

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE FÍSICA  
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

Thayse Adineia Pacheco

INFLUÊNCIA DA PERDA DE MASSA NOS CÁLCULOS DE  
EVOLUÇÃO ESTELAR

Porto Alegre  
2018

THAYSE ADINEIA PACHECO

INFLUÊNCIA DA PERDA DE MASSA NOS CÁLCULOS DE  
EVOLUÇÃO ESTELAR

**Trabalho de Conclusão de Curso sub-  
metido à Universidade Federal do Rio  
Grande do Sul como requisito necessá-  
rio para obtenção do grau de Bacharel  
em Física com ênfase em Astrofísica.**

Porto Alegre  
2018

Thayse Adineia Pacheco INFLUÊNCIA DA PERDA DE MASSA NOS CÁLCULOS DE EVOLUÇÃO ESTELAR/ Thayse Adineia Pacheco. – Porto Alegre, 2018-44 p. : il. (algumas color.)

Orientador: Alejandra Daniela Romero

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade Federal do Rio Grande do Sul , 2018.

1. Evolução estelar. 2. Perda de massa. 3. Modelos estelares. 4. LPCODE. 5. MESA. I. Alejandra Daniela Romero. II. Universidade Federal do Rio Grande do Sul . III. Instituto de Física. IV. INFLUÊNCIA DA PERDA DE MASSA NOS CÁLCULOS DE EVOLUÇÃO ESTELAR

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

THAYSE ADINEIA PACHECO

Este trabalho de conclusão de curso foi julgado adequado para a obtenção do título de Bacharel em Física com ênfase em Astrofísica, sendo aprovado em sua forma final pela banca examinadora:

---

Prof<sup>a</sup>. Dra. Alejandra Daniela Romero  
Universidade Federal do Rio Grande do Sul -  
UFRGS

---

Prof<sup>o</sup>. Dr. Kepler de Souza Oliveira Filho  
Universidade Federal do Rio Grande do Sul -  
UFRGS

---

Prof. Dr. Alan Alves Brito  
Universidade Federal do Rio Grande do Sul -  
UFRGS

Porto Alegre, 25 de janeiro de 2018.

*Aos meus pais: Adineia e Claudionor*



# Agradecimentos

Quero agradecer...

...meus pais, Adineia e Claudionor, por não medirem esforços diante das nossas dificuldades, acreditarem, apoiarem e incentivarem com amor o meu sonho em pesquisar as estrelas;

...Alejandra Romero, professora, orientadora e amiga, por ser tão paciente e dedicada em me ensinar a utilizar os temidos códigos de evolução estelar;

...Kepler de Oliveira por orientar, acreditar no meu potencial, conduzir as diretrizes e revisões nestes 4 anos de pesquisa;

...Wagner Santos por estar ao meu lado estudando, incentivando, amando e sendo companheiro nos momentos mais difíceis, principalmente ao final deste curso;

...Vera Pautasso por me acolher como filha em sua casa e estar presente em todas as crises de final de semestre junto com a sua irmã de coração Andréa Scavoni;

...Iara da Silveira pelo carinho, apoio e estímulo ao pensamento astronômico;

...Évelin Severo por me receber inúmeras vezes em sua casa aconselhando, ajudar na reflexão e descoberta sobre ser astrofísica e cientista;

...Danielle Santos, Laís Gedoz e Marina Dal Ponte, pelos estudos, pelas conversas e por serem as principais incentivadoras na etapa final do bacharelado e início do mestrado;

...Rita Grala pelas conversas sobre a vida, o Universo e tudo mais e pela inspiração;

...Felippe Percheron e Bernardo Becker que me acompanham desde a Física I, Eduardo Brock e Douglas Machado que conheci na Física IV, Denis Borges e Gisele Hipler que se aproximaram na Física Quântica, por todos os cafés e momentos de estudo;

...Gustavo Ourique e a Anna Bárbara Queiroz por me receberem no lab da Astro e ajudarem muito nas disciplinas de programação, além de ouvir minhas lamentações;

...amigos do grupo de IC: Larissa Amaral, Jamile Fritzen, Cristiane Oliveira, Ingrid Pelisoli, Gabriel Lauffer, Tainara Silva e Dean Valois por serem encorajadores da pesquisa.

...postdocs Fabíola Campos, Guilherme Ferrari e Rosana Gomes por sempre estarem dispostos a ajudar e estimular a busca pelo conhecimento;

...Natália Amarinho pela amizade, paciência, carinho e conselhos;

...colegas do lab: Arthur Puls, Mônica Tergolina, Guilherme Bruxel, Gabriel Garcia, Fernanda Roman, Pedro Henrique Cezar, Miguel Bernardi pela valiosa contribuição para minha formação;

...Cláudio Bevilacqua por me orientar no Observatório Central da UFRGS e proporcionar

grandes momentos de aprendizado ao manusear telescópios e atender a comunidade;

...Cristina Furlaneto por me indicar à IC, Rogério Riffel e Alan Brito por aconselharem e encorajarem a busca pelo mestrado e, principalmente, por serem grandes professores;

...família IAG da sala B304: Sérgio Trevisani Jr, Rafael de Campos, Johnny Queiroz, Gabriela Coutinho e John Galarza pelo acolhimento em São Paulo;

...Jorge Meléndez pela compreensão neste semestre em que dividi o tempo entre as atribuições do mestrado e do final do bacharelado;

...Instituto de Física da UFRGS, especialmente ao técnico Rogério Wolf e a coordenadora Sandra Prado por auxiliarem nas questões burocráticas;

...e CNPq que me proporcionou bolsa de estudos para o desenvolvimento dessa pesquisa.

# Resumo

A vida de uma estrela começa quando a nuvem de formação atinge as condições de temperatura e pressão para iniciar a fusão de hidrogênio (H) na sequência principal e se mantém em equilíbrio hidrostático. Quando o H se esgota no núcleo a fusão continua ao redor dele, o envelope se expande e a estrela se torna uma gigante vermelha, que, devido a contração do núcleo de hélio (He), aumenta a temperatura central e possibilita o início da fusão de He em carbono (C) se o núcleo de He tiver massa superior a 0,45 massas solares. Quando o He central se esgota a estrela evolui para o ramo assintótico das gigantes (AGB) com fusão de He na região ao redor do núcleo e fusão de H na região entre as camadas subsequentes de He e H. Uma parada temporária na queima de H indica o início dos pulsos térmicos, onde a estrela se expande e se contrai em forma cíclica sofrendo grande perda de massa, que depende da massa inicial e da fração de elementos químicos além do H e He, conhecida como metalicidade. Após perder as camadas mais externas a temperatura efetiva da estrela se torna maior, já que é possível observar camadas mais internas em decorrência dos ventos de nebulosa planetária e, por fim, seu núcleo se esfria como uma anã branca. O valor da massa final na curva de esfriamento depende em certo grau da perda de massa que a estrela sofre durante as etapas de gigantes, e em particular na etapa de pulsos térmicos. Neste trabalho exploramos o efeito de diferentes fórmulas de perda de massa na massa final e, para isso, foram utilizados os códigos evolutivos LPCODE e MESA. No LPCODE utilizei as fórmulas de Reimers e Vassiliadis & Wood e no MESA escolhi a equação de van Loon que programei no LPCODE para fins comparativos. A implementação da perda de massa nestes cálculos é baseada na determinação da relação massa inicial final em aglomerados, que dá informação sobre a perda de massa durante as etapas de gigantes, um dos ingredientes com maior incerteza nos cálculos de evolução estelar. Uma grade de sequências, como a que calculei, pode ser associada a um código de modelos de atmosferas estelares para auxiliar na construção de isócronas e estudar as propriedades das populações estelares.

**Palavras-chave:** Evolução estelar; Perda de massa; Modelos estelares; LPCODE; MESA.



# Abstract

Star formation begins when a molecular cloud reaches the specific conditions of temperature and pressure to start hydrogen (H) burning in the main sequence and remain in hydrostatic equilibrium. When H is exhausted in the central position the fusion continues around it, the envelope expand itself and the star becomes a red giant. The contraction of the helium (He) core increases the central temperature and allows the start of He burning into carbon (C) if the He core mass is over 0.45 solar masses. When He is exhausted in the center, the star evolves to the asymptotic giant branch (AGB) with He fusion in the region around the core and H fusion between the subsequent layers of He and H. A temporary pause on the H burning denotes the start of the thermal pulses in which the star expand and contracts in a cyclical way. The star is suffering great mass-loss and this phenomena depends mainly of the initial mass and the metallicity. After losing its outermost shells as a consequence of strong winds, it is possible to observe the innermost layers, and finally, the core enters the white dwarf cooling curve. The final mass value in the cooling curve depends of the mass-loss that the star suffers during the giant phase, particularly in the thermal pulses stage. In this work, we explored the effects of the different mass-loss formulas/prescriptions on the final mass, so we used the stellar evolution LPCODE and MESA codes. LPCODE uses Reimers' and Vassiliadis & Wood's formulas and in MESA I selected van Loon's equation that I also programmed in LPCODE for comparative purposes. The implementation of mass-loss in these calculations is based on initial-final mass relation from star clusters. This give us information about the mass loss during the giant branches which is one of the most uncertain ingredients in stellar evolution computation. A grid of sequences, such this work, may be associated with a code of atmosphere models to construct isochrones and to study properties of stellar populations.

