



UNIVERSIDADE FEDERAL DO TOCANTINS
CAMPUS UNIVERSITÁRIO DE ARAGUAÍNA
CURSO DE LICENCIATURA EM FÍSICA

KLEMILTON MURILO VELOSO OLIVEIRA

UM ESTUDO SOBRE A EVOLUÇÃO TÉRMICA DAS ESTRELAS DE NÊUTRONS

ARAGUAÍNA - TO
2019

KLEMILTON MURILO VELOSO OLIVEIRA

UM ESTUDO SOBRE A EVOLUÇÃO TÉRMICA DAS ESTRELAS DE NÊUTRONS

Monografia apresentada à UFT – Universidade Federal do Tocantins – Campus Universitário de Araguaína para obtenção do título de Licenciado em Física, sob orientação do Prof. Dra. Sheyse Martins de Carvalho.

ARAGUAÍNA - TO
2019

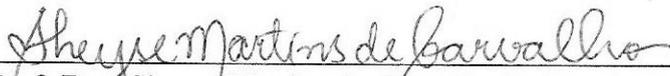
KLEMILTON MURILO VELOSO OLIVEIRA

UM ESTUDO SOBRE A EVOLUÇÃO TÉRMICA DAS ESTRELAS DE NÊUTRONS

Monografia foi avaliada e apresentada à UFT – Universidade Federal do Tocantins – Campus de Araguaína, Curso de Licenciatura em Física para a obtenção do título de Licenciado em Física e aprovada em sua forma final pelo Orientador e pela Banca Examinadora.

Data de Aprovação: 12 / 11 / 2019.

BANCA EXAMINADORA


Prof. Dra. Sheyse Martins de Carvalho (orientadora), UFT


Prof. Dr. Luis Juraey Rangel Lemos (examinador), UFT


Prof. Msc. Anderson Gomes Viera (examinador), UFT

"Dedico a João Campos Veloso."

Agradecimentos

Inicio agradecendo a mim mesmo, pois graças a minha escolha e dedicação finalizo o curso contribuindo para a comunidade Física e sociedade. Aos meus pais em especial Klenice dos Reis Veloso ao qual prestigiou a distância durante todo o período de estudo e que incentivou a continuar, à Danillo dos Santos Oliveira que com suas motivações e seu pequeno incentivo ajudou na permanência do curso até o final. Também contribuo agradecimentos a Hara Kathleen Veloso Oliveira e a Danilo Santos Oliveira Junior por sempre incentivar e apoiar. Ao meu avô Evandro Costa Oliveira por acreditar, incentivar e apoiar a seguir carreira, cito também Antônia Esmerina da Conceição Belo por ser mãe de Gianna Eduarda Oliveira e ambas sempre terem contribuído de várias formas durante meu percurso acadêmico.

Fico grato a estudar e graduar na Universidade federal do Tocantins, dedico agradecimento especial ao colegiado de licenciatura em Física por instruir, incentivar e contribuir aos jovens que adentram e finalizam o curso sabendo eles que são profissionais qualificados para tal dever que é formar o físico professor.

Destaco com grande prestígio minha orientadora Profa. Dra. Sheyse Martins de Carvalho, por me oportunizar a acompanhar nessa jornada acadêmica e a amizade desenvolvida, e por ter uma paciência característica de uma exponencial elevada a X, pois nossa jornada nestes últimos momentos foram radicais ao qual incluímos o Dante que mesmo dentro da barriga já contribuiu bastante junto a sua mãe. Dedico também a minha primeira orientadora Profa. Dra. Shirlei Nabarrete Dezidério por me incluir a prática docente e sempre a incentivar à todos a gostarem de Física do jeito que ela é e a seguir carreira porque a Física é linda. Cito com grande prazer Profa. Dra. Regina Lélis Sousa por sempre incentivar e mostrar a essência de estudar Física, e sua importância no dia a dia.

Destaco também a banca presente por ser ótimos educadores e amigos, e meus colegas de graduação que estes sempre estiveram presentes e todos sofremos juntos, cito com prazer o grupo Filhos ao qual foi formada uma aliança e levarei para o restante de minha vida.

Resumo

Este trabalho consiste num estudo a cerca da Evolução Térmica das estrelas de nêutrons, através de um levantamento bibliográfico, modelagem e computação do resfriamento dessas estrelas. Os cálculos de resfriamento são sensíveis ao modelo nuclear da equação de estado (EOS) adotado, e outras características da estrutura e composição das estrelas de nêutrons. O estudo da evolução térmica é uma ferramenta para testarmos os modelos de estrelas de nêutrons, já que ele depende da estrutura e composição considerada. Além disso, o estudo do resfriamento pode nos auxiliar na melhor compreensão especialmente nos regimes de altas densidades e baixas temperaturas (regime que atualmente se encontra fora do alcance dos experimentos terrestres).

Palavras-chave: Evolução Térmica. Cálculo de Resfriamento. Estrela de Nêutrons.

Abstract

This work consists of a study about the Thermal Evolution of neutron stars, through bibliographic survey, modeling and computing of the cooling of these stars. Cooling calculations are sensitive to the adopted state equation (EOS) nuclear model, and other characteristics of the structure and composition of neutron stars. The study of thermal evolution is a great tool to test neutron star models, since it depends on the structure and composition considered. In addition, the study of cooling can help us in better understanding especially in high densities and low temperature regimens (a regime that is currently out of reach of terrestrial experiments).

Keywords: Thermal Evolution. Cooling Calculation. Neutron Star.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	10
2	ESTRELAS DE NÊUTRONS	13
2.1	Estrutura e Composição	14
3	A EVOLUÇÃO TÉRMICA DAS ESTRELAS DE NÊUTRONS	18
3.1	Equações de Evolução Térmica	18
3.2	Curvas de Resfriamento	19
3.3	Propriedades Físicas que Determinam o Resfriamento	21
3.4	Capacidade Térmica	22
3.5	Condutividade Térmica	23
4	PROCESSO DE EMISSÃO DE NEUTRINOS	24
4.0.1	Processo Urca (História e SN 1987A)	24
4.1	No Núcleo	25
4.1.1	Processo Urca Direto	25
4.1.2	Processo Urca Modificado	26
4.1.3	Processo Bremsstrahlung Nucleon-Nucleon	27
4.2	Na Crosta	27
4.2.1	Processo Bremsstrahlung do Elétron	27
4.2.2	Aniquilação e^-e^+	28
4.2.3	Decaimento Plasmônico	28
5	RESULTADOS	30
6	CONCLUSÕES	33
	REFERÊNCIAS	34

Lista de ilustrações

Figura 1	– Representação esquemática das possíveis composições das estrelas compactas.	15
Figura 2	– Modelo de estrutura de um pulsar.	15
Figura 3	– Representação teórica da curva de resfriamento de uma estrela de nêutron não superfluida com $M = 1, 3 M_{\odot}$ e respectivas fases de resfriamento. . . .	21
Figura 4	– A temperatura superficial no infinito (T_s^{∞}) em função do tempo t dado em anos (yr) com (curva sólida) e sem (curva tracejada) considerar o Urca Direto (DU).	31
Figura 5	– A temperatura superficial no infinito (T_s^{∞}) em função do tempo t descrito em anos (yr) para diferentes valores de massa.	32
Figura 6	– A temperatura superficial no infinito (T_s^{∞}) em função do tempo t descrito em anos (yr) para uma estrela com massas $1.4 M_{\odot}$ e $2.0 M_{\odot}$	32

Lista de tabelas

Tabela 1 – Dados observacionais.	20
Tabela 2 – Principais processos de neutrinos na crosta.	29

Capítulo 1

Introdução

As estrelas de nêutrons são corpos celestes fascinantes. Possuem massas de até duas vezes a massa do Sol e raios de aproximadamente dez quilômetros, sendo consideradas como objetos compactos, muito densos. São compostas basicamente de nêutrons, prótons e elétrons, mas devido as altas densidades de seu interior, podem ser encontrados também híperons e quarks desconfinados.

Devido as condições extremas encontradas no centro destes objetos, tais como sua alta densidade, temperatura e partículas relativística, podemos dizer que são laboratórios excelentes para o estudo da matéria a altas densidades. Existem muitos modelos sendo desenvolvidos para descrever as estrelas de nêutrons e a equação de estado da matéria em seu interior ainda é desconhecida.

