

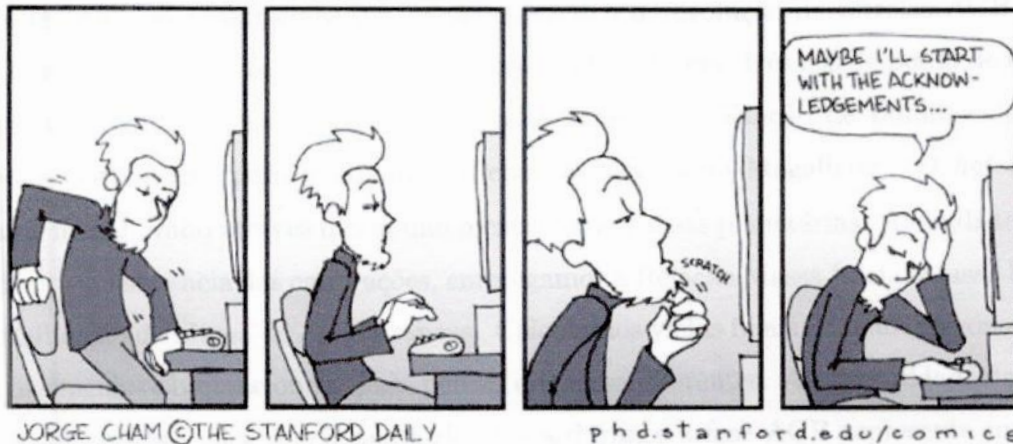
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo
Departamento de Astronomia



Efeitos da Perda de Massa na Nucleossíntese de Estrelas AGB

Projeto de Final de Curso
Aluno: Marcus Vinícius Costa Duarte
Orientador: Prof. Dr. François C. Cuisinier
Dezembro de 2007

Agradecimentos



Gostaria de agradecer, antes de tudo, meus pais, Darci e Dione, pelo apoio incansável e imensurável durante este período da minha vida.

Um agradecimento especial ao meu orientador François C. Cuisinier, pela paciência com minhas questões e pelas produtivas discussões durante este período de elaboração deste projeto. Agradeço também a Robert Izzard pelas respostas por e-mail às minhas muitas perguntas sobre estrelas AGB. Agradeço a Martin Groenewegen pela ajuda na construção do código inicial.

A toda a ajuda computacional durante este projeto com programas, linguagens, etc, agradeço ao meu amigo Lucas S. Werneck e também pelo incentivo horas mais difíceis assim como também o meu amigo Maurício Ferraresi. Agradeço também a Rosalice, por me apoiar indiscutivelmente na profissão que escolhi. Um agradecimento também para Rafael Rangel e Eduardo pelas sugestões, discussões e ajuda neste projeto.

Pela paciência com a leitura e correção da minha escrita neste trabalho, agradeço a Erika Mamede. Agradeço também a Rosa pela ajuda nas inscrições das matérias e apoio, período após período.

Aos demais amigos pelo incentivo e apoio na graduação. Agradeço também a todos os professores do Observatório do Valongo pela minha formação durante estes anos.

Resumo

Neste trabalho construímos um modelo sintético de evolução de estrelas AGB. Para investigar as incertezas na parametrização dos ventos, usamos três leis de perda de massa. Os parâmetros de dragagem foram calibrados através da Função de Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Grande e Pequena Nuvens de Magalhães. O *hot bottom burning* foi calibrado através das abundâncias em nebulosas planetárias. Além disto, para verificar a consistência das calibrações, empregamos a Relação Massa Inicial-Massa Final e a Distribuição de Massa de Anãs Brancas. Calculamos yields finais de maneira consistente com os vínculos observacionais, para perdas de massa diferentes. A variabilidade de yields que encontramos indica que a perda de massa durante a fase AGB representa uma das fontes de maior incerteza na nucleossíntese de estrelas AGB.

Abstract

In this work, we constructed a synthetic model for AGB stars evolution. To investigate the uncertainties on the wind parametrization, we used three mass loss formalisms. The dredge up parameters were calibrated through the Carbon Stars Luminosity Function in the Large and Small Magellanic Clouds. The *hot bottom burning* was calibrated using planetary nebulae abundances. Besides, to verify the calibration consistency, we used the Initial-Final Mass relation and the White Dwarf Mass Distribution. We calculated final yields according to observational constraints, for different mass loss formalisms. The yield variability, which we have put using different formalisms, represents one of the main uncertainty sources in the nucleosynthesis of AGB stars.

Sumário

1	Evolução Estelar e Nucleossíntese	12
1.1	O que é uma estrela AGB?	12
1.2	Ciclo de Pulsos Térmicos	16
1.3	Terceira Dragagem	17
1.4	Queima na Base do Envoltório Convectivo (HBB)	19
1.5	Taxa de Perda de Massa	20
1.6	Processo-s e o Pacote de Carbono-13	21
1.7	Como tudo funciona na fase AGB	23
2	Modelo Sintético de Estrelas AGB	26
2.1	Modelo Sintético x Modelo Autoconsistente	26
2.2	Descrição do Modelo	27
2.2.1	Massa do caroço no 1ºTP	29
2.2.2	Abundâncias Iniciais	30
2.2.3	Primeira Dragagem	31
2.2.4	Perda de Massa antes da fase TP-AGB	32
2.2.5	Segunda Dragagem	33
2.2.6	Relação $L - M_C$	34
2.2.7	Ciclo do Flash	35
2.2.8	Diagrama HR	36
2.2.9	Taxa de Evolução	37
2.2.10	Relação $t_{ip} - M_C$	37
2.2.11	Luminosidade ao primeiro pulso térmico	38
2.2.12	Perda de massa na fase AGB	39

2.2.13	Correções para os primeiros pulsos	40
2.2.14	Terceira Dragagem e HBB	41
2.2.15	Ciclo CNO	45
2.2.16	Yields	49
2.3	O Modelo Computacional	50
3	Vínculos Observacionais	53
3.1	Introdução	53
3.2	Nuvens de Magalhães e a CSLF Observacional	54
3.3	Função Luminosidade Teórica	55
3.4	Calibração dos parâmetros de dragagem	59
3.5	Abundâncias de Nebulosas Planetárias	65
3.5.1	A relação $\log(N/O) \times He/H$	66
3.5.2	A relação $\log(C/O) \times He/H$	68
3.6	Relação Massa Inicial-Massa Final	70
3.7	Distribuição de Massa de Anãs Brancas	72
3.8	Yields Finais	76
3.8.1	Influência da Massa Inicial e HBB	76
3.8.2	Comparação dos resultados com outros modelos	77
3.8.3	Influência da Metalicidade	78
3.8.4	Influência da Perda de Massa	79
	Conclusão	86
	A Código Fonte	91

Lista de Figuras

1.1	Estrutura de uma estrela AGB.....	15
1.2	Perfil da Luminosidade durante um pulso térmico.....	17
1.3	Convecção na região de descontinuidade(intershell).....	18
1.4	Atuação do Processo-s durante o período interpulso.....	22
1.5	Esquema da evolução temporal de uma estrela AGB.....	24
2.1	Massa do caroço para diferentes metalicidades.....	30
2.2	Perfil de luminosidade de estrela com $M_i=3M_\odot$ e $Z=0.004$	36
2.3	Evolução dos elementos do ciclo CNO.....	49
2.4	Diagrama do funcionamento do código do modelo sintético.....	52
3.1	Evolução das estrelas AGB com relação à M_{bol}	58
3.2	Ajuste da CSLF para LMC usando VW93.....	60
3.3	Ajuste da CSLF para SMC usando VW93.....	60
3.4	Ajuste da CSLF para LMC usando B95.....	62
3.5	Ajuste da CSLF para SMC usando B95.....	62
3.6	Ajuste da CSLF para LMC usando R75.....	63
3.7	Ajuste da CSLF para SMC usando R75.....	64
3.8	Ajuste de $\log(N/O) \times He/H$ usando VW93.....	66
3.9	Ajuste de $\log(N/O) \times He/H$ usando B95.....	67
3.10	Ajuste de $\log(N/O) \times He/H$ usando R75.....	68
3.11	Ajuste de $\log(C/O) \times He/H$ usando VW93.....	68
3.12	Ajuste de $\log(C/O) \times He/H$ usando B95.....	69
3.13	Ajuste de $\log(C/O) \times He/H$ usando R75.....	70
3.14	A relação $M_i \times M_f$ comparada aos dados de Weidemann(2000).....	71
3.15	A relação $M_i \times M_f$ comparada aos dados de Claver et al.(2001).....	71
3.16	Distribuição de Anãs Brancas usando VW93.....	74
3.17	Distribuição de Anãs Brancas usando B95.....	74
3.18	Distribuição de Anãs Brancas usando R75.....	75
3.19	Comparação dos yields aos resultados de outros modelos($Z=0.02$).....	81
3.20	Comparação dos yields aos resultados de outros modelos($Z=0.004$).....	82

3.21	Yields com e sem a atuação do HBB.....	83
3.22	Yields para as três leis de perda de massa($Z=0.008$).....	84
3.23	Yields para as três leis de perda de massa($Z=0.004$).....	85

Introdução

Estrelas com massas iniciais entre $0.8 < M/M_{\odot} < 8$ evoluem através dos ramos das gigantes, em sua fase final pelo ramo assintótico das gigantes, ou AGB (*Asymptotic Giant Branch*). Uma queima em dupla camada, ocorrendo de modo alternado e um caroço inerte de carbono e oxigênio caracterizam a estrutura destas estrelas. A queima súbita da camada de hélio provoca mudanças bruscas no raio e na luminosidade, resultando em pulsos térmicos. Após um pulso, a queima da camada de hidrogênio prevalece de modo quiescente até outro pulso acontecer, e o ciclo recomeça. Uma alta taxa de perda de massa da ordem de $10^{-8} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{ano}$ ejeta grandes quantidades de gás e poeira do envoltório durante a fase AGB. Esta fase termina quando o envoltório atinge uma massa suficientemente pequena para ser completamente ejetado, resultando numa nebulosa planetária. Apesar desta fase representar um breve período na vida da estrela, sua contribuição para a evolução química da Galáxia é fundamental. O ciclo CNO presente nestas estrelas, é responsável por quantidades significativas de nitrogênio e carbono ejetadas para o meio interestelar ao final da fase.

A teoria de evolução estelar aplicada a estas estrelas é de modo geral bem entendida, entretanto, existem alguns pontos ainda não compreendidos. A teoria também prediz um importante episódio no interior destas estrelas, a terceira dragagem. Um episódio suposto é o *hot bottom burning* (HBB), para reproduzir as abundâncias em nebulosas planetárias.

Modelos autoconsistentes são modelos que utilizam equações de estrutura e evolução estelar. Tais modelos apresentam duas grandes desvantagens no cálculo da evolução estelar, o tempo computacional e a dificuldade de manipulação do código. Estes fatores limitam drasticamente a liberdade de escolha de parâmetros. Visando contornar este problema, modelos sintéticos foram criados para explorar os intervalos de liberdade dos parâmetros. Baseando-se em resultados de modelos autoconsistentes, relações entre as variáveis fundamentais de evolução, como massa do caroço, luminosidade, raio, metalicidade, etc, permitem agilizar o cálculo computacional. Enquanto modelos autoconsistentes levam horas ou mesmo dias de cálculo, os modelos sintéticos levam apenas segundos. Esta característica permite uma escolha dos parâmetros com muito mais facilidade, assim podendo ser explorado, de modo viável, o espaço de parâmetros.

Historicamente, os primeiros modelos sintéticos surgiram com Iben & Truran (1978) e

Renzini & Voli (1981). Parâmetros destes modelos são calibrados através de vínculos observacionais. Estrelas carbonadas, caracterizadas por $C/O > 1$, aparecem como um importante vínculo para calibração dos parâmetros de dragagem de modelos, realizada através de uma Função de Luminosidade de Estrelas Carbonadas. O ajuste da distribuição teórica à observacional fixa os valores dos parâmetros de dragagem. Abundâncias de nebulosas planetárias também representam um forte vínculo de nucleossíntese para o HBB, que possui influência nas abundâncias de elementos do ciclo CNO. Além disto, a relação entre a massa inicial e a massa final e uma distribuição de massa de anãs brancas são importantes vínculos para a verificação da consistência da calibração do modelo.

As relações de calibração citadas acima são usadas para determinar os valores mais adequados aos parâmetros relacionados a fenômenos presentes nas estrelas AGB, mas todas possuem uma forte dependência com relação à perda de massa. A perda de gás e poeira pelo vento estelar influencia toda a evolução da estrela. Existem vários formalismos de perda de massa, todos obtidos de modo semi-empírico. A cada formalismo de perda de massa usado, é necessário uma nova calibração e a verificação dos demais vínculos observacionais. A história da perda de massa durante a evolução estelar é um fator preponderante sobre os fenômenos atuantes na nucleossíntese e na estrutura.

Modelos atuais investigam resultados utilizando somente *um* formalismo de perda de massa. Neste trabalho, construímos um modelo sintético para avaliarmos a influência da perda de massa usando os três formalismos aceitos hoje em dia: Reimers(1975), Vassiliadis & Wood(1993) e Blocker(1995). Calibramos os parâmetros de dragagem usando a Função de Luminosidade de Estrelas Carbonadas. Como vínculos observacionais foram usadas amostras de estrelas carbonadas da Grande e Pequena Nuvem de Magalhães. Nossa calibração baseou-se no ajuste das distribuições, para os três formalismos de perda de massa. Através de abundâncias de nebulosas planetárias, pelas relações $\log(C/O) \times He/H$ e $\log(N/O) \times He/H$, calibramos nossos parâmetros relacionados ao *hot bottom burning*. Esta calibração foi feita novamente para todas as leis de perda de massa. Para avaliarmos a consistência das calibrações e influências das histórias de perda de massa em cada caso, a relação massa inicial-massa final foi utilizada e comparamos nossos resultados com dados semi-empíricos da literatura. A distribuição de massa de anãs brancas também aponta como um vínculo relacionado ao comportamento da perda de massa das progenitoras

de anãs brancas. Discutimos a influência de diferentes leis de perda de massa sobre a nucleossíntese de estrelas AGB e os yields calculados, e as incertezas envolvidas.

O capítulo 1 descreve uma breve introdução de estrelas AGB, explicando sua estrutura, evolução e incertezas na teoria envolvida. O capítulo 2 apresenta as equações utilizadas na construção do nosso modelo e todo o mecanismo de funcionamento. O capítulo 3 mostra os vínculos observacionais necessários para realizar calibrações de parâmetros do modelo e verificação da confiança dos resultados obtidos. Ainda neste capítulo, resultados dos yields finais foram discutidos e comparados com outros modelos da literatura. Em anexo, apresentamos o código dos nossos três programas desenvolvidos.

Capítulo 1

Evolução Estelar e Nucleossíntese

A evolução de uma estrela depende basicamente de dois parâmetros iniciais: massa e composição química. Estes dois principais parâmetros vão determinar uma evolução estrutural e química da estrela. Uma nuvem inicial composta por gás e poeira começa num processo de colapso. Este colapso acontece até a região do interior da nuvem alcançar temperatura e pressão suficiente para o começo da queima do hidrogênio por fusão nuclear, entrando ,então, na chamada seqüência principal (SP), onde passa a maior parte da sua vida. Depois desta fase, a estrela pode acabar como uma anã branca com uma nebulosa planetária, uma estrela de nêutrons ou ainda um buraco negro, dependendo da sua massa inicial. Este projeto é direcionado às estrelas entre $0.8 < M_i/M_\odot < 8$ que passam pela fase AGB e terminam como uma nebulosa planetária. Este capítulo descreve basicamente a evolução das estrelas AGB e os principais fenômenos que influenciam a evolução estelar.

1.1 O que é uma estrela AGB?

As estrelas AGB continuam a estimular e a desafiar os astrônomos. A base da evolução de estrelas AGB é atualmente considerada bem entendida, porém existem algumas partes no estudo destas estrelas que ainda não são compreendidas e estimulam os astrônomos como um desafio. A importância destas estrelas está principalmente na nucleossíntese que ocorre durante este período. Esta fase é considerada curta quando comparada ao tempo total de vida da estrela, mas é neste curto período que existe uma nucleossíntese substancial, quando uma produção de isótopos significativa acontece e o material enriquecido é ejetado

para o meio interestelar. A contribuição das estrelas AGB para a evolução química da Galáxia é considerada fundamental.

Para o entendimento da evolução estelar, uma ferramenta imprescindível é o Diagrama Hertzsprung-Russel (Diagrama HR), que relaciona a temperatura efetiva (T_{eff}) e luminosidade da estrela. Pode-se traçar neste diagrama caminhos que a estrela percorre durante sua evolução. Mudanças na luminosidade e na temperatura efetiva durante a evolução descrevem caminhos neste diagrama HR. Existem regiões que especificam a fase em que a estrela se encontra de acordo com a massa. Inicialmente, após o colapso da nuvem inicial, a estrela entra na chamada seqüência principal, em que a maioria das estrelas se encontra. Na seqüência principal, a fonte de energia da estrela é a queima de hidrogênio em hélio no caroço pelo ciclo p-p em estrelas de baixa massa e ciclo CNO em estrelas de massas maiores. Este limite de transição apresenta-se por volta de $1.6 M_{\odot}$. Uma queima de hidrogênio em hélio no caroço acontece durante toda a permanência na SP, proporcionando uma estabilidade na estrutura da estrela devido ao equilíbrio entre as forças gravitacionais e do gás. Deixando a seqüência principal, com a exaustão gradativa do hidrogênio no caroço, uma estrela de baixa massa move-se para luminosidade e temperatura maiores no diagrama HR, enquanto uma estrela de massa maior move-se para uma luminosidade maior e uma temperatura menor no diagrama HR. A evolução na seqüência principal termina com exaustão do hidrogênio, passando da queima do caroço para uma queima ao redor dele. O caroço inerte de hélio se contrai e, conseqüentemente, se aquece. A produção de energia é menor agora, causando assim um resfriamento e, conseqüentemente, um aumento da opacidade do envoltório, tornando-o convectivo. A estrela neste momento aumenta muito o seu raio devido ao novo meio de transporte de energia. A evolução logo após a SP ocorre de modo muito rápido em estrelas de massa intermediária, sendo então poucas estrelas observadas nesta fase de transição, portanto chamada de "gap" do diagrama HR. A estrela agora alcança o Ramo das Gigantes Vermelhas (ou *Red Giant Branch*(*RGB*)). Neste período, o caroço inerte continua se contraindo e uma camada de hidrogênio queimando externamente, acrescenta hélio à região mais interna. O envoltório convectivo avança para regiões mais internas da estrela onde existe material processado pela queima do hidrogênio, trazendo-o então à superfície. Este fenômeno é conhecido como primeira dragagem ($1^{\circ}DU$ (*first dredge up*)). O $1^{\circ}DU$ é responsável pelo enri-

quecimento do envoltório com material processado pela casca de hidrogênio ativa. Este material processado ainda é principalmente composto por hidrogênio e hélio e contém agora quantidades significativas de N^{14} e C^{13} , resultado do ciclo CN pelo consumo de C^{12} . Na ascensão no ramo das gigantes, o caroço inerte de hélio alcança temperatura e pressão suficientes para a ignição do hélio. A diferença entre estrelas de baixa massa e massa intermediária é a condição em que a ignição do hélio acontece. Em estrelas de baixa massa, com massa até aproximadamente $2 M_{\odot}$ segundo Hurley et.al.(2000), a queima do hélio se inicia de modo abrupto com o caroço em condições degeneradas, tais que pressão e temperatura estão desacopladas, resultando no chamado "flash do hélio". Já em estrelas de massa intermediária, com massa de limite superior de $8 M_{\odot}$, a queima começa suavemente em condições não degeneradas. A camada de hidrogênio ainda está ativa, contribuindo para a luminosidade da estrela. Com a queima do hélio, a estrela se contrai rapidamente e se desloca no diagrama HR para o Ramo Horizontal (ou *Horizontal Branch* (HB)). A fusão do hélio na região central é responsável pela produção de C^{12} e O^{16} . A queima do hélio na região central acontece até a exaustão, que resulta num caroço inerte de carbono e oxigênio degenerado. A proporção de carbono e oxigênio depende principalmente da taxa de reação para $C^{12}(\alpha, \gamma)O^{16}$. A estrela ascende mais uma vez após a exaustão pelo ramo das gigantes chegando então ao segundo ramo das gigantes, o Ramo Assintótico das Gigantes (ou *Asymptotic Giant Branch* (AGB)). O termo assintótico vem justamente de uma comparação com o primeiro ramo das gigantes. Para estrelas de massas mais baixas, i.e., menores que $1 M_{\odot}$, existe uma semelhança entre os ramos no diagrama HR o que isto explica a utilização do termo "assintótico" para este ramo posterior. Em estrelas mais massivas, o termo assintótico não faz sentido já que a relação $T_{eff} - L$ não tem significado morfológico de comparação. A transição da queima do hélio do centro para uma camada ao redor do caroço acontece ao mesmo tempo que a extinção da camada do hidrogênio em estrelas de massa intermediária. Já em estrelas de baixa massa, a camada de hidrogênio não se extingue durante a atenuação da queima do caroço. A fase AGB é, portanto, subdividida em dois períodos. A primeira fase é a *early-AGB* (E-AGB), que é caracterizada pela queima da camada de hélio ao redor do caroço inerte. Neste período, a estrutura da estrela é um caroço degenerado composto de carbono e oxigênio e uma camada ativa de hélio queimando ao redor e em estrelas

de baixa massa uma camada ativa de hidrogênio também. Em estrelas mais massivas, o envoltório convectivo alcança novamente o material processado na camada inerte de hidrogênio e um novo evento de poluição do envoltório pelo material dragado acontece. Este fenômeno é chamado de segunda dragagem (2° DU (*second dredge up*)) e acontece em estrelas com massas iniciais maiores que aproximadamente $4 M_{\odot}$. A queima do hélio se extingue e a casca de hidrogênio volta se tornar ativa novamente. A luminosidade da estrela é praticamente produzida na queima do hidrogênio. A fase posterior AGB é a *Thermal Pulse-AGB* (TP-AGB) e é caracterizada pela ocorrência de pulsos térmicos. Nesta fase, uma queima súbita (flash) da camada do hélio pelo ciclo triplo- α faz com que haja a produção de uma quantidade maior de energia, aumentando significativamente a luminosidade e o raio, formando assim um pulso térmico. Um pulso é seguido por um período tranqüilo, chamado de período interpulso, tal que a camada de hélio se mantém inerte e a energia provem da queima da camada de hidrogênio. Ao final deste período, um novo pulso acontece e o ciclo recomeça. Na fase AGB, a estrutura da estrela é um caroço inerte (e também degenerado) formado por carbono e oxigênio, uma fina camada de hélio, que é inerte até a geração do pulso térmico, uma camada de descontinuidade química chamada de intershell composta basicamente de hélio, C^{12} e O^{16} e, exteriormente a estas, temos a camada de hidrogênio e, finalmente, o envoltório convectivo composto principalmente de hidrogênio, como mostra a figura 1.1.

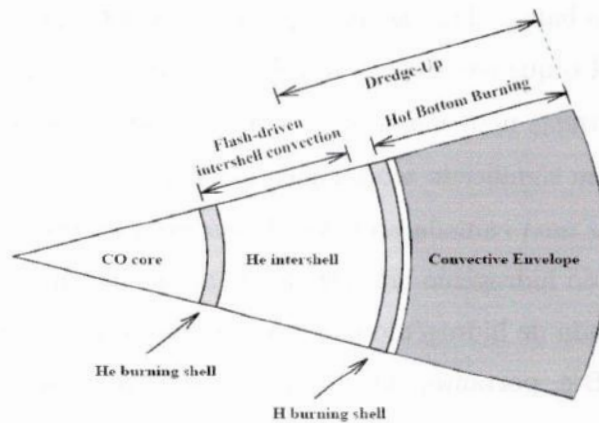


Figura 1.1: Estrutura de dupla casca de uma estrela na fase AGB. Figura de Lattanzio (1998).

Uma alta taxa de perda de massa devido ao intenso vento estelar, o fenômeno de dragagem e a queima na base do envoltório convectivo acontecem durante a fase AGB, como descrito nas seções seguintes. Este ciclo ocorre até o envoltório se tornar fino suficiente para a expulsão total, formando assim uma nebulosa planetária e no centro o caroço inerte, uma anã branca.

1.2 Ciclo de Pulsos Térmicos

Durante o ciclo de pulsos térmicos, a luminosidade da estrela é composta principalmente por duas parcelas, uma proveniente da queima da camada de hélio, gerando a luminosidade do hélio (L_{He}) e outra da energia gerada pela queima do hidrogênio, atribuindo então a luminosidade do hidrogênio (L_H), logo $L \sim L_{He} + L_H$ é válido todo o tempo. Ao término do período interpulso, a estrela possui uma luminosidade L_A , como na Figura 1.2, e uma grande quantidade de energia é rapidamente gerada pela queima súbita da camada do hélio. Como consideramos o flash ocorrendo numa região não degenerada (pulsos não degenerados), entre o caroço (“CO core”) e a região intershell, a energia liberada aumenta rapidamente a pressão local e a energia se propaga para regiões externas. Neste momento, a região intershell se torna convectiva com o aumento do fluxo de energia (*flash-driven intershell convection*), como mostrado na Figura 1.1. A energia se propaga através de regiões mais exteriores, fazendo com que a região de queima de hidrogênio se expanda e se resfrie e, conseqüentemente, a energia proveniente da queima do hidrogênio se torna praticamente nula, resultando numa “queda” da luminosidade (L_B na Figura 1.2). Toda a estrela sofre um efeito de expansão devido à quantidade de energia emergente. Esta energia é, portanto responsável pela própria expansão da camada de queima de hélio. Devido à esta expansão, se desenvolve uma diminuição da queima até a camada se tornar praticamente inerte novamente. A geração rápida de energia neste caso é responsável pelo próprio desvanecimento da camada. Posteriormente, com a diminuição progressiva da luminosidade do hélio (L_{He}), a matéria que foi propelida cai em direção ao centro da estrela e se aquece. A luminosidade da camada do hidrogênio volta a crescer e a luminosidade da estrela chega a um valor máximo (L_C). Após este pico, a luminosidade decresce a L_D , quando ocorre a transição da dominância entre luminosidades do hidrogênio e do hélio, e depois a um valor regular ($L_{A'}$) que predomina durante quase todo o período interpulso.

Neste intervalo, a luminosidade da estrela provém da camada ativa de hidrogênio e ao final dele, a camada de hélio novamente alcança condições suficientes para o início da queima do hélio e um novo pulso se forma e o ciclo recomeça.

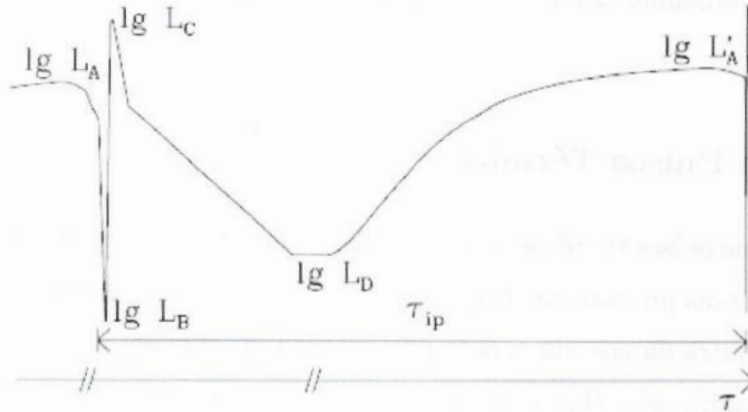


Figura 1.2: Variação da luminosidade durante um ciclo de pulsos térmicos. Figura de Groenewegen & Wagenhuber (1998).

1.3 Terceira Dragagem

Um importante fenômeno em estrelas AGB é a terceira dragagem (ou *third dredge up* (3°DU)). Com a extinção da camada de hélio, a energia que foi liberada causa expansão e resfriamento das camadas exteriores. Parte da energia liberada se propaga através das camadas e outra parte vai para expansão local. Estas condições resultam num gradiente radiativo maior que o gradiente adiabático, logo condição para que a convecção exista em regiões que antes não havia. A convecção alcança regiões mais interiores, além do limite da convecção previsto pela teoria convectiva e vai até a região intershell, como na Figura 1.1. Este avanço da convecção faz com que o material rico e processado da região intershell seja levado de regiões internas para o envoltório da estrela e misturado até chegar à superfície. Uma mudança substancial na composição química pode ser observada na superfície da estrela.

A terceira dragagem está fortemente ligada à formação de estrelas carbonadas. O material dragado da região intershell, principalmente rica em hélio e carbono, quando misturado ao envoltório modifica a razão C/O na superfície da estrela. Como a região

intershell contém de 5 à 10 vezes mais carbono que oxigênio (Herwig (2005)), esta razão C/O excede o valor unitário e uma estrela carbonada é formada. Este fenômeno de formação de carbonadas acontece até um limite de massa de aproximadamente $4M_{\odot}$, pois em estrelas de maior massa acontece a queima na base do envoltório convectivo, descrito na próxima seção, fator que inibe a formação destas estrelas. A terceira dragagem está fortemente ligada à teoria de convecção. Nos modelos autoconsistentes atuais, a convecção nestas estrelas é baseada na teoria de comprimento de mistura (*mixing length theory*) como descrita em Canuto & Mazzitelli (1991) e Bohm-Vitense (1958). Um importante e ainda não determinado parâmetro desta teoria de convecção para estas estrelas é o comprimento de mistura (λ). Um parâmetro de comprimento de mistura maior resulta numa dragagem mais eficiente (Boothroyd & Sackmann (1988)). Uma modelagem da convecção, portanto é fundamental para a reprodução de uma dragagem consistente com observações em modelos autoconsistentes e a determinação de fronteiras convectivas (critério de Schwarzschild), que nesta teoria também considera-se um problema quantitativo para modelos de estrelas AGB. Uma fronteira teórica para que as bolhas de convecção não ultrapassem na realidade deixa de existir. Por este motivo é necessário supor mecanismos para que os modelos reproduzam razoavelmente as observações, como overshooting e semi-convecção descritos posteriormente. A Figura 1.3 abaixo mostra a convecção na região intershell logo após o flash do hélio.

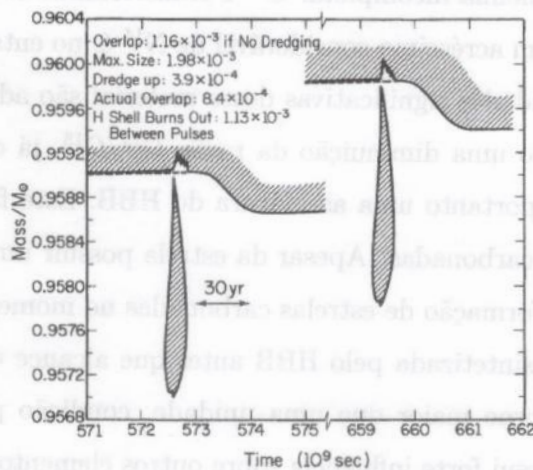


Figura 1.3: Convecção (área hachurada) presente na região intershell entre o décimo quinto e o décimo sexto pulsos térmico. Estrela com $7 M_{\odot}$ $Z=0.02$. Figura de Iben & Renzini (1983).

1.4 Queima na Base do Envoltório Convectivo (HBB)

Em estrelas mais massivas que aproximadamente $4 M_{\odot}$ a temperatura na base do envoltório convectivo é suficientemente alta ($T_6 \geq 30$, sendo T_6 uma temperatura em milhões de graus Kelvin) para que reações termonucleares ocorram, existindo assim uma queima na base do envoltório convectivo, ou *hot bottom burning* (HBB). Esta temperatura na base do envoltório é aproximadamente constante durante a fase AGB até o envoltório alcançar uma massa pequena suficiente e então a temperatura decrescer drasticamente, extinguindo a queima nesta região. A parte exterior da camada de queima do hidrogênio encontra-se numa região convectiva já que somente em teoria podemos considerar um limite bem definido para a convecção. A queima na base do envoltório ocorre durante o período de interpulso, quando a camada de hidrogênio está ativa e, portanto o material processado na região é misturado ao envoltório pela convecção. Este processo pode também atuar no material dragado após o pulso térmico que entra em contato com a região de queima na base do envoltório. Depois de um pulso térmico, o material dragado passa pela região de queima do hidrogênio com temperatura suficiente para sintetizar e parte dele é processado pelo HBB. Isso provoca uma mudança significativa na composição química do material dragado e, como a queima ocorre pelo ciclo CNO, o tempo de exposição é relativamente curto em comparação ao tempo interpulso e o tempo de equilíbrio das reações, o material sofre na verdade uma queima incompleta. C^{12} é transformado em N^{14} e C^{13} e o material se torna rico em N^{14} . Um acréscimo considerável de N^{14} é, no entanto, levado às camadas mais exteriores. Quantidades significativas deste material são adicionadas ao envoltório. Isso tem como resultado uma diminuição da razão C^{12}/C^{13} , já que parte do C^{12} é convertido em C^{13} sendo, portanto uma assinatura do HBB. Este fato resulta na chamada “prevenção” de estrelas carbonadas. Apesar da estrela possuir um $3^{\circ}DU$ eficiente, o HBB atua como inibidor na formação de estrelas carbonadas no momento da dragagem. Parte do material dragado é sintetizada pelo HBB antes que alcance o envoltório, prevenindo que a razão C/O se torne maior que uma unidade, condição para a estrela se tornar carbonada. O HBB possui forte influência sobre outros elementos que também são sintetizados no interior das estrelas AGB. Abaixo da camada de queima do hidrogênio, durante o período interpulso, um átomo de N^{14} captura uma partícula alfa e resulta em F^{18} , que decai para o elemento O^{18} . Acontece então a reação $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ que então N^{15} captura

uma partícula alfa e gera assim F^{19} . Este elemento é então dragado ao começo do período interpulso e havendo a presença do HBB, é destruído pela reação $F^{19}(p, \alpha)O^{16}$. Presenças significativas de F^{19} são, portanto características de estrelas de baixa massa, uma vez que o HBB não está presente para a destruição do elemento. Também é suposto a influência do HBB na produção de Li^7 . A presença do HBB influencia na produção de Li^7 . Na base do envoltório, He^3 captura uma partícula alfa formando Be^7 , que decai para Li^7 . Quando a formação do Be^7 acontece nesta região, é necessário que seja levado à regiões mais frias para que decaia formando Li^7 , caso contrário é consumido pelo ciclo p-p que ainda existe nesta camada e a produção de Li^7 não acontece. A convecção nesta região é então fundamental para que o Li^7 seja produzido no envoltório.

