



Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo
Curso de Graduação em Astronomia



Estimativa da População de Estrelas Simbióticas em Galáxias do Grupo Local

Marco Laversveiler

Rio de Janeiro
Dezembro de 2022

Estimativa da População de Estrelas Simbióticas em Galáxias do Grupo Local

Marco Laversveiler

Trabalho de conclusão de curso submetido à Secretaria de Graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Astrônomo.

Orientadora: Denise R. Gonçalves

Rio de Janeiro
Dezembro de 2022

CIP - Catalogação na Publicação

P149e Paiva, Marco Aurelio Laversveiler
Estimativa da População de Estrelas Simbióticas em Galáxias do Grupo Local / Marco Aurelio Laversveiler Paiva. -- Rio de Janeiro, 2023.
89 f.

Orientadora: Denise Rocha Gonçalves.
Trabalho de conclusão de curso (graduação) - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Observatório do Valongo, Bacharel em Astronomia, 2023.

1. Estrelas Binárias: Evolução. 2. Estrelas Simbióticas. 3. Supernovas Ia. I. Rocha Gonçalves, Denise, orient. II. Título.



PROJETO FINAL

RELATÓRIO DA COMISSÃO JULGADORA

ALUNO: Marco Aurélio Laversveiler Paiva (DRE 117091160)

TÍTULO DO TRABALHO: "ESTIMATIVA DA POPULAÇÃO DE ESTRELAS SIMBIÓTICAS EM GALÁXIAS DO GRUPO LOCAL"

DATA DA DEFESA: 13 de janeiro de 2023 às 14:00 h

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA:

Denise Rocha Gonçalves

Dr.^a Denise Rocha Gonçalves – Orientadora/Presidente - OV/UFRJ

Hélio Jacques Rocha Pinto

Dr. Hélio Jacques Rocha Pinto - (OV/UFRJ)

Arianna Cortesi

Dr.^a Arianna Cortesi – (UFRJ)

M. Belén Mari

M.^a M. Belén Mari - (OV/UFRJ)

Marco Grossi

Dr. Marco Grossi - (OV/UFRJ)

CANDIDATO:

Marco Laversveiler

Marco Aurélio Laversveiler Paiva

Rio de Janeiro, 13 de janeiro de 2023.

Prof. Paulo Afrânio Augusto Lopes
Coord. de Grad. do Curso de Astronomia

O presente trabalho foi realizado com apoio da
Fundação Carlos Chagas Filho de Amparo à
Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro – (Brasil)
FAPERJ. Processo E-26/200.584/2020

*À minha mãe que sempre apoiou minhas escolhas e fez de tudo
para que eu chegasse aqui.*

Agradecimentos

Tenho certeza que minha caminhada até esse momento não teria sido possível sem o apoio e companhia de diversas pessoas. Desde criança, meus dois amigos mais próximos, Luan e Mateus, foram, e tem sido, uma das minhas fontes de alegria para seguir a vida ao longo desses anos. Desde saídas pela cidade até em momentos mais complicados. Minha irmã, Amanda, também. Sempre dialogando comigo e trazendo um pouco mais de conforto em casa.

Entrando na graduação conheci diversas pessoas novas, das quais várias entraram fortemente na minha vida. Dessas pessoas, queria, primeiramente, agradecer meus dois orientadores: Riccardo (CBPF) e Denise (Valongo). Minha formação e meu conhecimento não teriam chegado no nível atual sem os dois. Deixo registrado meu carinho pelo Valongo, fico muito feliz de ter passado pela graduação em um ambiente acolhedor. Agradeço a todos os professores que passaram pela minha formação, mesmo que não tenham lecionado diretamente para mim. Afinal, a formação não se dá somente com disciplinas! Além disso, queria demonstrar minha felicidade e respeito a todos os alunos que confiaram em mim como representante discente por dois anos. Dois anos de pandemia e ensino remoto. Não foi fácil, agradeço demais a confiança de vocês!

Por último, não menos importante, queria citar algumas pessoas que me acolheram e me ajudaram a sobreviver durante a graduação. Aos alunos das turmas de 2017 e 2018 que me integraram após minha transferência de curso, principalmente, Júlia, Paulo, Augusto, Kadu, Eric, Micah, Thiago e Natanael. Em diversos momentos difíceis e felizes ao longo de minha trajetória emocionalmente oscilante pelo curso, quatro pessoas fizeram a diferença: Giovanna, Yanna, Belén e Aline; obrigado demais pelas conversas e conselhos! E, claro, não poderia deixar de citar minha amiga do outro lado do planeta, Diana; sempre ao meu lado, dando apoio e me ajudando a atravessar as dificuldades, tanto pessoais quanto acadêmicas.

Escrevo isso no momento que acabo de receber a notícia de que fui aprovado para o mestrado. Esse último período da graduação tem sido realmente puro caos, tanto pela candidatura ao mestrado, quanto por tudo que ainda faltava se feito em relação ao TCC e afazeres de disciplinas nas costas. Deixo registrado aqui que as fofquinhas e *coffee breaks* com Belén e Karyna me ajudaram demais a manter a sanidade mental nessa reta final.

Meu muito obrigado a todos que fizeram parte dessa minha trajetória, reconheço a importância de cada um de vocês!

'Three out of every two stars are in binary systems.'

— Cecilia Helena Payne-Gaposhkin

Resumo

Este trabalho dedica-se ao estudo populacional de estrelas simbióticas (SySt), com o objetivo de encontrar uma forma robusta de estimar tal população na Via Láctea e em galáxias anãs do Grupo Local. SySt são sistemas binários evoluídos, cujas estrelas possuem massas baixas e/ou intermediárias, nos quais uma anã branca (WD) acreta massa de uma estrela gigante. Como essas WDs podem atingir massas próximas à massa de Chandrasekhar (M_{Ch}), SySt são consideradas potenciais progenitoras de supernovas do tipo Ia (SNe Ia). Esse fato motivou-nos a estimar a população de SySt em galáxias de diferentes massas estelares (M_*), desta forma contribuindo para solução do problema de progenitores dessas supernovas. Usando dados observacionais adotamos duas abordagens, uma empírica e outra teórica. Obtivemos que a população SySt na Galáxia tem um valor mínimo de $1,69 \times 10^3$, esperado de $3,23 \times 10^4$ e como limite superior $6,18 \times 10^4$ SySt. Para as galáxias anãs o valor obtido foi de 2 a 4 ordens de grandeza inferior ao valor esperado para a Galáxia, a depender principalmente, dentre outras características, da massa das galáxias. Sobre as SNe Ia obtivemos como resultado geral que as SySt não são as principais progenitoras. Isso se deve ao fato de que a maioria das WDs em SySt possui massas inferiores a $1 M_{\odot}$, já que as taxas de acreção são insuficientes para que alcancem a M_{Ch} . No entanto, encontramos que uma pequena fração da população total de SySt seria progenitora de SNe Ia: na Galáxia $\sim 1,5\%$; e $\sim 3\%$ nas galáxias anãs do Grupo Local – com $M_* \gtrsim 10^7 M_{\odot}$. A partir do cálculo da taxa de formação de SNe Ia com SySt como progenitoras, mostramos que SySt podem ser responsáveis por 0,5–8,0% das SNe Ia ocorridas na Galáxia, além de que a maioria das galáxias anãs do Grupo Local ainda não experimentou SNe Ia provindas de SySt.

palavras-chave: *Estrelas Binárias: Evolução, Estrelas Simbióticas, Supernovas Ia*

Abstract

This work is dedicated to the study of the population of symbiotic stars (SySt), with the goal of finding a robust way to estimate such population in the Milky Way and in dwarf galaxies of the Local Group. SySt are evolved binary systems, whose stars have low and/or intermediate masses, in which a white dwarf (WD) accretes mass from a giant star. As these WDs can reach masses close to the Chandrasekhar mass (M_{Ch}), SySt are considered potential progenitors of type Ia supernovae (SNe Ia). This fact motivated us to estimate the SySt population in galaxies of different stellar masses (M_*), thus contributing to the solution of SNe Ia progenitor's problem. Using observational data we adopted two approaches, one empirical and the other theoretical. We found that the SySt population in the Galaxy has a minimum value of 1.69×10^3 , while its expected and upper limits amount to 3.23×10^4 and 6.18×10^4 , respectively. For the dwarf galaxies, the value obtained was 2 to 4 orders of magnitude lower than the expected value for the Galaxy, depending, among other characteristics, on the mass of the galaxies. Regarding the SNe Ia, we obtained as a general result that the SySt are not the main progenitors. This is due to the fact that most of the WDs in SySt have masses below $1 M_{\odot}$, since the accretion rates are insufficient for them to reach M_{Ch} . However, we found that a small fraction of the total SySt population could be progenitors of SNe Ia: in the Galaxy $\sim 1.5\%$; and $\sim 3\%$ in the Local Group dwarf galaxies – with $M_* \gtrsim 10^7 M_{\odot}$. By calculating the formation rate of SNe Ia with SySt as progenitors, we show that 0.5–8.0% of the SNe Ia in the Galaxy could come from SySt, and that most of the dwarf galaxies of the Local Group have not yet experienced SNe Ia from SySt.

palavras-chave: *Binary Stars: Evolution, Symbiotic Stars, Type Ia Supernovae*

Lista de Figuras

1.1	Alfa Centauri A e B através de um telescópio	16
1.2	Duas simbióticas tipo-D	18
1.3	Representação artística de uma SySt com transbordamento de lóbulo de Roche	19
1.4	Espectros de simbióticas	20
1.5	Características de SySt conhecidas	21
1.6	Curvas de luz e espectro para supernovas Ia	23
2.1	Ciclos CNO-1 e CNO-2	28
2.2	Exemplos de caminhos evolutivos no diagrama HR	29
2.3	Nebulosa da Hélice	33
3.1	Componentes no problema de dois corpos	35
3.2	Geometria de um problema de dois corpos	37
3.3	Curvas de nível para o potencial gravitacional em um sistema binário	39
4.1	Distribuição de simbióticas galácticas como função da distância ao plano galáctico	50
4.2	Perfis funcionais paramétricos encontrados para a distribuição de simbióticas na Galáxia	52
4.3	Testes estatísticos realizados para selecionar a melhor função de distribuição, dentre as escolhidas	52
4.4	Projeção de simbióticas no plano galáctico	54
5.1	Curvas de luz e espectro para supernovas Ia	61
5.2	Razão de massa crítica para estrelas de sequência principal sofrendo transbordamento de lóbulo de Roche	62
5.3	Razão de massa crítica para sistemas com estrelas gigantes passando RLOF	64
5.4	Ilustração dos canais evolutivos	66
5.5	Distribuições e observáveis para binárias na Galáxia	68
5.6	Fração de binárias parametrizada	69
5.7	Comportamento de $f_{evol}(M_1)$ de cada canal evolutivo	70
5.8	Comportamento de $df_{ss}(M_1)/dM_1$ para cada canal evolutivo	70
5.9	Parâmetros livres e composição de WDs em SySt	71
6.1	Relação de massa inicial e final para estrelas de massas entre $0,85$ e $7,5 M_{\odot}$	80
7.1	Populações de SySt	85

Lista de Tabelas

1.1	Frequência de multiplicidade e frequência de companheira na Galáxia . . .	17
4.1	Número esperado de SySt Galácticas estimado por diversos autores	49
4.2	Parâmetros ajustados por maximização de <i>log-likelihood</i>	51
4.3	Parâmetros das elipses de dispersão e densidade numérica de SySt obtida em cada caso	54
4.4	Populações mínimas esperadas de SySt na Galáxia	56
5.1	Contribuição relativa de cada canal evolutivo	72
5.2	Resultado com a composição química de WDs em SySt	72
5.3	População de SySt galácticas resultante do modelo estatístico de evolução binária	73
5.4	Parâmetros observacionais da amostra de galáxias anãs do Grupo Local .	75
5.5	Populações de SySt extragalácticas no Grupo Local	76
6.1	Taxa de formação de SNe Ia e fração da população de SySt progenitora .	81

Abreviações

AGB	Assymptotic Giant Branch (Ramo Assimptótico das Gigantes)
CF	Companion Frequency (Frequência de Companheira)
DD	Double Degenerated (Duplamente Degenerado)
IFMR	Initial-Final Mass Relation (Relação de Massa Inicial-Final)
IMF	Initial Mass Function (Função de Massa Inicial)
MF	Multiplicity Frequency (Frequência de Multiplicidade)
MS	Main Sequence (Sequência Principal)
RGB	Red Giant Branch (Ramo das Gigantes Vermelhas)
PN / PNe	Planetary Nebula / Planetary Nebulae (Nebulosa Planetária / Nebulosas Planetárias)
RLOF	Roche Lobe OverFlow (Transbordamento de Lóbulo de Roche)
SD	Single Degenerate (Singolarmente Degenerado)
SN Ia / SNe Ia	SuperNova Ia / SuperNovae Ia (Supernova Ia / Supernovas Ia)
SySt	Symbiotic System // Symbiotic Star (Sistema Simbiótico // Estrela Simbiótica)
WD	White Dwarf (Anã Branca)
WRLOF	Wind Roche Lobe OverFlow (Transbordamento do Lóbulo de Roche de Vento)

Sumário

1	Visão Geral	15
1.1	Estrelas Binárias e Sistemas de Maior Multiplicidade	15
1.2	Sistemas Simbióticos	18
1.2.1	Espectro e Variabilidade	19
1.2.2	Características Físicas e Orbitais	20
1.3	Supernovas Ia	22
1.3.1	Definição e Características Gerais	22
1.3.2	Processos Físicos	23
2	Evolução Estelar de Estrelas de Massas Baixas e Intermediárias	26
2.1	Sequência Principal	26
2.2	Sub-gigantes e Ramo das Gigantes Vermelhas	28
2.3	Ramo Horizontal e <i>Loops</i>	31
2.4	Ramo Assimptótico das Gigantes	32
3	Dinâmica e Evolução de Sistemas Binários de Massas Baixas e Intermediárias	34
3.1	Dinâmica de Binárias	34
3.1.1	O Problema de Dois Corpos	34
3.1.2	Leis de Kepler em Sistemas Estelares	35
3.2	O Potencial Gravitacional de um Sistema Binário	36
3.3	Evolução Estelar Binária	39
3.3.1	Dinâmica de Transferência de Massa	39
3.3.1.1	Transbordamento de Lóbulo de Roche (RLOF)	39
3.3.1.2	Critérios de Estabilidade e Razão de Massa Crítica	40
3.3.2	Pequena Separação Orbital Inicial	42
3.3.3	Separação Orbital Inicial Média ou Grande	43
3.3.4	Evolução da Secundária e Supernovas Ia	45
3.3.4.1	Modelos Singularmente Degenerados (SD)	46
3.3.4.2	Modelos Duplamente Degenerados (DD)	47
4	População de Estrelas Simbióticas Galácticas: Base Empírica	49
4.1	Distribuição de SySt em Função da Distância ao Plano Galáctico	50
4.2	Densidade Numérica de SySt no Disco Galáctico	53
4.3	Limite Inferior na População de SySt Galácticas	55
5	População de Estrelas Simbióticas: Base Evolução Estelar Binária	57
5.1	Seleção da População Inicial	57
5.2	Evolução Estatística dos Sistemas Binários	59

5.2.1	Canal I	61
5.2.2	Canal II	63
5.2.3	Canal III	65
5.3	Equacionamento da População de SySt	65
5.4	Parâmetros Observacionais e Resultados	67
5.4.1	A Galáxia	67
5.4.2	Galáxias Anãs do Grupo Local	73
6	Estrelas Simbióticas como Progenitoras de Supernovas Ia	78
6.1	Parâmetros do SySt Progenitor	78
6.2	Resultados	80
7	Discussão e Conclusão	83
	Referências Bibliográficas	86

Capítulo 1

Visão Geral

A evolução de estrelas é um dos temas mais ricos da astrofísica moderna, possuindo diversas ramificações e problemas em aberto. Diversos fatores influenciam a evolução de uma estrela isolada, sendo os principais massa e metalicidade. Entretanto, estrelas frequentemente se formam em grupos de duas ou mais, nesses casos a evolução de uma delas pode ter extrema influência na evolução de outra. Estrelas simbióticas são uma possível fase evolutiva para sistemas binários onde as componentes possuem massas baixas e/ou intermediárias e interagem entre si através da troca de massa; sua formação ainda não é muito bem compreendida. Uma interessante possibilidade para esses sistemas simbióticos é dar origem a supernovas do tipo Ia, devido às características do fenômeno simbiótico. Este trabalho de conclusão de curso busca estimar a população de sistemas simbióticos na Galáxia e em galáxias anãs do Grupo Local. Neste capítulo introdutório apresenta-se o estado da arte moderno em estrelas binárias, sistemas simbióticos e supernovas Ia.

1.1 Estrelas Binárias e Sistemas de Maior Multiplicidade

O entendimento de estrelas binárias tem origem na descoberta das ditas estrelas duplas no século XVII, logo após a invenção do telescópio que possibilitou à humanidade expandir seu horizonte celeste. Um bom exemplo no céu do hemisfério sul é o sistema α Crucis que foi descoberto como duplo no ano de 1685. Entretanto, é importante ressaltar que, ao menos no passado, a designação de estrela dupla era dada a qualquer par de estrelas muito próximas no céu, o que não necessariamente implicava estarem ligadas gravitacionalmente.

No quesito nomenclatura, são por muitas vezes nomeadas, e catalogadas, de acordo com sua massa, recebendo o nome do sistema e uma letra maiúscula começando em “A”



FIGURA 1.1. Alfa Centauri A e B através de um telescópio. Os anéis concêntricos não são um fenômeno físico da estrela, são resultado da difração da luz no instrumento óptico, conhecidos como *padrão de Airy*. Daniel Mello – Observatório do Valongo, 2022.

para a estrela de maior massa, “B” para a segunda maior massa, e assim por diante. Por exemplo, as estrelas do sistema Alfa Centauri são chamadas de Alfa Centauri A, Alfa Centauri B e Alfa Centauri C (também chamada de Próxima Centauri). Outra possibilidade é a de chamar a estrela A de primária do sistema, e as outras de secundária, terciária etc. Esta será a nomenclatura padrão utilizada ao longo de todo o texto.

A identificação desse tipo de sistema estelar pode ser feita de diversas maneiras (Benacquista, 2013):

- 1) **IMAGEAMENTO DIRETO:** obtendo uma imagem onde as estrelas possam ser resolvidas¹;
- 2) **VELOCIDADE RADIAL:** identificando uma mudança periódica na posição de linhas atômicas no espectro do sistema (binárias identificadas assim são ditas espectroscópicas);
- 3) **FOTOMETRIA:** medindo variações na curva de luz do sistema ou pela posição no diagrama de cor-magnitude;
- 4) **ASTROMETRIA:** traçando o movimento próprio sinuoso de uma das estrelas ao redor de um ponto que se move constantemente (o centro de massa) ao longo de muitos anos.

Conforme esses sistemas vão sendo descobertos e catalogados, se faz necessária a definição de alguns parâmetros para a sua caracterização. O mais simples desses parâmetros é a fração (ou frequência) de binárias f_{bin} , que determina simplesmente

¹Normalmente é necessário também identificar se as estrelas estão de fato ligadas gravitacionalmente, pois a proximidade entre elas pode ser apenas um efeito de projeção no céu.

a fração de sistemas que são binários – podendo sofrer contaminação de sistemas de mais alta multiplicidade, a depender do método utilizado – em sistemas gravitacionalmente ligados (e.g. galáxias, aglomerados de estrelas etc). Quando tratando de sistemas múltiplos, pode-se definir ainda as frequências de multiplicidade (MF) e de companheira (CF). A primeira define a fração de objetos com multiplicidade maior que 1 (1 = estrelas solitárias); já a segunda define a quantidade de companheiras em relação à toda a amostra, logo pode exceder 100% (Duchêne & Kraus, 2013). Por exemplo, se em uma amostra com 25 sistemas temos 10 sistemas simples, 7 sistemas binários, 5 triplos e 3 quádruplos, temos $MF = (7 + 5 + 3)/25 = 0,6 = 60\%$ e $CF = (1 \cdot 7 + 2 \cdot 5 + 3 \cdot 3)/25 = 1,04 = 104\%$. De maneira aproximada, ambas frequências citadas são funções crescentes da massa da estrela primária, como pode ser observado na tabela 1.1. Multiplicidade, fração de binárias e frequência de companheira caracterizam a abundância de sistemas múltiplos, não só referindo-se à população total de estrelas (MF ou f_{bin}), como também à fração média de objetos por sistema (CF).

A razão de massa, q , pode ser definida de várias formas – pode gerar confusão se não bem definida – sendo uma delas, em sistemas binários

$$q := \frac{M_2}{M_1}, \quad (1.1)$$

onde M_1 e M_2 são as massas da primária e secundária, respectivamente. Outras formas de defini-la são

$$q := \frac{M_1}{M_2}, \quad q := \frac{M_{\text{doadora}}}{M_{\text{companheira}}}, \quad q := \frac{M_{\text{gigante}}}{M_{\text{quente}}}. \quad (1.2)$$

A primeira é bastante utilizada em simulações de evolução de estrelas binárias; a segunda aparece em contextos de transbordamento de lóbulo de Roche (ver capítulo 2), já a terceira é bem comum em artigos que tratam de estrelas simbióticas. Neste trabalho utilizaremos sempre a definição 1.1, a menos que indicado diferentemente. Com essa escolha temos que $0 < q \leq 1$ porque $M_2 \leq M_1$ sempre. Dessa forma, o parâmetro deixa explícito é o quão diferentes serão as evoluções de cada estrela em um sistema, pois a evolução (tempo de evolução) depende altamente da massa inicial das estrelas.

TABELA 1.1. Frequências de multiplicidade e de companheira para vários intervalos de massa da estrela primária em sistemas múltiplos na Galáxia (Duchêne & Kraus, 2013).

Intervalo de Massa M_{\odot}	MF %	CF %
< 0,1	22^{+6}_{-4}	22^{+6}_{-4}
0,1–0,5	26 ± 3	33 ± 5
0,7–1,0	41 ± 3	56 ± 4
1,0–1,3	50 ± 4	75 ± 5
1,5–5,0	≥ 50	62 ± 3
8,0–16,0	≥ 60	100 ± 20
> 16	≥ 80	130 ± 20

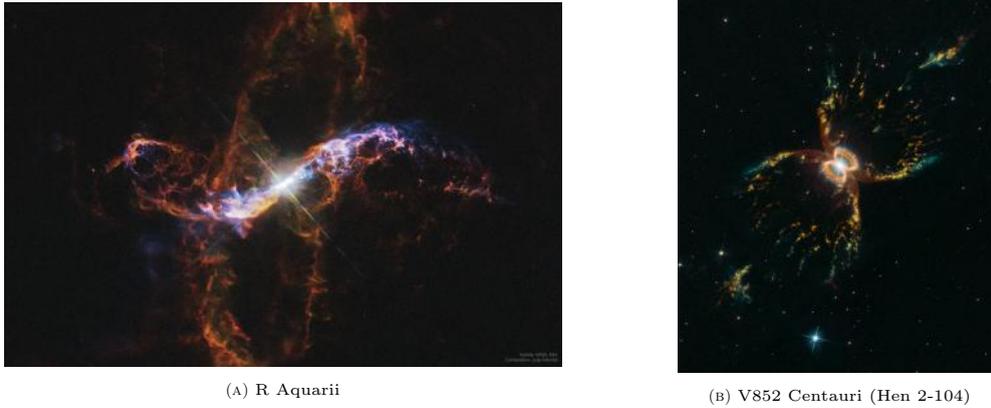


FIGURA 1.2. Duas simbióticas tipo-D. Créditos: (A) Imagem composta (visível/UV e raios-X): Hubble Space Telescope (HST), Chandra X-ray observatory, NASA/ESA, composição Judy Schmidt – $2,7' \times 1,8'$; (B) Visível/UV, HST, NASA/ESA – Space Telescope Science Institute (STScI) – $1,5' \times 2,0'$. Ambas as imagens estão orientadas com o norte para cima e leste para a esquerda.

Vários outros parâmetros influenciam a evolução de estrelas binárias. O capítulo 3 apresenta teorias de evolução estelar binária, portanto mostra como tais parâmetros influenciarão o caminho evolutivo e as classes de objetos resultantes. Estrelas simbióticas estão entre esses objetos. A mensagem importante nesta introdução é que sistemas múltiplos de estrelas são muito comuns. Desta forma, seu estudo é de suma importância para o entendimento da evolução das populações estelares nas galáxias.

1.2 Sistemas Simbióticos

O fenômeno simbiótico é caracterizado por um espectro que aparentemente apresentava características conflitantes: He ionizado e temperaturas efetivas de 2000 K (Merrill & Humason, 1932). Atualmente entende-se que estrelas simbióticas (ou sistemas simbióticos – SySt) são sistemas binários e velhos. Constituem-se normalmente de duas componentes, uma fria e outra quente. A componente fria é uma estrela do ramo das gigantes vermelhas (RGB) ou do ramo das gigantes assintóticas (AGB), fases evolutivas já tardias de estrelas de massas entre $\sim 0,8-8,0 M_{\odot}$ ². Já a componente quente é uma anã branca³ (WD), o remanescente da categoria de estrelas citadas anteriormente após completarem sua evolução. O fenômeno simbiótico é então entendido como a acreção de material pela WD provindo da gigante (Figura 1.3), através de ventos estelares e/ou por transbordamento do lóbulo de Roche (*Roche lobe overflow* – RLOF) ou transbordamento de vento (*wind Roche lobe overflow* – WRLOF). A este acrescenta-se a ionização

²Estrelas com massas menores que $0,8 M_{\odot}$ também evoluem em gigantes, entretanto dada a idade atual do Universo, ainda não tiveram tempo suficiente para tal.

³Existem algumas poucas exceções em que a componente quente é uma estrela de nêutrons ou uma anã de sequência principal, ou em que a componente fria é uma supergigante amarela.

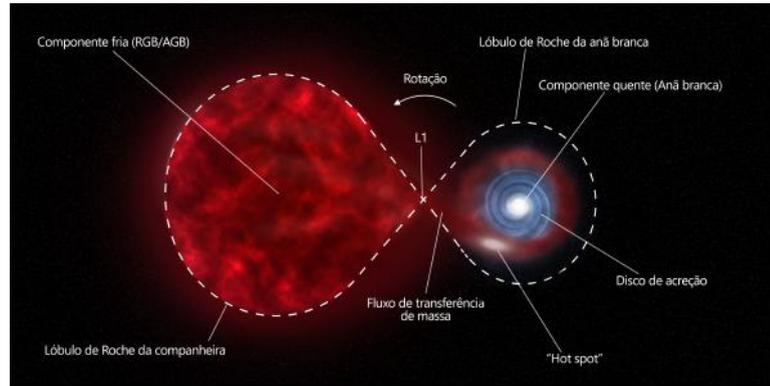


FIGURA 1.3. Representação artística de uma SySt com transbordamento de lóbulo de Roche (Luan Garcez de Oliveira).

da nebulosa que se forma ao redor do sistema (pela componente quente), devido aos ventos da gigante e a troca de material.

1.2.1 Espectro e Variabilidade

Sistemas simbióticos podem ser identificados a partir de algumas características bem evidentes. 1) Na banda azul e ultravioleta: um contínuo com linhas de emissão Balmer⁴ e linhas de emissão de elementos ionizados como He II e [O III]. 2) Já na banda vermelha e infravermelha: um contínuo típico de gigante vermelhas com linhas de absorção características como de monóxido de titânio (TiO) e outros metais neutros (Mikołajewska, 2003). Dois exemplos de espectros são apresentados na Figura 1.4. Isso representaria uma SySt “típica”. Entretanto, essa classe de objetos apresenta alguns desvios notáveis, de forma que podem ser categorizados em ao menos dois grupos distintos: SySt tipo-S ou tipo-D.

Baseada em Webster & Allen (1975) e Allen & Glass (1975) tal categorização é feita com dados no infravermelho próximo (NIR). Estrelas simbióticas tipo-S (*stellar*) possuem temperatura efetiva (T_{eff}) de 3000–4000 K, indicando a presença de uma atmosfera estelar de gigantes de tipo espectral entre G e M. Já as tipo-D (*dusty*) possuem $T_{\text{eff}} \sim 700\text{--}1000$ K, indicando a presença de um envoltório circunstelar de poeira; normalmente componentes frias de SySt tipo-D são variáveis tipo Mira.