A teoria da evolução térmica das estrelas de nêutrons surge como uma forma de testar os modelos existentes que descrevem a matéria no interior desses objetos. Esta teoria descreve como a temperatura da estrela diminui com o passar do tempo, ou seja, como sua temperatura decresce com a idade do objeto. O resfriamento é realizado através de dois canais principais: a emissão de neutrinos e fótons. Os cálculos de resfriamento são sensíveis ao modelo nuclear da equação de estado (EOS) adotado, assim como da massa da estrela, campo magnético, superfluididez, presença de supercondutividade e outras características da estrutura e composição das estrelas de nêutrons. As curvas de resfriamento geradas como resultado dessa teoria podem ser comparadas com os dados observacionais existentes e dessa forma, sondar as propriedades macroscópicas e microscópicas das estrelas de nêutrons.

Este trabalho consiste num estudo acerca da Evolução Térmica das estrelas de nêutrons, através da modelagem e computação do resfriamento dessas estrelas. Estudos como este, podem nos fornecer informações sobre as propriedades macroscópicas, coeficientes de transporte,

solidificação da crosta etc. Além disso, o estudo do resfriamento pode auxiliar na melhor compreensão do diagrama de fase da matéria bariônica, especialmente nos regimes de altas densidades e baixas temperaturas (regime que atualmente se encontra fora do alcance dos experimentos terrestres).

A metodologia utilizada para a realização deste trabalho foi uma pesquisa bibliográfica com base em artigos, livros e teses disponíveis sobre o assunto nas principais referências.

Objetivos

O principal objetivo deste trabalho é realizar um estudo sobre as estrelas de nêutrons e a teoria que descreve o resfriamento destes objetos.

Como objetivos específicos, temos:

- Estudar a origem, composição e estrutura das estrelas de nêutrons;
- Compreender as equações que governam a evolução térmica, como são geradas as curvas de resfriamento e quais as diferentes fases;
- Destacar os principais ingredientes responsáveis por este processo;
- Estudar alguns dos principais mecanismos de emissão de neutrinos;
- Calcular as curvas de resfriamento considerando aproximação isotérmica, dando especial atenção ao processo Urca direto de emissão de neutrinos e aos efeitos de massa;
- Comparar os resultados com os dados observacionais disponíveis nas principais literaturas.

Organização do Trabalho

O presente trabalho divide-se em quatro capítulos que lidam com o contexto em que envolve uma breve descrição sobre as estrelas de nêutrons, a teoria da evolução térmica, os principais mecanismos de emissão de neutrinos e os resultados deste estudo.

No segundo capítulo abordaremos de modo simplificado a origem das estrelas, os processos de evolução estelar e as principais características das estrelas de nêutrons. Descreveremos a estrutura do interior estelar como sendo: atmosfera, crosta interna, crosta externa, núcleo interno e núcleo externo e as possíveis composições consideradas nas modelagens destes corpos estelares.

O terceiro capítulo trataremos da evolução térmica das estrelas de nêutrons, ou seja, da teoria que estuda o resfriamento destes objetos. Esta teoria descreve como a temperatura e luminosidade diminuem com o passar do tempo (idade da estrela) através de duas equações que

depende diretamente dos processos de emissão de neutrinos, capacidade térmica e condutividade térmica.

No quarto capítulo, abordaremos de forma breve alguns dos principais processos de emissão de neutrinos. Levaremos em consideração a estrutura e composição da estrela descrita no primeiro capítulo.

No quinto capítulo, apresentaremos os resultados obtidos pelo procedimento da computação das equações de resfriamento considerando apenas uma aproximação isotérmica. A computação numérica foi realizada através de programação no Wolfram Mathematics, considerando apenas os principais ingredientes e variando valores de massa. Daremos especial atenção aos efeitos produzidos pelo processo Urca Direto.

E no sexto capítulo discutiremos sobre as conclusões do estudo abordado sobre a teoria de evolução térmica e os resultados obtidos por meio das curvas de resfriamento da estrela de nêutrons.

Capítulo 2

Estrelas de Nêutrons

As estrelas de nêutrons (EN) são objetos astrofísicos extremamente compactos, originados das explosões de supernovas. Estas explosões por sua vez, são geradas através da evolução de estrelas com massas entre $8 M_{\odot} - 20 M_{\odot}$, cujo colapso gravitacional em seus estágios finais de evolução foi contrabalançado pela pressão de degenerescência exercida pelos nêutrons [1].

Historicamente, o conceito de estrela de nêutron surgiu logo após a descoberta do nêutron, em 1932 por James Chadwick. Em seguida, Lev Landau sugeriu que pudesse haver estrelas cuja estrutura fosse determinada pela pressão de degenerescência dos nêutrons, assim como ocorria com as anãs brancas que eram suportadas através da pressão de degenerescência dos elétrons. Em 1934, Baade e Zwicky previram um possível estágio final para uma estrela sendo este a explosão de uma supernova (SN). Em 1939, Oppenheimer e Volkoff estudando a equação de equilíbrio hidrostático e admitindo que estes objetos fossem formados por um gás ideal de nêutrons, determinaram um limite superior de massa para que esses objetos pudessem existir, esse limite é de $3,0 M_{\odot}$. Foi só em 1967 que as estrelas de nêutrons foram observadas pela primeira vez, por Jocelyn Bell, analisando os pulsos de radio regulares do pulsar PSR B1919 21.

Para entendermos a origem de uma estrela de nêutrons é necessário conhecermos um pouco sobre evolução estelar. As estrelas têm origem quando a matéria dispersa em forma de aglomerados de nuvens de poeira do meio interestelar, sofre instabilidade gravitacional e estão sujeitas ao colapso devido a influência de fatores como rápida rotação, pressão e ondas de choque [2]. Nesta região a matéria se comprime devido a ação da força gravitacional, tendo como consequência o aumento das colisões entre as partículas, aumento da densidade e temperatura, assim gerando assim o que chamamos de protoestrela [3]. Conforme a temperatura aumenta, tem-se um número maior de colisões das partículas, o que proporciona a ionização da fusão do núcleo de hidrogênio (H) em hélio (He), com isso temos uma estrela entrando em sua fase luminosa, fase chamada de sequência principal, maior fase do seu ciclo [4].

A sustentação da estrela é garantida através do equilíbrio hidrostático, que é o equilíbrio entre a pressão gerada pela fusão termonuclear e da força gravitacional. Durante os processos de fusão termonuclear, a estrela produz uma energia que parte do núcleo até as camadas mais externas que evita o colapso gravitacional. A estrela começa por queimar H em He, quando todo o combustível do H for consumido no núcleo se inicia a fusão do He, mas a estrela continua realizando a queima do H nas camadas mais externas. Quanto mais a estrela consome seu combustível mais ela queima, elevando sua temperatura e se forma uma espécie de casca de elementos gradativamente mais pesados próximo ao núcleo. Esta fusão em elementos cada vez mais pesados pode chegar até o Ferro (Fe). Quando o combustível se esgota, a estrela colapsa e entra no seu estágio final de evolução, podendo se tornar uma anã branca, uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. Seu fim será determinado pela sua massa [5].