1.5 Taxa de Perda de Massa

A existência de perda de massa era conhecida em estrelas gigantes vermelhas já há um bom tempo, mas somente na década de setenta, com observações no infravermelho, a medição destas taxas de perda de massa foi possível. Foi verificado que as medidas destas taxas de perda de massa variam de 10^{-8} à $10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$. A primeira evidência de uma intensa perda de massa nestas estrelas foi com o desenvolvimento de detectores infravermelhos. Observou-se que a maioria das estrelas possui um espectro mais intenso no infravermelho que no visível. Uma interpretação para este fenômeno foi que a estrela era circundada por um envoltório de poeira, que causava uma extinção na luz proveniente. A luz que é emitida no visível sofre absorção pelos grãos e é re-emitida no infravermelho. Um excesso de emissão no infravermelho, portanto indica fortemente uma manifestação de uma perda de massa. A perda de massa nestas estrelas também se manifesta através de emissões moleculares, através de emissões de maser OH em estrelas oxigenadas e CO em estrelas carbonadas. Uma das primeiras leis de perda de massa foi elaborada por Reimers (1975) e posteriormente outras leis foram surgindo como as mais recentes Vassiliadis & Wood (1993) (VW93) e Blocker (1995) (B95). Devido à alta opacidade dos grãos, a radiação vinda da estrela expulsa-os através da pressão de radiação. Uma questão logo surgiu: se a poeira poderia levar eficientemente o gás no momento da expulsão de material pela perda de massa. Uma interação entre o gás e a poeira na perda de massa foi questionada quantitativamente. Uma solução foi uma elaboração de leis de perda de

massa híbridas, considerando ondas de choque criadas por períodos de pulsação de Miras, que elevariam a escala da atmosfera e assim ocorreria um resfriamento e condensação do material num certo ponto acima da atmosfera, caracterizando a perda de massa. A pulsação da estrela contribui deste modo para a ejeção de material para o meio interestelar. As leis de perda de massa podem ser divididas em duas categorias (Kwok (2000)), as perdas que apresentam um crescimento estacionário através de toda a fase AGB e as que possuem uma baixa taxa durante a quase toda a fase AGB e ao final um crescimento dramático, chamado de “supervento”, como em VW93. O termo “supervento” é empregado para indicar um aumento súbito na taxa de perda de massa. A teoria de perda de massa atualmente ainda é pouco entendida, mas apresenta um papel muito importante na evolução das estrelas AGB, limitando o tempo de evolução até a expulsão do envoltório formando nebulosas planetárias segundo modelos atuais. A perda de massa também previne a formação de caroços com massa suficientes para a ignição do carbono, assim permitindo que estrelas com até aproximadamente $8 M_{\odot}$ se tornem anãs brancas com nebulosas planetárias e não resultando em supernovas.

1.6 Processo-s e o Pacote de Carbono-13

Um importante processo de síntese de elementos em estrelas AGB é o processo-s que é caracterizado pela captura lenta de nêutrons por Fe^{56} formando elementos mais pesados. Uma densidade de nêutrons pode ser alcançada na camada intershell de hélio em estrelas AGB na ocorrência de reações produtoras de nêutrons. Após a ocorrência do 3°DU , há uma difusão de prótons no topo da região intershell para o interior. O C^{12} presente na região captura um próton e após algumas reações sintetiza C^{13} . Podemos considerar que não existe uma interação entre as camadas desta região, neste caso a densidade de partículas é independente para cada camada. As quantidades de C^{13} e N^{14} sintetizados dependem explicitamente do número de prótons disponíveis ao início da difusão. Com uma difusão maior de próton na região intershell, a quantidade de N^{14} aumenta por ser produzido pela segunda captura de prótons, até a proporção próton/ C^{12} chegar perto da unidade. O pacote de C^{13} no topo da região intershell é então formado. Logo após a formação deste pacote, a captura de partículas alfa pela reação $\text{C}^{13}(\alpha, n)\text{O}^{16}$ resulta num aumento do fluxo de nêutrons na região. Ao decorrer de quase todo o período interpulso,

a transformação de C^{13} em O^{16} a uma temperatura de aproximadamente $0.9 \cdot 10^8$ K muda substancialmente a composição do pacote. Ao final do período, praticamente todo o C^{13} foi transformado em O^{16} e uma liberação de nêutrons decorrente da reação produtora de O^{16} proporcionou a captura de nêutrons pelo Fe^{56} e então a formação de elementos pelo processo-s, como mostrado na Figura 1.4 abaixo.

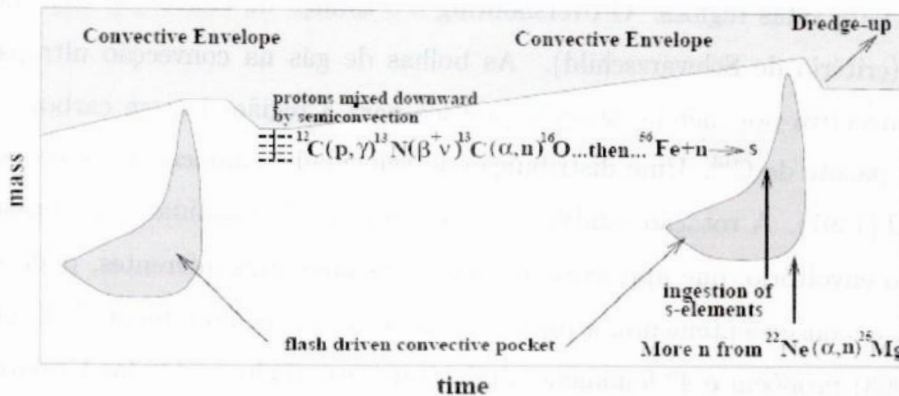


Figura 1.4: A formação de elementos pelo processo-s entre dois pulsos térmicos. Figura de Lattanzio (2002)

Um ponto importante neste momento é a reação $N^{14}(n,p)C^{14}$, que também captura nêutrons e possui uma alta seção de choque. Uma reciclagem de prótons pode ocorrer quando um C^{12} ou C^{13} captura um próton e a cadeia de reações recomeça. Esta reciclagem pode ocasionar uma diminuição do fluxo de nêutrons, influenciando na produção pelo processo-s. Posteriormente ocorre novamente a queima da camada do hélio e mais uma vez a camada intershell se torna convectiva, misturando este material sintetizado. A convecção alcança os elementos formados pelo processo-s e o material é levado até camadas mais exteriores da estrela. O enriquecimento da estrela por elementos pesados que foram sintetizados no interior estelar foi levado ao envoltório convectivo, mudando a composição química superficial.

A grande pergunta neste cenário é qual o mecanismo responsável pela mistura de prótons em direção a região intershell. Existem atualmente quatro mecanismos supostos pela literatura para a explicação desta injeção de prótons responsável pela formação do pacote de C^{13} : Semi-convecção, Overshooting, Rotação e Ondas Gravitacionais.

Supõe-se que o primeiro fenômeno ocorra quando, logo após o pulso térmico, a expansão

da estrela causa recombinação de carbono ionizado na base da camada de hidrogênio ativa (Lattanzio & Lugaro (2005)) e isso causa uma mudança brusca de opacidade na região assim se tornando-se semi-convectiva. Esta região, portanto, é responsável pela mistura de átomos de hidrogênio na região intershell. Em modelos de convecção unidimensionais, problemas de convergência persistem, indicando que a semi-convecção pode ser inadequada para estas regiões. O overshooting é o avanço da convecção além do limite convectivo (critério de Schwarzschild). As bolhas de gás na convecção ultrapassam a fronteira convectiva por inércia, levando prótons para a região rica em carbono e assim formando o pacote de C^{13} . Uma distribuição de velocidade exponencial foi proposta por Herwig et.al.(1997). A rotação também é colocada como 3º candidata; a interface entre o caroço e o envoltório, que apresentam velocidades angulares diferentes, pode apresentar mistura e, conseqüentemente, a injeção de prótons na região intershell. Denissenkov & Tout (2003) propõem o 4º fenômeno ainda pouco estudado, as Ondas Gravitacionais. Nenhum dos mecanismos de mistura de prótons na região intershell são considerados como definitivos para a explicação do fenômeno, apesar de todos apresentarem resultados interessantes quando comparados às observações.

1.7 Como tudo funciona na fase AGB

Nas seções anteriores foram descritos vários fenômenos que na verdade acontecem de modo conjunto na fase AGB. Nesta seção vamos descrever como todos estes fatores vão acontecer e influenciar a evolução durante toda a fase AGB.

A Figura 1.5 mostra a evolução AGB com o acontecimento de um pulso térmico. Uma perda de massa do envoltório acontece durante toda a fase AGB, indicado pelas setas ao topo da atmosfera da estrela. A camada de hidrogênio abaixo da base do envoltório é ativa durante a fase interpulso e o material resultante desta queima vai para a camada abaixo, a região intershell, que aumenta em massa durante este período. Quando o flash do hélio acontece, o material sintetizado vai para a região interior a intershell, aumentando em massa o caroço composto, principalmente, de C^{12} e O^{16} . Após a queima da camada do hélio, ocorre o 3º DU, dragando material da camada intershell, principalmente He^4 , C^{12} e O^{16} , e misturando-o ao envoltório. Como visto na Figura 1.1, a convecção na região intershell e o 3ºDU possuem uma região de intersecção na atuação de cada um deles, que

não acontece ao mesmo tempo.

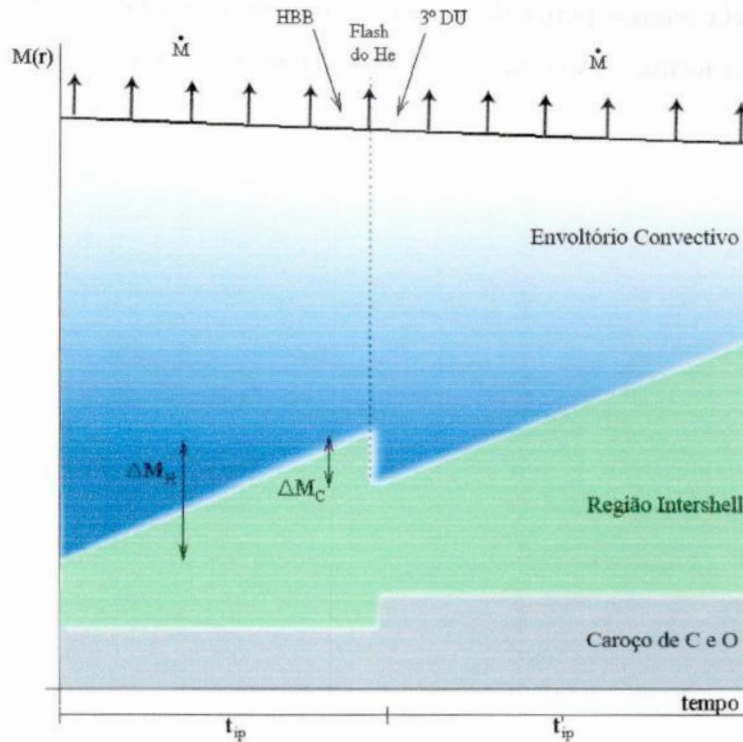


Figura 1.5: A Evolução da estrela na fase AGB com a ocorrência de um pulso térmico, havendo HBB e 3ºDU ($\lambda > 0$), juntamente com a perda de massa. Figura (fora de escala) adaptada de Izzard et.al.(2004).

Isso tem como consequência uma troca de material direta entre a região de queima do hélio e o envoltório, sendo o 3ºDU e a convecção na região intershell (*flash-driven intershell convection*) os fenômenos intermediadores de transporte de material. Um parâmetro que determina a quantidade de material a ser dragado é a eficiência de dragagem (λ), que é dada por $\lambda = \Delta M_C / \Delta M_H$, onde ΔM_C é a quantidade de material dragado e ΔM_H é a quantidade de material adicionada à região intershell durante o período interpulso. O HBB acontece durante todo o período interpulso (t_{ip}) com a convecção que mistura e processa material do envoltório na região do HBB e também processando o material dragado após o t_{ip} . Em modelos como o descrito no próximo capítulo, para poupar trabalho computacional, toda a ação do HBB durante o período interpulso é processada imediatamente antes do flash do hélio. Esta consideração não tem grandes consequências na evolução destes modelos e nos resultados finais, logo apresenta-se como uma simplificação interes-

sante. Após o 3ºDU, um novo período interpulso (t'_{ip}) é calculado e o ciclo recomeça. Este ciclo de pulsos térmicos acontece até a massa do envoltório ser pequena suficiente para a expulsão pela intensa perda de massa ao final da fase AGB. O material expulso em direção ao meio forma, então, uma nebulosa planetária e temos uma anã branca ao centro.

Capítulo 2

Modelo Sintético de Estrelas AGB

Neste capítulo descrevemos como se desenvolveu a elaboração de modelos de estrelas AGB e também uma breve discussão sobre modelos sintéticos e autoconsistentes. O nosso modelo também é descrito detalhadamente neste capítulo, juntamente com as equações utilizadas.

2.1 Modelo Sintético x Modelo Autoconsistente

O princípio de evolução de estrelas AGB é bem conhecido, como descrito em Iben & Renzini (1983). Existem códigos de modelagem destas estrelas desde a década de 70 e eles estão se desenvolvendo até hoje com melhoramento dos dados e equações. A elaboração de um modelo autoconsistente apresenta uma grande desvantagem que permanece até hoje: o tempo de processamento. Este tipo de modelo consome um tempo computacional considerável por envolver equações da teoria de evolução estelar na modelagem do interior calculadas em vários pontos no interior estelar a cada passo do programa. Outra desvantagem do modelo é que pode apresentar também divergências numéricas no decorrer do processamento de evolução estelar, que compromete todos os resultados. Uma alternativa para o progresso desta área foi a elaboração de modelos sintéticos, como os pioneiros Iben & Truran (1978) e Renzini & Voli (1981) (RV), para explorar a influência de parâmetros como metalicidade, perda de massa, eficiência de dragagem, etc. Modelos sintéticos resumem-se ao uso de “leis empíricas” provenientes de modelos autoconsistentes. Resultados derivados de modelos autoconsistentes são usados para obter

relações mais simples entre parâmetros da estrela presentes nos modelos autoconsistentes, formando assim as “leis empíricas”. Um exemplo destas relações é a lei empírica entre massa do caroço e a luminosidade da estrela (relação $M_c - L$). Em códigos de modelos autoconsistentes não existe uma relação direta entre estes dois parâmetros, mas observou-se que havia realmente uma relação entre estes dois parâmetros e podia ser utilizada em códigos sintéticos. Modelos sintéticos apresentam um tempo de processamento da ordem de poucos segundos para o cálculo de evolução de uma estrela, enquanto um código autoconsistente apresenta um tempo bem maior, de horas ou até mesmos dias. Esta economia no tempo de evolução permitiu uma liberdade maior na escolha dos parâmetros escolhidos inicialmente na evolução do modelo. Um estudo muito mais detalhado dos parâmetros participantes nos fenômenos que influenciam a evolução pôde ser feito então através de modelos sintéticos, como o 3^oDU, HBB e perda de massa. Isso contribuiu não somente para o estudo dos parâmetros, mas também para o desenvolvimento das teorias que compõem estes fenômenos.

A grande desvantagem de modelos sintéticos é sem dúvida a perda de informação. Modelos autoconsistentes calculam parâmetros como temperatura, luminosidade, gradiente de temperatura, etc em vários pontos do interior da estrela. Isso se deve à física aplicada em cada ponto do interior estelar. Já nos modelos sintéticos, para uma rapidez no processamento, as leis empíricas não apresentam todos os parâmetros para a geração das informações antes calculadas em modelos autoconsistentes, havendo assim, somente a informação essencial para a evolução do código. Grande parte da informação que era gerada no processamento do código autoconsistente é perdida por simplesmente não ser calculada em códigos sintéticos.

Apesar de tudo, modelos sintéticos apresentam-se como uma ferramenta fundamental para o progresso da modelagem de estrelas AGB. A liberdade dos parâmetros mostra-se imprescindível na evolução estelar e modelos sintéticos entram como peças chaves na exploração desta área.

2.2 Descrição do Modelo

Construímos um modelo sintético baseado principalmente em Groenewegen & de Jong (1993) (GdJ93) e também acrescentamos modificações em leis empíricas de formalismos

de modelos mais atuais. Em nosso modelo, foram desconsiderados campos magnéticos e rotação, sendo dois fenômenos de difícil tratamento físico nas condições do interior estelar. A rotação é um fenômeno ainda pouco estudado em estrelas, mas de fundamental importância por sua forte influência nos processos dependentes da convecção assim como qualquer outro fenômeno hidrodinâmico de mistura. Campos magnéticos são fatores de grande importância, mas ainda motivo de debate no contexto atual. Influenciam a rotação, assim necessitando um tratamento magnetohidrodinâmico da estrela.

É necessário utilizarmos uma terminologia das variáveis para as equações a seguir. Para isso a tabela abaixo mostra algumas das principais variáveis que foram utilizadas no modelo com seus respectivos significados. Todos os valores de massa são dados em unidades solares.

Variável	Significado
Z_i	Metalicidade Inicial
Z	Metalicidade instantânea
X	Fração por massa de H
Y	Fração por massa de He
M_i	Massa inicial
M_C	Massa instantânea do caroço
M_{C1TP}	Massa do caroço no 1ºTP
M_{env1TP}	Massa do envoltório no 1ºTP
M_{env}	Massa do envoltório instantânea
X^i	Fração por massa do isótopo “i”
L	Luminosidade da estrela
R	Raio da estrela
\dot{M}	Taxa de perda de massa (M_\odot /ano)

Tabela 1: Principais variáveis usadas no modelo.

O intervalo de massa do nosso modelo é de $0.8 < M_i/M_\odot < 8$ e uma metalicidade inicial no intervalo de $0.001 < Z_i < 0.02$. O modelo começa de fato na fase iterativa na fase de pulsos térmicos (TP-AGB), mas para isso precisamos antes calcular as condições iniciais desta fase. É fundamental sabermos a massa do caroço ¹, massa do envoltório,

¹Por simplificação, consideramos a massa do caroço mais a massa da região intershell como efetivamente M_C .

metalicidade e as abundâncias de cada um dos elementos para a evolução proceder. Precisamos levar em consideração os fenômenos que terão influência nas modificações químicas e estruturais da estrela antes da fase TP-AGB. Perdas de massa antes da fase TP-AGB, primeira e segunda dragagem são, portanto calculadas. Todas as interpolações são de ordem linear.

2.2.1 Massa do caroço no 1ºTP

Uma relação foi obtida entre massa do caroço no primeiro pulso térmico ($M_{C\ 1TP}$) e a massa da estrela no primeiro pulso térmico e metalicidade através de uma série de resultados de modelos autoconsistentes de Karakas et.al.(2002) (K02). Usando o mesmo ajuste utilizado por Wagenhuber & Groenewegen (1998) (WG98), K02 obteve a seguinte relação para o seu modelo,

$$M_{c1TP} = f_1[-a_1(M_{1TP} - b_1)^2 + c_1] + (1 - f_1)(d_1M_{1TP} + e_1) \quad (2.1)$$

sendo

$$f_1 = (1 - e^{(M_{1TP}-g_1)/h_1})^{-1}. \quad (2.2)$$

onde M_{1TP} é a massa da estrela no instante do primeiro pulso térmico. Os valores de $M_{C\ 1TP}$ são funções também da metalicidade como mostrados na Figura 2.1, por isso os coeficientes a_1 até h_1 são dados, segundo K02, pela tabela abaixo.

Coefficiente	Z=0.02	Z=0.008	Z=0.004
a_1	0.038515	0.057689	0.40538
b_1	1.41379	1.42199	1.54656
c_1	0.555145	0.548143	0.55076
d_1	0.039781	0.045534	0.054539
e_1	0.675144	0.652767	0.625886
g_1	3.18432	2.90693	2.78478
h_1	0.368777	0.287441	0.227620

Tabela 2: Tabela dos coeficientes das equações 2.1 e 2.2 dependentes da metalicidade.

Para metalicidades entre estes valores da tabela, interpolamos os valores dos coeficientes da Tabela 2. Para valores da metalicidade entre $0.001 < Z < 0.004$, extrapolamos os valores considerando-os idênticos aos mesmos para $Z=0.004$, com exceção de g_1 . O valor

de g_1 para $0.001 < Z < 0.004$, foi interpolado usando $g_1 = 2.0$ para $Z = 0.001$, segundo Izzard et.al.(2004) (I04).

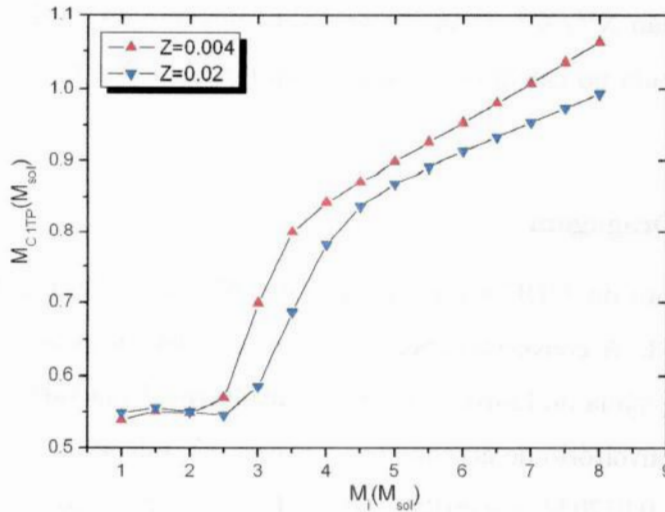


Figura 2.1: Massa do caroço no 1ºTP no intervalo de massa de 1 à 8 M_{\odot} , para as metalicidades $Z=0.004$ e $Z=0.02$.

2.2.2 Abundâncias Iniciais

Para a composição química da estrela na ZAMS (*Zero Age Main Sequence*), é determinada através da metalicidade inicial (Z_i) utilizando dois fatores obtidos através de observações. Um fator é Y_0 que é a abundância primordial de hélio, por Steigmann et. al. (1989) e seu valor é 0.231. Outro parâmetro importante na determinação das abundâncias iniciais é $\frac{\Delta Y}{\Delta X}$. Para a Galáxia, este valor é em torno de 1.7 e 5. O valor desta razão usado é 2.5, o valor para a Grande e Pequena Nuvem de Magalhães. A determinação de abundâncias dos elementos X^{12} , X^{13} , X^{14} e X^{16} foram obtidas segundo Anders & Gresseve (1989) e são dadas pelas seguintes equações.

$$Y_i = Y_0 + \frac{\Delta Y}{\Delta X} Z_i \quad (2.3)$$

sendo

$$\begin{aligned} Z_{cno} &= 0.791 Z_i \\ X^{12} &= 0.2384 Z_{cno} \\ X^{13} &= 0.0029 Z_{cno} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} X^{14} &= 0.0707Z_{cno} \\ X^{16} &= 0.6880Z_{cno}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Isso nos dá uma razão X^{12}/X^{13} inicial de aproximadamente 89. Vale lembrar que Z_i é o parâmetro de entrada no cálculo de abundâncias iniciais e $X+Y+Z=1$ é válido todo o tempo.

2.2.3 Primeira Dragagem

O nosso tratamento do 1ºDU segue basicamente RV, mas com algumas modificações colocadas por GdJ93. A convecção traz hélio e outros elementos processados pelo ciclo CNO da região de queima do hidrogênio para o envoltório. Uma variação da abundância do hélio é dada no envoltório de acordo com a massa e Y inicial da estrela.

$$\Delta Y = \begin{cases} -0.0170M_i + 0.00425 & \text{para } M_i < 2 \text{ e } Y = 0.3 \\ -0.0068M_i + 0.0221 & \text{para } 2 \leq M_i < 3.25 \text{ e } Y = 0.3 \\ -0.0220M_i + 0.0605 & \text{para } M_i < 2.2 \text{ e } Y = 0.2 \\ -0.0078M_i + 0.0293 & \text{para } 2.2 \leq M_i < 3.75 \text{ e } Y = 0.2 \\ 0.0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.5)$$

Valores intermediários de massa e fração por massa de hélio foram interpolados. Uma variação em Y é refletida conseqüentemente numa variação em X , portanto podemos escrever a seguinte equação.

$$\Delta X = -\Delta Y \quad (2.6)$$

Mudanças nas abundâncias dos demais elementos são calculados pelas seguintes equações.

$$g = \begin{cases} 0.64 - 0.05(M_i - 3) & \text{para } M_i < 3 \\ 0.64 & \text{para } M_i \geq 3 \end{cases} \quad (2.7)$$

e logo

$$\begin{aligned} \Delta X^{12} &= X_i^{12}(g - 1) \\ \Delta X^{14} &= -1.167\Delta X^{12} \\ \Delta X^{16} &= -0.01X_i^{16}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

As variações das abundâncias calculadas acima são somadas à abundância inicial e o modelo continua. A relação X^{12}/X^{13} com o 1ºDU varia do valor inicial calculado, que é aproximadamente 89, para um valor próximo de 23, dependendo das condições iniciais.

2.2.4 Perda de Massa antes da fase TP-AGB

Durante a evolução da estrela pelo ramo das gigantes, a estrela perde significativas quantidades de massa para o meio interestelar. Neste modelo, consideramos duas fases em que a perda de massa se torna realmente importante antes da fase TP-AGB. A primeira ocorre na fase RGB, principalmente para estrelas de baixa massa e a outra na fase E-AGB, que envolve uma alta luminosidade e, conseqüentemente, um vento intenso antes do primeiro pulso térmico.

Para a perda de massa na fase RGB, GdJ93 determinou uma parametrização dos dados apresentados em Sweigart (1990) para uma perda de massa dependente da massa inicial, da metalicidade e Y . GdJ93 chega, então, às seguintes equações para a perda de massa nesta fase.

$$\Delta M_{RGB} = \begin{cases} A_1 M_i + B_1 & \text{para } M_i < M_1, \\ A_2 M_i + B_2 & \text{para } M_1 \leq M_i < M_2, \\ 0 & \text{para } M_i \geq M_2. \end{cases} \quad (2.9)$$

A tabela abaixo mostra os parâmetros usados nas equações acima.

Coeficiente	A_1	B_1	M_1	A_2	B_2	M_2
$Y=0.02$ e $Z=0.004$	-0.108	0.300	2.10	-0.292	0.689	2.36
$Z=0.010$	-0.106	0.317	2.20	-0.250	0.625	2.50
$Z=0.040$	-0.104	0.339	2.25	-0.160	0.465	2.91
$Y=0.03$ e $Z=0.004$	-0.116	0.269	1.77	0.224	0.467	2.08
$Z=0.010$	-0.124	0.306	1.85	-0.232	0.506	2.18
$Z=0.040$	-0.132	0.348	2.00	-0.168	0.420	2.50

Tabela 3: Parâmetros da perda de massa na fase RGB.

Esta quantidade de perda de massa foi calculada para uma taxa com um parâmetro de perda de massa seguindo a lei de Reimers (ver subseção 2.2.12), com $\eta_{RGB}=2/3$. Para um fator de perda de massa diferente multiplicamos o resultado por 1.5. Podemos notar que a quantidade de massa perdida cresce com o decréscimo da massa inicial. Isso se deve basicamente ao tempo que a estrela gasta neste regime de alta perda de massa. Valores intermediários de Y e Z foram interpolados em função de $\log(Z)$ e M_i . Interpolamos primeiramente em massa, depois utilizando $\log(Z)$ e Y .

Para a perda de massa na fase E-AGB, GdJ93 deriva uma equação de Schaller et.al. (1992) dependente da massa inicial e da metalicidade,

$$\Delta M_{E-AGB} = \eta_{E-AGB} 0.116 (Z^{\dagger 0.61}) (M_i/7)^{(1.97Z^{\dagger 0.35})}. \quad (2.10)$$

$$Z^{\dagger} = Z/0.008$$

Os valores destas duas equações mostradas acima são subtraídos da massa inicial da estrela, portanto temos agora a massa da estrela ao início da fase TP-AGB.

2.2.5 Segunda Dragagem

Em estrelas suficientemente massivas, com a formação de um caroço degenerado composto de carbono e oxigênio logo após a exaustão da produção de energia central pelo triplo- α , a convecção do envoltório avança para regiões de queima da camada de hélio pouco antes de entrar na fase dos pulsos térmicos. Abundâncias são alteradas pelo material levado e misturado ao envoltório, refletindo-se então na superfície da estrela. Utilizamos o formalismo de IR com modificações de GdJ93 para determinarmos a condição para a ocorrência e mudanças químicas superficiais do 2ºDU. A condição para a ocorrência da segunda dragagem é expressa por uma massa inicial mínima da estrela. Vamos primeiramente à definição de alguns parâmetros: $Z_1 = \log(Z_i/0.02)$ e $Z_2 = Z_i - 0.02$ e $Y_1 = \log(Y_i/0.28)$ e também $Y_2 = Y_i - 0.28$. A massa do caroço antes do 2ºDU definida por RV é dada por,

$$M_C^{antes} = AM_i + B \quad (2.11)$$

onde

$$A = 0.2954 + 0.0195Z_1 + 0.377Y_1 - 1.35Y_1^2 + 0.289Z_1Y_1, \quad (2.12)$$

$$B = -0.500 - 30.6Z_2 - 412Z_2^2 - 1.43Y_2 + 29.3Y_2^2 - 204Z_2Y_2.$$

A massa do caroço depois do 2ºDU é dada por,

$$M_C^{depois} = CM_i + D \quad (2.13)$$

onde

$$C = 0.0526 + 0.754Z_2 + 54.4Z_2^2 + 0.222Y_2 - 1.07Y_2^2 + 5.53Z_2Y_2,$$

$$D = 0.59 - 10.7Z_2 - 425Z_2^2 - 0.825Y_2 + 9.22Y_2^2 - 40.9Z_2Y_2. \quad (2.14)$$

Igualando as equações 2.11 com a equação 2.13, temos então a massa inicial mínima para acontecer o 2ºDU é dada por,

$$M_{crit} = (B - D)/(C - A). \quad (2.15)$$

O tratamento do 2ºDU usado é condicional e apenas estrelas mais massivas que o valor crítico, M_{crit} , de massa inicial calculado sofrem modificações químicas. As abundâncias após o 2ºDU são obtidas para cada isótopo com a abundância do material dragado e a abundância antes do 2ºDU. A equação abaixo é de um isótopo (X^i) depois da dragagem como função das abundâncias antes (X^{antes}) e do material dragado (X^{du}).

$$X^{depois} = aX^{antes} + bX^{du} \quad (2.16)$$

Os coeficientes da equação acima são calculados por

$$a = \frac{M - M_C^{antes}}{M - M_C^{depois}} \quad (2.17)$$

e

$$b = \frac{M_C^{antes} - M_C^{depois}}{M - M_C^{depois}}, \quad (2.18)$$

são os valores usados na equação 2.16.

Precisamos agora definir os parâmetros de abundância do material dragado. O material dragado é composto principalmente de hélio e resultados da queima incompleta de hidrogênio. Sendo assim, para o material dragado, as abundâncias são as seguintes.

$$\begin{aligned} Y^{du} &= 1 - Z_i \\ X^{14du} &= 14(X^{12}/12 + X^{13}/13 + X^{14}/14 + X^{16}/16) \\ X^{12du} &= X^{13du} = X^{16du} = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Aplicando estes valores à equação 2.16 temos, então, as abundâncias superficiais dos isótopos após o 2ºDU.

