} , em um determinado canal de interação é necessário ainda considerar o número de partículas alvo do canal, N_T , a seção de choque do canal, $\sigma(E_v, E_l)$, e a eficiência do detector em discriminar um neutrino com energia E_v , $\varepsilon(E_v)$. Resultando em:

$$N_v = N_T t_{exp} \int_{E_{v1}}^{E_{v2}} \int_{E_{l1}}^{E_{l2}} \sigma(E_v, E_l) \varepsilon(E_v) \frac{d\Phi_v(E_v)}{dE_v} dE_v dE_l \quad (4.18)$$

Utilizando a equação 4.20 com a mesma parametrização para as variáveis de modelos astrofísicos utilizada em [19], considerando a eficiência $\varepsilon(E_v) = 1$, a seção de choque diferencial do canal de detecção em questão foi calculada conforme [1] e o número de partículas alvo da parcela de água pesada como $N_T = 6.0 \times 10^{31}$ foi calculada a taxa anual de eventos originadas por neutrinos eletrônicos via corrente carregada no SNO e a mesma taxa anual de eventos restringindo a energia do lépton produzido entre 21 e 35 MeV, conforme pode ser visto na tabela 4.2.

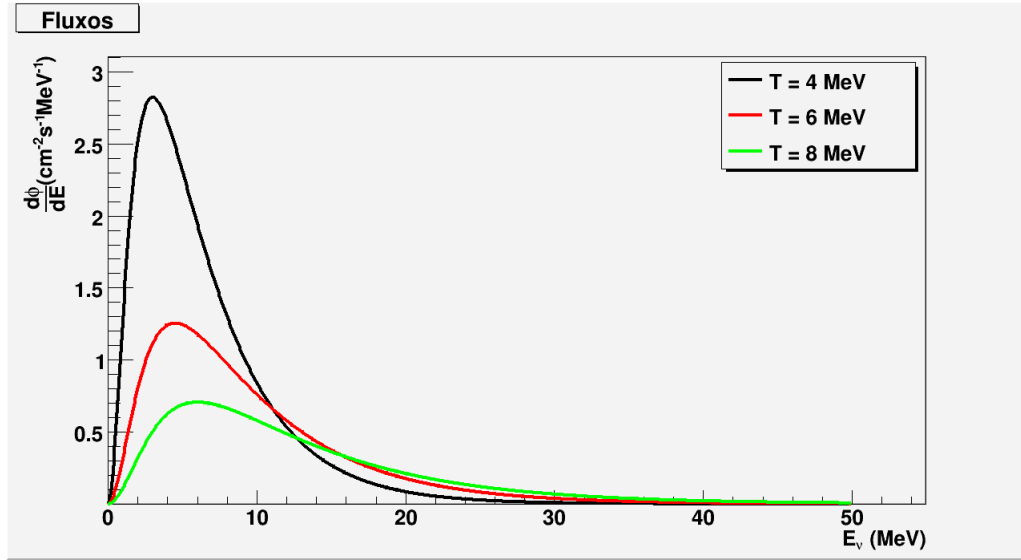


Figura 4.5: Fluxos integrados no tempo para o fluxo difuso de neutrinos para diversas temperaturas, utilizando como normalização a energia total carregada por neutrinos.

	Taxa Anual de Eventos no SNO ($21 < E_l < 35 MeV$)	
T (MeV)	Sem Oscilação	Permutação Total $\nu_x \rightarrow \nu_e$
4	0.007	0.073
6	0.035	0.100
8	0.066	0.102

Tabela 4.2: Taxa de eventos esperada anualmente no SNO, via corrente carregada com $21 MeV < E_l < 35 MeV$.

	Taxa Anual de Eventos no SNO ($2 < E_l < 100 MeV$)	
T (MeV)	Sem Oscilação	Permutação Total $\nu_x \rightarrow \nu_e$
4	0.073	0.207
6	0.136	0.354
8	0.207	0.482

Tabela 4.3: Taxa de eventos esperada anualmente no SNO, via corrente carregada.

4.4 Estimativa dos Limites

A estimativa dos limites do fluxo de neutrinos difusos foi feita utilizando o formalismo descrito acima para avaliar o número de eventos esperados no SNO durante o período observado. No entanto, neste ponto assumimos desconhecer o fluxo adicionando um parâmetro livre, A , e normalizando o fluxo para 1 no intervalo analisado. Deste modo o fluxo calculado anteriormente descreverá apenas a forma da distribuição energética dos neutrinos, sua normalização será extraída dos dados publicados pela Colaboração SNO [21].

