



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



# Estrelas B Supergigantes: Atmosferas e Propriedades Físicas

Matheus Bernini Peron

Rio de Janeiro  
Setembro de 2021

# Estrelas B Supergigantes: Atmosferas e Propriedades Físicas

Matheus Bernini Peron

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós Graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Astronomia).

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

Rio de Janeiro  
Setembro de 2021

#### CIP - Catalogação na Publicação

Bernini Peron, Matheus  
BP453e Estrelas B Supergigantes: Atmosferas e  
Propriedades Fisicas / Matheus Bernini Peron. -- Rio  
de Janeiro, 2021.  
155 f.

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino.  
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal do  
Rio de Janeiro, Observatório do Valongo, Programa de  
Pós-Graduação em Astronomia, 2021.

1. Astrofísica Estelar. 2. Estrelas de Alta  
Massa. 3. Atmosferas Estelares. 4. Ventos  
Estelares. 5. B supergigantes. I. Luiz Ferreira  
Marcolino, Wagner, orient. II. Título.

# Estrelas B supergigantes: atmosferas e propriedades físicas

**Matheus Bernini Peron**

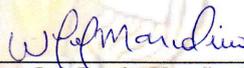
**Dr. Wagner Luiz Ferreira Marcolino (Orientador)**

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências - Astronomia.

Aprovada por:

**Dr. Alex Cavaliéri Carciofi – (Avaliador Externo) – USP/IAG**

**Drª Denise Rocha Gonçalves – (Avaliador Interno) – UFRJ/OV**



**Presidente, Dr. Wagner Luiz Ferreira Marcolino (Orientador) – UFRJ/OV**

Esta defesa realizou-se através de videoconferência, completamente remota, em conformidade com as Resoluções do CEPG n.º 1 de 16 de março de 2020 e n.º 2 de 24 de abril de 2020.

Setembro de 2021

O presente trabalho foi realizado com apoio da  
Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de  
Nível Superior – (Brasil) CAPES – Código de  
Financiamento 001.

*Dedico este trabalho a todos os profissionais da saúde e da educação,  
que merecem e precisam de mais valorização,  
e ao meu tio-avô e minha avó, com quem gostaria de estar  
compartilhando as alegrias deste momento.*

# *Agradecimentos*

Agradeço primeiramente a minha família, por todo apoio material e afetivo que recebi até este momento da minha vida, que me permitiu atravessar os muitos desafios e aproveitar as alegrias desta breve jornada em curso, que em parte se manifesta neste trabalho. Nestes tempos tristes de pandemia mundial com isolamento/distanciamento entre, expresso a gratidão pela convivência com minha mãe, Valeria, que me trás conforto e força emocional para encarar os sofrimentos desta época – que espero que seja breve.

Utilizo este espaço também para agradecer a todos os profissionais da educação (os que eu conheci e os que não também) por, desde tempos além do alcance da minha memória, terem muito me ensinado e me ajudado a crescer. Em especial neste momento, agradeço ao meu orientador Wagner Marcolino, primeiramente por me orientar com atenção, paciência e compreensão, e principalmente ter me incentivando a desenvolver meu caminho e autonomia como pesquisador e alcançar oportunidades que achava estar além do meu alcance.

Me sinto também imensamente sortudo pelo o amor e amizade que me cercam e me preenchem. Assim, aos amigos, amigas, amigues do Colégio Pedro II, da UFRJ e da Internet (que espero muito conhecer pessoalmente um dia) eu transmito o meu muito obrigado por todos as risadas, conversas, conselhos e companheirismo trocados, que amenizaram a tristeza vivida neste tempos e que considero fazem parte hoje de quem sou e daquilo que eu faço, inclusive este trabalho; aqui em especial agradeço a Eduardo “Duds” Machado por ter compartilhado o *template* desta dissertação.

Presto aqui também um agradecimento também a Luiz Carlos Vasconcelos, colega de pós-graduação que muito me ajudou lidando com os problemas técnicos do computador, que sempre apareciam nas piores horas possíveis, e à Cláudia Maria Forte da Silva por ter me orientado e ajudado diversas vezes a lidar com as questões burocráticas do mestrado, inclusive relacionados a defesa desta dissertação.

“O que temos de especial  
é a habilidade de nos maravilharmos  
com a beleza do cosmo”

*Marcelo Gleiser,  
A Dança do Universo*

# Resumo

## B Supergigantes: Atmosferas e Propriedades Físicas

Matheus Bernini Peron

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

RESUMO DA DISSERTAÇÃO DE Mestrado submetida ao Programa de Pós Graduação em Astronomia, Observatório do Valongo, da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Astronomia).

O estudo do comportamento e evolução das estrelas de alta massa é fundamental para diversas áreas da Astronomia. Mesmo existindo em menor número que as análogas menos massivas, essas estrelas impactam o ambiente ao redor através de seus poderosos ventos, radiação ionizante e como supernovas no final de suas vidas. Apesar de possuímos um desenvolvido conhecimento acerca da evolução, atmosferas e o impactos desses objetos, ainda há muitos aspectos que não são bem compreendidos a respeito destes, especialmente em estágios pós-Sequência Principal. Dentro deste contexto, analisar estrelas B supergigantes (BSGs) é essencial para avançarmos nestes pontos, já que estas são objetos evoluídos, produtos evolutivos diretos das estrelas O, e apresentam diversos fenômenos e relações interessantes, como Bi-Estabilidade e a relação Momento-Luminosidade Modificada, de grande importância para o entendimento da física dos ventos e da perda de massa presentes em estrelas massivas. Neste trabalho analisamos as atmosferas de 11 estrelas BSGs utilizando o CMFGEN, uma das melhores ferramentas disponíveis para analisar atmosferas de estrelas massivas ( com  $T_{eff} \gtrsim 10$  kK). Nós buscamos, além de obter as principais propriedades físicas desses objetos, verificar se a inclusão de uma descrição física mais completa (e.g. *clumping*, raios-x e dados atômicos atualizados), em relação a trabalhos anteriores – usados como referência no que tange as BSGs –, é capaz de melhorar os ajustes espectrais no ultravioleta (UV) e óptico, uma vez que tais estudos falharam em modelar perfis importantes na região UV, especialmente entre as BSGs mais frias – o que indica problemas no entendimento físico da estrutura dos ventos e em outras propriedades físicas dessas estrelas. Além disso, também investigamos brevemente os *status* evolutivos destes objetos a partir das propriedades astrofísicas obtidas. Como resultado nós obtivemos que, de forma geral, a inclusão de raios-x e *clumping*, além de reduzir as taxas de perdas de massas inferidas para a amostra, produziu uma melhora significativa dos ajustes entre modelos e observações de alta resolução, principalmente no UV e especialmente entre as BSGs mais frias (o que até então não foi reportado na literatura), apontando para uma melhora do entendimento da estrutura do vento desses objetos. Por conta disso, nossos resultados representam também uma comprovação empiricamente baseada de simulações hidrodinâmicas recentemente publicadas a respeito do comportamento dos ventos das BSGs quentes (B0 – B1) e frias (B2 – B5), o que também é resultado ausente na literatura. Com relação ao contexto evolutivo, nós obtivemos temperaturas, luminosidades e alterações químicas características de estrelas evoluídas em boa harmonia com as previsões do estado-da-arte da evolução das estrelas de alta massa.

**palavras chave:** *Astrofísica Estelar, Estrelas de Alta Massa, Atmosferas Estelares, Ventos Estelares, B supergigantes.*

Rio de Janeiro  
Setembro de 2021

# *Abstract*

## **B Supergiants: Atmospheres and Physical Properties**

Matheus Bernini Peron

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

*Abstract* DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM ASTRONOMIA, OBSERVATÓRIO DO VALONGO, DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO (UFRJ), COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS À OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM CIÊNCIAS (ASTRONOMIA).

The study of the behavior and evolution of high-mass stars is fundamental to several areas of Astronomy. Even though they exist in smaller quantities than their less massive analogs, these stars deeply impact their surrounding environment through their powerful winds, ionizing radiation, and as supernovae at the end of their lives. Although we have developed a good understanding regarding the evolution, atmospheres, and the impacts of these objects, there still remain many aspects not yet well understood about them, especially at post-Main Sequence stages. Within that context, analyzing B supergiants stars (BSGs) is essential to advance on these points, since those are evolved objects, direct evolutionary products of the O stars, and present various interesting phenomena and relations, as Bi-Stability and Modified Wind-momentum-Luminosity Relation, of great importance to the understanding of the wind Physics and the mass-loss of massive stars. In this work we analyzed the atmospheres of 11 BSGs using CMFGEN, one of the best tools available to analyze massive stars atmospheres (with  $T_{eff} \gtrsim 10$  kK). We aim to, beyond obtaining the main physical properties of these objects, to verify if the inclusion of a more complete physical description (e.g. including clumping, x-rays, and updated atomic data), relative to previous studies – which are considered references with respect to BSGs –, is capable of improving the spectral fits at the ultraviolet (UV) and optical, since such studies have failed to model important P-Cygni profiles in that region, especially among the cooler BSGs – which points to problems on the physical understanding of the wind structure and on other physical properties. Beyond that, we have briefly investigated the evolutionary status of these objects from our obtained astrophysical properties. As result we obtained that, in general, the inclusion of x-rays and clumping, in addition to reducing the inferred mass-loss rates of the sample, it produced a significant improvement of the fits between models and high-resolution observations, mainly at the UV, and especially among the cooler BSGs (which so far was not previously reported in the literature). Therefore, our results represent an improvement in the understanding of these objects' wind structure. In fact, they represent for the first time an empirical-based proof of recently published hydrodynamics simulations about the behaviors of the hot (B0 – B1) and cool (B2 – B5) BSGs winds, which is also a result absent in the literature. Regarding their evolutionary context, we have obtained temperatures, luminosities, and altered chemical abundances in good harmony with the state-of-the-art predictions about high-mass stellar evolution.