2.2.6 Relação L - M_C

Uma das mais importantes leis empíricas dos modelos sintéticos é a relação M_C - L. Esta relação nos dá um valor da luminosidade da estrela, que na verdade é usado como um

valor representativo, pois existem diversas correções que precisam ser aplicadas, como no caso de um pulso térmico e do perfil da luminosidade durante o período interpulso, citado nas subseções seguintes. Em nosso modelo utilizamos a relação obtida por Marigo (1999) adaptada dos resultados de GW98. A relação leva em consideração fatores de correção na luminosidade para os primeiros pulsos térmicos, que não foram mostrados nesta subseção. Somente o valor “quiescent” é apresentado na equação seguinte. Estas correções de Marigo (1999) foram desconsideradas para nosso modelo, já que utilizamos outro formalismo para estas correções como descrito na próxima subseção. A função luminosidade utilizada é então

$$L = (93000 + 2758 \log(Z/0.02))(M_C - (0.503 + 0.82(Z - 0.02))). \quad (2.20)$$

2.2.7 Ciclo do Flash

Durante o período interpulso ou um pulso térmico, a luminosidade da estrela não obedece à relação $L - M_C$ (equação 2.20). Usamos o formalismo de GdJ93 para obtermos um comportamento da luminosidade condizente com a teoria de modelos autoconsistentes. As variações da luminosidade durante um pulso térmico são dadas pela tabela abaixo.

Z	t_{flash}	$\Delta \log(L_{flash})$
$Z \leq 0.001$	0.008	0.3
$0.001 < Z \leq 0.02$	0.01	0.25
$Z > 0.02$	0.015	0.2

Tabela 4: Valores para correções na luminosidade e na duração de um pulso térmico.

O valor de $\Delta \log(L_{flash})$ deve ser somado ao valor do logaritmo de luminosidade obtida da relação $L - M_C$ para obter o valor da luminosidade durante o curto período de um pulso. O valor de duração do flash (t_{flash}) é dado como uma fração do valor de t_{ip} e não em anos. Estes valores da variação da luminosidade para pulsos térmicos são válidos somente satisfazendo a condição $M_{env} < 2 M_{\odot}$.

Para o comportamento de diminuição da luminosidade logo após o pulso, como descrito na subseção 1.2, foi usada a seguinte função obtida por I04, que descreve resultados do perfil da luminosidade durante o período interpulso segundo, o modelo de Iben & Renzini (1983).

$$f_L = 1 - 0.5 \min \left[1, e^{-3(t/t_{ip})} \right] \quad (2.21)$$

Este valor de f_L é multiplicado à luminosidade a cada passo do programa durante todo o período interpulso.

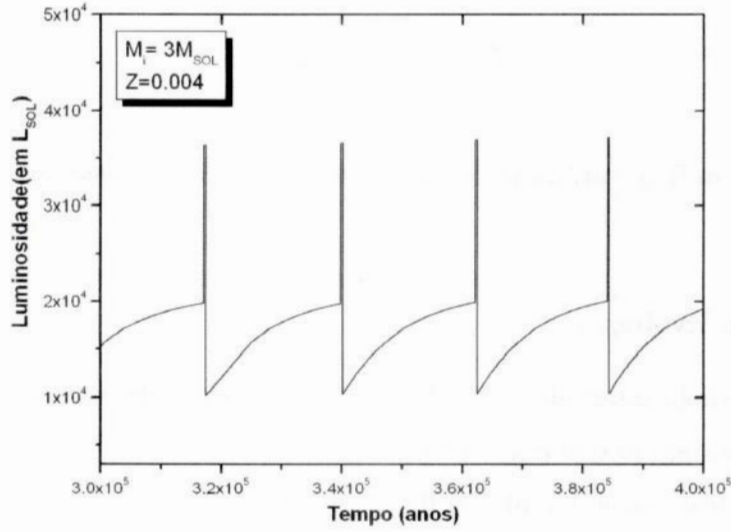


Figura 2.2: Perfil da luminosidade de uma estrela de $3M_{\odot}$ e $Z=0.004$. O Pulso térmico acontece com um aumento significativo da luminosidade ao final da fase interpulso.

2.2.8 Diagrama HR

A posição da estrela no diagrama HR é definida por dois parâmetros fundamentais, a luminosidade, já definida na subseção 2.2.6, e a temperatura efetiva (T_{eff}). Utilizamos para isso a relação citada em Groenewegen & de Jong (1994), que determina a temperatura efetiva para estrelas Miras ricas em oxigênio para a Grande Nuvem de Magalhães.

$$\log T_{eff} = \begin{cases} (M_{bol} + 59.1 + 2.65 \log(M))/15.7 - 0.12 \log(Z/0.02) + \Delta & \text{para } M \leq 1.5, \\ (M_{bol} + 74.1 + 4.0 \log(M))/20.0 - 0.10 \log(Z/0.02) & \text{para } M \geq 2.5 \end{cases} \quad (2.22)$$

Considerou-se que $M_{bol} = -2.5 \log(L) + 4.72$, já com valores de correção bolométrica para as Nuvens de Magalhães e Δ é um fator de correção dado pelas equações abaixo,

$$x = M_{bol} + 7.0 - 1.2/M^{1.7} \quad (2.23)$$

e

$$\Delta = \begin{cases} 0.07(0.8 - x)^{2.54} & \text{para } x < 0.8 \\ 0 & \text{para } x \geq 0.8. \end{cases} \quad (2.24)$$

Para valores intermediários de massa ($1.5 \leq M \leq 2.5$), interpolamos $\log(T_{eff})$ usando M como variável. Já o raio da estrela é obtido pela equação

$$R = \sqrt{\frac{L}{(T_{eff}/5770)^4}}. \quad (2.25)$$

O valor do raio (em R_{\odot}) é utilizado no formalismo de perda de massa descrita na subseção 2.2.12.

2.2.9 Taxa de Evolução

Durante o período interpulso, a fonte de energia da estrela é basicamente a queima da camada de hidrogênio que por sua vez determina a taxa de crescimento em massa de M_C . O material processado na queima da camada de hidrogênio é agregado pela camada intershell. A cada momento, há um acréscimo de massa de M_C . A taxa em M_{\odot}/ano é então,

$$\frac{dM_C}{dt} = 9.555 \cdot 10^{-12} \frac{L_H}{X}, \quad (2.26)$$

onde X é a abundância por massa de hidrogênio e L_H é a luminosidade proveniente da queima do hidrogênio. Este número de proporcionalidade é um fator da energia gerada por um grama de hidrogênio obtido em modelos autoconsistentes. Considerando a luminosidade total, uma parcela predominante da luminosidade consiste da camada de hidrogênio, e outra pequena parte consiste da energia gravitacional da contração do caroço e vestígios de queima da camada de hélio. A correção de pequenas contribuições é discutida em RV, Iben & Truran (1978) e GW98. São correções da ordem de 6% da luminosidade total para $M_i = 7M_{\odot}$. Temos então a seguinte equação,

$$L_H = L - 2000(M_i/7)^{0.4} e^{3.45(M_C - 0.96)}, \quad (2.27)$$

onde L é a luminosidade total da estrela.

2.2.10 Relação $t_{ip} - M_C$

A escala de tempo da estrela na sua fase mais “tranqüila” (interpulso), de queima de hidrogênio até outro pulso térmico ocorrer é uma função de M_C , como proposta inicialmente por Paczynski (1975). Foi usada em nosso modelo a relação de Boothroyd &

Sackmann(1988).

$$\log(t_{ip}) = \begin{cases} 4.50(1.689 - M_C) & \text{para } Z = 0.02 \\ 4.95(1.644 - M_C) & \text{para } Z = 0.001. \end{cases} \quad (2.28)$$

O valor do tempo interpulso é dado em anos. Para metalicidades no intervalo $0.001 < Z < 0.02$ foi interpolado usando $\log(Z)$ como variável. Pode-se observar pela equação acima que t_{ip} diminui à medida que M_C aumenta. Isso significa que ao final da fase AGB, os pulsos térmicos são mais freqüentes, ou seja, o período interpulso diminui. A primeira parte da equação 2.28 é válida somente para $0.5 < M_C < 0.7$ e a segunda parte da equação 2.28 para $0.5 < M_C < 0.8$ e foram extrapoladas para massas maiores de M_C . Comparado à outras relações como a de RV, os valores extrapolados foram satisfatórios.

2.2.11 Luminosidade ao primeiro pulso térmico

Baseado em Boothroyd & Sackmann (1988), GdJ93 obteve uma relação entre a luminosidade ao primeiro pulso térmico e a massa do caroço para diferentes metalicidades. A equação obtida então é,

$$L_{1TP} = \begin{cases} 29000(M_{C1TP} - 0.5) + 1000 & \text{para } Z = 0.001, \\ 27200(M_{C1TP} - 0.5) + 1300 & \text{para } Z = 0.02 \end{cases} \quad (2.29)$$

Esta equação acima é válida para $M_{C1TP} < 0.8$. Para metalicidades intermediárias interpolamos L_{1TP} usando $\log(Z)$ como variável. Considerando estrelas mais massivas, temos a seguinte relação obtida do mesmo artigo para $M_{C1TP} > 0.85$,

$$L_{1TP} = 213180\mu^2(M_{C1TP} - 0.638) \quad (2.30)$$

onde

$$\mu = \frac{4}{5X + 3 - Z}. \quad (2.31)$$

Este fator de μ foi introduzido como um fator de dependência da metalicidade para o ajuste da luminosidade ao primeiro pulso térmico à figura de Boothroyd & Sackmann(1988). Para valores da massa do caroço entre $0.8 < M_C < 0.85$ interpolamos os resultados das duas equações 2.30 e 2.29 e mostradas com M_{C1TP} como variável.

2.2.12 Perda de massa na fase AGB

A perda de massa na fase AGB representa um fator fundamental para a evolução química e estrutural da estrela. Neste modelo utilizamos três principais leis de perda de massa. A primeira delas é a de Reimers (1975).

$$\dot{M} = \eta_{AGB} 4.0 \cdot 10^{-13} \frac{LR}{M} \quad (2.32)$$

A luminosidade L considera-se já com as devidas correções para o ciclo do flash, primeiros pulsos, etc, explanadas nas seções posteriores. O raio da estrela R é obtido através da subseção 2.2.8 e M é a massa instantânea da estrela. O fator η_{AGB} é um parâmetro de ajuste para a intensidade da perda de massa. O valor da literatura atual é em torno de $0.5 < \eta_{AGB} < 5$.

Outra lei de perda de massa usada é a de Vassiliadis & Wood (1993)(VW93) baseada na teoria de pulsação de Miras. A perda de massa é então dada pela equação

$$\log(\dot{M}) = -11.4 + 0.0125P, \quad (2.33)$$

onde P é o período de pulsação em dias dado por

$$\log(P) = -2.7 - 0.9\log(M) + 1.94\log(R). \quad (2.34)$$

O período de pulsação da estrela determina a taxa de perda de massa. Com o período de pulsação maior que um valor estimado (P_{max}), a perda de massa entra num regime de supervento, onde a equação 2.33 é substituída por

$$\dot{M} = \frac{L}{cv_{exp}}. \quad (2.35)$$

A velocidade de expansão do supervento neste caso é

$$v_{exp} = \min[(-13.5 + 0.056P_{max}), 15] \text{ kms}^{-1}. \quad (2.36)$$

Outra lei de perda de massa usada foi proposta por Blocker (1995) que formulou esta lei baseada também no cálculo dinâmico de atmosferas de pulsação de Miras.

$$\dot{M} = 4.83 \cdot 10^{-9} (M^{-2.1})(L^{2.7}) \dot{M}_R \quad (2.37)$$

sendo \dot{M}_R a lei de perda de massa da equação 2.32 com $\eta_{AGB}=0.1$.

Todas as leis de perda de massa estão em M_{\odot} /ano. Em nosso modelo, quando não especificado, foi utilizado a lei de VW93 com $P_{max}=250$ dias.

2.2.13 Correções para os primeiros pulsos

Desde o começo da elaboração dos modelos sintéticos, como descrito em Iben & Renzini (1983), os primeiros pulsos térmicos apresentam amplitudes menores que o previsto. Equações de t_{ip} e L necessitam fatores de correção para a diminuição da amplitude dos valores calculados. Foi proposto que primeiros pulsos térmicos em estrelas AGB possuam características um pouco diferentes dos posteriores por apresentarem uma intensidade menor e também um período interpulso menor. Modelos sintéticos apresentam correções para a luminosidade e período interpulso nestes primeiros “flashes”.

Para a luminosidade nos primeiros pulsos térmicos utilizamos um fator f dependente do tempo multiplicado à luminosidade obtida pela equação que reduz a amplitude do pulso. Como utilizado em GdJ93, a correção dos primeiros pulsos ocorre durante os seis primeiros pulsos, mas na literatura também podemos encontrar correções até o décimo pulso. Portanto o fator de primeiros pulsos é dado por

$$f = f_1 + (1 - f_1)(t/\tau), \quad (2.38)$$

onde $f_1 = L_{1TP}/L$. O valor de τ (em anos) é seis vezes o valor do período interpulso calculado ao início da fase AGB, $f_1 = L_{1TP}/L$ e t é o tempo decorrido na fase AGB. Observando a equação acima, percebe-se que, ao início da fase AGB, $t=0$ e logo $f=f_1$ e, portanto $L=L_{1TP}$. A medida que o tempo decorre, f tende a unidade e multiplicado à luminosidade, o valor desta volta ao seu valor obtido da relação descrita na subseção 2.2.6. Para termos uma idéia deste efeito, para uma estrela com $4.5 M_{\odot}$ e $Z=0.02$ o valor inicial é $f_1=0.67$.

Durante os primeiros pulsos térmicos, o período interpulso é menor comparado ao calculado na subseção 2.2.10. Este intervalo de tempo assemelha-se ao de uma estrela com M_C maior, ou seja, um período interpulso calculado com um valor da massa do caroço maior do que realmente é. GdJ93 derivou a seguinte tabela de dados de Sackmann et.al.(1988a) que mostra a correção da massa do caroço para os seis primeiros pulsos térmicos.

Nº de pulsos	$\Delta M_C(Z = 0.02)$	$\Delta M_C(Z = 0.001)$
1	0.09	0.06
2	0.065	0.01
3	0.04	0
4	0.03	0
5	0.02	0
6	0.01	0
≥ 7	0	0

Tabela 5: Correção da massa do caroço para o cálculo do período interpulso durante os 6 primeiros pulsos.

Para tal correção, o valor de ΔM_C deve ser adicionado à massa do caroço (M_C) obtendo uma massa “efetiva” somente para o cálculo de t_{ip} durante os seis primeiros pulsos. Este valor deve ser usado somente para obter uma massa “efetiva” para o cálculo de t_{ip} e não ser adicionado a cada pulso térmico para cálculos futuros influenciando em outras relações dependentes de M_C .

2.2.14 Terceira Dragagem e HBB

Como descrito no capítulo anterior, a terceira dragagem possui um importante papel na evolução química das estrelas AGB. Durante o período interpulso, a queima da camada de hidrogênio proporciona um aumento em massa da camada intershell. Ao final deste período, a convecção se torna presente na região intershell e a dragagem leva parte do material que antes foi adicionado às camadas exteriores. Na parametrização deste fenômeno, segundo GdJ93, define-se um parâmetro de eficiência de dragagem que dita a quantidade do material que será dragada após ser agregada a M_C . O fator de eficiência para este fenômeno é dado por $\lambda = \frac{\Delta M_{du}}{\Delta M_C}$, onde

$$\Delta M_C = \int_0^{t_{ip}} \frac{dM_C}{dt} dt. \quad (2.39)$$

Temos então que ΔM_{du} é o material dragado e ΔM_C é o material agregado a M_C durante o t_{ip} . O valor de ΔM_C é dado integrando-se a taxa de crescimento de M_C ($\frac{dM_C}{dt}$) durante toda a fase de queima da camada de hidrogênio.

A composição do material dragado é principalmente He^4 , C^{12} e O^{16} nas seguintes

abundâncias de fração por massa segundo Sackmann et.al.(1988b): $X^4=0.76$, $X^{12}=0.22$ e $X^{16}=0.02$. Carbono e oxigênio são resultados da queima incompleta do hélio pelo processo triplo- α durante o flash do hélio. Um parâmetro muito importante em modelos sintéticos é a massa do caroço mínima para a ocorrência do 3°DU . Somente em estrelas com $M_C > M_C^{min}$ a convecção se torna suficientemente importante para considerarmos uma dragagem nesta fase TP-AGB. Este parâmetro é utilizado no capítulo seguinte para a calibração do modelo. Outro fenômeno que também possui um importante papel na evolução química das estrelas AGB é o *Hot Bottom Burning*. Utilizamos neste modelo o formalismo de GdJ93 com quatro parâmetros fundamentais. Durante a dragagem, parte do material é exposto à região de queima de hidrogênio. Os parâmetros citados abaixo são usados no formalismo do modelo.

- f_{HBB} : fração do material dragado exposto à uma temperatura suficientemente alta para que a queima do material pelo ciclo CNO aconteça.
- T_{BEC} : temperatura na base do envoltório convectivo.
- f_{bur} : fração do envoltório misturado e processado pelo HBB durante o período interpulso.
- t_{HBB} : tempo de exposição do material à região do HBB.

Os valores utilizados em nosso modelo foram obtidos através de GdJ93 que definiu os melhores parâmetros de acordo com abundâncias finais comparadas com RV, sendo $f_{HBB}=0.94$, $f_{bur}=3.6 \cdot 10^{-4}$ e $t_{HBB}=0.0014 t_{ip}$.

O HBB, quando efetivo, possui uma atuação no processamento do material dragado e no material que pela convecção chega até a região de queima na base do envoltório. Existem então dois meios de atuação a serem calculados, o primeiro durante o período interpulso que processa parte do M_{env} e o segundo que processa o material dragado pelo 3°DU logo após o pulso térmico.

As equações abaixo descrevem as quantidades em massa de cada isótopo que é dragada e dependendo do isótopo processada pelo HBB.

$$\begin{aligned} \Delta X^4 &= X^4 \Delta M_{du} \\ \Delta X^{12} &= \left[(1 - f_{HBB}) X^{12} + \frac{f_{HBB}}{t_{HBB}} \int_0^{t_{HBB}} X_{HBB}^{12}(t) dt \right] \Delta M_{du} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Delta X^{13} &= \left[\frac{f_{HBB}}{t_{HBB}} \int_0^{t_{HBB}} X_{HBB}^{13}(t) dt \right] \Delta M_{du} \\
\Delta X^{14} &= \left[\frac{f_{HBB}}{t_{HBB}} \int_0^{t_{HBB}} X_{HBB}^{14}(t) dt \right] \Delta M_{du} \\
\Delta X^{16} &= \left[(1 - f_{HBB}) X^{16} + \frac{f_{HBB}}{t_{HBB}} \int_0^{t_{HBB}} X_{HBB}^{16}(t) dt \right] \Delta M_{du}
\end{aligned} \tag{2.40}$$

Todas as equações acima possuem o termo ΔM_{du} que pode sofrer modificações na composição dependendo da quantidade inicial de cada elemento e também da síntese do HBB. A primeira equação é do He^4 . Como não existe queima desse elemento na região, já que a temperatura para o HBB não é suficiente para a ativação do triplo- α , considera-se somente a dragagem do elemento simplesmente. Para C^{12} e O^{16} , parte do material é dragado, já que estes elementos existem inicialmente na composição de ΔM_{du} e é sintetizado pelo HBB. O primeiro termo da equação destes elementos mostra que parte do material, multiplicada por $(1-f_{HBB})$, não é exposto a temperatura suficientemente altas da região de HBB logo são simplesmente dragados. O segundo termo da equação mostra que parte do material, multiplicado por f_{HBB} , sofre síntese pelo HBB e modifica sua abundância no material. Os elementos C^{13} e N^{14} não estão presentes na composição inicial do material dragado e possuem somente o termo que corresponde à síntese do HBB. Como o material é processado pelo ciclo CNO, estes elementos vão surgir como resultados de reações que acontecem durante o pouco tempo que o material é tempo exposto à região de queima.

Sabemos agora as quantidades de cada elemento acrescentadas ao envoltório. Supondo que a mistura de ΔM_{du} ocorre de modo quase instantâneo após o pulso e o 3ºDU, precisamos definir as novas abundâncias do envoltório ao início do período interpulso.

$$X^{new} = \frac{X^{old} M_{env} (1 - f_{HBB}) + \Delta X + \frac{f_{bur} M_{env}}{t_{HBB}} \int_0^{t_{HBB}} X(t) dt}{M_{env} + \Delta M_{du}} \tag{2.41}$$

O parâmetro X^{new} define a nova abundância de um isótopo após o 3ºDU e a atuação do HBB. O primeiro termo da equação acima indica a quantidade do envoltório que não é processado pelo HBB durante o t_{ip} , onde X^{old} é a abundância do elemento antes da dragagem e da atuação do HBB no material dragado. O segundo termo corresponde ao material dragado pelo 3ºDU, sendo ele processado pelo HBB. Estes valores são dados pelas equações 2.40. O terceiro termo representa a atuação do HBB durante todo o período interpulso. Parte do envoltório, dado por $M_{env} f_{bur}$, é misturada à região de queima na base do envoltório e processado possuindo assim uma condição de contorno diferente com

relação à integral por possuir abundâncias iniciais diferentes do material dragado e sim do envoltório. Todas estas massas são divididas por $M_{env} + \Delta M_{du}$ e temos então a nova abundância do elemento após o pulso térmico.

Neste formalismo, parte das equações apresenta um termo correspondente à síntese do elemento “i”, definindo uma média.

$$\langle X^i \rangle = \frac{1}{t_{HBB}} \int_0^{t_{HBB}} X_{HBB}^i(t) dt \quad (2.42)$$

Este termo representa a abundância média do isótopo “i” sendo sintetizado durante sua exposição à região de queima por um tempo t_{HBB} . A estrela perde material para o meio interestelar de modo intenso durante a fase AGB devido à sua alta taxa de perda de massa. Próximo ao final da fase AGB, a massa do envoltório atinge valores que tem como consequência uma mudança drástica na temperatura na base do envoltório convectivo. Sabendo-se disso, definimos uma massa crítica para o envoltório, que abaixo desta massa, o envoltório se torna incapaz de realizar o HBB e o 3ºDU. Esta massa é definida segundo RV (caso “B”), que propõe uma massa crítica dependente de M_C .

$$M_{env}^{crit} = 0.85(1.687 + M_C(-8.092 + M_C(11.687 - 4.343M_C))) \quad (2.43)$$

Esta definição para o desligamento HBB e 3ºDU ao final da fase AGB indica na verdade condições para existirem estes fenômenos no envoltório. GdJ93 definiu uma massa crítica do caroço para que aconteça o HBB. Esta massa segundo suas calibrações é uma massa do caroço maior que $M_{HBB} = 0.8M_{\odot}$, isto é, a condição $M_C > 0.8M_{\odot}$ para que o HBB ocorra. Um parâmetro de determinação da existência do 3ºDU é a massa mínima do caroço, M_C^{min} , que é definido pela equação abaixo, segundo K02.

$$M_C^{min} = a_1 + a_2M_i + a_3M_i^2 + a_4M_i^3 \quad (2.44)$$

Os valores dos coeficientes são dados pela tabela 6. GdJ93 definiu a condição para finalizar a fase TP-AGB com a massa final do envoltório de $0.2 M_{\odot}$. Quando esta massa do envoltório é alcançada, a fase TP-AGB acaba e a nebulosa planetária é ejetada para o meio interestelar.

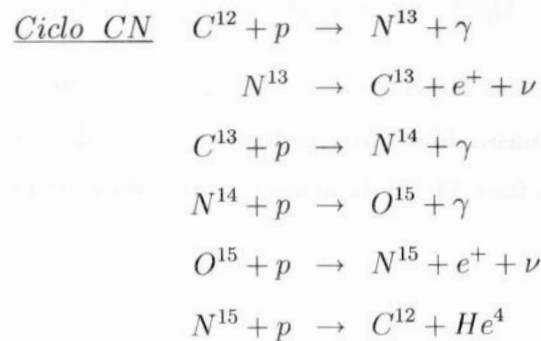
Coeficiente	Z=0.02	Z=0.008	Z=0.004
a_1	0.732759	0.6766	0.516045
a_2	-0.0202898	0.0657372	0.2411016
a_3	-0.0385818	-0.1080931	-0.1938891
a_4	0.0115593	0.0274832	0.0446382

Tabela 6: Valores dos coeficientes da equação 2.44.

2.2.15 Ciclo CNO

Na queima do hidrogênio pelo ciclo CNO, alguns elementos entram nas reações como componentes catalisadores. Como as reações possuem tempos diferentes, as abundâncias dos catalisadores são funções do tempo. Para o cálculo destas evoluções, foi utilizado o método apresentado em Clayton (1983).

Se considerarmos uma aproximação ao equilíbrio das reações, ou seja, os tempos de vida de N^{13} , O^{15} e F^{17} são muito maiores que o tempo de reação do ciclo CNO, portanto podemos considerar as abundâncias destes elementos constantes. Esta aproximação pode ser feita somente para temperaturas abaixo de 10^8 K, condição satisfeita na região da base do envoltório convectivo. Levando em consideração as condições citadas acima, pode-se supor duas cadeias de reações no ciclo CNO, que possuem tempos bem distintos: o ciclo CN e o ciclo ON. As taxas de reação destas duas cadeias possuem valores que $\alpha_{CN} + \alpha_{ON}=1$, e um desacoplamento completo aproxima-se para os valores $\alpha_{ON} \sim 3.6 \cdot 10^{-4}$ e $\alpha_{CN} \sim 1$. Estas cadeias de reações podem ser separadas quando o tempo do ciclo CN for considerado bem menor que o tempo do ciclo ON. O diagrama abaixo mostra o ciclo CNO dividido em duas partes, o ciclo CN e o ciclo ON.



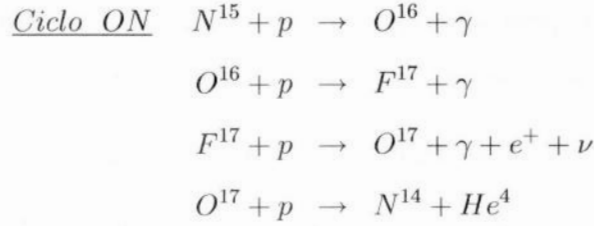


Diagrama 1: O Ciclo CNO pode ser dividido em 2 ciclos que acontecem em tempos bem distintos, sendo o ciclo CN ocorrendo num tempo bem menor que o ciclo ON. O N^{14} da última reação do ciclo ON entra na 4ª reação do ciclo CN e o C^{12} resultante do primeiro ciclo volta ao início. Assim o ciclo CNO recomeça. Figura adaptada de Clayton(1983).

O desacoplamento destes dois ciclos proporciona um tratamento diferenciado para cada um deles, ou seja, podem ser tratados matematicamente de modo separados. Vamos ao ciclo CN que possui o seguinte sistema de equações diferenciais acopladas.

$$\begin{aligned}
\frac{dC^{12}(t)}{dt} &= -\frac{C^{12}}{\tau_{12}} + \frac{N^{14}}{\tau_{14}} \\
\frac{dC^{13}(t)}{dt} &= \frac{C^{12}}{\tau_{12}} - \frac{C^{13}}{\tau_{13}} \\
\frac{dN^{14}(t)}{dt} &= \frac{C^{13}}{\tau_{13}} - \frac{N^{14}}{\tau_{14}}
\end{aligned} \tag{2.45}$$

Este sistema pode ser escrito da forma de um sistema de autovalores e autovetores da forma,

$$\frac{d}{dt}\mathbf{U} = [\Lambda]\mathbf{U}. \tag{2.46}$$

Portanto, o sistema de equações diferenciais pode ser escrito com os valores de tempos de vida de cada elemento do ciclo e as abundâncias dos elementos formando a notação matricial mostrada acima.

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} C^{12} \\ C^{13} \\ N^{14} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\tau_{12}} & 0 & \frac{1}{\tau_{14}} \\ \frac{1}{\tau_{12}} & -\frac{1}{\tau_{13}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{\tau_{13}} & -\frac{1}{\tau_{14}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C^{12} \\ C^{13} \\ N^{14} \end{bmatrix} \tag{2.47}$$

A solução deste sistema possui a forma de uma soma de exponenciais multiplicadas por constantes que serão definidas através de condições de contorno atribuídas ao sistema.

Este sistema de equações pode ser resolvido encontrando três autovalores e três autovetores que compõem por sua vez a solução do sistema de equações diferenciais.

$$U(t) = AU_1e^{\lambda_1 t} + BU_2e^{\lambda_2 t} + CU_3e^{\lambda_3 t} \quad (2.48)$$

Os autovalores $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ representam as três soluções do sistema de equações que podem ser obtidos calculando a solução do determinante da matriz mostrada na equação 2.47. Sendo assim temos que solução da equação secular $[\Lambda - \lambda[1]] = 0$ chegando ao determinante

$$\begin{vmatrix} -(\frac{1}{\tau_{12}} + \lambda) & 0 & \frac{1}{\tau_{14}} \\ \frac{1}{\tau_{12}} & -(\frac{1}{\tau_{13}} + \lambda) & 0 \\ 0 & \frac{1}{\tau_{13}} & -(\frac{1}{\tau_{14}} + \lambda) \end{vmatrix} = 0. \quad (2.49)$$

Teremos, portanto três soluções para λ , que representam, portanto os três autovalores na solução do sistema de equações,

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 = \frac{-\Sigma + \Delta}{2}, \quad \lambda_3 = \frac{-\Sigma - \Delta}{2}, \quad (2.50)$$

onde

$$\Sigma = \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{13}} + \frac{1}{\tau_{14}} \quad e \quad \Delta = \left[\Sigma^2 - 4 \left(\frac{1}{\tau_{12}\tau_{13}} + \frac{1}{\tau_{12}\tau_{14}} + \frac{1}{\tau_{13}\tau_{14}} \right) \right]. \quad (2.51)$$

A partir destes autovalores chegamos ao três autovetores (U_1, U_2 e U_3) que vão compor assim a solução do sistema de equações. Os autovetores são obtidos a partir da solução da equação $\Lambda U_i = \lambda_i U_i$, onde Λ é a matriz 3x3 da equação 2.47.

Um dos autovalores é nulo, logo um termo da solução tem um valor constante que na verdade representa os valores de equilíbrio das abundâncias. Os autovetores calculados são matrizes 3×1 . A solução tem a forma de um valor constante, que é o valor de equilíbrio do isótopo mais duas exponenciais multiplicadas por constantes de contorno e outros dois autovetores. Para os autovalores, definimos $\lambda_1 = 0$ e, conseqüentemente, λ_2 e λ_3 são negativos. Isso nos mostra que, evoluindo temporalmente, os valores dos termos exponenciais se tornam cada vez menores e a abundância converge para um valor de equilíbrio como mostrado na equação abaixo.

$$\begin{bmatrix} C^{12}(t) \\ C^{13}(t) \\ N^{14}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{eq}^{12} \\ C_{eq}^{13} \\ N_{eq}^{14} \end{bmatrix} + BU_2e^{\lambda_2 t} + CU_3e^{\lambda_3 t} \quad (2.52)$$

Para definirmos estas condições de contorno, precisamos saber quais são as abundâncias iniciais do material. Seguindo a equação acima, atribuindo $t=0$ temos um sistema de equações para chegarmos aos valores de B e C, assim, as condições de contorno do sistema está satisfeita e a evolução temporal de cada isótopo está definida.

Para o ciclo ON, o método de resolução é o mesmo, mudando os valores $\frac{1}{\tau_{12}} \rightarrow \frac{\alpha_{ON}}{\tau_{14}}$, $\frac{1}{\tau_{13}} \rightarrow \frac{1}{\tau_{16}}$ e $\frac{1}{\tau_{14}} \rightarrow \frac{1}{\tau_{17}}$ e também os elementos do ciclo CN pelo ON. O mesmo sistema de equações será resolvido com a mesma metodologia, mas com a diferença dos valores que foram modificados para este ciclo, como descrito em Clayton (1983).