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu}(E_\nu) \rightarrow A \frac{\frac{d\Phi'_\nu}{dE_\nu}(E_\nu)}{\int_{E_1}^{E_2} \frac{d\Phi'_\nu}{dE_\nu}(E_\nu) dE_\nu} \quad (4.19)$$

Temos assim o número esperado em função deste parâmetro livre, A :

$$N_v = AN_T t_{exp} \int_{E_{v1}}^{E_{v2}} \int_{E_{l1}}^{E_{l2}} \sigma(E_v, E_l) \varepsilon(E_v) \frac{\frac{d\Phi'_v}{dE_v}(E_v)}{\int_{E_1}^{E_2} \frac{d\Phi_v}{dE_v}(E_v) dE_v} dE_v dE_l \quad (4.20)$$

A observação experimental da Colaboração SNO foi a ausência de elétrons com energia entre 21 e 35 MeV no período observado [21], ou seja, nenhum evento foi registrado. Com esta medida eles extrairam limites superiores para o fluxo de ν_e considerando apenas o canal de corrente carregada $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$ e diversas parametrizações para o fluxo, devido às incertezas na modelagem de supernovas sua taxa de ocorrência.

Neste trabalho assumimos que o número de eventos esperados no detector obedeça a distribuição de Poisson. Dado que nenhum evento foi observado no intervalo de tempo considerado, calculamos o limite na taxa média do número de eventos esperados para 90% de nível de confiança.

$$P_{Poisson}(k, \lambda) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!} \Rightarrow P_{Poisson}(0, \lambda) = e^{-\lambda} \Rightarrow \int_0^\lambda e^{-t} dt < 0.9 \Rightarrow \lambda < 2.3 \quad (4.21)$$

onde k é o número de eventos observados e λ é o número médio de eventos esperado. Com isso temos:

$$N_v = AN_T t_{exp} \int_{E_{v1}}^{E_{v2}} \int_{E_{l1}}^{E_{l2}} \sigma(E_v, E_l) \varepsilon(E_v) \frac{\frac{d\Phi'_v}{dE_v}(E_v)}{\int_{E_1}^{E_2} \frac{d\Phi_v}{dE_v}(E_v) dE_v} dE_v dE_l < 2.3 \quad (4.22)$$

$$\Rightarrow A < \frac{2.3}{N_T t_{exp} \int_{E_{v1}}^{E_{v2}} \int_{E_{l1}}^{E_{l2}} \sigma(E_v, E_l) \varepsilon(E_v) \frac{\frac{d\Phi'_v}{dE_v}(E_v)}{\int_{E_1}^{E_2} \frac{d\Phi_v}{dE_v}(E_v) dE_v} dE_v dE_l} \quad (4.23)$$

De modo a verificar nossos cálculos, reproduzimos os limites superiores encontrados pela Colaboração SNO, utilizando a parametrização de Beacom e Strigari [19], como é exposto na tabela 4.4.

	Limite Superior para o Fluxo Total ($\nu/cm^{-2}s^{-1}$)		
T (MeV)	Colaboração SNO	Deste Trabalho	Razão
4	1.1×10^4	1.04×10^4	0.95
6	1.5×10^3	1.45×10^3	0.97
8	6.0×10^2	5.77×10^2	0.96

Tabela 4.4: Comparação entre os limites superiores obtidos neste trabalho e os obtidos pela Colaboração SNO [21].

Uma vez que foi obtido um bom acordo (melhor que 95%) entre os limites publicados pela colaboração SNO e os limites encontrados por nós, extendemos o cálculo para obter os limites para os fluxos de neutrinos de outros sabores.

Utilizando o canal de espalhamento elástico, integramos sobre a energia de todos os neutrinos que poderiam gerar léptons na energia observada ($21 < E_{lep} < 35 \text{ MeV}$). No espalhamento elástico a energia máxima de um lépton E_l^{max} , gerado por um neutrino com energia E_ν é dada por [1]:

$$E_l^{max}(E_\nu) = \frac{2E_\nu^2}{m_e + 2E_\nu} \quad (4.24)$$

Sendo assim os limites de integração da equação 4.20 estão vinculados. Caso a energia máxima do lépton gerado seja maior que 35, o limite de integração é 35 MeV (a máxima energia do lépton no intervalo observado), caso contrário este limite é dado pela equação 4.24.