Embora possam ser divididas em classes de acordo com suas características mais brutas, é sempre bom enfatizar que SySt pertencem à classe de estrelas variáveis. Dessa forma, não existe uma lista de critérios rígidos a serem seguidos para se classificar um objeto como SySt, embora haja sim como associar novos objetos com a classe simbiótica, através de sistemas protótipos. Como apontado por Kenyon (2009):

⁴Transições eletrônicas entre um nível n e o nível 2 atômicos do hidrogênio.

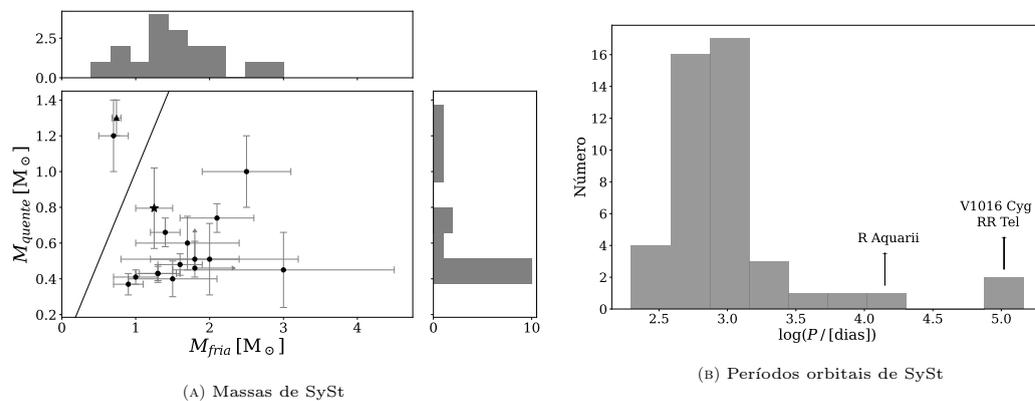


FIGURA 1.5. Características de SySt conhecidas. (A) SySt com massas de ambas as componentes estimadas. Os pontos são de Belczyński et al. (2000). As setas indicam SySt em que apenas um limite de massa foi estimado. A estrela e o triângulo indicam, respectivamente, as SySt R Aquarii (Gromadzki & Mikołajewska, 2009) e RS Ophiuchi (Brandi et al., 2009). A linha sólida indica a função identidade ($M_{\text{quente}} = M_{\text{fria}}$). (B) Períodos orbitais conhecidos de SySt. Compilação de dados de Belczyński et al. (2000); Mikołajewska (2003); Gromadzki & Mikołajewska (2009); Brandi et al. (2009); Hinkle et al. (2006, 2013, 2019); Fekel et al. (2006, 2008, 2010, 2015, 2016).

conhecidas (figura 1.5a), as componentes quentes possuem um pico pronunciado em $\sim 0,5 M_{\odot}$, já as componentes frias possuem um pico mais largo na região entre $\sim 1-2 M_{\odot}$.

A grande maioria dos SySt tipo-S possuem períodos orbitais entre ~ 200 e 1000 dias, já SySt tipo-D possuem órbitas muito mais longas. De acordo com Mikołajewska (2003) as componentes em SySt tipo-D precisam ter uma separação mínima, tal que permita a condensação de poeira. Dessa forma, considerando que o raio de condensação de poeira seja $\gtrsim 5 R_{\text{Mira}}$, onde $R_{\text{Mira}} \approx 1,7 \text{ UA}$ (Woodruff et al., 2004), tem-se que a separação entre as componentes é de pelo menos $a \gtrsim 2 \times (5 R_{\text{Mira}}) \approx 17 \text{ UA}$. Logo, tomando $M_{\text{quente}} + M_{\text{fria}} = 2 M_{\odot}$ como aproximação, SySt tipo-D teriam períodos orbitais $\gtrsim 50$ anos (terceira lei de Kepler). A Figura 1.5b mostra a distribuição de períodos orbitais para SySt. É importante notar que, com exceção de R Aquarii, RR Tel e V1016 Cyg, o restante das simbióticas na distribuição são tipo-S. Isso decorre do fato de que determinar o período orbital de SySt tipo-D é mais complicado e requer muito mais épocas observadas. Dessa forma, é esperado que esta distribuição tenha um segundo pico ao redor do valor $\log(P) \sim 4-5$.

Alguns SySt apresentam variações elipsoidais em suas curvas de luz, o que seria um indicativo de que a componente fria foi distorcida por forças de maré (Mikołajewska, 2003). Tal fenômeno pode indicar que a componente preenche, ou quase preenche, seu lóbulo de Roche abrindo a possibilidade de transferência de material via RLOF ou WRLOF.

Aparentemente, uma minoria de SySt possuem WDs massudas ($M_{\text{quente}} \gtrsim 1,0 M_{\odot}$), esses sistemas são favoritos como progenitores de supernovas Ia, como será apresentado ao longo do texto.

1.3 Supernovas Ia

Explosões de supernovas em galáxias estão entre os eventos mais luminosos. São classificadas de acordo com seus espectros e curvas de luz. Supernovas do tipo Ia (SNe Ia) estão associadas a uma população estelar velha e de baixa massa, diferentemente de supernovas tipo II ou tipo Ib/Ic que advém de estrelas massudas. Supernovas Ia, assim como qualquer supernova, estão associadas ao enriquecimento químico de galáxias. Além disso, formam uma espécie de “vela padrão” para a cosmologia, pois possuem curvas de luz com certo grau de homogeneidade. Devido a este fato, foram utilizadas para medir a taxa de expansão do Universo, levando à descoberta da expansão acelerada e da primeira evidência direta do conceito moderno de energia escura na década de 1990 (e.g. Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999).

No desenvolvimento deste trabalho, o foco será na evolução de sistemas binários para formação de SySt, e em como tais sistemas poderiam produzir SNe Ia, constituindo uma fração dos progenitores deste tipo de supernova. As próximas seções (1.3.1 e 1.3.2) são baseadas em Hillebrandt & Niemeyer (2000).

1.3.1 Definição e Características Gerais

Desde Baade & Zwicky (1934) sabe-se da existência de uma diferenciação entre eventos de novas e supernovas. Porém, supernovas até a época eram uma classe de fenômeno muito pouco compreendida, com poucos dados e muito poucos espectros. Somente em 1940 se tornou evidente que existiam ao menos duas classes de supernovas, com a detecção de SN 1937c na galáxia NGC 4725. Minkowski (1940) então introduz nomenclaturas para diferenciar supernovas, classificando como tipo I aquelas sem H no espectro, e em tipo II aquelas com H. No entendimento atual, todas as subcategorias de supernovas tipo I e II, exceto Ia, estão associadas ao colapso do núcleo de uma estrela de alta massa, quando este não consegue mais suportar a estrela através da fusão termonuclear (Turatto, 2003).

Os espectros de SNe Ia apresentam linhas de emissão de elementos neutros e com baixo grau de ionização como Si, Ca, Mg, S, Fe e O próximo de seu máximo em luminosidade. Outras linhas, proibidas, começam a aparecer algumas semanas após o máximo

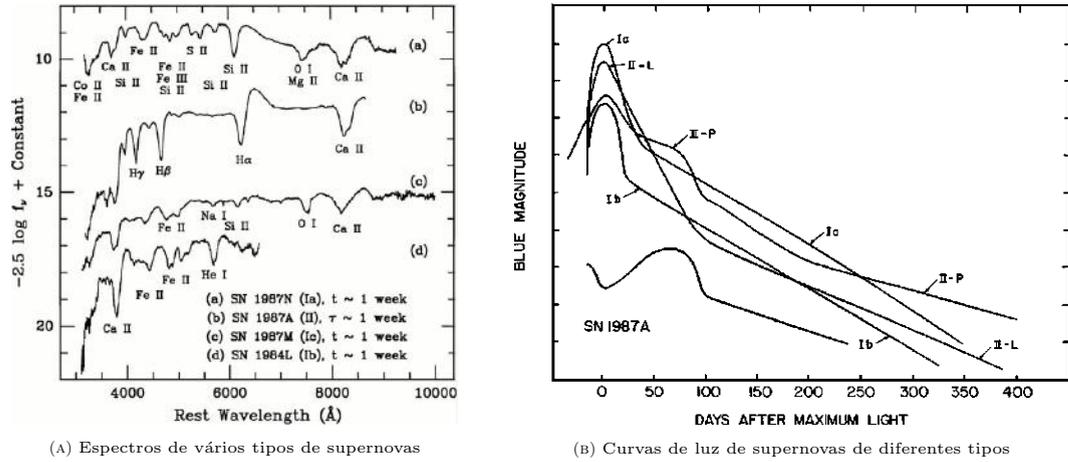


FIGURA 1.6. (A): Espectros de vários tipos de supernovas e suas características. (B): Curvas de luz de supernovas de diferentes tipos. SNe Ia representadas pela curva do topo, sendo a escala vertical a magnitude absoluta visual B, apenas de referência relativa entre os tipos de supernovas. Ambas as imagens foram retiradas de Filippenko (1997).

na curva de luz e se tornam dominantes com o tempo, como Fe II, Fe III e Co III. A diminuição da intensidade das linhas de ^{56}Co com o tempo e suas intensidades relativas às de ^{56}Fe evidenciam o decaimento radioativo em cadeia $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, que dá forma às curvas de luz. A aparência destas curvas de luz depende dos processos de transporte radiativo ocorrendo durante o fenômeno. A Figura 1.6 mostra o comportamento de curvas de luz de supernovas, assim como seu espectro quando comparado com outros tipos de supernovas. Tais curvas de luz apresentam variação a depender do tipo de galáxia onde a supernova ocorreu. Em galáxias elípticas, em média, as curvas de luz são mais “rápidas” e menos brilhantes, se comparadas com SNe Ia em galáxias espirais. A questão importante é que curvas de luz de SNe Ia mostram um padrão em termos de máximo de brilho e escala de tempo de decaimento, tornando-as apropriadas para medir distâncias – velas padronizáveis.

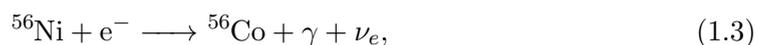
1.3.2 Processos Físicos

É esperado que SNe Ia sejam o resultado da explosão termonuclear de uma anã branca (WD) a partir da ignição de carbono por algum processo físico relacionado, direta ou indiretamente, com a acreção de material de um objeto companheiro. Nesse contexto, “ignição” significa a produção de uma cadeia de reações termonucleares fora do equilíbrio, levando à explosão do objeto. Por esse motivo, SNe Ia também são chamadas supernovas termonucleares.

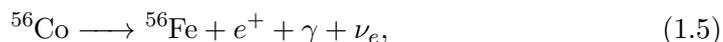
O processo de nucleossíntese durante a supernova pode ser descrito da seguinte maneira (Panov et al., 2018): a) o carbono presente na WD entra em ignição, assim ocorre a fusão termonuclear de carbono e oxigênio com outras partículas carregadas presentes;

b) após o fim dos processos α (i.e., captura de ^4He e formação de núcleos mais pesados) e com a diminuição da taxa da nucleossíntese, devido ao decréscimo de temperatura e densidade, a produção de novos elementos se dá pela captura rápida de nêutrons (processo r). No balanço, SNe Ia produzem principalmente elementos do pico do ferro (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co e Ni).

Como já indicado na seção anterior, o principal mecanismo do qual resulta a forma das curvas de luz de SNe Ia é o decaimento radioativo do ^{56}Ni . Após a nucleossíntese da supernova espera-se que grandes quantidades de ^{56}Ni sejam produzidas. Entretanto, ^{56}Ni é instável e decai por captura eletrônica



onde γ representa um fóton, e ν_e um neutrino do elétron. A meia vida do processo é de $t_{1/2} = 6,10$ dias. Por sua vez ^{56}Co também é instável e pode decair por dois processos distintos: captura eletrônica (81%) ou decaimento β^+ (19%). O isótopo resultante, ^{56}Fe , é estável (Nadyozhin, 1994):



ambos os processos possuem meia vida $t_{1/2} = 77,12$ dias.

Com o aumento de dados se tornou evidente que existe uma certa diversidade de SNe Ia, o que pode indicar diferentes objetos progenitores, diferentes mecanismos de explosão, ou ambos. Atualmente, modelos de ignição de SNe Ia são divididos em dois grandes grupos: modelos SINGULARMENTE DEGENERADOS (SD) e DUPLAMENTE DEGENERADOS (DD). A principal diferença entre esses dois grupos de modelos é o número de WDs presentes. Em modelos SD, uma WD acreta material de uma estrela companheira o que a leva a ignição do carbono por algum mecanismo nuclear direta ou indiretamente associado ao ganho de massa. Já em modelos DD, a supernova é produzida pela coalescência de duas WDs.

Evidências observacionais acerca da energia liberada e de algumas características espectrais das SNe Ia indicam que a WD progenitora não pode ser constituída de He (como elemento primário) e que é de massa relativamente alta ($\sim 1,0\text{--}1,4 M_\odot$), logo trata-se de um remanescente estelar de estrelas de massas iniciais $\sim 5,0\text{--}8,0 M_\odot$ (Cummins et al., 2018). De qualquer forma, ainda não há um consenso a respeito do tipo de mecanismo/sistema estelar que produz as SNe Ia, sendo SySt potenciais progenitores dessas supernovas.

O objetivo deste trabalho é encontrar formas robustas de estimar a população de SySt no Grupo Local de galáxias, além de estimar a fração destas que possui as características mínimas para serem consideradas progenitoras de SNe Ia. O capítulo 3 trata da evolução de sistemas binários, com foco em SySt para formação de SNe Ia. Há, ao final do capítulo, uma seção que trata dos modelos de formação de SNe Ia.

Capítulo 2

Evolução Estelar de Estrelas de Massas Baixas e Intermediárias

Para entender como sistemas binários evoluem, primeiro estudaremos como estrelas evoluem individualmente, e então encaixaremos tal evolução na estrutura e dinâmica de binárias. Nos restringiremos a evolução de estrelas de massas baixas e intermediárias, uma vez que SySt são provenientes de estrelas nesse intervalo de massa. Este capítulo é baseado no livro *Stellar Structure and Evolution* – Kippenhahn et al. (2012).

2.1 Sequência Principal

A evolução de uma estrela começa com o início de sua formação em nuvens moleculares; aglomerados de gás interestelar suficientemente denso para bloquear a maior parte do espectro visível, e frio o suficiente para permitir a formação de moléculas – basicamente H_2 e CO. Algumas regiões dessas nuvens podem se tornar instáveis e começar um processo de colapso gravitacional, quando satisfazem o critério de Jeans. Essas regiões, por sua vez, se fragmentam em pequenos núcleos ainda mais densos que darão origem a estrela, quando atingirem em suas regiões centrais as condições necessárias para a fusão termonuclear do hidrogênio. Quando um objeto chega nesse estágio, dizemos que o mesmo é uma estrela na sequência principal (MS).

Na MS, a estrutura da estrela está em equilíbrio hidrostático, isto é, pressão interna e gravidade se equilibram. Matematicamente temos

$$\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial m} = -\frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{Gm}{r^2} + \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \right), \quad (2.1)$$

onde $m \equiv m(r)$, \mathcal{P} é a pressão, e o termo relacionado ao tempo pode ser considerado nulo em primeira aproximação, mas se torna extremamente importante conforme a estrela deixa a MS. A fusão do ^1H em ^4He é a fonte de energia da estrela durante a sequência principal, entretanto as cadeias de fusão termonuclear não são as mesmas para qualquer estrela, possuindo dependência na massa. Existem dois grupos de cadeias de fusão: 1) p-p; 2) ciclo CNO.

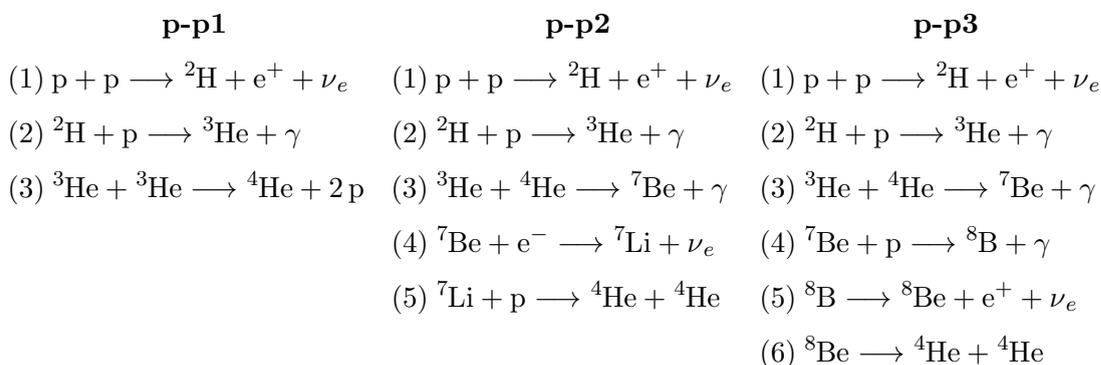
A cadeia p-p toma o nome da sua primeira, e principal, reação termonuclear, a fusão de dois prótons e formação de deutério (^2H):



Tal reação é extremamente improvável, devido à barreira Coulombiana ser muito grande entre os dois prótons. Por esse, e outros motivos, a reação possui uma seção de choque muito pequena, sendo relativamente lenta. Com o deutério formado, a próxima reação da cadeia possui uma seção de choque muito maior, logo é mais provável. Com isso temos a formação do ^3He :



Uma vez que ^3He é produzido, a formação de ^4He pode ocorrer de várias formas diferentes. As três principais ramificações da cadeia p-p são:



A cadeia p-p1 é dominante para $T_c < 18 \times 10^6$ K, a p-p2 para $T_c = 18-25 \times 10^6$ K, e a p-p3 para $T_c > 25 \times 10^6$ K, sendo T_c a temperatura da região central. Tais cadeias são dominantes em estrelas até $\sim 1,3 M_\odot$.

Nas estrelas de massas $M \gtrsim 1,3 M_\odot$, a produção de ^4He a partir de ^1H ocorre pelo ciclo CNO. Esse ciclo produz ^4He usando C, N e O como catalisadores na fusão de H. Assim como na cadeia p-p, o ciclo CNO também possui diferentes ramificações, as quais serão mais ou menos dominantes, a depender da temperatura no centro da estrela. A figura 2.1 apresenta um panorama do funcionamento dos ciclos CNO-1 e CNO-2.

As formas de produção de energia comentadas anteriormente se relacionam com a estrutura da estrela da seguinte maneira:

$$\frac{\partial \ell}{\partial m} = \varepsilon_n - \varepsilon_\nu - c_P \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \ln(\rho)}{\partial \ln(T)} \right)_P \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

onde ℓ representa a luminosidade, c_P o calor específico à pressão constante, T a temperatura, ρ a densidade, ε_n a energia produzida pelas reações nucleares, e $-\varepsilon_\nu$ a energia perdida pelos neutrinos. Dessa forma, do lado direito da equação, temos o balanço com a produção de energia nuclear (primeiro termo), perda por neutrinos (segundo termo), variação da temperatura (terceiro termo), e variação da pressão (quarto termo).

2.2 Sub-gigantes e Ramo das Gigantes Vermelhas

A evolução pós-sequência principal difere, a depender se a estrela é de massa baixa ou intermediária; alteração significativa na estrutura da estrela que separa os intervalos de massa.

Estrelas de baixa massa são definidas no intervalo $0,5 M_\odot \lesssim M \lesssim 2,3 M_\odot$. Possuem núcleos radiativos se $0,5 M_\odot \lesssim M \lesssim 1,3 M_\odot$, ou pequenos núcleos convectivos se $1,3 M_\odot \lesssim M \lesssim 2,3 M_\odot$. Suas densidades centrais são muito altas desde a MS – no Sol, por exemplo, $\rho_c \approx 1,6 \times 10^2 \text{ g cm}^{-3}$ – o que implica que a degenerescência do material nuclear é importante. Tais estrelas passam por uma transição suave entre a fusão do H em seu núcleo, na MS, e a fusão de H em uma camada que engloba o núcleo inerte de He formado ao final da MS. O núcleo vai lentamente ganhando massa, proveniente da fusão de H nesta camada, e contraindo em uma escala de tempo nuclear. E como o núcleo

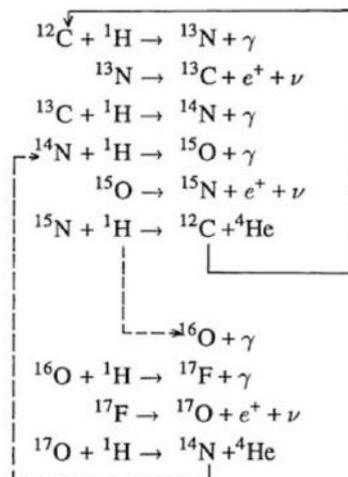


FIGURA 2.1. Ciclos CNO-1 (parte superior) e CNO-2, conectado ao CNO-1 pelas setas tracejadas Kippenhahn et al. (2012).

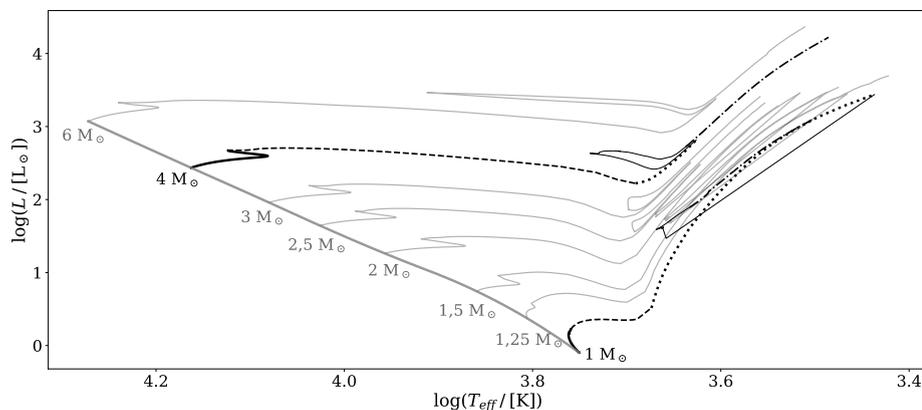


FIGURA 2.2. Exemplos de caminhos evolutivos no diagrama HR estrelas de massas baixas e intermediárias, metalicidade $Z = 0,014$ e sem rotação. Para os casos destacados (1 e $4 M_{\odot}$) a linha sólida grossa indica a sequência principal; a linha tracejada, a fase de sub gigante; a linha pontilhada, o ramo das gigantes vermelhas; a linha sólida fina, o ramo horizontal (para baixa massa) ou o loop (para massa intermediária); e a linha pontilhada-tracejada, o ramo assintótico das gigantes. Outros caminhos evolutivos são apresentados como comparação entre os destacados. A sequência principal, generalizada para vários valores de massa, é apresentada como uma curva sólida grossa cinza. Reproduzido com dados de Lagarde et al. (2012).

de He está, e continua, degenerado, tal contração não causa o aumento de temperatura no núcleo. Dessa forma, a estrela evolui com um equilíbrio térmico entre a camada que funde H e o núcleo. Isso implica que a temperatura do núcleo é a mesma daquela da fusão de H ($\sim 10^7$ K), logo longe da temperatura de fusão do ^4He ($\sim 10^8$ K). Durante o processo descrito acima, a luminosidade da estrela aumenta e sua temperatura diminui. No diagrama HR (Figura 2.2) a estrela se move para cima (maior luminosidade) e para a direita (menor temperatura). Tal percurso para a direita marca a fase de sub gigante.

No diagrama HR, a estrela para de se deslocar para a direita quando chega próxima à região deste que define estrelas completamente convectivas. O envoltório da estrela começa a expandir, aumentando enormemente sua luminosidade e esfriando sua fotosfera. É dito que esta alcançou o ramo das gigantes vermelhas (RGB). Seu envoltório é convectivo e muito profundo, ao ponto que começa a levar para a superfície material proveniente das reações nucleares. Tal fenômeno é chamado de primeira dragagem, sendo observado como um aumento na abundância, na atmosfera da estrela, de produtos das reações nucleares ocorridas no centro. Com o aumento de massa o núcleo esquenta. Isso acontece por dois motivos, o primeiro é o aumento da temperatura na camada que funde H, o segundo é devido à contração do núcleo em resposta ao aumento de massa, liberando energia gravitacional. Os processos indicados esquentam a zona de transição – entre o núcleo degenerado e a camada – esquentando então o núcleo devido ao equilíbrio térmico.

Todos os efeitos citados, controlados pelo aumento da massa do núcleo, fazem com que sua região central eventualmente alcance a temperatura de fusão termonuclear do

${}^4\text{He}$. Como a matéria no núcleo está degenerada, essa fusão acontece de forma instável, liberando muita energia em muito pouco tempo. Essa energia contribui com o aumento da temperatura no núcleo, entretanto este não expande nem contrai, devido à degenerescência, logo sua densidade é mantida constante e toda a energia produzida vai para a energia interna do núcleo. O processo é chamado de *flash* do hélio, uma vez que a luminosidade do núcleo alcança $\sim 10^{11} L_{\odot}$ por alguns segundos. O processo de aumento da temperatura, com densidade constante, resulta na remoção da degenerescência do núcleo, devido às condições superarem (ou serem equivalentes) aquelas da temperatura de Fermi. Quando isso acontece, o aumento da temperatura agora faz com que o núcleo se expanda, o que conseqüentemente estabiliza a fusão do ${}^4\text{He}$, cessando o aumento de temperatura. A estrela então deixa de ser RGB.

Para estrelas de $M \gtrsim 2,3 M_{\odot}$ a situação é bem diferente. Essas estrelas possuem núcleos convectivos grandes, se comparados com as estrelas de baixa massa, entretanto muito menos densos, o que implica que estão bem longe da condição de degenerescência. A convecção e a fusão do H na região central cessam de forma relativamente abrupta, conforme a estrela alcança o fim da MS. Nesse estágio a estrela possui um núcleo de hélio inerte, não degenerado – que tende a se tornar isotérmico na ausência de uma fonte de energia – e uma camada ao seu redor onde ocorre a fusão do H. A massa do núcleo continua crescendo até que o limite de Schönberg-Chandrasekhar¹ seja atingido, e, com isso, a estrela vai se movimentando para a direita no diagrama HR. Quando o limite é atingido, a posição da estrela no diagrama HR atinge um máximo, e esta passa por uma fase de evolução muito acelerada e fora do equilíbrio, se deslocando para a direita e para baixo no diagrama HR, em direção ao ramo das gigantes vermelhas. Tal processo marca a fase de sub gigante destas estrelas, sendo acelerado ao ponto que não se espera observar qualquer estrela nesta fase. Em diagramas HR para aglomerados (não muito velhos) é possível notar um vazio nesta região, chamado de vão de Hertzsprung.

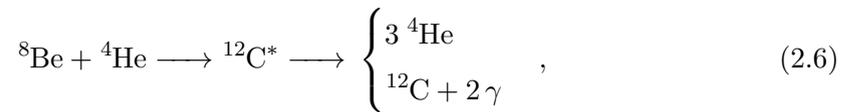
Durante a fase de não equilíbrio, temos o núcleo da estrela e seu envoltório passando por processos inversos. O núcleo contrai, o que libera energia que faz com que seu envoltório comece a expandir. O processo de contração do núcleo faz com que sua temperatura aumente (devido à não-degenerescência do material) até que as condições de fusão termonuclear sejam atingidas. A fusão do ${}^4\text{He}$ produz uma nova fonte de energia interna, que então estabiliza a contração do núcleo e a estrela alcança o equilíbrio hidrostático novamente. No diagrama HR a estrela agora se encontra próxima à linha de Hayashi; é agora uma gigante vermelha e evolui rapidamente até um máximo de luminosidade.

¹Limite máximo de massa para um núcleo de He inerte, isotérmico, não degenerado, que suporta um envoltório.