As soluções do ciclo CNO apresentam-se de forma realmente dependente da temperatura. A temperatura na base do envoltório convectivo em estrelas AGB é da ordem de $10^6 - 10^7$ K. GdJ93 ajustou uma temperatura dos gráficos de RV como função da massa do caroço e da massa inicial da estrela. A equação usada então é

$$T_{BEC} = -25.45 + 16.41M_i + 127.6(M_C - 0.8), \quad (2.53)$$

e esta temperatura é dada em 10^6 K. Para temperaturas menores que $30 \cdot 10^6$ K, os tempos de vida de cada reação (τ_i) são bem maiores que o tempo de exposição do elemento de massa àquela temperatura, logo podemos desconsiderar a síntese do material. Quando a condição é satisfeita, o HBB é desligado, não processando o material do envoltório e também o material dragado conseqüentemente. As taxas das reações do ciclo CNO foram obtidas do artigo de Fowler et.al. (1975) como funções da temperatura. Os tempos de vida dos elementos presentes nas equações mostradas anteriores podem ser calculados através da equação

$$\tau_i = (\lambda_i X)^{-1}. \quad (2.54)$$

A figura 2.3 mostra a evolução temporal dos elementos do ciclo CN. Como o ciclo ON possui um tempo bem maior de ocorrência que o ciclo CN, precisamos definir uma condição para a ativar o ciclo ON durante o cálculo da evolução dos elementos. Uma condição utilizada por GdJ93 baseia-se na diferença entre a abundância do N^{14} ao final do tempo de exposição (t_{HBB}) e o valor da abundância de equilíbrio do N^{14} e esta diferença dividida por N_{eq}^{14} atingir um valor limite estabelecido. Somente quando o ciclo CN atingir tal condição de equilíbrio é que podemos ativar o ciclo ON. Esta condição ainda é incerta

e discutida atualmente. A condição de GdJ93 (comunicação privada) utilizada foi, então

$$\frac{N^{14}(t = t_{HBB}) - N_{eq}^{14}}{N_{eq}^{14}} \leq 0.2. \quad (2.55)$$

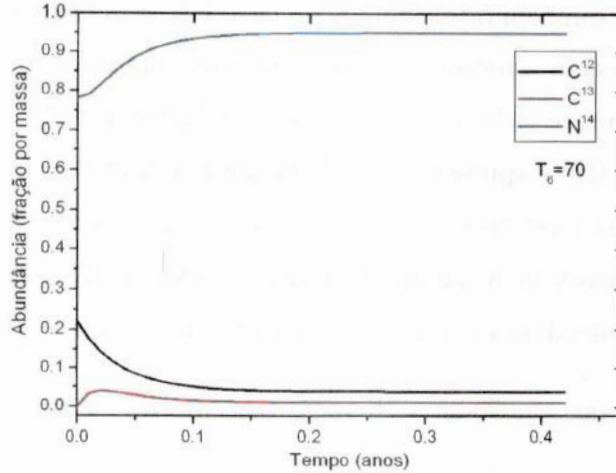


Figura 2.3: Evolução dos elementos do ciclo CN. A convergência para valores de equilíbrio torna-se mais rápida para temperaturas acima de $T_6=40$.

Computando o ciclo CNO na região de HBB, as abundâncias de equilíbrio calculada nas equações anteriores mostram que existe um acúmulo de N^{14} , já que grande parte do C^{12} é convertido principalmente em N^{14} , como na figura 2.3. Quando o ciclo ON é ativado, parte de O^{16} também é convertido em N^{14} .

2.2.16 Yields

Este parâmetro indica o rendimento que uma estrela tem na produção ou consumo de um certo elemento durante sua vida. Vamos definir yield estelar como descrito em Groenewegen & van den Hoek (1997).

$$y_i = \frac{1}{M_i} \int_0^{\tau(M_i)} \dot{M}(M_i, t)(X_i(t) - X_i(0))dt \quad (2.56)$$

A função $\dot{M}(M_i, t)$ denota a taxa de perda de massa como função do tempo e massa inicial. $X_i(t)$ é a abundância do elemento “i” no instante t e $X_i(0)$ é a abundância inicial do mesmo

elemento. Este produto é integrado durante toda a vida da estrela, ou seja, até $\tau(M_i)$, que representa o tempo de vida de uma estrela com massa inicial M_i . O valor desta integral é normalizado dividindo-o pela massa inicial. Podemos notar que o yield do elemento vai depender da perda de massa e principalmente da diferença $X_i(t) - X_i(0)$, que representa o ganho em relação ao início da evolução estelar. No caso do hidrogênio, que é um elemento consumido e não produzido, esta diferença vai ser sempre negativa. Já no caso do C^{12} em estrelas de baixa massa e N^{14} em estrelas de massa intermediária, são valores sempre positivos, pela produção destes elementos. Como o modelo é na verdade um programa de computador evoluindo com passos, esta integral na verdade é um somatório.

2.3 O Modelo Computacional

Nosso modelo computacional começa com a entrada de parâmetros iniciais para a evolução da estrela. A definição da massa inicial e da metalicidade são feitas e as abundâncias iniciais são calculadas. A primeira dragagem acontece e ocorrem as mudanças nas abundâncias iniciais. Perdas de massa correspondentes às fases RGB e E-AGB são calculadas e seus valores são subtraídos do valor da massa inicial. Após esta perda de massa calculamos a massa do caroço no primeiro pulso térmico e a seguir, quando satisfeita a condição, calculamos a segunda dragagem. Considerando todas as perdas de massa e processos anteriores à fase AGB, a estrela agora se encontra com uma massa e metalicidade ao começo da evolução na fase AGB. Neste momento utiliza-se a sub-rotina de evolução na fase AGB. Calculamos os parâmetros necessários, como tempo interpulso e luminosidade, com as devidas correções para os primeiros pulsos quando necessárias. Dividimos esta sub-rotina em duas partes. A primeira é relativa ao flash, se $M_{env} < 2 M_{\odot}$, com uma mudança na luminosidade durante um curto período de tempo e a outra parte é o período interpulso. A cada passo do programa é calculado novamente a luminosidade e, conseqüentemente, taxas de perda de massa e de crescimento da massa do caroço, raio e temperatura efetiva. Cada passo acontece com uma mudança em massa do envoltório não maior que $10^{-3} M_{\odot}$. O passo do programa então pode ser definido como

$$\delta t = \frac{10^{-3} M_{\odot}}{\left(M + \frac{dM_c}{dt}\right)}. \quad (2.57)$$

Este laço acontece até o tempo interpulso ser completo. Quando isso acontece, entra então as sub-rotinas do 3ºDU e HBB, quando satisfeitas as condições para que aconteçam. Nestas sub-rotinas, o material é dragado do caroço e na presença do HBB segundo o formalismo é também processado. Este material é misturado ao envoltório e as abundâncias são atualizadas. Novamente um período interpulso é calculado considerando as correções primeiros pulsos quando necessárias e o ciclo recomeça. A evolução AGB acaba quando a massa do envoltório atinge a massa crítica citada ao final da subseção 2.2.14 ou quando a massa do caroço atinge o limite de Chandrasekhar, que neste modelo foi considerada $1.2 M_{\odot}$. É possível alcançar esta massa limite de Chandrasekhar por modelos com massas iniciais próximas a $8 M_{\odot}$ e com uma perda de massa mais tênue. Ao final da fase AGB o envoltório é ejetado para o meio interestelar na forma de nebulosa planetária (NP), sobrando somente o caroço com massa M_C , uma anã branca. O diagrama seguinte, figura 2.4, mostra o esquema do funcionamento do nosso modelo. Também temos no final desta monografia, em anexo, o código fonte deste modelo sintético construído, no apêndice A.

Modelo Sintético

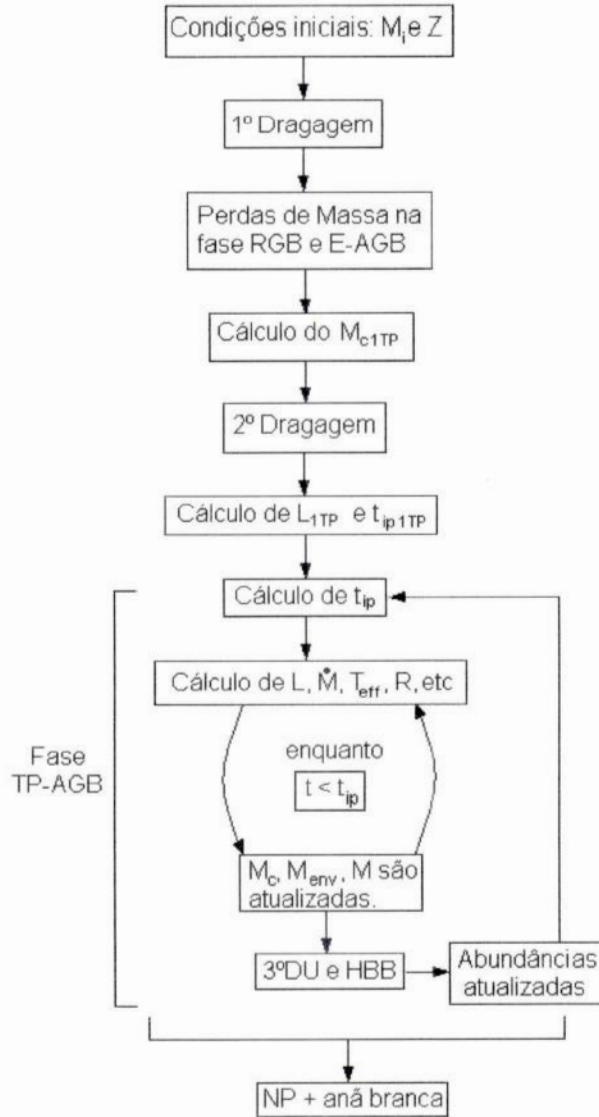


Figura 2.4: Diagrama do funcionamento do código do nosso modelo sintético.

Capítulo 3

Vínculos Observacionais

Neste capítulo descrevemos como foi feita a calibração do modelo sintético através da função luminosidade de estrelas carbonadas (CSLF). Para tal calibração, aplicamos utilizamos dados das estrelas da Grande Nuvem de Magalhães (LMC) e da Pequena Nuvem de Magalhães (SMC). Os resultados desta calibração foram discutidos e os parâmetros de dragagem são definidos como funções da metalicidade para cada lei de perda de massa. Também utilizamos dados observacionais de nebulosas planetárias para calibrarmos nossos parâmetros de HBB. Outros vínculos também foram usados para conferir a consistência das calibrações realizadas. Os yields finais também são calculados para diferentes massas iniciais e metalicidades, mostrando a influência do HBB nestes yields.

3.1 Introdução

O método de calibração de dragagem em modelos é feito através da função luminosidade de estrelas carbonadas. A dragagem possui um forte papel na formação deste tipo de estrelas, como vimos no Capítulo 1 e por isso a calibração não é somente importante para parâmetros de dragagem, mas também para o realismo das abundâncias superficiais e aplicações correlatas dos modelos sintéticos. Observações de estrelas AGB na LMC, SMC e na Galáxia indicam um intervalo específico de luminosidade no qual a maioria das estrelas carbonadas se encontra. Este intervalo se inicia aproximadamente em $M_{bol} \sim -3$, sugerindo estrelas progenitores de baixa massa, e vai até $M_{bol} \sim -7$. O fato de estrelas carbonadas não serem formadas com M_{bol} menor que o valor de -7 indica a presença dominante do

HBB, que inibe a formação de estrelas carbonadas de massa intermediária justamente pelo consumo de C^{12} transformado em N^{14} . Utilizando um formalismo de síntese de população, tentamos reproduzir os dados observacionais de estrelas apresentadas neste intervalo de magnitude bolométrica, segundo dados da literatura. No entanto, surgem algumas discrepâncias entre teoria e observação, também intituladas por Iben (1981) como “Mistério das Estrelas Carbonadas”. Desde a publicação deste artigo, o estudo neste tópico obteve alguns avanços na formação de estrelas carbonadas, mas o mistério continua.

Uma ferramenta importante para o estudo de formação de estrelas carbonadas é o modelo sintético. A rapidez no processamento da evolução destas estrelas resulta numa liberdade de parâmetros que permite uma enorme vantagem no tratamento computacional da síntese de população. Para um ajuste à função luminosidade, precisamos determinar quando e qual a intensidade da dragagem. Na maioria dos modelos sintéticos, inclusive o nosso, existem dois parâmetros para a dragagem, a eficiência de dragagem (λ) e a massa mínima para que a mesma ocorra (M_C^{min}). A partir destes dois parâmetros podemos ajustar do melhor modo possível uma curva teórica à função luminosidade de estrelas carbonadas observada.

3.2 Nuvens de Magalhães e a CSLF Observacional

As Nuvens de Magalhães apresentam-se como os melhores candidatos para objetos de vínculo para este tipo de calibração, basicamente por possuir uma grande quantidade de estrelas observadas na fase AGB e carbonadas e pela distância determinada, LMC para 50 kpc e SMC para 65 kpc.

Para a LMC, usamos uma amostra de 895 estrelas de Frogel & Costa (1996). A identificação de estrelas carbonadas baseou-se no reconhecimento das linhas espectrais de CN, no infravermelho próximo ($\lambda\lambda 7910, 8100, 8320$). Foi utilizado o sistema de filtros JHK e/ou RI e a magnitude bolométrica aparente (m_{bol}) foi determinada. Uma correção bolométrica foi calculada baseada na observação do filtro K usando uma sub amostra. O autor considerou um erro na magnitude de ± 0.34 . A curva de luminosidade foi obtida calculando a magnitude bolométrica absoluta (M_{bol}) com um módulo de distância de $\mu_0 = 18.5 = m_{bol} - M_{bol}$, como em Westerlund (1990). O intervalo de magnitude bolométrica

observada é de aproximadamente -3 até -6.5. O pico da distribuição destas estrelas da LMC é de aproximadamente $M_{bol} = -4.87$.

Já para SMC, a amostra utilizada foi de Rebeiro (1993), com 1686 estrelas. Adaptamos as correções bolométricas como em Westerlund et.al.(1986) e o módulo de distância $\mu_0=19.0$. As bandas observadas foram de C_2 entre 5220 e 4850 angstroms (banda de Swan), principalmente a banda de 5165 angstroms. A maioria das estrelas carbonadas desta amostra encontra-se no intervalo de magnitude bolométrica de aproximadamente -3 até -6.5. O pico da distribuição para SMC está localizado em aproximadamente $M_{bol}=-4.37$.

3.3 Função Luminosidade Teórica

As estrelas evoluem na fase AGB e podem realizar uma transição de estrelas do tipo M ($C/O < 1$) para estrelas do tipo C (carbonadas) ($C/O > 1$), devido ao fator já citado anteriormente, o $3^\circ DU$. Com o propósito de realizar um ajuste aos dados observados das Nuvens de Magalhães, usamos o formalismo de Marigo (1999) para criarmos uma função luminosidade de estrelas carbonadas teórica. Este intervalo onde a distribuição de M_{bol} se encontra é de aproximadamente -3 até -6.5, e dividimos em intervalos menores na distribuição $\Delta M_{bol}=0.2$, que também chamamos de “bin”. O número de estrelas carbonadas presentes em transição no k -ésimo “bin” pode ser escrita como

$$N_k = \int_{M_i^{max}}^{M_i^{min}} N_k(M_i) dM_i \propto \int_{M_i^{max}}^{M_i^{min}} \Phi(M_i, t) \Delta \tau_k(M_i) dM_i. \quad (3.1)$$

onde $\Phi(M_i, t)$ é a taxa de nascimento estelar, isto é, o número de estrelas formadas com massa M_i no instante t . O termo $\Delta \tau_k(M_i)$ é o tempo que cada estrela de massa M_i perdura neste k -ésimo intervalo de magnitude bolométrica ΔM_{bol} . Este valor é obtido diretamente da evolução de estrelas em nosso modelo. Portanto, N_k representa o número de estrelas carbonadas que estão no k -ésimo intervalo de magnitude ΔM_{bol} . A integração é feita em todo o intervalo de massa, de M_i até M_f , sendo os limites mínimo e máximo de massa, respectivamente, para as estrelas se tornarem carbonada. Estes limites de massa inicial vão depender, “a priori”, dos parâmetros estabelecidos inicialmente de dragagem. Nosso modelo condiciona primeiramente estes limites de massa antes da calibração. Isso deve ser calculado para todos os intervalos de magnitudes, com intervalos de ΔM_{bol} . Para

sabermos as condições para a calibração, precisamos resumir as informações necessárias das estrelas de massa M_i , isto é, em que taxa estas estrelas são formadas, quanto tempo levam para chegar até a fase de carbonada e quanto tempo gastam nesta fase. Para isso precisamos discutir alguns conceitos de síntese de população.

A taxa de nascimento estelar é um produto de duas funções, a função massa inicial (IMF), $\phi(M_i)$, e a taxa de formação estelar (SFR) $\psi(M_i, t)$. A função massa inicial surgiu primeiramente com Salpeter (1955) e representa uma função de distribuição de massa na formação estelar. Esta distribuição é normalizada, então conseqüentemente

$$\int_0^{\infty} \phi(M_i) dM_i = 1. \quad (3.2)$$

Utilizamos neste trabalho a função massa inicial de Kroupa et.al.(1993), que é expressa pela seguinte equação.

$$\phi(M) = \begin{cases} 0 & \text{para } M/M_{\odot} < 0.1 \\ a_1 M^{-1.3} & \text{para } 0.1 < M/M_{\odot} < 0.5 \\ a_2 M^{-2.2} & \text{para } 0.5 < M/M_{\odot} < 1.0 \\ a_2 M^{-2.7} & \text{para } 1.0 < M/M_{\odot} < \infty \end{cases} \quad (3.3)$$

Com $a_1=0.29055$ e $a_2=0.1557$ os valores das constantes para a função está normalizada.

Uma estrela de massa inicial M_i possui um tempo de vida $\tau(M_i)$, logo podemos considerar que o tempo de vida τ_i é aproximadamente o tempo que a estrela leva até chegar à fase de carbonada, já que o tempo na fase AGB, após se tornar carbonada, é muito menor que o tempo pré-AGB ($\tau_i \gg T_{carb}$). Sabendo o tempo que a estrela leva para chegar à fase de carbonada, podemos chegar à época de seu nascimento, com $t=T_G - \tau_i$, onde T_G é a idade da Galáxia. Temos, portanto, a taxa de nascimento estelar expressa por

$$\Phi(M_i, T_G - \tau(M_i)) = \phi(M_i)\psi(T_G - \tau(M_i)). \quad (3.4)$$

Para nossos propósitos, vamos considerar a taxa de formação estelar constante. A função luminosidade teórica cresce proporcionalmente com o tempo devido à formação contínua de estrelas, mas para nossos fins, vamos normalizar nossos dados, por isso podemos considerar por simplicidade uma taxa de formação estelar constante. Nosso objetivo é o pico da distribuição e fatores de síntese de população, como SFR e IMF, terão uma menor influência na reprodução da distribuição teórica. Isso indica que os parâmetros de dragagem são os únicos determinantes na localização do pico na distribuição.

Podemos simplificar a obtenção deste valor considerando uma aproximação em relação à evolução da luminosidade da estrela durante a fase TP-AGB. Uma taxa de evolução constante de magnitude bolométrica durante a fase TP-AGB pode ser considerada.

$$\frac{dM_{bol}}{dt} = constante \quad (3.5)$$

Esta condição é levada em consideração somente com uma relação $L-M_C$, tendo L uma função linear da massa do caroço. Como citada na subseção 2.2.6, a relação utilizada entre luminosidade e a massa do caroço satisfaz esta condição. A derivada da massa do caroço com relação à luminosidade é uma constante ($\frac{dM_C}{dL} = K_1$). Por outro lado, a taxa de evolução (equação 2.26, $\frac{dM_C}{dt} = K_2(\frac{L}{X})$) é linear com relação à luminosidade da estrela. Tendo em vista estas duas equações, podemos relacioná-las, fazendo com que dM_C seja eliminado, e portanto, $\frac{dM_{bol}}{dt} = K_1/K_2 = \frac{dM_{bol}}{dL}$. Em nossos cálculos, uma taxa de evolução da luminosidade foi encontrada da ordem de $10^{-6} M_{bol}/\text{ano}$. O fato de considerar uma evolução linear da magnitude bolométrica simplifica muito os cálculos do tempo gasto por uma estrela carbonada no k -ésimo intervalo da CSLF teórica.

A figura 3.1 mostra a transição de estrelas de diferentes massas com relação à magnitude bolométrica. Um limite inferior em massa inicial de aproximadamente $1.75 M_{\odot}$ aponta que estrelas de massas menores que este valor não realizam o 3ºDU, não passando pela transição de estrelas do tipo M para estrelas do tipo C. Na outra extremidade, no limite superior de massa, estrelas com aproximadamente $4.25 M_{\odot}$ apresentam um HBB ativo, assim prevenindo a formação de estrelas carbonadas pela destruição de C^{12} .

Após um pulso térmico, a estrela possui um perfil de luminosidade durante o período interpulso como foi descrito nas subseções 2.2.7 e 2.2.13. Um período de luminosidade abaixo do valor calculado da relação $L-M_C$ possui um papel fundamental na população das estrelas que vão povoar a parte da função luminosidade com M_{bol} mais positiva, isto é, uma “cauda” (*tail*) da distribuição com estrelas de baixa luminosidade. Se não considerássemos estas estrelas do nosso modelo na função luminosidade teórica, teríamos uma parte faltante do perfil. Parte da função luminosidade destas estrelas estaria ausente nas regiões de M_{bol} de aproximadamente -3 à -4, como discutido por GdJ93. Nas observações, uma estrela AGB no estágio carbonada apresenta uma luminosidade que é na verdade um valor que não obedece à relação $L-M_C$, isto é, uma fase de “sub-luminosidade” obedecendo ao perfil citado na subseção 2.2.7 e mostrado na figura 2.2.

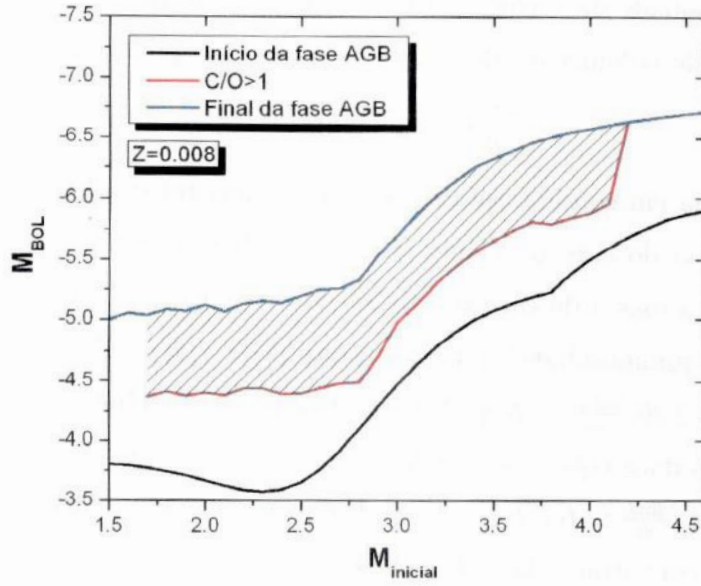


Figura 3.1: A evolução das estrelas AGB de diferentes massa iniciais com relação à magnitude bolométrica, para $Z=0.008$. A linha negra mostra o valor de M_{bol} ao início da fase AGB. A linha vermelha representa a magnitude quando a estrela transita do tipo M para o tipo C e a linha azul mostra a magnitude bolométrica final da estrela. A área hachurada mostra, portanto a região em que podemos encontrar estas estrelas carbonadas.

Para isso, a queda da luminosidade abaixo do valor calculado, através da relação citada, é incluída na calibração de um modo simples. Acompanhando o formalismo de Marigo (1999), construímos uma função de probabilidade $P(L-\Delta L)$, que expressa a probabilidade da estrela com luminosidade calculada segundo a relação $L-M_C$, possuir uma luminosidade menor, $L-\Delta L$. Adaptamos este formalismo ao nosso perfil de luminosidade durante o período interpulso e construímos a nossa função de probabilidade. Dividimos o perfil em partes que representam intervalos de luminosidade de intervalos iguais a $\Delta M_{bol}=0.2$, seguindo o valor de cada “bin” da distribuição. Integrando cada perfil nos intervalos de ΔM_{bol} , chegamos aos valores de probabilidades normalizados. A distribuição de probabilidade normalizada à unidade obtida é a seguinte.

$$P_0 (\Delta M_{bol} < 0.2) = 0.704$$

$$P_1 (0.2 < \Delta M_{bol} < 0.4) = 0.182$$

$$P_2 (0.4 < \Delta M_{bol} < 0.6) = 0.081$$

$$P_3 \quad (0.6 < \Delta M_{bol} < 0.75) = 0.031 \quad (3.6)$$

Aplicando esta distribuição de probabilidade, o número de estrelas carbonadas N_k que se encontram no k -ésimo intervalo de magnitude bolométrica na função luminosidade pode ser expressa como

$$N_k = N_{k,0}P_0 + \sum_{i=1}^3 N_{k+i}P_i \quad (3.7)$$

onde $N_{k,0}P_0$ representa o número de estrelas carbonadas seguindo a luminosidade da relação $L-M_C$, que cruzam o k -ésimo intervalo de magnitude bolométrica na distribuição. O termo $N_{k+i}P_i$ representa o número de objetos que possuem tal valor da luminosidade, seguindo a relação $L-M_C$, que deveriam estar no intervalo $(k+i)$ -ésimo de magnitude bolométrica, mas contribuem para o k -ésimo intervalo por se apresentarem com uma luminosidade $L-\Delta L$, sobrepondo neste intervalo de magnitude k . Isso se deve à probabilidade de encontrar uma estrela que deveria possuir uma certa M_{bol} segundo a relação $L-M_C$, mas sua luminosidade quando medida, encontra-se com uma certa M'_{bol} menor, devido ao perfil de luminosidade durante o período interpulso. Resumindo, a função luminosidade está envolvida também com uma probabilidade da estrela ser encontrada com uma certa luminosidade mais baixa do que deveria, de acordo perfil de luminosidade do período interpulso.

3.4 Calibração dos parâmetros de dragagem

A incapacidade de modelos autoconsistentes serem compatíveis com dados observacionais indica que há uma necessidade de mudanças nos parâmetros de dragagem utilizados. O 3°DU deveria acontecer a partir de um valor de M_C menor que M_C^{min} , este último calculado por modelos autoconsistentes. Por isso, não há um acordo entre estes valores teóricos e observacionais. Estes parâmetros podem ser ajustados às observações usando a CSLF como um vínculo observacional através de $\lambda(>0)$ e $\Delta M_C^{min}(<0)$, sendo o último a diferença entre o valor de M_C^{min} citado na subseção 2.2.14 e o valor necessário para a calibração. Este parâmetro de subtração do valor de M_C^{min} deve-se, principalmente, à ignorância dos processos físicos com detalhes no interior das estrelas de baixa massa responsáveis pela dragagem. Fizemos a calibração destes parâmetros usando os dados das Nuvens de Magalhães considerando metalicidades diferentes para as duas Nuvens, $Z_i=0.008$ para LMC

e $Z_i=0.004$ para SMC. Partimos primeiramente de algumas considerações dos parâmetros de perda de massa e HBB. Os parâmetros considerados para estes fenômenos são citados nas subseções 2.2.14 e 2.2.12. Como parâmetros iniciais de dragagem também foram usados $\lambda=0.75$ e $\Delta M_c^{min} = -0.050$. Baseamos nosso ajuste principalmente entre os picos das distribuições teórica e observacional. Nossos ajustes para as duas Nuvens são mostrados nas figuras abaixo. Primeiramente mostramos os resultados obtidos com as calibrações usando VW93.

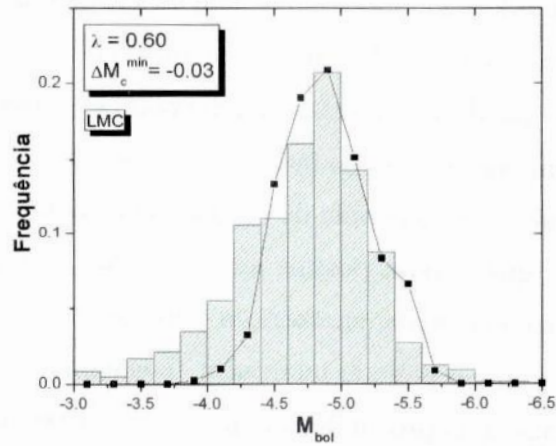


Figura 3.2: Ajuste da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Grande Nuvem de Magalhães usando a lei de perda de massa de VW93 ($Z_i=0.008$).

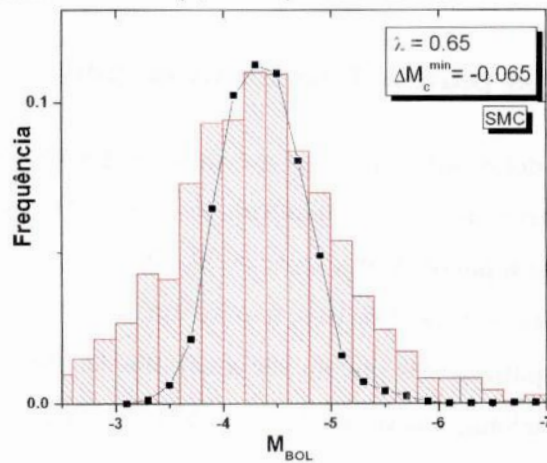


Figura 3.3: Ajuste da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Pequena Nuvem de Magalhães com perda de massa de VW93 ($Z_i=0.004$).

O melhor ajuste à Grande Nuvem de Magalhães, utilizando VW93, foi obtido com os parâmetros de $\lambda=0.6$ e $\Delta M_C^{min}=-0.03$, como mostrado na figura 3.2. A discrepância entre as distribuições teóricas e observacionais na região de magnitudes bolométricas maiores que aproximadamente -4.5, ainda é discutida na literatura, contribuindo para manter o “Mistério das Estrelas Carbonadas”, citado por Iben (1981). Uma tentativa de explicação para esta diferença pode ser provavelmente o perfil de luminosidade. Uma distribuição de probabilidade de acordo com este perfil pode influenciar solidamente nas contribuições de estrelas que deveriam possuir uma magnitude bolométrica no (k+i)-ésimo “bin”, mas devido a esta consideração estão na realidade no k-ésimo intervalo.

Para a Pequena Nuvem de Magalhães obtivemos um ajuste com os parâmetros de $\lambda=0.65$ e $\Delta M_C^{min} = -0.065$, figura 3.3. A SMC apresenta uma distribuição de estrelas carbonadas mais dispersa e os problemas encontrados na LMC no intervalo menos luminoso apareceu neste ajuste. Nosso ajuste para a SMC apresentou uma discrepância para estrelas com magnitudes bolométricas menores. Podemos observar uma certa discrepância entre teórico e observacional para valores menores que aproximadamente $M_{bol}=-4.7$. Esta diferença pode ser explicada pela consideração de uma taxa de formação estelar constante durante todo o tempo da síntese de população e também pela perda de massa, ainda discutida na literatura. A taxa de formação estelar real é diferente da considerada como constante, portanto estrelas neste intervalo, que são na verdade estrelas mais massivas, deveriam estar em menor número na CSLF teórica. Isso reflete uma diferença na SFR recente da Pequena Nuvem de Magalhães. Uma taxa de formação estelar mais detalhada que constante, neste caso, pode proporcionar um melhor ajuste nesta região da distribuição. A perda de massa nesta calibração possui um fator fundamental. Dependendo da intensidade da perda de massa, a estrela pode ter um tempo na fase de carbonada maior ou menor (ou mesmo não ter!), influenciando no formato e no ajuste da curva teórica da CSLF, como podemos perceber pela equação 3.1. Com os termos de dragagem calibrados para estas amostras, podemos criar uma função destes parâmetros em função da metalicidade inicial da estrela, no intervalo $0.004 < Z_i < 0.008$.

$$\begin{aligned}\Delta M_C^{min}(Z_i) &= 8.75Z_i - 0.1 \\ \lambda(Z_i) &= -12.5Z_i + 0.7.\end{aligned}\tag{3.8}$$

Visando observar a influência das diferentes leis de perda de massa, realizamos a calibração

utilizando em nosso modelo além da perda de massa de VW93, outras duas citadas na seção 2.2.12, Reimers(1975) e Blocker(1995). A calibração foi feita com estas perdas de massa citadas para as Nuvens de Magalhães.

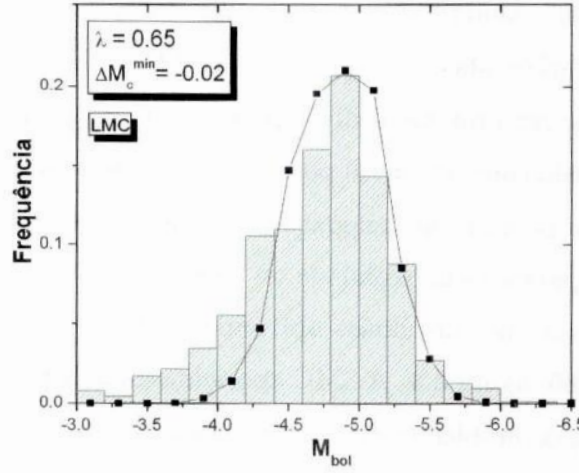


Figura 3.4: Ajuste da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Grande Nuvem de Magalhães utilizando a lei de perda de massa de Blocker(1995)($Z_i=0.008$).

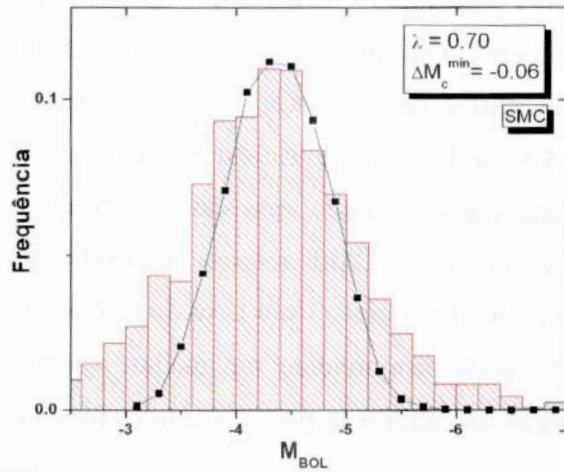


Figura 3.5: Ajuste da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Pequena Nuvem de Magalhães utilizando a lei de perda de massa de Blocker(1995)($Z_i=0.004$).