**Keywords:** Stellar evolution; Mass-loss; Stellar models; LPCODE; MESA.



# Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagrama H-R adaptado de < <a href="https://hrdiagram.weebly.com/graphing-analysis-questions.html">https://hrdiagram.weebly.com/graphing-analysis-questions.html</a> >. . . . .	21
Figura 2 – Representação da estrela gigante vermelha Betelgeuse em escala de distância com o sistema solar com base em observações do telescópio VLTI/ESO retirada de < <a href="https://www.eso.org/public/images/eso0927d">https://www.eso.org/public/images/eso0927d</a> >. . . . .	23
Figura 3 – Evolução teórica de uma estrela de $1M_{\odot}$ e $Z=0,0001$ calculada com o LPCODE. . . . .	28
Figura 4 – Perfis químicos ao longo das distintas etapas de evolução apresentadas na figura 3. O eixo vertical representa a abundância química e o eixo horizontal a coordenada $\xi = \log\left(1 - \frac{m_r}{M_{\star}}\right)$ . . . . .	29
Figura 5 – Relação inicial final de massa para as metalicidades $Z = 0,0001$ e $Z = 0,004$ comparada aos modelos semiempíricos de Salaris e Kalirai que não diferenciam metalicidade. Retirado de (CAMPOS et al. 2016). . . . .	30
Figura 6 – Sequências de $1M_{\odot}$ e diferentes metalicidades com destaque para a sequência principal. A seta indica a direção de crescimento da metalicidade. . . . .	31
Figura 7 – Diagrama H-R de sequências de $1, 1M_{\odot}$ calculadas com o MESA (verde) e o LPCODE (roxo) para $Z=0,04$ . . . . .	36
Figura 8 – Relação massa inicial final obtidos com diferentes coeficientes de perda de massa no MESA e LPCODE para $Z=0,04$ . . . . .	37
Figura 9 – Relação massa inicial final obtidos com o LPCODE para $Z = 0,004$ (azul) e $Z = 0,0001$ (preto) após o primeiro (pontos vazios) e após todos os pulsos térmicos (pontos cheios). Retirado de (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015). . . . .	39



# Lista de tabelas

Tabela 1 – Relação entre as massas inicial ( $M_i$ ) e final de anã branca ( $M_{WD}$ ) (em $M_\odot$ ) e idades no ponto de saída da sequência principal (MS) (em bilhões de anos) para $Z=0,04$ , $Z=0,02$ , $Z=0,001$ e $Z=0,0001$ . . . . .	30
Tabela 2 – Relação entre as massas inicial ( $M_i$ ) e final de anã branca ( $M_{WD}$ ) (em $M_\odot$ ) para diferentes coeficientes de perda de massa $\eta$ e sem difusão na sequência principal. . . . .	35



# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>19</b>
<b>1.1</b>	<b>EVOLUÇÃO ESTELAR</b>	<b>19</b>
<b>1.2</b>	<b>PULSOS TÉRMICOS E PERDA DE MASSA</b>	<b>21</b>
<b>1.3</b>	<b>MOTIVAÇÃO</b>	<b>23</b>
<b>2</b>	<b>MODELOS ESTELARES</b>	<b>25</b>
<b>2.1</b>	<b>LPCODE</b>	<b>25</b>
2.1.1	Perda de massa no LPCODE	26
<b>2.2</b>	<b>MESA</b>	<b>32</b>
2.2.1	Perda de massa no MESA	33
<b>2.3</b>	<b>COMPARAÇÃO ENTRE OS CÓDIGOS</b>	<b>35</b>
<b>3</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>41</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>43</b>



# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 EVOLUÇÃO ESTELAR

A formação estelar inicia quando uma nuvem de gás e poeira interestelar começa a se contrair sob sua própria gravidade e, então, com o colapso, a densidade aumenta e a energia gravitacional se transforma em energia térmica, elevando a temperatura da proto estrela, que, eventualmente atinge a temperatura de fusão de hidrogênio no momento em que começam as reações nucleares no núcleo. Sob estas circunstâncias, as forças de pressão e gravidade que atuam sobre um elemento de volume dentro da estrela se contrabalançam e a mesma se mantém em equilíbrio hidrostático (OLIVEIRA e OLIVEIRA 2013). Na sequência principal a fusão de quatro núcleos de hidrogênio ( $^1\text{H}$ ) em um átomo de hélio ( $^4\text{He}$ ) pode ocorrer pela cadeia próton-próton ( $pp$ ) e pelo ciclo Carbono-Nitrogênio-Oxigênio (CNO) com predominância dependente da massa inicial e temperatura no intervalo entre 8 e 50 milhões de K.

A estrela permanece em equilíbrio hidrostático na sequência principal durante aproximadamente metade da sua vida, mas quando o H se esgota no seu centro a fonte de energia se torna isotérmica e a fusão continua em uma casca ao redor do núcleo de He durante o ramo de gigante vermelha. Para estrelas massivas o núcleo aumenta até atingir o limite de massa de Schönberg-Chandrasekhar (IBEN 1967) ( $q_{SC} \approx 0,1$ ), que é a fração massa máxima para as reações nucleares contrabalançarem a gravidade mantendo o equilíbrio hidrostático no núcleo.

Para estrelas de baixa massa, com núcleo radiativo ou pouco convectivo, a degenerescência (IBEN 1967) e a sua proximidade com a linha de Hayashi (limite para estrela completamente convectiva) durante a sequência principal são fatores importantes que influenciam sua evolução. No caso de estrelas como o Sol a transição da fusão central de H para a fusão em casca ocorre suavemente, além disso, a sua densidade central ( $> 10^2 \text{ g cm}^{-3}$ ) é maior se comparada a estrelas massivas e, neste caso, o gás de elétrons está muito próximo da degenerescência. Nesse cenário o limite de Schönberg-Chandrasekhar não é importante e a estrela permanece em equilíbrio térmico com a degenerescência e núcleo isotérmico, pois, como consequência, a contração do núcleo não está relacionada com o seu aquecimento (KIPPENHAHN e WEIGERT 1990).

Quando a massa do núcleo de estrelas de até  $2M_{\odot}$  atinge cerca de  $0,48M_{\odot}$  na ascensão do ramo de gigante vermelha o núcleo se expande adiabaticamente abaixo da casca fundindo H, interrompendo momentaneamente as reações nucleares. No topo do ramo de gigante vermelha a estrela se contrai rapidamente liberando energia gravitacional

e aumentando a temperatura abaixo da casca para iniciar a fusão de He fora do centro no episódio conhecido como *flash* de He que é seguido por uma série de subflashes que aumentam a entropia das regiões convectivas internas (BILDSTEN et al. 2011). Nesse momento a luminosidade da estrela chega a ser 10 ordens de grandeza superior a luminosidade solar ( $L_{\odot} = 3,839 \cdot 10^{33} \text{ ergs/s}$ ), o que provoca uma instabilidade térmica devido a matéria degenerada do núcleo estelar e a liberação de grande quantidade de energia em um curto intervalo de tempo. Os sucessivos *flashes* de He são produzidos na região intermediária entre o núcleo e a casca de  $^1\text{H}$  em fusão e terminam de remover a degenerescência do material em direção a região interna para iniciar a fusão central de  $^4\text{He}$  em  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$ , a uma temperatura da ordem de cem milhões de K, de maneira estável pelo ciclo triplo  $\alpha$ . A temperatura efetiva e a luminosidade da estrela no ramo horizontal dependem diretamente da massa total da estrela e, principalmente, da massa do núcleo de He e bem como a opacidade do envelope (CHANTEREAU, CHARBONNEL e DECRESSIN 2015).

Quando o He central se esgota a estrela evolui para a segunda etapa de gigante e a fusão de He continua em uma região ao redor do núcleo enquanto a fusão de H ocorre em uma casca entre as camadas subsequentes de He e H (SALARIS e CASSISI 2008). As estrelas que se encontram no ramo assintótico das gigantes são muito importantes para o enriquecimento químico da Galáxia e dominam na luminosidade de sistemas de idade intermediária, portanto são ótimas ferramentas para o estudo de populações estelares (OLIVEIRA e OLIVEIRA 2013), como aglomerados globulares.

Durante a fase inicial do ramo assintótico das gigantes, as cascas se movem para fora em direção ao envelope, que se resfria em decorrência da distância ao centro da estrela; neste momento a fusão termonuclear de H fica essencialmente inativa. Enquanto isso, a casca de fusão de He continua ativa a temperatura superior a 100 milhões de K, pressionando o envelope de H, aumentando sua temperatura e, após uma rápida contração, atinge temperatura suficiente para reiniciar a fusão e se tornar a principal fonte de energia da estrela (KIPPENHAHN e WEIGERT 1990). Essa pausa temporária na fusão de H indica o início da fase de pulsos térmicos (SALARIS e CASSISI 2008), onde a estrela se expande e se contrai de forma cíclica sofrendo grande perda de massa, que depende do número de pulsos térmicos e da fração de elementos químicos além do H e do He, conhecida como metalicidade ( $Z$ ). Esse remanescente da evolução aparece no diagrama de Hertzsprung-Russell <sup>1</sup> (H-R) na figura 1 se direcionando para temperaturas mais altas devido a perda das camadas mais externas na etapa conhecida como nebulosa planetária e

<sup>1</sup> As estrelas podem ser agrupadas de acordo com sua luminosidade e temperatura efetiva ou, respectivamente, magnitude e cor (tipo espectral) em um gráfico como o representado na figura 1. Dois trabalhos foram publicados independentemente pelo dinamarquês Ejnar Hertzsprung (1873-1967), em 1911, e pelo americano Henry Norris Russell (1877-1957), em 1913, com esta relação que hoje é conhecida como diagrama de Hertzsprung-Russell ou simplesmente H-R (OLIVEIRA e OLIVEIRA 2013), que é uma ferramenta fundamental para o estudo da evolução estelar.

a proximidade do centro estelar que é mais quente do que o restante da estrutura.

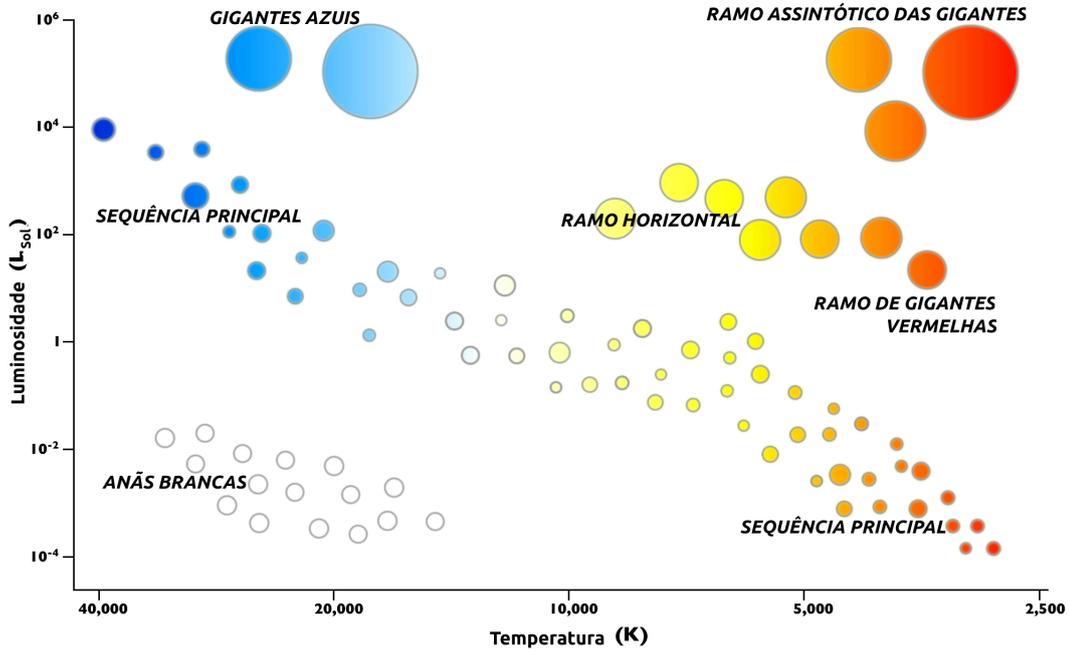


Figura 1 – Diagrama H-R adaptado de <<https://hrdiagram.weebly.com/graphing-analysis-questions.html>>.