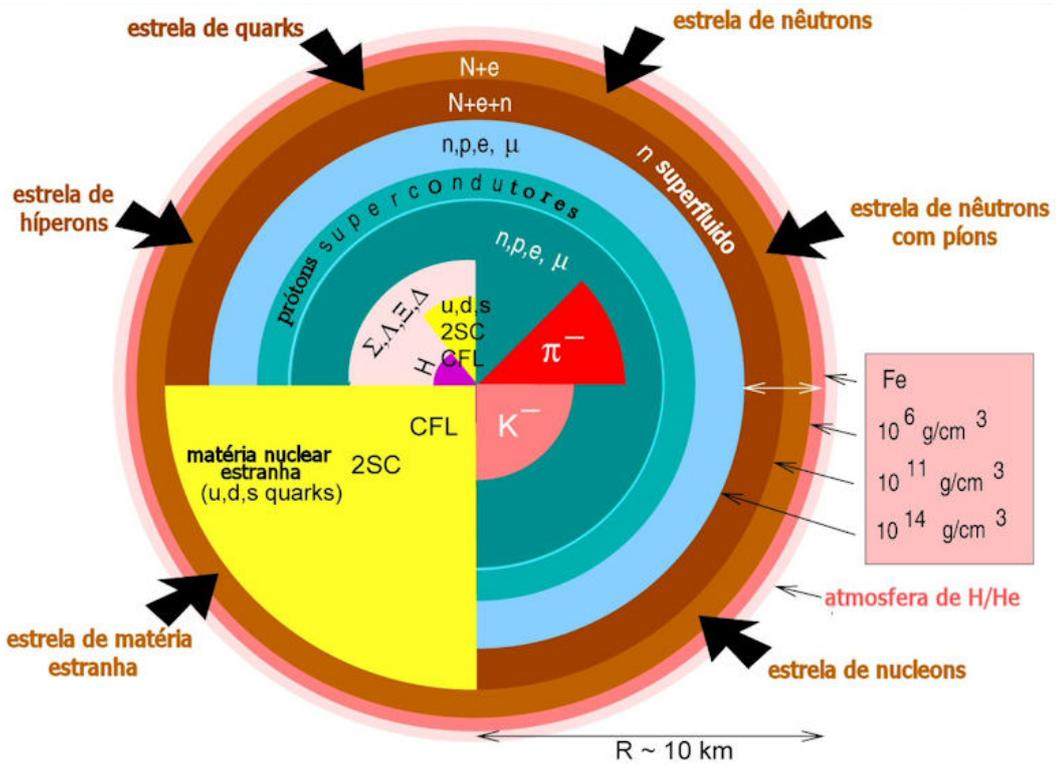
2.1 Estrutura e Composição

As estrelas de nêutrons possuem massas e raios típicos da ordem de $M = 1.4M_{\odot}$ e $R = 10 \text{ Km}$, respectivamente. São as estrelas mais compactas e dinâmicas do universo, devido as altas densidades em seu núcleo que supera a densidade nuclear, são tratadas como laboratórios astrofísicos para o estudo da matéria superdensa. Elas também possuem uma relação de proporção inversa entre massa e raio. De modo que quanto maior a massa da estrela de nêutrons, menor será o raio. Pela razão de possui um tamanho pequeno implica em que elas girem muito rápido chegando a rotações de 716 vezes por segundo, devido à conservação de momento angular [7]. Outra característica notável é a sua alta densidade que chega a valores extremos tais como 10^{15} g/cm^3 que comparando na Terra uma colher de sopa equivale à 15 estádios de futebol.

Sobre a composição do seu núcleo, ainda não existe um consenso. Sabemos que sua composição microscópica contém nêutrons, prótons e elétrons, e dependendo das densidades de energia encontradas em seu interior podemos encontrar componentes como híperons e até mesmo quarks desconfinados [5]. Existem inúmeros modelos na literatura que procuram descrever a composição destes objetos de maneira realista. Através da representação esquemática apresentada na figura 1, podemos ter ideia da diversidade de modelos existentes de acordo com a composição considerada.

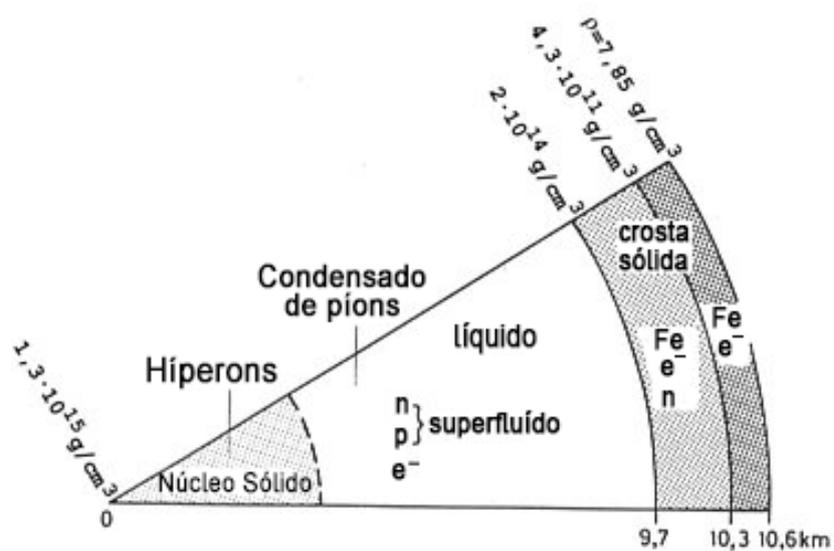
Quanto a estrutura, podemos dividi-la em regiões e sub-regiões tais como: atmosfera, crosta externa, crosta interna, núcleo externo e núcleo interno. A figura 2 mostra uma representação esquemática da estrutura de acordo com a densidade e raio de cada região da estrela.

Figura 1 – Representação esquemática das possíveis composições das estrelas compactas.



Fonte: WEBER, F; NEGREIROS, R; ROSENFELD, P [6].

Figura 2 – Modelo de estrutura de um pulsar.



Fonte: RAIZEIRA, M [8].

Atmosfera

A atmosfera é uma fina camada de plasma, onde o espectro da radiação eletromagnética térmica da estrela de nêutrons é formado [9].

A espessura da atmosfera varia de cerca de dez centímetros em uma estrela quente de nêutrons (com a temperatura efetiva da superfície $T_s \sim 3 \times 10^6 K$) a alguns milímetros em uma estrela fria ($T_s \sim 3 \times 10^5 K$).

Crosta Externa

Na crosta externa podemos encontrar núcleos atômicos fortemente ou completamente ionizados e elétrons livres. Portanto, conforme a densidade aumenta, elétrons são capturados pelos núcleos se combinando com os prótons, enriquecendo os núcleos atômicos de nêutrons. Pode ser assim constituída por núcleos atômicos de níquel (Ni) e Ferro (Fe).

A crosta externa se estende desde a atmosfera até densidade $\rho_{drip} = 4.3 \times 10^{11} g/cm^3$, essa densidade é conhecida como a densidade onde os nêutrons começam a pingar dos núcleos formando um gás de nêutrons livres [9].

Crosta Interna

A crosta interna está na região que se estende da densidade $\rho_{drip} = 3 \times 10^{11} g/cm^3$, até onde se inicia o núcleo externo $\rho = 8 \times 10^{13} g/cm^3$. Portanto, é composta por elétrons, nêutrons livres e núcleos atômicos ricos em nêutrons [10].

Núcleo Externo

Formado basicamente por nêutrons e um número relativamente bem menor de prótons supercondutores [8]. Possui uma espessura de $2,5 Km$ e densidade de $\rho = 1,3 \times 10^{14} g/cm^3$ até $4,0 \times 10^{14} g/cm^3$, nessa faixa de densidade os átomos são comprimidos uns contra os outros fazendo os prótons e nêutrons se dissociarem num superfluido nuclear. Os prótons degenerados passam a ser um fluido supercondutor, pois os prótons possuem carga elétrica e ao girarem na alta rotação da estrela geram um campo magnético, que é imediatamente expulso para as camadas mais externas devido a propriedade que os supercondutores apresentam de expulsar linhas de campos magnéticos. Os nêutrons passam a ser um superfluido ligado pela força forte. Nesta alta densidade os elétrons livres se tornam ultra-relativísticos e atingem a energia mínima para se converterem em múons, passando a viver em equilíbrio [11, 12].

Núcleo Interno

Conforme a densidade aumenta cada vez mais, se torna também difícil dizer a composição. Isso acontece pois, a altas densidades podem surgir condensados de píons ou káons. Pode acontecer também de surgir o quark estranho em combinações de três quarks, gerando os híperons. É a região onde se encontra a maior parte da massa e energia, chegando a densidades da ordem de $\rho = 1.3 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$ [13].

Capítulo 3

A Evolução Térmica das Estrelas de Nêutrons

Com o passar dos anos as estrelas de nêutrons diminuem o ritmo de rotação e tem uma queda brusca na sua temperatura e luminosidade. Chamamos de evolução térmica portanto, a teoria que descreve como a temperatura da estrela diminui conforme sua idade avança. Podemos compreender os efeitos que resultam neste resfriamento por meio de duas equações principais, que dependem principalmente dos processos de emissão de neutrinos, da capacidade térmica e condutividade térmica. Todos esses ingredientes dependem da composição e do interior estelar. O cálculo destas equações é sensível a equação de estado (EOS) utilizada na modelagem dessas estrelas, assim como a massa da estrela, o campo magnético, a superfluidez, mésons condensados e outras composições.

Podemos dizer que a evolução térmica das estrelas de nêutrons, ou o resfriamento, confrontada com dados observacionais em soft X-ray, extremo UV, UV e óptico do fluxo de fótons térmico emitido da superfície de uma estrela, fornece informações valiosas sobre os processos físicos que ocorrem no interior destes objetos. Pode nos fornecer informações como propriedades microscópicas, coeficientes de transporte, solidificação da crosta, mecanismos internos de reaquecimento em pulsares, além de uma melhor compreensão do diagrama de fase da matéria bariônica, especialmente nos regimes de altas densidades e baixas temperaturas (regime que atualmente se encontra fora do alcance de experimentos terrestres).