A oscilação de neutrinos não foi tratada em detalhes neste trabalho, foram avaliados apenas os casos extremos. Os casos que resultariam em limites superiores para os fluxos maiores seriam aqueles onde a taxa esperada de eventos seriam menores, seja pelo fato de todas as neutrinosferas possuírem a mesma temperatura espectral (no pior caso, T_e) ou devido à conversão de $\nu_e \longleftrightarrow \nu_x$ com $T_x > T_e$, neste caso haveria um aumento na energia média dos neutrinos eletrônicos e redução da energia média dos sabores de neutrinos observados (ν_x). O caso que renderia o fluxo mais restritivo é dado pela condição de maior taxa de eventos esperada, neste trabalho este caso foi considerado com $T_x = 2T_e$, sem nenhuma oscilação que reduziria a energia média do espectro energético dos neutrinos não-eletrônicos.

Os limites superiores para o fluxo de neutrinos e antineutrinos não-eletrônicos para diversas temperaturas espectrais podem ser vistos nas tabelas 4.5 e 4.6, respectivamente.

Limite Superior para o Fluxo de ν_x $(\nu/cm^{-2}s^{-1})$ para $E_\nu > 21MeV$		
T_e (MeV)	Permutação total entre $\nu_x \leftrightarrow \nu_e$ ou $T_e = T_x$	Sem oscilação e $2T_e = T_x$
4	4.6×10^4	2.7×10^4
6	3.4×10^4	1.9×10^4
8	2.7×10^4	1.4×10^4

Tabela 4.5: Limites para o fluxo de neutrinos não-eletrônicos obtidos através do canal de espalhamento elástico.

Limite Superior para o Fluxo de $\bar{\nu}_x$ $(\nu/cm^{-2}s^{-1})$ ($E_{\bar{\nu}} > 21MeV$)		
T_e (MeV)	Permutação total entre $\nu_x \leftrightarrow \nu_e$ ou $T_e = T_x$	Sem oscilação e $2T_e = T_x$
4	6.2×10^4	3.5×10^4
6	4.6×10^4	2.4×10^4
8	3.5×10^4	1.8×10^4

Tabela 4.6: Limites para o fluxo de anti-neutrinos não-eletrônicos obtidos através do canal de espalhamento elástico.

No entanto, uma vez que estamos analisando o canal de espalhamento elástico podemos utilizar além do núcleo de água pesada do SNO, as 1.7 kton de água ultra-pura que se encontra entre o núcleo e as fotomultiplicadoras. Isso aumenta a quantidade de partículas-alvo por um fator 2.7. Considerando então os dois tipos de água encontramos os seguintes limites:

Limite Superior para o Fluxo de ν_x ($D_2O + H_2O$) $(\nu/cm^{-2}s^{-1}(E_\nu > 21MeV))$		
T_e (MeV)	Permutação total entre $\nu_x \leftrightarrow \nu_e$ ou $T_e = T_x$	Sem oscilação e $2T_e = T_x$
4	1.7×10^4	1.0×10^4
6	1.2×10^4	3.5×10^3
8	1.0×10^4	2.1×10^3

Tabela 4.7: Limites para o fluxo de neutrinos não-eletrônicos obtidos através do canal de espalhamento elástico, utilizando também a água que envolve o núcleo de água pesada do SNO.

Limite Superior para o Fluxo de $\bar{\nu}_x$ ($D_2O + H_2O$) $(\nu/cm^{-2}s^{-1}(E_\nu > 21MeV))$		
T_e (MeV)	Permutação total entre $\nu_x \leftrightarrow \nu_e$ ou $T_e = T_x$	Sem oscilação e $2T_e = T_x$
4	2.3×10^4	1.3×10^4
6	1.7×10^4	8.9×10^3
8	1.3×10^4	6.5×10^3

Tabela 4.8: Limites para o fluxo de anti-neutrinos não-eletrônicos obtidos através do canal de espalhamento elástico, utilizando também a água que envolve o núcleo de água pesada do SNO.