Estrelas com massas iniciais de  $0,08M_{\odot}$  a  $7M_{\odot}$  resultam em núcleos degenerados de He ou C/O enquanto estrelas de  $7M_{\odot}$  a  $10M_{\odot}$  alcançam a temperatura de fusão de C em elementos mais pesados até o átomo de Fe e possuem um núcleo supermassivo degenerado de C/Ne (OLIVEIRA e OLIVEIRA 2013). Esses núcleos compactos com raios da ordem do raio terrestre são menos massivos do que a massa crítica de Chandrasekhar ( $M_C = 1,4M_{\odot}$ ) e correspondem a etapa de esfriamento de anã branca.

A evolução de estrelas com massa inicial de até  $25M_{\odot}$  é muito rápida e devido as suas características extremas acabam colapsando o núcleo ou explodindo como uma supernova no final de suas vidas. Esses objetos são muito compactos com raios da ordem de 10km, liberam grande quantidade de neutrinos durante seu esfriamento e resultam em uma estrelas de nêutrons. Já a evolução de estrelas com massa iniciais superiores a  $25M_{\odot}$  resultam em um objeto ainda mais compacto conhecido como buraco negro.

## 1.2 PULSOS TÉRMICOS E PERDA DE MASSA

O processo de perda de massa <sup>2</sup> direciona a pressão de radiação sobre grãos de poeira, que são dinamicamente acoplados ao gás através de fricção produzindo silicatos e se comportando como um fluido em movimento para fora. Para baixas luminosidades é esperado menor pressão de radiação e, conseqüentemente, menor velocidade dos ventos

<sup>2</sup> Definida como a taxa de massa perdida pela estrela em um intervalo de tempo:  $\dot{M} = \frac{dM}{dt}$ .

de expansão que influenciam na formação dos grãos de poeira de silicatos, limitados pela metalicidade inicial. (GOLDMAN et al. 2012)

A etapa na evolução estelar em que a estrela perde uma grande quantidade de massa corresponde ao ramo assintótico das gigantes, especialmente na fase dos Pulsos Térmicos que em decorrência de um excesso na produção de energia por fusão de He o calor específico gravotérmico é positivo (KIPPENHAHN e WEIGERT 1990):

$$c = c_P \left( 1 - \nabla_{ad} \frac{4\delta}{4\alpha - \frac{r}{D}} \right) > 0. \quad (1.1)$$

A instabilidade térmica dessa etapa evolutiva é menos intensa do que a que provoca o *flash* de He, mas a luminosidade da estrela aumenta significativamente devido a expansão do envelope convectivo que leva a casca em fusão de H para regiões mais frias até se apagar. Então a fusão na casca de He se estabiliza fazendo com que as camadas externas relaxem e se contraíam, aumentando a temperatura, acendendo a casca em fusão de H e novamente estabelecendo equilíbrio. Esse episódio é repetido diversas vezes até que praticamente todo o envelope estelar seja perdido a uma taxa de aproximadamente  $10^{-4} M_{\odot}/ano$ . Cada pulso térmico dura entre 10 e uma centena de milhares de anos e a medida que o tempo passa a amplitude luminosa dos pulsos aumenta e o intervalo entre os pulsos diminui.

A etapa de pulsos térmicos é curta se comparada ao tempo de vida da estrela e por dificuldades na modelagem foram desenvolvidas várias fórmulas semi empíricas de perda de massa na tentativa de melhor descrever o fenômeno, que começa a ser significativo na primeira etapa de gigante. Nesta fase é considerada a fórmula de Reimers (1975) que é diretamente proporcional a luminosidade e ao raio da estrela e inversamente proporcional a sua massa. Durante a fase de AGB e pulsos térmicos é considerada a perda de massa de Vassiliadis & Wood (1993) que considera os períodos de pulsação e superventos com boa calibração para metalicidade  $Z > 0,01$ . Neste contexto existem outras possibilidades de formulações, dentre elas, as equações de Vink (2001 para o primeiro ramo de gigante e van Loon (2008) para o ramo assintótico de gigante que, com base na literatura, julguei apropriadas ao trabalho que desejo desenvolver.

A implementação da perda de massa nestes cálculos é baseada na determinação da relação inicial final de massa de estrelas em aglomerados, que dá informação sobre a perda de massa durante as etapas de gigantes, um dos ingredientes com maior incerteza nos cálculos de evolução estelar. A grade de sequências calculada associada a um código de modelos de atmosferas estelares pode auxiliar na construção de isócronas para estudar as propriedades das populações estelares como aglomerados abertos ou globulares.

## 1.3 MOTIVAÇÃO

O mecanismo de perda de massa é pouco entendido e as observações são significativamente diferentes das previsões hidrodinâmicas 3D (MONTARGÈS et al. 2016). Os modelos de ventos estelares são considerados esfericamente simétricos enquanto o imageamento de estrelas gigantes vermelhas, como Betelgeuse na figura 2, apontam irregularidades das camadas externas. Isso provoca ejeção de matéria de forma assimétrica, a dinâmica é dominada por movimento forte e inhomogêneo que se modifica drasticamente em apenas um ano (OHNAKA et al. 2011).

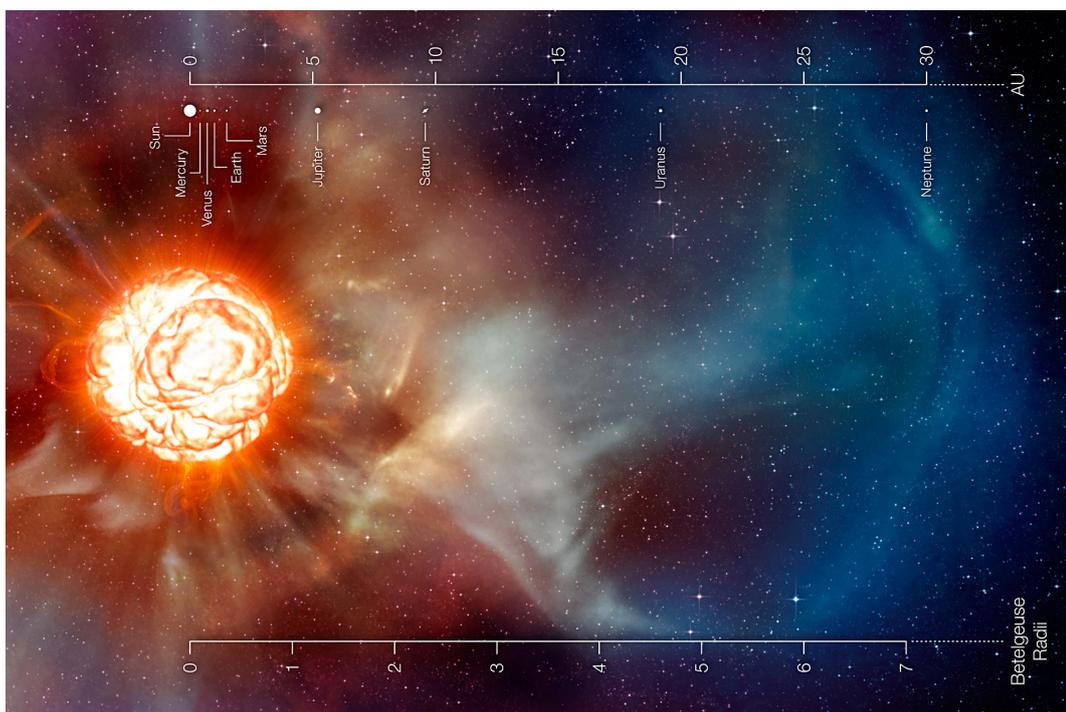


Figura 2 – Representação da estrela gigante vermelha Betelgeuse em escala de distância com o sistema solar com base em observações do telescópio VLT/ESO retirada de <<https://www.eso.org/public/images/eso0927d>>.

Apesar de todas essas incertezas, é necessário trabalhar de forma contínua para melhorar os modelos de mecanismos de perda de massa e compreender os processos físicos envolvidos nas etapas finais de evolução estelar. O objetivo geral deste trabalho foi comparar os resultados de modelos obtidos com diferentes formulações de perda de massa nos códigos de evolução estelar LPCODE e MESA. Para a execução do objetivo geral, a equação de perda de massa de van Loon (LOON et al. 2008) foi utilizada no MESA e programada, em FORTRAN, no LPCODE que conta com a equação de Vassiliadis & Wood (VASSILIADIS e WOOD 1993). Em seguida foram calculados modelos de sequências evolutivas com metalicidade próxima a solar e as diferentes perdas de massa.



## 2 MODELOS ESTELARES

### 2.1 LPCODE

O grupo de evolução e pulsações estelares da Faculdade de Ciências Astronômicas e Geofísicas de La Plata, Argentina, desenvolveu o LPCODE (ALTHAUS et al. 2003) que consiste em um código escrito em FORTRAN que modela toda a evolução estelar de baixa e intermediária massa (entre  $0,08$  e  $7M_{\odot}$ ). Os modelos são calculados desde o início da sequência principal e o estudo numérico é dedicado as propriedades estelares de objetos compactos como, por exemplo, anãs brancas de baixa massa, estrelas do ramo horizontal extremo, anãs brancas quentes, anãs brancas com núcleo de He, progenitoras da metalicidade suprassolar e anãs brancas deficientes de H (ROMERO 2012) bem como o estudo da relação inicial-final de massa (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

O código resolve um sistema de equações correspondente a estrutura e evolução estelar considerando simetria esférica e respeitando o equilíbrio hidrostático, conservação da massa, conservação de energia e transporte radiativo linearizando-as de forma iterativa. O modelo começa na fotosfera de acordo com a variável independente  $\xi = \ln(1 - \frac{m_r}{M_*})$ <sup>1</sup> e calcula as variáveis dependentes raio ( $r$ ), pressão ( $P$ ), luminosidade ( $L$ ) e temperatura ( $T$ ) em um determinado tempo  $t_n$ , então a composição química da camada em  $t_{n+1}$  é calculada para se obter novamente as variáveis dependentes de uma camada mais interna em  $t_{n+1}$ , repetindo o processo até chegar ao centro (ROMERO 2012).