**keywords:** *Stellar Astrophysics, Massive Stars, Stellar Atmospheres, Stellar Winds, B Supergiants.*

Rio de Janeiro  
Setembro de 2021

# Lista de Figuras

1.1	Diagrama HR das estrelas observadas com o GAIA . . . . .	23
1.2	Estrelas massivas no aglomerado R136, da Grande Nuvem de Magalhães . . . . .	24
1.3	Cenário de Conti Modificado . . . . .	25
1.4	Teorema de von Zeipel e a indução de circulação meridional . . . . .	27
1.5	Absorção provocada pelas linhas no ultravioleta . . . . .	30
1.6	Perfis P-Cygni da estrela P Cygni . . . . .	32
1.7	Primeiras observações diretas de perfis P-Cygni no ultravioleta . . . . .	33
1.8	Descrição qualitativa de como um P-Cygni é produzido . . . . .	34
1.9	Localização das B Supergigantes no Diagrama HR . . . . .	36
1.10	Salto de Bi-Estabilidade em O, B e A Supergigantes . . . . .	38
2.1	Esquema simplificado de como o CMFGEN opera . . . . .	41
2.2	Diferentes classes de estrelas, diferentes geometrias atmosféricas . . . . .	43
2.3	Série temporal do espectro UV da HD64760 . . . . .	44
2.4	Leis de Velocidades com Diferentes Parâmetros $\beta$ . . . . .	47
2.5	Comparação entre a Lei $\beta$ “pura” e a Lei $\beta$ modificada . . . . .	47
2.6	Profundidade óptica em cada comprimento de onda no UV de diferentes íons de Fe . . . . .	49
2.7	<i>Line blanketing</i> na atmosfera estelar . . . . .	49
2.8	Simulações Multi-D de ventos inomogêneos . . . . .	51
2.9	Diagrama ilustrando como o <i>microclumping</i> é concebido . . . . .	52
2.10	Visualização de como a densidade média local se relaciona com o fator de preenchimento . . . . .	53
3.1	Fração do espectro UV médio e suavizado de uma supergigante B (HD 64760) . . . . .	58
3.2	Processo de normalização dos espectros ópticos . . . . .	60
3.3	Rebaixamento do contínuo no UV por excesso de linhas . . . . .	60
3.4	Espectros UV observados de três objetos da amostra (HD37128,HD2905 e HD53138) . . . . .	62
3.5	Espectros ópticos observados de três objetos da amostra (HD37128,HD2905 e HD53138) . . . . .	63
3.6	Distribuição espectral de energia de HD190066 . . . . .	66
4.1	Intensidades de linhas com a temperatura efetiva estelar . . . . .	69
4.2	Ajuste de linhas diagnósticas de temperatura e gravidade superficiais . . . . .	70
4.3	Linhas diagnósticas para a determinação da temperatura e gravidade superficiais . . . . .	71
4.4	Principais diagnósticos para a determinação da abundância de C, N e O . . . . .	74

4.5	Velocidades $v_{edge}$ e $v_{black}$ . . . . .	78
4.6	Extensões do perfil de C II $\lambda 1335$ e C IV $\lambda 1550$ . . . . .	79
4.7	Varição das linhas diagnósticas com a temperatura efetiva, gravidade superficial e microturbulência . . . . .	82
4.8	Varição das linhas diagnósticas de gravidade com $T_{eff}$ e $\log g$ . . . . .	83
4.9	Impacto da variação de C, N e O no espectro de uma BSG . . . . .	84
4.10	Erro relativo das paralaxes e distâncias GAIA e Hipparcos para as estrelas da amostra . . . . .	85
4.11	Impacto dos raios X no perfil de C IV $\lambda 1550$ . . . . .	86
5.1	Ajuste espectral de 1210 a 1560 Å . . . . .	89
5.2	Ajuste espectral de 1560 a 1910 Å . . . . .	90
5.3	Ajuste espectral de 4050 a 4500 Å . . . . .	91
5.4	Ajuste espectral de 4050 a 4500 Å . . . . .	92
5.5	Ajuste espectral da linha de H $\alpha$ . . . . .	93
5.6	Ajuste espectral para a estrela HD37128 (B0Ia) . . . . .	95
5.7	Ajuste espectral para a estrela HD38771 (B0.5Ia) . . . . .	96
5.8	Ajuste espectral para a estrela HD167756 (B0.5Iab/Ib) . . . . .	97
5.9	Ajuste espectral para a estrela HD64760 (B0.5Ib) . . . . .	98
5.10	Ajuste espectral para a estrela HD2905 (B1Ia) . . . . .	99
5.11	Ajuste espectral para a estrela HD190066 (B1Iab) . . . . .	100
5.12	Ajuste espectral para a estrela HD91316 (B1Iab) . . . . .	101
5.13	Ajuste espectral para a estrela HD206165 (B2Ib) . . . . .	102
5.14	Ajuste espectral para a estrela HD198478 (B2.5Ia) . . . . .	103
5.15	Ajuste espectral para a estrela HD53138 (B3Ia) . . . . .	104
5.16	Ajuste espectral para a estrela HD164353 (B5Ib/II) . . . . .	105
5.17	SED da estrela HD37128 (B0Ia) . . . . .	106
5.18	SED da estrela HD38771 (B0.5Ia) . . . . .	106
5.19	SED da estrela HD167756 (B0.5Iab/Ib) . . . . .	107
5.20	SED da estrela HD64760 (B0.5Ib) . . . . .	107
5.21	SED da estrela HD2905 (B1Ia) . . . . .	108
5.22	SED da estrela HD190066 (B1Iab) . . . . .	108
5.23	SED da estrela HD91316 (B1Iab) . . . . .	109
5.24	SED da estrela HD206165 (B2Ib) . . . . .	109
5.25	SED da estrela HD198478 (B2.5Ia) . . . . .	110
5.26	SED da estrela HD53138 (B3Ia) . . . . .	110
5.27	SED da estrela HD164353 (B5Ib/II) . . . . .	111
5.28	Modelos com diferentes dados atômicos . . . . .	112
5.29	Diagrama HR de nossa Amostra . . . . .	113
5.30	Abundâncias de C, N e O da amostra . . . . .	114
5.31	Trajетórias com e sem rotação e as abundâncias de $^{12}\text{C}$ . . . . .	115
5.32	Problema das Massas e Luminosidades . . . . .	117
5.33	Impacto de <i>clumping</i> e raios X no vento e no espectro produzido de HD37128120 . . . . .	122
5.34	Impacto de <i>clumping</i> e raios X no vento e no espectro produzido . . . . .	122
5.35	Resultados de Driessen et. al (2019) . . . . .	125
5.36	Diferenças entre os ventos das supergigantes frias e quentes . . . . .	127
5.37	Taxas de Perda de Massa da amostra . . . . .	128

---

5.38	Taxas de Perda de Massa vs. temperatura efetiva da amostra . . . . .	129
5.39	Relação momento–luminosidade das (WLR) da amostra . . . . .	131
A.1	Imagens infravermelho de anel possivelmente ao redor de HD38771 . . . . .	146
A.2	Perfil de $H\alpha$ da HD64760 com o melhor ajuste que obtivemos . . . . .	148

# Lista de Tabelas

2.1	Níveis e superníveis de cada íon . . . . .	50
3.1	Observações no Óptico . . . . .	59
3.2	Fotometria da Amostra . . . . .	65
4.1	Avermelhamento e Extinção . . . . .	73
4.2	Alargamentos espectrais . . . . .	75
4.3	Intervalo dos parâmetros de raios X . . . . .	80
5.1	Propriedades fotosféricas das estrelas da amostra . . . . .	88
5.2	Abundâncias Químicas de C, N e O da amostra . . . . .	94
5.3	Propriedades do vento das estrelas da amostra . . . . .	94
5.4	Coefficientes da Relação Momento – Luminosidade da amostra . . . . .	131
B.1	Parâmetros de raios X das estrelas da amostra . . . . .	155

# Abreviações

<b>BSG</b>	(estrela) <b>B</b> Supergigante
<b>YSG</b>	(estrela) Supergigante Amarela ( <b>Y</b> ellow <b>S</b> upergigante)
<b>BHG</b>	(estrela) <b>B</b> Hiperigigante
<b>LBV</b>	(estrela) Variável Luminosa Azul ( <b>L</b> uminous <b>B</b> lue <b>V</b> ariables)
<b>RSG</b>	(estrela) Supergigante Vermelha ( <b>R</b> ed <b>S</b> upergiant)
<b>HST</b>	Hubble Space Telescope
<b>IUE</b>	International Ultraviolet <b>E</b> xplorer
<b>WR</b>	(estrela) <b>W</b> olf- <b>R</b> ayet
<b>[WR]</b>	(estrela) <b>W</b> olf- <b>R</b> ayet Central de Nebulosa Planetária
<b>UV</b>	Ultravioleta
<b>NUV</b>	Ultravioleta Distante ( <i><b>F</b>ar <b>U</b>ltraviolet</i> )
<b>NUV</b>	Ultravioleta Próximo ( <i><b>N</b>ear <b>U</b>ltraviolet</i> )
<b>ESPaDOnS</b>	<b>E</b> chelle <b>S</b> pectro <b>P</b> olarimetric <b>D</b> evice for the <b>O</b> bservation of <b>S</b> tars