Essas gigantes vermelhas, como no caso das de baixa massa, também possuem envoltórios convectivos de H muito profundos, trazendo para superfície da estrela produtos dos processos nucleares do passado. Logo, elas também experimentam o fenômeno da primeira dragagem. No núcleo, a fusão termonuclear do ${}^4\text{He}$ segue estável, através do processo triplo alfa. Neste processo nuclear, primeiro temos a fusão de dois núcleos de ${}^4\text{He}$ (partículas alfa) em ${}^8\text{Be}$



que é uma reação de ressonância, entretanto ${}^8\text{Be}$ é altamente instável e decai rapidamente ($\sim 10^{-16}$ s) em duas partículas alfa. De qualquer forma, o interior da região central da estrela é extremamente quente e denso, fazendo com que o livre caminho médio das partículas seja extremamente pequeno, logo a probabilidade de que o ${}^8\text{Be}$ encontre outra partícula alfa antes de decair são aumentadas. Além disso, a fusão entre ${}^8\text{Be}$ e ${}^4\text{He}$ também é facilitada por ressonância com um estado de excitado do ${}^{12}\text{C}$, chamado de estado de Hoyle:



que também é instável e decai – quase sempre – novamente em três ${}^4\text{He}$. Em uma pequena fração desses decaimentos ($\sim 0,041\%$) o núcleo é desexcitado com a emissão de fótons, produzindo então o estável ${}^{12}\text{C}$. Depois que uma suficiente abundância de ${}^{12}\text{C}$ se acumulou no núcleo, reações de captura de ${}^4\text{He}$ começam a ocorrer:



A abundância final de C, O e Ne no núcleo dependerá da taxa com que as reações acima ocorrem, somadas ao esgotamento de ${}^4\text{He}$ no núcleo.

2.3 Ramo Horizontal e *Loops*

Em estrelas de baixa massa, a transição entre o *flash* do hélio e a região do ramo horizontal (HB) é abrupta. Já no HB, a estrela possui um núcleo convectivo e funde ${}^4\text{He}$ através do processo triplo alfa – como nas reações indicadas na seção anterior – de forma lenta e estável. A estrela ainda possui a camada de H, alimentando o núcleo com He. Depois de algum tempo um núcleo de carbono-oxigênio terá se formado, e então a região de fusão termonuclear do He migra do núcleo para uma camada; agora a estrela possui duas camadas realizando fusão. Esta parte da evolução no HB é mais acelerada e, além

disso, as estrelas passam por episódios de instabilidade, produzindo variabilidade (e.g. estrelas BL Herculis). De modo geral, a evolução no HB faz com que estrelas tendam a mais alta luminosidade e raio, aumentando a massa de seu núcleo (e mudando sua composição), e novamente se deslocando na direção da linha de Hayashi.

Já no caso das estrelas de massa intermediária, elas produzem estrelas ditas variáveis Cefeida, quando cruzam uma zona de instabilidade no diagrama HR; o momento que realizam um *loop*, após a fase RGB. Essas estrelas são gigantes e vibracionalmente instáveis. Além disso, possuem uma relação bastante conhecida entre suas luminosidades médias e seus períodos de pulsação (Leavitt, 1912). O loop pode acontecer mais de uma vez, mas terminam quando todo o hélio do núcleo foi processado em C e O. Então a região de fusão de He se move para uma camada acima do núcleo, assim como no caso de baixa massa, e a estrela passa a possuir duas cascas em fusão, uma para H e uma para He. De uma forma geral, a evolução também se encaminha para uma estrela de mais alta luminosidade e próxima à região da linha de Hayashi.

2.4 Ramo Assimptótico das Gigantes

Quando as estrelas alcançam a região próxima da de estrelas completamente convectivas novamente, dizemos que as mesmas são gigantes do ramo assimptótico (AGB). Nesse momento, tanto estrelas de baixa massa, quanto de massa intermediária, possuem duas camadas que realizam fusão termonuclear se deslocando radialmente em direção à fotosfera, uma de H e outra de He – que se torna instável.

Com o passar do tempo, a temperatura na camada de H cai ao ponto em que a fusão cessa, resultado de seu deslocamento radial. Esse estágio é classificado como AGB inicial (*early AGB* – E-AGB), e em estrelas com $M \gtrsim 4 M_{\odot}$ o envoltório externo pode atingir a região de transição entre H e He, causando uma segunda dragagem. Entretanto, a camada de He continua a se mover radialmente e, eventualmente, encontra o fundo do envoltório de H. Como as temperaturas de fusão do H e do He diferem em uma ordem de grandeza, tal “encontro” faz com que a fusão de H seja retomada e a estrela novamente possui duas camadas em fusão. Nesse momento a produção de energia pela fusão de He se torna instável, a estrela entra em uma fase de instabilidade secular, causada pela interação entre as duas camadas. Tal estágio é marcado por pulsações do núcleo e do envoltório estelar, chamado de AGB termicamente pulsante (*thermally pulsing AGB* – TP-AGB).

A instabilidade na camada de He leva a um aumento de temperatura, o que então a faz expandir – esta e camadas superiores – assim abaixando a temperatura na camada

de H. O efeito possui uma resposta positiva, no sentido que a temperatura faz a camada expandir, a expansão aumenta a instabilidade, aumentando a temperatura. Tal processo continua até que a camada tenha atingido um limite de expansão, retirando a instabilidade da camada. Logo, toda a região começa a contrair novamente, o que libera energia gravitacional e aquece a camada de H novamente, aumentando sua produtividade. A contração continua até que a camada de He se torne novamente instável, o que leva ao mesmo ciclo de instabilidade-estabilidade. Durante os pulsos, as luminosidades do núcleo e fotosfera variam inversamente; a luminosidade do núcleo aumentando devido o aumento da produção de energia, e, ao mesmo tempo, a luminosidade superficial diminui.

A quantidade de pulsos e o período entre cada um depende da massa total da estrela e da massa de seu núcleo; sendo mais frequentes e, em maior número, em estrelas de mais alta massa. Entretanto, a variabilidade na fotosfera da estrela é mais afetada quanto menor a massa da estrela, pois tais instabilidades ocorrem muito mais próximas à superfície. Além disso, o período entre os pulsos, e suas amplitudes relativas, vão sendo modificados com o tempo, devido à mudança na composição química nas regiões que englobam as camadas (produção de N e F, por exemplo).

Por último, e não menos importante, é necessário notar que a perda de massa em estrelas AGB é extremamente pronunciada, variando de $\sim 10^{-8}$ à $10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Tal perda de massa forma regiões circunstelares de poeira e gás ao redor da estrela, e acaba por remover todo o seu envoltório eventualmente em um evento de supervento que, com a radiação ultravioleta proveniente do núcleo (agora exposto), ioniza a região formando estruturas circunstelares de gás ionizado como nebulosas planetárias (PNe). A Figura 2.3 apresenta um exemplo bem conhecido de uma PN.



FIGURA 2.3. Nebulosa planetária da Hélice. *Wide Field Imager* (WFI); telescópio MPG/ESO 2,2m, observatório de La Silla ($29,1' \times 19,5'$). Orientação com norte para cima e leste para a esquerda.

Capítulo 3

Dinâmica e Evolução de Sistemas Binários de Massas Baixas e Intermediárias

Neste capítulo é apresentada a principal base teórica para o desenvolvimento deste trabalho. A evolução de sistemas binários depende fortemente das características físicas com que são formados, principalmente, mas não limitado a: massa da primária, M_1 ; massa da secundária, M_2 ; separação orbital, a ; e excentricidade, e . Todos os parâmetros citados irão se modificar de forma acoplada durante a evolução do sistema, dependendo dos valores iniciais e da fase evolutiva das estrelas do sistema. A excentricidade e sua variação não serão abordadas neste trabalho, apenas por simplificação do espaço de parâmetros abordado. Fixamos $e = 0$, logo, órbitas circulares, durante toda a evolução.

Este capítulo baseia-se primariamente nos livros *Cosmic catastrophes exploding stars, black holes, and mapping the Universe* – Wheeler (2007); e *An Introduction to the Evolution of Single and Binary Stars* – Benacquista (2013).

3.1 Dinâmica de Binárias

3.1.1 O Problema de Dois Corpos

Aqui, a formulação do problema tem como objetivo entender o comportamento entre dois corpos sujeitos à força gravitacional.

Nesse problema, como mostrado na figura 3.1, temos dois corpos pontuais de massas M_1 e M_2 ($M_1 \geq M_2$, por convenção) separados por uma distância r , que pode ou não

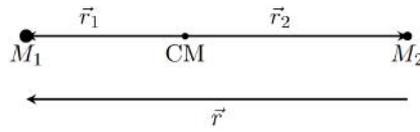


FIGURA 3.1. Sistema de dois corpos de massas M_1 e M_2 separados por uma distância r . A sigla CM marca a posição do centro de massa.

ser uma função do tempo, orbitando um ao outro. Da geometria do sistema (figura 3.1) temos que $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$. O centro de massa do sistema é dado por

$$\vec{R} = \frac{M_1\vec{r}_1 + M_2\vec{r}_2}{M_1 + M_2}, \quad (3.1)$$

em relação à origem de algum sistema de coordenadas arbitrário, e temos a definição da massa reduzida do sistema dada por

$$\mu = \frac{M_1M_2}{M_1 + M_2}. \quad (3.2)$$

Dessa forma, o Lagrangiano do problema pode ser escrito em função das quantidades \vec{R} , μ , M_1 , M_2 e \vec{r} , de forma simplificada, como

$$\mathcal{L} = T(r, t) - V(r, t) \quad (3.3)$$

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \left[(M_1 + M_2)\dot{R}^2 + \mu\dot{r}^2 \right] - V(r, t), \quad (3.4)$$

sendo $T(r, t)$ a energia cinética total, $V(r, t)$ a energia potencial total e a notação com um ponto representa uma derivada em função do tempo. As equações de movimento do sistema podem então ser derivadas a partir das equações de Euler-Lagrange

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0, \quad (3.5)$$

onde os q_i 's representam as variáveis do sistema.

3.1.2 Leis de Kepler em Sistemas Estelares

A partir da formulação da gravitação Universal foi possível estender as leis de Kepler para a interação gravitacional entre estrelas em um mesmo sistema. E, matematicamente, pode-se dizer que a primeira lei tem como precedente a conservação do momento angular total do sistema, sendo seu módulo dado por (ver seção 3.3.1.1)

$$J = \mu \sqrt{G(M_1 + M_2)a}. \quad (3.6)$$

A segunda lei pode ser escrita como

$$\dot{A} = \frac{1}{2}r^2\dot{\theta} \equiv \text{const} \quad \text{ou} \quad A_1 - k\Delta t_1 = A_2 - k\Delta t_2, \quad (3.7)$$

sendo $k \equiv \text{const}$ e A_i a área varrida por um dos corpos num intervalo de tempo Δt_i . Já a terceira lei é dada por

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{G(M_1 + M_2)}, \quad (3.8)$$

onde P é o período orbital e a é a separação entre as estrelas.

3.2 O Potencial Gravitacional de um Sistema Binário

A estrutura de uma estrela é caracterizada pela equação de estado. Quando falamos da estrutura de um sistema de estrelas, o foco não está apenas nas características individuais (massas e equação de estado), mas também nos parâmetros orbitais do sistema (período orbital e excentricidade) e na descrição do potencial gravitacional efetivo no plano de órbita; característica crítica que vai definir como as estrelas interagirão entre si.

O potencial gravitacional em um ponto no espaço é definido como o trabalho por unidade de massa que é necessário para mover um corpo de teste até aquela posição a partir de uma posição de referência (normalmente localizada no infinito). Logo, matematicamente, temos

$$\Phi_g(r) = \frac{W_g}{m} = \frac{1}{m} \int_{\infty}^r \vec{F}_g \bullet d\vec{r}, \quad (3.9)$$

onde W_g é o trabalho da força gravitacional, m é a massa do corpo de teste e \vec{F}_g é a força gravitacional entre as duas massas (M e m), na formulação Newtoniana, dada por

$$\vec{F}_g(r) = -\frac{GMm}{r^2} \hat{r}. \quad (3.10)$$

Dessa forma, o potencial gravitacional de uma massa M pontual é dado pela seguinte função

$$\Phi_g(r) = -\frac{GM}{r}, \quad (3.11)$$

adotando $m \ll M$ de forma que o corpo de massa m tem uma influência negligenciável no potencial gravitacional ao redor do corpo de massa M .

Em um sistema binário a descrição do potencial gravitacional é mais complexa, pois deve-se levar em conta a influência de ambas as estrelas, a distância que as separa e a variação temporal de suas posições. No caso mais simples, tratamos as órbitas de ambas as estrelas em uma aproximação circular no referencial de co-rotação do sistema, dessa

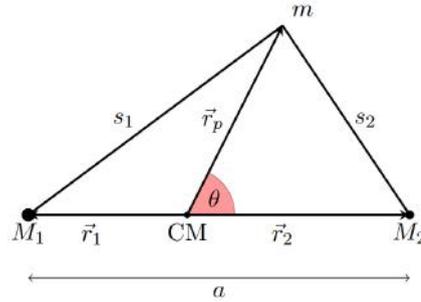


FIGURA 3.2. Grandezas geométricas utilizadas na descrição clássica do potencial gravitacional em um sistema de dois corpos.

forma a geometria e as grandezas do sistema ficam distribuídas como mostrado na figura 3.2. O corpo de massa m é uma massa de teste, assumindo $m \ll M_2 < M_1$.

Trabalhando no referencial de co-rotação, é necessário acrescentar uma força fictícia, centrífuga, para estudar a dinâmica do corpo m . Essa força é dada por

$$\vec{F}_c = m\omega^2 r_p \hat{r}_p, \quad (3.12)$$

onde $\vec{r}_p = r_p \hat{r}_p$ é o vetor posição para o corpo de massa m , em relação ao centro de massa do sistema e ω é a velocidade angular orbital das estrelas. Sendo essa força fictícia conservativa, pode-se escrevê-la como o gradiente de um potencial

$$\vec{F}_c = -m\vec{\nabla}\Phi_c. \quad (3.13)$$

Esse potencial é integrado em r_p de forma a obter-se

$$\Phi_c = -\frac{1}{2}\omega^2 r_p^2. \quad (3.14)$$

O potencial efetivo do sistema então é encontrado através do princípio da superposição, somando-se todos os potenciais:

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi_{g1} + \Phi_{g2} + \Phi_c, \quad (3.15)$$

onde Φ_{g1} e Φ_{g2} são os potenciais gravitacionais das estrelas primária e secundária, respectivamente, e Φ_c é o potencial da força fictícia no referencial em co-rotação. Logo, a partir da figura 3.2, temos

$$\Phi_{\text{eff}} = -G \left(\frac{M_1}{s_1} + \frac{M_2}{s_2} \right) - \frac{1}{2}(\omega r_p)^2. \quad (3.16)$$

Com a terceira lei de Kepler pode-se escrever uma expressão para ω :

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}. \quad (3.17)$$

E da própria geometria do sistema, temos:

$$s_1^2 = r_1^2 + r_p^2 + 2r_1r_p \cos(\theta), \quad (3.18)$$

$$s_2^2 = r_2^2 + r_p^2 - 2r_2r_p \cos(\theta). \quad (3.19)$$

As equações 3.16, 3.17, 3.18 e 3.19 formam um sistema não linear de equações, o qual pode ser resolvido numericamente para obter o potencial gravitacional de cada par ordenado (r_p, θ) ¹, ou seja, em todo o plano de órbita. A solução para o potencial gravitacional efetivo possui 5 pontos principais de interesse, são os pontos de Lagrange (figura 3.3). Três desses pontos são de sela de Φ_{eff} e dois deles pontos de máximo. Os pontos de sela (L_1 , L_2 e L_3) são de equilíbrio instável. Os pontos de máximo (L_4 e L_5) são considerados pontos de equilíbrio estável. Embora matematicamente considerem-se pontos de máximo como de equilíbrio instável, no contexto aqui presente são ditos de equilíbrio estável, pois, a longo prazo, objetos podem repousar sobre eles mantendo a distância das duas massas principais durante toda a órbita. Isso acontece, primeiramente, porque o valor do potencial não varia bruscamente em suas vizinhanças e, também, pelo efeito de Coriolis² que age para reestabilizar perturbações em partículas localizadas em L_4 ou L_5 . De qualquer forma, é bom notar que a razão de massa do sistema tem peso considerável nesta estabilidade.

Na figura 3.3 é possível notar os pontos de Lagrange tanto quanto uma estrutura com a forma do símbolo de infinito (∞). Cada um destes lóbulos de ∞ , englobando uma das estrelas, é chamado lóbulo de Roche e define a região onde a estrela contida domina gravitacionalmente. Isto é, qualquer corpo de massa consideravelmente menor que a das estrelas terá sua dinâmica dominada pela estrela central do lóbulo, caso esteja dentro de um; caso contrário, seu movimento é dominado pelo potencial do sistema como um todo.

Esses lóbulos não são muito relevantes quando são muito maiores que as estrelas, como na maior parte dos casos. Entretanto, raios estelares variam bastante durante a evolução das estrelas, assim, dependendo do tamanho de seu lóbulo de Roche a estrela pode preenchê-lo em algum momento. Quando isso acontece, a estrela se deforma, material de sua fotosfera alcança o ponto L_1 e qualquer instabilidade pode fazer com

¹Ou cada par (x, y) no plano de órbita, fazendo as conversões necessárias: $r_p = \sqrt{x^2 + y^2}$; $\cos(\theta) = x/r_p$. Sendo $(x, y) = (0, 0)$ o centro de massa do sistema.

²A força de Coriolis é uma força fictícia que surge em referenciais em rotação. Em referenciais em rotação horária (antihorária) a força age para a esquerda (direita) do movimento da partícula.

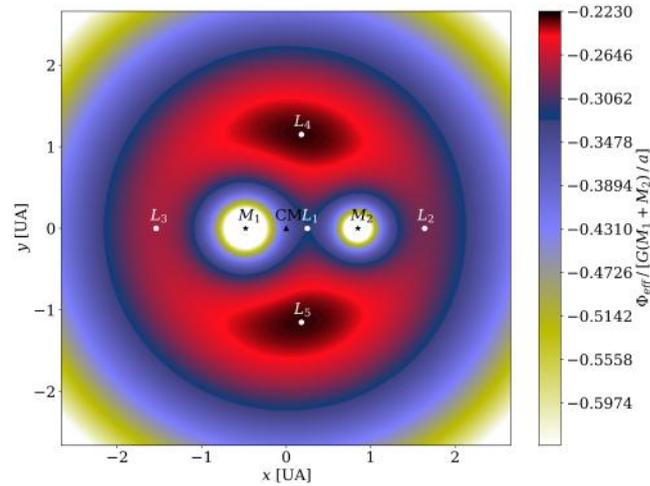


FIGURA 3.3. Curvas de nível para o potencial gravitacional efetivo e pontos de Lagrange para a simbiótica RS Ophiuchi. Escalas nos eixos horizontal e vertical indicam o plano orbital do sistema. A escala de cores representa o valor do potencial (normalizado) no dado ponto. Dados: $M_1 = 1,3 [M_\odot]$ (WD), $M_2 = 0,74 [M_\odot]$ (gigante), $a = 1,47 [UA]$.

que este material adentre o lóbulo de sua companheira, fazendo com que caia no poço de potencial da estrela e, conseqüentemente, seja atraído por esta. Tal descrição mostra como naturalmente uma estrela pode transferir material para a outra, usando como mecanismo apenas a estrutura do sistema e sua evolução.

3.3 Evolução Estelar Binária

Conforme apresentado na última seção, sistemas binários possuem um potencial gravitacional efetivo com uma série de estruturas importantes. Na evolução de sistemas binários o lóbulo de Roche possui um papel central, podendo interromper a evolução de uma das componentes, mudar a razão de massa do sistema e, inclusive, fazer com que as estrelas coalesçam em um único objeto. Nesta seção abordaremos alguns aspectos importantes acerca da evolução de sistemas binários, apresentando os principais caminhos evolutivos e algumas classes de objetos astrofísicos provenientes de tais evoluções.

3.3.1 Dinâmica de Transferência de Massa

3.3.1.1 Transbordamento de Lóbulo de Roche (RLOF)

Com a transferência de material da primária para a secundária através do ponto L_1 , admitindo que todo o material é adicionado à estrela secundária (negligenciando

perdas), o momento angular do sistema, J , e sua massa total, $M = M_1 + M_2$, serão conservados, portanto suas derivadas temporais são nulas:

$$\dot{J} = \dot{M} = 0. \quad (3.20)$$

O momento angular de cada estrela é dado por $J_i = |\vec{r}_i \times \vec{p}_i| = m_i r_i v_i = m_i r_i^2 \omega$, onde v é a velocidade tangencial e r_i é a distância ao centro de massa para cada estrela. Logo o momento angular total do sistema é dado por

$$J = J_1 + J_2 = (M_1 r_1^2 + M_2 r_2^2) \omega = \mu a^2 \omega, \quad (3.21)$$

uma vez que $r_1 = M_2 a / M$ e $r_2 = M_1 a / M$. Da terceira lei de Kepler temos uma expressão para ω :

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}. \quad (3.22)$$

Aplicando ω , como descrito acima, na expressão 3.21 temos $J = \mu \sqrt{G(M_1 + M_2)a}$ e usando a condição dada em 3.20, é possível obter a seguinte expressão:

$$\frac{\dot{a}}{a} = -\frac{2\dot{\mu}}{\mu} = \frac{2\dot{M}_1(M_1 - M_2)}{M_1 M_2}. \quad (3.23)$$

A equação acima nos dá uma boa ideia qualitativa da dinâmica da transferência de massa. Como, inicialmente, que $M_1 > M_2$, com M_1 preenchendo o lóbulo de Roche e transferindo material para M_2 temos $\dot{M}_1 < 0$. Isso implica que o termo à direita na equação 3.23 é negativo, logo $\dot{a} < 0$ e as estrelas se aproximam. A aproximação acontece até que M_1 iguale-se a M_2 , então a razão de massa do sistema alcança a unidade e se inverte. Se \dot{M}_1 ainda é negativo, então o termo à direita em 3.23 agora se torna positivo, pois $M_2 > M_1$; as estrelas começam a se afastar.

Existem várias considerações a respeito da real dinâmica de um sistema com RLOF (variação do raio do lóbulo de Roche, fase evolutiva de ambas as estrelas, perda por ventos, efeitos de maré etc), algumas serão abordadas nas próximas seções, outras serão negligenciadas. Entretanto, a equação de dinâmica 3.23, mesmo ignoradas várias complicações, fornece uma boa ideia do que acontece com a distância entre as estrelas no sistema.

3.3.1.2 Critérios de Estabilidade e Razão de Massa Crítica

A estabilidade da transferência de material pode ser analisada comparando-se as respostas na variação do raio da estrela (R) e do raio efetivo do lóbulo de Roche³ (R_L).

³Raio de uma esfera de mesmo volume que o interior do lóbulo.

Seguindo o raciocínio descrito em Ge et al. (2010), enquanto $R - R_L \ll R_L$ a estrutura da estrela que doa massa prevalece em equilíbrio hidrostático, sendo a transferência de material para a companheira estável. Dessa forma, a variação no raio da estrela pode ser dividida em duas componentes, dependentes do tempo e da massa:

$$d \ln(R) = \left(\frac{\partial \ln(R)}{\partial t} \right)_M dt + \left(\frac{\partial \ln(R)}{\partial \ln(M)} \right)_t d \ln(M). \quad (3.24)$$

O primeiro termo dá a variação temporal do raio estelar, referindo-se à relaxação térmica do envoltório da estrela (e.g. se a transferência de massa a deixa fora de equilíbrio). Já o segundo termo é a resposta adiabática do envoltório da estrela à perda de massa. Por esse motivo, a derivada no segundo termo é definida como um parâmetro relativo de estabilidade adiabática para a estrela:

$$\zeta_{\text{ad}} := \left(\frac{\partial \ln(R)}{\partial \ln(M)} \right)_t. \quad (3.25)$$

De maneira análoga, e assumindo as condições indicadas em 3.20, define-se a variação do raio efetivo do lóbulo de Roche:

$$d \ln(R_L) = \left(\frac{\partial \ln(R_L)}{\partial t} \right)_M dt + \left(\frac{\partial \ln(R_L)}{\partial \ln(M)} \right)_t d \ln(M), \quad (3.26)$$

$$\zeta_L := \left(\frac{\partial \ln(R_L)}{\partial \ln(M)} \right)_t. \quad (3.27)$$

Dessa forma obtém-se:

$$d \ln(R/R_L) = \left[\left(\frac{\partial \ln(R)}{\partial t} \right)_M - \left(\frac{\partial \ln(R_L)}{\partial t} \right)_M \right] dt + (\zeta_{\text{ad}} - \zeta_L) d \ln(M). \quad (3.28)$$

Pensando em uma estrela que preenche o lóbulo de Roche ($R \approx R_L$), para que a transferência de material ocorra – e continue – temos que R precisa crescer mais rápido (ou diminuir mais devagar) que R_L . Dessa forma, o primeiro termo do lado direito da equação 3.28 é necessariamente positivo. Se a transferência de material é estável (auto-limitante), isso indica que $R/R_L \approx 1$ ao longo do processo. Portanto, $d \ln(R/R_L) \approx 0$ indica que o segundo termo em 3.28 é necessariamente negativo. Logo $\zeta_{\text{ad}} > \zeta_L$, uma vez que $d \ln(M) < 0$, pois a estrela perde massa. Dependendo do valor da diferença $\zeta_{\text{ad}} - \zeta_L \gtrsim 0$, a transferência de massa pode acontecer em uma escala de tempo nuclear ou térmica ($\tau_{\text{nuc}} > \tau_{\text{th}}$).

Por outro lado, se $\zeta_{\text{ad}} < \zeta_L$, o raio da estrela que preenche o lóbulo de Roche tende a se tornar muito maior que o próprio lóbulo, através de relaxação hidrostática. Nesse caso a transferência de massa se dá em uma escala de tempo dinâmica ($\tau_{\text{nuc}} > \tau_{\text{th}} > \tau_{\text{dyn}}$). O envoltório da estrela é completamente distorcido por forças de maré e acaba por “engolir”

a estrela companheira, mantendo-a em uma órbita em seu interior. Esta fase evolutiva é extremamente rápida – meses a alguns anos – devido ao sistema evoluir em uma escala de tempo dinâmica; é chamada de envoltório comum (Paczynski, 1976). Em um envoltório comum temos dois objetos importantes, a estrela “engolida” e o núcleo da estrela que expandiu seu envoltório além do lóbulo de Roche. Esses objetos não se orbitam no vácuo, logo diversas forças dissipativas agem sobre eles. Suas órbitas tendem a decair, liberando energia gravitacional e a injetando no envoltório que os engloba. Logo, há dois possíveis desfechos para um sistema que passa por envoltório comum: 1) o decaimento das órbitas dos objetos cede energia suficiente ao envoltório, excedendo sua energia de ligação e, conseqüentemente, o ejetando; ou 2) a energia liberada pelo decaimento das órbitas não é suficiente para ejetar o envoltório, logo os objetos coalescem em um único.

Os parâmetros que determinarão se a troca de material se dará de forma estável ($\zeta_{\text{ad}} \gtrsim \zeta_{\text{L}}$) ou instável ($\zeta_{\text{ad}} < \zeta_{\text{L}}$) dependerão, basicamente, da estrutura do envoltório da estrela que sofre RLOF e da razão de massa do sistema.

A resposta dinâmica do envoltório de uma estrela que preenche o lóbulo de Roche depende intrinsecamente da estrutura do envoltório, ou seja, da existência e profundidade das zonas convectivas e radiativas. De uma maneira geral, em RLOF, estrelas com envoltórios convectivos tendem a expandir-se (à instabilidade), já estrelas com envoltórios radiativos tendem a contrair-se (logo, tendem a estabilidade). Ainda existe a possibilidade de instabilidade atrasada, em estrelas com envoltório radiativo, dependendo da profundidade da zona radiativa, pois, a zona convectiva pode ser alcançada com a transferência de material (Ge et al., 2010).