5 *Conclusões e Perspectivas*

Foram obtidos os seguintes limites superiores para o fluxo de neutrinos não-eletrônicos considerando apenas o núcleo de água pesada do SNO:

$$\Phi(\nu_x) \approx (1.4 - 4.6)10^4 cm^{-2}s^{-1} \quad (5.1)$$

$$\Phi(\bar{\nu}_x) \approx (1.8 - 6.2)10^4 cm^{-2}s^{-1} \quad (5.2)$$

Foram obtidos os seguintes limites superiores para o fluxo de neutrinos não-eletrônicos considerando o núcleo de água pesada e a camada de água ultra-pura do SNO:

$$\Phi(\nu_x) \approx (2.1 - 17.0)10^3 cm^{-2}s^{-1} \quad (5.3)$$

$$\Phi(\bar{\nu}_x) \approx (6.5 - 23.0)10^3 cm^{-2}s^{-1} \quad (5.4)$$

Considerando os limites obtidos com a inclusão da água ultra-pura, podemos ver que estes limites são maiores que os limites atuais mais restritivos, encontrados por Cecilia Lunardini e Orlando Peres através de uma análise fenomenológica dos dados de Super-Kamiokande [22]. No entanto, conforme pode ser visto na tabela 5.1 e figura 5.1, nossos resultados são no máximo uma ordem de grandeza maiores, o que pode ser considerado um ótimo resultado, principalmente considerando a diferença de massa entre o Super-Kamiokande e o SNO (respectivamente 22,5 kton e 2,7 kton considerando a massa de água ultra-pura).

Comparando nossos resultados com os resultados obtidos pela Colaboração LSD (ver tabela 5.2 e figura 5.1), que são atualmente os limites experimentais mais restritivos para o fluxo difuso de neutrinos não-eletrônicos para supernovas antigas, nossos resultados são mais restritivos, proporcionando uma redução no limite superior do LSD de cerca de 3 ou 4 ordens de grandeza.

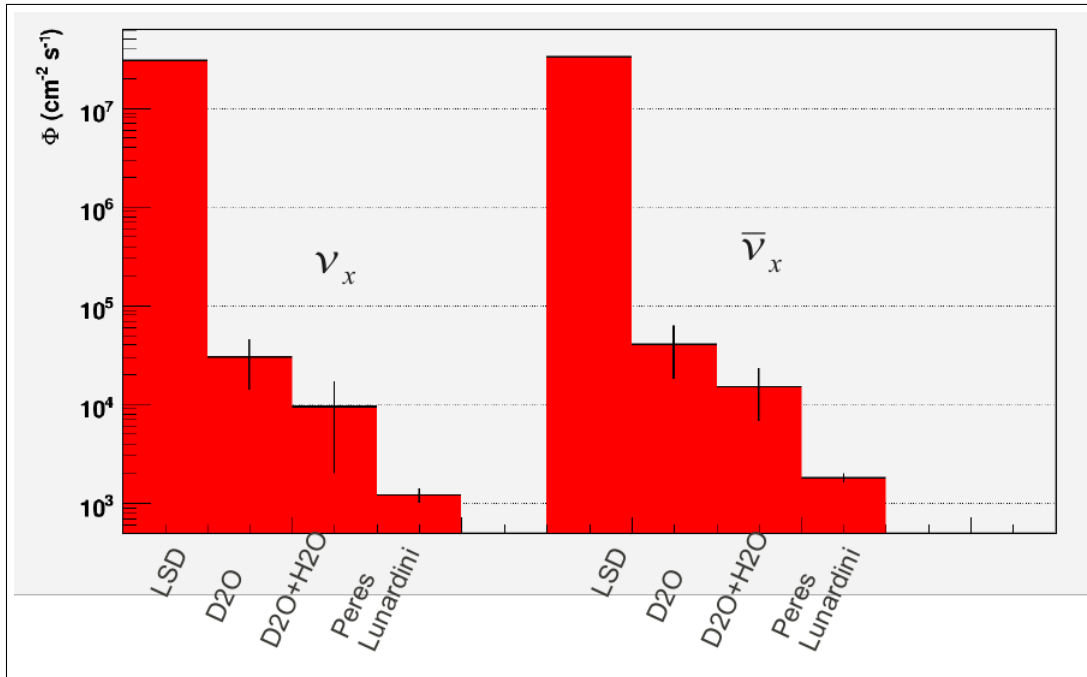


Figura 5.1: Gráfico comparativo entre os limites encontrados pela Colaboração LSD [20].