Um dos parâmetros iniciais mais relevantes para os cálculos evolutivos é a opacidade radiativa calculada pelo projeto OPAL (IGLESIAS e ROGERS 1996) que permite interpolação com boa acurácia para temperatura e densidade da fração de massa de H, He, C, O e outros metais, incluindo composições ricas em C e O, com opacidades moleculares para baixa temperatura, assim como é considerada a taxa de emissão de neutrinos por pares, fótons e *bremssstrahlung* (ROMERO 2012). O LPCODE considera um tratamento simultâneo de mistura não instantânea e as mudanças na abundância de cada um dos elementos químicos são descritas pelo vetor  $\vec{X}$  da equação

$$\left(\frac{d\vec{X}}{dt}\right) = \left(\frac{\partial\vec{X}}{\partial t}\right)_{nuclear} + \frac{\partial}{\partial M_r} \left[ (4\pi r^2 \rho)^2 D \frac{\partial\vec{X}}{\partial M_r} \right]. \quad (2.1)$$

O primeiro termo desta equação descreve a evolução nuclear e o segundo termo representa a eficiência convectiva de acordo com o coeficiente de difusão  $D$  (RENEDO et al. 2010), que é dado pela teoria de comprimento de mistura com o parâmetro multiplicativo  $\alpha = 1,61$  adotado como padrão (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015). Estes valores reproduzem a

<sup>1</sup>  $m_r$  é a massa interna a coordenada raio  $r$  e  $M_*$  é a massa total da estrela.

luminosidade e temperatura efetiva solar,  $L_{\odot} = 3,842 \cdot 10^{33} \text{ ergs/s}$  e  $\log(T_{eff}) = 3,7641$ , na idade de 4,57 bilhões de anos quando são adotadas as abundâncias de metais e hidrogênio, respectivamente,  $Z = 0,0164$  e  $X = 0,714$ .

A cadeia nuclear é seguida por 16 elementos:  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  e  $^{22}\text{Ne}$  junto com 34 reações termonucleares incluindo a cadeia *pp*, ciclo CNO, triplo  $\alpha$  e ignição do C (ALTHAUS et al. 2005). Em particular, a taxa de reação  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  tem especial relevância na estratificação de carbono e oxigênio resultando no núcleo de anã branca.

Durante as fases de gigante foram permitidos episódios extras de mistura tratados pelo processo de difusão, assumindo que a velocidade de mistura diminui exponencialmente além da borda convectiva por meio da relação

$$D_{EM} = D_O \exp\left(\frac{-2z}{fH_p}\right) \quad (2.2)$$

que considera a pressão  $H_p$ , o coeficiente de difusão de regiões instáveis  $D_O$ , a distância geométrica  $z$  da borda convectiva e o parâmetro livre de *overshooting*  $f$  que descreve a eficiência da mistura extra (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

Neste trabalho foram calculadas, utilizando o LPCODE, sequências evolutivas completas desde a sequência principal de idade zero, passando pela queima central estável de H e He, pulsos térmicos e perda de massa no ramo assintótico das gigantes até a curva de esfriamento de anã branca considerando 4 valores de metalicidades entre  $Z = 0,0001$  e  $Z = 0,04$  e o intervalo de massas iniciais entre  $0,8M_{\odot}$  e  $4M_{\odot}$  (tabela 1). A abundância inicial de He foi obtida pela relação  $Y = 0,245 + 2Z$ , onde  $Z$  representa a fração inicial de metais. Foi adotado  $f = 0,016$  para todos os modelos após a sequência principal (RENEDO et al. 2010), no início da fase de pulsos térmicos o episódio extra de mistura foi desconsiderado fundamentando-se em estudos preliminares sobre a base da zona convectiva que utilizou simulações da abundância padrão do processo s (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

O elemento de difusão considerado no LPCODE modifica o perfil de composição química através de suas camadas externas e começa a ser importante quando a gravidade superficial  $g > g_{diff}$  em altas temperaturas efetivas, nas proporções  $g_{diff} = 7$  se  $T_{eff} > 90000\text{K}$  e  $g_{diff} = 6,4 + \frac{T_{eff}}{150000\text{K}}$  se  $T_{eff} < 90000$  (RENEDO et al. 2010), ou seja, na fase de anã branca é significativo e pode ser explicado pela separação de fase de C e O durante a cristalização.

### 2.1.1 Perda de massa no LPCODE

No LPCODE a perda de massa durante a primeira fase de gigante e a queima de He é calculada com base na formula de Reimers (1975) que relaciona a luminosidade ( $L_{\star}$ )

e o raio ( $R_*$ ) da estrela:

$$\dot{M}_R = \eta_R \frac{L_* R_*}{M_*}, \quad (2.3)$$

mas contém dois termos adicionais que consideram o peso da cromosfera dependendo da gravidade superficial da estrela ( $g_*$ ) e o fluxo de energia mecânica com relação a temperatura efetiva ( $T_{eff}$ ) (SCHRÖDER e CUNTZ 2005):

$$\dot{M} = \eta \frac{L_* R_*}{M_*} \left( \frac{T_{eff}}{4000K} \right)^{3,5} \left( 1 + \frac{g_\odot}{4300g_*} \right). \quad (2.4)$$

O parâmetro livre  $\eta = 8 \cdot 10^{-14} M_\odot / ano$  foi fixado e satisfaz bem a perda de massa comparada com aglomerados globulares (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

As equações citadas acima não predizem a alta taxa de perda de massa e os superventos requeridos para a produção da nebulosa planetária, então no ramo assintótico de gigantes e durante os pulsos térmicos foi adotada a perda de massa de Vassiliadis & Wood (1993) que é mais apropriada. Baseado em um estudo da Galáxia, Grande Nuvem de Magalhães e bojo galáctico, foi ajustada para períodos de pulsação ( $P$ ) menores do que 500 dias que a taxa de perda de massa aumenta exponencialmente enquanto que para períodos maiores do que 500 dias a taxa de super ventos é essencialmente constante:

$$\log \dot{M} (M_\odot / ano) = -11,4 + 0,0123P(dias), \quad (2.5)$$

com uma velocidade de expansão dada por

$$v_{exp}(km/s) = -13,5 + 0,056P(dias) \quad (2.6)$$

que varia entre 3 e 15  $km/s$  e período de pulsação calculado pela relação período-massa-raio

$$\log P(dias) = -2,07 + 1,94 \log \left( \frac{R}{R_\odot} \right) - 0,9 \log \left( \frac{M}{M_\odot} \right). \quad (2.7)$$

A equação 2.5 precisa ser modificada para estrelas com massas superiores a  $2,5 M_\odot$  devido ao atraso nos superventos e fica

$$\log \dot{M} (M_\odot / ano) = -11,4 + 0,0125 \left[ P(dias) - 100 \left( \frac{M}{M_\odot} - 2,5 \right) \right]. \quad (2.8)$$

Num primeiro momento trabalhei visando a familiarização com os parâmetros iniciais do LPCODE em 6 sequências de  $Z = 0,001$  e massas entre 1 e  $2 M_\odot$ , outra de  $4 M_\odot$  evoluindo até o ramo de gigantes e duas sequências completas de 1 e  $2 M_\odot$  até a curva de esfriamento de anã branca. Este projeto foi muito importante para o estudo preliminar sobre as distintas etapas evolutivas explicadas. Na figura 3 foram marcados pontos ao longo da evolução de um modelo de  $1 M_\odot$  e  $Z = 0,0001$  apresentados na figura

4 com o perfil químico dos elementos H, He, C e O que são os mais abundantes na estrela para as etapas: a) sequência principal (MS); b) ramo de gigante vermelha (RGB); c) *flash* de He; d) ramo horizontal (HB); e) ramo assintótico de gigante (AGB); f) pulsos térmicos (TP-AGB); g) nebulosa planetária (pré-WD); h) fase inicial de anã branca (WD); i) anã branca fria.

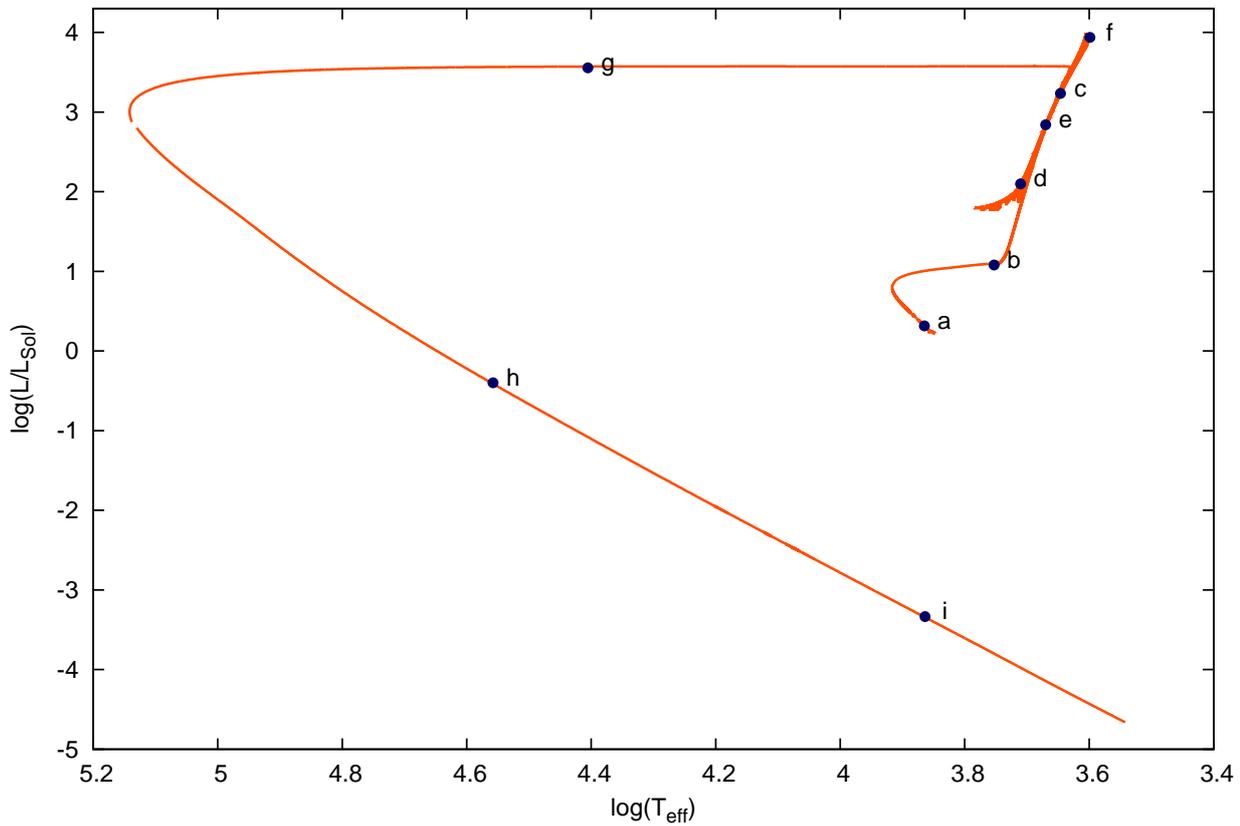


Figura 3 – Evolução teórica de uma estrela de  $1 M_{\odot}$  e  $Z=0,0001$  calculada com o LPCODE.