A questão da razão de massa entra quando analisamos o comportamento da variação de R e R_{L} durante o processo de transferência de massa. Os raios em questão não variam com o mesmo perfil, logo mesmo que um RLOF forneça uma resposta negativa de início ($\zeta_{\text{ad}} > \zeta_{\text{L}}$), com transferência de massa estável, a depender da razão de massa do sistema a situação pode se inverter em um dado momento, fazendo com que $\zeta_{\text{ad}} < \zeta_{\text{L}}$ e tornando a transferência de massa instável. A razão de massa para a qual este comportamento de inversão passa a acontecer, dada a massa da estrela em RLOF, é chamada de razão de massa crítica e é dada por $\zeta_{\text{ad}} = \zeta_{\text{L}}(q_{\text{crit}})$.

3.3.2 Pequena Separação Orbital Inicial

Como apresentado no capítulo 2, o processo que transforma a estrela em uma gigante vermelha é basicamente a contração do núcleo de He, liberando energia gravitacional e fazendo com que o envoltório de H da estrela expanda. Durante a MS essa variação no raio da estrela também ocorre pelo mesmo fenômeno, mas de forma mais lenta e em

menor escala. Entretanto, se duas estrelas em um sistema binário estão muito próximas, à beira de preencherem os lóbulos de Roche, até mesmo esta leve variação em seus raios pode fazer com que os preencham. O RLOF normalmente acontece com a estrela de maior massa.

Como indicado na seção anterior, a transferência de material da primária para a secundária, através do ponto L_1 , implica que as estrelas tendem a se aproximar até que ambas possuam a mesma massa. Porém, como a separação orbital já é inicialmente pequena, a secundária eventualmente preencherá também seu lóbulo de Roche. Nesse estágio, ambas as estrelas “tentam” transferir material uma à outra através do ponto de Lagrange, formando um objeto exótico conhecido como binária de contato. Outras formas de produzir binárias de contato são por freagem magnética⁴ ou aceleração de maré⁵. A ocorrência de um desses fenômenos não exclui aquela do outro, podendo acontecer em conjunto. Simultaneamente, o fluxo de material pode ocorrer em ambas as direções (de M_1 para M_2 e vice-versa) e, inclusive, pode ser em média nulo. Calor é transportado pelo contato entre as estrelas, de forma que elas atinjam uma espécie de equilíbrio térmico em suas fotosferas (e.g. aproximadamente mesmas T_{eff} 's, com variações de apenas $\sim 3\%$), mesmo que suas massas sejam drasticamente diferentes. A evolução desses objetos não será abordada aqui, entretanto é importante comentar que suas órbitas podem ser estáveis, 10^6 – 10^9 anos. E por terem períodos orbitais muito curtos (em maioria $P < 1$ dia), são facilmente detectados por velocidade radial e/ou modulação de curva de luz. Espera-se que o destino da maioria desses objetos seja a coalescência das componentes em uma única estrela (Eggleton, 2006).

Uma pequena fração desses sistemas de pequenas separações orbitais pode escapar de se tornar uma binária de contato. Nesse caso, eles produzirão um novo sistema binário com uma WD de He.

3.3.3 Separação Orbital Inicial Média ou Grande

Agora, suponha um sistema em que a separação orbital entre as componentes seja grande o suficiente para que o lóbulo de Roche não seja preenchido durante a MS de nenhuma das estrelas. O sistema permanece estável durante a longa MS, o que deve variar na faixa de 10^7 à 10^{10} anos, a depender da massa da primária. A dinâmica evolutiva desses sistemas depende basicamente do momento em que a primária preenche

⁴Fenômeno no qual material é capturado pelo campo magnético da estrela, forçando a estrela a se mover com a mesma velocidade angular, diminuindo seu momento angular.

⁵Fenômeno onde corpos celestes podem ser acelerados, ou desacelerados, a partir da atuação dos potenciais gravitacionais de bojos de maré em conjunto com a rotação e órbita dos corpos. Por exemplo, a atuação da Terra no bojo de maré da Lua faz com que a mesma se afaste do planeta constantemente.

o lóbulo de Roche, durante suas fases iniciais de gigante, ou já ao final (quando perto de seu máximo raio).

Numa evolução em que a primária preenche o lóbulo de Roche nas fases iniciais de gigante, a tendência evolutiva de seu raio é crescer. Entretanto, como passa a perder massa através do RLOF, sua região de dominância gravitacional (R_L) tende a diminuir. Como já visto na seção 3.3.1.2, essa tendência inversa pode causar uma instabilidade na transferência de massa, a depender da razão de massa do sistema, produzindo um envoltório comum. Um fator agravante na instabilidade são os envoltórios convectivos de estrelas gigantes, que tendem a expandir com a perda de massa. Os dois fatores citados contribuem para que apenas uma minoria de sistemas nessa condição possuam transferência de massa estável. A evolução em envoltório comum já foi abordada, mas para os sistemas nas condições destacadas que passam por transferência de massa estável, a tendência evolutiva é a de que as estrelas se aproximem, relativamente rápido, até que suas massas se igualem. Então começam uma fase lenta de afastamento, conforme a gigante continua a perder massa. Eventualmente, a gigante completa sua evolução, deixando para trás uma WD.

Nos casos em que o lóbulo de Roche é preenchido já na fase tardia de gigante, a tendência é que todo o envoltório da gigante seja retirado, não havendo a fase lenta de transferência de massa. Claro, isso no caso em que a troca de material é estável, nos casos instáveis teremos novamente um envoltório comum formado.

Referimo-nos aos casos acima como de “separação média”, no sentido que a separação é suficientemente grande o para não haver RLOF durante a sequência principal, entretanto pequena o suficiente para que ocorra na fase de gigante. Na literatura, de forma genérica, qualquer sistema onde a separação seja tal que a evolução da primária é interrompida em algum momento por pelo RLOF, é chamado de *close binary system*, no sentido que as estrelas são próximas entre si, não importando a fase evolutiva da estrela que preenche o lóbulo de Roche.

Chamamos sistemas de “separação grande” aqueles em que não há RLOF em nenhuma das fases evolutivas da primária. Dessa forma, a transferência de matéria nesses sistemas se dá apenas por ventos estelares, sendo evidentemente mais pronunciada durante as fases de gigante. Há uma tendência de afastamento entre as componentes neste cenário, devido à perda de momento angular.

Em todos os cenários descritos acima, exceto naqueles em que o envoltório comum não é ejetado, há a formação de um sistema binário composto pela estrela secundária (que pode, ou não, ter ganho uma quantidade significativa de massa), e por uma WD,

proveniente da estrela primária. A massa e composição desta WD dependerá exclusivamente de como a evolução ocorreu durante a troca da massa.

Como visto no capítulo 2, estrelas RGB com $M < 2,3 M_{\odot}$ possuem núcleos de He inerte, portanto se estas perdem seu envoltório por interação binária, o objeto remanescente é uma WD de baixa massa composta basicamente por He. Para estrelas com $M > 2,3 M_{\odot}$ já há a ocorrência do processo triplo alfa durante a fase de gigante vermelha, logo com a perda do envoltório a WD resultante pode ter uma composição mista He+C+O, a depender da escala de tempo do processo. Entretanto, estrelas AGBs já possuem núcleos de C+O formados, logo com a perda de seu envoltório teremos uma WD com a composição “padrão” de C+O como remanescente, podendo até ser O+Ne a depender do andamento dos processos nucleares na estrela. A massa desses remanescentes dependerá da massa inicial da estrela e de como ocorreu o processo de perda de massa (i.e. ocorrência ou não de RLOF), onde os remanescentes com maior massa são provenientes de sistemas com primárias de maior massa e com separação grande, pois não há interrupção da evolução padrão, ou em que o RLOF ocorreu já na fase AGB da primária; interrupção tardia da evolução. A massa e composição destes remanescentes é um dos fatores mais importantes na determinação de quais sistemas podem ser progenitores de supernovas Ia.

3.3.4 Evolução da Secundária e Supernovas Ia

A evolução posterior àquela da primária pode ser mais caótica, pois agora um dos objetos do sistema é compacto – uma WD, nos casos explorados neste trabalho. A transferência de matéria para uma WD é mais complicada do que para estrelas de MS. Como são objetos muito pequenos, conforme a estrela secundária transfere material para a WD – seja por ventos ou RLOF – o material não cai diretamente em sua superfície (no sentido que o material passa muito longe de sua superfície), mas entra em órbita formando uma espécie de anel. Esse anel, posteriormente, acaba formando um disco de acreção, conforme o material perde momento angular por fricção mecânica e magnética. Sistemas binários com tal estrutura (estrela + objeto compacto + transferência de massa) são denominados VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS ou SISTEMAS SIMBIÓTICOS, onde normalmente em variáveis cataclísmicas a estrela que transfere material é de sequência principal, e em sistemas simbióticos uma gigante⁶.

Devido à acreção em um objeto compacto, a emissão do disco nas regiões próximas ao objeto, ou na superfície do próprio objeto, ocorrem em raios X. Isso caracteriza uma classe de objetos conhecidos como BINÁRIAS DE RAIOS X, justamente pela emissão

⁶Há quem classifique SySt como sub classe de variáveis cataclísmicas.

comentada. Tal emissão é característica de sistemas que possuem estrelas de nêutrons, ou buracos negros, acretando material, mas em alguns casos sistemas que possuem WDs podem emitir na faixa dos raios X moles, estando associadas às SSSs (*Super Soft X-ray Sources*). Tais sistemas, com acreção, são muito importantes para entender a emissão de galáxias nessa faixa do espectro.

Neste cenário a taxa de acreção em uma WD pode desencadear uma série de fenômenos, dentre eles NOVAS e SUPERNOVAS. Ambos os fenômenos mencionados estão relacionados com o acúmulo de material na superfície da WD e, inclusive, podem estar relacionados entre si. Uma nova clássica, por exemplo, ocorre quando o material acumulado na superfície (basicamente H a uma alta densidade) atinge a temperatura crítica na qual o H entra em fusão, liberando uma enorme quantidade de energia e possivelmente erodindo camadas superiores do objeto. Quando se trata de SNe Ia, não existe um consenso sobre o mecanismo de formação, e, como comentado no capítulo 1, existem duas categorias de modelos: os SINGULARMENTE DEGENERADOS (SD) e os DUPLAMENTE DEGENERADOS (DD). É importante explicitar que aqui fazemos uma divisão simplificada dos modelos, colocando outras categorias de mecanismos dentro desses dois apresentados. Por exemplo, Soker (2019) faz uma classificação em cinco modelos distintos.

3.3.4.1 Modelos Singularmente Degenerados (SD)

Em modelos SD uma WD de C+O acreta material de uma estrela companheira até que seu carbono sofra ignição e desencadeie uma série de reações nucleares fora do equilíbrio que, por fim, levam a WD à explosão. Os mecanismos para tal pode variar, e são classificados como modelos: massa de Chandrasekhar (Mch), sub massa de Chandrasekhar (SbMch) e super massa de Chandrasekhar (SpMch). A massa de Chandrasekhar ($M_{\text{ch}} \approx 1,4 M_{\odot}$) é o limite superior de massa para WDs sem rotação; massas acima desta causariam o colapso gravitacional destes objetos. Modelos Mch são “clássicos”, e adota-se que o carbono da WD começa reações desenfreadas quando a mesma atinge este limite de massa – ou um valor muito próximo deste, da ordem de 1% menor. Modelos SbMch admitem que uma fina camada de He entra em fusão próxima à superfície do objeto, o que pode causar um choque significativo com o núcleo de C+O capaz de começar as reações do carbono mesmo que a massa do objeto seja relativamente baixa comparada à M_{ch} . Já em modelos SpMch, a WD que produz a supernova possuiria uma massa maior que a limite, sendo um dos mecanismos explorados o aumento de sua velocidade angular de rotação como consequência da acreção de material, o que aumentaria seu valor limite de massa conforme ganha material; o colapso aconteceria

com a diminuição de sua velocidade angular, diminuindo a massa limite até que, em algum momento, alcançasse a massa do objeto (Stefano et al., 2011).

As maiores críticas a modelos SD são as de que novas erodiriam as WDs, fazendo com que não fosse possível que elas crescessem em massa. Além disso, admitindo que o objeto consuma material em um ritmo estacionário (*steady burning*), basicamente qualquer taxa de acreção poderia ser desconsiderada, pois produziriam outros efeitos que impediriam o acúmulo de material a longo prazo. Entretanto, alguns estudos exploram a existência de taxas de acreção críticas, nas quais acima de um determinado valor o vento produzido pela WD seria forte o suficiente para que ela não se tornasse uma gigante vermelha novamente (devido ao acúmulo e expansão do H acretado), além de estabilizar a taxa de acreção, permitindo então que ela cresça em massa. Outros autores (e.g. Starrfield et al., 2012) encontram soluções para novas recorrentes nos quais pouco, ou nenhum, material proveniente da acreção é expulso da WD, fazendo com que esta cresça em massa com cada evento.

3.3.4.2 Modelos Duplamente Degenerados (DD)

Modelos DD são extremamente mais simples que SD em relação ao mecanismo de produção de supernovas. Em resumo, quaisquer dois objetos que se orbitam emitem ondas gravitacionais, retirando energia do sistema, fazendo com que as órbitas decaiam. Entretanto, esse efeito é negligente para corpos de compactidade⁷ baixa como estrelas, ou com pouca massa como planetas e luas, dada a idade do Universo. Mas quando temos objetos compactos binários em órbitas relativamente próximas, o efeito é potencializado permitindo que coalescências ocorram. Logo, em um sistema em que ambas, primária e secundária, completaram sua evolução, teremos um sistema binário de WDs (ignorando estrelas de alta massa inicial). Esse sistema, a depender da separação orbital, tem possibilidade de coalescer em um tempo cósmico, dando origem um evento extremo. A questão é: esse evento seria observado como uma SNe Ia?

Com certeza um ponto forte desses modelos são que a ausência de H nos espectros é trivialmente explicada pela existência de duas WDs. De qualquer forma, simulações mostram que durante a coalescência a WD com menor massa é destruída por forças de maré, produzindo um disco ao redor da outra, que por sua vez induz uma taxa de acreção. E a depender dessa taxa, e de alguns mecanismos de instabilidade do plasma (colapso induzido por acreção), o evento pode produzir uma estrela de nêutrons ao invés de uma supernova.

⁷Compactidade é definida como a razão entre a massa do objeto e seu raio ($C = M/R$). Essa quantidade simples é usada para definir objetos em que o uso da relatividade geral (ao menos na forma de correções) é necessário para uma descrição realística. É o caso de WDs e, principalmente, estrelas de nêutrons e buracos negros.

Outra possibilidade (Soker, 2019) seria a coalescência durante a fase de envoltório comum entre uma anã branca e o núcleo da estrela que sofre RLOF instável. Tal modelo é chamado de *core degenerate* (CD) e, algumas vezes, não é considerado como subcategoria dos modelos DD.

Neste trabalho optamos por explorar mais profundamente o modelo SD Mch, traçando da evolução estelar binária a fração de sistemas que chegam na fase de simbiótica e a fração destes que possui uma WD com as características mínimas para a produção de SNe Ia, i.e. composição de C+O e massas próximas de M_{ch} .

Capítulo 4

População de Estrelas Simbióticas Galácticas: Base Empírica

Quantas SySt se espera encontrar na Galáxia? Esta pergunta já foi tema de diversos artigos, nos quais por métodos empíricos ou através de sínteses de população estelar, autores tentam estimar a quantidade de SySt que se espera encontrar na Galáxia. O número de SySt conhecidas atualmente é de ~ 300 (Merc et al., 2019). Entretanto, estimativas abrangem o intervalo $\sim 10^3$ – 10^5 a depender do método (Tabela 4.1). Isso acontece porque é difícil definir características fixas para SySt, o que implica que também é difícil detectar e classificar tais sistemas; um número de SySt podem permanecer com suas principais características espectrais quase indetectáveis por um longo período.

Este capítulo apresenta a primeira abordagem adotada neste trabalho para a determinação da população de SySt. A população mínima de SySt galácticas é estimada a partir da distribuição conhecida destes objetos, sem suposições acerca de completude desta distribuição.

TABELA 4.1. Número esperado de SySt Galácticas estimado por diversos autores.

Referência	# SySt
Munari & Renzini (1992)	3×10^5
Kenyon et al. (1993)	3×10^4
Magrini et al. (2003)	4×10^5
Lü et al. (2006)	1 200–15 000

4.1 Distribuição de SySt em Função da Distância ao Plano Galáctico

Das ~ 300 SySt conhecidas na Galáxia, a maioria possui distâncias estimadas, logo é possível construir um mapa de suas posições em coordenadas galactocêntricas. A conversão de coordenadas é feita utilizando o pacote `ASTROPY` que possui uma função chamada `coordinates.SkyCoord` com a qual transforma-se ascensão reta, declinação e distância (α , δ , d) para coordenadas galactocêntricas (X , Y , Z). O sistema de coordenadas galactocêntrico no `ASTROPY` é construído considerando o Sistema Solar sobre o eixo X com a direção positiva apontando para o centro galáctico; o eixo Y apontando na direção de longitude galáctica 90° ($\ell = 90^\circ$); o eixo Z apontando na direção de latitude galáctica 90° ($b = 90^\circ$); de forma que o centro galáctico ocupa a posição $(0,0,0)$ no sistema galactocêntrico. É importante ressaltar que a posição atual do Sistema Solar tem coordenada $Z_\odot \approx 20$ pc, entretanto os valores considerados aqui estarão em escala de kpc, logo a aproximação de $Z_\odot = 0$ kpc feita pelo `ASTROPY` de forma automática é razoável. Os dados de posição e distâncias para as SySt foram retirados de Merc et al. (2019) (uso do catálogo atualizado em 2021), sendo as distâncias também comparadas com as obtidas por Bailer-Jones et al. (2021). Utilizamos todas as SySt confirmadas no estudo, perdendo aproximadamente 20 objetos por terem distâncias com incertezas grandes demais. O número final de objetos utilizados é 265. A figura 4.1 apresenta a distribuição empírica.

A curva KDE (*kernel density estimator*) na figura 4.1 possui um núcleo gaussiano, isso significa que são ajustadas pequenas gaussianas ao redor de cada de dado que, em seguida, são somadas e normalizadas. Tal ajuste estatístico é dito não paramétrico,

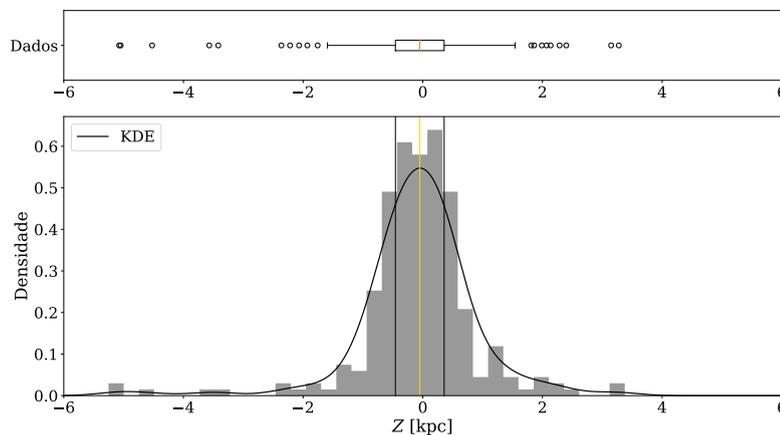


FIGURA 4.1. Distribuição galactocêntrica normalizada de SySt. A curva sólida preta é uma KDE com núcleo gaussiano. As linhas verticais amarela e pretas marcam, respectivamente, as posições da mediana e dos primeiro e terceiro quartis.

pois não existe uma forma de escrever analiticamente a curva obtida, logo apenas serve para modelos completamente numéricos ou quando se quer obter uma noção acerca do comportamento da distribuição. Uma pergunta que surge a respeito disso é: existe alguma distribuição paramétrica que pode ser ajustada relativamente bem para esses dados? Para responder tal pergunta é necessário ajustar distribuições conhecidas e realizar alguns testes estatísticos para entender o quão bem representam os dados em questão.

A partir da forma da KDE foram escolhidos três perfis $\Psi_n(Z_{\text{Gal}})$ que se assemelham à curva: Gauss, Laplace e Cauchy (o índice $n = G, L, C$ indica um perfil em específico) dados pelas seguintes expressões:

$$\Psi_G(Z) = \exp\left(-\frac{(Z - Z_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.1)$$

$$\Psi_L(Z) = \exp\left(-\frac{|Z - Z_0|}{h}\right), \quad (4.2)$$

$$\Psi_C(Z) = \left(1 + \frac{(Z - Z_0)^2}{\gamma^2}\right)^{-1}. \quad (4.3)$$

O parâmetro Z_0 indica o valor médio da distribuição, e σ , h e γ indicam uma espécie de escala (em termos qualitativos, quão larga é a curva). Os ajustes são feitos através da técnica de maximização de *log-likelihood*, que multiplica cada ponto de dado, Z_i , pelo valor da função de distribuição de probabilidade (PDF), com uma média (μ_j) e escala (σ_k) definidas, calcula o logaritmo natural e soma todos os valores. Tal abordagem é feita para vários pares de valores (μ_j, σ_k), e a combinação que retorna o maior valor da soma é definido como a que melhor ajusta os dados (o que não necessariamente significa que o ajuste é bom). A expressão matemática do método pode ser descrita como:

$$\mathcal{L}_{jk} = \sum_{i=1}^N \ln(L_n(Z_i|\mu_j, \sigma_k)) = \ln\left(\prod_{i=1}^N L_n(Z_i|\mu_j, \sigma_k)\right). \quad (4.4)$$

Aqui Z_i são os dados, L_n indica a *likelihood* (i.e. o valor da PDF) no ponto Z_i para um perfil n , dado o par (μ_j, σ_k) de parâmetros. Dessa forma, a quantidade desejada é $\max\{\mathcal{L}_{jk}\}$. A Tabela 4.2 apresenta os valores obtidos para cada funcional ajustado, e a Figura 4.2 apresenta suas respectivas curvas.

TABELA 4.2. Médias e escalas obtidas por maximização de *log-likelihood* para cada perfil de PDF escolhido. A escala para os dados é dada pelo desvio padrão.

	Dados	Gauss	Laplace	Cauchy
Média [kpc]	-0,073	-0,049	-0,049	-0,049
Escala [kpc]	1,141	1,127	0,654	0,384

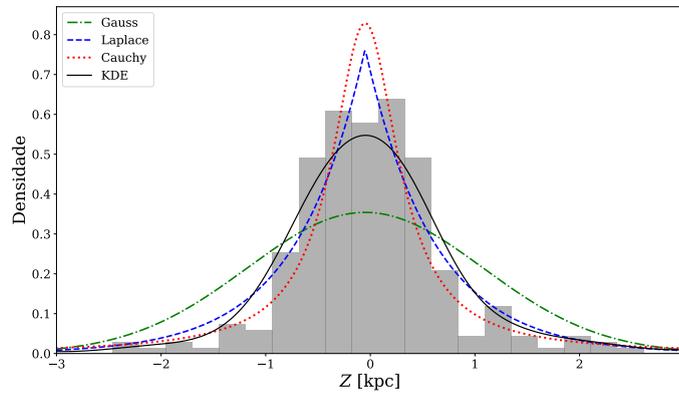


FIGURA 4.2. Perfis funcionais (normalizados) obtidos em comparação com a distribuição empírica. Valores para Z_0 , σ , h e γ dados na tabela 4.2.

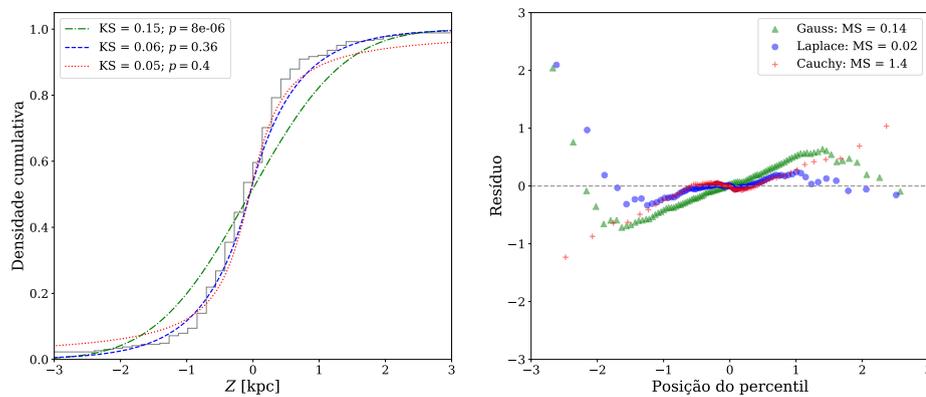


FIGURA 4.3. Testes estatísticos para cada perfil. a) À esquerda, distribuições acumuladas para cada perfil ajustado. O histograma em cinza representa os dados. KS indica a máxima distância entre o modelo e os dados dada pelo teste KS, e p indica o valor p do teste. Em verde ponto-tracejado – Gauss; azul tracejado – Laplace; vermelho pontilhado – Cauchy. b) À direita, resíduos das posições dos percentis das distribuições ajustadas em relação aos dados. MS na legenda indica o valor retornado pela soma de resíduos do teste de mínimos quadrados.

Como pode ser observado, o perfil Gaussiano não se adéqua aos dados. Já as curvas Laplaciana e de Cauchy parecem ter um comportamento mais próximo do empírico. Uma maneira matemática de classificar qual dos perfis é melhor relativo a outro, é através de testes estatísticos (figura 4.3). Foram feitos testes Kolmogorov-Smirnov (KS) e ajustes de mínimos quadrados para comparar os modelos. Com respeito ao teste KS, o perfil gaussiano resulta como extremamente improvável, facilmente observável pela forma da curva em relação ao histograma, mas quantificável por um valor p muito próximo de zero, o que indica que tal distribuição é extremamente improvável de ser observada. Já os perfis de Laplace e Cauchy possuem resultados bastante similares, sendo estatisticamente indistinguíveis para esta amostra.

Observando o teste de mínimos quadrados (Figura 4.3, à direita) os resíduos do perfil

gaussiano apresentam uma linearidade no intervalo $[-1,8; 1,8]$ do eixo horizontal. Isto é, aparentam interceptar a curva de dados (linha tracejada) em um único ponto. O de Cauchy diverge para $|Z| \gtrsim 0,6$ kpc, e o laplaciano parece oscilar (pouco) ao redor da distribuição empírica, além de ser muito próximo desta na região central (a menos dos dois pontos mais à extrema-esquerda), sendo também a soma de resíduos muito pequena. Dessa forma, definimos o perfil laplaciano como o que melhor parametriza a distribuição de SySt como função da distância ao plano galáctico ($Z = 0$ kpc), embora seja evidente que nenhum dos perfis parametriza bem a distribuição empírica para grandes distâncias ao plano galáctico. Pode-se fazer uma analogia com a determinação de parâmetros do disco galáctico, como a escala de altura¹, e definir a distribuição de densidade numérica de SySt como a seguinte função:

$$n(Z) := n_0 \Psi_L(Z|Z_0, h) = n_0 \exp\left(-\frac{|Z - Z_0|}{h}\right), \quad (4.5)$$

onde $h = 0,654$ kpc é a escala de altura para a população de SySt, e n_0 é sua densidade central (aquela em $Z = 0$ kpc).

4.2 Densidade Numérica de SySt no Disco Galáctico

Matematicamente n_0 é a densidade numérica de SySt exatamente em $Z = 0$ kpc, entretanto, fisicamente tal abordagem não é possível. Logo é utilizada a escala de altura do disco galáctico, H , bem como SySt em uma dada região do disco, para ajustar o valor de n_0 , considerando que a distribuição de SySt no disco seja aproximadamente homogênea.