---

<b>ESO</b>	<b>E</b> uropean <b>S</b> pace <b>O</b> rganization
<b>ISM</b>	Meio Interestelar ( <b>I</b> nterstellar <b>M</b> edium)
<b>ICM</b>	Meio Interclump ( <b>I</b> nterclump <b>M</b> edium)
<b>SIMBAD</b>	Banco de dados com informações sobre objetos astronômicos
<b>MAST</b>	<b>M</b> ikulski <b>A</b> rchive for <b>S</b> pace <b>T</b> elescopes
<b>ULLYSES</b>	<b>U</b> ltraviolet <b>L</b> egacy <b>L</b> ibrary of <b>Y</b> oung <b>S</b> tars as <b>E</b> ssential <b>S</b> tandards
<b>CFHT</b>	<b>C</b> anada- <b>F</b> rance <b>H</b> awaiian <b>T</b> elescope
<b>SP</b>	<b>S</b> equência <b>P</b> rincipal
<b>S/N</b>	(razão) Sinal-Ruído ( <b>S</b> ignal to <b>N</b> oise)
<b>SED</b>	Distribuição Espectral de Energia ( <b>S</b> pectral <b>E</b> nergy <b>D</b> istribution)
<b>ZAMS</b>	Sequência Principal de Idade Zero ( <b>Z</b> ero <b>A</b> ge <b>M</b> ain <b>S</b> equanece)
<b>CMFGEN</b>	<b>C</b> o-moving <b>F</b> rame <b>G</b> eneral (Código de atmosferas estelares)
<b>PoWR</b>	<b>P</b> otsdam <b>W</b> olf- <b>R</b> ayet Star Model (Código de atmosferas estelares)

# Símbolos

Símbolo	Grandeza	Unidade
$A(C)$	Abundância de carbono na escala em que $A(H) = 12$	dex
$A(N)$	Abundância de nitrogênio na escala em que $A(H) = 12$	dex
$A(O)$	Abundância de oxigênio na escala em que $A(H) = 12$	dex
$A(He)$	Abundância de hélio na escala em que $A(H) = 12$	dex
$(B - V)$	Índice de cor (diferença entre as magnitudes Johnson-Cousins-Glass B e V)	dex
$E(B - V)$	Avermelhamento	dex
$A_V$	Extinção	mag
$\log g$	Logaritmo da gravidade superficial	dex
$M$	Massa	$M_{\odot}$
$\dot{M}$	Taxa de Perda de Massa	$M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$
$R$	Raio estelar	$R_{\odot}$
$R$	Magnitude no filtro R do sistema Johnson-Cousins-Glass	mag
$L$	Luminosidade estelar	$L_{\odot}$
$L_x$	Luminosidade de raios-x do vento	$L_{\odot}$
$T_x$	Temperatura dos choques de instabilidades	K
$T_{eff}$	Temperatura efetiva	K
$v_{\infty}$	Velocidade terminal	$\text{km s}^{-1}$
$v_{esc}$	Velocidade de escape	$\text{km s}^{-1}$
$\xi_{turb}$	microturbulência	$\text{km s}^{-1}$
$v_{cl}$	Velocidade de início do <i>clumping</i>	$\text{km s}^{-1}$
$v_x$	Velocidade de início dos choques entre sobre-densidades no vento	$\text{km s}^{-1}$

---

$\beta$	Parâmetro da Lei $\beta$ de Velocidade	-
$f_{\infty}$	fator de preenchimento de volume no final do vento	-
$f_x$	fator de preenchimento de volume da emissão de raios-x	-
$\lambda$	Comprimento de onda	Å
$F_{\lambda}$	Densidade de Fluxo por $\lambda$	erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> Å <sup>-1</sup>

# Sumário

Agradecimentos	vi
Resumo	viii
Abstract	x
Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xv
Abreviações	xvi
Símbolos	xviii
Sumário	xx
<b>1 Introdução</b>	<b>21</b>
1.1 As Estrelas de Alta Massa . . . . .	21
1.2 Evolução Estelar no Regime de Alta Massa . . . . .	24
1.3 Atmosferas de Estrelas Massivas Quentes . . . . .	29
1.4 Estrelas B Supergigantes e Objetivos do Projeto . . . . .	35
<b>2 Modelando Atmosferas de Estrelas B Supergigantes</b>	<b>40</b>
2.1 Principais Aspectos do Código CMFGEN . . . . .	42
2.2 Dados Atômicos . . . . .	50
2.3 <i>Clumping</i> . . . . .	51
2.4 Raios-X . . . . .	55
<b>3 Dados Observacionais da Amostra</b>	<b>56</b>
3.1 Espectros Ultravioletas . . . . .	57
3.1.1 Tratamento dos Espectros Ultravioletas . . . . .	57
3.2 Espectros Ópticos . . . . .	58
3.2.1 Tratamento dos Espectros Ópticos . . . . .	59
3.3 Características Espectrais da Amostra . . . . .	61
3.3.1 Ultravioleta . . . . .	61
3.3.2 Óptico . . . . .	63
3.4 Fotometria da amostra . . . . .	64

<b>4</b>	<b>Metodologia e Determinação dos Parâmetros Físicos</b>	<b>67</b>
4.1	Temperatura Efetiva e Gravidade Superficial . . . . .	68
4.2	Luminosidade, Distâncias e Vermelhamento . . . . .	70
4.3	Abundâncias Químicas Superficiais . . . . .	72
4.4	Rotação, Macroturbulência e Microturbulência . . . . .	75
4.5	Taxas de Perda de Massa . . . . .	76
4.6	Parâmetros de <i>Clumping</i> . . . . .	76
4.7	Velocidade Terminal e Gradiente de Velocidade . . . . .	77
4.8	Parâmetros de raios X . . . . .	78
4.9	Digressão sobre Erros e Incertezas . . . . .	80
4.9.1	Temperatura Efetiva . . . . .	81
4.9.2	Gravidade Superficial . . . . .	81
4.9.3	Abundâncias Químicas Superficiais . . . . .	82
4.9.4	Massas e Luminosidades . . . . .	83
4.9.5	Taxas de Perda de Massa, Velocidades Terminais e Parâmetros de <i>Clumping</i> . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>88</b>
5.1	Propriedades Físicas de nossa Amostra . . . . .	88
5.2	Abundâncias Químicas e o <i>Status</i> Evolutivo das B Supergigantes . . . . .	113
5.3	Massas e Luminosidades . . . . .	116
5.4	Primeira Comprovação de Novas Previsões Teóricas:	
	a Estrutura dos Ventos das BSGs . . . . .	118
5.4.1	HD37128 (B supergigantes quentes) . . . . .	119
5.4.2	HD53138 (B supergigantes frias) . . . . .	121
5.4.3	Diálogos e Comparações com a Teoria . . . . .	124
5.5	Consequências para o Vento das B Supergigantes . . . . .	127
5.5.1	Taxas de Perdas de Massa e Bi-Estabilidade . . . . .	127
5.5.2	Relação Momento – Luminosidade . . . . .	130
<b>6</b>	<b>Conclusão e Perspectivas</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Informações Adicionais e Comentários sobre a Amostra</b>	<b>143</b>
A.1	HD 37128 – $\epsilon$ -Ori – Alnilan . . . . .	143
A.2	HD 38771 – $\kappa$ -Ori – Saiph . . . . .	145
A.3	HD 167756 . . . . .	146
A.4	HD 64760 . . . . .	147
A.5	HD 2905 – $\kappa$ -Cas . . . . .	149
A.6	HD 190066 . . . . .	150
A.7	HD 91316 – $\rho$ -Leo . . . . .	151
A.8	HD 206165 . . . . .	151
A.9	HD 198478 – 55-Cyg . . . . .	152
A.10	HD 53138 – 24-CMa . . . . .	153
A.11	HD 164353 – 67-Oph . . . . .	154
<b>B</b>	<b>Parâmetros de Raios X da Amostra</b>	<b>155</b>

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 As Estrelas de Alta Massa

Desde os primórdios da humanidade, as estrelas nos intrigaram e inspiraram a construir os mais ricos mitos e lendas que nos ajudaram a entender o mundo, os ciclos naturais e organizar as sociedades. Nos dias atuais, apesar do distanciamento temporal e cultural com os povos antigos, visto que hoje dispomos dos métodos e ferramentas mais avançados, ainda mantemos viva a tradição de observar o céu noturno e buscarmos respostas para a nossa origem, o funcionamento do Universo ou mesmo inspiração para as mais variadas manifestações culturais da humanidade.

As estrelas, antes vistas principalmente como imutáveis pontos brilhantes no céu noturno, hoje em dia sob a luz do ferramental científico revelam-se objetos intrigantes repleto de fenômenos interessantes e que evoluem com o tempo, ainda que em escalas de milhões a bilhões de anos. Ao longo dos últimos séculos, através da análise cuidadosa da radiação emitida e da aplicação da física desenvolvida, podemos concebê-las como esferoides de gás que realizam fusão nuclear em seus centros ao comprimir o plasma quente através da gravidade.

O comportamento e o destino de uma estrela são ditados principalmente por sua massa e composição química iniciais (Teorema de Vogt-Russel; ver Capítulo 24 de Maeder (2009)); e eventualmente interações com outras em sistemas múltiplos. Como veremos

adiante, as propriedades e evolução das estrelas de alta massa ( $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ )<sup>1</sup> são enormemente diferentes de suas análogas menos massivas, assim como seus impactos individuais e coletivos no ambiente ao redor, ou seja, nas galáxias que as hospedam.