Sabor	Limite para o Fluxo 90% CL ($cm^{-2}s^{-1}$)
$\nu_{\mu} + \nu_{\tau}(E_{\nu} > 21MeV)$	$(1.0 - 1.4)10^3$
$\bar{\nu}_{\mu} + \bar{\nu}_{\tau}(E_{\nu} > 21MeV)$	$(1.4 - 1.8)10^3$

Tabela 5.1: Melhores Limites Experimentais para Fluxo de Neutrinos e Antineutrinos de Supernovas Antigas [22].

Sabor	Limite para o Fluxo 90% CL ($cm^{-2}s^{-1}$)
$\bar{\nu}_e(20 \leq E_{\nu} \leq 50MeV)$	8.2×10^3
$\nu_e(25 \leq E_{\nu} \leq 50MeV)$	6.8×10^3
$\nu_{\mu} + \nu_{\tau}(20 \leq E_{\nu} \leq 100MeV)$	3.0×10^7
$\bar{\nu}_{\mu} + \bar{\nu}_{\tau}(20 \leq E_{\nu} \leq 100MeV)$	3.3×10^7

Tabela 5.2: Limites Experimentais para o Fluxo Difuso de Neutrinos Estabelecido pela Colaboração LSD [20].

Uma observação deste fluxo poderia render informações sobre propriedades dos neutrinos,

do processo de colapso estelar e sobre a taxa de ocorrência da supernovas de colapso gravitacional. Apesar do baixo fluxo, o limite experimental do SK, de 2003, está distante por um fator entre 2 e 5 de alguns modelos. Portanto espera-se que em breve o fluxo difuso seja observado ou comece a restringir parâmetros e modelos.

Apesar de não ser tão restritivo quanto os resultados obtidos em [22], o trabalho possibilitou uma extensão dos resultados obtidos pela Colaboração SNO, ao utilizar informações publicadas na análise do canal de detecção via corrente carregada no estudo da detecção via espalhamentos elásticos, sensíveis a neutrinos de todos os sabores. Deste modo foi possível extrair limites para o fluxo difuso de neutrinos de supernovas antigas não analisados pela própria Colaboração SNO.

Referências Bibliográficas

- 1 GIUNTI, C.; KIM, C. W. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. E.U.A.: Oxford University Press, 2007.
- 2 GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. E.U.A.: John Willey & Sons, 1987.
- 3 KEMP, E. *Caracterização da Emissão de Neutrinos de Colapsos Estelares com Experimento LVD*. UNICAMP: Tese de Doutorado, 2000.
- 4 PONTECORVO, B. J. *Exp. Theor. Phys.*, v. 33, p. 549, 1957.
- 5 WOLFENSTEIN, L. *Phys. Rev.*, D17, p. 2369, 1978.
- 6 MIKHEYEV, S.; SMIRNOV, A. *Sov. Phys. JETP*, v. 64, p. 4, 1986.
- 7 SNO Collaboration. *Int.J.Mod.Phys.*, A17, p. 3378–3392, 2001.
- 8 RAYMOND Davis Jr. Disponível em: <<http://www.bnl.gov/bnlweb/raydavis/research.htm>>.
- 9 SNO Website. 01 2010. Disponível em: <www.sno.phy.queensu.ca>.
- 10 AHMAD, Q. R.; et al. *Phys. Rev. Lett.*, v. 89, 2002.
- 11 Donut Collaboration. *Physical Letters B*, v. 504, p. 218, 2001.
- 12 HIRATA, K. S.; et al. *hep-ph0211462 v3*, 2003.
- 13 BIONTA, R. M.; et al. *Phys. Rev. Lett.*, v. 58, p. 1494, 1987.
- 14 ALEXEYEV, E. N.; et al. *JETP Lett.*, v. 45, p. 589, 1987.
- 15 ANGLO-AUSTRALIAN Observatory Homepage. Disponível em: <<http://www.aao.gov.au/>>.
- 16 LUNARDINI, C. *Astropart.Phys.*, v. 26, p. 190–201, 2006.
- 17 ANDO, S. *Core-collapse supernova rate estimates in the Milky Way and nearby galaxies*. 2007. Trabalho apresentado em Twenty Years After SN1987A, Disponível em <http://sn1987a-20th.physics.uci.edu/1145-Ando.pdf>.
- 18 ANDO, S.; SATO, K. *New J. Phys.*, v. 6, p. 170, 2004.
- 19 BEACOM, J. F.; STRIGARI, L. E. *Phys.Rev.*, C73, 2005.