3.1 Equações de Evolução Térmica

Segundo os estudos de resfriamento, as estrelas de nêutrons nascem com temperaturas da ordem de $10^{11} K$, mas gradualmente se resfriam através de dois canais principais: um é a

emissão de neutrinos e o outro é a condução de calor através da emissão de fótons. Podemos resumir a evolução térmica das estrelas de nêutrons por duas equações relativísticas, a equação de transporte de energia e a equação de balanço de energia, dadas por:

$$\frac{Le^{\nu/2}}{4\pi r^2 \kappa} = -\sqrt{1 - 2m/r} \frac{\partial(Te^{\nu/2})}{\partial r}, \quad (3.1)$$

e a equação de balanço de energia é dada por:

$$\frac{\partial(Le^{\nu})}{\partial r} = -\frac{4\pi r^2}{\sqrt{1 - 2m/r}} \left[\epsilon_{\nu} e^{\nu/2} + c_{\nu} \frac{\partial(Te^{\nu/2})}{\partial t} \right]. \quad (3.2)$$

onde r , $m(r)$ e $\nu(r)$ representam a distância radial, a massa e o potencial gravitacional relativístico. As variáveis térmicas são representadas pela temperatura interior $T(r, t)$, a luminosidade $L(r, t)$, emissividade dos neutrinos $\epsilon_{\nu}(r, T)$, condutividade térmica $\kappa(r, T)$ e o calor específico por unidade de volume $c_{\nu}(r, T)$. As condições de contorno são determinadas pela luminosidade no centro e na superfície. A luminosidade no centro da estrela é igual zero, devido ao fato do fluxo de calor também ser zero nesse ponto. Na superfície a luminosidade é definida por uma relação entre a temperatura no manto, T_b e a temperatura fora da estrela $T(r = R) = T_s$. As curvas de resfriamento são calculadas integrando as equações de balanço de energia e transporte.

3.2 Curvas de Resfriamento

O objetivo da teoria de resfriamento é calcular a evolução da temperatura com o tempo e dessa forma comparar com as observações. Pois assim, seria possível testar diferentes modelos teóricos de estrelas de nêutrons. Os resultados dos cálculos da evolução térmica são apresentados através das curvas de resfriamento, que mostram a temperatura superficial em função da idade da estrela.

Temos que a luminosidade de fótons da superfície é dada pela relação:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_s^4 \quad (3.3)$$

onde σ é a constante de Stefan Boltzman, T_s e L são a temperatura efetiva na superfície e a luminosidade medida no referencial de repouso. A luminosidade considerando o redshift gravitacional e a temperatura observada no infinito são:

$$L^{\infty} = Le^{\nu(R)} \quad (3.4)$$

$$T_s^\infty = T_s e^{\nu(R)/2} \quad (3.5)$$

onde $e^{\nu(R)} = g_{00}(R) = 1 - r_g/R$, com $g_{00}(R)$ o componente 0 – 0 da métrica e o raio de Schwarzschild $r_g = 2M$, sendo M e R , a massa e o raio da estrela.

Na tabela 1 e na figura 3 retirada de Yakovlev, 2014 [14], podemos ver dados referentes a temperatura e idade de algumas estrelas de nêutrons isoladas, assim como uma curva de resfriamento teórica comparada com alguns dados observacionais.

Tabela 1 – Dados observacionais.

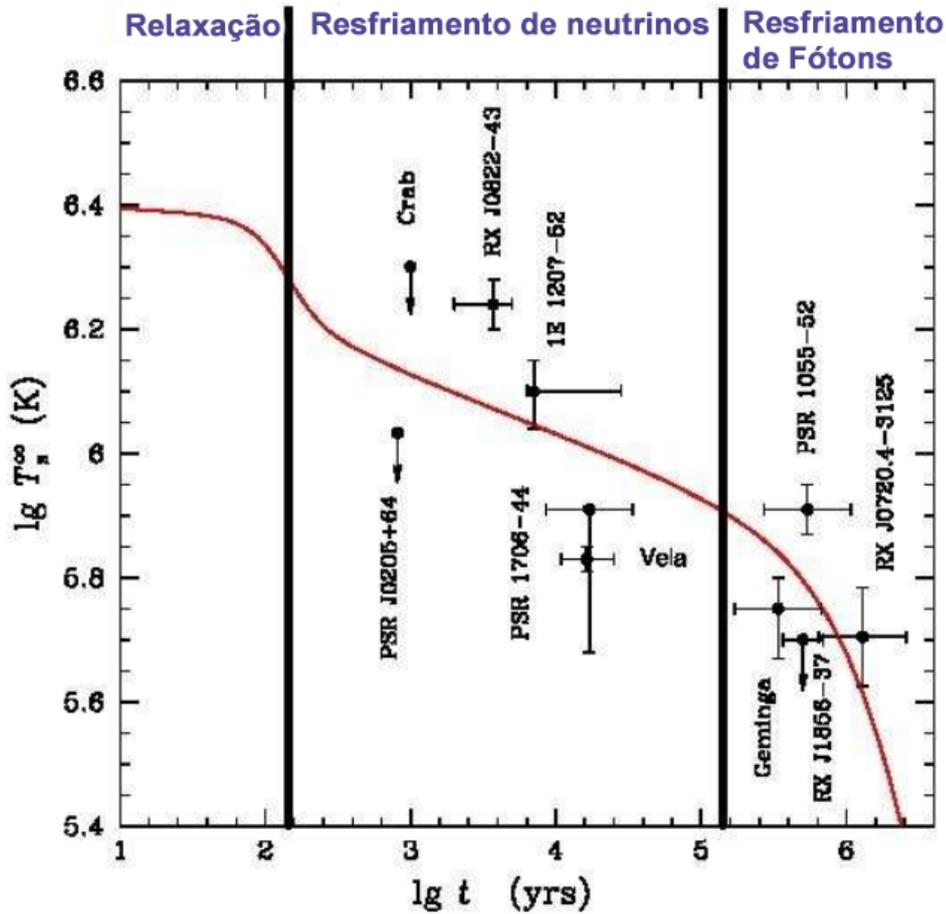
Nome	Idade(<i>yr</i>)	Temperatura ($10^6 K$)	referências
Cas A	~ 300	< 1.5	Murray et al. (1979)
Kepler	375	< 2.1	Helfand et al.(1980)
Tycho	407	< 1.8	Helfand et al.(1980)
Crab	925	< 2.0	Harnden et al.(1979a)
SN 1006	973	< 0.8	Pye et al.(1981)
RCW 86	1794	< 1.5	Helfand et al.(1980)
W28	3400	< 1.8	Helfand (1981)
G350.0 - 18	$\sim 10^4$	< 2.0	Helfand (1981)
G22.7-0.2	$\sim 10^4$	< 2.2	Helfand (1981)
Vela	$\sim 10^4$	< 1.5	Harnden et al. (1979b)
RCW 103	$\sim 10^3$	< 2.2	Tuohy and Garmire(1980)

Fonte: SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A [13]

Podemos dividir as curvas de resfriamento em três principais fases, são elas:

1. A fase de relaxamento térmico ($t \lesssim 10 - 100 \text{ yr}$): o calor flui para dentro da crosta e para o núcleo em uma escala de tempo de condução, à medida que uma onda de resfriamento se propaga do núcleo para a crosta. Durante esse estágio, a crosta é mais quente que o núcleo e permanece desacoplada termicamente. No final desta fase, o cenário é uma estrela de nêutrons com um núcleo isotérmico, em $r < R_b$, e um envelope radiativo, em $R_b \leq r \leq R$, onde R_b é o raio limite do núcleo isotérmico com o envelope e corresponde a uma densidade $\rho_b \approx 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$.
2. A fase de resfriamento de neutrinos ($t \lesssim 10^5$ anos): nesta fase, a emissão de neutrinos do interior estelar é a principal responsável pela produção do resfriamento, enquanto a temperatura da superfície se ajusta à temperatura interna, ou seja, $L_\nu \gg L_\gamma$ onde $L_\gamma = L_d$ é a luminosidade do fóton.

Figura 3 – Representação teórica da curva de resfriamento de uma estrela de nêutron não superfluida com $M = 1,3 M_{\odot}$ e respectivas fases de resfriamento.



Fonte: GNEDIN, O. Y; YAKOVLEV, D.G; POTEKHIN, A. Y [14].

3. A fase de resfriamento do fóton ($t \gtrsim 10^5$ anos): durante a fase de resfriamento do fóton a estrela de nêutrons esfria principalmente pela emissão de fótons da superfície, ou seja, $L_{\nu} \ll L_{\gamma}$.

3.3 Propriedades Físicas que Determinam o Resfriamento

Como dito anteriormente, o resfriamento das estrelas de nêutrons é determinado por propriedades físicas dessas estrelas, principalmente a emissividade de neutrinos, a capacidade térmica e condutividade térmica. Todos esses ingredientes dependem da composição microscópica dessas estrelas, ou seja, cada um desses ingredientes será definido levando em conta a composição considerada na modelagem destes objetos.