### Estrelas de Baixa Massa vs. Alta Massa

Na Figura 1.1 situamos as estrelas de alta massa em relação às outras ilustrando esquematicamente um diagrama HR para estrelas observadas com o GAIA e uma escala de tamanho aproximada entre os diferentes tipos de estrelas na Sequência Principal (*Main Sequence*). Podemos notar que, comparadas às de menor massa, as estrelas massivas são muito menos numerosas: por exemplo, para cada estrela de  $20 M_{\odot}$  há cerca de  $10^5$  estrelas do tipo solar (G2V) e cerca de  $10^6$  para cada uma de  $100 M_{\odot}$  (Massey 2003). Esse cenário é consequência do próprio processo de formação estelar pelo colapso gravitacional das nuvens de gás, que priorizam a formação de mais objetos menores em detrimento de maiores (ver Capítulo 18 de Maeder 2009) – podemos visualizar esse quadro nas funções de massa inicial (IMFs de *initial mass functions*) mais utilizadas para modelar populações estelares (ver Matteucci 2012). Além da diferença em quantidade na formação, estrelas massivas duram muito menos tempo em comparação com suas análogas de menor massa – milhões a dezenas de milhões de anos contra bilhões a trilhões de anos (segundo os cálculos de evolução estelar).

Por outro lado, a menor quantidade e a fugacidade das estrelas massivas são sobrecompensadas pelo impacto que estes objetos causam durante a vida no meio ao redor, devido (i) aos seus poderosos ventos e radiação emitida, e (ii) nos seus seus momentos finais ao explodirem como supernovas dos tipos Ib, Ic e II. Na Figura 1.2 podemos observar diretamente o impacto dos ventos estelares no ambiente circundante, ionizando e dispersando o gás e encerrando a formação novas estrelas como uma das consequências.

Mesmo as menores das estrelas massivas (tipo B2V na Sequência Principal) já possuem luminosidades maiores que  $2 \times 10^4 L_{\odot}$  e temperaturas de  $\sim 20000$  K, o que é suficiente para emitir um fluxo considerável no ultravioleta (UV). Outra característica que distingue esta classe de estrelas são suas velocidades de rotação inicial bastante elevadas – dezenas a centenas de km/s em contraste com 2 km/s do Sol – que têm um impacto muito intenso na evolução destes objetos.

<sup>1</sup>Abaixo desta massa o remanescente produzido já seria uma estrela de nêutrons e não uma anã branca, produzida por estrelas de massa baixa ou intermediária (Maeder 2009).

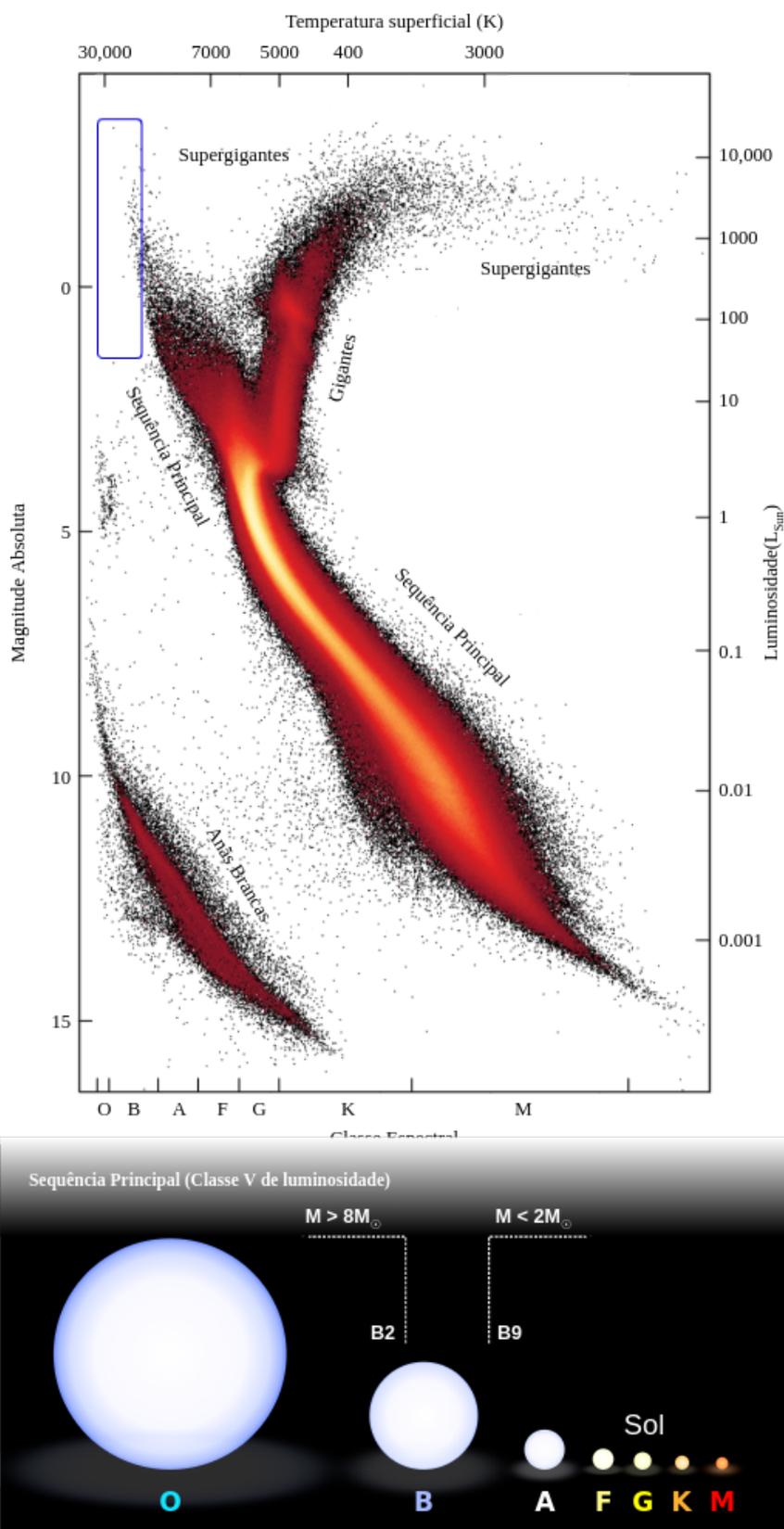


FIGURA 1.1. Diagrama HR das estrelas observadas com o GAIA. O retângulo azul em altas temperatura e luminosidades mostra a região aproximada das estrelas massivas na Sequência Principal. Abaixo, apresentamos uma escala de tamanho e cor aproximada das estrelas de diferentes tipos espectrais enquanto objetos de SP e também de forma aproximada uma relação entre massas e tipo espectral; notando que nem todas as estrelas B são necessariamente massivas. Fontes das figuras originais: <https://sci.esa.int/web/gaia/-/60198-gaia-hertzsprung-russell-diagram> e [https://en.wikipedia.org/wiki/Main\\_sequence](https://en.wikipedia.org/wiki/Main_sequence)

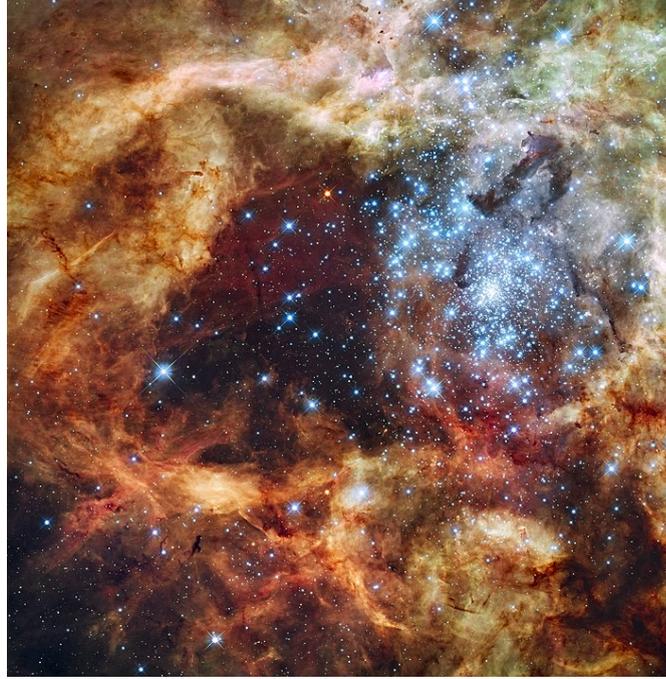


FIGURA 1.2. Estrelas massivas no aglomerado R136, da Grande Nuvem de Magalhães. Com seus ventos e intensa radiação emitida, essas estrelas moldam e ionizam o meio circundante. Este aglomerado contém também estrelas supermassivas de acordo com Crowther et al. (2010) – que afirma que algumas destas podem exceder o limite tido como superior de massa para estrelas ( $\sim 150 M_{\odot}$ ).

Na seção seguinte discutimos os principais aspectos da evolução de estrelas de alta massa, essenciais para entender o contexto em que as estrelas B supergigantes (BSGs), objeto de estudo deste projeto, se inserem.

## 1.2 Evolução Estelar no Regime de Alta Massa

A partir do momento em que uma estrela massiva é formada a partir do colapso de uma (ou parte de uma) nuvem de gás molecular<sup>2</sup> começa a ocorrer a fusão nuclear de H em He no seu interior via ciclo CNO principalmente; com possível exceção das estrelas de População III que possuiriam metalicidade zero. Neste momento a estrela é um objeto de Sequência Principal de Idade Zero (ZAMS, do inglês *Zero-Age Main Sequence*) e permanecerá na SP por  $\sim 90\%$  de sua vida de milhões ou dezenas de milhões de anos.