Nossos ajustes para B95, como nas figuras 3.4 e 3.5, foram

$$\begin{aligned} \Delta M_C^{min}(Z_i) &= 10Z_i - 0.1 \\ \lambda(Z_i) &= -12.5Z_i + 0.75. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Considerando a perda de massa de Blocker(1995), podemos observar um ajuste para a LMC quase sem o problema da extremidade mais luminosa da distribuição. Como esta parametrização de perda de massa apresenta um histórico de perda de massa mais intensa, nota-se a influência da perda de massa nesta região. Uma redução do número de estrelas nesta região da distribuição foi devido às estrelas mais massivas, que se tornam carbonadas e permaneceram como tais num menor tempo, devido à lei de perda de massa imposta. Os valores do ajuste da dragagem foram $\lambda=0.65$ e $\Delta M_C^{min} = -0.02$. O problema da outra extremidade, menos luminosa, ainda permanece. No ajuste para SMC, obtivemos os valores de $\lambda=0.70$ e $\Delta M_C^{min} = -0.06$. A falha ao ajustar-se na extremidade mais luminosa se torna um pouco mais expressiva nesta região para a SMC.

Realizamos as mesmas calibrações para a lei de perda de massa de Reimers(1975).

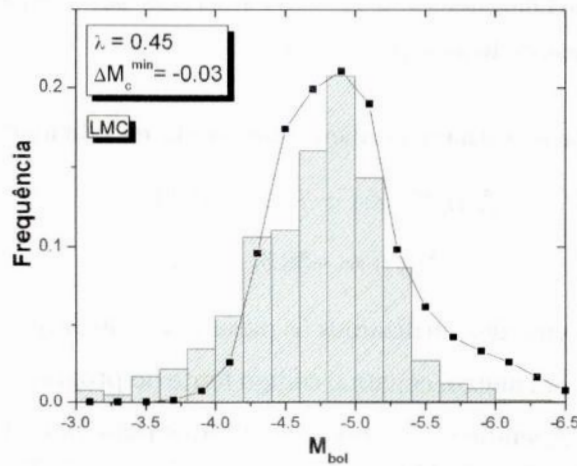


Figura 3.6: Ajuste da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Grande Nuvem de Magalhães com a taxa de perda de massa de Reimers(1975)($Z_i=0.008$).

Para LMC e SMC, as divergências na região menos luminosa da distribuição permaneceram usando a perda de massa seguindo o formalismo de Reimers(1975). Para a Grande Nuvem de Magalhães obtemos $\lambda=0.45$ e $\Delta M_C^{min} = -0.03$ e para a Pequena Nuvem de Magalhães $\lambda=0.65$ e $\Delta M_C^{min} = -0.06$, segundo ajustes nas figuras 3.6 e 3.7. Na LMC, apresentou-se uma discrepância expressiva na região mais luminosa, a partir de uma magnitude bolométrica de aproximadamente -5.3. Quanto à SMC, esta diferença mostrou-se bem menos intensa e em alguns pontos praticamente nula, sendo bem diferente quando comparamos ao perfil da Grande Nuvem de Magalhães.

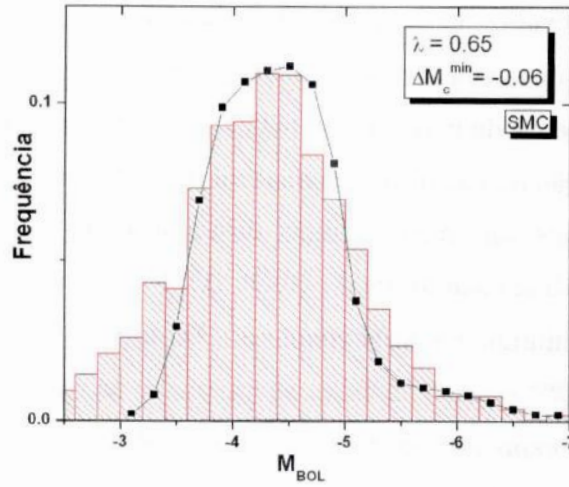


Figura 3.7: Ajuste da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas para a Pequena Nuvem de Magalhães com a taxa de perda de massa de Reimers(1975)($Z_i=0.004$).

Os parâmetros de ajuste se tornam também funções da metalicidade inicial, logo

$$\begin{aligned}\Delta M_C^{min}(Z_i) &= 7.5Z_i - 0.09 \\ \lambda(Z_i) &= -50Z_i + 0.85.\end{aligned}\tag{3.10}$$

Para todos os seguintes vínculos, utilizamos os parâmetros de dragagem ajustados à LMC. No final deste trabalho, em anexo, consta o código fonte do programa de calibração através de uma CSLF teórica (Apêndice A). Nossos resultados para LMC foram.

Parâmetros	Blocker(1995)	Vassiliadis & Wood(1993)	Reimers(1975)
λ	0.65	0.60	0.45
ΔM_c^{min}	-0.020	-0.030	-0.030

Tabela 7: Parâmetros calibrados de CSLF da LMC.

Para a Pequena Nuvem de Magalhães, nossos valores de calibração foram segundo a tabela abaixo.

Parâmetros	Blocker(1995)	Vassiliadis & Wood(1993)	Reimers(1975)
λ	0.70	0.65	0.65
ΔM_c^{min}	-0.060	-0.065	-0.060

Tabela 8: Parâmetros calibrados de CSLF da SMC.

3.5 Abundâncias de Nebulosas Planetárias

Utilizamos um outro vínculo observacional a partir do qual podemos calibrar os parâmetros responsáveis pela síntese de elementos no HBB, como citados na subseção 2.2.14. Uma verificação deste tipo é fundamental para uma análise química e estrutural de um modelo de estrelas AGB.

Nebulosas planetárias (NP) apresentam-se como grandes produtoras de elementos e devolvem este enriquecido material para o meio interestelar. Em uma nebulosa planetária os principais elementos encontrados são carbono e nitrogênio. Nosso modelo, portanto pode ser colocado à prova a partir de abundâncias finais destes objetos.

Todas as NP foram geradas com massas iniciais entre 1 à 8 M_{\odot} , apesar deste limite superior ainda ser alvo de discussão, e também descartamos a hipótese de que estrelas AGB não resultam em NPs. Consideramos as abundâncias de nossas NP como as médias das abundâncias do material perdido pela lei de perda de massa durante os últimos $\tau_{NP}=30.000$ anos na fase AGB da estrela, como na equação abaixo.

$$\langle X_i \rangle = \frac{\int_0^{\tau_{NP}} \dot{M} X_i(t) dt}{\int_0^{\tau_{NP}} \dot{M} dt} \quad (3.11)$$

Na realidade, o tempo no qual a massa da nebulosa planetária é ejetada, para assim ser calculada a média da abundância, depende da composição química, massa inicial e também da lei de perda de massa empregada. Calculamos uma estimativa de início da contagem para a abundância média destes últimos 30.000 anos na evolução da estrela, simplesmente considerando quando o envoltório chegar a um determinado valor de $M_{envNP} = \dot{M}\tau_{NP} + 0.2 M_{\odot}$. Este valor estima uma massa do envoltório para os últimos τ_{PN} anos de vida, aproximando uma taxa de perda de massa praticamente constante durante o final da fase AGB. Estes resultados de abundâncias finais refletem as características iniciais de seus respectivos progenitores. Os resultados esperados apontam a intensidade e duração dos vários processos envolvidos na evolução dos progenitores de NP. Gráficos de $\log(C/O) \times He/H$ e $\log(N/O) \times He/H$ são usados para a calibração dos valores de abundâncias finais em NP. Alterando valores dos parâmetros do HBB, podemos ajustar nossos dados de nucleossíntese aos dados de nebulosas planetárias. Comparamos nossos dados também aos resultados do modelo de Marigo(2001). Realizamos esta calibração da nucleossíntese novamente para as três perdas de massa citadas neste trabalho. Através dos parâmetros f_{bur} e f_{HBB} , podemos

ter uma sensibilidade na produção de elementos característicos de nebulosas planetárias, como o carbono, o nitrogênio e o oxigênio. Tornando o HBB mais ou menos eficiente, podemos assim ajustar nossos valores de abundâncias finais de nebulosas planetárias aos dados observacionais e de outro modelo. As razões de C/O e N/O são calibradas de acordo com dados da literatura. As calibrações da nucleossíntese destas estrelas são feitas ao mesmo tempo para as duas razões, isto é, os parâmetros citados acima necessitam possuir valores que satisfaçam ao mesmo tempo as razões C/O e N/O com valores razoáveis, quando comparadas aos dados considerados como vínculos.

3.5.1 A relação $\log(N/O) \times He/H$

O valor de $\log(N/O)$ aponta principalmente uma produção de N^{14} em estrelas mais massivas, causada pela presença atuante do HBB. Uma deficiência de N^{14} nas estrelas de menor massa apontam para o comportamento condicional do HBB, em que não acontece a produção de nitrogênio com massas menores que aproximadamente $4 M_{\odot}$. Com o objetivo do estudo das leis de perda de massa, fizemos a calibração do HBB para as três leis citadas. Para a lei de perda de massa de VW93, B95 e R75, obtemos os seguintes resultados nas figuras 3.8, 3.9 e 3.10. Podemos notar neles o nítido aumento da relação N/O para estrelas mais massivas, caminhando para a direita dos gráficos, sendo este aumento uma assinatura do HBB.

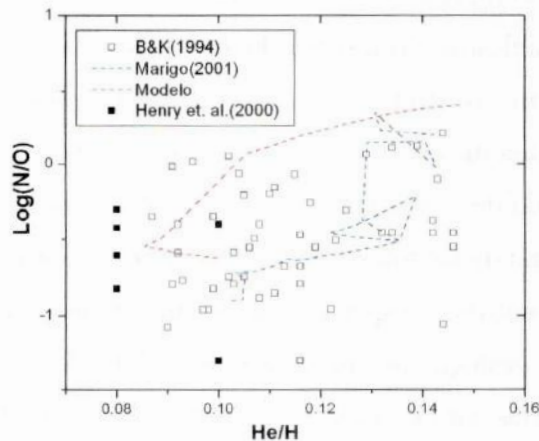


Figura 3.8: Calibração do HBB com $\log(N/O) \times He/H$, usando abundâncias de nebulosas planetárias da literatura (vide texto) e tendo resultados do modelo de Marigo (2001) como comparação. A lei de perda de massa usada foi de VW93.

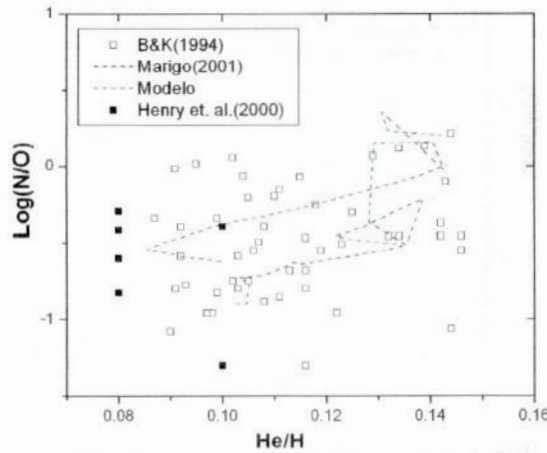


Figura 3.9: Calibração do HBB com $\log(N/O) \times He/H$, usando abundâncias de nebulosas planetárias da literatura (vide texto) e tendo resultados do modelo de Marigo (2001) como comparação. A lei de perda de massa usada foi de B95.

Podemos perceber que, a principal diferença entre as duas perdas de massa mostradas acima, é a variação do $\log(N/O)$ para estrelas mais massivas, maiores que $4 M_{\odot}$. O valor de $\log(N/O)$ apresenta-se diferentemente para as três leis de perda de massa. Uma história de perda de massa predominantemente mais ou menos intensa pode indicar resultados diferentes. Percebemos razão N/O maior para as perdas de massa de VW93 e menor para B95, para estrelas mais massivas (para He/H maiores). Isso pode indicar que uma história da lei de perda de massa mais intensa aponta para um tempo de vida na fase AGB mais curto, assim fenômenos como $3^{\circ}DU$ e HBB possuem um menor tempo de atuação nas abundâncias dos envoltórios estelares. Este fato significa uma modificação das abundâncias menor quando comparadas ao início da fase AGB. A relação $\log(N/O)$ para a lei de perda de massa de Reimers(1975) apresenta-se de modo intermediário quando comparado com as duas outras leis de perda de massa.

Nossos resultados foram calibrados de acordo com dados obtidos de Kingsburgh & Barlow (1994) e Henry et.al.(2000) e também com resultados do modelo autoconsistente de Marigo (2001) com o valor do comprimento de mistura $\alpha=1.68$. O comportamento da razão N/O apresentou-se como previsto.

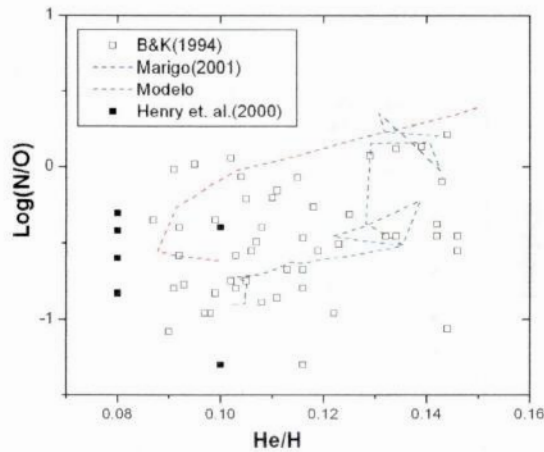


Figura 3.10: Calibração do HBB com $\log(N/O) \times He/H$, usando abundâncias de nebulosas planetárias da literatura(vide texto) e tendo resultados do modelo de Marigo (2001) como comparação. A lei de perda de massa usada foi de R75.

3.5.2 A relação $\log(C/O) \times He/H$

O valor de C/O mostra principalmente a presença mais intensa de carbono em estrelas de massas mais baixas, até $4 M_{\odot}$. Para massas maiores que este valor, o HBB entra em ação depletando a maioria do carbono presente no envoltório da estrela, assim diminuindo a razão C/O. Este valor está nitidamente ligado a formação de estrelas carbonadas. O fato da estrela ter uma “passagem” na fase de carbonada ainda é discutida na literatura.

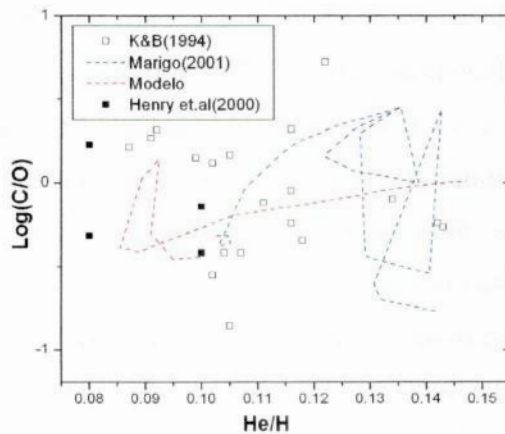


Figura 3.11: Calibração do HBB com $\log(C/O) \times He/H$, usando abundâncias de nebulosas planetárias da literatura(vide texto) e tendo resultados do modelo de Marigo (2001) como comparação. A lei de perda de massa usada foi de VW93.

Um aumento da relação C/O para estrelas de baixa massa aparece nas três figuras, 3.11, 3.12 e 3.13, com as três leis de perda de massa. Este fato mostra que isso é característico do modelo, independente da lei de perda de massa usada.

Podemos observar nos gráficos um aumento da relação C/O para estrelas de baixa massa e depois para estrelas um pouco mais massivas, o HBB entra em ação causando uma depleção do carbono no envoltório destas estrelas.

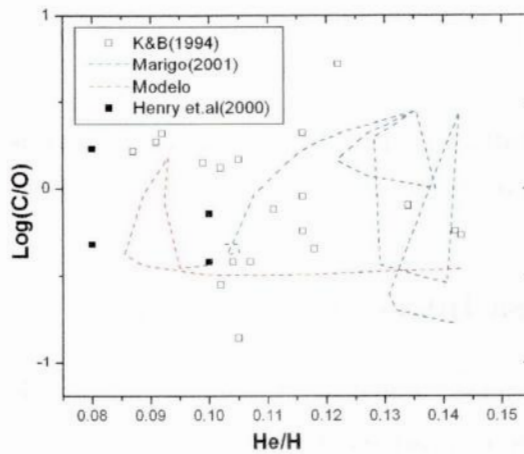


Figura 3.12: Calibração do HBB com $\log(C/O) \times He/H$, usando abundâncias de nebulosas planetárias da literatura(vide texto) e tendo resultados do modelo de Marigo (2001) como comparação. A lei de perda de massa usada foi de B95.

Na figura 3.11 notamos um pequeno aumento da razão C/O para razões He/H maiores, isto é, estrelas de massas maiores. Isso pode ser explicado devido ao fato de que, com o HBB destas estrelas, o ciclo ON é acionado para estrelas mais massivas, consumindo o oxigênio e aumentando um pouco a razão C/O.

Obtivemos os seguintes valores dos parâmetros de HBB para as três leis de perda de massa.

Parâmetros	Blocker(1995)	Vassiliadis& Wood(1993)	Reimers(1975)
f_{bur}	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-7}$	$3.0 \cdot 10^{-4}$
f_{HBB}	0.91	0.80	0.94

Tabela 9: Parâmetros calibrados do HBB.

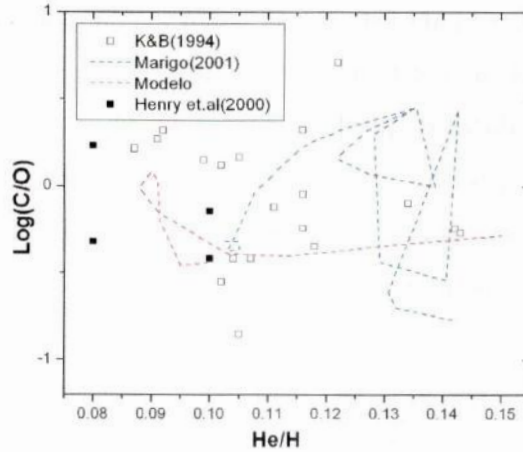


Figura 3.13: Calibração do HBB com $\log(C/O) \times He/H$, usando abundâncias de nebulosas planetárias da literatura (vide texto) e tendo resultados do modelo de Marigo (2001) como comparação. A lei de perda de massa usada foi de R75.

3.6 Relação Massa Inicial-Massa Final

A relação massa inicial - massa final está intimamente ligada a dois importantes processos das estrelas AGB, a perda de massa e a dragagem, que vão se refletir na evolução química da estrela e conseqüentemente nos yields finais pelo material ejetado no meio interestelar. A eficiência de dragagem mostra-se como um parâmetro fundamental na relação, pois esta eficiência vai determinar qual vai ser a massa do caroço, M_C , ao final da fase AGB, devido aos acréscimos de massa durante o período interpulso e as dragagens ao final dele. Como a eficiência de dragagem é menor que uma unidade, pelo menos neste trabalho, um crescimento do caroço acontece durante a fase AGB. Este crescimento está ligado ao tempo que a estrela se encontra nesta fase, que por sua vez também está relacionado com a taxa de perda de massa. Usamos as leis de perda de massa citadas no capítulo anterior para uma comparação com dados semi-empíricos da literatura. Nossos resultados foram comparados com Claver et.al.(2001), que partiu de massas finais de anãs brancas e através de um modelo de evolução estelar estimou as massas iniciais das progenitoras, assim como Weidemann(2000) que usou dados da vizinhança solar.

Dados de Weidemann (2000) mostram que uma perda de massa intermediária é necessária para a reprodução dos dados semi-empíricos obtidos, segundo a figura 3.14. Para estrelas de até $4.5 M_{\odot}$, observamos que não existe uma grande divergência entre os re-

sultados das leis de perda de massa. Esta divergência aparece realmente em estrelas de maiores massas iniciais que apesar de passarem pouco tempo na fase AGB, os processos nestas estrelas são mais intensos que em estrelas de massas menores, como o 3°DU e HBB, apontando assim para resultados mais diversos com diferentes leis de perdas de massa. Isso mostra que a teoria de perda de massa precisa ser melhorada, principalmente para estrelas de massas maiores.

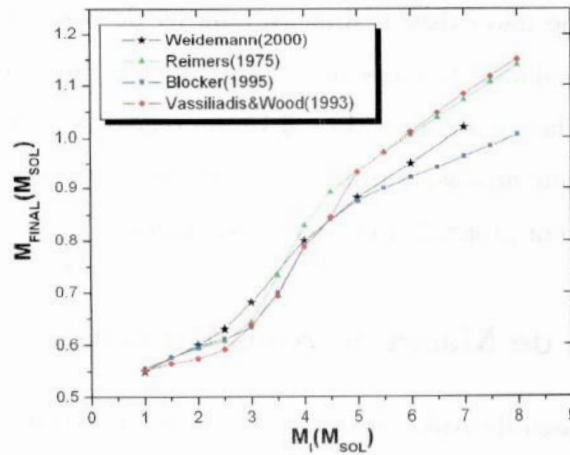


Figura 3.14: Nossos resultados de M_i - M_f , com metalicidade $Z_i=0.02$ usando diferentes leis de perda de massa. As leis de perda de massa usadas: B95, VW93 e Reimers(1975). Comparamos nossos resultados com Weidemann(2000).

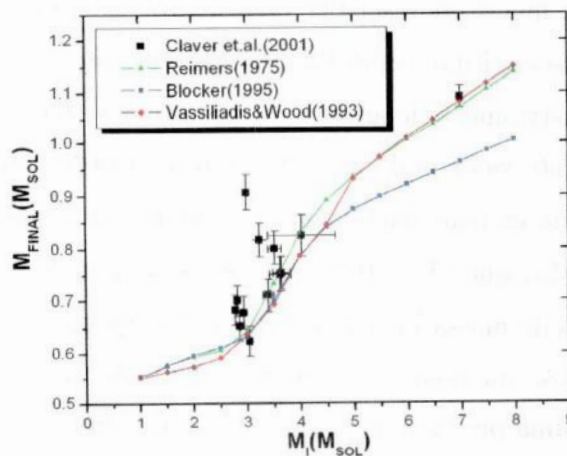


Figura 3.15: Nossos resultados com diferentes leis de perdas de massa comparados com dados semi-empíricos de Claver et.al.(2001).

Comparando nossos resultados com os dados semi-empíricos de Claver et.al.(2001), figura 3.15. Podemos observar que, para estrelas de massas menores existe uma proximidades dos valores da literatura com as leis de perda de massa colocadas à prova. Um divergência, principalmente para Blocker(1995), mostra que é necessário uma perda de massa menos intensa para a reprodução dos dados, apesar de que para massas maiores consideramos apenas um valor no gráfico como referência.

Depois de realizarmos as comparações com os valores de Weidemann(2000) e Claver et.al.(2001), notamos que não existe realmente uma lei de perda de massa preferencial para a reprodução destes dados da literatura. Existe apenas uma convergência dos dados nas duas figuras mostradas, as figuras 3.14 e 3.15, na região de 2 até 4 M_{\odot} com todas as leis de perda de massa comparadas, mas uma divergência dos resultados para as diferentes leis de perdas de massa em progenitoras de maiores massas.

3.7 Distribuição de Massa de Anãs Brancas

A Distribuição de Massa de Anãs Brancas (WDMD) é outro importante vínculo para análise do formalismo da perda de massa. Uma estrela, dependendo da taxa de perda de massa, permanece na fase AGB até se tornar uma NP com uma anã branca (WD) ao centro. As massas destas estrelas resultantes podem informar os históricos de perda de massa, tempo de vida na fase AGB dos progenitores e suas condições de dragagem. Uma distribuição deste modo pode ser derivada através de elementos de síntese de população, já citados neste capítulo, como IMF e SFR. As observações na vizinhança solar apontam um pico na distribuição de anãs brancas entre 0.5 - 0.6 M_{\odot} , contendo por volta de 45% da amostra. Este valor pode ser explicado de acordo com a teoria de evolução estelar considerando que estrelas entram na fase AGB e a maioria possui remanescentes por volta de 0.52 M_{\odot} , que são estrelas progenitoras por volta de 0.9 à 1 M_{\odot} . Estas estrelas, neste intervalo de massa inicial, são tão velhas quanto a Galáxia, isto é, aproximadamente 11-15 Ganos, um valor ainda incerto. A parametrização dos modelos precisa levar em consideração uma perda de massa e uma dragagem adequadas, fazendo com que as estrelas povoem os intervalos de massa desta distribuição de acordo com observações. A estadia destas estrelas na fase AGB precisa ser suficiente para que um aumento em massa do caroço durante a fase AGB produza WDs mais massivas, deste modo povoando

“bins” mais massivos. Anãs brancas com massas menores que $0.4 M_{\odot}$ são provavelmente anãs brancas compostas por He. Estas estrelas também foram consideradas nas amostras para comparação, segundo Bragaglia et.al.(1995). Adaptamos um intervalo (“bin”) da distribuição de $0.1 M_{\odot}$ e normalizamos nossos resultados.

A parcela das WD presentes no k-ésimo intervalo de massa de M_f^k até M_f^{k+1} é expressa por,

$$N^k \propto \frac{(M_i^{k+1} - M_i^k)}{(M_f^{k+1} - M_f^k)} \phi(M_i^{k/2}) \psi(T_G - \tau_{k/2}) \Delta T_{k/2}, \quad (3.12)$$

onde M_i^{k+1} e M_i^k correspondem ao intervalo de massa inicial das estrelas que geraram WDs que ocupam o k-ésimo intervalo da distribuição. $\phi(M_i^{k/2})$ é a função massa inicial (IMF) calculada para a massa média $M_i^{k/2} = (M_i^{k+1} + M_i^k)/2$. $\psi(T_G - \tau_{k/2})$ é a taxa de formação estelar, que consideraremos novamente constante. A função massa inicial foi a mesma para a calibração da CSLF, sendo a de Kroupa et.al.(1993). $\Delta T_{k/2}$ é o tempo de detectabilidade da WD de massa $M_f^{k/2}$ após a morte da sua progenitora com massa inicial $M_i^{k/2}$, sendo então $\Delta T_{k/2} = T_G - \tau_{k/2}$. Isso significa que a detectabilidade após a morte da estrelas progenitora de massa $M_i^{k/2}$ acontece até os dias atuais. Este tempo pré-WD foi usado de Iben & Laughlin (1989), que é dado pela equação (em anos),

$$\tau_{k/2} = 10^{(9.921 - 3.66 \log(M_i^{k/2}) + 1.9697 \log(M_i^{k/2}) \log(M_i^{k/2}) - 0.9369 \log(M_i^{k/2}) \log(M_i^{k/2}) \log(M_i^{k/2}))}. \quad (3.13)$$

O termo $\frac{(M_i^{k+1} - M_i^k)}{(M_f^{k+1} - M_f^k)}$ representa o intervalo de massa inicial de estrelas que vão por sua vez contribuir com WDs de massas similares no k-ésimo intervalo. Este termo da equação 3.12 favorece a formação de WDs no “bin” quando $\frac{(M_i^{k+1} - M_i^k)}{(M_f^{k+1} - M_f^k)}$ possuir um valor maior, que significa um intervalo maior de massas iniciais contribuindo para a formação de WDs em um certo “bin” da distribuição. Este é um fator dominante na formação de estrelas no intervalo de massa de 0.5 à $0.6 M_{\odot}$, pois é neste intervalo que $\frac{(M_i^{k+1} - M_i^k)}{(M_f^{k+1} - M_f^k)}$ possui uma maior contribuição. Outro fator que possui contribuição real na WDMD é IMF, que dá preferência à formação de estrelas de baixa massa, contribuindo para “bins” de menores massas finais.

Comparamos nossos resultados com dados de massas de WDs obtidas de Bragaglia et.al.(1995). Uma metalicidade inicial solar foi usada pelos dados de comparação obtidos serem da vizinhança solar. Estudamos novamente as três perdas de massa neste vínculo e notamos resultados diferentes. Primeiramente, percebemos uma discrepância entre as

duas distribuições, teórica e observada, no intervalo de massa entre 0.5 e $0.7 M_{\odot}$, para as leis de perda de massa usadas. O número de WDs neste intervalo de massa diferente do observacional pode apontar uma relação $\frac{(M_i^{k+1}-M_i^k)}{(M_f^{k+1}-M_f^k)}$ teórica não condizente com observações. Notamos comportamentos diferentes da WDMD para os três tipos de perda de massa testados.

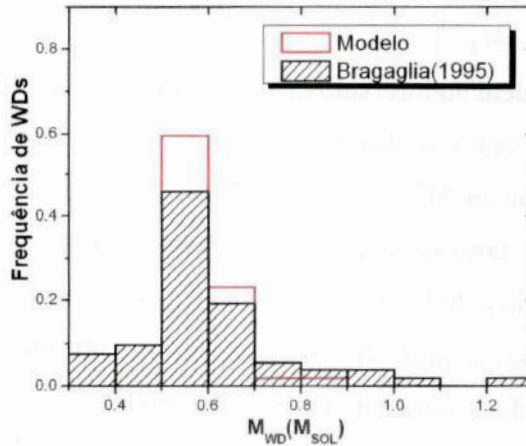


Figura 3.16: A distribuição de Bragaglia et.al.(1995) em preto e a nossa distribuição teórica. Podemos perceber um pico nas duas distribuições com massa entre 0.5 e $0.6 M_{\odot}$, com a lei de perda de massa de VW93.

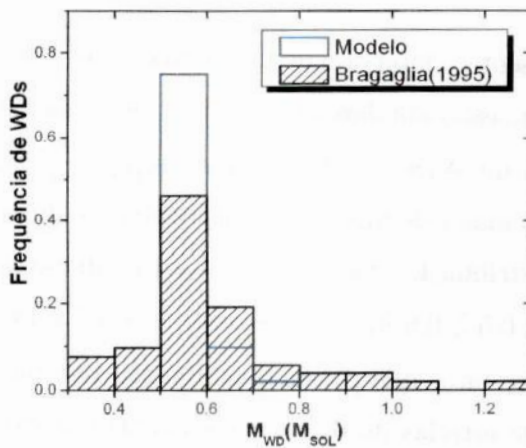


Figura 3.17: A distribuição de Bragaglia et.al.(1995) em preto e a nossa distribuição teórica. Utilizado a lei de perda de massa de Blocker(1995).

Nas figuras 3.16 e 3.18, podemos perceber um maior povoamento dos “bins” de massas maiores, com relação a figura 3.17. Dependendo da lei de perda de massa, sendo menos

intensa, pode proporcionar um maior tempo relativo na fase AGB, permitindo uma maior acreção de massa pelo caroço durante esta fase, assim se tornando uma anã branca de maior massa. Em estrelas com perdas de massa de Blocker(1995), figura 3.17, o histórico de perda de massa apresenta-se de modo que uma estrela passa um tempo menor na fase AGB e assim o caroço deixa de sofrer aumentos expressivos em massa. Sendo assim, existe pouca migração de estrelas que entraram na fase AGB com uma certa massa do caroço e depois, devido à acreção de massa ao longo da fase, avança em direção a “bins” de massas maiores. Deste modo, a distribuição usando B95 apresentou-se muito mais concentrada em intervalos de massas menores, fazendo com que a função massa inicial tenha um papel realmente dominante no resultado. Considerando a lei de Reimers(1975), algo similar a lei de VW93 aconteceu. Existiu um maior número de estrelas com massas do caroço pequenas que evoluíram e povoaram os “bins” de massas maiores quando comparada com Blocker(1995). Com relação a WDMD, a lei de perda de massa de Vassiliadis & Wood (1993) nos pareceu a mais indicada para esta distribuição, apresentando um ajuste satisfatório aos dados observacionais de Bragaglia et.al.(1995).

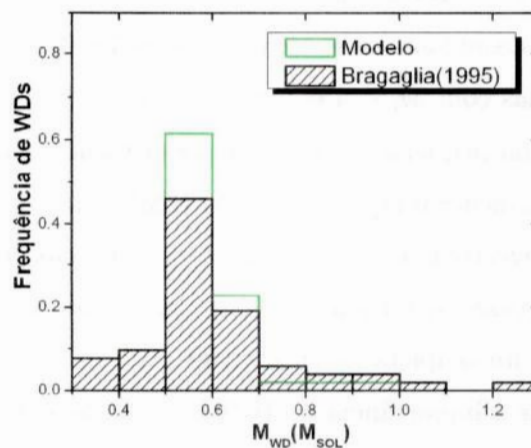


Figura 3.18: A distribuição de Bragaglia et.al.(1995) em preto e a nossa distribuição teórica, com a lei de perda de massa de Reimers(1975).