Definiremos primeiro a capacidade térmica e condutividade e dedicaremos o capítulo

seguinte aos diferentes processos de emissão de neutrinos.

De maneira a simplificar nossos estudos, estamos considerando aqui o núcleo formado por nêutrons, prótons e elétrons e a crosta.

3.4 Capacidade Térmica

De maneira a simplificar nossos estudos, estamos considerando aqui o núcleo formado por nêutrons, prótons e elétrons e a crosta composta por elétrons, núcleos atômicos e nêutrons livres.

Portanto, a capacidade térmica por unidade de volume será dada por:

$$c_{v,j} = \frac{k_B^2}{3\hbar^3} T_{\mu_j} K_{Fj} \quad (3.6)$$

onde j representa a espécie de partícula (elétrons, prótons ou nêutrons) e o K_{Fj} é o momento de Fermi.

A capacidade térmica no núcleo será dada pela soma das contribuições de cada componente:

$$c_v^{núcleo} = c_{v,e} + c_{v,p} + c_{v,n} \quad (3.7)$$

onde $c_{v,e}$ é o calor específico para os elétrons, $c_{v,p}$ para os prótons e $c_{v,n}$ para os nêutrons. O calor específico para os elétrons é

$$c_{v,e} = \frac{k_B^2}{3\hbar^3} T \sqrt{K_{Fe}^2 + m_e^2} K_{Fe} \quad (3.8)$$

e o de prótons e nêutrons pode ser escrito como

$$c_{v,i} = \frac{k_B^2}{3\hbar^3} T \sqrt{K_{Fi}^2 + m_i^{*2}} K_{Fi}, \quad i = p, n \quad (3.9)$$

e na crosta:

$$c_v^{crosta} = c_{v,e} + c_{v,n} + c_{v,ion} \quad (3.10)$$

como $c_{v,e}$ e $c_{v,n}$ têm a mesma expressão que o calor específico dos elétrons e nêutrons no núcleo, dado pelas Eqs.2.5 e 2.6 respectivamente, e $c_{v,i}$ é a contribuição específica de calor do plasmônio que adotamos de [15].

3.5 Condutividade Térmica

Para a condutividade térmica no núcleo da estrela adotamos os resultados de Flowers e Itoh (1981) [16]. Para $T < T_F^p$ onde T_F^p é a temperatura de Fermi do próton, a temperatura condutividade é bem ajustada por

$$\kappa^{núcleo} = 10^{23} \rho_{14} T_8^{-1} \text{ erg cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (3.11)$$

onde $\rho_{14} = \rho/10^{14}$ e $T_8 = T/10^8$.

Quando a temperatura interior da estrela de nêutrons, T é menor que a temperatura crítica para o início da superfluidez, T_c o número de nêutrons termicamente excitados é exponencialmente suprimido e podemos negligenciar as contribuições para a condutividade térmica dos nêutrons na crosta interna. A dependência da temperatura crítica com a densidade foi calculada por Page e Reddy (2012) e descobriu que a temperatura crítica da crosta é de cerca de 10^9 K. Como as estrelas de nêutrons nascem com temperaturas em torno de 10^{11} K, mas rapidamente esfriam para temperaturas inferiores a 10^9 K, a relação $T \ll T_c$ é sempre satisfeita. Portanto, a condutividade na crosta é dada apenas pela dispersão de íons elétrons.

A fórmula geral para a condutividade térmica é descrita como

$$\kappa^{crosta} = \frac{c_v v \lambda}{3} \quad (3.12)$$

onde c_v é o calor específico, v é a velocidade da partícula e λ é o transporte de caminho livre.

Usando a Eq. (3.4) e $l = v/\nu_e$, onde ν_e é a frequência de relaxamento efetiva que depende das propriedades dos íons em cada densidade [17], a condutividade térmica na crosta pode ser escrita como

$$\kappa^{crosta} = \frac{\pi^2 k_B^2 T n_e}{3 \sqrt{(m_e^2 + K_e^2)} \nu_e} \quad (3.13)$$

Como a frequência ν_e depende de vários mecanismos de dispersão de elétrons, como dispersões de elétrons-íons, elétrons-elétrons e elétrons-impuros, nenhuma forma analítica simples pode ser encontrada.

Observamos que para as curvas de resfriamento dependem do interior estelar, capacidade térmica e condutividade térmica. Aqui apresentamos os reguladores da teoria de resfriamento necessários e com isso abordaremos no próximo capítulo os modelos de processos onde tem-se a emissão de neutrinos para o resfriamento estelar.

Capítulo 4

Processo de Emissão de Neutrinos

A emissão dos neutrinos do interior da estrela de nêutrons é o mecanismo dominante no resfriamento destas estrelas. Existem muitos processos de produção de neutrinos, neste capítulo iremos descrever brevemente alguns deles.

É importante destacar que para temperaturas internas abaixo de $\sim 10^9 K$, quaisquer neutrinos emitidos durante o processo de resfriamento escapa da estrela sem interagir com a matéria, isso ocorre devido ao fato de que os neutrinos possuem um livre caminho médio muito maior que o raio da estrela. Como a crosta e o núcleo da estrela possuem composições diferentes, organizamos os processos de neutrinos separadamente de acordo com as composições consideradas e os descreveremos abaixo.

4.0.1 Processo Urca (História e SN 1987A)

Nesta seção falaremos brevemente da história de como surgiu o processo Urca Direto, que é um dos métodos de resfriamento por emissão de neutrinos de nosso interesse.

Na década de 1940, George Gamow e o físico brasileiro Mário Schenberg estavam na cidade do Rio de Janeiro - RJ ao qual ambos estudavam sobre explosões de supernovas. Em um certo dia Gamow estava interessado em jogar roleta no Cassino da Urca no Rio de Janeiro, o nome do cassino era devido ao nome do morro da Urca e próximo do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF). E durante um jogo de roletas segundo o relato Gamow argumenta: - Bem, a energia está sendo perdida no centro das supernovas com quase a mesma rapidez com que o dinheiro é perdido nestas mesas [18]!

Portanto, depois de discutir aspectos relacionados a perda de energia daí surge o nome do Processo Urca e seus respectivos processos de emissão de neutrinos, que discutiremos no capítulo 4 desta monografia.

A confirmação do processo Urca aconteceu em 1987, quando o astrônomo Ian Shelton observou no Chile onde a SN 1987A ocorreu na Nebulosa da Tarântula, na Grande Nuvem de Magalhães à 165 mil anos-luz da Terra. Essa observação foi acompanhada por um aumento na detecção de neutrinos em quatro observatórios, tornando-se a primeira vez que, reconhecidamente, neutrinos emitidos por supernovas tinham sido detectados [19].

4.1 No Núcleo

No núcleo da estrela de nêutrons estamos considerando apenas os processos Urca Direto, Urca Modificado e o Bremsstrahlung. Portanto, a emissividade de neutrinos será dada pela soma das contribuições de cada processo:

$$\epsilon_{\nu}^{nucleo} = \epsilon_{\nu,DU} + \epsilon_{\nu,MU} + \epsilon_{\nu,BR} \quad (4.1)$$

onde $\epsilon_{\nu,DU}$, $\epsilon_{\nu,MU}$ e $\epsilon_{\nu,BR}$ são as emissividades devido dos processos Urca Direto (DU), Urca Modificado (MU) e Bremsstrahlung (BR) respectivamente.

4.1.1 Processo Urca Direto

O Processo Urca Direto representa a forma mais simples de emissão de neutrinos [20], e pode ser sintetizado como:

$$B_1 \rightarrow B_2 + l + \bar{\nu}_l; \quad (4.2)$$

$$B_2 + l \rightarrow B_1 + \nu_l, \quad (4.3)$$

onde B_1 e B_2 representam bárions, l um lépton, o elétron ou o múon, e ν_l o neutrino associado ao lépton l . Os bárions podem ser núcleons, híperons, como por exemplo Λ , Σ , Ξ , ou ainda membros da família do isóbar Δ . No caso do próton e do nêutron os processos Urca correspondentes são dados por [20]:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e; \quad (4.4)$$

$$p + e^{-} \rightarrow n + \bar{\nu}_e. \quad (4.5)$$

que trazem núcleons em beta-equilíbrio, onde os potenciais químicos satisfazem a igualdade $\mu_n = \mu_p + \mu_e$.

As emissividades para este processo são dadas por

$$\epsilon_{\nu,DU} = 4.0 \times 10^{27} \left(\frac{Y_e n_B}{n_0} \right) \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^2} T_9^6 \Theta \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.6)$$

onde $Y_e = n_e/n_b$ é a fração de elétrons, n_b é a densidade numérica dos bárions, e $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ é a densidade de equilíbrio da matéria nuclear, T_9 é a temperatura em unidades de $10^9 K$, m_n^* e m_p^* são a massa efetiva de nêutrons e prótons, respectivamente. Θ é o fator limiar, que pode ser 1 ou 0 dependendo se a reação ocorre ou não.