Dependendo das condições iniciais, principalmente sua massa, uma estrela massiva pode vir a se tornar um supergigante vermelha (RSG, de *Red Supergiant*), LBV (de *Luminous Blue Variable*), WR (de *Wolf-Rayet*) e outros tipos. Como mostrado no

---

<sup>2</sup>Os detalhes do processo de formação de estrelas de massa maior que  $\sim 10 M_{\odot}$  ainda são um grande mistério, em que várias vias são discutidas (ver Vink 2020 e capítulo 22 de Maeder 2009).

diagrama abaixo na Figura 1.3, é esperado que objetos menos massivos terminem suas vidas como RSGs e os mais pesados retornem para temperaturas mais elevadas como LBVs e WRs ou mesmo nem sequer se tornem vermelhos. Este cenário é conhecido como Cenário de Conti Modificado (Conti 1975) e ainda que haja bastante incerteza a respeito dos intervalos de massa, ele serve como um quadro evolutivo geral para esta classe de objetos.

$M > 60 M_{\odot}$ :	O $\rightarrow$ Of/WNL $\rightarrow$ LBV $\rightarrow$ WNL $\rightarrow$ (WNE) $\rightarrow$ WC $\rightarrow$ SN Ibc	WR
$M = 40 - 60 M_{\odot}$ :	O $\rightarrow$ BSG $\rightarrow$ LBV $\rightarrow$ WNL $\rightarrow$ (WNE) $\rightarrow$ WC $\rightarrow$ SN Ibc	
$M = 30 - 40 M_{\odot}$ :	O $\rightarrow$ BSG $\rightarrow$ RSG $\rightarrow$ WNE $\rightarrow$ WCE $\rightarrow$ SN Ibc	
$M = 25 - 30 M_{\odot}$ :	O $\rightarrow$ (BSG) $\rightarrow$ RSG $\rightarrow$ (YSG?) $\rightarrow$ SN II-L/b	RSG
$M = 10 - 25 M_{\odot}$ :	O $\rightarrow$ RSG $\rightarrow$ (Ceph. loop for $M < 15 M_{\odot}$ ) $\rightarrow$ RSG $\rightarrow$ SN II-P	

FIGURA 1.3. Cenário de Conti Modificado. É esperado que estrelas de menor massa ( $M < 25 M_{\odot}$ ) se tornem RSGs como estágios terminais, enquanto que estrelas de maior massa ( $M > 30 M_{\odot}$ ) retornem para a parte azul do Diagrama HR se tornem estrelas WRs antes de explodirem como supernovas. Figura retirada de Ekström et al. (2013)

Durante a evolução na SP, no entanto, é esperado que a estrela sofra alterações no seu interior e superfície. Conforme o ciclo CNO e outros processo de fusão acontecem, a composição das camadas mais internas é alterada (e.g. enriquecimento de N e empobrecimento de C) e devido aos processos de mistura no interior, que são consequência direta da rápida rotação estelar, esta alteração química atinge a superfície e pode ser verificada (Fraser et al. 2010). Caso a rotação não estivesse presente, a alteração química superficial só ocorreria quando os objetos atingissem fases mais evoluídas e frias, como RSGs, e seus envelopes se tornassem completamente convectivos – Ekström et al. (2012) demonstra este efeito comparando modelos evolutivos com e sem rotação.

De imediato, isso mostra que a rotação é um ingrediente bastante importante para estrelas massivas e, tal qual a massa e a composição química iniciais, pode determinar a evolução desses objetos. Além das mudanças no interior, a rotação também renova o núcleo estelar depositando-lhe H do envelope, aumentando a duração da estrela na SP e aumentando, por exemplo, o tempo que esta, mais especificamente uma população destas, passam transferindo energia ao ISM (meio interestelar, em inglês: *interstellar medium*).

O que está por trás do impacto da rotação na evolução destas estrelas é o Teorema de von Zeipel (von Zeipel 1924b,a), que estabelece que uma estrela não pode estar em equilíbrio hidrostático e em rotação ao mesmo tempo – ver capítulos 4 e 11 de Maeder (2009). Por conta disso, instabilidades (i.e. movimento de matéria em larga escala) se desenvolvem no interior estelar, provocando mistura no corpo estelar.

Uma forma mais simples de entender este efeito é verificando que em uma estrela que gira muito rápido, devido à ação da força centrífuga, as latitudes mais baixas experimentarão uma aceleração gravitacional efetiva menor que os polos em uma dada camada e, como consequência disso, as temperaturas nas regiões equatoriais serão também relativamente menores; pelo Teorema de von Zeipel,  $T \propto g_{eff}^4$ . E por conta deste gradiente não esfericamente simétrico de temperatura haverá deslocamentos de matéria visando reestabelecer o equilíbrio térmico (circulação meridional). Ilustramos isso na Figura 1.4 abaixo.

Outra razão que torna a rotação estelar importante no contexto desses objetos é a indução de campos magnéticos na estrutura da estrela, cujos impactos na evolução estelar ainda não estão totalmente elucidados, já que campos magnéticos podem afetar o transporte de momento angular e de matéria internos e influenciar o vento estelar (Maeder & Meynet 2003, 2004, 2005; Donati & Landstreet 2009). O projeto MiMeS (Wade et al. 2016) demonstrou que cerca de 10% das estrelas de alta massa possuem campos magnéticos detectáveis, o que se alinha com a constatação de que algumas estrelas de nêutrons (NS, de *neutron stars*), remanescentes de estrelas massivas, possuem campos magnéticos intensos. Desta forma, uma boa fração das estrelas de alta massa pode estar evoluindo de formas diferentes do que esperamos a partir dos modelos que não incluem essa física, e o impacto disso na história das galáxias pode não ser desprezível.

Além da rotação outro ingrediente fundamental para o entendimento da evolução destes objetos é a taxa de perda de massa que estes objetos experienciam. Devido às altas temperaturas e luminosidades, há um fluxo intenso de fótons ultravioletas energéticos que, ao interagir com os átomos de metais como os do grupo do ferro, bastante opacos nesta frequência, transferem momento e energia perturbando o equilíbrio hidrostático e produzindo o vento estelar<sup>3</sup>. Assim, a atmosfera estelar recebe uma quantidade de momento radiativo  $h\nu/c$  bastante elevada, o suficiente para acelerá-la até centenas a

<sup>3</sup>O vento estelar existe em todos tipos de estrela, mas no caso das mais frias que O e B há outros mecanismos que são os principais responsáveis por produzi-los.

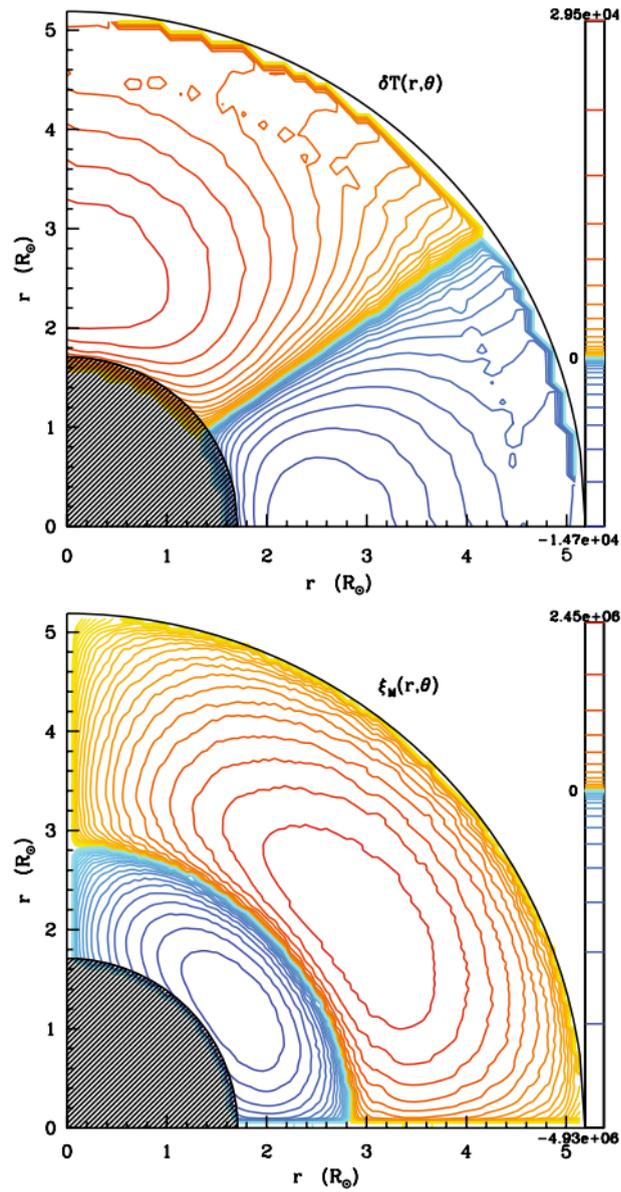


FIGURA 1.4. Teorema de von Zeipel e a indução de circulação meridional. No gráfico superior os contornos representam a distribuição do excesso (superior, laranja) e falta (lateral, azul) de temperatura interna de uma estrela de  $20 M_{\odot}$  e no inferior é representado a circulação meridional provocada por este gradiente de temperatura, com a célula interna girando no sentido horário e a externa no anti-horário. Figura retirada de Maeder (2009).

milhares de km/s produzindo fluxos de material que correspondem a perdas de massa médias de  $10^{-8}$  a  $10^{-4} M_{\odot}/\text{ano}$ . Veremos mais detalhes sobre a física dos ventos de estrelas quentes na próxima seção.