- 20 AGLIETTA, M.; AL. et. *Astropart. Phys.*, v. 1, p. 1–9, 1992.
- 21 COLLABORATION, S. *Phys.Rev.Lett.*, v. 87, n. 7, p. 071301, 2001.
- 22 LUNARDINI, C.; PERES, O. L. G. *JCAP*, v. 8, p. 33, 2008.
- 23 STANDARD Model. Disponível em: <http://en.wikipedia.org/wiki/Standard_model>.
- 24 GONZÁLEZ, V. S. B. *Neutrinos de Supernovas*. Dissertação (Mestrado) — UNICAMP, 2008.
- 25 SIMARD, O. *Measurement of the Survival Probability and Determination of the Three-Flavor Neutrino Oscillation Parameters at the Sudbury Neutrino Observatory*. Tese (Doutorado) — Carleton University, 2009.
- 26 DIGHE, A. *J.Phys.Conf.Ser.*, v. 203, p. 012015, 2010.
- 27 DIGHE, A. S.; SMIRNOV, A. Y. *Phys.Rev.*, D62, 2000.
- 28 PERES, O. *Cenário teórico compreendido em física de neutrinos*. 2007. Trabalho apresentado no I Encontro do Projeto Neutrinos Angra, Disponível em http://www.cbpf.br/%7Eangra/files/i_encontro/Cenario%20Teorico_O.Peres.pdf.
- 29 LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1994.
- 30 SUPER-KAMIOKANDE Official Homepage. Disponível em: <<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>>.
- 31 ICECUBE Neutrino Observatory. Disponível em: <<http://www.icecube.wisc.edu/>>.
- 32 LVD (Large Volume Detector). Disponível em: <<http://www.bo.infn.it/lvd>>.
- 33 RICE Home Page. Disponível em: <<http://www.bartol.udel.edu/spiczak/rice/rice.html>>.
- 34 BöSER, S. et al. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 60, p. 292–295, 2007.
- 35 SNO+. Disponível em: <<http://snoplus.phy.queensu.ca/>>.
- 36 TABLES of Neutrino (Anti-Neutrino) Deuteron Reactions Cross Sections. Disponível em: <<http://www.physics.sc.edu/gudkov/NU-D-NSGK/Netal/index.html>>.
- 37 STAHLER, S. *Le Scienze*, v. 277, p. 28–36, 1991.
- 38 SHU, F. H. *Physical Universe: An Introduction to Astronomy*. [S.l.]: University Science Books, 1982.
- 39 EVOLUÇÃO Final das Estrelas. Disponível em: <<http://astro.if.ufrgs.br/estrelas/node14.htm>>.
- 40 BILENKY, S. et al. *Phys.Rept.*, v. 379, p. 69–148, 2003.

- 41 AGLIETTA, M.; et al. *Europhys. Lett.*, v. 3, p. L1315, 1987.
- 42 RAFFELT, G. G. *Stars and Fundamental Physics*. [S.l.]: University of Chicago Press, 1996.
- 43 MEZZACAPPA, A. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, v. 55, p. 467–515, 2005.
- 44 CRAY Dethrones IBM In Supercomputing. Disponível em:
<http://www.forbes.com/2009/11/15/supercomputer-ibm-jaguar-technology-cio-network-cray.html?feed=rss_popstories>.
- 45 NADJOZHIN, D. K.; OTROSHENKO, I. V. *Sov. Astron.*, v. 24, p. 47, 1980.
- 46 JANKA, H. T.; HILLEBRANDT, W. *Astron. Astrophys.*, v. 224, p. 49, 1989.
- 47 DUAN, H.; FULLER, G. M.; QIAN, Y.-Z. 2010. Submetido ao Annual Review of Nuclear and Particle Science, Disponível em <http://arxiv.org/pdf/1001.2799>.
- 48 STRIGARI, L. E. et al. *JCAP*, v. 0504, p. 017, 2005.