O procedimento inicia com a projeção ortogonal de SySt no plano Galáctico na região $|Z| \leq H$. A partir desta, são ajustadas elipses de dispersão de acordo com as posições médias (X_0, Y_0) e de suas dispersões (σ_X, σ_Y) – ver figura 4.4. As expressões para as elipses são dadas por

$$\mathcal{E}_{ij} : \left(\frac{X - X_{0,i}}{\alpha_{ij}\sigma_{X,ij}}\right)^2 + \left(\frac{Y - Y_{0,i}}{\alpha_{ij}\sigma_{Y,ij}}\right)^2 = 1, \quad (4.6)$$

onde α_{ij} é o parâmetro de ajuste; o índice i indica se a curva \mathcal{E} é referente à escala de altura do disco fino ($i = 1$) ou ao disco espesso ($i = 2$); e o índice j indica se \mathcal{E} é ajustada considerando 1σ de dispersão ($j = 1$) ou 2σ de dispersão ($j = 2$) dos dados de projeção. Em resumo, cada α_{ij} é ajustado numericamente para que as elipses dadas por \mathcal{E} englobem 1σ (68,26%) ou 2σ (95,44%) dos dados, para ambas as escalas de altura.

¹Distância ao plano Galáctico onde o valor da distribuição de estrelas cai a $1/e$ de seu valor central.

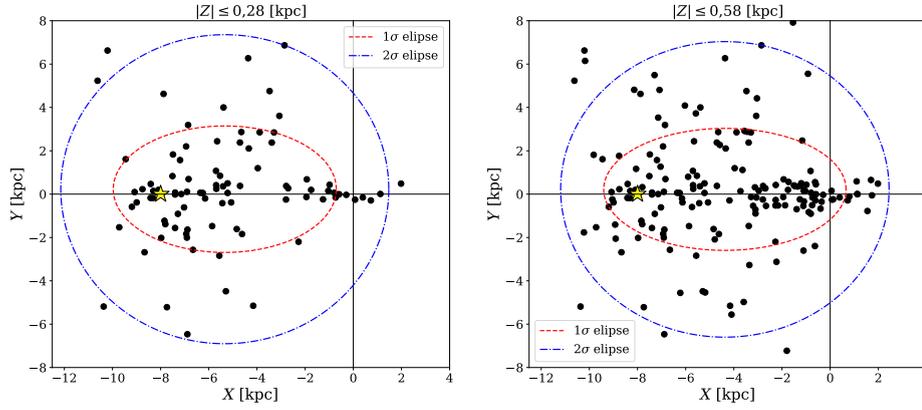


FIGURA 4.4. Projeção de simbióticas no plano galáctico. Os pontos marcam as projeções de SySt no intervalo em Z dado no título, a estrela amarela marca a posição do Sistema Solar, e a interseção das linhas solidas vertical e horizontal marcam a posição do centro Galáctico. À esquerda temos as curvas obtidas para SySt na região definida pela escala de altura do disco fino e à direita do disco espesso.

TABELA 4.3. Parâmetros das elipses de dispersão e densidade numérica de SySt obtida em cada caso.

Parâmetros	1 σ ellipse ($j = 1$)		2 σ ellipse ($j = 2$)	
	$i = 1$	$i = 2$	$i = 1$	$i = 2$
X_0 [kpc]	-5,34	-4,37	-5,34	-4,37
Y_0 [kpc]	0,23	0,22	0,23	0,22
σ_X [kpc]	3,11	3,48	5,44	5,67
σ_Y [kpc]	1,96	1,95	5,70	5,67
α	1,49	1,44	1,25	1,20
H [kpc]	$0,28 \pm 0,015$	$0,58 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,015$	$0,58 \pm 0,03$
n_0 [kpc $^{-3}$]	$2,65 \pm 0,15$	$2,31 \pm 0,12$	$1,02 \pm 0,06$	$0,98 \pm 0,05$

Foram escolhidas como $H_{\text{fino}} = (280 \pm 15)$ pc e $H_{\text{espesso}} = (580 \pm 30)$ pc, a partir dos intervalos de valores e incertezas encontradas por Kumar et al. (2021).

Adotando simetria cilíndrica – apropriada para o disco da Galáxia – a densidade média numérica de SySt em um dado volume do disco é dada, simplesmente, por

$$n_{0,ij} = \frac{N_{\text{in}}}{2\pi H_i \alpha_{ij}^2 \sigma_{X,ij} \sigma_{Y,ij}}, \quad (4.7)$$

de forma que N_{in} é o número de SySt conhecidas na região definida pelo cilindro, e $2\pi H_i \alpha_{ij}^2 \sigma_{X,ij} \sigma_{Y,ij}$ é o volume da região cilíndrica, sendo $\pi \alpha_{ij}^2 \sigma_{X,ij} \sigma_{Y,ij}$ sua base e $2H_i$ sua altura. Os valores dos parâmetros geométricos e aqueles obtidos para $n_{0,ij}$ são dados na tabela 4.3. A incerteza na densidade é dada por propagação de incertezas tomando todos os parâmetros como absolutos, exceto H_i , logo

$$\delta n_{0,ij} = \frac{N_{\text{in}} \delta H_i}{2\pi H_i^2 \alpha_{ij}^2 \sigma_{X,ij} \sigma_{Y,ij}}, \quad (4.8)$$

onde $\delta n_{0,ij}$ indica a incerteza da quantidade $n_{0,ij}$.

4.3 Limite Inferior na População de SySt Galácticas

A população é simplesmente dada pela integração da função densidade numérica (expressão 4.5) no volume da Galáxia. Consideramos que o valor estimado é um limite inferior, pois baseamo-nos na densidade numérica observada. Novas descobertas podem alterar o valor de n_0 . De qualquer forma, n_0 não pode ser menor que o valor aqui derivado, para tal seria necessário que um grande número de SySt tivessem sido erroneamente classificadas. Como antes, o cálculo é feito em coordenadas cilíndricas, logo

$$N_{\text{ss,min}} = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_G} \Psi_L(Z) r dr d\varphi dZ = \pi R_G^2 n_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_L(Z) dZ, \quad (4.9)$$

onde R_G é o raio do disco Galáctico e a integração na variável Z pode ser tomada como imprópria, pois a função de perfil $\Psi_L(Z)$ possui área finita no infinito. Realizando a integral em 4.9, com $\Psi_L(Z)$ dado por 4.2, obtém-se

$$N_{\text{ss,min}} = 2\pi R_G^2 n_0 h, \quad (4.10)$$

de forma que a incerteza é dada por

$$\delta N_{\text{ss,min}} = 2\pi R_G h \sqrt{4n_0^2 \delta R_G^2 + R_G^2 \delta n_0^2}. \quad (4.11)$$

Usamos duas medidas para o raio Galáctico, uma delas dada pelo raio de truncamento da Galáxia $R_{\text{trunc}} = 16,1 \pm 1,3$ kpc (Amôres et al., 2017 – raio no qual a população estelar cai abruptamente), e outra dada por $4 \times$ a escala de comprimento do disco fino $h_d = (2,9 \pm 0,3)$ kpc (Amôres et al., 2017)². A escolha de $4h_d$ é feita por um único motivo, queremos considerar um raio total – aproximado – para o disco, visto que a densidade de simbióticas é tida como constante em todo o disco, e $R_G = 4h_d$ cobre aproximadamente 98% da distribuição de densidade de estrelas no disco³. Dessa maneira, $R_G = 4h_d$ nos dá uma população baseada no comportamento da densidade estelar do disco e $R_G = R_{\text{trunc}}$ nos dá um limite máximo, uma vez que $4h_d < R_{\text{trunc}}$ e, também, que $4h_d$ é consideravelmente maior que a distância do Sistema Solar ao centro da Galáxia. A tabela 4.4 apresenta os resultados obtidos.

Para um mesmo valor de R_G , é bastante evidente a diferença entre os valores de $N_{\text{ss,min}}$ para $ij = \{11, 21\}$ comparados aos valores para $ij = \{12, 22\}$. Isso acontece,

²Na verdade utilizamos a média dos valores apresentados pelos autores: $h_d = 2,0\text{--}3,8$ kpc.

³Como a densidade é dada por uma Laplaciana nos contextos de altura e comprimentos de escala, o valor de uma distribuição $\psi(x)$ a $4 \times$ a distância de seu comprimento característico cai a $\psi(x_0)/e^4 = 0,018 \psi(x_0)$ (onde x_0 é o valor central de pico), ou seja, já considerando aproximadamente 98% da área da distribuição $\psi(x)$.

TABELA 4.4. Populações mínimas esperadas de SySt na Galáxia. Para o cálculo de $R_G = R_{\text{trunc}}$ usa-se o valor nominal $R_{\text{trunc}} = 16,1 \pm 1,3$ kpc (Amôres et al., 2017). Para $R_G = 4h_d$ é feito usando o valor médio $h_d = 2,9 \pm 0,3$ kpc, dentre os valores limites apresentados pelos mesmos autores, acrescentando uma incerteza de 10% em equivalência a incerteza em R_{trunc} .

ij	$R_G = 4h_d$	$R_G = R_{\text{trunc}}$
	$N_{\text{ss,min}}$ [$\times 10^3$]	$N_{\text{ss,min}}$ [$\times 10^3$]
11	$1,46 \pm 0,30$	$2,82 \pm 0,48$
12	$0,56 \pm 0,30$	$1,08 \pm 0,48$
21	$1,27 \pm 0,26$	$2,46 \pm 0,42$
22	$0,54 \pm 0,11$	$1,04 \pm 0,18$

pois estamos mudando a elipse considerada (valor de j) entre o primeiro conjunto de valores e o segundo. Da elipse de 1σ para a de 2σ o valor do volume considerado no disco aumenta muito mais que o número de SySt na região, logo o valor para a densidade se torna subestimado. Claro, pode-se perguntar: ‘Por que não tomar uma região ainda menor que a definida pela elipse de 1σ para o cálculo? Isso aumentaria o valor estimado da população?’ A resposta é bem simples, quanto menor a região considerada para se estimar n_0 , mais o valor depende individualmente da região, podendo ser muito maior ou muito menor. Isso origina-se no fato que SySt conhecidas estão muito mais dispersas do que estrelas de sequência principal no disco, por exemplo. Portanto, usar a dispersão de 1σ , embora possa não ser a melhor região, é uma boa maneira de não inserir muitas incertezas a respeito da região considerada para o cálculo.

Por outro lado, se consideramos os valores obtidos para uma mesma elipse de dispersão e componente do disco (fino ou espesso), mas para raios diferentes desses discos ($4h_d$ ou R_{trunc}), percebemos que a população praticamente dobra. Isso acontece por dois motivos. O primeiro, pois a dependência de $N_{\text{ss,min}}$ com R_G é quadrática. O segundo motivo é que estamos considerando n_0 como constante, logo quando vamos de $R_G = 4h_d$ para $R_G = R_{\text{trunc}}$, aumentando consideravelmente a área considerada, a densidade é estendida homoganeamente para essa periferia do disco, o que claramente não é real. Dessa forma o valor da população para $R_G = R_{\text{trunc}}$ se torna superestimado.

Em resumo, adotando que a distribuição conhecida de SySt em função da distância ao plano galáctico seja próxima da real, usando a fórmula de melhor aproximação:

$$x_{\text{melhor}} := \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{\delta x_i^2} \right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\delta x_i^2} \right), \quad (4.12)$$

com os valores de $N_{\text{ss,min}}$ para os casos $ij = 11$ e $ij = 21$, espera-se encontrar ao menos $1,69 \times 10^3$ SySt na Galáxia, valor seis vezes maior que a população conhecida de SySt atualmente.

Capítulo 5

População de Estrelas Simbióticas: Base Evolução Estelar Binária

Sínteses de populações de estrelas binárias (e.g. Lü et al., 2006; Han et al., 2020) estão normalmente correlacionadas com simulações. São estabelecidas famílias de condições iniciais e, em seguida, os sistemas são evoluídos levando em conta equações de estrutura e evolução estelar para as componentes, além das equações de dinâmica do sistema (troca de massa, separação orbital, excentricidade etc). A proposta nesta segunda abordagem do trabalho é analisar a evolução binária de um grupo de sistemas com características iniciais selecionadas, entretanto sem o uso de simulações. Apenas consideramos parâmetros observados de cada população estelar, inferimos estatisticamente os caminhos evolutivos tomados por cada subgrupo e determinaremos a fração daqueles que produzirão SySt.

5.1 Seleção da População Inicial

Faz-se necessário um recorte nas características físicas e orbitais de sistemas binários, a fim de tentar reproduzir as propriedades observadas de SySt. Apesar de existirem SySt com estrelas de nêutrons e de MS, essas são exceções. Nesta análise trabalharemos com sistemas formados por uma gigante vermelha (RGB ou AGB) e uma WD.

Primeiramente, SySt são sistemas velhos, logo queremos restringir a massa inicial de suas componentes de forma que, dada a idade do Universo, ambas tenham tido tempo suficiente para chegar ao estágio RGB/AGB; chamamos essa massa mínima de MASSA DE LIMIAR. De forma simples, o tempo de vida na MS para uma estrela de massa

M (Harwit, 2006; Kippenhahn et al., 2012) é dado por:

$$\tau_{\text{MS}} \approx 10^{10} \left(\frac{1 [M_{\odot}]}{M} \right)^{\alpha} [\text{anos}], \quad 3 \gtrsim \alpha \gtrsim 2. \quad (5.1)$$

Dessa forma, a massa de limiar (M_{thr}) pode ser definida a partir de uma idade máxima da seguinte maneira:

$$M_{\text{thr}} := \left(\frac{\tau_{\text{max}}}{10^{10} [\text{anos}]} \right)^{-1/\alpha} [M_{\odot}], \quad (5.2)$$

onde a idade máxima pode ser definida como a idade do Universo, ou o tempo desde a era da reionização – formação das primeiras estrelas em *redshift* $z \approx 10$ (Schneider, 2015). A partir desta definição, pode-se restringir a massa das componentes estelares de cada sistema binário da seguinte maneira:

$$M_{\text{thr}} \leq M_1 \leq 8,0 [M_{\odot}], \quad M_{\text{thr}} \leq M_2 \leq M_1. \quad (5.3)$$

Escolhe-se a massa máxima como $8 M_{\odot}$, englobando estrelas de massas baixas/intermediárias (Kippenhahn et al., 2012). A fração de estrelas com massas entre M_{thr} e $8 M_{\odot}$ é calculada a partir de uma função de massa inicial (IMF), e desta fração é selecionada a fração de estrelas que são binárias. A fração destes sistemas binários que contém secundárias com massas no intervalo definido acima é calculada a partir da distribuição de razão de massa. Para tal é necessário definir um corte na razão de massa para uma dada massa da primária M_1 :

$$q_{\text{cut}}(M_1) := \frac{M_{\text{thr}}}{M_1}. \quad (5.4)$$

A última restrição a ser feita é no período orbital inicial destes sistemas. É claro que o período orbital é uma variável altamente dinâmica na evolução de sistemas interagentes, entretanto se faz necessário eliminar sistemas em que as componentes estão muito distantes entre si, de forma que suas interações são desprezíveis ao longo de toda a evolução. Isso é feito selecionando P_{max} como parâmetro de entrada fixo. Note que não podemos saber precisamente como o período orbital de cada sistema será alterado, apenas em média, ou de forma mais qualitativa. P_{max} é então associado a uma separação orbital máxima, a_{max} , calculada a partir da terceira lei de Kepler:

$$a_{\text{max}}(M_1, q) = \left(\frac{GM_1(1+q)P_{\text{max}}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (5.5)$$

Dessa forma, as restrições aplicadas às condições iniciais dos sistemas binários podem ser resumidas da seguinte maneira:

$$1) M_{\text{thr}} \leq M_1 \leq 8 [M_{\odot}]; \quad 2) q_{\text{cut}}(M_1) \leq q \leq 1; \quad 3) a_{\text{min}} \leq a \leq a_{\text{max}}(M_1, q); \quad (5.6)$$

onde a_{\min} é definido conforme o comportamento de $\zeta(a)$ para $a \mapsto 0$. Portanto, a fração dos sistemas binários que obedecem tais condições (f_{bin}^*) é dada por:

$$f_{\text{bin}}^* = \int_{M_{\text{thr}}}^8 \xi(M_1) f_{\text{bin}}(M_1) \left[\int_{q_{\text{cut}}(M_1)}^1 \zeta(q) \left(\int_{a_{\min}}^{a_{\max}(M_1, q)} \zeta(a) da \right) dq \right] dM_1, \quad (5.7)$$

onde $\xi(M_1)$ é a IMF (normalizada em área), $f_{\text{bin}}(M_1)$ é a fração de sistemas estelares (com primária de massa M_1) que são binários, $\zeta(q)$ é a distribuição de razão de massa, e $\zeta(a)$ é a distribuição de semi-eixos maiores. Como existem dependências em M_1 e q , foi decidido estudar este parâmetro, e outros que serão citados adiante, como funções destas variáveis. Logo, podemos construir a seguinte quantidade:

$$\frac{df_{\text{bin}}^*(M_1, q)}{dM_1 dq} = \xi(M_1) f_{\text{bin}}(M_1) \zeta(q) \int_{a_{\min}}^{a_{\max}(M_1, q)} \zeta(a) da \Big|_{\left\{ \begin{array}{l} M_{\text{thr}} \leq M_1 \leq 8 \\ q \geq q_{\text{cut}}(M_1) \end{array} \right\}}. \quad (5.8)$$

Daqui em diante, a quantidade f_{bin}^* será apelidada de fração de binárias parametrizada.

5.2 Evolução Estatística dos Sistemas Binários

Mesmo com as definições acima, é necessário entender os possíveis caminhos evolutivos para um sistema com as características (M_1, q, a) . Para tanto foram utilizados caminhos evolutivos para estrelas binárias (e.g. Han et al., 2020) interrelacionados com aqueles das SySt (e.g. Lü et al., 2006). Três canais de formação de SySt são admitidos, sendo que a distinção entre eles é definida de acordo com a fase evolutiva em que a estrela primária preenche o lóbulo de Roche.

1. Canal I: a primária preenche o lóbulo de Roche durante a MS;
2. Canal II: a primária preenche o lóbulo de Roche durante as fases de gigante (RGB ou AGB);
3. Canal III: o sistema evolui sem preenchimento de lóbulo de Roche, ao menos até que a secundária alcance sua fase de gigante.

O preenchimento do lóbulo de Roche neste trabalho é definido quando o raio esperado para a estrela de massa M_1 é maior ou igual ao raio efetivo do lóbulo de Roche (R_L). Para tal, usamos a expressão para R_L parametrizada em relação à separação entre as estrelas do sistema (Eggleton, 1983):

$$\frac{R_L}{a} \equiv x(q) = \frac{0,49 q^{-2/3}}{0,6 q^{-2/3} + \ln(1 + q^{-1/3})} < 1, \forall q \neq 0, \quad (5.9)$$

onde $q \equiv M_2/M_1$. Sendo $R_\varphi(M_1)$ o raio de uma estrela de massa M_1 em uma dada fase evolutiva φ , temos que:

$$\frac{R_\varphi(M_1)}{a} \geq \frac{R_L}{a} \equiv x(q) \Rightarrow \text{RLOF}, \quad (5.10)$$

logo, para sistemas binários de mesmos M_1 e q , mas com separação a maior, a quantidade $R_\varphi(M_1)/a$ diminui até que chegamos no seguinte limite:

$$\frac{R_\varphi(M_1)}{a_{\text{cut}}} = \frac{R_L}{a} \equiv x(q), \quad (5.11)$$

onde, se $a > a_{\text{cut}}$ não teremos RLOF para os sistemas (M_1, q) . Portanto, temos a definição da separação máxima, para haver RLOF, em uma dada fase evolutiva ($\varphi = \text{MS, RGB, AGB}$) da estrela primária:

$$a_{\text{cut},\varphi}(M_1, q) := \frac{R_\varphi(M_1)}{x(q)}. \quad (5.12)$$

As relações massa-raio, $R_\varphi(M_1)$, são obtidas de modelos de evolução estelar (Lagarde et al., 2012; Claret, 2019), selecionando os caminhos evolutivos para MS, RGB e AGB para alguns valores de massa entre $0,8 M_\odot$ e $10 M_\odot$ e interpolando quadraticamente (por motivos de suavização da função) os valores faltantes. Cada um dos valores $R_\varphi(M_1)$ é computado a partir da média temporal da variável $R(M_1, t)$, pois a escala de tempo para a evolução dos sistemas não é uma variável considerada neste trabalho:

$$R_\varphi(M_1) := \langle R(M_1) \rangle \Big|_\varphi = \frac{1}{t_{2,\varphi} - t_{1,\varphi}} \int_{t_{1,\varphi}}^{t_{2,\varphi}} R(M_1, t) dt. \quad (5.13)$$

Os tempos $t_{1,\varphi}$ e $t_{2,\varphi}$ indicam os tempos inicial e final da fase evolutiva em questão. A média temporal é escolhida de forma a eliminar variações muito súbitas do raio da estrela, tomando assim apenas seu comportamento médio durante a fase evolutiva. Um exemplo de evolução no diagrama HR, e dos trechos evolutivos utilizados nos cálculos, é apresentado na figura 5.1a para uma estrela de $3 M_\odot$.

Como a fração de sistemas que evoluem em SySt é computada relativamente à população inicial anteriormente definida, se faz necessário renormalizar quantidades como $\zeta(q)$ e $\zeta(a)$ quando elas aparecem nos caminhos evolutivos escolhidos. Necessariamente, os termos de renormalização são definidos conforme os cortes feitos em q e a no cálculo

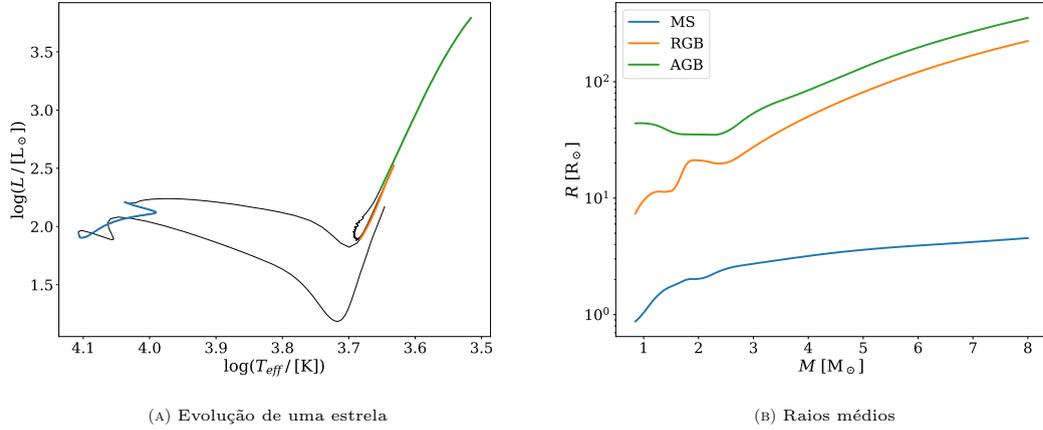


FIGURA 5.1. (A): Evolução de uma estrela de $3 M_{\odot}$ e $Z = 0,014$ com rotação, do estágio de proto estrela até o topo das AGB (Lagarde et al., 2012). As seqüências evolutivas são marcadas com cores diferentes. Em azul, a seqüência principal; em laranja o ramo das gigantes vermelhas; e em verde o ramo assintótico das gigantes. (B): Funções massa-raio médias computadas com a equação 5.13 usando dados de Lagarde et al. (2012) para $Z = 0,014$, e Claret (2019) para $Z = 0,0134$.

de $df_{\text{bin}}^*/dM_1 dq$, portanto:

$$K_q \equiv K_q(M_1) := \left(\int_{q_{\text{cut}}(M_1)}^1 \zeta(q) dq \right)^{-1}, \quad (5.14)$$

$$K_a \equiv K_a(M_1, q) := \left(\int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}(M_1, q)} \zeta(a) da \right)^{-1}. \quad (5.15)$$

5.2.1 Canal I

No canal I temos sistemas estelares em que a primária preenche o lóbulo de Roche ainda durante a fase de MS. Dessa forma, a condição em separação orbital para este canal é

$$a_{\text{min}} < a \leq a_{\text{cut,MS}} \equiv \frac{R_{\text{MS}}(M_1)}{x(q)}. \quad (5.16)$$

De acordo com Han et al. (2020), sistemas nessa condição podem evoluir em três tipos de objetos. Se a razão de massa for menor que um valor crítico ($q < q_{\text{crit}}$)¹, a transferência de material evolui de forma instável e as componentes do sistema eventualmente se fundem em um único objeto. Se $q > q_{\text{crit}}$, então há duas possibilidades: 1) o sistema forma uma binária de contato; ou 2) a evolução é estável e a estrela primária perde todo seu envoltório de hidrogênio, formando um par estrela de He + MS, ou He-WD + MS. A condição 2 é a única não descartada como caminho evolutivo viável de SySt. Como temos uma estrela de MS preenchendo o lóbulo de Roche, optamos por usar q_{crit} como

¹No artigo a situação é inversa da apresentada aqui, pois os autores utilizam $q \equiv M_{\text{donor}}/M_{\text{accretor}}$, sendo, neste trabalho $M_1 \equiv M_{\text{donor}}$ e $M_2 \equiv M_{\text{accretor}}$. Portanto nosso q é o inverso do apresentado em Han et al. (2020), o que implica então que as condições também são inversas.

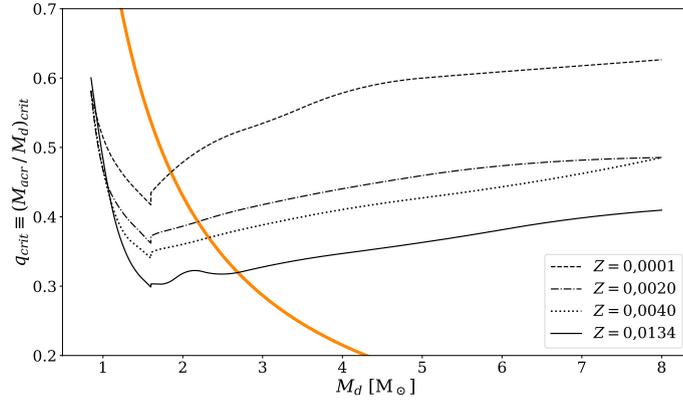


FIGURA 5.2. Comportamento obtido para a razão de massa crítica em RLOF, para várias Z , quando a estrela que preenche o lóbulo é de MS; M_d é a massa da estrela que transfere material e M_{acr} a massa da estrela que acreta. Calculado usando a aproximação dada pela equação 5.13. A curva sólida grossa laranja representa $q_{cut}(M_1)$, onde $M_1 = M_d$ (somente nessa curva).

apresentado em Ge et al. (2012):

$$q_{crit} = \left(c_1 + c_2 \log \left(\frac{M}{1 [M_\odot]} \right) + c_3 \log \left(\frac{R}{1 [R_\odot]} \right) \right)^{-1}, \quad (5.17)$$

onde c_1 , c_2 e c_3 são constantes que dependem da massa da estrela, e para R usamos $R_{MS}(M_1)$, como expresso anteriormente. A figura 5.2 mostra o comportamento obtido para q_{crit} .

É bem clara a dependência da metalicidade em q_{crit} na Figura 5.2. Isso acontece pois um aumento de metalicidade tem certa influência no aumento do raio da estrela, devido ao aumento da opacidade do interior desta. Como a expressão 5.17 depende explicitamente do raio, o que depende diretamente da massa (pois assumimos um raio médio para cada massa), então q_{crit} possui uma forte influência da metalicidade da estrela.

A fração de objetos com as condições de separação inicial e razão de massa adequada é

$$K_q \int_{q_{crit}(M_1)}^1 \zeta(q) \left(K_a \int_{a_{min}}^{a_{cut}(M_1, q)} \zeta(a) da \right) dq \Big|_{q_{crit} > q_{cut}(M_1)}, \quad (5.18)$$

Como as condições para formação de binárias de contato não é muito bem entendida, adicionamos um parâmetro livre, $0 \leq f_\ell^{(I)} \leq 1$, que representa esta ignorância. Dessa forma, o termo que contabiliza a fração de sistemas, da população inicial, que irá evoluir em simbióticas pelo canal I, é

$$f_{evol}^{(I)}(M_1) = K_q f_\ell^{(I)} \int_{q_{crit}(M_1)}^1 \zeta(q) \left(K_a \int_{a_{min}}^{a_{cut}(M_1, q)} \zeta(a) da \right) dq. \quad (5.19)$$

Na construção do algoritmo utilizado para o cálculo, o parâmetro de fato calculado é:

$$\frac{df_{\text{evol}}^{(I)}(M_1, q)}{dq} = K_a K_q f_\ell^{(I)} \zeta(q) \Big|_{q > q_{\text{crit}} > q_{\text{cut}}(M_1)} \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{cut}}(M_1, q)} \zeta(a) da, \quad (5.20)$$

de forma que:

$$f_{\text{evol}}^{(I)}(M_1) = \int_{q_{\text{crit}}(M_1)}^1 \frac{df_{\text{evol}}^{(I)}(M_1, q)}{dq} dq, \quad (5.21)$$

sendo um termo fracionário relativo a cada massa M_1 , não uma função de distribuição.