Em anexo, no final deste trabalho consta o código fonte criado para a WDMD teórica, no Apêndice A.

3.8 Yields Finais

Calculamos os yields finais de estrelas com massa entre $1 < M/M_{\odot} < 8$, para as metalicidades $Z=0.004, 0.008$ e 0.02 , dos seguintes elementos: $H^1, He^4, C^{12}, C^{13}, N^{14}$ e O^{16} .

3.8.1 Influência da Massa Inicial e HBB

A influência da massa inicial nos yields está intimamente ligada às condições de ocorrência do HBB e $3^{\circ}DU$, como visto anteriormente. Os yields de H^1 mostram-se negativos para todas as massas iniciais. Este fato se deve ao consumo de H^1 , pelo ciclo pp ou CNO, sintetizado em He^4 durante todo o período de evolução da estrela. Conseqüentemente, os yields de He^4 têm valores positivos pelo fato do He^4 ser resultado da queima do H^1 . Estes valores dos yields se acentuam para massas maiores. Os yields de C^{12} possuem valores maiores nas estrelas com até aproximadamente $4M_{\odot}$, devido à existência somente da dragagem nestas estrelas. O C^{12} dragado da região *intershell* e enriquece o envoltório, formando muitas vezes as estrelas carbonadas. Acima deste valor de massa inicial, o HBB entra em ação e o C^{12} é consumido nestas estrelas. Os yields de C^{13} possuem valores praticamente nulos em estrelas com $M_i < 4M_{\odot}$, mas estrelas acima desta massa têm, como consequência do HBB, uma pequena produção deste elemento pelo ciclo CNO. Já os yields de N^{14} e O^{16} são fortemente influenciados pelo HBB, com sua produção e destruição na base do envoltório convectivo. Estrelas com $M_i > 4M_{\odot}$ são produtoras significativas de N^{14} e, na maioria das vezes, destruidoras de O^{16} na região do HBB, sendo resultados característicos da queima incompleta do ciclo CNO.

Com o objetivo de avaliar a importância do HBB nos yields, calculamos para o caso da atuação e ausência do mesmo, como mostra a figura 3.21. Para o HBB se tornar ausente, usou-se a condição $M_{HBB}=1.4M_{\odot}$. O papel do HBB indica uma produção principalmente de N^{14} , e em menor quantidade de C^{13} , e o consumo de C^{12} e O^{16} na base do envoltório convectivo em estrelas com massas maiores que aproximadamente $4M_{\odot}$. Na ausência desta queima, o que se observa é o simples enriquecimento das estrelas com relação ao C^{12} , devido à terceira dragagem. Sem a queima na base do envoltório, não existe também qualquer produção de C^{13} e conseqüentemente seus yields são praticamente nulos. Os yields de N^{14} deixam de ter valores expressivos nas estrelas com massas no intervalo

$4 < M/M_{\odot} < 8$ pela ausência do HBB, isto é, a não produção de N^{14} . Também os valores dos yields de O^{16} deixam de ter valores tão negativos com a ausência do HBB, como mostrado na figura 3.21. Sem a ação do HBB, estas estrelas deixam de consumir O^{16} na base do envoltório convectivo. Em particular, estes yield negativos podem indicar que progenitoras mais massivas de nebulosas planetárias possivelmente devolvem ao meio interestelar O^{16} em igual ou menor abundância com relação à abundância primordial do meio, ou seja, progenitoras mais massivas podem não contribuir em O^{16} para o enriquecimento do meio ou mesmo depletar o elemento no ambiente. A massa inicial e o HBB possuem portanto, um fator fundamental na síntese de elementos nas estrelas AGB.

3.8.2 Comparação dos resultados com outros modelos

Os yields finais foram comparados aos dados dos modelos de Marigo(2001) e I04 para as metalicidades $Z=0.02$ e $Z=0.004$, como mostram as figuras 3.19 e 3.20. A lei de perda de massa utilizada para a comparação foi VW93. Os yields apresentaram, na maioria das vezes, valores menores comparados aos modelos citados. Valores de yields de H^1 e He^4 foram mais significativos para os modelos usados na comparação que os obtidos nestes trabalhos. Uma depleção de H^1 e uma produção de He^4 mais notável é percebida para maiores massas iniciais, e nos modelos de I04 principalmente, os valores foram mais significativos. Os yields de C^{12} apresentam-se bem semelhantes até $1.5M_{\odot}$, intervalo de massa inicial de inexistência do HBB e $3^{\circ}DU$, principalmente com relação à Marigo(2001). O intervalo de atuação somente do $3^{\circ}DU$ ($1.5 \leq M/M_{\odot} \leq 4 - 5$) aponta valores diferentes de yields. Um limite superior de massa inicial para um valor significativo de yield de C^{12} varia em cada um dos modelos, podendo indicar um formalismo com um intervalo de atuação do HBB mais extenso(até $\sim 5M_{\odot}$ em I04) que o utilizado neste trabalho. Após este valor, a atuação do HBB depleta o C^{12} nas estrelas mais massivas e os yields decrescem. Os yields de C^{13} de outros modelos indicam uma produção deste elemento bem mais intensa que os resultados obtidos. Os modelos usados na comparação apresentam picos de yields em torno de $4-4.5M_{\odot}$ e nosso modelo não apresenta esta característica com tal magnitude. Os valores dos yields de O^{16} e N^{14} mostram-se relativamente próximos na comparação até $4M_{\odot}$, com exceção ao yield de O^{16} quando comparado à Marigo(2001)($Z_i=0.004$). Com massas maiores a esta, os yields de N^{14} mostraram-se similares à Marigo(2001) e os valores

de I04 bem mais expressivos na comparação. Para uma metalicidade $Z_i=0.004$, somente I04 apresenta uma depleção de O^{16} para este intervalo de massa, já que Marigo(2001) e este trabalho não apresentaram valores negativos dos yields.

Os modelos de Marigo (2001) são autoconsistentes e podem ter resultados “a priori” mais confiáveis, entretanto, funcionam de modo complexo pelas equações envolvidas e o formalismo tem que ser “como tais”, e funcionam como resultados de “caixas retas”. O modelo de I04 é sintético, assim como o apresentado neste trabalho. Com um formalismo baseado no modelo autoconsistente de K02, apresenta uma evolução distinta e conseqüentemente resultados diferentes, podendo ser esta a explicação para a discrepância nas comparações.

3.8.3 Influência da Metalicidade

A metalicidade possui uma importante influência nos diversos parâmetros do modelo. Mudanças desde a luminosidade da estrela até taxas de reações termonucleares acontecem quando se altera a composição da estrela. Esta mudança tem conseqüências profundas na evolução estelar e na produção dos elementos, isto é, nos yields finais. Pode-se comparar os resultados de yields finais com diferentes metalicidades iniciais nas figuras 3.22 e 3.23, que utilizam $Z_i=0.008$ e 0.004 respectivamente.

Com relação aos yields de H^1 e He^4 , a metalicidade não teve grande influência nos valores finais, como podemos perceber nas figuras já citadas. Já com relação ao yield de C^{12} para $Z_i=0.008$, o maior valor ($Y(C^{12})=0.003$) foi obtido com R75 e B95, este com massa inicial de $3M_{\odot}$. Já para a metalicidade de $Z_i=0.004$, o formalismo de perda de massa de B95 aponta um yield para este elemento de aproximadamente 0.005 com $2M_{\odot}$. Já o pico do yield de C^{13} comentado anteriormente, com a metalicidade $Z_i=0.008$, ocorreu com $4M_{\odot}$ usando a lei de perda de massa R75 e com $Y(C^{13})=0.0003$. Já com $Z_i=0.004$, o pico foi de menor magnitude ($Y(C^{13})=2.10^{-5}$), com a mesma lei de perda de massa e massa inicial. Com relação ao yield de N^{14} , o maior valor foi obtido com VW93 para as duas metalicidades, mas valores diferentes foram encontrados. Para a metalicidade $Z_i=0.008$, um valor máximo aproximado de 0.012 para uma massa inicial de $7M_{\odot}$. Já para $Z_i=0.004$, com uma massa de $6.5M_{\odot}$, o valor do yield foi de 0.009 . Nota-se também que as linhas para a perda de massa de VW93 nos dois casos vão até 6.5 e $7M_{\odot}$ para Z_i com valores de 0.004 e 0.008 respectivamente. Acima destes valores de massa inicial, usando esta lei

de perda de massa, a estrela se torna uma supernova do tipo II pelo fato de alcançar a massa de Chandrasekhar durante evolução AGB. Diferentes metalicidades influenciam a estrela no aumento da massa do caroço, podendo alcançar a massa de Chandrasekhar como neste caso. Os yields de O^{16} tiveram valores diferentes para metalicidades diferentes. A depleção do yield de O^{16} , prevista em estrelas com $M > 4M_{\odot}$, acontece para diferentes metalicidades e leis de perda de massa. Para $Z_i=0.008$, a lei de perda de massa com o valor mínimo do yield foi a de VW93, com $(Y(O^{16})=0.0016)$ e todas as demais leis também apresentaram tal depleção. Já para $Z_i=0.004$, o valor de $(Y(O^{16})=0.0007)$ foi obtido com B95. Um fato interessante no yield deste elemento foi que para a lei de perda de massa de VW93, não foi apresentada depleção para qualquer massa inicial. Para as demais formalismos de perda de massa, a depleção mostrou-se presente. Realmente podemos perceber que a metalicidade possui real influência na evolução e nucleossíntese estelar.

3.8.4 Influência da Perda de Massa

Investigamos também os formalismos de perda de massa comparando os yields de estrelas com mesma metalicidade inicial, mas com leis de perda de massa diferentes, como indicado nas figuras 3.22 e 3.23. Os yields mostram claramente a influência de uma história de perda de massa na evolução das estrelas AGB. Fatores de influência na nucleossíntese da estrela, como a terceira dragagem e HBB, possuem uma intensidade e duração na atuação segundo a história de perda de massa e conseqüentemente modificações nas abundâncias do envoltório são distintas para cada caso, acarretando em yields diferentes.

Apesar dos yields de H^1 e He^4 possuírem o mesmo comportamento descrito na seção 3.8.1, a depleção no caso do H^1 e produção do He^4 são visivelmente influenciáveis pela história de perda de massa. Para estrelas menos massivas, valores dos yields de H^1 e He^4 estão relativamente próximos, mas a diferença ocorre basicamente para estrelas com massas maiores ($M_i > 4M_{\odot}$). Um yield mais significativo neste intervalo é com relação à lei de perda de massa VW93, comparando estrelas com a mesma massa inicial, como nas figuras 3.22 e 3.23. Os yields de C^{12} apresentaram-se mais expressivos nas estrelas com até $4M_{\odot}$, devido à ausência do HBB. Valores de yields de C^{12} mostraram-se pouco dispersos com relação à lei de perda de massa neste intervalo de massa inicial citado. Com relação ao yield de C^{13} , percebe-se um pico do yield com massa inicial aproximadamente $4M_{\odot}$,

usando a lei de R75. O mesmo pico do yield de C^{13} observa-se em I04(figura 16), usando o formalismo de VW93. Os outros dois formalismos de perda de massa não apresentaram tal característica com relação ao yield do mesmo elemento. Já os yields de N^{14} tiveram comportamentos bem distintos com relação às estrelas de massas maiores a $4M_{\odot}$. Podemos notar nas figuras que a produção de N^{14} está fortemente ligada ao formalismo de perda de massa utilizado na fase AGB. O maior valor do yield neste intervalo foi usando o formalismo de VW93. O menor yield para o N^{14} foi para a lei de perda de massa de B95 e valores intermediários foram usando portanto o formalismo de R75. Finalmente, o yield de O^{16} apresentou a depleção para o intervalo de massa $M > 4M_{\odot}$, como esperado, mas a lei de perda de massa que apontou a maior depleção foi a de VW93. Valores menores foram os resultados usando o formalismo de R75 e B95. Podemos notar claramente nas figuras 3.22 e 3.23 que o formalismo tem um papel importante na nucleossíntese estelar. Diferentes leis de perda de massa resultam em yields com valores bem distintos entre eles.

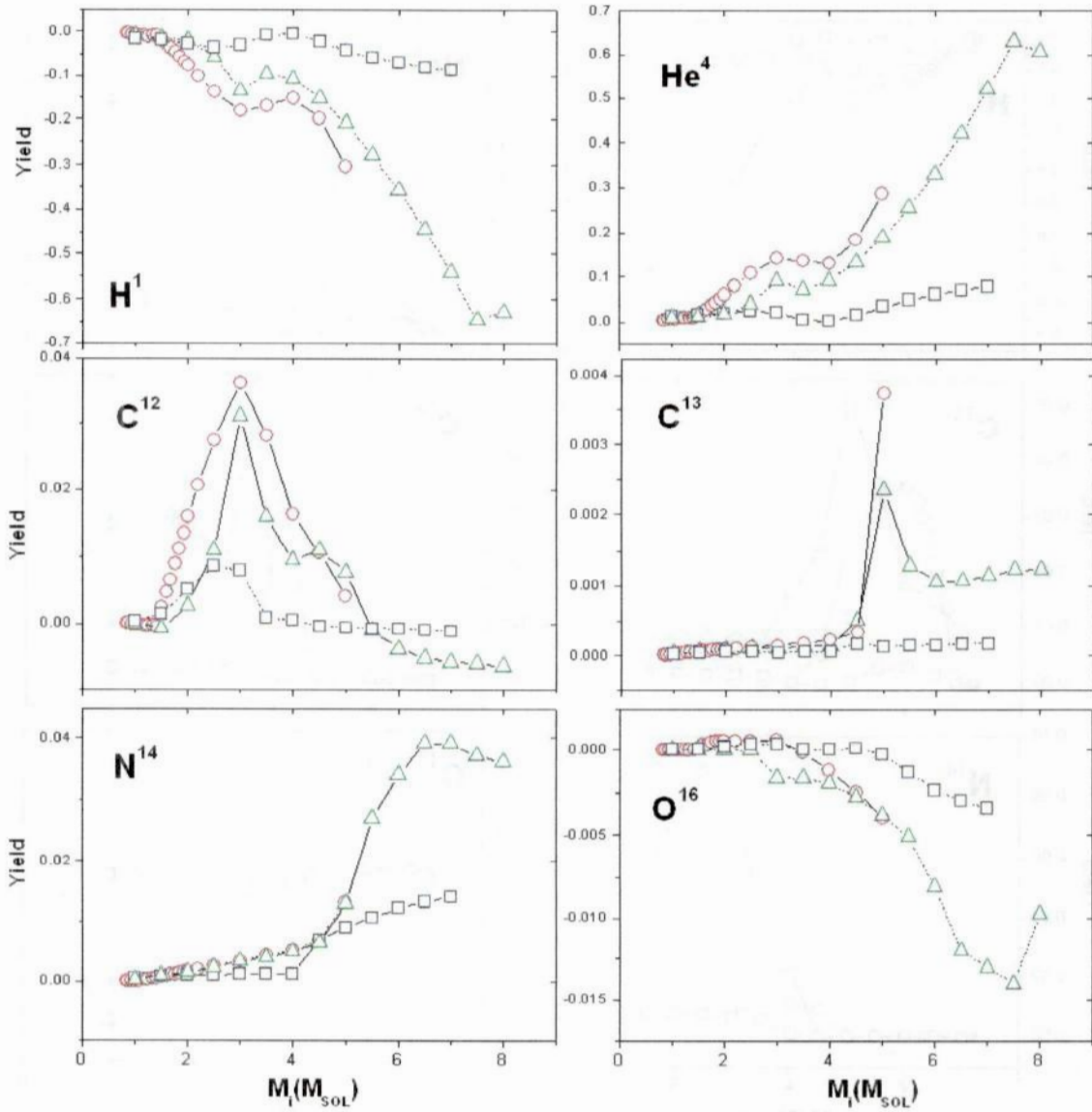


Figura 3.19: Comparamos nossos yields finais (quadrados azuis), com metalicidade $Z_i=0.02$, aos modelos de Marigo(2001) (círculos vermelhos), que utilizou um comprimento de mistura de $\alpha=1.68$, e I04 (triângulos verdes), que usou a lei de perda de massa de VW93.

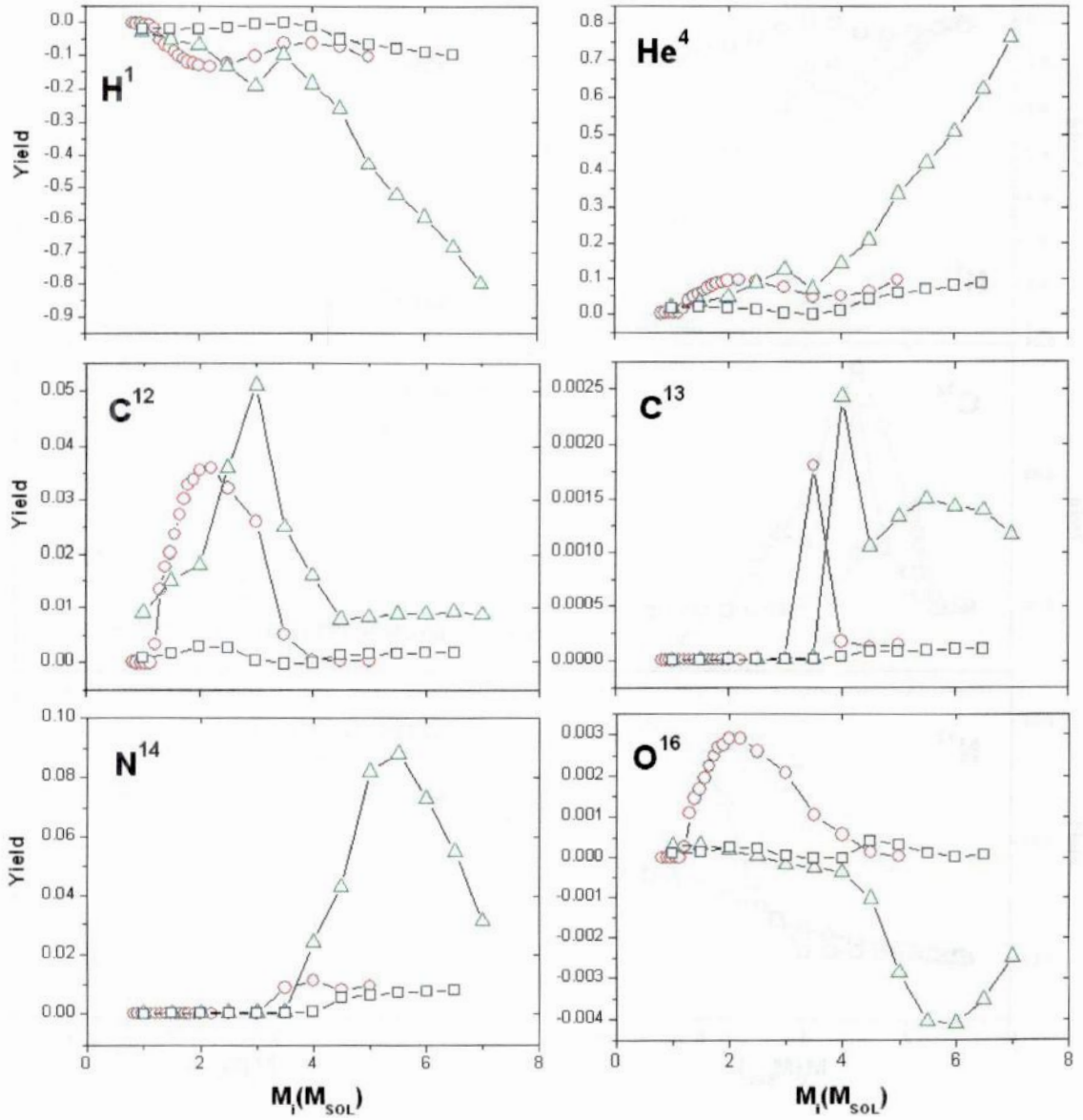


Figura 3.20: Novamente nossos yields finais, com metalicidade $Z_i=0.004$, comparados aos modelos de Marigo(2001) e I04.

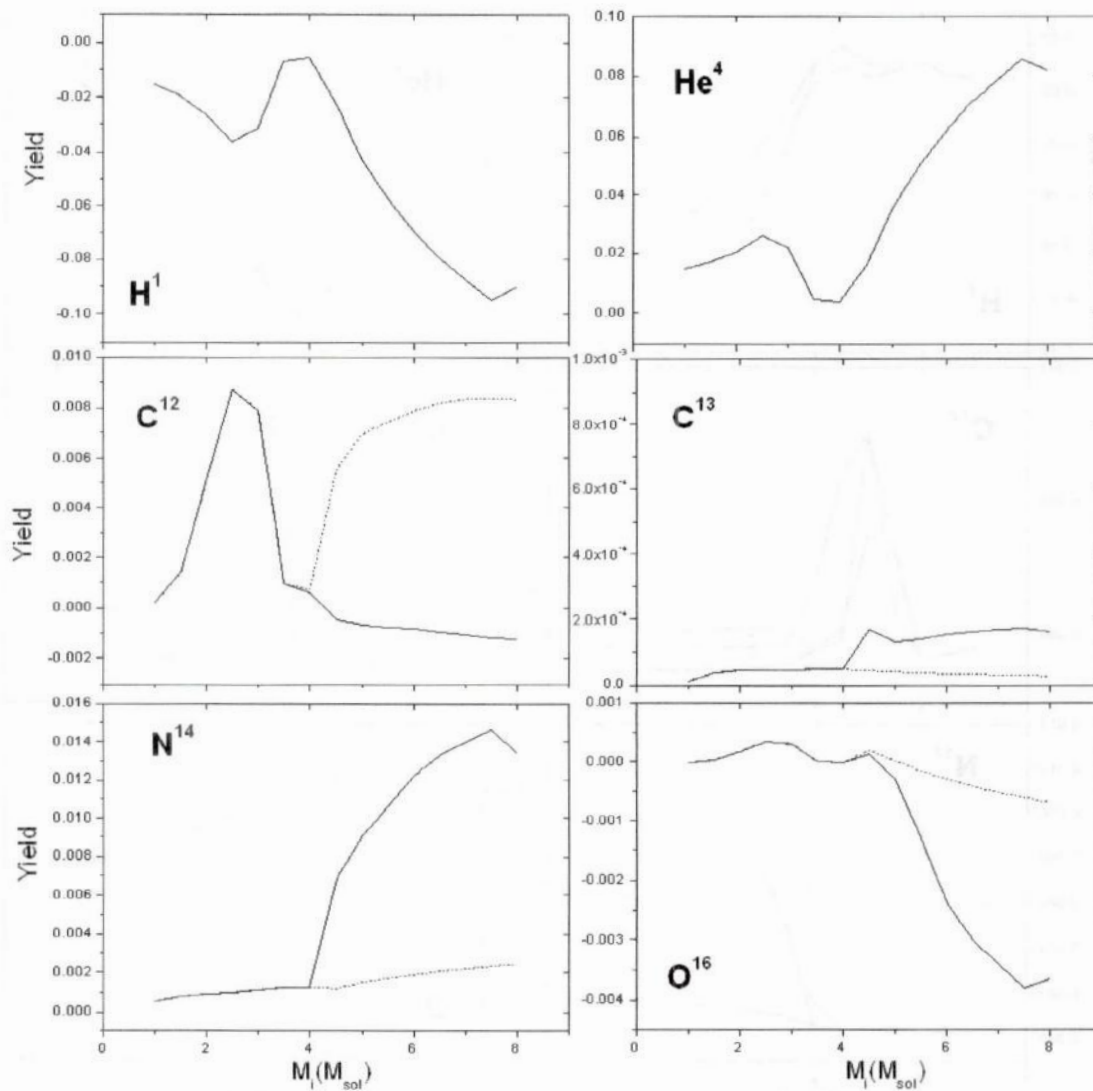


Figura 3.21: Modelo calibrado mostrando a influência do HBB nos yields finais de estrelas com metalicidade inicial $Z=0.02$. As linhas contínuas representam yields de modelos “com HBB” e as linhas pontilhadas representam yields “sem HBB”. A lei de perda de massa usada neste caso foi de VW93.

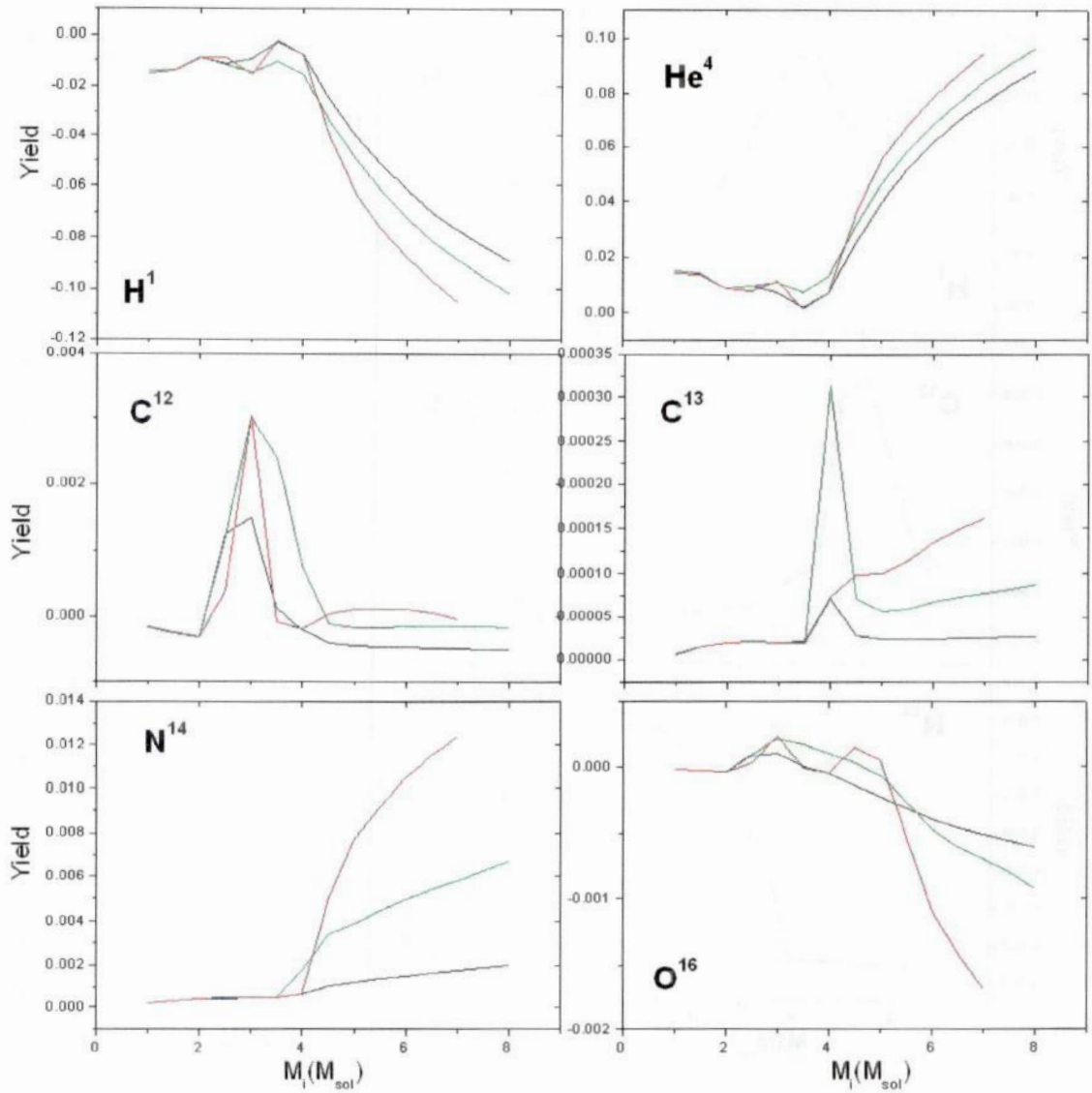


Figura 3.22: Yields finais com as diferentes perdas de massa citadas, B95(linhas azuis), R75(linhas verdes) e VW93(linhas vermelhas). Utilizamos uma metalicidade de $Z_i=0.008$.

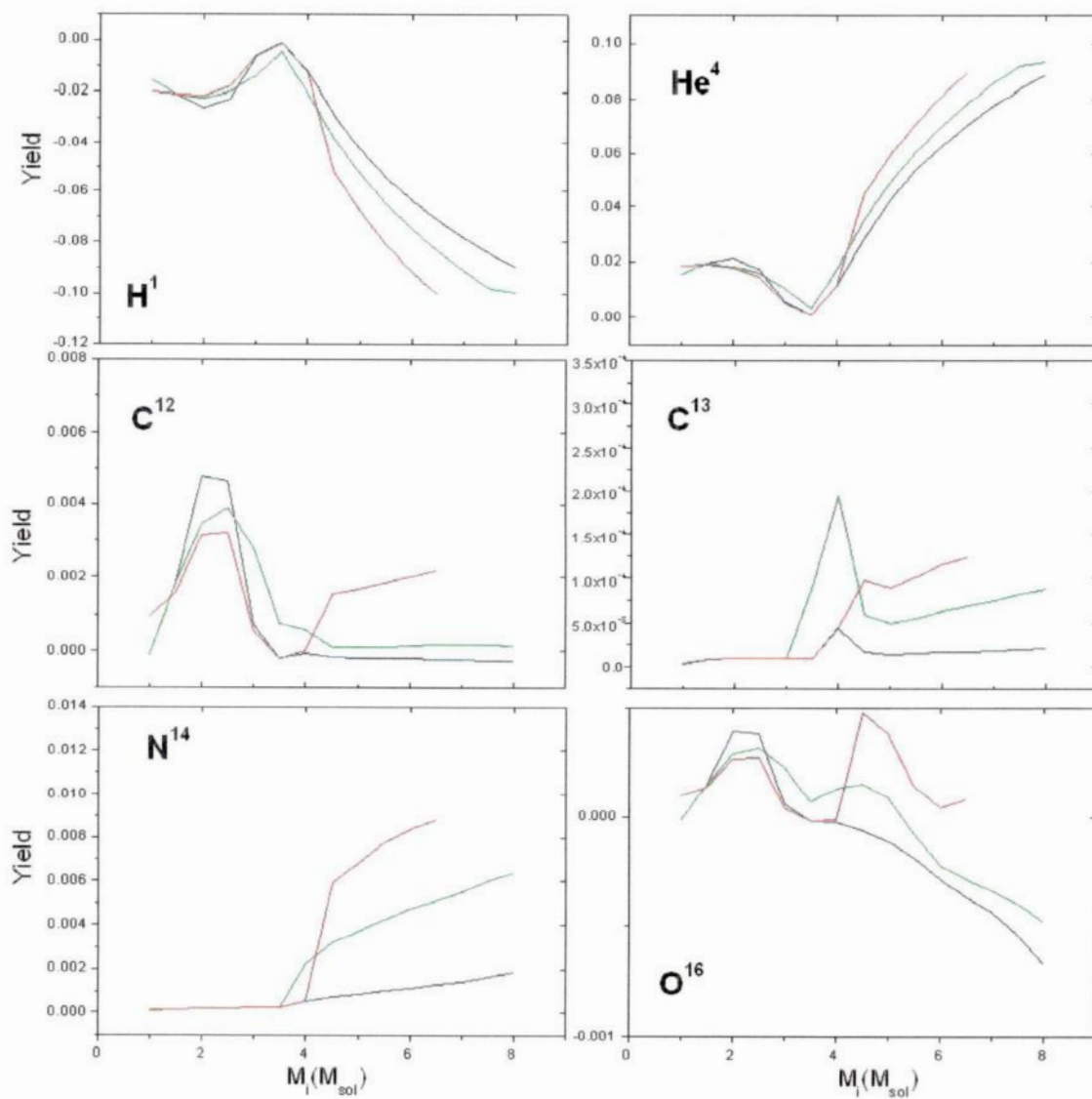


Figura 3.23: Yields finais com as diferentes perdas de massa citadas, B95(linhas azuis), R75(linhas verdes) e VW93(linhas vermelhas). Utilizamos uma metalicidade de $Z_i=0.004$.

Conclusão

Construímos um modelo sintético para avaliar a evolução de estrelas AGB usando diferentes leis de perda de massa. Estas taxas de perda de massa são obtidas de modo empírico e/ou argumentos heurísticos. Foram utilizadas as três leis de perda de massa da literatura mais aceitas hoje em dia: Reimers (1975), Vassiliadis & Wood (1993) e Blocker(1995).