Este processo é o mais eficaz na emissão de neutrinos, isto se deve pelo fato de que só é possível se a fração de prótons exceder o limiar crítico. Caso contrário, a energia e o momento não podem ser conservados simultaneamente para estas reações. Então, o Processo Urca Direto só pode ocorrer se a seguinte desigualdade triangular for satisfeita

$$K_{Fn} < K_{Fp} + K_{Fe} \quad (4.7)$$

onde K_n^F , K_p^F e K_e^F são o momento de Fermi do nêutron, próton e elétron respectivamente.

4.1.2 Processo Urca Modificado

O fator que caracteriza este processo e se a fração de prótons estiver abaixo do limiar dado pela desigualdade (3.7), o processo Urca Direto não é possível. Nesse caso, é necessária uma partícula espectadora para permitir a conservação do momento. Este processo foi proposto por Chiu e Salpeter (1964) os chamados processos Urca modificado são descritos pelas reações [9, 21]:

$$n + n \longrightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}$$

$$p + n \longrightarrow p + p + e^- + \bar{\nu}$$

A emissividade dada é

$$\epsilon_{\nu, MU, n} = 8.55 \times 10^{21} \left(\frac{m_n^*}{m_n} \right)^3 \left(\frac{m_p^*}{m_p} \right) \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \alpha_n \beta_n \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.8)$$

$$\epsilon_{\nu, MU, p} = 8.53 \times 10^{21} \left(\frac{m_p^*}{m_p} \right)^3 \left(\frac{m_n^*}{m_n} \right) \left(\frac{n_e}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \alpha_p \beta_p \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.9)$$

onde

$$F_p = \frac{\left(n_e^{1/3} + 3n_p^{1/3} - n_n^{1/3} \right)^2}{8n_e^{1/3} n_p^{1/3}} \quad (4.10)$$

e $\alpha_n = \alpha_p = 1.76 - 0.63 \left(\frac{n_n}{n_0} \right)^{-2/3}$ e $\beta_n = \beta_p = 0.68$.

4.1.3 Processo Bremsstrahlung Nucleon-Nucleon

As reações de nucleon a nucleon de Bremsstrahlung são [9, 21]

$$n + n \longrightarrow n + n + \nu + \bar{\nu}$$

$$n + p \longrightarrow n + p + \nu + \bar{\nu}$$

$$p + p \longrightarrow p + p + \nu + \bar{\nu}$$

As emissividades são dadas por

$$\epsilon_{\nu, BR, nn} = 7.33 \times 10^{19} \left(\frac{m_n^*}{m_n} \right)^4 \left(\frac{n_n}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.11)$$

$$\epsilon_{\nu, BR, pp} = 1.70 \times 10^{19} \left(\frac{m_p^*}{m_p} \right)^4 \left(\frac{n_p}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.12)$$

$$\epsilon_{\nu, BR, np} = 7.33 \times 10^{19} \left(\frac{m_n^* m_p^*}{m_n m_p} \right)^4 \left(\frac{n_p}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (4.13)$$

Resumindo, os processos que temos no núcleo são: Urca Modificado e Bremsstrahlung nucleon-nucleon e Urca Direto, onde a desigualdade do triangular (4.7) é satisfeita.

4.2 Na Crosta

Estamos considerando na crosta interna nêutrons, elétrons e íons, e na crosta externa elétrons e íons. Como a densidade numérica de nêutrons na crosta interna é menor que a densidade de elétrons na maior parte da crosta interna e muito mais massiva que os elétrons, a contribuição dos nêutrons para as propriedades de emissão da crosta interna é geralmente negligenciada. Portanto, as emissividades totais de neutrinos na crosta são dadas por

$$\epsilon_{\nu}^{crosta} = \epsilon_{\nu, BR} + \epsilon_{\nu, par} + \epsilon_{\nu, pl} \quad (4.14)$$

onde estamos considerando as emissividades do processo Bremsstrahlung de elétrons $\epsilon_{\nu, BR}$, o $e^- e^+$ aniquilação $\epsilon_{\nu, par}$, e devido ao decaimento plasmônico $\epsilon_{\nu, pl}$, que descreveremos a abaixo.

4.2.1 Processo Bremsstrahlung do Elétron

O processo Bremsstrahlung do elétron é um dos principais processos de perda de energia na crosta estelar de nêutrons. Aqui, os neutrinos são emitidos devido às interações eletromagnéti-

cas dos elétrons com os núcleos atômicos. O mecanismo foi proposto por Pontecorvo (1959) e por Gandel'man e Pinaev (1959), e pode ser escrito como

$$e + (Z, A) \longrightarrow e + (Z, A) + \nu + \bar{\nu} \quad (4.15)$$

A emissividade de neutrinos devido ao processo Bremsstrahlung do elétron, segundo Kaminker et al. [22] é dado por

$$\epsilon_{\nu, BR} = 10^x \text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \quad (4.16)$$

onde $x = 11.204 + 7.304\tau + 0.2976r - 0.37\tau^2 + 0.188\tau r - 0.103r^2 + 0.0547\tau^2 r - 6.77\log(1 + 0.228\rho/\rho_0)$ e $\tau \equiv \log T_8$, $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14} \text{g cm}^{-3}$, $r = \ln \rho_{12}$ com $\rho_{12} = \rho/10^{12}$ e ρ é a densidade de massa restante.

4.2.2 Aniquilação $e^- e^+$

Os elétrons e pósitrons aniquilados produzem pares de neutrinos num processo que pode ser escrito como:

$$e^- + e^+ \longrightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (4.17)$$

Este processo é mais eficiente em plasmas de alta temperatura e baixas densidades. Foi proposto por Chiu e Morrison (1960) e de forma independente por M. Levine (1964). A emissividade de neutrinos da aniquilação $e^- e^+$ tem uma expressão complicada [21], mas para nosso propósito, é suficiente adotar

$$\epsilon_{\nu, par} \approx Q_c \equiv \frac{G_F^2}{\hbar} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^9 \approx 1.023 \times 10^{23} \text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \quad (4.18)$$

onde Q_c é a emissividade de neutrinos de Compton e G_F é a interação fraca da constante de Fermi.

4.2.3 Decaimento Plasmônico

Um elétron livre não pode emitir um par de neutrinos, é proibido pela conservação do momento de energia. No entanto, esse processo é permitido se o elétron interage com o meio circundante. A deterioração do plasma é um exemplo desse processo [9]. Após um tratamento dos modos coletivos apropriados em termos dos plasmons, podemos escrever o processo como

$$\Gamma \longrightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (4.19)$$

onde Γ é o plasmon. Este mecanismo é eficiente em altas temperaturas, mas não em altas densidades. Foi primeiramente considerado em detalhes por Inman e Ruderman (1964) e a emissividade de neutrinos é dada por

$$\epsilon_{\nu,par} = 0.9248 \frac{Q_c}{96\pi^4\alpha} \left(\frac{T}{T_r}\right)^9 (16.23f_p^6 + 4.604f_p^{7.5})e^{-f_p} \quad (4.20)$$

onde a temperatura relativística do elétron $T_r = \frac{m_e c^2}{k_B} \approx 5.93 \times 10^9 K$ e o parâmetro de plasma de elétrons f_p é dado por

$$f_p = \frac{\hbar w_{pe}}{K_b T} = \frac{\hbar \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{\mu_e}}}{K_b T} \quad (4.21)$$

sendo μ_e o potencial químico de elétrons e $w_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{\mu_e}}$ é a frequência do plasma de elétrons.

Destacamos principais reações de neutrinos nas crostas das estrelas de nêutrons listadas na tabela 2.

Tabela 2 – Principais processos de neutrinos na crosta.

No.	Processo	Reações
1	$e^- e^+$ par aniquilação	$ee^+ \rightarrow \nu\bar{\nu}$
2	decaimento plasmônico	$\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}$
3	síncrotron eletrônico	$e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$
4	emissão fótoneutrinos	$e + \gamma \rightarrow e\nu\bar{\nu}$
5	núcleo de elétrons bremsstrahlung	$e(A, Z) \rightarrow e(A, Z)\nu\bar{\nu}$
6	processos beta (incluindo Urca)	$(A, Z - 1) \rightarrow (A, Z)e\bar{\nu}_e$
7	Cooper emparelhamento de nêutrons	$nn \rightarrow \nu\bar{\nu}$
8	nêutron-nêutron bremsstrahlung	$nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$
9	núcleo de nêutrons bremsstrahlung	$n(A, Z) \rightarrow n(A, Z)\nu\bar{\nu}$

Fonte: SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. [13]

Onde na tabela 2, vemos que a emissividade de neutrinos apropriadas podem ser calculadas em função de dois parâmetros: a temperatura e a densidade do número de elétrons.