5.2.2 Canal II

No canal II a separação entre as componentes dos sistemas é tal que RLOF ocorre durante a fase RGB ou AGB da primária do sistema. Como $R_{\text{AGB}}(M_1) > R_{\text{RGB}}(M_1), \forall M_1$, caso o transbordamento não ocorra durante a fase RGB, ainda pode ocorrer durante a fase AGB. Logo, o canal II é dividido em dois subgrupos: canal II RGB e canal II AGB; referindo-se a fase evolutiva na qual a estrela primária preenche o lóbulo de Roche.

Dessa forma, definimos a condição inicial em separação orbital para os canais II RGB e II AGB, respectivamente, como:

$$\frac{R_{\text{MS}}(M_1)}{x(q)} \equiv a_{\text{cut,MS}} < a \leq a_{\text{cut,RGB}} \equiv \frac{R_{\text{RGB}}(M_1)}{x(q)}, \quad (5.22)$$

$$\frac{R_{\text{RGB}}(M_1)}{x(q)} \equiv a_{\text{cut,RGB}} < a \leq a_{\text{cut,AGB}} \equiv \frac{R_{\text{AGB}}(M_1)}{x(q)}. \quad (5.23)$$

Com relação aos caminhos evolutivos, após o RLOF, temos novamente a dependência da razão de massa dos sistemas. Usamos as razões de massa críticas como apresentadas por Chen & Han (2008). O parâmetro q_{crit} é apresentado em forma de tabela condicional que não será reproduzida aqui, entretanto a figura 5.3 apresenta o resultado da reconstrução. A metalicidade possui o mesmo papel indicado na seção anterior, influenciando os raios e, conseqüentemente, o valor de q_{crit} . As descontinuidades acontecem devido à consideração de raios médios em função da massa, assim como devido à forma condicional com que q_{crit} é descrito em Chen & Han (2008); as condições se alteram de forma abrupta.

Sistemas em que $q > q_{\text{crit}}$ evoluem de forma dinamicamente estável, resultando no final em um sistema He-/C+O-WD + MS. Sistemas em que $q < q_{\text{crit}}$ evoluem de forma dinamicamente instável, formando um envoltório comum no sistema. A partir do envoltório comum, existem duas possibilidades: as estrelas coalescem, devido à transferência de energia orbital para o envoltório; ou o sistema transfere energia suficiente para o desligamento do envoltório antes que as estrelas coalesçam em um único objeto.

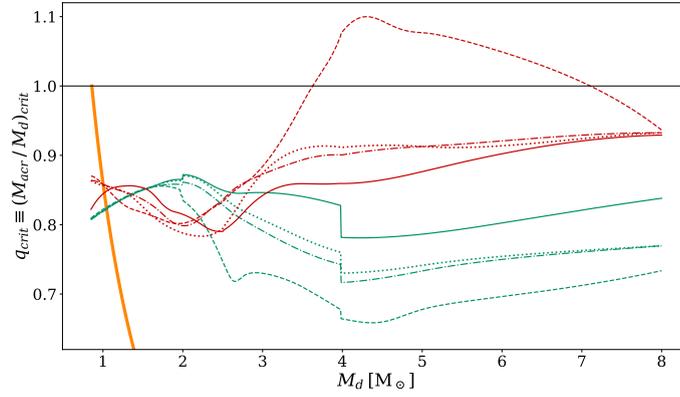


FIGURA 5.3. Razão de massa crítica para sistemas com estrelas gigantes passando por RLOF. Reconstruído a partir de Chen & Han (2008), usando a aproximação dada pela equação 5.13. As curvas azuis-esverdeadas são referentes às estrelas RGB e as curvas vermelhas às AGBs. O estilo da curva representa a metalicidade do modelo: linha sólida $\rightarrow Z = 0,0134$; linha pontilhada $\rightarrow Z = 0,0040$; linha traço-pontilhada $\rightarrow Z = 0,0020$; linha tracejada $\rightarrow Z = 0,0001$. A curva sólida grossa laranja representa $q_{\text{cut}}(M_1)$, onde $M_1 = M_d$ nesse caso.

No final, se as estrelas não coalescem, temos novamente um sistema He-/C+O-WD + MS, entretanto com separação orbital muito menor.

No cenário em que um envoltório comum é formado, é necessário desconsiderar a fração de sistemas que coalescem e que possuem separações orbitais muito pequenas após o desligamento do envoltório. Como essa informação depende de muitos outros fatores dinâmicos durante a evolução no envoltório comum, também adicionamos aqui outro parâmetro livre, $0 \leq f_{\ell}^{(\text{II})} \leq 1$.

A fração de SySt formadas, a partir da população inicial, para os canais II RGB e II AGB, são dadas, respectivamente, por:

$$f_{\text{evol}}^{(\text{II RGB})}(M_1) = K_q \int_{q_{\text{crit}}(M_1)}^1 \zeta(q) \left(K_a \int_{a_{\text{cut,MS}}(M_1,q)}^{a_{\text{cut,RGB}}(M_1,q)} \zeta(a) da \right) dq + \\ + K_q \int_{q_{\text{cut}}(M_1)}^{q_{\text{crit}}(M_1)} \zeta(q) f_{\ell}^{(\text{II})} \left(K_a \int_{a_{\text{cut,MS}}(M_1,q)}^{a_{\text{cut,RGB}}(M_1,q)} \zeta(a) da \right) dq, \quad (5.24)$$

$$f_{\text{evol}}^{(\text{II AGB})}(M_1) = K_q \int_{q_{\text{crit}}(M_1)}^1 \zeta(q) \left(K_a \int_{a_{\text{cut,RGB}}(M_1,q)}^{a_{\text{cut,AGB}}(M_1,q)} \zeta(a) da \right) dq + \\ + K_q \int_{q_{\text{cut}}(M_1)}^{q_{\text{crit}}(M_1)} \zeta(q) f_{\ell}^{(\text{II})} \left(K_a \int_{a_{\text{cut,RGB}}(M_1,q)}^{a_{\text{cut,AGB}}(M_1,q)} \zeta(a) da \right) dq, \quad (5.25)$$

sendo $q_{\text{crit}}(M_1) > q_{\text{cut}}(M_1)$, em todos os casos.

Embora as expressões sejam extremamente parecidas, a diferença reside nos limites de integração da variável a , separando então os sistemas que contêm primárias que preencherão o lóbulo de Roche durante a fase RGB, ou durante a fase AGB. O primeiro termo, em cada das equações acima, é responsável pela fração de sistemas que evoluem com transferência de massa estável; já o segundo termo trata sistemas que evoluem de forma instável. Novamente, por questões do algoritmo construído, as quantidades realmente calculadas são as densidades de ambos $f_{\text{evol}}^{(\text{II})}$ na variável q , ou seja, $df_{\text{evol}}^{(\text{II})}/dq$. Posteriormente, a quantidade é integrada para a obtenção de ambos $f_{\text{evol}}^{(\text{II})}$.

5.2.3 Canal III

Qualquer sistema em que a primária não preenche o lóbulo de Roche, na fase de MS nem na fase gigante, evolui através do canal III. Neste canal os sistemas evoluem com transferência de material apenas por ventos estelares. Logo, a condição inicial é dada por

$$\frac{R_{\text{AGB}}(M_1)}{x(q)} \equiv a_{\text{cut,AGB}} < a \leq a_{\text{max}}. \quad (5.26)$$

Após a evolução da primária, teremos um sistema C+O-WD + MS. A fração desses sistemas, que evolui pelo canal III, é então:

$$f_{\text{evol}}^{(\text{III})}(M_1) = K_q \int_{q_{\text{cut}}(M_1)}^1 \zeta(q) \left(K_a \int_{a_{\text{cut,AGB}}(M_1,q)}^{a_{\text{max}}(M_1,q)} \zeta(a) da \right) dq. \quad (5.27)$$

No caso deste canal, o parâmetro livre que controla quais destes sistemas de fato se tornam simbióticas é o período orbital máximo P_{max} , parametrizado em a_{max} . Esse parâmetro garante que não existam sistemas em que a separação orbital inicial seja grande demais, o que não permitiria a interação efetiva entre as componentes. Novamente, como nos canais I e II, a quantidade computada é $df_{\text{evol}}^{(\text{III})}/dq$, que depois é integrada para a obtenção de $f_{\text{evol}}^{(\text{III})}$. A Figura 5.4 apresenta um resumo ilustrativo de todos os canais abordados neste trabalho.

5.3 Equacionamento da População de SySt

Com todos os caminhos evolutivos definidos, a fração total de sistemas que chega a fase de SySt é então dada pela soma dos canais:

$$f_{\text{ss}} = \int_{M_{\text{thr}}}^8 \frac{df_{\text{bin}}^*(M_1)}{dM_1} \sum_i f_{\text{evol}}^{(i)}(M_1) dM_1, \quad (5.28)$$

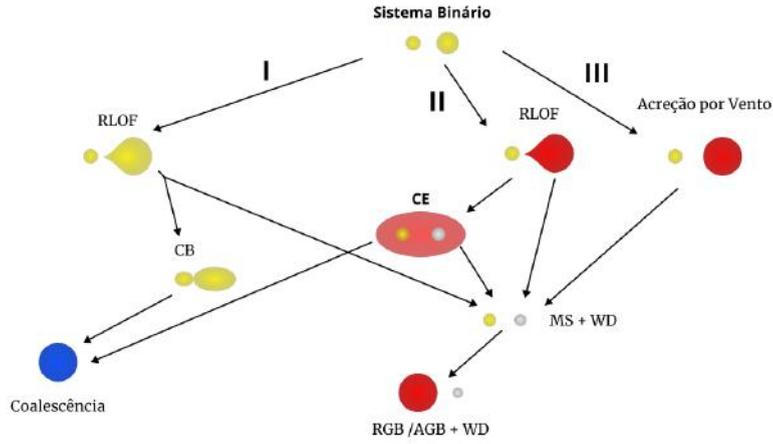


FIGURA 5.4. Ilustração dos canais evolutivos para SySt nesse trabalho (Luan Garcez de Oliveira).

onde definimos a seguinte quantidade

$$\frac{df_{\text{ss}}^{(i)}(M_1)}{dM_1} := \frac{df_{\text{bin}}^*(M_1)}{dM_1} f_{\text{evol}}^{(i)}(M_1), \quad (5.29)$$

como a densidade da fração de SySt – em espaço de massa – formadas pelo canal evolutivo i . O número de sistemas simbióticos, N_{ss} , depende de diversos fatores da galáxia em questão. Pensando de uma maneira estritamente matemática, chega-se em um valor para N_{ss} multiplicando-se a fração obtida, f_{ss} , por uma quantidade adimensional \mathcal{N} :

$$N_{\text{ss}} = \mathcal{N} f_{\text{ss}}. \quad (5.30)$$

Porém, que quantidade é essa? Uma forma de estimar tal número provem das propriedades das populações estelares em uma galáxia, em conjunto com as propriedades das SySt. Por exemplo, Kenyon et al. (1993) usam o volume do disco galáctico (V), a densidade de taxa de formação de PNe (ν_{PN}), e o “tempo de vida” do fenômeno simbiótico (τ_{ss}) para estimar este parâmetro² \mathcal{N} . A taxa de formação de PNe é usada considerando que a taxa com que as estrelas terminam sua evolução é aproximadamente a taxa com que elas são formadas (i.e. estrelas nas quais $M \gtrsim 0,8 M_{\odot}$). Portanto:

$$\mathcal{N} = r_{\text{PN}} \tau_{\text{ss}}, \quad (5.31)$$

onde $r_{\text{PN}} \equiv V \nu_{\text{PN}}$ é a taxa de formação de PNe.

²No artigo citado a abordagem é ligeiramente diferente da desse trabalho. Os autores calculam a taxa de formação de binárias considerando uma fração de binárias fixa em 50%: $r_{\text{bin}} = 0,5 \pi R^2 H \nu_{\text{PN}}$, sendo R o raio galáctico e H a altura de escala do disco. Depois calculam $N_{\text{ss}} = r_{\text{bin}} \tau_{\text{ss}} f_1 f_2 f_3$, onde os f 's são frações referentes à evolução binária (não são equivalentes aos canais I, II e III deste trabalho).

5.4 Parâmetros Observacionais e Resultados

Nessa seção, apresentamos os parâmetros observacionais que definem os valores e funções que serão usados nas definições construídas nas sessões anteriores, para inferência da população de SySt na Galáxia e em galáxias anãs do Grupo Local.

5.4.1 A Galáxia

Começamos definindo a massa de limiar, M_{thr} , para a população inicial de sistemas binários. Tomando a formação das primeiras estrelas durante a época da reionização, começando cerca de ~ 400 milhões de anos após o Big Bang (Schneider, 2015), com um Universo de aproximadamente 13,7 bilhões de anos, temos cerca de 13,3 bilhões de anos de formação estelar. Tomando esse valor para τ_{max} temos, da expressão 5.1, que a massa de limiar é dada por:

$$M_{\text{thr}} = \left(\frac{13,3 \times 10^9 [\text{anos}]}{10^{10} [\text{anos}]} \right)^{-1/\alpha} [M_{\odot}] = 1,33^{-1/\alpha} [M_{\odot}], \quad (5.32)$$

que para $2 \leq \alpha \leq 3$ adquire valores entre $\sim 0,86$ e $\sim 0,90 M_{\odot}$.

O segundo parâmetro a ser definido é o período orbital inicial máximo. Como desconhecemos o período orbital inicial no qual a evolução com troca de massa significativa passa a ser irrelevante, usamos um intervalo de valores. Tomamos como base os maiores períodos orbitais conhecidos para SySt. Esses valores são da ordem de $\log(P / [\text{dias}]) \approx 4-5$, para as simbióticas R Aquarii, RR Telescopium e V1016 Cygnus (Gromadzki & Mikołajewska, 2009; Hinkle et al., 2013), por exemplo. O intervalo de valores para P_{max} é:

$$\log(P_{\text{max}} / [\text{dias}]) \in [3,6; 4,2]. \quad (5.33)$$

Nota-se que a separação orbital em sistemas com troca de massa via ventos pode aumentar ou diminuir.

O terceiro parâmetro é a metalicidade, que é necessária para definir o comportamento dos canais evolutivos, uma vez que o raio da estrela e, conseqüentemente, as condições para RLOF, depende de Z . Para a Galáxia usamos $Z = Z_{\odot}$, considerando: $Z_{\odot} \in [0,0134; 0,0140]$ de acordo com os modelos de evolução estelar de Lagarde et al. (2012) e Claret (2019).

Além da definição destes parâmetros, precisamos das distribuições e observáveis $\xi(M_1)$, $\zeta(a)$, $\zeta(q)$ e $f_{\text{bin}}(M_1)$ (Figura 5.5) para chegarmos a função de binárias parametrizada, $df_{\text{bin}}^*(M_1, q) / dM_1 dq$. Duchêne & Kraus (2013) fornecem $\zeta(q)$ e $\zeta(a)$ apenas para sistemas binários nos intervalos de massa $0,7 \leq M_1 / M_{\odot} \leq 1,3$ e $1,5 \leq M_1 / M_{\odot} \leq 5,0$.

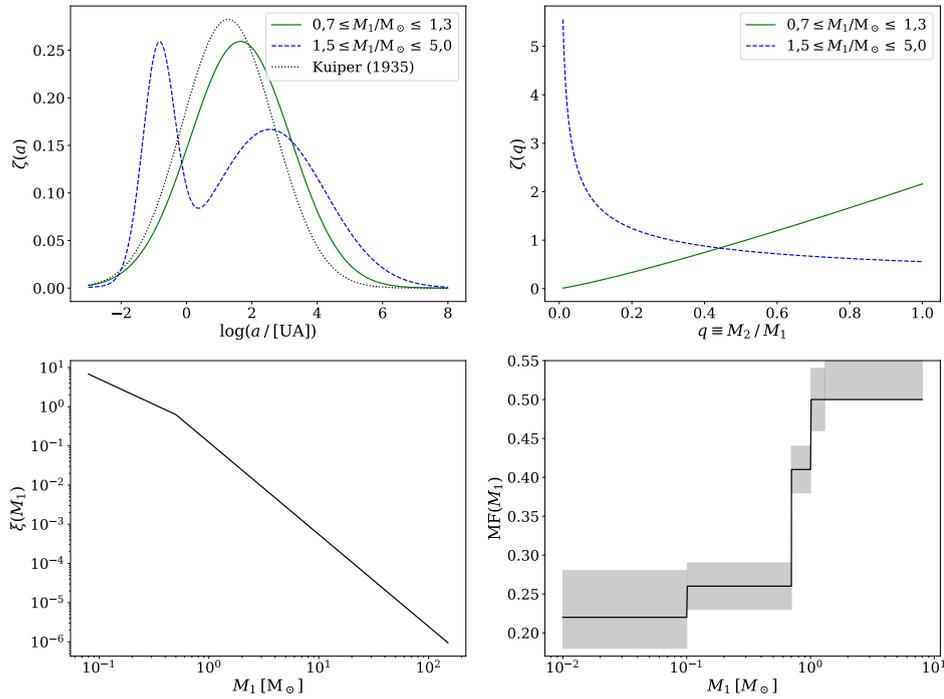


FIGURA 5.5. Distribuições e observáveis para binárias na Galáxia. a) Diagrama superior esquerdo: distribuições de separação orbital para estrelas binárias de diferentes classes espectrais, normalizadas em área no intervalo $\log(a/[UA]) \in [-3, 8]$. A curva pontilhada preta indica o resultado de observações apresentados por Kuiper (1935), para fins de comparação. b) Diagrama superior direito: distribuições de razão de massa para estrelas FGK e AB. c) Diagrama inferior esquerdo: função de massa inicial estelar (IMF), normalizada em área no intervalo $M_1 \in [0,08; 150] M_\odot$. d) Diagrama inferior direito: MF como função da massa da primária do sistema; as barras cinzas marcam as incertezas no valor, sendo a curva preta o valor médio (menos no intervalo 1,3–8,0 M_\odot , onde marca o limite inferior). Referências: (a),(b),(d) – Duchêne & Kraus (2013); (c) Kroupa (2001).

Neste trabalho, ajustamos tais intervalos com os valores de massa utilizados, tornando-os então: $0,7 \leq M_1 / M_\odot \leq 1,3$ e $1,3 < M_1 / M_\odot \leq 8,0$. Para $f_{\text{bin}}(M_1)$ usamos a frequência de multiplicidade como aproximação, devido ao valor da frequência de companheira. Das definições de MF e CF fornecidas no Capítulo 1, CF/MF nos dá a informação a respeito da quantidade de companheiras por sistema múltiplo, de forma que se todos os sistemas são binários temos $\text{CF}/\text{MF} = 1$, se todos os sistemas são triplos temos $\text{CF}/\text{MF} = 2$ etc. É então fácil imaginar que se $\text{CF}/\text{MF} \gtrsim 1$, logo a maioria dos sistemas múltiplos são binários. Analisando os valores dados por Duchêne & Kraus (2013):

$$\text{MF}_{0,7-1,0 M_\odot} = (41 \pm 3) \%, \quad \text{CF}_{0,7-1,0 M_\odot} = (56 \pm 4) \% \Rightarrow \frac{\text{CF}}{\text{MF}} = 1,36 \pm 0,13 \quad (5.34)$$

$$\text{MF}_{1,0-1,3 M_\odot} = (50 \pm 4) \%, \quad \text{CF}_{1,0-1,3 M_\odot} = (75 \pm 5) \% \Rightarrow \frac{\text{CF}}{\text{MF}} = 1,50 \pm 0,15 \quad (5.35)$$

$$\text{MF}_{1,5-5,0 M_\odot} \geq 50\%, \quad \text{CF}_{1,5-5,0 M_\odot} = (62 \pm 3) \% \Rightarrow \frac{\text{CF}}{\text{MF}} \leq 1,24 \pm 0,08 \quad (5.36)$$

percebe-se que $f_{\text{bin}} \approx \text{MF}$ não é uma má aproximação neste caso.

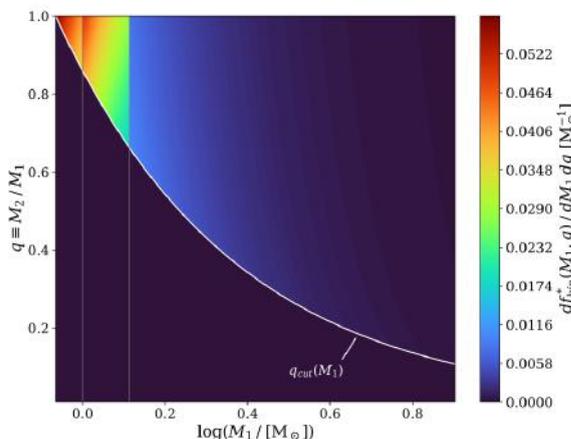


FIGURA 5.6. Fração de binárias parametrizada para $M_{\text{thr}} = 0,86 M_{\odot}$ e $\log(P_{\text{max}} / [\text{dias}]) = 4,2$.

Para a função de massa inicial, tomamos como base a apresentada por Kroupa (2001), normalizando-a no intervalo $M_1 \in [0,08; 150] M_{\odot}$. O motivo do intervalo de normalização é simples. O limite inferior indica a transição de estrelas para objetos subestelares (e.g. anãs marrons, planetas gigantes gasosos). Já o limite superior indica apenas um ponto onde o valor da distribuição já é baixo demais, indicando que estrelas de tal massa, e maiores, são extremamente raras.

A fração de binárias parametrizada (Figura 5.6) apresenta três descontinuidades. A mais evidente é uma curva que corta praticamente metade do domínio da função (em branco), representando o corte feito por $q_{\text{cut}}(M_1) = M_{\text{thr}}/M_1$. As outras duas são verticais, indicadas por linhas cinzas, e representam as descontinuidades em $f_{\text{bin}}(M_1)$ e a troca de distribuições $\zeta(a)$ e $\zeta(q)$, de FGK para AB, em $M_1 = 1,3 M_{\odot}$.

Com relação à evolução binária, precisamos que a fração de evolução em função da massa da primária, $f_{\text{evol}}(M_1)$, precisa satisfazer a seguinte condição:

$$f_{\text{evol}}(M_1) := \sum_i f_{\text{evol}}^{(i)}(M_1) \leq 1, \forall M_1, \quad (5.37)$$

para que seja evidente que nenhum erro matemático foi cometido e que as constantes de renormalização, K_a e K_q , tenham sido aplicadas corretamente. A Figura (5.7) mostra um exemplo do comportamento das frações $f_{\text{evol}}^{(i)}(M_1)$ para uma dada seleção de parâmetros. É possível notar que, para um dado valor de massa, o maior valor da soma de todas as frações de evolução é ≈ 1 , e < 1 para todo o resto do intervalo, mostrando então que não há inconsistências matemáticas no algoritmo. Um comportamento bastante similar é observado para outras combinações de parâmetros. Como pode-se notar na mesma figura, os canais dominantes são II RGB e III, o que é uma consequência direta do domínio de integração no espaço de separação orbital.

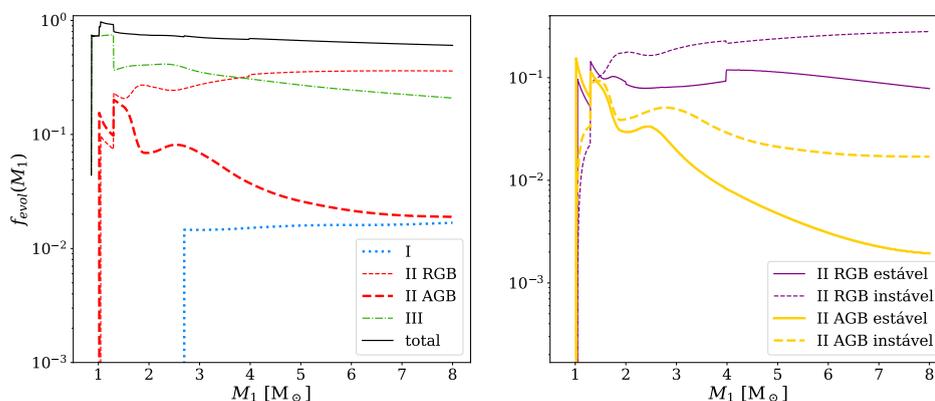


FIGURA 5.7. Comportamento de $f_{evol}(M_1)$ para cada canal evolutivo, para estrelas com $Z = Z_{\odot}$, $M_{thr} = 0,86 M_{\odot}$, $\log(P_{max} / [\text{anos}]) = 4,2$, $f_{\ell}^{(I)} = 0,25$ e $f_{\ell}^{(II)} = 0,5$. Os canais II RGB e II AGB são a soma de seus respectivos subcanais, estável e instável. A curva sólida preta é a soma de todas as outras curvas.

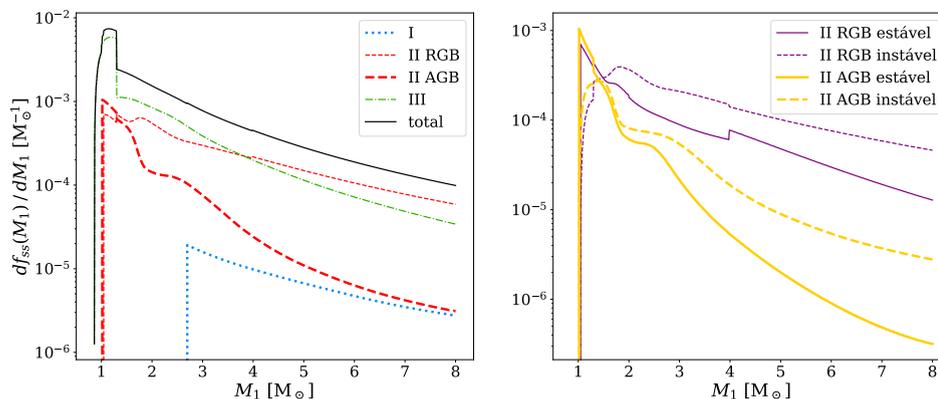


FIGURA 5.8. Comportamento de $df_{ss}(M_1)/dM_1$ para cada canal evolutivo, para estrelas com $Z = Z_{\odot}$, $M_{thr} = 0,86 M_{\odot}$, $\log(P_{max} / [\text{anos}]) = 4,2$, $f_{\ell}^{(I)} = 0,25$ e $f_{\ell}^{(II)} = 0,5$.

Juntando então as informações da fração de binárias parametrizada (i.e. população inicial) com a evolução desses sistemas para formação de SySt, temos a densidade de simbióticas em função da massa inicial da estrela primária do sistema, df_{ss}/dM_1 ; a figura 5.8 mostra o comportamento desta quantidade. O comportamento é bastante similar àquele da fração de evolução comentada anteriormente, entretanto agora a tendência da curva é de queda, o que é uma consequência da IMF, i.e., se sistemas de mais alta massa são raros durante suas fases de MS (em relação à sistemas de baixa massa), então sistemas evoluídos de alta massa também serão. A principal informação deste parâmetro é então a contribuição específica de cada um dos canais para a população final, uma vez que é independente do parâmetro \mathcal{N} . Então a integração dessa densidade retorna a fração da população inicial de sistemas que se torna SySt, f_{ss} .