A calibração dos parâmetros de dragagem foi realizada através da Função de Luminosidade de Estrelas Carbonadas para as três perdas de massa. Uma calibração dos parâmetros de *hot bottom burning* foi feita, usando abundâncias de nebulosas planetárias através das relações $\log(\text{C/O}) \times \text{He/H}$ e $\log(\text{N/O}) \times \text{He/H}$. Um aumento da razão C/O aponta a atuação da dragagem em estrelas de baixa massa. O crescimento da razão N/O indica a atuação do HBB em estrelas mais massivas. A relação massa inicial - massa final e a distribuição de massa de anãs brancas indicaram comportamentos satisfatórios quando comparados aos dados observacionais. Notamos diferentes comportamentos para as perdas de massa usadas, indicando forte influência na evolução e nucleossíntese da estrela AGB. Os yields tiveram variações expressivas em função da lei de perda de massa adaptada. Com relação aos yields de N^{14} e C^{12} , nota-se que são influenciáveis pela lei de perda de massa e a mesma é uma das fontes de maior incertezas nos resultados. Além disto, o yield negativo do O^{16} pode indicar que progenitoras mais massivas de nebulosas planetárias possivelmente devolvem ao meio interestelar O^{16} em quantidade igual ou inferior à abundância primordial do meio.

Um estudo do neônio seria interessante, investigando uma possível relação entre Ne e O. Com a implementação do ciclo Ne-Na, poderemos investigar a complexa interação entre a produção/destruição do elemento, o HBB, e a terceira dragagem. Outro trabalho futuro consiste na modelagem de estrelas binárias, através de mecanismos de troca de

matéria entre as estrelas.

Conclusão

Este trabalho teve como objetivo principal investigar a distribuição espacial da matéria interestelar em uma região específica do céu, utilizando dados de observações de raios cósmicos secundários. Para isso, foram analisados os espectros de raios cósmicos em diferentes direções, buscando identificar variações que possam estar relacionadas à presença de nuvens interestelares locais. Os resultados mostram que há uma correlação entre as variações nos espectros e a direção das observações, sugerindo a existência de estruturas locais de matéria interestelar. Além disso, foram discutidas as implicações desses resultados para o entendimento da dinâmica do meio interestelar e sua interação com os raios cósmicos.

Os dados analisados revelaram que as variações nos espectros de raios cósmicos secundários são consistentes com a presença de nuvens interestelares locais. Isso indica que a matéria interestelar não é distribuída uniformemente no espaço, mas sim organizada em estruturas que podem afetar o fluxo de raios cósmicos. A análise dos dados também permitiu estimar a densidade e a extensão dessas nuvens, fornecendo informações valiosas sobre a estrutura do meio interestelar. Além disso, os resultados sugerem que a interação entre os raios cósmicos e a matéria interestelar desempenha um papel importante na dinâmica do meio interestelar, afetando sua temperatura e densidade.

Referências Bibliográficas

- [1] Anders E., Grevesse N., 1989, *Geo. Cosmo. Acta.*, 53, 197.
- [2] Blocker, 1995, *A&A*, 295, 727 (B95).
- [3] Bohm-Vitense E., 1958, *Z.Astrophysics*, 46,108.
- [4] Boothroyd A.I., Sackmann I.J., *ApJ*, 1988, 328, 632.
- [5] Bragaglia A., Renzini A., Bergerin P., 1995, *ApJ* 443, 735
- [6] Canuto V.M., Mazzitelli I., 1991, *ApJ* 370,295.
- [7] Claver C.F., Liebert J., Bergeron P., Koester D., 2001, *ApJ*, 563,987, 998.
- [8] Clayton D. D., 1983, "*Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*", pg. 390-406.
- [9] Denissenkov P.A., Tout C.A., 2003, *MNRAS*, 340, 722, 732.
- [10] Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A., 1975, *ARA&A*, 13, 69.
- [11] Frogel J.A., Costa E., 1996, *ApJ*, 112, 2607.
- [12] Groenewegen M.A.T., de Jong T., 1993, *A&A*, 267, 410 (GdJ93).
- [13] Groenewegen M.A.T., de Jong T., 1994, *A&A*, 288, 782, 790.
- [14] Groenewegen M.A.T., van den Hoek L.B., 1997, *A&A*, 123, 305, 328.
- [15] Henry R.B.C., Edmunds M.G.,Koppen J., 2000, *ApJ*, 531, 660.
- [16] Herwig F., 2005, *ARA&A*,43: 435, 79.
- [17] Herwig F., Schonberner D., El Eid M., 1997, *A&A*, 324, L81, L84.

- [18] Hurley J., Pols O.R., Tout C.A., 2000, MNRAS, 329, 897.
- [19] Iben I., Truran J.W., 1978, ApJ, 220, 980.
- [20] Iben I., 1981, ApJ, 246, 278, 291.
- [21] Iben I., Renzini A., 1983, ARA&A, 21, 271.
- [22] Iben I., Laughlin G., 1989, ApJ, 341, 312.
- [23] Izzard R., Tout C.A., Karakas A.I., Pols O.R., 2004, MNRAS, 350, 407, 426 (I04).
- [24] Karakas A.I., Lattanzio J.C., 2002, Publ. Astron. Soc. Aust., 19, 505 (K02).
- [25] Kingsburgh R.L., Barlow M.J., 1994, MNRAS, 271, 257.
- [26] Kroupa P., Tout C., Gilmore G., 1993, MNRAS, 262, 545.
- [27] Kwok S., 2000, *"The Origin and Evolution of Planetary Nebulae"*, Cambridge University Press.
- [28] Lattanzio J.C., 1998, arXiv:astro-ph/9810094 v1.
- [29] Lattanzio J.C., 2002, arXiv:astro-ph/0201333 v1.
- [30] Lattanzio J.C., 2004, MSAIt., 75, 643.
- [31] Lattanzio J.C., Lugaro M.A., 2005, arXiv:astro-ph/0505424 v1.
- [32] Marigo P., Girardi L., Bressan A., 1999, A&A, 344, 123, 142.
- [33] Marigo P., 2001, A&A, 370, 194, 217.
- [34] Paczynski B., 1975, ApJ, 202, 558.
- [35] Rebeiro E., Azzopardi M., Westerlund B.E., 1993, A&A, 97, 603-728.
- [36] Reimers D., 1975, *"Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes"*, Springer, Berlin, p.229.(R75)
- [37] Renzini A., Voli M., 1981, ApJ, 94, 175, 193 (RV).
- [38] Salpeter E.E., 1955, ApJ, 121, 161.
- [39] Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A., 1992, A&A, 96, 269.

- [40] Steigmann G., Gallagher J.S., Schramm D.N., 1989, *Comm. Ap.* 14, 97.
- [41] Sweigart A.V., 199Greggio L., Renzini A., 1990, *ApJ*, 364, 527.
- [42] Vassiliadis E., Wood P.R., 1993, *ApJ*, 413, 641 (VW93).
- [43] Wagenhuber E., Groenewegen M.A.T., 1998, *A&A*, 340, 183, 195 (WG98).
- [44] Weidemann V., 2000, *A&A*, 363, 647.
- [45] Westerlund B.E., Azzopardi M., Breysacher J., 1986, *A&AS*, 65, 79.
- [46] Westerlund B.E., 1990, *A&AR*, 2, 29.

Esta monografia foi escrita em \LaTeX .

Apêndice A

Código Fonte

Neste apêndice mostramos o código dos nossos programas criados em *Fortran 77*. Utilizamos o compilador *Force 2.0*. Foram construídos três programas. O programa básico é o “MODELO AGB” que descreve o cálculo da estrutura e evolução de uma estrela AGB na fase dos pulsos térmicos. Outro programa “CSLF” é o código construído para a calibração da Função Luminosidade de Estrelas Carbonadas(CSLF). O terceiro e último código é o código da distribuição em massa das anãs brancas, o programa “WDMD”.

```
PROGRAM MODELO AGB
C
C
REAL M,MC,MCRIT,MDU2
REAL L,MM,ZCNO,SUM,C12C131DU
REAL C12,N14,O16,X,Y,Z,XIN,YIN,ZIN,YX,YY,YZ,YC,YN,YO
REAL C121DU,C131DU,N141DU,O161DU,C122DU,C132DU,N142DU,O162DU
REAL C12C132DU,X1DU,Y1DU,Z1DU,X2DU,Y2DU,Z2DU
REAL C12NEW,C13NEW,N14NEW,O16NEW,NONEW,CONEW,XNEW,YNEW,ZNEW
C
FASE AGB
REAL MC1,MENV,MEND,MMI,F,F1,TAU,LHE,LH,LUM1,LOGLPF
REAL SAGB,LAMBDA,THBBTIP,MCHAND,MCHBB
REAL DLOGDIP,LOGLDIP,LDIP,LF,LIP,LUM,DIFTT,DIFTT1,DIFTT2
REAL TFLASH,TTFLASH,TTDIP,TDIP,TT1,TT2,TT,DTT,DTT1,DTT2,TREST
REAL MBOLI,MBOLCO,MBOLF,TTCO,M1TP,MMIN,MCMIN,DMT,DM,MENVPN
REAL HPN,HEPN,C12PN,C13PN,N14PN,O16PN,NOPN,COPN,HEHPN
INTEGER W
LOGICAL CON1,CON2,CARBON
C
PARAMETROS INICIAIS
MCHAND=1.2
MCHBB=0.8
```

```

ETARGB=0.86
THBBTIP=0.0014
DELTAM=0.001
ETAEGAB=4.
ETAAGB=5.
M=0.5
Z=0.008
Y=0.231+2.5*Z
X=1.-Y-Z
ZIN=Z
YIN=Y
XIN=X
OPEN(10,FILE='MODELO-DADOS.TXT',STATUS='UNKNOWN')
OPEN(11,FILE='yields.TXT',STATUS='UNKNOWN')
OPEN(12,FILE='MBOLCOMMI.TXT',STATUS='UNKNOWN')
OPEN(13,FILE='PNABUNDANCES.TXT',STATUS='UNKNOWN')
DO I=1,15,1
M=M+0.5
CON1=.TRUE.
CON2=.TRUE.
CARBON=.FALSE.
MBOLI=0.
MBOLCO=0.
MBOLF=0.
TTCO=0.
WRITE(10,*)'MASSA INICIAL=',M
C YIELDS INICIAIS
YX=0
YY=0
YZ=0
YC=0
YN=0
YO=0
C ABUNDANCIAS INICIAIS
C
ZCNO=0.791*Z
C12=0.2384
C13=0.0029
N14=0.0707
O16=0.6880

```



```

SUM=C12+C13+N14+O16
C12=C12/SUM*ZCNO
C13=C13/SUM*ZCNO
N14=N14/SUM*ZCNO
O16=O16/SUM*ZCNO
C12C13=(C12/12.)/(C13/13.)
CMS=C12*(1+13./12./C12C13)
C
CALL MASSLOSS(M, Y, Z, ETARGB, ETAEAGB, DMRGB, DMEAGB)
C
WRITE(10,*) 'PERDAS DE MASSA PRE-AGB'
WRITE(10,*) 'DMRGB= ', DMRGB
WRITE(10,*) 'DMEAGB= ', DMEAGB
WRITE(10,*) '
MM=M-(DMRGB+DMEAGB)
C
CALL DU1(M,X,Y,Z,C12,C13,N14,O16,C121DU,C131DU,N141DU,
i O161DU,C12C131DU,X1DU,Y1DU,Z1DU)
C
YIELDS APOS O 1DU
YX=YX+(DMRGB+DMEAGB)/M*(X1DU-X)
YY=YY+(DMRGB+DMEAGB)/M*(Y1DU-Y)
YZ=YZ+(DMRGB+DMEAGB)/M*(Z1DU-Z)
YC=YC+(DMRGB+DMEAGB)/M*(C121DU*(1+13./12./C12C131DU)-CMS)
YN=YN+(DMRGB+DMEAGB)/M*(N141DU-N14)
YO=YO+(DMRGB+DMEAGB)/M*(O161DU-O16)
C
C
CALL MNUCLEO(M,YIN,ZIN,MC,MCRIT,MDU2)
C
WRITE(10,*) '
WRITE(10,*) 'MC= ', MC
WRITE(10,*) 'MCRIT= ', MCRIT
WRITE(10,*) 'MDU2= ', MDU2
C
IF (MDU2.GT.(MM-MC)) MDU2=MM-MC
C
C
SEGUNDO DREDGE UP
IF (M.GT.MCRIT) THEN
CALL DU2(MC,MDU2,MM,X1DU,Y1DU,Z1DU,C121DU,C131DU,N141DU,O161DU
i ,C12C131DU,Z,C122DU,C132DU,N142DU,O162DU,X2DU,Y2DU,Z2DU,

```

```

i C12C132DU)
ELSE
C SEM SEGUNDO DREDGE UP
C
C122DU=C121DU
C132DU=C131DU
N142DU=N141DU
O162DU=O161DU
C12C132DU=C12C131DU
Y2DU=Y1DU
Z2DU=Z1DU
X2DU=1-Y2DU-Z2DU
END IF
C
C12NEW=C122DU
C13NEW=C132DU
N14NEW=N142DU
O16NEW=O162DU
C12C13NEW=C12C132DU
CONEW=C12NEW*(1+1/C12C13NEW)*16/12/O16NEW
NONEW=(N14NEW/14)/(O16NEW/16)
ZCNO=C12NEW*(1+13./12./C12C13NEW)+N14NEW+O16NEW
ZNEW=Z2DU
XNEW=X2DU
YNEW=Y2DU
W=0
MENV=MM-MC
MEND=0.02
M1TP=MM
MC1=MC
SAGB=0.
C PARAMETROS PARA AS ABUNDANCIAS FINAIS EM NEBULOSAS
C PLANETARIAS
DMT=0.
C12PN=0.
C13PN=0.
N14PN=0.
O16PN=0.
HEPN=0.
HPN=0.

```

```

TPN=5E4
C
IF (MENV.LT.0) THEN
PRINT*, ' '
PRINT*, 'MENV<0 ANTES DA FASE AGB'
PRINT*, ' '
MENV=0
GOTO 1
END IF
F1=LUM1(MC1,ZNEW,XNEW)/LUM(MC1,ZNEW,XNEW,MM,ZCNO)
IF (F1.GT.1) F1=1
C
DO WHILE (MENV.GT.MEND)
W=W+1
DMC=0
MENV=MM-MC1
C
TIP1=TIP(MC1,Z2DU,W)
IF (W.EQ.1) THEN
TAU=6.0*TIP1
END IF
F=1
IF (SAGB.LE.TAU) F=F1+(1-F1)*SAGB/TAU
L=F*LUM(MC1,Z2DU,X2DU,MM,ZCNO)
LHE=2000.*((MM/7)**0.4)*EXP(3.45*(MC1-0.96))
LH=L-LHE
DMCDT=(9.555E-12)*(LH/(1-YNEW-ZNEW))
TIP1=TIP(MC1+0.5*DMCDT*TIP1,Z2DU,W)
IF (CON2.EQV..TRUE.) THEN
MBOLI=-2.5*ALOG10(L)+4.72
CON2=.FALSE.
END IF
C
CALCULO DO CICLO DO FLASH DURANTE O PERIODO INTERPULSO.
C
LUMINOSIDADE NAO EH CONSTANTE.
IF (MENV.LE.2) THEN
IF (Z2DU.GT.0.02) THEN
DLOGLF=0.2
END IF
IF ((Z2DU.GT.0.001).AND.(Z2DU.LE.0.02)) THEN
DLOGLF=0.25

```

```

END IF
IF (Z2DU.LE.0.001) THEN
DLOGLF=0.3
END IF
IF (Z2DU.GT.0.02) THEN
TTFLASH=0.015
END IF
IF ((Z2DU.GT.0.001).AND.(Z2DU.LE.0.02)) THEN
TTFLASH=0.01
END IF
IF (Z2DU.LE.0.001) THEN
TTFLASH=0.008
END IF
ELSE
DLOGLF=0
TTFLASH=0
END IF
C
TT1=0
DTT1=0
DM=0
C
TFLASH=TTFLASH*TIP1
IF (MENV.LT.2) THEN
DO WHILE ((TFLASH-TT1).GT.1E-2)
F=1
IF (SAGB.LE.TAU) F=F1+(1-F1)*SAGB/TAU
L=F*LUM(MC1,Z2DU,X2DU,MM,ZCNO)
TFLASH=TTFLASH*TIP1
LOGLPF=ALOG10(L)+DLOGLF
LF=10**LOGLPF
CALL HR(TEFP,MM,LF,ZNEW,RF)
LH=L-2000.*((MM/7)**0.4)*EXP(3.45*(MC1-0.96))
DMCDT=LH*(9.555E-12)/(1.0-YNEW-ZNEW)
DMDT=DMDTAGB(MM,LF,RF,ETAAGB)
DTT1=DELTAM/(DMDT+DMCDT)
TT11=TT1
TT1=TT1+DTT1
IF (TT1.GT.TFLASH) THEN
DIFTT1=TT1-TFLASH

```



```

TT1=TT1-DIFTT1
DTT1=TFLASH-TT11
END IF
C PARA A NEBULOSA PLANETARIA
IF (MENVPN.LE.MENV) THEN
DMT=DMT+DMDT*DTT
C12PN=C12PN+C12NEW*DMDT*DTT1
C13PN=C13PN+C13NEW*DMDT*DTT1
N14PN=N14PN+N14NEW*DMDT*DTT1
O16PN=O16PN+O16NEW*DMDT*DTT1
HEPN=HEPN+YNEW*DMDT*DTT1
HPN=HPN+XNEW*DMDT*DTT1
END IF
DM=DMDT*DTT1
DMFLASH=(DMDT+DMCDT)*DTT1
MENV=MENV-DMFLASH
MC1=MC1+DMCDT*DTT1
MM=MENV+MC1
SAGB=SAGB+DTT1
DMC=DMC+DMCDT*DTT1
C CALCULO DE YIELDS
CALL CALCYIELD(DM,C12NEW,N14NEW,O16NEW,C12C13NEW,
i XNEW,YNEW,ZNEW,CMS,YIN,ZIN,N14,O16,YX,YY,YZ,YC,YN,YO,MENV,MEND,
i M,XIN)
C
IF ((MENV.LT.MEND).OR.(MC1.GE.MCHAND)) THEN
CALL CALCYIELD(0.02,C12NEW,N14NEW,O16NEW,C12C13NEW,
i XNEW,YNEW,ZNEW,CMS,YIN,ZIN,N14,O16,YX,YY,YZ,YC,YN,YO,MENV,MEND,
i M,XIN)
MM=MM-0.02
GO TO 1
END IF
END DO
END IF
C CALCULO DO PERIODO INTERPULSO
TT=0
DTT=0
TREST=TIP1-TFLASH
DO WHILE ((TREST-TT).GT.1E-2)
F=1

```

```

IF (SAGB.LE.TAU) F=F1+(1-F1)*SAGB/TAU
L=F*LUM(MC1,Z2DU,X2DU,MM,ZCNO)
IF (1.GT.EXP(-3*TT/TIP1)) THEN
EE=EXP(-3.*TT/TIP1)
ELSE
EE=1.
END IF
C   PERFIL DE LUMINOSIDADE DURANTE TIP(IZZARD(2004))
FL=1.-0.5*EE
LIP=FL*L
IF ((CONEW.GE.1.).AND.(CON1.EQV.TRUE.).AND.(FL.GT.0.55)) THEN
MBOLCO=-2.5*ALOG10(LIP)+4.72
TTCO=SAGB
CON1=.FALSE.
CARBON=.TRUE.
END IF
CALL HR(TEFIP,MM,LIP,ZNEW,RIP)
LH=LIP-2000.*((MM/7)**0.4)*EXP(3.45*(MC1-0.96))
DMCDT=LH*(9.555E-12)/(1.0-YNEW-ZNEW)
DMDT=DMDTAGB(MM,LIP,RIP,ETAAGB)
DTT=DELTAM/(DMCDT+DMDT)
TTO=TT
TT=TT+DTT
IF (TT.GT.TREST) THEN
DIFTT=TT-TREST
TT=TT-DIFTT
DTT=TREST-TTO
END IF
C   PARA A NEBULOSA PLANETARIA
MENVPN=DMDT*TPN+MEND
IF (MENVPN.LE.MENV) THEN
DMT=DMT+DMDT*DTT
C12PN=C12PN+C12NEW*DMDT*DTT
C13PN=C13PN+C13NEW*DMDT*DTT
N14PN=N14PN+N14NEW*DMDT*DTT
O16PN=O16PN+O16NEW*DMDT*DTT
HEPN=HEPN+YNEW*DMDT*DTT
HPN=HPN+XNEW*DMDT*DTT
END IF
C   DMASSA INTERPULSO

```

```

DMENV=(DMDT+DMCDT)*DTT
MENV=MENV-DMENV
MC1=MC1+DMCDT*DTT
MM=MENV+MC1
SAGB=SAGB+DTT
DMC=DMC+DMCDT*DTT
DM=DMDT*DTT
C  CALCULO DE YIELDS
    CALL CALCYIELD(DM,C12NEW,N14NEW,O16NEW,C12C13NEW,
i  XNEW,YNEW,ZNEW,CMS,YIN,ZIN,N14,O16,YX,YY,YZ,YC,YN,YO,MENV,MEND,
i  M,XIN)
C
    IF ((MENV.LT.MEND).OR.(MC1.GE.MCHAND)) THEN
    CALL CALCYIELD(O.02,C12NEW,N14NEW,O16NEW,C12C13NEW,
i  XNEW,YNEW,ZNEW,CMS,YIN,ZIN,N14,O16,YX,YY,YZ,YC,YN,YO,MENV,MEND,
i  M,XIN)
    MM=MM-0.02
    GO TO 1
    END IF
    END DO
    MMIN=MCMIN(MC1,M,ZIN,MCRIT)
    TBASE0=-25.45+16.41*M
C
C  CALCULO DO TERCEIRO DREDGE UP E HOT BOTTOM BURNING
C
    CALL DU3(DMC,MC1,MENV,C12NEW,C13NEW,N14NEW,O16NEW,XNEW,YNEW,ZNEW,
i  C12C13NEW,CONEW,NONEW,TIP1,TBASE0,ZCNO,FHBB,FBUR,LAMBDA,THBBTIP,
i  MCHBB,MMIN)
    END DO
1  CONTINUE
C
    WRITE(10,*)'YIELD FINAIS C,N,O ',YC,' ',YN,' ',YO
    WRITE(10,*)'YIELD FINAIS X Y Z ',YX,' ',YY,' ',YZ
    WRITE(10,*)'NUMERO DE PULSOS TERMICOS: ',W
    WRITE(10,*)'
    WRITE(10,*)'ABUNDANCIAS FINAIS'
    WRITE(10,*)'X=',XNEW
    WRITE(10,*)'Y=',YNEW
    WRITE(10,*)'Z=',ZNEW
    WRITE(10,*)'C12=',C12NEW

```

```

WRITE(10,*)'C13=' ,C13NEW
WRITE(10,*)'N14=' ,N14NEW
WRITE(10,*)'O16=' ,O16NEW
WRITE(10,*)'
WRITE(10,*)'TEMPOAGB=' ,SAGB
WRITE(10,*)'-----'
WRITE(10,*)'MASSA FINAL=' ,MM
WRITE(10,*)'MASSA DO NUCLEO FINAL=' ,MC1
WRITE(10,*)'MASSA DO ENVOLTORIO FINAL=' ,MENV
WRITE(10,*)'DELTAMC NA FASE AGB=' ,MC1-MC
WRITE(10,*)'DELTAM NA FASE AGB=' ,MMI-MM
WRITE(11,*)M, YC, YN, YO
LIP=LUM(MC1, Z2DU, X2DU, MM, ZCNO)
MBOLF=-2.5*ALOG10(LIP)+4.72
IF (CONEW.GT.1.) CARBON=.TRUE.
IF ((CON1.EQV..TRUE.).AND.(M.GT.3.5)) MBOLCO=MBOLF
C   PN ABUNDANCE
   HPN=HPN/DMT
   HEPN=HEPN/DMT
   C12PN=C12PN/DMT
   C13PN=C13PN/DMT
   N14PN=N14PN/DMT
   O16PN=O16PN/DMT
   COPN=((C12PN/12.)+(C13PN/13.))/(O16PN/16.)
   NOPN=(N14PN/14.)/(O16PN/16.)
   HEHPN=(HEPN/4.)/(HPN/1.)
   WRITE(13,*)HEHPN, ALOG10(COPN), ALOG10(NOPN)
C
END DO
CLOSE(10)
CLOSE(11)
END
*****
SUBROUTINE MASSLOSS(M, Y, Z, ETARGB, ETAEAGB, DMRGB, DMEAGB)
REAL M, DMRGB, DMEAGB, X1, X2, X3, X4, X5, X6, Y1, Y2
C   PERDA DE MASSA NA FASE RGB C   Y=0.2 Z=0.004
X1=-0.108*M+0.3
IF (M.GE.2.1) X1=-0.292*M+0.689
IF (X1.LT.0) X1=0
C   Y=0.2 Z=0.01

```



```

X2=-0.106*M+0.317
IF (M.GE.2.2) X2=-0.25*M+0.625
IF (X2.LT.0) X2=0
C Y=0.2 Z=0.04
X3=-0.104*M+0.339
IF (M.GE.2.25) X3=-0.16*M+0.465
IF (X3.LT.0) X3=0
C
C Y=0.3 Z=0.004
X4=-0.116*M+0.269
IF (M.GE.1.77) X4=-0.224*M+0.467
IF (X4.LT.0) X4=0
C Y=0.3 Z=0.01
X5=-0.124*M+0.306
IF (M.GE.1.85) X5=-0.232*M+0.506
IF (X5.LT.0) X5=0
C Y=0.3 Z=0.04
X6=-0.132*M+0.348
IF (M.GE.2.0) X6=-0.168*M+0.42
IF (X6.LT.0) X6=0
IF (Z.GE.0.01) THEN
    Y1=X2+(ALOG10(Z)+2)/0.6021*(X3-X2)
    Y2=X5+(ALOG10(Z)+2)/0.6021*(X6-X5)
ELSE
    Y1=X1+(ALOG10(Z)+2.3979)/0.3979*(X2-X1)
    Y2=X4+(ALOG10(Z)+2.3979)/0.3979*(X5-X4)
ENDIF
IF (Y1.LT.0) Y1=0
IF (Y2.LT.0) Y2=0
DM=Y1+(Y-0.2)*10*(Y2-Y1)
IF (DM.LT.0) DM=0
C PARA ETA DIFERENTE DE 2/3.
DMRGB=DM*ETARGB*1.5
C PERDA DE MASSA E-AGB
C SEGUNDO SCHALLER ET.AL.
IF (M.GT.0.3) THEN
ZZZ=Z/0.008
DMEAGB=ETA EAGB*0.116*(ZZZ**0.61)*((M/7.)*(1.97*ZZZ**0.35))
else
DMEAGB=0.0

```

```

endif
IF (DMEAGB.GT.8.0) DMEAGB=8.0
RETURN
END
C *****
SUBROUTINE DU1(M,X,Y,Z,C12,C13,N14,O16,C121DU,C131DU,N141DU,
i O161DU,C12C131DU,X1DU,Y1DU,Z1DU)
REAL M,X,Y,Z,C12,C13,N14,O16,C121DU,C131DU,N141DU
REAL O161DU,C12C131DU,X1DU,Y1DU,Z1DU
C PRIMEIRO DREDGE UP C
IF (M.LE.2.2) THEN
X1=-0.022*M+0.0605
ELSE
X1=-0.00781*M+0.02927
ENDIF
IF (X1.LT.0) X1=0
IF (M.LE.2.0) THEN
X2=-0.017*M+0.0425
ELSE
X2=-0.0068*M+0.0221
ENDIF
IF (X2.LT.0) X2=0
DY=X1+(Y-0.2)*10*(X2-X1)
IF (DY.LT.0) DY=0
Y1DU=Y+DY
X1DU=X-DY
C
F=0.64
IF (M.LT.3) THEN
F=0.64-0.05*(M-3)
END IF
C121DU=C12*F
C131DU=C13
N141DU=N14+1.167*C12*(1-F)
O161DU=O16*0.99
C12C131DU=23
Z1DU=Z
RETURN
END

```

```

*****
SUBROUTINE MNUCLEO(M,Y,Z,MC,MCRIT,MDU2)
REAL M,Y,Z,MC,MCRIT,MDU2,MC1,MC2,A1,A2,B1,B2,Y1,Y2,Z1,Z2
C Calculo da massa do caroco no 1TP.
Z1=ALOG10(Z/0.02)
Z2=Z-0.02
Y1=ALOG10(Y/0.28)
Y2=Y-0.28
A1=0.2954+0.0195*Z1+0.377*Y1-1.35*Y1*Y1+0.289*Z1*Y1
A2=-0.500-30.6*Z2-412.*Z2*Z2-1.43*Y2+29.3*Y2*Y2-204.*Y2*Z2
B1=0.0526+0.754*Z2+54.4*Z2*Z2+0.222*Y2-1.07*Y2*Y2+5.53*Y2*Z2
B2=0.590-10.7*Z2-425.*Z2*Z2-0.825*Y2+9.22*Y2*Y2-44.9*Y2*Z2
C Condicao para a ocorrencia do 2DU.
MCRIT=(B2-A2)/(A1-B1)
C Massa dragada do nucleo no 2DU.
MDU2=0
C RELACAO MC1TP-M SEGUNDO LATTANZIO & KARAKAS(2002)
IF ((Z.LE.0.02).AND.(Z.GT.0.008)) THEN
A23=F(0.057689,0.038515,Z,0.008,0.02)
B23=F(1.42199,1.41379,Z,0.008,0.02)
C23=F(0.548143,0.555145,Z,0.008,0.02)
D23=F(0.045534,0.039781,Z,0.008,0.02)
E23=F(0.652767,0.675144,Z,0.008,0.02)
G23=F(2.90693,3.18432,Z,0.008,0.02)
H23=F(0.287441,0.368777,Z,0.008,0.02)
END IF
IF ((Z.LE.0.008).AND.(Z.GT.0.004)) THEN
A23=F(0.040538,0.057689,Z,0.004,0.008)
B23=F(1.54656,1.42199,Z,0.004,0.008)
C23=F(0.55076,0.548143,Z,0.004,0.008)
D23=F(0.054539,0.045534,Z,0.004,0.008)
E23=F(0.625886,0.652767,Z,0.004,0.008)
G23=F(2.78478,2.90693,Z,0.004,0.008)
H23=F(0.227620,0.287441,Z,0.004,0.008)
END IF
IF (Z.LE.0.004) THEN
A23=F(0.040538,0.057689,0.004,0.004,0.008)
B23=F(1.54656,1.42199,0.004,0.004,0.008)
C23=F(0.55076,0.548143,0.004,0.004,0.008)

```

```

D23=F(0.054539,0.045534,0.004,0.004,0.008)
E23=F(0.625886,0.652767,0.004,0.004,0.008)
G23=F(2.0,2.78478,Z,0.0001,0.004)
H23=F(0.227620,0.287441,0.004,0.004,0.008)
END IF
F23=1/(1+EXP((M-G23)/H23))
MC=F23*(-A23*(M-B23)*(M-B23)+C23)+((1-F23)*
i (D23*M+E23))
RETURN
END
C *****
SUBROUTINE DU2(MC,MDU2,M,X1DU,Y1DU,Z1DU,C121DU,C131DU,N141DU,
i 0161DU,C12C131DU,Z,C122DU,C132DU,N142DU,0162DU,X2DU,Y2DU,Z2DU,
i C12C132DU)
REAL MC,MDU2,M,X1DU,Y1DU,Z1DU,C121DU,C131DU,N141DU,0161DU
REAL C12C131DU,Z,C122DU,C132DU,N142DU,0162DU,X2DU,Y2DU,Z2DU
REAL C12C132DU,N14DU,ZREM
C
A=(M-MDU2-MC)/(M-MC)
B=MDU2/(M-MC)

IF (A.EQ.0) THEN
A=0.1
B=0.9
ENDIF
Z1DU=1.0-X1DU-Y1DU
C131DU=C121DU*13/12/C12C131DU
ZREM=Z1DU-(C121DU+C131DU+N141DU+0161DU)
IF (ZREM.LT.0) ZREM=0
YDU=1-Z
N14DU=14*(C121DU/12+C131DU/13+N141DU/14+0161DU/16)
Y2DU=Y1DU*A+YDU*B
N142DU=N141DU*A+N14DU*B
C122DU=C121DU*A
C132DU=C131DU*A
0162DU=0161DU*A
C12C132DU=C12C131DU
Z2DU=C122DU+C132DU+N142DU+0162DU+ZREM*A
C
IF (Y2DU.GE.(1-Z2DU)) Y2DU=1-Z2DU

```



```

X2DU=1-Y2DU-Z2DU
RETURN
END
C *****
FUNCTION LUM1(MC,Z,X)
C
C LUMINOSIDADE NO PRIMEIRO PULSO TERMICO
REAL LA, LB, MU, LUM1, L1, L2, Z, MC
C
IF (MC.LE.0.8) THEN
LA=29000.0*(MC-0.5)+1000.0
LB=27200.0*(MC-0.5)+1300.0
L1=LA+(ALOG10(Z)+3.)/1.301*(LB-LA)
ELSE
L1=9700.0-(ALOG10(Z)+3)*184.5
ENDIF

C Estrelas mais massivas. IBEN \& BECKER 1978,1980
MU=4./(5*X+3.0-Z)
IF (MC.GE.0.85) THEN
L2=213180.0*MU*MU*(MC-0.638)
ELSE
L2=45194.0*MU*MU
END IF

IF (MC.LE.0.8) THEN
LUM1=L1
ELSE
IF (MC.GE.0.85) THEN
LUM1=L2
ELSE
LUM1=L1+(MC-0.8)*20.0*(L2-L1)
ENDIF
ENDIF
RETURN
END
C *****
FUNCTION LUM(MC,Z,X,M,ZCNO)
REAL LUM,ZCNO,MC,MU,M,Z,X,L1,L2
C RELACAO (L-MC) DE MARIGO(1999) DERIVADA DE GROENWEGEN