Uma consequência importantíssima deste fenômeno é que estrelas de alta massa acabam perdendo frações expressivas de sua massa ao longo de sua evolução – estrelas mais massivas podem perder mais da metade de sua massa inicial. E como a estrutura estelar é guiada principalmente pelo balanço entre o potencial gravitacional (dado pela massa) e a energia térmica injetada pelos processos de fusão internos, a alteração da massa estelar vai inevitavelmente resultar em um impacto na evolução das propriedades da estrela e de sua duração. Portanto, conhecer a taxa de perda de massa nos diferentes estágios e tipos estelares é fundamental para sabermos como incluir este ingrediente nos modelos de evolução com acurácia e entendermos, por exemplo, como populações estelares e galáxias evoluem.

Porém, vários problemas surgem no processo de adquirirmos o conhecimento do quanto as estrelas perdem massa ao longo de sua evolução. O primeiro deles é que a escala de existência de uma estrela, mesmo as de vida mais curta, são bem maiores do que a própria espécie humana, assim, é impossível acompanhar o quanto a estrela está perdendo de massa ao longo de sua vida. Uma forma de contornar o problema é estudando milhares de estrelas diferentes e inferir suas perdas de massa no momento presente, colocando-as em contexto evolutivo, de forma que poderíamos ter uma estimativa de como estes objetos perdem massa ao longo de suas vidas e em função de suas propriedades físicas. De fato, isso que trabalhos como Vink et al. (2000) e Vink et al. (2001) fazem para verificar as “receitas de perda de massa” que são incluídas nos principais modelos evolutivos do estado-da-arte.

No entanto, é neste ponto que o segundo problema emerge, já que mesmo inferindo o quanto diferentes estrelas estão perdendo de massa agora, isolar exatamente a correlação entre as propriedades estelares atuais e a  $\dot{M}$  é bastante difícil, uma vez que estrelas possuem histórias distintas (e.g. histórico de interações, composições químicas diferentes) e a determinação de suas propriedades físicas, bem como o estado evolutivo, com acurácia ainda é bastante complicado (e.g. luminosidade, massa e raio que dependem da distância inferida). Além disso, estrelas massivas podem perder massa de forma eruptiva e repentina, especialmente em estágios como LBVs e RSGs (Smith 2014).

Terceiro, é que a própria inferência da perda de massa é, por si só, uma tarefa muito desafiadora, porque, tal qual os demais parâmetros físicos, depende da interpretação cuidadosa do espectro estelar sob a luz da melhor física que conhecemos – e ainda assim, ainda há graves inconsistências e aspectos não entendidos. Um exemplo deste problema são os chamados “Problema dos Ventos Fracos” (Martins et al. 2005; Marcolino et al. 2009), em que se constata que estrelas pouco luminosas possuem uma  $\dot{M}$  menor do que se espera pela teoria vigente. Outro exemplo é a nossa falta de entendimento de como exatamente inhomogeneidades no vento estelar acontecem e impactam as perdas de massa das estrelas massivas.

Além dos fatos mencionados acima, há o impacto que a multiplicidade pode ter na evolução estelar, influenciando tanto a rotação destes objetos por troca de momento angular como as taxas de perda de massa – ou mesmo ganho de massa – por troca de matéria (Götberg et al. 2020). Atualmente, já está bem estabelecido que uma fração majoritária das estrelas massivas experimentam ou experimentaram interações com companheiras (Sana et al. 2012), e a investigação a fundo disso e de suas consequências também são questões essenciais recém abertas no estudo destes objetos.

### 1.3 Atmosferas de Estrelas Massivas Quentes

Como mencionado na seção anterior, as propriedades atuais das estrelas de alta massa são obtidas a partir da análise cuidadosa dos seus espectros em múltiplas regiões; dos raios X ao rádio há informações valiosas para caracterizar a estrela. Também vimos que ao longo da evolução as propriedades estelares, sobretudo desta classe de objetos, se alteram drasticamente, podendo ora ser objetos bastante frios com  $T_{eff} \sim 3000$  K, como supergigantes vermelhas, e ora objetos escaldantes com  $T_{eff} = 100000$  K, como em estrelas WR (Sander et al. 2012), de forma que as técnicas e ferramentas utilizadas para avaliar suas atmosferas também variam consideravelmente. Trabalhos como Groh et al. (2013, 2014) realizam precisamente a complexa tarefa de modelar a evolução de estrelas de alta massa e ao longo de suas trajetórias modelar as atmosferas e os espectros associados a cada fase evolutiva.

Portanto, fornecer uma descrição completa da física associada às atmosferas das estrelas massivas está muito além do que se pode ser feito em um projeto de mestrado,

de forma que aqui discutiremos apenas o contexto dos objetos de alta massa quentes, principalmente dos tipos O e B, com ênfase nas últimas. Estrelas A, WRs, B[e]s e LBVs apesar de caírem nesta categoria, possuem suas especificidades e não são abordadas aqui; e estrelas [WR] são quentes mas são objetos de baixa massa em fase terminal – também fora do escopo do projeto. Discussões bem aprofundadas a respeito de atmosferas e ventos estelares podem ser encontradas em Mihalas (1978), Lamers et al. (2005) e Puls et al. (2008) – este último bem focado em ventos quentes.

Apesar das diferenças explicitadas entre as estrelas quentes, o que é unânime e consensual é que todas têm ventos intensos (i.e. com alta densidade e velocidade comparados ao vento solar) e que são dirigidos por linhas, ou seja, causados pela absorção de momento dos fótons energéticos pelas (muitas!) linhas espectrais do UV principalmente, como já mencionado. Na Figura 1.5 de Abbott (1982) podemos verificar de forma bem explícita o quanto da radiação é absorvida/espalhada por linhas, principalmente de transições do Fe, Ni e Co. Uma discussão bem detalhada pode ser encontrada em Lamers et al. (2005)

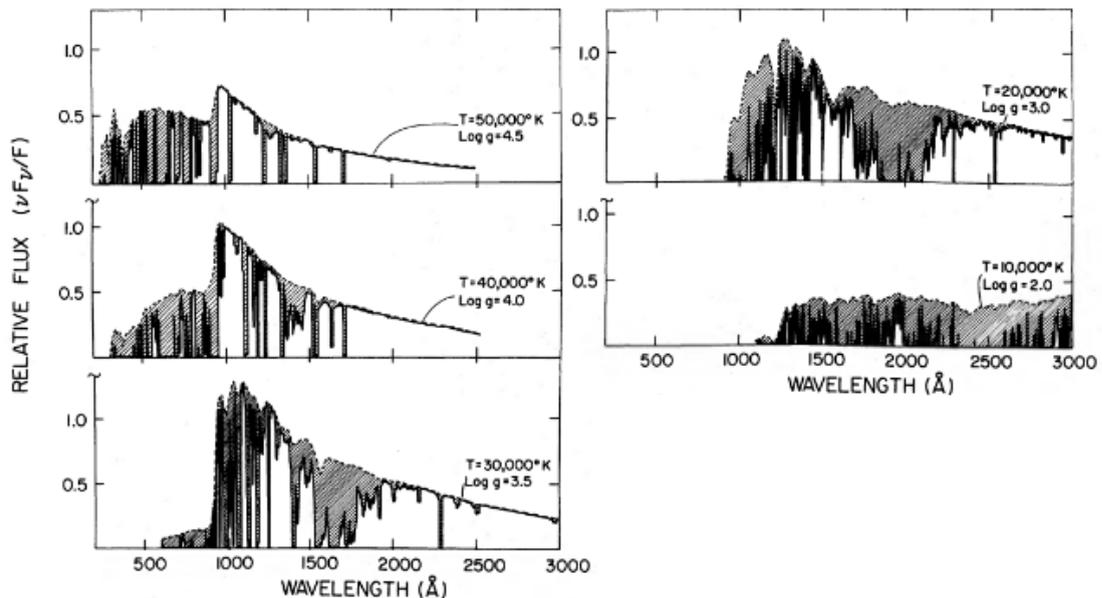


FIGURA 1.5. Absorção provocada pelas linhas no ultravioleta. As áreas hachuradas representam a fração absorvida em cada frequência para modelos de diferentes temperaturas. Figura adaptada de Abbott (1982)

No entanto, como transições com energias/frequências bem estabelecidas e estreitas conseguem absorver tanta energia da luminosidade emitida pela estrela? A resposta é o bem conhecido Efeito Doppler, em que o comprimento de onda de um fóton emitido por uma fonte, que ao ser enxergado por um referencial que se distancia desta, é percebido

maior (mais vermelho) do que no referencial original do emissor. Ao longo da extensão do vento os íons capazes de absorver fótons energéticos aceleram radialmente (em média) de poucos km/s na fotosfera a centenas ou milhares de km/s, de forma que a cada instante, com diferentes velocidades de afastamento, um íon com uma transição bem específica vai conseguir ao longo do percurso absorver uma gama de frequências diferentes emitidas pela estrela – e acelerar ainda mais!

Outro processo importante para garantir um fluxo intenso de matéria para fora do potencial gravitacional da estrela é o chamado Acoplamento Coulomb<sup>4</sup>, que explica como que elétrons e átomos como H e He (que são os mais abundantes) são levados pelo vento. Basicamente, os íons capazes de acelerar pelo Efeito Doppler são poucos, porém ao ganhar velocidade singrando o “mar” de H<sup>1</sup> e He<sup>4</sup> e elétrons eles encontram uma força de arraste destas outras partículas e acabam transferindo o momento radiativo adquirido para elas, levando-as junto para fora da estrela. As condições que permitem que este efeito ocorra são facilmente preenchidas na maioria das estrelas B e tipos mais quentes, inclusive nas estrelas de nossa amostra; porém pode não ocorrer em estrelas do tipo A e B mais frias gerando ventos multicomponentes como Babel (1995) discute.