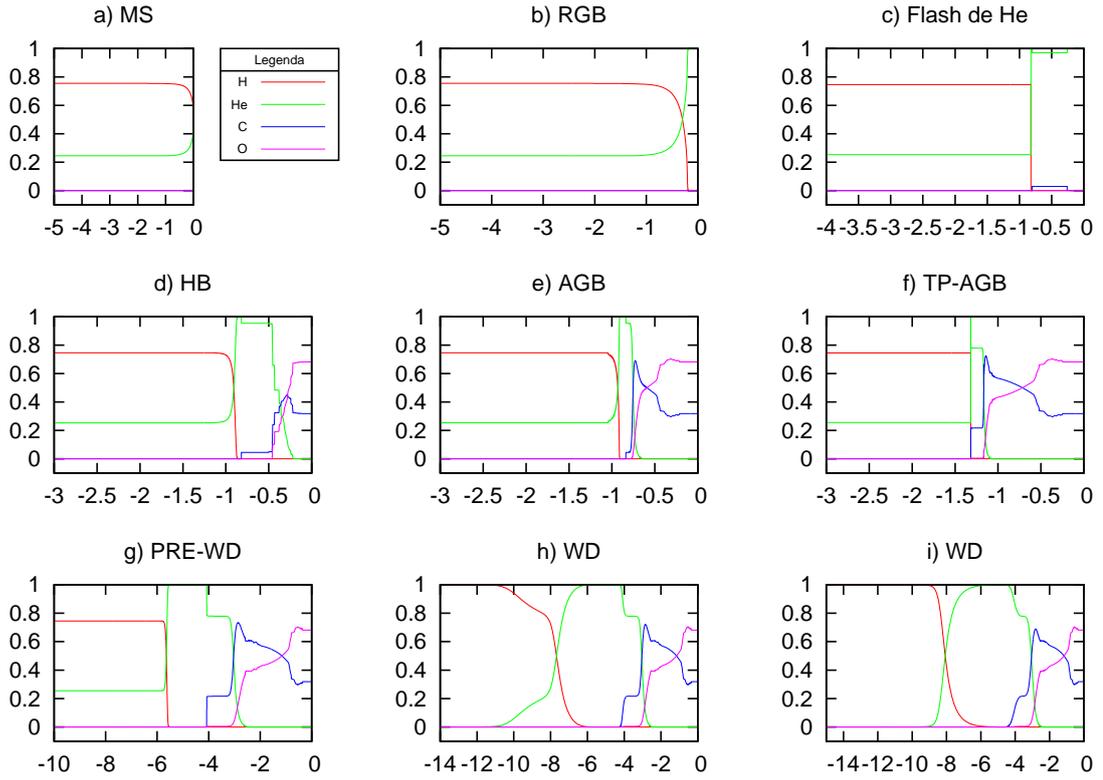


Figura 4 – Perfis químicos ao longo das distintas etapas de evolução apresentadas na figura 3. O eixo vertical representa a abundância química e o eixo horizontal a coordenada  $\xi = \log \left( 1 - \frac{m_r}{M_*} \right)$ .

Em seguida trabalhei com modelos de baixa metalicidade ( $Z = 0,0001$ ) apresentados na tabela 1 e massas de  $0,90M_{\odot}$ ,  $0,95M_{\odot}$ ,  $1M_{\odot}$ ,  $3,5M_{\odot}$  e  $4,0M_{\odot}$  até o final a etapa de anã branca, com destaque para estas últimas duas seqüências que foram utilizadas no artigo *A comparative analysis of the observed white dwarf cooling sequence from globular clusters* (CAMPOS et al. 2016) e podem ser vistas na figura 5.

Tabela 1 – Relação entre as massas inicial ( $M_i$ ) e final de anã branca ( $M_{WD}$ ) (em  $M_\odot$ ) e idades no ponto de saída da sequência principal (MS) (em bilhões de anos) para  $Z=0,04$ ,  $Z=0,02$ ,  $Z=0,001$  e  $Z=0,0001$ .

$M_i$	$Z=0,04$		$Z=0,02$		$Z=0,001$		$Z=0,0001$	
	$Idade_{MS}$	$M_{WD}$	$Idade_{MS}$	$M_{WD}$	$Idade_{MS}$	$M_{WD}$	$Idade_{MS}$	$M_{WD}$
0,80	27,5	0,43						
0,85	21,4	0,44						
0,90	17,4	0,45	16,5				8,1	0,554
0,95	14,4	0,52						0,566
1,0	11,8	0,511	10,9	0,511	6,3		5,5	0,569
1,1	7,0	0,527						
1,2					3,3			
1,25	4,8	0,54						
1,4					1,9			
1,5	2,4							
1,6					1,3			
1,8					0,9			
2,0	0,69	0,56	0,81		0,7			
3,5			0,23				0,18	
4,0			0,16		0,13		0,13	

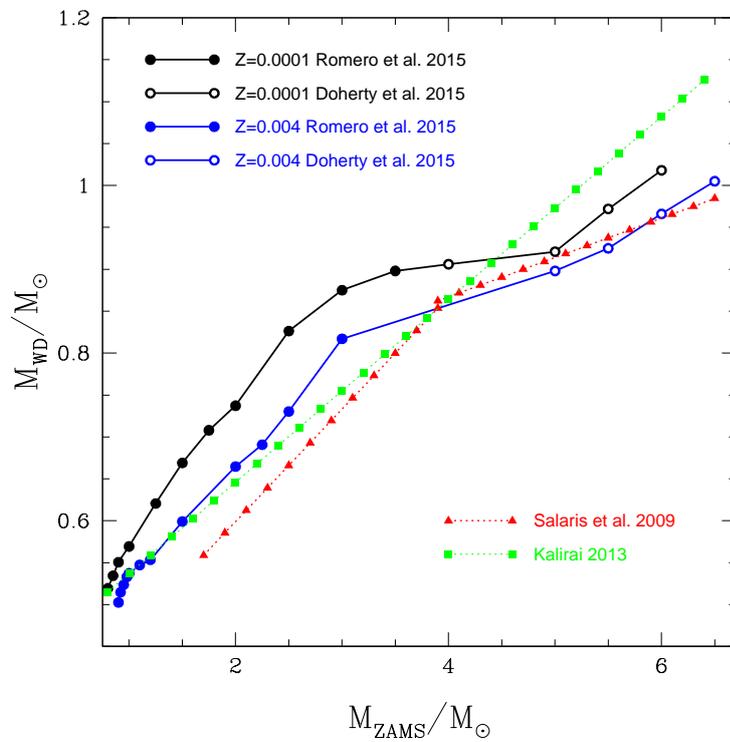


Figura 5 – Relação inicial final de massa para as metalicidades  $Z = 0,0001$  e  $Z = 0,004$  comparada aos modelos semiempíricos de Salaris e Kalirai que não diferenciam metalicidade. Retirado de (CAMPOS et al. 2016).

Outro parâmetro inicial importante na evolução estelar é a abundância de metais que modifica a posição do modelo no diagrama H-R, como visto na figura 6. O aumento da metalicidade resulta em maior opacidade atmosférica e, como consequência, leva a estrela para posição em menor luminosidade e temperatura efetiva provocando grande impacto na determinação do tempo de vida da estrela, que é maior quanto maior for a metalicidade de acordo com os resultados apresentados na tabela 1. Por exemplo, para  $Z=0,02$ , aproximadamente a metalicidade solar, a idade do *turn off* é de 10,9 bilhões de anos enquanto que para  $Z=0,0001$ , baixíssima metalicidade, a duração da sequência principal cai a metade do tempo. Outro efeito da alta metalicidade e opacidade é o aumento da eficiência dos episódios de perda de massa durante as fases de gigantes (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015) que ocasionam menores massas finais e, nesse caso, os modelos com  $Z=0,04$  e até  $0,9 M_{\odot}$  perderam tanta massa no ramo de gigante que não atingiram a massa mínima ( $0,48M_{\odot}$ ) no núcleo para iniciar a fusão de He, resultando em uma anã branca com núcleo de He.

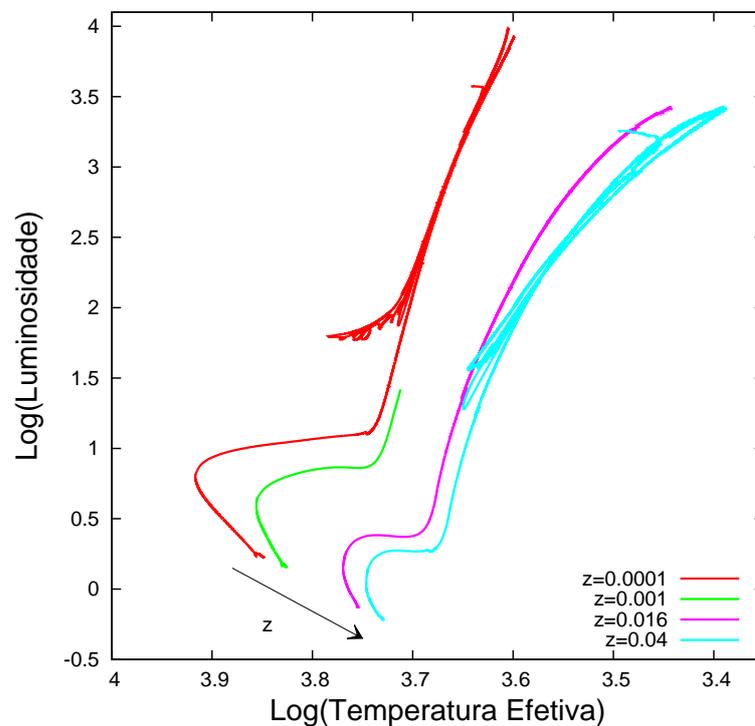


Figura 6 – Sequências de  $1M_{\odot}$  e diferentes metalicidades com destaque para a sequência principal. A seta indica a direção de crescimento da metalicidade.