Capítulo 5

Resultados

Aproximação Isotérmica

Muitos dos dados observacionais disponíveis de temperatura superficial de estrelas de nêutrons isoladas correspondem a $T \sim 10^4$ a 10^6 anos. Nesta idade, a estrela de nêutrons já passou pela fase de relaxação térmica. O gradiente de temperatura entre o núcleo e a crosta e a estrutura térmica da estrela pode ser descrita por um núcleo Isotérmico e um fino envelope por onde os fótons escapam. O núcleo isotérmico se estende do centro até a densidade de $\rho \approx 10^{10} g cm^{-3}$. E o envelope se encontra nas camadas de densidade mais baixa onde existe ainda gradiente de temperatura.

O período de relaxação térmica no qual o núcleo isotérmico com temperatura T_b é alcançado é da ordem de $\Delta t \leq 100yr$. Dessa forma, vamos calcular a evolução térmica das estrelas considerando, como uma primeira aproximação que a estrela já alcançou a fase isotérmica, e não consideraremos a fase de relaxação térmica. Considerando o núcleo isotérmico, as equações de balanço de energia e transporte:

$$\epsilon_\nu e^\nu + c_\nu \frac{\partial(Te^{\nu/2})}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial(e^{\nu/2}T)}{\partial r} = 0. \quad (5.1)$$

Considerando os processos de emissão de neutrinos e o calor específico, calculamos as curvas de resfriamento numericamente com as condições iniciais de temperatura T_b

$$T_b = 1.288 \times 10^8 (T_{s6}^4 / g_{s14})^{0.455} K, \quad (5.2)$$

onde g_{s14} é a gravidade superficial $g_s = \frac{GM}{R^2} \sqrt{1 - r_g/R}$ em unidade de $10^{14} cm^2$ e $T_{s6} = T_s / (10^6 K)$.

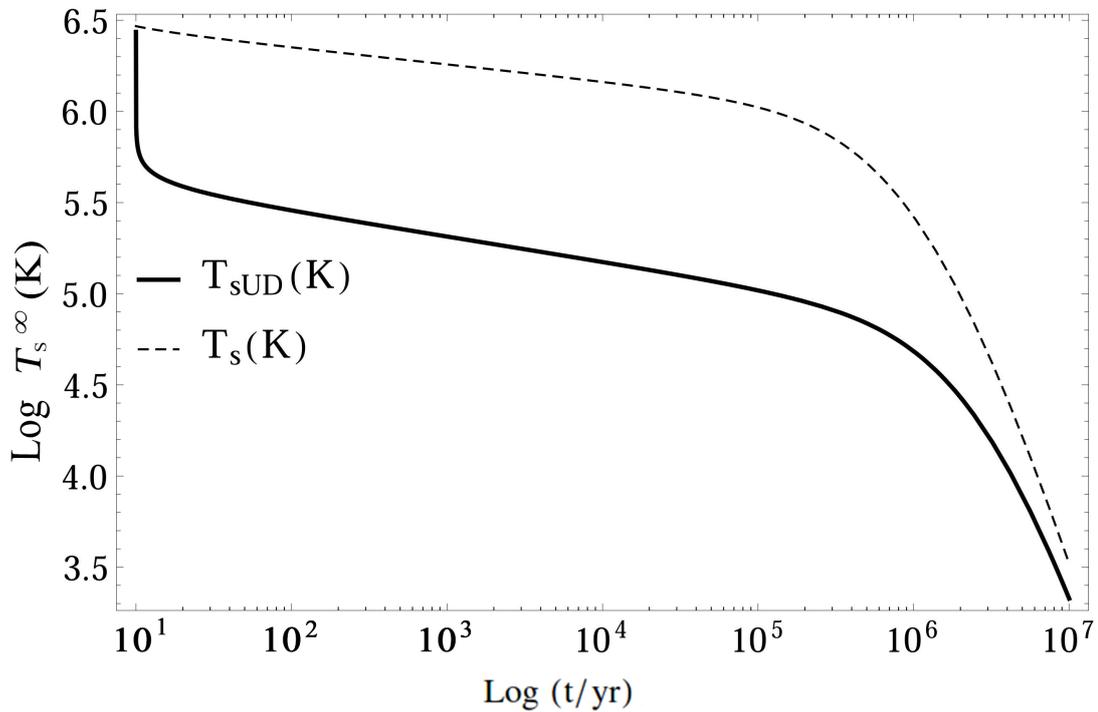
Esta relação vem do fato de simplificarmos o problema dividindo a estrela de nêutrons

em duas regiões: o interior ($r < R_b$) o qual chamamos de núcleo isotérmico e a parte mais externa que seria o envelope ($R_b \leq r < R$).

Nos resultados mostramos a temperatura superficial observada no infinito, $T_s^\infty = e^{\nu(R)/2} T_s$ onde $e^{\nu(R)/2} = \sqrt{1 - 2M/R}$.

Na figura. 4, mostramos T_s^∞ em função do tempo t para uma estrela de nêutrons globalmente neutra com e sem considerar o Urca Direto no núcleo.

Figura 4 – A temperatura superficial no infinito (T_s^∞) em função do tempo t dado em anos (yr) com (curva sólida) e sem (curva tracejada) considerar o Urca Direto (DU).

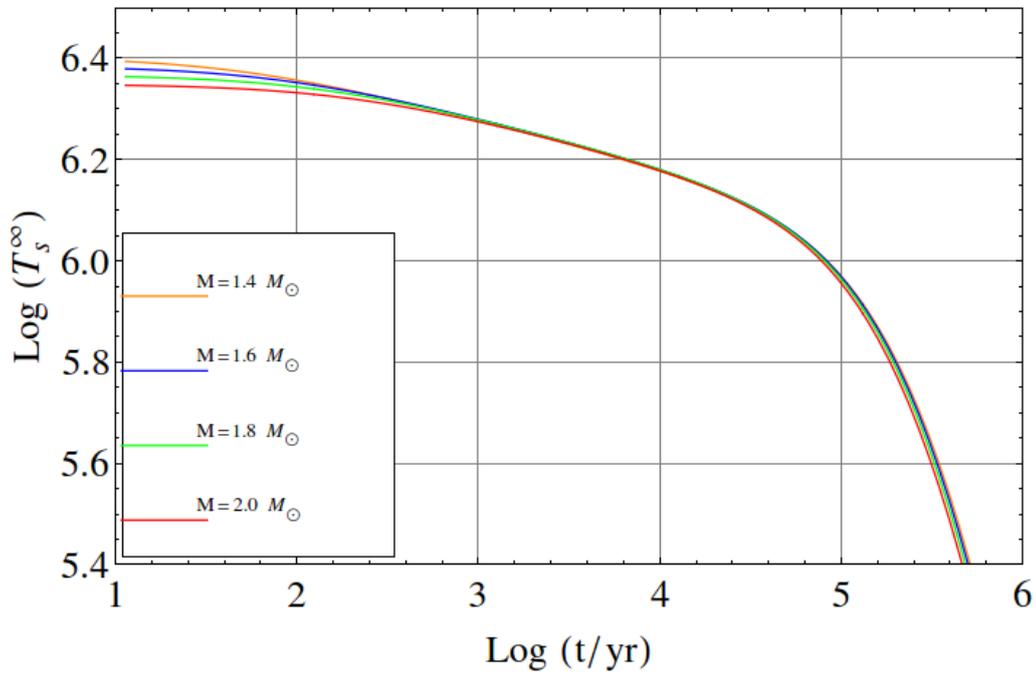


Fonte: Autor.

Podemos ver que as reações do Urca Direto fazem a estrela se resfriar mais rápido com respeito ao caso sem o processo Urca Direto. A razão é que este processo de emissão de neutrinos tem $\epsilon_\nu \propto T^6$ enquanto os outros processos $\epsilon_\nu \propto T^8$, o que resulta em $T \propto t^{-1/4}$ e $T \propto t^{-1/6}$ respectivamente.