Agora que entendemos como o vento em estrelas quentes é estabelecido, a principal forma que temos de detectá-los é observando determinadas características em espectros no UV, infravermelho e rádio; e em objetos mais extremos como WRs, [WR]s, LBVs e BHGs até mesmo no óptico. Essas características são em geral (i) linhas de absorção deslocadas para o azul, (ii) em emissão – frequentemente bem largas como é bem distinguível em WRs e [WR]s – ou (iii) em perfil P-Cygni<sup>5</sup> presente em todas as estrelas quentes. No infravermelho e rádio esse tipo de vento se manifesta como um excesso de emissão em relação ao que se esperaria para uma distribuição próxima de um corpo negro.

Os perfis P-Cygni são caracterizados por uma absorção deslocada para o azul (em *blueshift*) e uma emissão deslocada para o vermelho (*redshift*) – ver Figura 1.6; as linhas de absorção deslocadas para o azul são P-Cygni’s só que muito fracos. No UV eles são abundantes para todas as estrelas tipos O, B e A e foram detectadas pela primeira vez na década de 60 por Morton (1967) em estrelas O e B supergigantes da constelação

---

<sup>4</sup>Ver Lamers et al. (2005) para uma explicação mais detalhada.

<sup>5</sup>O tipo de perfil de linha “P-Cygni” deriva justamente das linhas bem proeminentes do espectro óptico da estrela P Cygni (B11a), uma LBV de longo período.

de Órion, quando acoplaram um espectrógrafo em um foguete sub-orbital para captar a radiação nesta frequência que não chega até nós no chão – ver Figura 1.7. Como relatado em Lamers (2008), as estrelas azuis, antes pacatos objetos desprovidos de informação espectral subitamente se tornaram bastante interessantes!

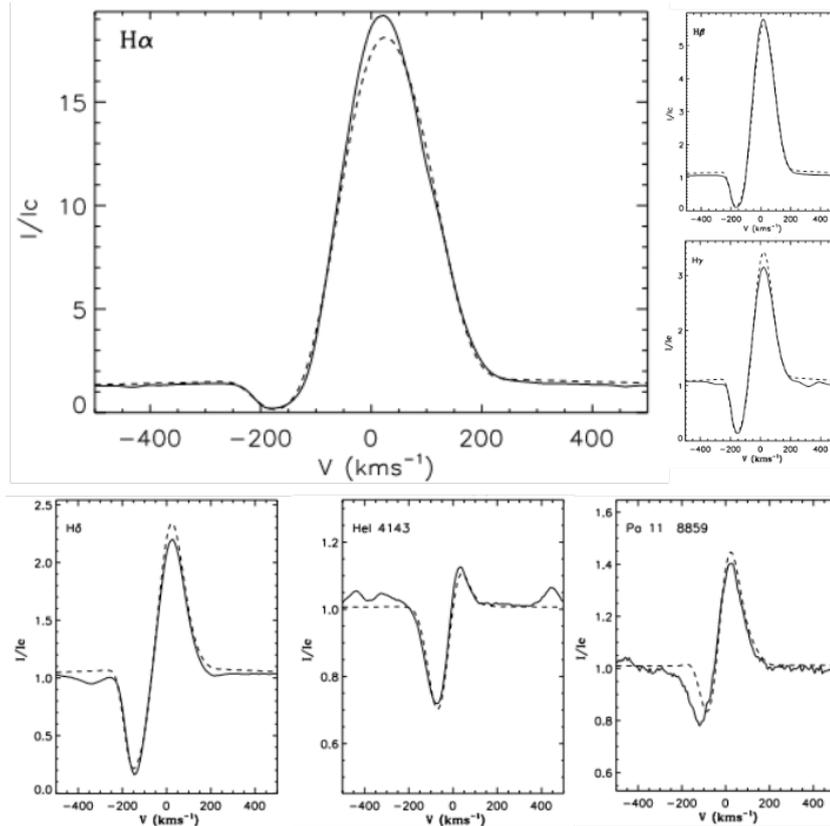


FIGURA 1.6. Perfis P-Cygni da estrela P Cygni. A região óptica e infravermelha do espectro da P Cygni é repleta de perfis P-Cygni, indicando uma perda de massa bastante elevada, característico de LBVs. Composição de figuras retiradas de Najarro (2001) que modelou o espectro da P Cygni usando o CMFGEN. As linhas cheias são as observações e as tracejadas os modelos.

Esta morfologia acontece porque é produzida por transições ditas “ressonantes”, que ocorrem entre níveis de energia adjacentes<sup>6</sup>. Nessas transições, o íon, ao absorver um fóton com o comprimento de onda característico da transição (no referencial do átomo) e se excitar para o nível mais energético, rapidamente dispersa a energia emitindo “o mesmo fóton”; esse processo conserva o número de fótons em uma determinada frequência e é conhecido como “espalhamento” porque é como se o íon só defletisse a radiação.

A parte em absorção do perfil, exclusivamente em *blueshift*, é produzida pelo vento entre a estrela e Terra se movendo em nossa linha de visada e a parte de emissão, com

<sup>6</sup>Em alguns contextos linhas como H $\alpha$  (produzida por transições entre o 2<sup>o</sup> e 3<sup>o</sup> nível de energia eletrônica) podem se tornar P-Cygni’s porque o nível 2 se torna o nível “base” em certas condições de temperatura e densidade. Petrov et al. (2014) demonstra isso analisando o comportamento da linha de H $\alpha$  em BSGs do lado frio e quente do dito “Salto de Bi-estabilidade”.

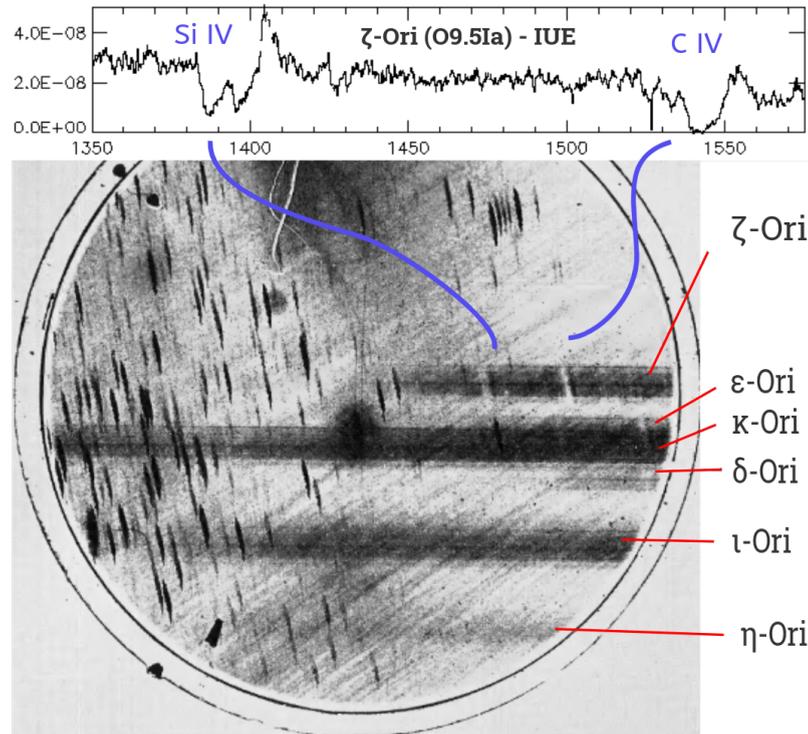


FIGURA 1.7. Primeiras observações diretas de perfis P-Cygni no ultravioleta. Os espectros UV de seis estrelas da constelação de Órion revelam perfis P-Cygni, assinatura inequívoca de ventos estelares. Figura adaptada de Morton (1967) compondo-a com um espectro IUE da O supergigante  $\zeta$ -Ori (O9.5Ia).

componentes em *redshift* e *blueshift* é produzida por todo o vento (com exceção da região que está atrás da estrela para nós); o perfil é justamente a soma destas contribuições, como mostra a Figura 1.8. E a partir da análise da morfologia do perfil é possível obter informações valiosas a respeito do vento como perda de massa, velocidade terminal e estrutura de ionização. Na Figura 1.8 explicamos graficamente de forma esquemática como um perfil P-Cygni é formado e como a estrutura do vento (mais especificamente a distribuição do íon que o produz) pode alterar seu formato.

Veremos mais adiante nesta dissertação, no capítulo 5, que este entendimento teórico da formação dos perfis P-Cygni's nos ajudou a modelar linhas que nunca tinham sido ajustadas na literatura, e que os resultados nos levaram a confirmar previsões hidrodinâmicas recentes a respeito dos ventos das BSGs.