## 2.2 MESA

O *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics* (MESA) é um código de evolução estelar livre e aberto a modificações que são periodicamente atualizadas na página de internet <<http://mesa.sourceforge.net/>>. A estrutura do código, escrito em FORTRAN, é dividida em vários módulos correspondentes aos algoritmos físico e numérico, com arquitetura flexível e autoconsistente aplicada a uma ampla gama de ambientes (PAXTON et al. 2011) para modelos com massas iniciais entre  $0,1M_{\odot}$  e  $300M_{\odot}$  (CHOI et al. 2016). As técnicas implementadas são modernas e com soluções acopladas para composição química e abundâncias, perda ou ganho de massa de forma independente que propicia microfísica compreensível e bom desempenho em computadores pessoais.

As equações de estado utilizadas para cálculo da densidade ( $\rho$ ) e temperatura ( $T$ ) são baseadas na atualização de 2005 das tabelas OPAL, mas para baixos e altos valores de  $\rho$  e  $T$  são utilizados, respectivamente, as tabelas SCVH e HELM (ver PAXTON et al., 2011). As opacidades radiativas são dadas por Ferguson *et.al.* (2005) que inclui os efeitos de moléculas e grãos para o intervalo de  $2,7 \leq \log T \leq 4,5$  e as tabelas de OPAL permitem a variação nas quantidades de C e O para etapas posteriores a fusão de He no intervalo de  $3,75 \leq \log T \leq 8,7$  (IGLESIAS e ROGERS 1996).

As abundâncias químicas do MESA são calibradas com os valores solares para reproduzir  $Z_{\odot} = 0,0142$  e considera cadeias seguindo 52 espécies: n,  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{14}\text{O}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{17}\text{F}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{18}\text{Ne}$ ,  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Na}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{23}\text{Mg}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Al}$ ,  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{27}\text{Si}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{30}\text{P}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{31}\text{S}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{33}\text{S}$ ,  $^{34}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ti}$  e  $^{56}\text{Fe}$  (CHOI et al. 2016) junto a até 350 reações termonucleares (PAXTON et al. 2011) dependendo da cadeia selecionada.

A convecção é tratada pela teoria de comprimento de mistura, assim como descrito na equação 2.2 para o LPCODE e também permite que o parâmetro de *overshooting* ( $f$ ) aumente na base do envelope convectivo durante o terceiro *dredge-up*. Todas as equações do MESA possuem coeficientes multiplicativos que ajustam os valores de acordo com as necessidades do usuário, inclusive o passo que tempo pode ser pequeno o suficiente para permitir a convergência em poucas iterações mas pode ser grande o suficiente para evoluir mais rapidamente.

Neste trabalho foram calculadas, utilizando a versão 8118 do MESA (disponível desde 3 de fevereiro de 2016), sequências evolutivas completas desde a contração da nuvem de gás molecular, passando por todas as etapas evolutivas, até o final dos pulsos térmicos quando houve convergência considerando  $Z = 0,04$  e  $Z = 0,02$  no intervalos de massas entre 1 e  $2 M_{\odot}$ . A abundância química de H ( $X$ ) e He ( $Y$ ) para uma metalicidade ( $Z$ ) arbitrária é calculada pelas equações (CHOI et al. 2016):

$$Y_P = 0,249 \quad (2.9)$$

$$Y = Y_P + \left( \frac{Y_\odot - Y_P}{Z_\odot} \right) Z \quad (2.10)$$

$$X = 1 - Y - Z, \quad (2.11)$$

onde  $Y_P$  é a abundância primordial de He determinada pela colaboração *Planck* em 2015,  $Y_\odot = 0,2707$  e  $Z_\odot = 0,0142$  são a abundância de He e metais protosolar.

### 2.2.1 Perda de massa no MESA

As perdas de massa padrão são a equação 2.3 de Reimers (1975) para o ramo de gigante e a equação de Blocker para o ramo assintótico das gigantes:

$$\dot{M}_B = \eta_B \frac{L_\star^{2,7}}{M_\star^{2,1}} \frac{\dot{M}_R}{\eta_R}, \quad (2.12)$$

mas o código não convergiu com esta configuração de alta metalicidade. Então, analisei as 10 equações de perda de massa presentes no MESA e escolhi, com base na literatura, taxas de perda de massa de Vink (VINK, KOTER e LAMERS 2001) para o ramo de gigantes:

$$\begin{aligned} \log \dot{M} = & -6,697 + 2,194 \log \left( \frac{L_\star}{10^5} \right) - 1,313 \log \left( \frac{M_\star}{30} \right) - 1,226 \log \left( \frac{v_\infty/v_{esc}}{2} \right) \\ & + 0,933 \log \left( \frac{T_{eff}}{40000} \right) - 10,92 \left[ \log \left( \frac{T_{eff}}{40000} \right) \right]^2 + 0,85 \log \left( \frac{Z}{Z_\odot} \right), \end{aligned} \quad (2.13)$$

para o intervalo  $27500 < T_{eff} < 50000$  K, e

$$\begin{aligned} \log \dot{M} = & -6,688 + 2,210 \log \left( \frac{L_\star}{10^5} \right) - 1,339 \log \left( \frac{M_\star}{30} \right) - 1,601 \log \left( \frac{v_\infty/v_{esc}}{2} \right) \\ & + 1,07 \log \left( \frac{T_{eff}}{20000} \right) + 0,85 \log \left( \frac{Z}{Z_\odot} \right), \end{aligned} \quad (2.14)$$

para o interval  $12500 < T_{eff} < 22500$ K.

E para o ramo assintótico de gigantes a perda de massa de Van Loon (LOON et al. 2008):

$$\log \dot{M} = -5,65 + 1,05 \log \left( \frac{L_\star}{10000 L_\odot} \right) - 6,3 \log \left( \frac{T_{eff}}{3500 K} \right), \quad (2.15)$$

que tem maior taxa de perda de massa com o aumento da luminosidade e diminuição da temperatura. Esta fórmula deveria funcionar para massas iniciais de até  $20 M_\odot$  para objetos com eficiência máxima de condensação de poeira e não é explicitamente sensível a diferentes metalicidades.

Os parâmetros iniciais do MESA são listados em manuais de utilização do código e o primeiro passo no estudo de sequências evolutivas foi comparar com as características

disponíveis no LPCODE para posterior execução dos procedimentos para a construção dos modelos. As receitas de perda de massa de Blocker são recorrentes em referências que utilizam o MESA, mas o código divergiu na etapa assintótica de gigante, provavelmente devido a alta metalicidade ( $Z = 0,04$ ) escolhida para os cálculos. Essa é uma das principais diferenças entre os códigos, então foi necessária uma avaliação mais detalhada sobre os diferentes padrões de perda de massa para escolha das melhores opções disponíveis.

Com essas possibilidades escolhi as receitas de Vink para o ramo de gigante e de Van Loon para o ramo assintótico e a questão seguinte foi a determinação do melhor coeficiente multiplicativo de cada equação. Primeiramente foram escolhidos valores arbitrários de  $\eta_{VanLoon} = \eta_{Vink} = 0,7$  que indicam, de acordo com a tabela 2, um pico de massa final quando a massa inicial é  $1,52M_{\odot}$  enquanto esperava-se um crescimento monotônico como o da figura 5. Assim, foram testados diferentes coeficientes multiplicativos ( $\eta$ ) de perda de massa com a tentativa de reproduzir os valores de massas finais de anã branca aceitáveis de acordo com a literatura e os resultados foram semelhantes em todos os casos. Essa discrepância ocorre justamente próximo ao limite de separação entre núcleo convectivo e radiativo, portanto concluí que havia alguma incompatibilidade entre os códigos para essa faixa de modelos com a perda de massa da Van Loon.

Tabela 2 – Relação entre as massas inicial ( $M_i$ ) e final de anã branca ( $M_{WD}$ ) (em  $M_\odot$ ) para diferentes coeficientes de perda de massa  $\eta$  e sem difusão na sequência principal.

$\eta_{VanLoon}$	1,0	0,7	0,7	0,35	0,20
$\eta_{Vink}$	0,35	0,7	0,35	0,35	0,35
$M_i$	$M_{WD}$	$M_{WD}$	$M_{WD}$	$M_{WD}$	$M_{WD}$
1,0	0,517	0,519	0,519	0,528	0,539
1,1		0,525			
1,2	0,524	0,528	0,528	0,539	
1,3		0,531			
1,4	0,530	0,5353	0,535		
1,45		0,5359			
1,46		0,5375			
1,47		0,5361			
1,48		0,5370			
1,49		0,5359			
1,50		0,5366			
1,51		0,5367			
1,52		0,5375			
1,53		0,5369			
1,54		0,5373			
1,55		0,5388			
1,6	0,531	0,5373	0,537		
1,75		0,536			
1,8	0,524		0,531		
2,0	0,519	0,523			

Outro teste interessante implementado utilizando o MESA foi a difusão durante a sequência principal de modelos envolvendo  $1M_\odot$ ,  $Z = 0,04$  e fatores de perda de massa  $\eta_{Vink} = 0,35$  e  $\eta_{VanLoon} = 0,20$  e  $0,35$ . Como resultado foram obtidas massas finais de anã branca sem diferenças significativas, mas os modelos com difusão ativada são cerca de 40 milhões de anos mais jovens para estes parâmetros iniciais. Neste contexto a difusão é importante para estrelas de baixa massa e metalicidade visto que as estrelas mais massivas com região convectiva menos estendida tem este efeito desprezível devido ao tempo de vida muito curto (BRESSAN et al. 2012).

## 2.3 COMPARAÇÃO ENTRE OS CÓDIGOS

Na figura 7 apresento diferenças entre os diagramas H-R de sequências de  $1,1M_\odot$  e  $Z = 0,04$  calculadas com os dois códigos de evolução estelar descritos anteriormente. A primeira diferença está na evolução do MESA, em verde, que se inicia na contração da nuvem de gás molecular descendo ao longo da linha de Hayashi e, posteriormente, na saída da sequência principal indica que o núcleo do modelo é convectivo. Essa característica é

devida a modificação na opacidade da atmosfera estelar que não deveria estar presente em seqüências com essa massa inicial, portanto há alguma incompatibilidade numérica que provocou esse erro no cálculo do MESA.