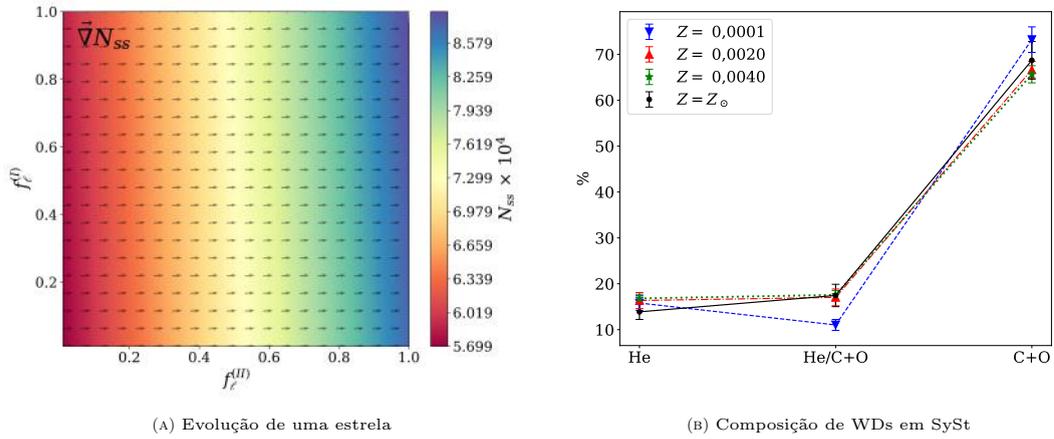


FIGURA 5.9. (A): Variação na população de simbióticas em função dos parâmetros livres $f_l^{(I)}$ e $f_l^{(II)}$; mantendo fixado $M_{\text{thr}} = 0,86 M_\odot$; $\log(P_{\text{max}} / [\text{dias}]) = 4,2$; $Z = 0,0134$. Nota-se que o valor de $f_l^{(II)}$ domina o cálculo da população de simbióticas. As setas indicam a direção de $\vec{\nabla} N_{ss}$ em cada ponto do espaço de parâmetros, assim como a variação no mapa de cor. (B): Composição de WDs em SySt para cada um dos modelos de metalicidade abordados.

A população de SySt, N_{ss} , é então dada pela multiplicação de f_{ss} por \mathcal{N} . Para a Galáxia temos:

$$\mathcal{N} = V \nu_{\text{PN}} \tau_{ss} = 2\pi R_G^2 H_{es} \nu_{\text{PN}} \tau_{ss}, \quad (5.38)$$

onde $V = 2\pi R_G^2 H_{es}$ é o volume característico do disco espesso da Galáxia, em aproximação cilíndrica, sendo H_{es} a escala de altura do disco espesso. Usamos $\nu_{\text{PN}} = 2,4 \times 10^{-12} \text{ pc}^{-3} \text{ ano}^{-1}$ (Phillips, 1989), $H_{es} = 580 \text{ pc}$ (Kumar et al., 2021), $\tau_{ss} = 5 \times 10^6$ anos (Munari & Renzini, 1992; Kenyon et al., 1993), e as duas aproximações para R_G (R_{trunc} e $4h_d$) como apresentado no capítulo 4.

Os últimos parâmetros que faltam ser definidos são $f_l^{(I)}$ e $f_l^{(II)}$. Esses são mais complexos, e não puderam ser derivados das informações observacionais disponíveis para este trabalho. Da evolução binária é esperado que apenas uma pequena fração dos sistemas que evoluem pelo canal I, de fato passe pela fase simbiótica. Logo podemos considerar um valor pequeno para $f_l^{(I)}$, ou seja $< 0,5$. O caso de $f_l^{(II)}$ é ainda mais incerto, pois gigantes que passam por RLOF instável formarão um envoltório comum, e a ejeção deste envoltório dependerá de fatores dinâmicos de cada sistema, o que está fora do escopo deste trabalho.

Além disso, a partir da análise de $\vec{\nabla} N_{ss}(f_l^{(I)}, f_l^{(II)})$ foi possível identificar que $f_l^{(I)}$ é praticamente irrelevante perante a $f_l^{(II)}$ (Figura 5.9a). Isso é esperado, uma vez que o domínio de integração do canal I é muito pequeno em comparação com aquele do restante dos canais. Por esses motivos, resolvemos utilizar os seguintes valores: $f_l^{(I)} = 0,25$ e $f_l^{(II)} = 0,5$.

TABELA 5.1. Contribuição relativa de cada canal evolutivo. Parâmetros fixados: $Z = 0,0134-0,0140$; $f_{\ell}^{(I)} = 0,25$; $f_{\ell}^{(II)} = 0,5$. Tabela superior: $M_{\text{thr}} = 0,86 M_{\odot}$; tabela inferior: $M_{\text{thr}} = 0,90 M_{\odot}$.

$M_{\text{thr}} = 0,86 M_{\odot}$						
$\log(P_{\text{max}})$	I	II RGB		II AGB		III
dias		estável	instável	estável	instável	%
3,6	0,75	12,93	20,09	7,45	6,06	52,73
3,9	0,67	11,58	18,00	6,67	5,42	57,65
4,1	0,63	10,78	16,76	6,21	5,05	60,57
4,2	0,61	10,41	16,18	6,00	4,88	61,93
$M_{\text{thr}} = 0,90 M_{\odot}$						
$\log(P_{\text{max}})$	I	II RGB		II AGB		III
dias		estável	instável	estável	instável	%
3,6	0,79	13,59	21,03	7,24	5,92	51,43
3,9	0,71	12,21	18,90	6,51	5,32	56,34
4,1	0,66	11,39	17,63	6,07	4,97	59,27
4,2	0,64	11,01	17,04	5,87	4,80	60,64

 TABELA 5.2. Resultado com a composição química das WDs em SySt. As porcentagens indicam a quantidade de SySt que possuem WDs com a composição indicada. Parâmetros fixados: $Z = 0,0134-0,0140$; $f_{\ell}^{(I)} = 0,25$; $f_{\ell}^{(II)} = 0,5$.

$\log(P_{\text{max}})$ dias	$M_{\text{thr}} = 0,86 M_{\odot}$			$M_{\text{thr}} = 0,90 M_{\odot}$		
	He %	He/C+O %	C+O %	He %	He/C+O %	C+O %
3,6	15,17	18,64	66,23	15,54	19,90	64,60
3,9	13,59	16,69	69,75	13,97	17,88	68,18
4,1	12,65	15,54	71,83	12,59	16,12	71,31
4,2	12,22	15,01	72,80	12,59	16,12	71,31

A Tabela 5.1 apresenta os resultados obtidos para a contribuição relativa de cada canal evolutivo para SySt da Via Láctea, em função dos parâmetros M_{thr} e $\log(P_{\text{max}})$. Pode-se perceber que embora o parâmetro P_{max} varie de forma considerável, a fração relativa por canal não varia consideravelmente; isso ainda é verdade quando variamos o valor de $f_{\ell}^{(II)}$. Além disso, nota-se que a contribuição do canal III é superior a 50% da população de SySt em todas as combinações testadas. Isso implica que a maioria das WDs em sistemas simbióticos galácticos, segundo a análise realizada neste trabalho, serão WDs de C+O (Tabela 5.2). Esse resultado é consequência da definição do canal III: as primárias terminam sua evolução sem que ela tenha sido interrompida por RLOF em nenhuma de suas fases evolutivas. Note que primárias que perdem seu envoltório por RLOF durante a fase AGB também já possuem núcleos de C+O formados, assim como algumas primárias durante a fase RGB. Isso implica que a fração de SySt com WDs de C+O não é idêntica à fração de SySt formadas pelo canal III.

A fração de SySt com WDs de uma certa composição química foi calculada usando-se os processos de evolução estelar descritos nos capítulos 2 e 3. Em resumo, WDs de He

TABELA 5.3. População de SySt galácticas resultante do modelo estatístico de evolução binária. Os resultados são apresentados em função de $\log(P_{\max})$ e M_{thr} , assim como as duas aproximações para o raio do disco galáctico, como feito no modelo empírico. $R_{\text{trunc}} = 16,1 \pm 1,3$ kpc; $h_d = 2,90 \pm 0,29$ kpc (Amôres et al., 2017).

	$M_{\text{thr}} = 0,86 M_{\odot}$		$M_{\text{thr}} = 0,90 M_{\odot}$	
	$R_G = 4h_d$	$R_G = R_{\text{trunc}}$	$R_G = 4h_d$	$R_G = R_{\text{trunc}}$
$\log(P_{\max})$ dias	N_{ss} [$\times 10^4$]			
3,6	$3,02 \pm 0,30$	$5,82 \pm 0,98$	$2,76 \pm 0,28$	$5,32 \pm 0,90$
3,9	$3,38 \pm 0,34$	$6,50 \pm 1,10$	$3,07 \pm 0,31$	$5,91 \pm 1,00$
4,1	$3,63 \pm 0,36$	$6,98 \pm 1,18$	$3,29 \pm 0,33$	$6,34 \pm 1,07$
4,2	$3,75 \pm 0,37$	$7,23 \pm 1,22$	$3,40 \pm 0,34$	$6,56 \pm 1,11$

são provenientes do canal I como um todo, e dos canais II RGB instável e estável, com massas entre M_{thr} e $2,3 M_{\odot}$. A região de incerteza (He/C+O) onde não foi possível determinar se a composição da WD seria de He ou C+O (podendo inclusive ser mista), remete aos canais II RGB instável e estável entre $2,3 M_{\odot}$ e $8,0 M_{\odot}$. Já SySt com WDs de C+O, provém dos canais II AGB, instável e estável, e III sem restrição ao intervalo de massa.

A Tabela 5.3 apresenta as populações de SySt obtidas, de acordo com o parâmetro \mathcal{N} , novamente, em função dos parâmetros M_{thr} e $\log(P_{\max})$. É notável que os valores estimados praticamente dobram com a escolha de parâmetros entre $R_G = 4h_d$ e $R_G = R_{\text{trunc}}$, pelo mesmo motivo indicado no Capítulo 4 (relação quadrática com R_G e densidade constante). De qualquer forma, o valor relativo ao raio de truncamento é interpretado, como na abordagem empírica, como um limite superior na população, de forma que seria altamente improvável encontrar uma população de SySt acima deste valor. Portanto, utilizando a fórmula de melhor aproximação (expressão 4.12) para os valores de N_{ss} referentes ao parâmetro $R_G = 4h_d$, a população esperada de SySt, obtida através deste modelo estatístico, é $3,23 \times 10^4$. Já o limite superior na população é de $6,18 \times 10^4$.

5.4.2 Galáxias Anãs do Grupo Local

Estimar a população de SySt nas galáxias anãs do Grupo Local é ainda mais complicado, pois é necessário levar em conta que os parâmetros apresentados anteriormente variam com a Z , além de que várias informações sobre essas são escassas como a multiplicidade de suas populações estelares, taxa de formação de nebulosas planetárias, possíveis variações na IMF e nas distribuições de razão de massa e períodos orbitais.

Devido a essas dificuldades, resolvemos manter algumas quantidades inalteradas em relação à Galáxia, são elas: $\xi(M_1)$, $\zeta(q)$ e $\zeta(a)$. Para a IMF, $\xi(M_1)$, não são encontradas

diferenças significativas em galáxias próximas como LMC e SMC (Bastian et al., 2010), logo a aproximação de IMF “universal” no Grupo Local é razoável. Variações em $\zeta(a)$ e $\zeta(q)$ são mais incertas e de difícil caracterização. A aproximação em Z é feita a partir dos valores observados de abundância $[\text{Fe}/\text{H}]$ de cada galáxia, como comumente observado na literatura – e.g., ver comentário na tabela 6 de Mateo (1998):

$$Z_i \approx 10^{[\text{Fe}/\text{H}]_i} Z_{\odot}. \quad (5.39)$$

A importância dessa transformação, mesmo que de forma não muito rígida, está relacionada à variação do raio das estrelas com Z , o que muda os valores de corte $a_{\text{cut},\varphi}(M_1, q)$ e, conseqüentemente, a fração de sistemas que evolui por cada dos canais evolutivos. Como trabalhamos com um número reduzido de modelos de evolução estelar considerados em função de Z e M na análise aqui apresentada, foi necessário definir uma metalicidade modelo para cada uma das galáxias. A definição foi feita com base nos valores Z_i , associando-o com o valor mais próximo à metalicidade dos modelos de evolução estelar utilizados. Definimos: modelo A $\mapsto Z = 0,0001$; modelo B $\mapsto Z = 0,0020$; e modelo C $\mapsto Z = 0,0040$.

Com relação à fração de binárias parametrizada, $df_{\text{bin}}^*(M_1)/dM_1$, e a fração de evolução, $f_{\text{evol}}(M_1)$, para cada um dos modelos de Z , obtemos um comportamento similar ao modelo da Galáxia, com o detalhe de que a região entre 3,6 e 7,1 M_{\odot} não possui contribuição do canal II AGB estável no modelo $Z = 0,0001$. Isso se deve ao comportamento da razão de massa crítica, $q_{\text{crit}}(M_1)$, para AGBs nesta faixa de massa possuir um valor maior que 1,0 na reconstrução feita (Figura 5.3), o que implica que necessariamente todos os sistemas terão transferência de massa instável nesta região. Esse comportamento decorre do fato de que a estrela que transfere massa é a primária e $M_1 \geq M_2$, logo $q \leq 1$ e, portanto, $q < q_{\text{crit}}$ nesses casos. A Tabela 5.4 apresenta os dados observacionais e parâmetros utilizados para as galáxias da amostra.

O parâmetro \mathcal{N} para o caso das galáxias anãs no Grupo Local é calculado a partir do número esperado de PNe (N_{PN}), do tempo de vida médio das PNe (τ_{PN}) e do tempo de vida das SySt (τ_{ss}):

$$\mathcal{N} = \frac{N_{\text{PN}}}{\tau_{\text{PN}}} \tau_{\text{ss}}, \quad (5.40)$$

onde $N_{\text{PN}}/\tau_{\text{PN}}$ faz o papel da taxa de formação de PNe e, da mesma forma como feito para a Galáxia, relaciona com a taxa com que estrelas de $\sim 0,8$ – $8,0 M_{\odot}$ “morrem”. O valor de N_{PN} pode ser derivado da luminosidade bolométrica (L_{bol}) da galáxia e do chamado parâmetro α , ou razão α (Buzzoni et al., 2006). Tal parâmetro é definido como:

$$\alpha := \mathcal{B}\tau_{\text{PN}} = \mathcal{B} \min[\tau_{\text{PAGB}}, \tau_{\text{din}} - \tau_{\text{tt}}] = \frac{N_{\text{PN}}}{L_{\text{bol}}}, \quad (5.41)$$

TABELA 5.4. Parâmetros observacionais da amostra de galáxias anãs do grupo local. As colunas representam, da esquerda para a direita, respectivamente: a designação da galáxia, tipo morfológico, magnitude absoluta visível, massa estelar (a partir de uma razão massa-luminosidade igual a 1), abundância [Fe/H], metalicidade, modelo de evolução utilizado, fração de binárias e população de PNe teórica – aproximada pela equação 5.46 com $\mathcal{B} = 1,8 \times 10^{-11} L_{\odot, \text{bol}}^{-1} \text{ ano}^{-1}$ e $\tau_{\text{PN}} = 3 \times 10^4$ anos. Tipo morfológico, massa estelar e [Fe/H] são dados por McConnell (2012) e magnitude absoluta visível (M_V) por Reid (2015).

*: Banda de valores usada na ausência de valores observados.

†: Valor considerado baseado no valor médio da fração de binárias em aglomerados de LMC (Milone et al., 2009), e em concordância com modelos de histórico de formação estelar para SMC e LMC como comentado por Rubele et al. (2011) e referências neste contidas.

‡: Derivado a partir de velocidade radial, entretanto com alta incerteza (Bonidie et al., 2022).

a: Spencer et al. (2018); b: Spencer et al. (2017); c: Minor (2013); d: Geha et al. (2013).

Nome da galáxia	Tipo	M_V [mag]	M_* [$\times 10^6 M_{\odot}$]	[Fe/H] [dex]	Z [$\times 10^{-4}$]	Mod.	f_{bin}	N_{PN}
LMC	Ir	-18,5	1500	-0,5	42,4	C	0,30 [†]	1295
SMC	Ir	-17,1	460	-1,0	13,4	B	0,30 [†]	357
NGC 205	Sph	-16,4	330	-0,8	21,2	B	(0,25–0,55)*	187
IC 10	Ir	-16,3	86	-1,28	7,0	A	(0,25–0,55)*	171
NGC 6822	dIr	-16,0	100	-1,0	13,4	B	(0,25–0,55)*	129
NCG 185	Sph	-15,6	68	-1,3	6,7	A	(0,25–0,55)*	90
IC 1613	dIr	-15,3	100	-1,6	3,4	A	(0,25–0,55)*	68
NCG 147	Sph	-15,1	62	-1,1	10,6	B	(0,25–0,55)*	56
WLM	dIr	-14,4	43	-1,27	7,2	A	(0,25–0,55)*	30
Sagittarius	dSph	-13,8	21	-0,4	53,3	C	(0,36–0,40) [‡]	17
Fornax	dSph	-13,1	20	-0,99	13,7	B	0,44 ^c –0,87 ^a	9
Leo II	dSph	-10,1	0,74	-1,62	3,2	A	0,33 ^b –0,36 ^a	0
Sculptor	dSph	-9,8	2,3	-1,68	2,8	A	0,58 ^a –0,59 ^c	0
Sextans	dSph	-9,5	0,44	-1,93	1,6	A	0,68 ^c –0,71 ^a	0
Carina	dSph	-9,4	0,38	-1,72	2,5	A	0,14 ^c –0,20 ^a	0
Draco	dSph	-8,6	0,29	-1,93	1,6	A	0,50 ^a	0
Ursa Minor	dSph	-8,5	0,29	-2,13	1,0	A	0,78 ^a	0
Hercules	dSph	-6,6	0,037	-2,41	0,5	A	0,47 ^d	0
Leo IV	dSph	-5,5	0,019	-2,54	0,4	A	0,47 ^d	0

onde \mathcal{B} é o fluxo evolutivo específico, com um valor aproximado de $1,8 \times 10^{-11} L_{\odot, \text{bol}}^{-1} \text{ ano}^{-1}$ (Buzzoni et al., 2006), que tem uma dependência fraca em metalicidade e inclinação da IMF utilizada. Como apresentado por Buzzoni et al. (2006), τ_{PN} é ajustado com a escala de tempo da fase pós-AGB (τ_{PAGB}) ou com a escala de tempo dinâmica (τ_{din}) da dissipação da PN no meio interestelar. O parâmetro τ_{tt} é o tempo para que o caroço estelar torne-se suficientemente quente o para ionizar o gás da nebulosa e torná-la visível. Dessa forma, teremos:

$$N_{\text{PN},i} = \alpha L_{\text{bol},i}, \quad (5.42)$$

para cada galáxia tratada. A luminosidade bolométrica pode ser estimada a partir da magnitude na banda fotométrica V com correção bolométrica. Da expressão para diferença de magnitudes, temos:

$$M_{\text{bol},i} - M_{\odot, \text{bol}} = -2,5 \log \left(\frac{L_{\text{bol},i}}{L_{\odot, \text{bol}}} \right), \quad (5.43)$$

sendo $M_{\text{bol},i}$ a magnitude absoluta bolométrica da galáxia “i” e $M_{\odot, \text{bol}}$ a magnitude absoluta bolométrica Solar. Tais magnitudes são associadas com a magnitude absoluta

TABELA 5.5. Populações de SySt extragalácticas no Grupo Local. Cada coluna apresenta N_{ss} de cada uma das galáxias da amostra, para cada valor do parâmetro inicial $\log(P_{\max})$, P_{\max} em dias. A população confirmada de SySt foi retirada do catálogo construído por Merc et al. (2019) em sua versão mais recente de 2022.

galáxia	N_{ss}				Confirmadas
	$\log(P_{\max})$ = 3,6	$\log(P_{\max})$ = 3,9	$\log(P_{\max})$ = 4,1	$\log(P_{\max})$ = 4,2	
LMC	685	759	819	849	10
SMC	187	207	223	232	12
NGC 205	82–180	91–199	98–215	101–223	1
IC 10	75–166	84–185	85–188	92–203	1
NGC 6822	56–124	63–138	68–149	70–154	1
NCG 185	40–87	44–97	45–99	49–107	1
IC 1613	30–66	33–74	34–75	37–81	0
NCG 147	25–54	27–60	30–65	31–67	0
WLM	13–29	15–32	15–33	16–35	0
Sagittarius	11–12	12–13	13–14	13–15	0
Fornax	7–14	8–15	8–16	9–17	0
Sextans	0	0	0	0–1	0
Draco	0	0	0	0	1

na banda V através da seguinte expressão:

$$M_{\text{bol}} = M_V + \text{BC}, \quad (5.44)$$

onde M_V é a magnitude V e BC é o fator de correção bolométrica. Para o Sol temos $M_{V,\odot} = 4,83$ e $\text{BC}_{\odot} \approx -0,1$ e, de acordo com Reid (2015), pode-se usar $\text{BC}_i = -0,2 \forall i$. Dessa forma, combinando as expressões 5.43 e 5.44, a luminosidade bolométrica de cada galáxia será dada por:

$$L_{\text{bol},i} = L_{\odot,\text{bol}} \times 10^{0,4(M_{V,\odot} + \text{BC}_{\odot} - M_{V,i} - \text{BC}_i)}. \quad (5.45)$$

Tomando \mathcal{B} e τ_{PN} como constantes, $N_{\text{PN},i}$ toma sua forma final:

$$N_{\text{PN},i} = \mathcal{B}\tau_{\text{PN}}L_{\odot,\text{bol}} \times 10^{0,4(M_{V,\odot} + \text{BC}_{\odot} - M_{V,i} - \text{BC}_i)}. \quad (5.46)$$

Logo, o parâmetro $\mathcal{N}_i = N_{\text{PN},i}\tau_{ss}/\tau_{\text{PN}}$ será dado por:

$$\mathcal{N}_i = \mathcal{B}\tau_{ss}L_{\odot,\text{bol}} \times 10^{0,4(M_{V,\odot} + \text{BC}_{\odot} - M_{V,i} - \text{BC}_i)}, \quad (5.47)$$

e, portanto, o número de SySt, como anteriormente, é calculado de $N_{ss,i} = \mathcal{N}_i f_{ss}$. A população de SySt por galáxia da amostra é dada na tabela 5.5.

As galáxias que não aparecem na tabela 5.5 retornaram uma população nula de SySt para todos os valores testados dos parâmetros (os valores reais numéricos são em sua maioria $\sim 10^{-1}$), além de não terem SySt detectadas observacionalmente. Isso aconteceu, pois tais galáxias são muito pequenas (o que pode ser visto pelo valor de suas magnitudes

absolutas na tabela 5.4), possuindo uma população estelar bastante reduzida. Tal valor nulo, entretanto, não significa que tais galáxias não possuem SySt; ver caso de Draco. Uma interpretação possível é a de que a taxa com que SySt são formadas nestas galáxias é menor do que a taxa com que estas deixam de existir ($\sim 1/\tau_{\text{ss}}$), o que implicaria que, em média, não se espera encontrar SySt. A população para as outras galáxias varia de algumas dezenas até algumas centenas, nos casos de galáxias com massas mais consideráveis como SMC, LMC, IC 10 e NGC 205, por exemplo.

Com relação à composição de WDs para essas SySt (figura 5.9b), nota-se que não há uma diferença significativa em relação às composições derivadas para $Z = Z_{\odot}$. Embora os raios estelares médios variem com a metalicidade, para cada fase evolutiva, o que então muda os valores a_{cut} que definem os canais evolutivos, tal variação não é expressiva o suficiente para alterar drasticamente a fração relativa de WDs com dada composição para cada Z .

Capítulo 6

Estrelas Simbióticas como Progenitoras de Supernovas Ia

A questão da taxa observada de SNe Ia que poderiam ser associadas com um progenitor simbiótico é um problema dependente da população de SySt. Isto é, não só depende da quantidade de SySt, como das características físicas desses sistemas, sendo as principais a massa da WD e a taxa de acreção. O modelo para formação de SNe Ia utilizado neste trabalho é o clássico, i.e., uma WD acreta material de uma estrela companheira até que atinja (ou quase atinja) a massa de Chandrasekhar. Tal configuração leva à ignição do carbono levando a uma cadeia de reações termonucleares fora do equilíbrio.

6.1 Parâmetros do SySt Progenitor

A taxa de perda de massa de SySt não é muito bem conhecida, entretanto, segundo Munari & Renzini (1992), podemos supor que um SySt existe por uma escala de tempo da mesma ordem que a fase de gigante das estrelas ($\tau_{ss} \approx 5 \times 10^6$ anos; Kenyon et al., 1993), como utilizado no capítulo anterior. De uma forma extremamente simplificada, seja uma WD de massa M_{WD} em um SySt que adquire e funde material à uma taxa constante (*steady burning*), sendo $\dot{M}_{WD} = -\alpha_{ac}\dot{M}_2$ a taxa de acreção da WD devido a transferência de material pela companheira, onde $0 \leq \alpha_{ac} \leq 1$ é a eficiência de acreção. Para que M_{WD} alcance a massa de Chandrasekhar (M_{Ch}) se faz necessário que:

$$|\dot{M}_2| \geq \frac{1}{\alpha_{ac}} \frac{M_{ch} - M_{WD}}{\tau_{ss}} \approx \frac{1}{\alpha_{ac}} \frac{1,4 [M_{\odot}] - M_{WD}}{5 \times 10^6 [\text{anos}]} \quad (6.1)$$

Como $M_{WD} < M_{Ch}$, isso indica que $|\dot{M}_2| \gtrsim 10^{-7}/\alpha_{ac} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, o que é um valor consideravelmente alto, mas possível para estrelas RGB/AGB. A componente fria da

SySt HD 330036, por exemplo, possui uma perda de massa estimada em $\sim 0,4-1 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Angeloni, 2009). Entretanto, Kenyon et al. (1993) apresentam bons argumentos contra esse modelo. Segundo esses autores, WDs nesse cenário em SySt consumiriam material (i.e. adicionariam He em camadas superiores, devido à fusão do H acretado) a uma taxa de $\dot{M}_{\text{WD}} \approx 1,5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Tal situação implicaria:

$$\frac{M_{\text{Ch}} - M_{\text{WD}}}{\tau_{\text{ss}}} = 1,5 \times 10^{-8} [M_{\odot} \text{ ano}^{-1}] \Rightarrow M_{\text{WD},\text{min}} \approx 1,33 [M_{\odot}], \quad (6.2)$$

para que uma WD pertencente a uma SySt pudesse alcançar a massa de Chandrasekhar, dada a escala de tempo (τ_{ss}) desses sistemas. Entretanto, apenas WDs de baixa massa ($M_{\text{WD}} \leq 1,0 M_{\odot}$) apresentariam essa taxa de consumo de material citada. Logo, Kenyon et al. (1993) concluem que SySt não poderiam ser progenitoras de SNe Ia através desse cenário. Mas apontam que a incerteza no valor de τ_{ss} prejudica uma análise mais robusta, pois levando em conta que a massa média das componentes frias em SySt é $\sim 1,0-3,0 M_{\odot}$ (das que temos informação), e que tais gigantes formarão WDs com massas entre $0,5-0,7 M_{\odot}$, isso significa que as mesmas perdem $0,5-2,5 M_{\odot}$ no processo. Com uma eficiência de acreção de $\sim 10\%$, as WDs poderiam adquirir em torno de $0,05-0,25 M_{\odot}$ durante a fase SySt, o que seria suficiente para elevar a massa das WDs mais massudas, pertencentes a SySt, para M_{Ch} , colocando um valor limite de $M_{\text{WD},\text{min}} \approx 1,1-1,3 M_{\odot}$.

Ainda existem outras duas classes de SySt mais restritas, porém importantes para as considerações feitas neste trabalho. Uma é chamada de NOVAS SIMBIÓTICAS e, no outro caso, tratam-se de SySts em que a curva de luz evidencia que a gigante possui um bojo de maré, o que indica que a mesma pode estar preenchendo o lóbulo de Roche, ou muito próxima disso. Novas simbióticas são SySt onde o fenômeno ‘nova’ acontece. Algumas SySts ainda são do tipo novas recorrentes, como RS Oph e T CrB, por exemplo. Esses sistemas citados são importantes casos, pois, como apontado por Mikołajewska (2011), possuem WDs de alta massa (ao menos maiores que $1,0 M_{\odot}$). Além disso, novas (e principalmente novas recorrentes) são um possível mecanismo de acréscimo de massa em WDs (Starrfield et al., 2012). Já em SySts em que há um possível RLOF, a importância se dá no contexto em que a WD pode consumir uma quantidade muito maior de material de sua companheira gigante, apenas limitada matematicamente pelo tamanho do envoltório da gigante, podendo então facilmente atingir M_{Ch} .