```

```

C   & WAGENHUBER(1998)
C
LUM=(93000.+2758*ALOG10(Z/0.02))*(MC-(0.503+0.82*(Z-0.02)))
RETURN
END
*****
FUNCTION TIP(MC,Z,W)
INTEGER W
REAL DMC1,DMC2,MC,T1,T2,TIP
C   Calculo do periodo interpulso, incluindo efeito dos C
primeiros pulsos, que a estrela se comporta como uma C
estrela de massa maior, logo C   atribuímos uma correcao 'a
massa do caroco.
    DMC1=0
    DMC2=0

    IF (W.LE.6) THEN
C   Correcao para MC - Z=0.02
    IF (W.EQ.1) DMC1=0.09
    IF (W.EQ.2) DMC1=0.065
    IF (W.EQ.3) DMC1=0.04
    IF (W.EQ.4) DMC1=0.03
    IF (W.EQ.5) DMC1=0.02
    IF (W.EQ.6) DMC1=0.01
    ENDIF
    IF (W.LE.2) THEN
C   Z=0.001
    IF (W.EQ.1) DMC2=0.06
    IF (W.EQ.2) DMC2=0.01
    END IF

C   Z=0.02 e 0.001 RESP.
    T1=4.5*(1.689-MC-DMC1)
    T2=4.95*(1.644-MC-DMC2)
C   Z INTERMEDIARIO ==> INTERPOLADO.
    TIP=10**(T2+(ALOG10(Z)+3.)/1.301*(T1-T2))
RETURN
END
*****
SUBROUTINE HR(TEF,M,L,Z,R)

```

```
REAL TEF,M,L,Z,R,DELTA,T1,T2,MBOL
```

```
MBOL=-2.5*ALOG10(L)+4.72
```

```
X=MBOL+7.0-1.2/M**1.7
```

```
DELTA=0.
```

```
IF (X.LT.0.8) DELTA=0.07*((0.8-X)**2.54)
```

```
IF (M.LE.1.5) THEN
```

```
  T1=(MBOL+59.1+2.65*ALOG10(M))/15.7+DELTA-0.12*ALOG10(Z/0.02)
```

```
ELSE
```

```
  T1=(MBOL+59.567)/15.7+DELTA-0.12*ALOG10(Z/0.02)
```

```
ENDIF
```

```
C
```

```
IF (M.GE.2.5) THEN
```

```
  T2=(MBOL+74.100+4.0*ALOG10(M))/20.-0.1*ALOG10(Z/0.02)
```

```
ELSE
```

```
  T2=(MBOL+75.692)/20.-0.1*ALOG10(Z/0.02)
```

```
ENDIF
```

```
IF (M.LE.1.5) THEN
```

```
  TEF=10**T1
```

```
ELSE
```

```
IF (M.GE.2.5) THEN
```

```
  TEF=10**T2
```

```
ELSE
```

```
TEF=10**(T1+(M-1.5)*(T2-T1))
```

```
ENDIF
```

```
ENDIF
```

```
R=(L/(TEF/5770.))**4.0)**0.5
```

```
RETURN
```

```
END
```

```
*****
```

```
  SUBROUTINE DU3(DMC,MC,MEN,X12,X13,X14,X16,X,Y,Z,C12C13,CO,NO,TIP,  
i TBASEO,ZCNO,FHBB,FBUR,LAMBDA,THBBTIP,MCHBB,MMIN)
```

```
  REAL MC,MMIN,MY,MZ,MX12,MX13,MX14,MX16,MCHBB,MEN,MENHBB,NO,DMC
```

```
  REAL N14A,X12H,X13H,X14H,X16H,LAMBDA,THBBTIP
```

```

REAL X12,X13,X14,X16,X,Y,Z,C12C13,CO,TIP,C12A,C13A,O16A,
i TBASEO,ZCNO
LOGICAL RV

X13=X12/C12C13*13.0/12.0

C EFEITOS DO TERCEIRO DREDGE UP
C
C PARAMETROS DE DRAGAGEM
C
MMIN=MMIN-0.02
LAMBDA=0.65

C
DMC1=0.0
ZCNO=X12+X13+X14+X16
if (x.le.0.0) x=1.0e-6
if (dmc.le.0.0) dmc=1.0e-6
EFF=0.0002*(Z/0.02)*MEN*X/(DMC*(0.95113*ZCNO-X14))
IF (EFF.LT.0.0) EFF=0.0
IF (MEN.GT.(ZCNO*EFF*DMC/X)) DMC1=EFF*DMC
IF (MC.LT.0.66) DMC1=0.0
DMC1=0.0

MZ=Z*MEN
MY=Y*MEN
MX12=X12*MEN-X12/X*DMC1+0.03275*(ZCNO/X*DMC1)
MX13=X13*MEN-X13/X*DMC1+0.01016*(ZCNO/X*DMC1)
MX14=X14*MEN-X14/X*DMC1+0.95113*(ZCNO/X*DMC1)
MX16=X16*MEN-X16/X*DMC1+0.00596*(ZCNO/X*DMC1)

IF (MX12.LT.0.0) MX12=0.0
IF (MX13.LT.0.0) MX13=0.0
IF (MX14.LT.0.0) MX14=0.0
IF (MX16.LT.0.0) MX16=0.0

C COMPOSICAO MATERIAL DRAGADO DA REGIAO INTERSHELL

C3=0.22
O3=0.02

```



```

HE3=1.0-03-C3
C TEMPERATURA NA BASE DO ENVOLTARIO CONVECTIVO DADA POR
C GdJ93, OBTIDA DOS GRAFICOS 4,5 E 6 DE RV
TBASE=TBASE0+127.8*(MC-0.8)
IF (TBASE.GT.100.0) TBASE=100.0
TBASE=TBASE*1.0E6
C CONDICAO PARA OCORRENCIA DO HBB
MCHBB=0.8
MENHBB=0.85*(1.687+MC*(-8.092+MC*(11.687-4.343*MC)))
IF (MC.LT.MMIN) LAMBDA=0.0
if ((men.lt.menhbb).and.(mc.gt.mchbb)) lambda=0.0
C DEPOIS DO FLASH, UPDATE DAS MASSAS
DU=LAMBDA*DMC
MC=MC-DU
MEN=MEN+DU
C CALCULO DO HBB C
IF((MC.GE.MCHBB).AND.(MEN.GE.MENHBB).AND.(TBASE.GT.30.0E6))THEN
C DO THE HBB
TIME=0.0
GAMMA=3.6E-4
RHO=2.0
C tconv=0.0014*tip
C HBB NO MATERIAL DO ENVOLTORIO QUE ATINGE REGIAO DE QUEIMA
C POR CONVECCAO
THBB=TCONV
C FBUR=3.0e-4
FBUR=3.0e-3
MY=MY*(1.0-FBUR)
MX12=(1.0-FBUR)*MX12
MX13=(1.0-FBUR)*MX13
MX14=(1.0-FBUR)*MX14

```

MX16=(1.0-FBUR)*MX16

X12H=X12

X13H=X13

X14H=X14

X16H=X16

X17H=0.0

C12A=X12H

C13A=X13H

N14A=X14H

O16A=X16H

IF (FBUR.NE.0.) CALL CNO-CYCLE(X,RHO,TBASE,TIME,THBB,X12H,

i X13H,X14H,X16H,X17H,GAMMA,C12A,C13A,N14A,O16A,O17A)

C NOVAS ABUNDANCIAS DEPOIS DA QUEIMA

DX12=C12A*FBUR*MEN

DX13=C13A*FBUR*MEN

DX14=N14A*FBUR*MEN

DX16=O16A*FBUR*MEN

DY=(Y+(X12-C12A)/4.0)*FBUR*MEN

C NOVAS MASSAS DE CADA ELEMENTO DO ENVOLTORIO

MY=MY+DY

MX12=MX12+DX12

MX13=MX13+DX13

MX14=MX14+DX14

MX16=MX16+DX16

C HBB DO MATERIAL DRAGADO

C FHBB=0.94

FHBB=0.91

TIME=0.0

THBB=TCONV

X12H=C3

```

X13H=0.0
X14H=0.0
X16H=03
X17H=0.0

C12A=X12H
C13A=X13H
N14A=X14H
O16A=X16H

IF (FHBB.NE.0.0) CALL CNO-CYCLE(X,RHO,TBASE,TIME,THBB,
i   X12H,X13H,X14H,X16H,X17H,GAMMA,C12A,C13A,N14A,O16A,O17A)

C   MATERIAL DRAGADO E PROCESSADO PELO HBB
DX12=((1.0-FHBB)*C3+FHBB*C12A)*DU
DX13=FHBB*C13A*DU
DX14=FHBB*N14A*DU
DX16=((1.0-FHBB)*O3+FHBB*O16A)*DU
DY=(HE3+FHBB*(C3-C12A)/4.0)*DU
DZ=(C3+O3)*DU

C   NOVAS MASSAS DE CADA ELEMENTO DO ENVOLTORIO
MZ=MZ+DZ
MY=MY+DY
MX12=MX12+DX12
MX13=MX13+DX13
MX14=MX14+DX14
MX16=MX16+DX16

C   NOVAS COMPOSICOES
Z=MZ/MEN
Y=MY/MEN
X=1.0-Y-Z
X12=MX12/MEN
X13=MX13/MEN
X14=MX14/MEN
X16=MX16/MEN

ELSE

```

```

C      SE CONDICÕES DO HBB NAO FOREM SATISFEITAS,
C
C      MATERIAL DRAGADO
      DX12=C3*DU
      DX13=0.0
      DX14=0.0
      DX16=O3*DU
      DY=HE3*DU
      DZ=(C3+O3)*DU
C
C      NOVAS COMPOSICOES, SEM QUEIMA!!!!
      Z=(MZ+DZ)/MEN
      Y=(MY+DY)/MEN
      X=1.0-Y-Z
      X12=(MX12+DX12)/MEN
      X13=(MX13+DX13)/MEN
      X14=(MX14+DX14)/MEN
      X16=(MX16+DX16)/MEN
C
      ENDIF
C
C      RAZOES DE CO,NO E C12/C13
      CO=(X12/12.0+X13/13.0)/(X16/16.0)
      C12C13=(X12/12.0)/(X13/13.0)
      NO=(X14/14.0)/(X16/16.0)
C
C      ZERADO DELTAMC PARA O PROXIMO TIP
      DMC=0.0
C
      RETURN
      END
      SUBROUTINE CNO-CYCLE(X,RHO,T,TOLD,TNEW,C12,C13,N14,O16,O17,
i  GAMMA,C12A,C13A,N14A,O16A,O17A)
      REAL X,RHO,T,TOLD,TNEW,C12,C13,N14,O16,O17,GAMMA,C12A,C13A,N14A
      REAL O16A,O17A
C      CALCULO DA QUEIMA DOS ELEMENTOS PELO CICLO CNO DURANTE UM
C      PERIODO THBB(TCONV).
      LOGICAL ON

```



```

016A=016
017A=017
C   FORMALISMO DO ARTIGO DE FOWLER ET.AL.(1975) DE TAXAS DE
C   REACAO
YEAR=31.5576*10**6

T9=T/10**9
T913=T9**(1./3.)
T923=T9**(2./3.)
T943=T9**(4./3.)
T953=T9**(5./3.)
T932=T9**1.5

C
C
C   C12(P,G)N13
      T12=2.04E7/T923*EXP(-13.69/T913-(T9/1.5)**2)*
i     (1.0+0.03*T913+1.19*T923+0.254*T9+2.06*T943+1.12*T953)
i     +1.08E5/T932*EXP(-4.925/T9)+2.15E5/T932*EXP(-18.179/T9)
C
C   C13(P,G)N14
      T13=8.01E7/T923*EXP(-13.717/T913-(T9/2.0)**2)*
      (1.0+0.03*T913+0.958*T923+0.204*T9+1.39*T943+0.753*T953)
i     +1.35E6/T932*EXP(-5.978/T9)+2.66E5/T932*EXP(-11.987/T9)+
i     2.26E6/T932*EXP(-13.463/T9)
C
C   N14(P,G)015
      T14=5.08E7/T923*EXP(-15.228/T913-(T9/3.09)**2)*
i     (1.0+0.027*T913-0.778*T923-0.149*T9+0.261*T943+0.127*T953)
i     +2.28E3/T932*EXP(-3.011/T9)+1.65E4*T913*EXP(-12.007/T9)
C
C
      T12=1/(RHO*X*YEAR*T12)
      T13=1/(RHO*X*YEAR*T13)
      T14=1/(RHO*X*YEAR*T14)
C
      EPS=0.2
      NMAX=1
      N=1
C

```

```

100  CONTINUE
      IF (N.LE.NMAX) THEN

      ON=.FALSE.

      TOT=C12+C13+N14
      TOTAL=TOT+O16+O17
      SUM=C12/12+C13/13+N14/14
      X12=C12/12/SUM
      X13=C13/13/SUM
      X14=N14/14/SUM
C
      TCAL=TNEW-TOLD
      CALL TIMEEVOLUTION(T12,T13,T14,X12,X13,X14,EPS,TCAL,X12A,
      C  X13A,X14A,ON)
C      DEPOIS DA EVOLUCAO TEMPORAL, AS NOVAS ABUNDANCIAS
      SUM=X12*12+X13*13+X14*14
      C12=TOT*X12*12/SUM
      C13=TOT*X13*13/SUM
      N14=TOT*X14*14/SUM
      SUM=X12A*12+X13A*13+X14A*14
      C12A=TOT*X12A*12/SUM
      C13A=TOT*X13A*13/SUM
      N14A=TOT*X14A*14/SUM
C      SE CONDICAO DO CICLO CN EM EQUILIBRIO, ENTRA CICLO ON
      IF (ON) THEN
      N=N+1
C      O16(P,G)F17
      T16=1.50E8/(T923*(1+2.13*(1-EXP(-0.728*T923))))*
i  EXP(-16.692/T913)
C      O17(P,A)N14
      T17=1.53E7/T923*EXP(-16.712/T913-(T9/0.565)**2)*
i  (1+0.025*T913+5.39*T923+0.94*T9+13.5*T943+5.98*T953)
i  +2.92E6*T9*EXP(-4.247/T9)
i  +0.999*(48.1*T9*EXP(-16.712/T913-(T9/0.04)**2)
i  +5.05E-5/T932*EXP(-0.723/T9))+0.001*(13.1/T932*EXP(
i  -1.961/T9))

      T16=1/(RHO*X*YEAR*T16)

```

T17=1/(RHO*X*YEAR*T17)

TOT=N14+O16+O17

SUM=N14/14+O16/16+O17/17

X14=N14/14/SUM

X16=O16/16/SUM

X17=O17/17/SUM

TCAL=TNEW-TOLD

CALL TIMEEVOLUTION(T14/GAMMA,T16,T17,X14,X16,X17,EPS,TCAL,

C X14A,X16A,X17A,ON)

SUM=X17*17+X16*16+X14*14

N14=TOT*X14*14/SUM

O16=TOT*X16*16/SUM

O17=TOT*X17*17/SUM

SUM=X17A*17+X16A*16+X14A*14

N14A=TOT*X14A*14/SUM

O16A=TOT*X16A*16/SUM

O17A=TOT*X17A*17/SUM

CONV=TOTAL/(C12+C13+N14+O16+O17)

C12=C12*CONV

C13=C13*CONV

N14=N14*CONV

O16=O16*CONV

O17=O17*CONV

CONV=TOTAL/(C12A+C13A+N14A+O16A+O17A)

C12A=C12A*CONV

C13A=C13A*CONV

N14A=N14A*CONV

O16A=O16A*CONV

O17A=O17A*CONV

TNEW=TOLD

GOTO 100

ENDIF

ENDIF

RETURN

```

END
*****

SUBROUTINE TIMEEVOLUTION(T12,T13,T14,X12,X13,X14,EPS,TNEW,X12A,
i X13A,X14A,ON)
C
REAL T12,T13,T14,X12,X13,X14,EPS,TNEW,X12A,X13A,X14A,SIGMA,T
REAL DELTA,EV1,EV2,EV3,U11,U12,U13,U21,U22,U23,U31,U32,U33,B,C
LOGICAL ON

C DO SISTEMA DE EQUACOES DIFERENCIAIS DE CLAYTON(1983)
C
C (C12) (-1/T12 0 1/T14) ( C12 )
C D/DT(C13)= (1/T12 -1/T13 0 ) ( C13 )
C (N14) ( 0 1/T13 -1/T14) ( N14 )

SIGMA=1/T12+1/T13+1/T14
T=T12+T13+T14
DELTA=(SIGMA**2-4*(T/(T12*T13*T14)))**0.5

C
C SOLUCAO DA SEGUINTE FORMA C U = U1 + U2 * B * EXP(EV2* T)
C + U3 * C * EXP(EV3 * T)

EV1=0
EV2=(DELTA-SIGMA)/2
EV3=(-DELTA-SIGMA)/2

U11=T12/T
U12=T13/T
U13=T14/T

U21=1
U22=1/(T12*(1/T13+EV2))
U23=-1-U22

U31=1
U33=T14*(1/T12+EV3)
U32=-1-U33

C CONDICAOES DE CONTORNO

```



```

C      B      + C      =C12(T=0)-C12(EQ)
C      U22 B      + U32 C      = C13(T=0)-C13(EQ)

```

```

C=(U22*(X12-U11)-(X13-U12))/(U22-U32)
B=X12-U11-C

```

```

C      ABUNDANCIAS DEPOIS DE TNEW

```

```

X12=U11+B*U21*EXP(EV2*TNEW)+C*U31*EXP(EV3*TNEW)
X13=U12+B*U22*EXP(EV2*TNEW)+C*U32*EXP(EV3*TNEW)
X14=U13+B*U23*EXP(EV2*TNEW)+C*U33*EXP(EV3*TNEW)

```

```

C      ABUNDANCIAS MEDIAS ENTRE T=0 E T=TNEW

```

```

IF (TNEW.EQ.0) TNEW=0.001

```

```

X12A=U11-B*U21*(1-EXP(EV2*TNEW))/TNEW/EV2-
i      C*U31*(1-EXP(EV3*TNEW))/TNEW/EV3

```

```

X13A=U12-B*U22*(1-EXP(EV2*TNEW))/TNEW/EV2-
i      C*U32*(1-EXP(EV3*TNEW))/TNEW/EV3

```

```

X14A=U13-B*U23*(1-EXP(EV2*TNEW))/TNEW/EV2-
i      C*U33*(1-EXP(EV3*TNEW))/TNEW/EV3

```

```

C      SE O CICLO CN ESTIVER EM EQUILIBRIO, ENTAO ACIONA-SE O

```

```

C      CICLO ON

```

```

C

```

```

IF ((ABS(X14-U13)/U13).LT.EPS) ON=.TRUE.

```

```

RETURN

```

```

END

```

```

SUBROUTINE CALCYIELD(DM,C12NEW,N14NEW,O16NEW,C12C13NEW,

```

```

i XNEW,YNEW,ZNEW,CMS,YIN,ZIN,N14,O16,YX,YY,YZ,YC,YN,YO,MENV,MEND,

```

```

i M,XIN)

```

```

REAL DM,C12NEW,N14NEW,O16NEW,C12C13NEW,

```

```

i XNEW,YNEW,ZNEW,CMS,YIN,ZIN,N14,O16,YX,YY,YZ,YC,YN,YO,MENV,MEND,

```

```

i M,XIN

```

```

IF (MENV.LE.(MEND*1.003)) THEN

```

```

YX=YX+MENV/M*(XNEW-XIN)

```

```

YY=YY+MENV/M*(YNEW-YIN)

```

```

YZ=YZ+MENV/M*(ZNEW-ZIN)

```

```

YC=YC+MENV/M*(C12NEW*(1.+13./12./C12C13NEW)-CMS)
YN=YN+MENV/M*(N14NEW-N14)
YO=YO+MENV/M*(O16NEW-O16)
  ELSE
YX=YX+DM/M*(XNEW-XIN)
YY=YY+DM/M*(YNEW-YIN)
YZ=YZ+DM/M*(ZNEW-ZIN)
YC=YC+DM/M*((1.+13./12./C12C13NEW)*C12NEW-CMS)
YN=YN+DM/M*(N14NEW-N14)
YO=YO+DM/M*(O16NEW-O16)
  ENDF
  RETURN
  END

```

```

FUNCTION DMDTAGB(M,L,R,ETAAGB)
REAL M,L,R,ETAAGB,PMAX,P
C   PERDA DE MASSA SEGUNDO VASSILIADIS-1993
C=3E8
PMAX=250.
P=10.**(-2.07-0.9*ALOG10(M)+1.94*ALOG10(R))
DMDTAGB=10.**(-11.4+0.0125*P)
IF (P.GE.PMAX) THEN
VEXP=MIN(-13.5+0.056*PMAX,15.)
DMDTAGB=L/(C*VEXP)
END IF
C   PERDA DE MASSA SEGUNDO BLOCKER 1995
C   COM COEFICIENTE DE REIMERS = 0.1
DMDTR=0.1*(4E-13)*((L*R)/M)
DMDTAGB=(4.83E-9)*(M**(-2.1))*(L**2.7)*DMDTR
C   PERDA DE MASSA SEGUNDO REIMERS-1978
DMDTAGB=ETAAGB*(4E-13)*((L*R)/M)
RETURN
END

```

```

C   SUBROUTINA DE INTERPOLACAO DE VALORES
FUNCTION F(F1,F2,VAR,VAR1,VAR2)
REAL F,F1,F2,VAR,VAR1,VAR2
F=F1+((F2-F1)*(VAR-VAR1))/(VAR2-VAR1)
RETURN

```

END

FUNCTION MCMIN(MC,M,Z,MCRIT)

REAL M,MC,Z,MCRIT,A1,A2,A3,A4,MCMIN

C RELACAO MC1TP-M SEGUNDO LATTANZIO & KARAKAS(2002)

C

IF (M.LE.MCRIT) THEN

IF ((Z.LE.0.02).AND.(Z.GT.0.008)) THEN

A1=F(0.67266,0.732759,Z,0.008,0.02)

A2=F(0.0657372,-0.0202898,Z,0.008,0.02)

A3=F(-0.1080931,-0.0385818,Z,0.008,0.02)

A4=F(0.0274832,0.0115593,Z,0.008,0.02)

END IF

IF (Z.LE.0.008) THEN

A1=F(0.516045,0.67266,Z,0.004,0.008)

A2=F(0.2411016,0.0657372,Z,0.004,0.008)

A3=F(-0.1938891,-0.1080931,Z,0.004,0.008)

A4=F(0.0446382,0.0274832,Z,0.004,0.008)

END IF

MCMIN=A1+A2*M+A3*M*M+A4*M*M*M

ELSE

MCMIN=A1+A2*M+A3*M*M+A4*M*M*M

MCMIN=MAX(MC,MIN(0.7,MCMIN))

END IF

RETURN

END

PROGRAM WDM

C

C

REAL DMBOLDTMM(80),TTCDD(80),TAGB(80),DELTATK(80)

REAL MBOL(25),DELTAT(1500),NK(10),PK(7),IMFFF(100),T GAL

REAL Z,M(100),IMF,INT,DMBOL(10),MF(100),MMEDIA,SUM,MB(10)

INTEGER A,B,I,W,WW,AA,Q,QQ,E,U,NU(10)

LOGICAL RATIOCO(200)

T GAL=11E9

M(1)=0.8

```

Z=0.02
OPEN(20,FILE='MI-MF.TXT',STATUS='UNKNOWN')
OPEN(21,FILE='WMDM.TXT',STATUS='UNKNOWN')
DO A=1,10,1
NK(A)=0.
END DO
C
SUM=0.
DO I=1,73,1
CALL AGBEVOL(M(I),Z,MF(I))
PRINT*, I,M(I),MF(I)
M(I+1)=M(I)+0.1
END DO
C
DO U=1,7,1
MB(U)=MF(I)
DO A=1,72,1
IF (ABS(MB(U)-(0.4+0.1*U)).GE.ABS(MF(A)-(0.4+0.1*U))) THEN
MB(U)=MF(A)
NU(U)=A
END IF
MB(1)=0.5
END DO
PRINT*, (0.4+0.1*U),M(NU(U)),MB(U),NU(U)
END DO
C
DO AA=1,7,1
MMEDIA=(M(NU(AA))+M(NU(AA+1)))/2.
CALL IMFF((M(NU(AA))+M(NU(AA+1)))/2.,IMFFF(AA),INT)
DMIDMF=(M(NU(AA+1))-M(NU(AA)))/(MB(AA+1)-MB(AA))
NK(AA)=DMIDMF*IMFFF(AA)*(TGAL-TPREAGB(MMEDIA))
PRINT*,NK(AA), (M(NU(AA+1))-M(NU(AA))), (MB(AA+1)-MB(AA))
SUM=SUM+NK(AA)
END DO
C
DO Q=1,7,1
DO QQ=1,IFIX(52.*NK(Q)/SUM),1
write(21,*)(MF(NU(Q))+MF(NU(Q+1)))/2.
END DO
END DO

```



```

END
C *****
FUNCTION TPREGAB(M)
real M,TPREGAB
C SEGUNDO RENZINI \& LAUGHTHIN
TPREGAB=10**(9.921-3.66*ALOG10(M)+1.9697*ALOG10(M)*ALOG10(M)-
i 0.9369*ALOG10(M)*ALOG10(M)*ALOG10(M))
RETURN
END
SUBROUTINE IMFF(M,IMF,INT)
real a1,a2,INT,IMF,M
C BASEANDO-SE NA FUNCAO MASSA INICIAL DE KROUPA ET. AL. 1993
C PODEMOS CALCULAR AS POPULACOES DOS INTERVALOS DE MASSA,
C CONSIDERANDO DELTAM=0.1 MSOL.
A2=0.1557
A1=0.29055
IF ((M.GE.0.1).AND.(M.LT.0.5)) THEN
INT=(a1/(-0.3))*((M+0.1)**(-0.3)-M**(-0.3))
IMF=A1*M**(-1.3)
END IF
IF ((M.GE.0.5).AND.(M.LT.1)) THEN
INT=(a2/(-1.2))*((M+0.1)**(-1.2)-M**(-1.2))
IMF=A2*M**(-2.2)
END IF
IF (M.GE.1) THEN
INT=(a2/(-1.7))*((M+0.1)**(-1.7)-M**(-1.7))
IMF=A2*M**(-2.7)
END IF
RETURN
END
*****
SUBROUTINE AGBEVOL(M,Z,MC1)
C
C "PROGRAMA MODELO AGB"
C
RETURN
END
*****

```

PROGRAM CSLF

REAL MBOLII(80),MBOLCOO(80),MBOLFF(80),DMBOLDTCC(80)

REAL DMBOLDTMM(80),TTCOO(80),TAGB(80),DELTATK(80)

REAL MBOL(25),DELTAT(1500),NK(20),PK(7)

REAL Z,M(72),IMF,INT,DMBOL(10)

INTEGER A,B,I,W,WW,AA,Q,QQ

LOGICAL RATIOCO(200)

M(1)=0.9

Z=0.008

PK(1)=0.704

PK(2)=0.182

PK(3)=0.081

PK(4)=0.031

DMBOL(1)=0.0

DMBOL(2)=0.2

DMBOL(3)=0.4

DMBOL(4)=0.6

OPEN(20,FILE='TEMPO-MBOL.TXT',STATUS='UNKNOWN')

OPEN(21,FILE='MBOL-MI.TXT',STATUS='UNKNOWN')

DO A=1,20,1

NK(A)=0.

END DO

C

DO K=1,4,1

DO I=1,72,1

CALL AGBEVOL(M(I),Z,MBOLII(I),MBOLCOO(I),MBOLFF(I),TTCOO(I),

i TAGB(I),RATIOCO(I))

M(I+1)=M(I)+0.1

END DO

DO A=1,20,1

MBOL(1)=-3.

MBOL(A+1)=MBOL(1)-A*0.2

END DO

C

DO AA=1,72,1

MBOLCOO(AA)=MBOLCOO(AA)+DMBOL(K)

END DO

```

C
W=1
DO A=1,20,1
C
  PARA ESTR. ENTRE MBOL(A) E MBOL(A+1) C
DO B=1,72,1
  DELTAT(W)=0.
C
  PRIMEIRO CASO ONDE MBOLC>MBOL(A) E MBOLC<MBOL2<MBOLF
  IF(RATIOCO(B).EQV..TRUE.) THEN
    DMBOLDTCC(B)=(MBOLFF(B)-MBOLCOO(B))/(TAGB(B)-TTCOO(B))
    DMBOLDTMM(B)=(MBOLCOO(B)-MBOLII(B))/TTCOO(B)
C
  IF ((ABS(MBOLCOO(B)).GT.(ABS(MBOL(A))).AND.(ABS(MBOL(A+1)).GT.
i ABS(MBOLCOO(B))).AND.(ABS(MBOL(A+1)).LT.ABS(MBOLFF(B)))) THEN
    DELTAT(W)=(DMBOLDTCC(B)**(-1.))*(MBOL(A+1)-MBOLCOO(B))
  END IF
C
  SEGUNDO CASO ONDE MBOLF<MBOL(A)<MBOLC E MBOL(A+1)>MBOLF
  IF (((ABS(MBOL(A+1)).GT.ABS(MBOLFF(B))).AND.(ABS(MBOL(A)).GT.
i ABS(MBOLCOO(B))).AND.(ABS(MBOL(A)).LT.ABS(MBOLFF(B)))) THEN
    DELTAT(W)=((DMBOLDTCC(B)**(-1.))*(MBOLFF(B)-MBOL(A))
  END IF
C
  TERCEIRO CASO ONDE MBOLC<MBOL(A)<MBOLF
C
  E MBOLC<MBOL(A+1)<MBOLF
  IF ((ABS(MBOL(A+1)).GT.ABS(MBOLCOO(B)).AND.(ABS(MBOL(A+1))
i .LT.ABS(MBOLFF(B))).AND.(ABS(MBOL(A)).GT.ABS(MBOLCOO(B))).AND.
i (ABS(MBOL(A)).LE.ABS(MBOLFF(B)))) THEN
    DELTAT(W)=((DMBOLDTCC(B)**(-1.))*(MBOL(A+1)-MBOL(A))
  END IF
C
  QUARTO CASO ONDE MBOL(A)<MBOLC E MBOL(A+1)>MBOLF
  IF ((ABS(MBOL(A+1)).GT.ABS(MBOLFF(B))).AND.(ABS(MBOL(A)).LT.
i ABS(MBOLCOO(B)))) THEN
    DELTAT(W)=((DMBOLDTCC(B)**(-1.))*(MBOLFF(B)-MBOLCOO(B))
  END IF
C
  WRITE(20,*)M(B),ABS(MBOL(A)),ABS(MBOL(A+1)),ABS(MBOLCOO(B)),
i ABS(MBOLFF(B)),DELTAT(W),TAGB(B)-TTCOO(B),
C
  DELTAT(W),TAGB(B)-TTCOO(B)
  END IF
  W=W+1
  END DO
  END DO
C

```

```

WW=0
DO I=1,20,1
DO II=1,72,1
CALL IMFF(M(II),IMF,INT)
NK(I)=NK(I)+(M(II+1)-M(II))*INT*DELTAT(WW)*PK(K)
WW=WW+1
END DO
END DO
C
END DO
C
DO Q=1,20,1
WRITE(20,*) (MBOL(Q)+MBOL(Q+1))/2.,NK(Q)
END DO
END
***** C
SUBROUTINE IMFF(M,IMF,INT)
real a1,a2,INT,IMF,M
C BASEANDO-SE NA FUNCAO MASSA INICIAL DE KROUPA ET. AL. 1993
C PODEMOS CALCULAR AS POPULACOES DOS INTERVALOS DE MASSA,
C CONSIDERANDO DELTAM=0.1 MSOL.
A2=0.1557
A1=0.29055
IF ((M.GE.0.1).AND.(M.LT.0.5)) THEN
INT=(a1/(-0.3))*((M+0.1)**(-0.3)-M**(-0.3))
IMF=A1*M**(-1.3)
END IF
IF ((M.GE.0.5).AND.(M.LT.1)) THEN
INT=(a2/(-1.2))*((M+0.1)**(-1.2)-M**(-1.2))
IMF=A2*M**(-2.2)
END IF
IF (M.GE.1) THEN
INT=(a2/(-1.7))*((M+0.1)**(-1.7)-M**(-1.7))
IMF=A2*M**(-2.7)
END IF
RETURN
END
*****

```



```
      SUBROUTINE AGBEVOL(M(I),Z,MBOLII(I),MBOLCOO(I),MBOLFF(I),TTCOO(I),
i TAGB(I),RATIOCO(I))
C
C      'PROGRAMA MODELO AGB"
C
RETURN
END
```