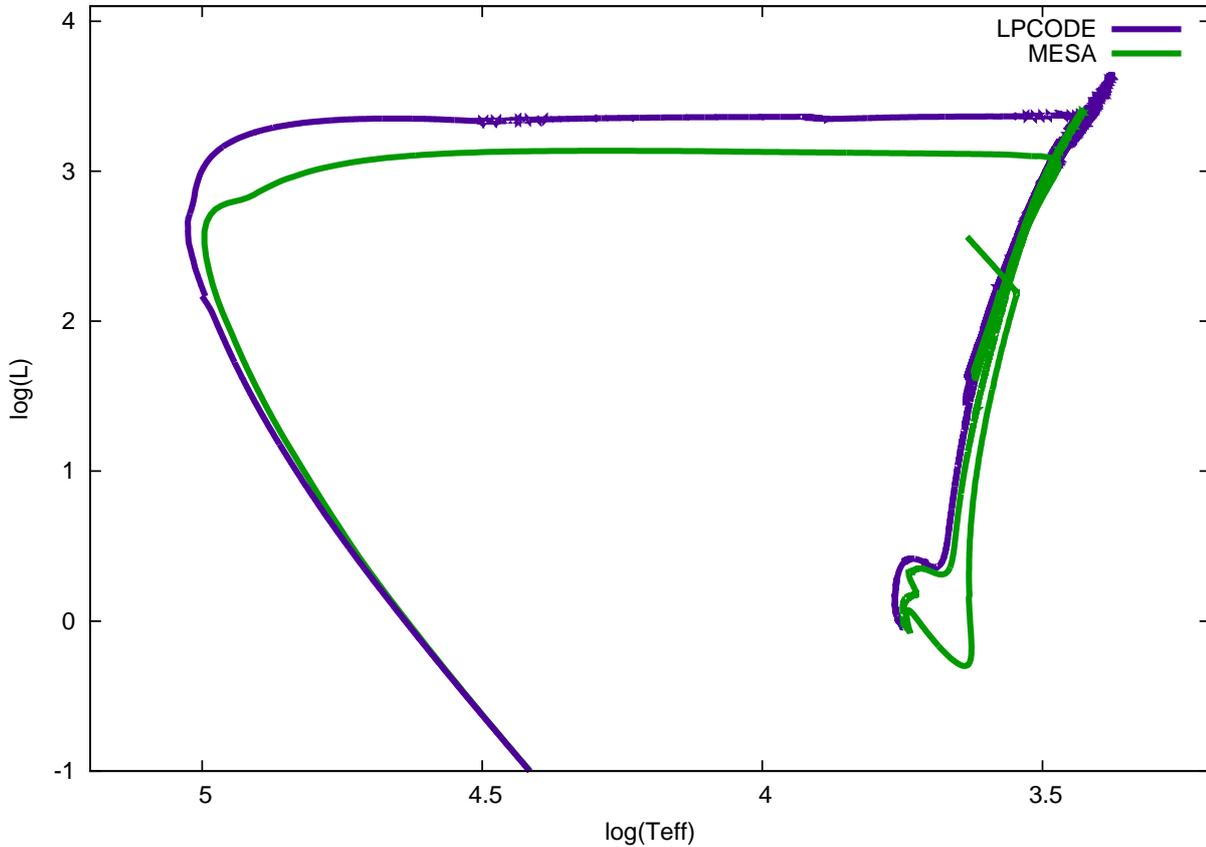


Figura 7 – Diagrama H-R de seqüências de  $1,1M_{\odot}$  calculadas com o MESA (verde) e o LPCODE (roxo) para  $Z=0,04$ .

A fase de gigante é a etapa evolutiva com maior incerteza nos modelos devido a grande modificação nos gradientes de luminosidade, pressão, temperatura e é evidente que a relação entre este estágio evolutivos e os períodos de pulsação não é clara (GOLDMAN et al. 2012). O cálculo completo da fase de pulsos térmicos no ramo assintótico de gigantes em códigos evolucionários demandam de bastante tempo em termos computacionais e, em muitos casos, falham em relação às predições observacionais básicas de conversão de tipos espectrais (MARIGO e GIRARDI 2008).

Nesse sentido ainda é possível perceber na figura 7 que a luminosidade no ramo assintótico de gigante e no pós-AGB é menor para a seqüência calculada com o MESA, resultado que caracteriza um modelo de menor raio se comparado ao LPCODE que, por sua vez, atingiu idade evolutiva cerca de 2,4 vezes menor. Essas diferenças na evolução de pré anã branca influenciam em parâmetros finais como, por exemplo, os valores de massa  $0,525M_{\odot}$  para o MESA e  $0,527M_{\odot}$  para o LPCODE considerando como condições iniciais  $1,1M_{\odot}$  e  $Z = 0,04$ .

Devido a dificuldade na modelagem, o modelo básico do MESA foi programado

para que não houvesse divergência numérica nas etapas de gigantes e isso provoca a ausência de pulsos térmicos em sequências com parâmetros iniciais padrões por que o passo de tempo não é pequeno o suficiente para reproduzir esta rápida etapa com grande gradiente espacial. Para isso é modificado o número de camadas do modelo de acordo com a variação dos parâmetros que se modificam tanto que o passo de tempo pode chegar a segundos não sendo viável computacionalmente ou pode divergir completamente de uma solução numérica. No LPCODE estes gradientes são ajustáveis modificando o parâmetro convectivo de overshooting ou as condições de borda relativas a fotosfera estelar.

Utilizando a fórmula de perda de massa de Van Loon no código MESA obtivemos que a massa final de anã branca aumenta em função da massa inicial na sequência principal até aproximadamente  $1,5M_{\odot}$  e logo diminui, como apresentado na figura 8. Isso ocorre para todos os coeficientes multiplicativos do parâmetro de perda de massa e, se comparado aos resultados obtidos com a receita de perda de massa de Vasiliadis & Wood no código LPCODE, vemos que a massa final apresenta variação diretamente proporcional a massa inicial, elevando-se sempre que esta for maior.

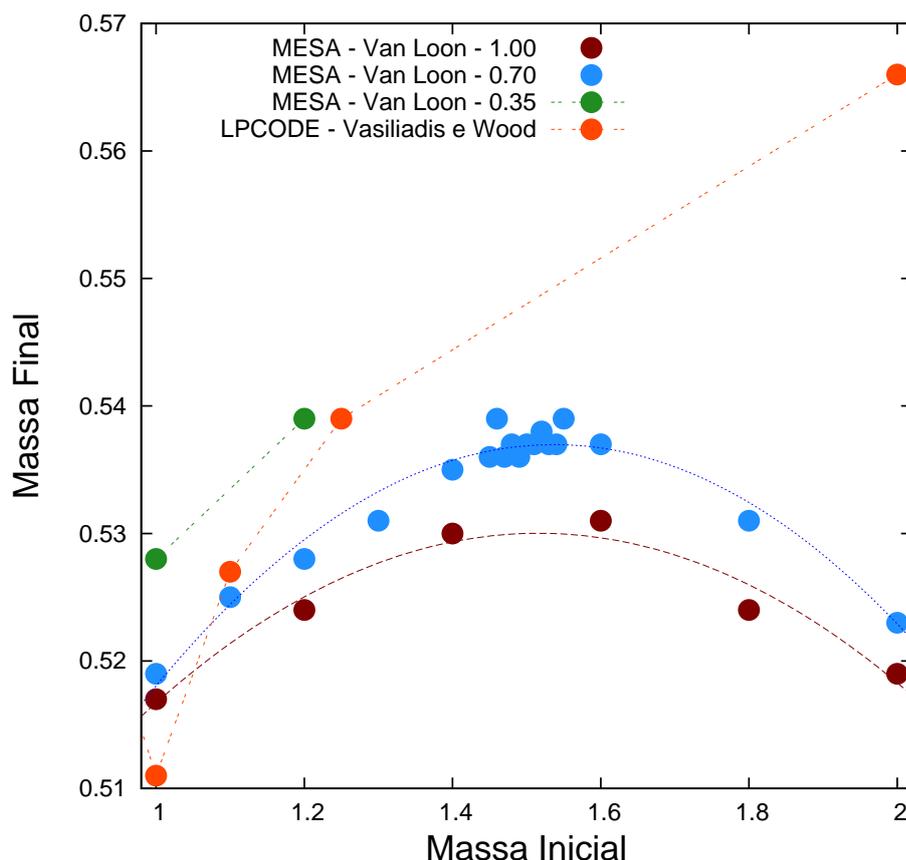


Figura 8 – Relação massa inicial final obtidos com diferentes coeficientes de perda de massa no MESA e LPCODE para  $Z=0,04$ .

A minha análise da relação massa inicial final na figura 8 comparando o LPCODE (pontos laranja) e o MESA (pontos verde, ciano e bordô) levou a primeira interpretação de que a equação de perda de massa de Van Loon não funciona no código MESA. Por isso,

programei essa equação no LPCODE utilizando a linguagem FORTRAN e os resultados para baixa massa e  $Z = 0,02$  (valor solar) se comportaram de maneira análoga ao padrão apresentado anteriormente na figura 8.

A figura 9 apresenta a relação entre a massa inicial e final de anã branca, calculada com o LPCODE, comparando os valores após o primeiro e após todos os pulsos térmicos para  $Z = 0,004$  em azul e  $Z = 0,0001$  em preto (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015). Vale notar que se levarmos em conta apenas o primeiro pulso térmico o resultado da massa final é consideravelmente menor do que o esperado. Para baixa massa as diferenças não são tão visíveis devido ao menor número de pulsos térmicos, porém, acima de  $1,5M_{\odot}$  eles se tornam relevantes ao ponto de aumentar a massa do núcleo significativamente.

As diferenças que surgem a partir de massas iniciais de  $1,5M_{\odot}$  na figura 8 podem ser explicadas pela presença de núcleo convectivo que mistura elementos já processados ao envelope ou pela dificuldade no cálculo de todos os pulsos térmicos. Com o código MESA, como já foi mencionado, o cálculo da etapa assintótica de gigante gera problemas numéricos devido às escalas de tempo muito curtas, impossibilitando o cálculo de pulsos térmicos em várias das sequências, evitando o aumento do núcleo de C/O e, portanto, da massa final na curva de esfriamento de anã branca. Já nos cálculos com o LPCODE foi constatado que para massa inicial igual a  $2M_{\odot}$  e  $Z = 0,02$ , mesmo computando os pulsos térmicos, a massa final considerando a perda de massa de Van Loon foi de  $0,527M_{\odot}$  enquanto a de Vassiliadis & Wood foi de  $0,591M_{\odot}$ , valor retirado de (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015). Deste modo, concluímos que a perda de massa de Van Loon, de fato, não é apropriada para estrelas com núcleo convectivo e metalicidade acima do valor solar, portanto, o que conduz aos resultados de menores massas finais é a sua calibração com objetos de baixa metalicidade, como as Nuvens de Magalhães.