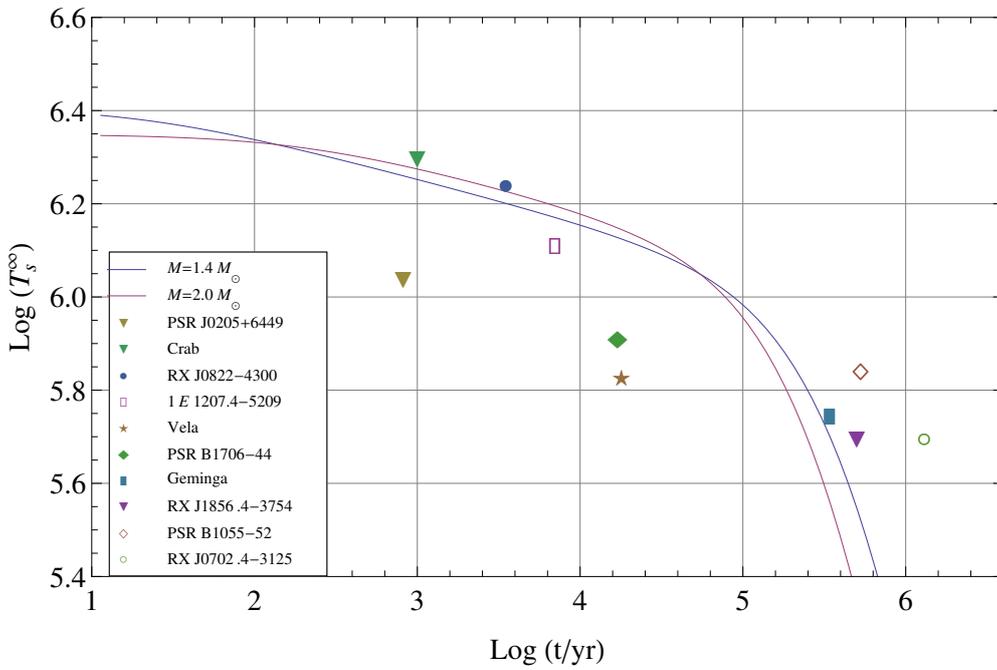
Na figura. 5, mostramos o cálculo das curvas de resfriamento para diferentes massas ($1.4 M_\odot$, $1.6 M_\odot$, $1.8 M_\odot$ e $2.0 M_\odot$), considerando o mesmo valor para temperatura central da estrela $T = 3 \times 10^9 K$. E na figura. 6, mostramos as curvas de resfriamento para estrelas de nêutrons com massas $1.4 M_\odot$ e $2.0 M_\odot$, tendo massa central de $T = 3 \times 10^9 K$ e comparamos com dados observacionais de estrelas de nêutrons isoladas retirados da referência [23].

Figura 5 – A temperatura superficial no infinito (T_s^∞) em função do tempo t descrito em anos (yr) para diferentes valores de massa.



Fonte: Autor.

Figura 6 – A temperatura superficial no infinito (T_s^∞) em função do tempo t descrito em anos (yr) para uma estrela com massas $1.4 M_\odot$ e $2.0 M_\odot$.



Fonte: Autor.

Capítulo 6

Conclusões

Este trabalho possibilitou a aquisição de conhecimentos fundamentais sobre as estrelas de nêutrons através da pesquisa bibliográfica realizada. O estudo foi voltado desde os conceitos mais fundamentais como origem, estrutura e composição tendo por fim à teoria da evolução térmica, ao qual aborda os seus principais reguladores e processos de emissão de neutrinos. Com enfoque nos estudos envolvendo o resfriamento que permite sondar todas as propriedades macroscópicas e microscópicas destas estrelas.

Foram apresentados os principais reguladores da evolução térmica das estrelas de nêutrons e como eles são descritos de acordo com a composição da estrela. No estudo referiu-se que as curvas de resfriamento dependem do modelo do interior estelar adotado, dos processos de emissão de neutrinos, da capacidade de calor e condutividade térmica. Foi realizado um breve resumo sobre alguns dos principais processos de emissão de neutrinos considerados no núcleo e na crosta.

Nos resultados obtidos através das simulações de resfriamento. Foram calculados as curvas de resfriamento considerando a aproximação isotérmica, e destacamos os efeitos do processo Urca Direto e da massa. Com isso, exibimos que o processo Urca direto faz com que a estrela se esfrie muito mais rapidamente do que quando este efeito não se encontra presente no interior estelar. Além disso, apontamos como as variações de massa influenciam na evolução térmica. Por último, comparamos os resultados com os dados referentes a temperatura e idade de algumas estrelas de nêutrons isoladas.

Espera-se que com este estudo aqui apresentado possa motivar mais pesquisas como esta voltadas para a astrofísica nos cursos de licenciatura em física, bom como, contribuir para a compreensão das estrelas de nêutrons pelos alunos de graduação, criando um material de simples acesso e entendimento.

Referências

- [1] SILVEIRA, P. **Estrelas de nêutrons como fontes de ondas gravitacionais e a detecção do modo fundamental**. INPE, p. 17, 2012.
- [2] FONG, C. T. et al. **Formação de ressonâncias delta em estrelas de nêutrons**. Universidade Federal de Roraima, 2018.
- [3] TAURINES, A. R. **Estrelas de nêutrons em teorias relativísticas de campos médios**. Dissertação de Mestrado, 2009.
- [4] SOUZA, T. J. S. G. d. et al. **Estrelas Estranhas**. Universidade Federal Fluminense, 2014.
- [5] BEZERRA, G. **Estrutura e braking-index de estrelas de nêutrons**. Universidade Federal Fluminense, p. 10, 2016.
- [6] WEBER, F.; NEGREIROS, R.; ROSENFELD, P. **Neutron star interiors and the equation of state of superdense matter**. arXiv preprint arXiv:0705.2708, 2007.
- [7] NAEYE, R. **Spinning Pulsar Smashes Record**. Sky & Telescope. Disponível em: <http://https://www.skyandtelescope.com/astronomy-news/spinning-pulsar-smashes-record/?c=y>. Acesso em: 8 de dezembro 2019.
- [8] RAZEIRA, M. **Naturalidade, quebra de simetria de isospin e a estrutura interna das estrelas de nêutrons**. 2008.
- [9] YAKOVLEV, D. et al. **Neutrino emission from neutron stars**. Physics Reports. Elsevier,, v.354, n. 1-2, p. 1–155, 2001.
- [10] PETHICK, C.; RAVENHALL, D.; LORENZ, C. **The inner boundary of a neutron-star crust**. Nuclear Physics. Elsevier, v. 584, n. 4, p. 675–703, 1995.
- [11] MACIEL, W. J. **Introdução à Estrutura e Evolução Estelar** Vol. 24. [S.l.]: Edusp, 1999.

- [12] SOUZA, G. H. d. et al. **Oscilações da crosta em estrelas de nêutrons magnetizadas e a validade das relações universais para o modo fundamental das ondas gravitacionais.** [sn], 2017.
- [13] SHAPIRO, S. L.; TEUKOLSKY, S. A. **Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects.** John Wiley & Sons, 2008.
- [14] GNEDIN, O. Y.; YAKOVLEV, D. G.; POTEKHIN, A. Y. **Thermal relaxation in young neutron stars.** Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 324, n. 3, p. 725–736, 2001.
- [15] PAGE DANY E REDDY, S. **Thermal and transport properties of the neutron star inner crust.** arXiv preprint. arXiv:1201.5602, 2012.
- [16] FLOWERS, E.; ITOH, N. **Transport properties of dense matter. iii-analytic formulae for thermal conductivity.** The Astrophysical Journal, v. 250, p. 750–752, 1981.
- [17] ZIMAN, J. **"ordinary" transport properties and the shape of the fermi surface.** In: **The Fermi Surface.** [S.l.: s.n.], 1960. p. 296.
- [18] NOVELLO, M. **Gamow no Rio e o Descobrimento do Processo Urca.** Disponível em: <https://cosmosecontexto.org.br/gamow-no-rio-e-o-descobrimento-do-processo-urca/>. Acesso em: 8 de dezembro 2019.
- [19] LUCCA, G.F.L. **Schenberg e os Neutrinos do Processo Urca.** Com Ciência Revista eletrônica de Jornalismo Científico. Disponível em: <http://www.comciencia.br/schenberg-e-os-neutrinos-do-processo-urca/>. Acesso em: 8 de dezembro 2019.
- [20] MESQUITA, A. **Condensação de kaons em estrelas de nêutrons.** 2010.
- [21] CARVALHO, S.M. **Finite Temperature Effects in the White Dwarf Structure and Neutron Star Cooling in General Relativity.** Tese (Doutorado), 2013.
- [22] KAMINKER, A.; HAENSEL, P. **Neutrino emission due to electron bremsstrahlung in superfluid neutron-star cores.** arXiv preprint. astro-ph/9908249, 1999.
- [23] YAKOVLEV, D. G.; PETHICK, C. J. **Neutron Star Cooling.** Ann. Rev. A&A, . 42, p. 169–210, set. 2004.