Embora essas classes de SySt citadas possam satisfazer os requisitos para SNe Ia no modelo clássico, elas são raras, representando $\sim 5-10\%$ da população total conhecida (Mikołajewska, 2011). Então, concluindo, existem duas grandes dificuldades na tentativa de estimar a população de SySt possivelmente progenitoras de SNe Ia: 1) o próprio desconhecimento da população total e estimativas divergentes; e 2) desconhecimento sobre o(s) mecanismo(s) que gera(m) SNe Ia.

6.2 Resultados

Desconhecemos muitas das informações a respeito das massas das componentes dos SySt. Por exemplo, admitir uma fração de 5–10% de SySts com características de possíveis progenitores (novas recorrentes e RLOF) é extremamente especulativo. Daí, restringimos nossa abordagem a computar a fração de sistemas que evoluem em SySts e possuem WDs de C+O com $M_{\text{WD}} \geq M_{\text{WD,min}}$. Isso foi possível através do uso de relações de massa inicial e final (IFMR – *initial-final mass relation*).

Consideramos que a população de SySts é aproximadamente constante, ou seja, que a taxa com que são formadas é aproximadamente àquela com a qual deixam de ser SySts – neste caso isso significa que a WD desencadeia uma SNe Ia (para as SySt que possuem WDs $M_{\text{WD}} \geq M_{\text{WD,min}}$). Então, a taxa de formação de SNe Ia com progenitores simbióticos é dada por $r_{\text{SNe Ia-SySt}} = N_{\text{ss}}(M_{\text{WD}} \geq M_{\text{WD,min}})/\tau_{\text{ss}}$, portanto:

$$r_{\text{SNe Ia-SySt}} = \frac{\mathcal{N}}{\tau_{\text{ss}}} \int_{M_1(M_{\text{WD,min}})}^8 \frac{df_{\text{bin}}^*(M_1)}{dM_1} \sum_i f_{\text{evol}}^{(i)}(M_1) dM_1 \equiv \frac{\mathcal{N}}{\tau_{\text{ss}}} f_{\text{prog}}, \quad (6.3)$$

onde $M_1(M_{\text{WD,min}})$ é a massa inicial de estrelas progenitoras de WDs de massa $M_{\text{WD,min}}$ (dada pela IFMR), e f_{prog} é a fração de SySt progenitoras de SNe Ia (com as características aqui definidas).

Decidimos adotar $M_{\text{WD,min}} = 1,1 M_{\odot}$, conforme os argumentos apresentados na seção anterior. A partir das IFMRs (Cummings et al., 2018), a massa inicial das estrelas progenitoras de WDs de massas $M_{\text{WD}} \geq M_{\text{WD,min}}$ é $M_{1,i} \gtrsim 6,0 M_{\odot}$. Desta forma, a

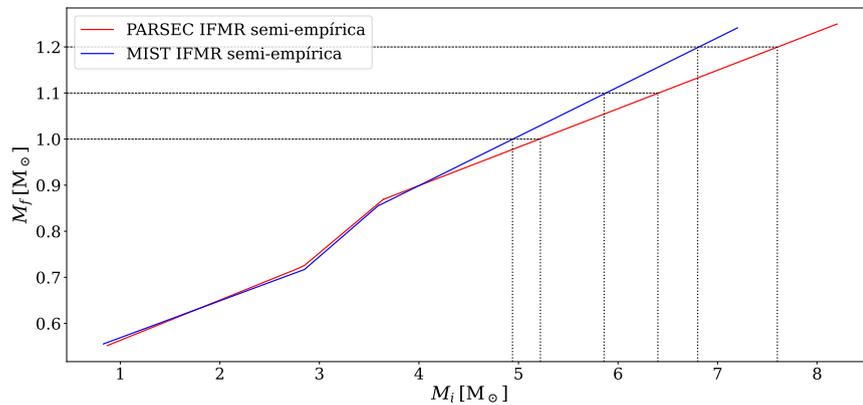


FIGURA 6.1. Relação de massa inicial e final para estrelas de massas entre $0,85$ e $7,5 M_{\odot}$, adaptado de Cummings et al., 2018. O eixo horizontal apresenta a massa inicial da estrela e o eixo vertical a massa estimada de seu remanescente após completar sua evolução. Curvas obtidas através de evolução estelar com os códigos MIST e PARSEC. As linhas pontilhadas apontam alguns valores importantes de massas para WDs e de seus respectivos progenitores, em cada um dos modelos.

TABELA 6.1. Taxa de formação de SNe Ia e fração da população de SySt progenitora. A segunda coluna apresenta a porcentagem da população de SySt com as características mínimas estabelecidas para ser considerada potencial progenitora de SNe Ia (independente da população total estimada). A terceira coluna apresenta a taxa de formação de SNe Ia com progenitoras SySts. E a quarta coluna o inverso desta quantidade, i.e., o intervalo médio de tempo entre cada supernova SySt.

galáxia	Progenitores %	$r_{\text{SNe Ia-SySt}}$ [ano ⁻¹]	t_{esp} [anos]
Via Láctea	1,22–1,70	$(7,37\text{--}24,6) \times 10^{-5}$	$(4,05\text{--}13,6) \times 10^4$
LMC	4,00–5,28	$(5,48\text{--}8,94) \times 10^{-6}$	$(1,11\text{--}1,82) \times 10^5$
SMC	4,02–5,29	$(1,50\text{--}2,46) \times 10^{-6}$	$(4,06\text{--}6,64) \times 10^5$
NGC 205	4,82–6,35	$(0,79\text{--}1,29) \times 10^{-6}$	$(7,74\text{--}12,6) \times 10^5$
IC 10	2,74–2,92	$(0,86\text{--}1,12) \times 10^{-6}$	$(8,89\text{--}9,93) \times 10^5$
NGC 6822	4,82–6,35	$(0,55\text{--}0,89) \times 10^{-6}$	$(1,12\text{--}1,83) \times 10^6$
NCG 185	2,74–2,92	$(4,52\text{--}5,90) \times 10^{-7}$	$(1,7\text{--}1,9) \times 10^6$
IC 1613	2,74–2,92	$(3,43\text{--}4,48) \times 10^{-7}$	$(2,2\text{--}2,5) \times 10^6$
NCG 147	4,82–6,35	$(2,38\text{--}3,90) \times 10^{-7}$	$(2,56\text{--}4,19) \times 10^6$
WLM	2,74–2,92	$(1,50\text{--}1,95) \times 10^{-7}$	$(5,1\text{--}5,7) \times 10^6$
Sagittarius	3,34–3,96	$(7,22\text{--}11,90) \times 10^{-8}$	$(8,48\text{--}13,8) \times 10^6$
Fornax	1,82–2,74	$(3,78\text{--}6,17) \times 10^{-8}$	$(16,2\text{--}26,4) \times 10^6$
Leo II	4,19–4,35	$(2,85\text{--}3,72) \times 10^{-9}$	$(0,27\text{--}0,30) \times 10^9$
Sculptor	2,47–2,55	$(2,16\text{--}2,82) \times 10^{-9}$	$(0,35\text{--}0,39) \times 10^9$
Sextans	2,11–2,12	$(1,64\text{--}2,14) \times 10^{-9}$	$(0,46\text{--}0,52) \times 10^9$
Carina	7,53–10,25	$(1,50\text{--}1,95) \times 10^{-9}$	$(0,51\text{--}0,57) \times 10^9$
Draco	2,87–3,01	$(0,71\text{--}0,93) \times 10^{-9}$	$(1,19\text{--}1,07) \times 10^9$
Ursa Minor	1,84–1,93	$(0,65\text{--}0,85) \times 10^{-9}$	$(1,17\text{--}1,30) \times 10^9$
Hercules	3,05–3,21	$(0,11\text{--}0,15) \times 10^{-9}$	$(6,74\text{--}7,53) \times 10^9$
Leo IV	3,05–3,22	$(0,04\text{--}0,05) \times 10^{-9}$	$(18,6\text{--}20,7) \times 10^9$

expressão 6.3 retorna um limite superior para a contribuição de SySt na taxa de SNe Ia observadas.

A tabela 6.1 apresenta os resultados obtidos. Nota-se que a fração de SySt potencialmente progenitores de SNe Ia adquire valores baixos, $\sim 2\text{--}6\%$, com o extremo de apenas 10%, em Carina. Isso é consequência direta da IMF e da escolha de valor $M_{\text{WD},\text{min}} = 1,1 M_{\odot}$, pois a IMF já possui um valor muito baixo para $M_1(M_{\text{WD},\text{min}})$ que ainda diminui até o fim do intervalo de integração em massa. Há uma diferença notável também entre o valor médio desta fração para as galáxias anãs, $(3,79 \pm 0,34)\%$, e o valor para a Galáxia. Entretanto, isso é facilmente explicado pelo uso de frações de binárias constantes para as galáxias anãs, enquanto na Galáxia a adotamos como uma função da massa da primária. Com relação à taxa de SNe Ia com SySts como progenitores ($r_{\text{SNe Ia-SySt}}$) e o intervalo de tempo médio entre cada supernova (t_{esp}), pelo menos na Galáxia, o intervalo é, em ordem de grandeza, compatível com observações. Se compararmos as taxas de SNe Ia estimadas para a Galáxia, $r_{\text{SNe Ia}}$ (e.g., $3 \times 10^{-3} \text{ ano}^{-1}$ – Kenyon et al., 1993; $(5,4 \pm 1,2) \times 10^{-3} \text{ ano}^{-1}$ – Li et al., 2011; $14,1^{+14,1}_{-8,0} \times 10^{-3} \text{ ano}^{-1}$ – Adams et al., 2013), com o valor obtido neste trabalho, temos então que $\sim 0,5\text{--}8,2\%$ das SNe Ia observadas tem progenitores simbióticos em potencial.

No Grupo Local a taxa com que SNe Ia oriundas de SySt são formadas cai para uma

a cada centena de milhares de anos, ou até mesmo uma a cada alguns bilhões de anos. Para as menores galáxias anãs da amostra chega-se em escalas de tempo maiores até que a idade do Universo. A interpretação dos casos em que $t_{\text{esp}} \gtrsim 10^9$ anos é a de que tais galáxias não experimentaram SNe Ia com tais progenitores. No resto das galáxias da amostra t_{esp} possui valores não desprezíveis, os quais implicam que SySt estariam produzindo SNe Ia a cada centena de milhares de anos até milhões de anos.

Recentemente Johnson et al. (2022) (submetido à MNRAS) mostraram que, fixada M_* , a taxa de SNe Ia em galáxias anãs é maior do que em outras galáxias, seguindo as relações com a metalicidade ($\dot{N}_{\text{SNe Ia}}/M_* \sim Z^{-0,5}$), e com a própria massa estelar ($\dot{N}_{\text{SNe Ia}}/M_* \sim M_*^{-0,3}$). Segundo os autores, tal dependência teria relação com a alta fração de binárias nessas galáxias. Uma análise mais profunda da taxa de SNe Ia derivada nesse trabalho, ainda não foi possível. De qualquer forma, a taxa é necessariamente menor do que em galáxias de maior M_* , já que SySt contribuem pouco para essa taxa, de acordo com o presente trabalho.

Capítulo 7

Discussão e Conclusão

Em resumo, a ideia central deste trabalho de conclusão de curso foi abordar duas perguntas: 1) qual a população esperada de SySt no Grupo Local?; 2) SySt podem ser progenitoras de SNe Ia? E, em caso positivo, qual fração de potenciais progenitoras? A forma encontrada para tentar contribuir com a solução destes problemas foi, primeiro, entender quais as características esperadas dos SySt a partir de seus canais de formação; e segundo, tentar selecionar o subconjunto desta população com características mínimas para que pudessem ser consideradas potenciais progenitoras de SNe Ia.

Primeiramente nos restringimos à população observada de SySt Galácticas e sua distribuição. Encontramos que uma distribuição de Laplace, com escala de altura $h = 0,654$ kpc, é a que melhor descreve o comportamento das SySt. A partir da estimativa da densidade numérica de SySt no disco – obtida por projeção de suas posições galactocêntricas – computamos a população mínima de SySt que espera-se encontrar na Galáxia como $1,69 \times 10^3$.

Como segunda abordagem, tratamos da evolução binária de sistemas estelares, tentando definir as características iniciais de sistemas binários cuja evolução os tornará SySt. Tal abordagem foi feita de forma completamente estatística, sem o auxílio de simulações, embora tenhamos utilizado resultados de simulações de diversos autores, para ajustar alguns parâmetros evolutivos dos sistemas tratados. Além disso, foram introduzidos alguns parâmetros livres, que dão conta de nossa ignorância a respeito de algumas características físicas essenciais desses objetos, bem como relacionados às limitações que um modelo totalmente estatístico impõe. Outros parâmetros tiveram que ser tratados em termos de valores médios (e.g. raio das estrelas) pois são dependentes do tempo, e acrescentar uma variável temporal aumentaria a complexidade do tratamento estatístico neste trabalho.

Obtivemos uma população de SySt Galácticas na faixa $\sim 10^4$ objetos, variando em média entre $3,23\text{--}6,18 \times 10^4$ SySt, a depender dos parâmetros usados para a extensão do disco galáctico. Comparando com alguns autores (Tabela 4.1), percebe-se que nosso valor máximo encontrado exclui populações $\gtrsim 10^5$ SySt, como em Munari & Renzini (1992) e Magrini et al. (2003). Além disso, nosso valor médio é mais próximo do valor calculado por Kenyon et al. (1993). Pode-se relacionar isso com o fato de que parte dos argumentos utilizados neste trabalho foram baseados em Kenyon et al. (1993), embora a abordagem evolutiva desenvolvida aqui seja bastante diferente. A principal diferença deve-se à essa abordagem, sendo possível a identificação das frações relativas a cada canal que gera SySt e, com isso, a inferência da provável composição de suas WDs. Talvez esse resultado seja ainda mais importante que a população nominal de SySt encontrada aqui, algo que não foi previsto no começo do projeto.

Desta última análise encontramos que $\gtrsim 50\%$ das SySts são formadas em sistemas com fraca interação, durante a evolução da estrela primária, possuindo transferência de massa apenas por ventos estelares. Isso talvez possa indicar que espera-se encontrar mais SySt tipo-D. Embora as SySt conhecidas sejam em sua maioria tipo-S, existe uma dificuldade em caracterizar esses sistemas, principalmente quando estão no mínimo de atividade. De qualquer maneira, não temos informações suficientes para sugerir que nosso resultado necessariamente implica em SySt tipo-D como dominantes, embora indique que pode ser melhor explorado no futuro. Além disso, esperamos que $\gtrsim 65\%$ das SySt possuam WDs compostas de C+O, com uma fração não desprezível contendo WDs de He ($\sim 15\%$), algo que só acontece em sistemas com alta interação entre as componentes durante a evolução binária que antecede SySt. Esse resultado concorda (em aproximação) com dois modelos de síntese de população de SySt computados por Lü et al. (2006), admitindo que a taxa com que SySt se formam e “morrem” é aproximadamente constante. Em tais modelos, as frações de SySt com WDs de He e C+O são: 13,74% (He) e 80,91% (C+O); e 11,79% (He) e 83,19% (C+O), a fração restante é referente à WDs de O+Ne – ver tabela 2, modelos 4 e 5 de Lü et al. (2006). O resultado obtido aqui se aproxima mais desse, se tomamos que a fração He/C+O aqui derivada é predominantemente C+O. Nos limitamos a não extrapolar possíveis sistemas em que a componente quente pudesse ser uma WD de O+Ne ou O+Ne+Mg.

A respeito do resultado para a amostra de galáxias anãs do Grupo Local, pode-se dizer que os valores baixos encontrados eram esperados. Comparando-os com o valor obtido para a Galáxia, pelo menos para as galáxias anãs com maior massa, temos em torno de 100 a 1000 vezes menos SySt em galáxias anãs com ~ 10 a 100 vezes menos a massa da Via Láctea (LMC, SMC, IC 10), com exceção de WLM. Entretanto, o parâmetro \mathcal{N} utilizado é bastante incerto e requer cautela. Por exemplo, se calculamos a população de SySt Galácticas com o parâmetro dado pela expressão 5.47, combinado com

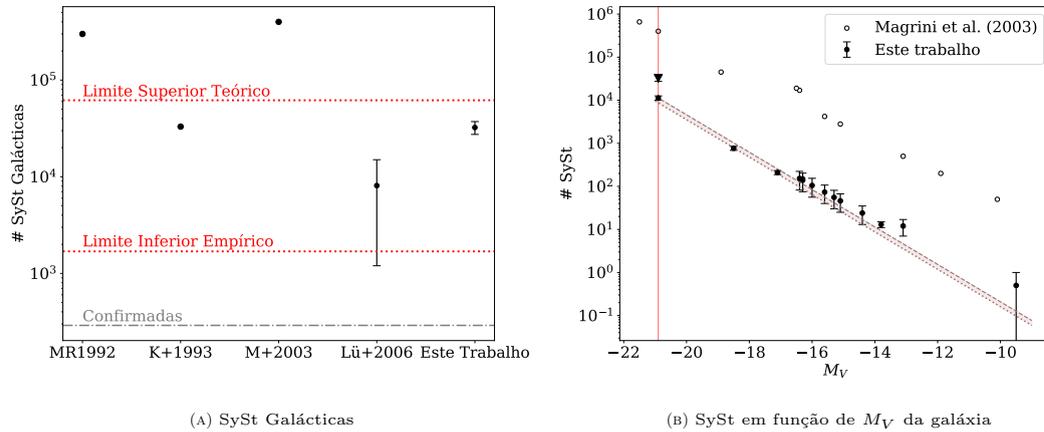


FIGURA 7.1. (A): População de SySt Galácticas como estimada por diversos autores, comparadas àquela desse trabalho. Da esquerda para a direita: Munari & Renzini (1992); Kenyon et al. (1993); Magrini et al. (2003); Lü et al. (2006). As linhas pontilhadas horizontais indicam os valores mínimo e máximo encontrados nesse trabalho. A linha ponto-tracejada indica a população de SySt conhecida atualmente. (B): População de SySt em função da M_V . A linha vertical vermelha indica M_V para a Galáxia. A linha pontilhada indica o ajuste feito sem o valor para a Via Láctea (com \mathcal{N} dado pela expressão 5.47), já a linha tracejada o ajuste feito com esse valor. O triângulo indica a população de SySt Galácticas com \mathcal{N} dado por 5.38. Os círculos brancos indicam populações de SySt extragalácticas no Grupo Local calculadas por Magrini et al. (2003), através da cor $K - B$.

o resultado estatisticamente obtido dos canais evolutivos, usando $M_V = -20,9$ (Reid, 2015), encontramos uma população de $(1,00-1,26) \times 10^4$ SySt, tornando-o compatível com as simulações de Lü et al. (2006), mas aproximadamente três vezes menor que os valores estimados considerando-se $R_G = 4h_d$. Dessa forma, um resultado mais preciso não é possível, devido à incerteza nas considerações a respeito de \mathcal{N} , tanto no caso em que usamos M_V , quanto no uso de ν_{PN} e V (para a Galáxia). Magrini et al. (2003) fazem uma estimativa mais simples, levando em conta a cor $K - B$ de galáxias no Grupo Local e associando-a com a população de gigantes vermelhas. Eles tomam a população de SySt como 0,5% desta, retornando valores apresentados na figura 7.1b.

O tratamento do problema dos progenitores de SNe Ia foi bastante complicado, pois não existe consenso na área. Por esse motivo escolhemos não extrapolar as características que SySt deveriam possuir para serem potenciais progenitoras, nos restringindo somente a um limite de massa na WD e baseando-nos em argumentos evolutivos de transferência de massa. Escolhendo SySt com WDs de massa mínima $\sim 1,1 M_\odot$ (em média $\sim 3-4\%$), encontramos então a taxa com que SNe Ia poderiam ser formadas por SySt. Os valores para a Galáxia implicam que 0,5–8,2% das SNe Ia tem SySts como progenitores. Para as Galáxias anãs do Grupo Local não podemos fazer uma comparação similar. Entretanto, pudemos eliminar algumas galáxias da amostra alegando que o intervalo médio estimado entre cada evento é da ordem da idade do Universo. De qualquer maneira, galáxias anãs maiores como LMC, SMC, IC 10 e NGC 205, possuem um potencial considerável de terem experimentado SNe Ia oriundas de SySts.

Referências Bibliográficas

- Adams S. M., Kochanek C. S., Beacom J. F., Vagins M. R., Stanek K. Z., 2013, *ApJ*, 778, 164
- Allen D. A., Glass I. S., 1975, *MNRAS*, 170, 579
- Amôres E. B., Robin A. C., Reylé C., 2017, *A&A*, 602, A67
- Angeloni R., 2009, PhD thesis, University of Padova
- Baade W., Zwicky F., 1934, *Proc. NAS*, 20, 254
- Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Demleitner M., Andrae R., 2021, *AJ*, 161, 147
- Bastian N., Covey K. R., Meyer M. R., 2010, *ARA&A*, 48, 339
- Belczyński K., Mikołajewska J., Munari U., Ivison R. J., Friedjung M., 2000, *A&ASS*, 146, 407
- Benacquista M., 2013, *An Introduction to the Evolution of Single and Binary Stars*. Springer
- Bonidie V., et al., 2022, *ApJL*, 933, L18
- Brandi E., Quiroga, C. Mikołajewska, J. Ferrer, O. E. García, L. G. 2009, *A&A*, 497, 815
- Buzzoni A., Arnaboldi M., Corradi R. L. M., 2006, *MNRAS*, 368, 877
- Chen X., Han Z., 2008, *MNRAS*, 387, 1416
- Claret A., 2019, *A&A*, 628, A29
- Cummings J. D., Kalirai J. S., Tremblay P.-E., Ramirez-Ruiz E., Choi J., 2018, *ApJ*, 866, 21
- Duchêne G., Kraus A., 2013, *ARA&A*, 51, 259

- Eggleton P. P., 1983, *ApJ*, 268, 368
- Eggleton P., 2006, *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars*. Cambridge University Press
- Fekel F. C., Hinkle K. H., Joyce R. R., Wood P. R., Lebzelter T., 2006, *AJ*, 133, 17
- Fekel F. C., Hinkle K. H., Joyce R. R., Wood P. R., Howarth I. D., 2008, *AJ*, 136, 146
- Fekel F. C., Hinkle K. H., Joyce R. R., Wood P. R., 2010, *AJ*, 139, 1315
- Fekel F. C., Hinkle K. H., Joyce R. R., Wood P. R., 2015, *AJ*, 150, 48
- Fekel F. C., Hinkle K. H., Joyce R. R., Wood P. R., 2016, *AJ*, 153, 35
- Filippenko A. V., 1997, *ARA&A*, 35, 309
- Ge H., Hjellming M. S., Webbink R. F., Chen X., Han Z., 2010, *ApJ*, 717, 724
- Ge H., Webbink R. F., Chen X., Han Z., 2012, *Proc. IAU*, 8, 213–214
- Geha M., et al., 2013, *ApJ*, 771, 29
- Gromadzki M., Mikołajewska J., 2009, *A&A*, 495, 931
- Han Z.-W., Ge H.-W., Chen X.-F., Chen H.-L., 2020, *RAA*, 20, 161
- Harwit M., 2006, *Astrophysical Concepts*. Springer
- Hillebrandt W., Niemeyer J. C., 2000, *ARA&A*, 38, 191
- Hinkle K. H., Fekel F. C., Joyce R. R., Wood P. R., Smith V. V., Lebzelter T., 2006, *ApJ*, 641, 479
- Hinkle K. H., Fekel F. C., Joyce R. R., Wood P., 2013, *ApJ*, 770, 28
- Hinkle K. H., Fekel F. C., Joyce R. R., Mikołajewska J., Gałan C., Lebzelter T., 2019, *ApJ*, 872, 43
- Johnson J. W., Kochanek C. S., Stanek K. Z., 2022, arXiv e-prints, p. arXiv:2210.01818
- Kenyon S. J., 2009, *The Symbiotic Stars*. Cambridge University Press
- Kenyon S. J., Livio M., Mikołajewska J., Tout C. A., 1993, *ApJL*, 407, L81
- Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 2012, *Stellar Structure and Evolution*. Springer
- Kroupa P., 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kuiper G. P., 1935, *PASP*, 47, 121

- Kumar R., Pradhan A. C., Ojha D. K., Piridi S., Baug T., Ghosh S. K., 2021, *JAA*, 42
- Lagarde N., Decressin, T. Charbonnel, C. Eggenberger, P. Ekström, S. Palacios, A. 2012, *A&A*, 543, A108
- Leavitt H., 1912, *Annals of Harvard College Observatory*, 173, 1
- Li W., Chornock R., Leaman J., Filippenko A. V., Poznanski D., Wang X., Ganeshalingam M., Mannucci F., 2011, *MNRAS*, 412, 1473
- Lü G., Yungelson L., Han Z., 2006, *MNRAS*, 372, 1389
- Magrini L., Corradi R. L. M., Munari U., 2003, in *Symbiotic Stars Probing Stellar Evolution*. p. 539
- Mateo M., 1998, *ARA&A*, 36, 435
- McConnachie A. W., 2012, *AJ*, 144, 4
- Merc J., Gàlis R., Wolf M., 2019, *Eruptive Stars Information Letter*, 41, 71
- Merrill P. W., Humason M. L., 1932, *Publications of the ASP*, 44, 56
- Mikołajewska J., 2003, *ASP Conference Series*, 303
- Mikołajewska J., 2011, *Proceedings of the IAU*, 7, 162–165
- Milone A. P., Bedin, L. R. Piotto, G. Anderson, J. 2009, *A&A*, 497, 755
- Minkowski R., 1940, *Publications of the ASP*, 52, 206
- Minor Q. E., 2013, *ApJ*, 779, 116
- Munari U., 2019, in Beccari G., Boffin H., eds, , *The Impact of Binary Stars on Stellar Evolution*. Cambridge University Press, Chapt. 6, pp 77–91
- Munari U., Renzini A., 1992, *ApJL*, 397, L87
- Nadyozhin D. K., 1994, *ApJ Supplement Series*, 92, 527
- Paczyński B., 1976, in *Structure and Evolution of Close Binary Systems*. p. 75
- Panov I. V., Glazyrin S. I., Röpke F. K., Blinnikov S. I., 2018, *Astronomy Letters*, 44, 309
- Perlmutter S., et al., 1999, *ApJ*, 517, 565
- Phillips J. P., 1989, in *Proc. 131st Symp. IAU*. pp 425,442
- Reid W., 2015, *Proc. IAU*, 11, 83–90

- Riess A. G., et al., 1998, *AJ*, 116, 1009
- Rubele S., Girardi L., Kozhurina-Platais V., Goudfrooij P., Kerber L., 2011, *MNRAS*, 414, 2204
- Schneider P., 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. Springer
- Soker N., 2019, *MNRAS*, 490, 2430
- Spencer M. E., Mateo M., Walker M. G., Olszewski E. W., McConnachie A. W., Kirby E. N., Koch A., 2017, *AJ*, 153, 254
- Spencer M. E., Mateo M., Olszewski E. W., Walker M. G., McConnachie A. W., Kirby E. N., 2018, *AJ*, 156, 257
- Starrfield S., Timmes F. X., Iliadis C., Hix W. R., Arnett W. D., Meakin C., Sparks W. M., 2012, *Open Astronomy*, 21, 76
- Stefano R. D., Voss R., Claeys J. S. W., 2011, *ApJ*, 738, L1
- Turatto M., 2003, *Classification of Supernovae*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, pp 21–36
- Webster B. L., Allen D. A., 1975, *MNRAS*, 171, 171
- Wheeler J. C., 2007, *Cosmic Catastrophes: Exploding Stars, Black Holes, and Mapping the Universe*. Cambridge University Press
- Woodruff H. C., et al., 2004, *A&A*, 421, 703