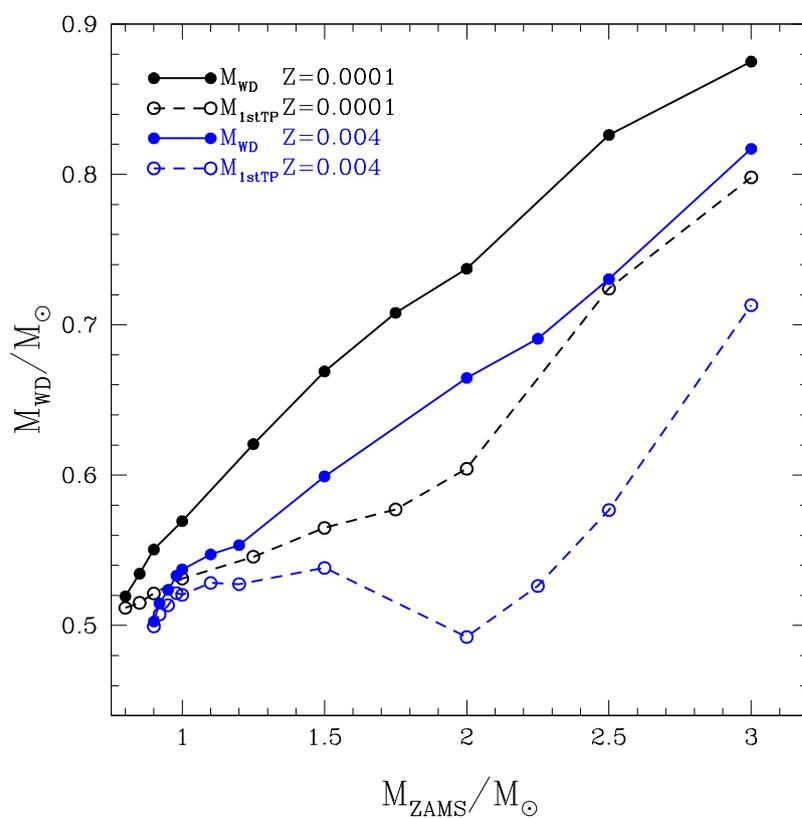


Figura 9 – Relação massa inicial final obtidos com o LPCODE para  $Z = 0,004$  (azul) e  $Z = 0,0001$  (preto) após o primeiro (pontos vazios) e após todos os pulsos térmicos (pontos cheios). Retirado de (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).



### 3 CONCLUSÃO

A Galáxia é um enorme conjunto de corpos celestes, com uma estrutura muito maior do que o Sistema Solar, que abriga desde nuvens de formação estelar até estrelas compactas. O entendimento desse organismo como um todo sugere os motivos pelos quais a interpretação de diagramas cor-magnitude observacionais de populações estelares da Via Láctea e das galáxias externas, em termos das propriedades evolucionárias de estrelas semelhantes, é um dos objetivos principais da evolução estelar. Com isso é possível determinar o cenário de formação estelar e a história de enriquecimento químico de populações, que fornece informações sobre a formação e evolução de galáxias e do universo em geral.

A descrição das etapas evolutivas ainda não é completa, portanto há uma série de lacunas e incertezas na descrição das estrelas que atribuem quantidades inconsistentes entre teoria e observação (IBEN 1967). A posição da sequência principal de estrelas de maior metalicidade se move em direção a menores luminosidades e temperaturas efetivas devido a maior opacidade na atmosfera estelar que faz o modelo mais avermelhado enquanto estrelas de menor opacidade são mais luminosas em decorrência da atmosfera transparente (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

Com este trabalho foi constatado que a fórmula de Vassiliadis & Wood representa a perda de massa que melhor descreve os valores esperados de relação inicial final de massa (figura 8) com base na literatura. Nesse contexto, quanto maior a metalicidade primordial mais eficientes são os episódios de perda de massa e, conseqüentemente, menores são as massas finais (figura 9) para uma mesma massa inicial. Quando comparados os resultados da perda de massa de Van Loon nos diferentes códigos LPCODE e MESA não foram encontradas diferenças significativas nos resultados, portanto essa receita não é apropriada para estrelas com núcleo convectivo independentemente do código utilizado.

O incremento da metalicidade diminui o tempo de vida de uma estrela com uma massa inicial fixa devido a maior opacidade da atmosfera que leva a luminosidades menores e, também, aumenta a perda de massa durante as fases de gigantes resultando em massas finais menores (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015). Sequências menos metálicas tem episódios de perda de massa menos eficientes levando a um maior número de pulsos térmicos e essa redução na metalicidade inicial tende a moderar o grau de estratificação química em regiões centrais, que tem como implicação menor abundância de oxigênio no centro e efeitos nas razões de esfriamento como liberação de energia pelo processo de cristalização em  $T_{eff} \leq 12000K$  (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

O cálculo completo da fase de pulsos térmicos no ramo assintótico de gigantes

em códigos evolutivos demandam de bastante tempo em termos computacionais e, em muitos casos, falham em relação às predições observacionais básicas de conversão de tipos espectrais (MARIGO e GIRARDI 2008). Assim, mesmo sendo um dos resultados com maior incerteza nos modelos estelares, relação inicial final de massa pode ser aplicada ao estudo da evolução de galáxias, incluindo o enriquecimento do meio interestelar e a história química de populações estelares (ROMERO, CAMPOS e KEPLER 2015).

# Referências

- ALTHAUS, L. G. et al. New evolutionary models for massive ZZ Ceti stars. i. first results for their pulsational properties. *Astronomy and Astrophysics*, v. 404, p. 593–609, 2003.
- ALTHAUS, L. G. et al. The formation and evolution of hydrogen-deficient post-AGB white dwarfs: The emerging chemical profile and the expectations for the PG 1159-DB-DQ evolutionary connection. *Astronomy and Astrophysics*, v. 435, p. 631–648, 2005.
- BILDSTEN, L. et al. Acoustic signatures of the helium core flash. *The Astrophysical Journal*, v. 744, n. 1, p. 1–5, 2011.
- BRESSAN, A. et al. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the Padova and Trieste stellar evolution code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 427, p. 127–145, 2012.
- CAMPOS, F. et al. A comparative analysis of the observed white dwarf cooling sequence from globular clusters. *Monthly Notices Royal Astronomical Society*, v. 456, p. 3729–3742, 2016.
- CHANTEREAU, W.; CHARBONNEL, C.; DECRESSIN, T. Evolution of long-lived globular clusters stars. *Astronomy and Astrophysics*, A117, n. 578, p. 1–15, 2015.
- CHOI, J. et al. Mesa isochrones and stellar tracks (MIST). i. solar-scaled models. *The Astrophysical Journal*, v. 823, p. 1–48, 2016.
- GOLDMAN, S. T. et al. The wind speeds, dust content, and mass-loss rates of evolved AGB and RSG stars at varying metallicity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, v. 427, p. 127–145, 2012.
- IBEN, I. J. Stellar evolution. vi. evolution from the main sequence to the red-giant branch for stars of mass  $1M_{\odot}$ ,  $1,25M_{\odot}$  e  $1,5M_{\odot}$ . *The Astrophysical Journal*, v. 147, p. 624–649, 1967.
- IBEN, I. J. Stellar evolution within and off the main sequence. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, v. 5, p. 571–626, 1967.
- IGLESIAS, C. A.; ROGERS, F. J. Updated opal opacities. *The Astrophysical Journal*, v. 464, p. 943–953, 1996.
- KIPPENHAHN, R.; WEIGERT, A. *Stellar Structure and Evolution*. 1ª edição. ed. [S.l.]: Springer-Verlag, 1990.
- LOON, J. T. V. et al. An empirical formula for the mass-loss rates of dust-enshrouded red supergiants and oxygen-rich asymptotic giant branch stars. *Astronomy & Astrophysics*, p. 1–17, 2008.
- MARIGO, P.; GIRARDI, L. Evolution of asymptotic giant branch stars i. updated synthetic TP-AGB models and their basic calibration. *Astronomy and Astrophysics*, v. 469, n. 6772, p. 239–263, 2008.

MONTARGÈS, M. et al. The close circumstellar environment of betelgeuse iv. vlti/pionier interferometric monitoring of the photosphere. *Astronomy and Astrophysics*, v. 588, p. 1–11, 2016.

OHNAKA, K. et al. Imaging the dynamical atmosphere of the red supergiant betelgeuse in the co first overtone lines with vlti/amber. *Astronomy and Astrophysics*, v. 529, p. 1–18, 2011.

OLIVEIRA, K. S.; OLIVEIRA, M. de F. *Astronomia e Astrofísica*. 3ª edição. ed. [S.l.]: Livraria da Física, 2013.

PAXTON, B. et al. Modules for experiments in stellar astrophysics (mesa). *The Astrophysical Journal*, v. 192, n. 3, p. 1–35, 2011.

REIMERS, D. Circumstellar absorption lines and mass loss from red giants. *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, v. 8, p. 369–382, 1975.

RENEDO, I. et al. New cooling sequences for old white dwarfs. *The Astrophysical Journal*, v. 717, p. 183–195, 2010.

ROMERO, A. D. *Astrosismología de estrellas enanas blancas variables ZZ Ceti*. Tese (Doutorado) — Universidad de Buenos Aires, 2012.

ROMERO, A. D.; CAMPOS, F.; KEPLER, S. O. The age-metallicity dependence for white dwarfs. *Monthly Notices*, v. 450, n. 3708-3723, p. 879–891, 2015.

SALARIS, M.; CASSISI, S. *Evolution of Stars and Stellar Populations*. 1ª edição. ed. [S.l.]: Willey, 2008.

SCHRÖDER, K. P.; CUNTZ, M. A new version of reimers' law of mass loss based on a physical approach. v. 630, n. 1, 2005.

VASSILIADIS, E.; WOOD, P. R. Evolution of low- and intermediate-mass stars to the end of the asymptotic giant branch with mass loss. v. 413, p. 641–657, 1993.

VINK, J. S.; KOTER, A.; LAMERS, H. J. G. L. M. Mass-loss predictions for o and b stars as a function of metallicity. *stronomy & Astrophysics*, v. 369, p. 574–588, 2001.