Até aqui, toda a discussão sobre as atmosferas quentes considerou fenômenos e cenários concebidos imaginando ventos com propriedades como velocidades, temperaturas e densidades que variam suavemente (ou seja, monotonicamente); costuma-se usar o termo “vento homogêneo” para isso. Porém, já é conhecido há muitas décadas e esperado

### Perfis Pcygni com Diferentes Extensões de uma Transição

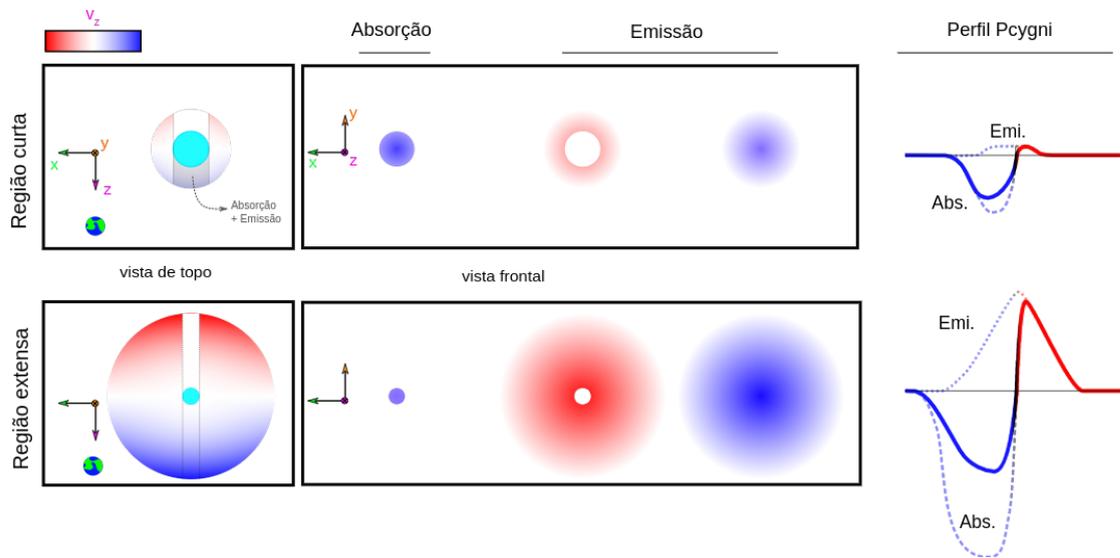


FIGURA 1.8. Descrição qualitativa de como um P-Cygni é produzido e diferenças associadas ao local onde é formado. A parte superior descreve a formação de um P-Cygni em uma região mais próxima da estrela devido, por exemplo, a existência do íon capaz de produzi-lo somente nesta região, e os quadros inferiores são a formação no caso do íon existindo em todo o vento. O gradiente vermelho-branco-azul representa a velocidade projetada em nossa linha de visada (direção  $z$ ), indicando *redshift* e *blueshift* espectrais respectivamente. Figura de autoria própria baseada nas Figuras 2.4 e 2.6 de Lamers et al. (2005).

por modelos hidrodinâmicos (e.g. Owocki et al. 1988; Owocki 1994) que os ventos dirigidos por linhas são bastante turbulentos, com estruturas complexas e instabilidades. As origens deste comportamento ainda não são totalmente conhecidas, e diferentes cenários buscam explicá-lo – e.g. propagação de oscilações sub-fotosféricas (Simón-Díaz et al. 2018) e instabilidade por de-sombreamento de linhas (LDI, Owocki et al. 1988 e capítulo 8 de Lamers et al. 2005).

Ainda que as origens e descrições satisfatórias de como ocorrem as instabilidades (inomegeneidades) dos ventos não tenham sido elucidadas, o fato é que existem e precisam ser incluídas na construção dos modelos para sermos capazes de explicar fenômenos importantes observados nas atmosferas de estrelas deste tipo, como emissão de raios X e superionização<sup>7</sup> – esta discussão é feita de forma mais aprofundada se seção 2.3. É neste contexto que este projeto se insere, porém focado nas estrelas B supergigantes, sobre as quais discorreremos sobre a seguir.

<sup>7</sup>Presença de íons que não deveriam existir em determinada temperatura por esta não ser alta o suficiente.

## 1.4 Estrelas B Supergigantes e Objetivos do Projeto

O objetivo deste projeto é investigar as atmosferas das estrelas B supergigantes (BSGs) através da análise de seus espectros (óptico e UV) com o intuito de extrair suas propriedades físicas e assim contribuir para o entendimento dos ventos e os contextos evolutivos destes objetos. Por conta de suas altas luminosidades, as BSGs podem ser vistas em relativa abundância tanto na Via Láctea quanto no Grupo Local de Galáxias, e, no atual momento de bastante atividade no campo de pesquisa das estrelas massivas com o projeto ULLYSES-XSHOOTER (<https://www.massivestars.org/xshootu/>), que vai utilizar o Telescópio Espacial Hubble (HST) para coletar o espectro de centenas de estrelas e proto-estrelas quentes na vizinhança galáctica (sendo um dos maiores programas do HST!), os alvos mais “frios” dentre as de alta massa são justamente estrelas BSGs e, portanto, objetos chave para elucidarmos a natureza dessas.

Como objetos evoluídos, o entendimento de suas propriedades físicas pode nos fornecer informações valiosíssimas a respeito da evolução das estrelas de alta massa, cujo conhecimento apesar de bem desenvolvido ainda possui grandes limitações e questões em aberto. Elas também apresentam atmosferas bastantes ricas em fenômenos físicos interessantes, sobretudo em relação aos seus ventos, mas que também possuem muitos aspectos ainda pouco compreendidos e cujo estudo mais aprofundado é essencial para entendermos melhor os ventos das estrelas de alta massa e seu impacto nas suas galáxias hospedeiras.

Do ponto de vista evolutivo, a única coisa que sabemos sobre as BSGs é que são estrelas ligeiramente evoluídas, e as principais formas de verificar isso são (i) pela presença de abundâncias químicas de C, N e O (e possivelmente He) sistematicamente bem diferentes dos valores solares, (ii) luminosidades e temperaturas efetivas que as localiza afastadas da ZAMS – como podemos ver na Figura 1.9 e (iii) atmosferas expandidas com intensas perdas de massa – em relação as estrelas B de Sequência Principal –, que acusa um fluxo de energia aumentado vindo do interior, o que é esperado ao longo da evolução da estrela (Maeder 2009).

Entretanto, seus *status* exatos ainda representam uma verdadeira incógnita (Georgy et al. 2014). Mais especificamente, não sabemos ainda se são objetos no final da

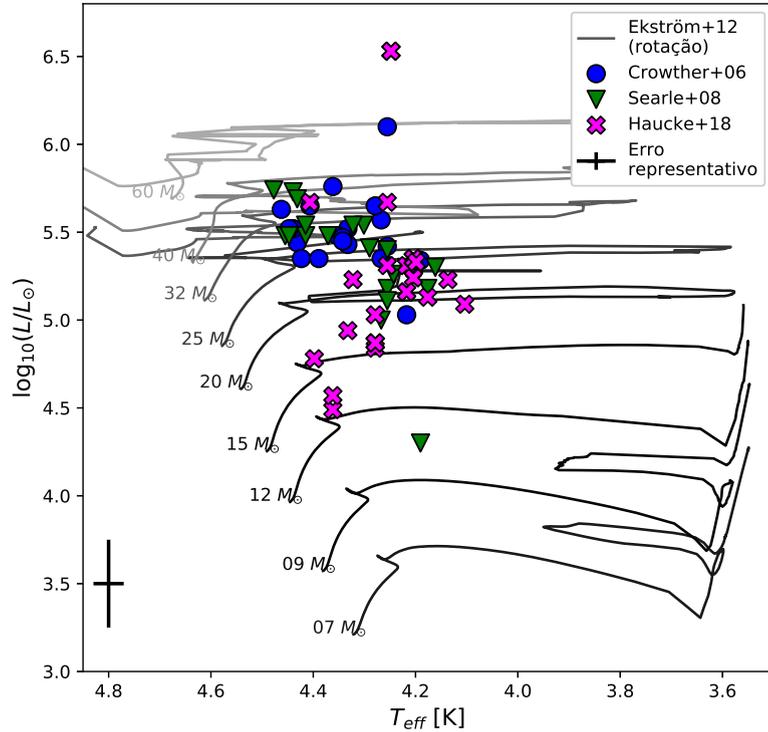


FIGURA 1.9. Localização das B Supergigantes no Diagrama HR. Como podemos verificar as BSGs se encontram afastadas da região da Sequência Principal de Idade Zero (ZAMS, do inglês *Zero Age Main Sequence*). Dados de BSGs inferidos e trajetórias evolutivas dos trabalhos de Crowther et al. (2006), Searle et al. (2008), Haucke et al. (2018) e Ekström et al. (2012).

Sequência Principal, ou se já fizeram a transição para a queima de He no núcleo, se encaminhando para estágios mais tardios, como supergigantes vermelhas (RSGs), ou mesmo se são estrelas pós-RSG em estágio terminal, tais quais WRs e LBVs<sup>8</sup>; ou provavelmente uma mistura de todos estes cenários (Vink et al. 2010).

Por conta desta natureza, estudá-las é fundamental estabelecermos vínculos para a evolução na SP e termos melhores condições de entender as conexões e canais entre diferentes estágios evolutivos das estrelas massivas e os impactos destas na Galáxia. Um dos objetivos do nosso projeto é justamente investigar o estado evolutivos destes objetos, observando o que eles podem nos dizer a respeito das previsões atuais dos modelos de evolução estelar no regime de alta massa.

<sup>8</sup>Curiosamente há WRs com temperaturas efetivas compatíveis com as de BSGs (WNLs, Crowther 2007) e BSGs com características de LBVs, como as BHGs (Clark et al. 2012).

Já do ponto de vista de suas atmosferas estudá-las é importante justamente por serem muito luminosas e possuírem um vento dirigido por linhas em um regime de temperaturas mais baixas em relação às estrelas do tipo O. Com estas características, fenômenos físicos interessantes começam a ocorrer, como a mudança da ionização de metais importantes para o vento, como a recombinação de Fe IV para Fe III, que estaria por trás do chamado “Salto de Bi-Estabilidade”.

O conceito de Bi-Estabilidade, e do referido Salto, se desenvolveu a partir do trabalho de Pauldrach & Puls (1990), que descreveu este fenômeno ao analisar a estrela P Cygni (B1 Ia<sup>+</sup> e LBV). Os autores em sua análise notaram que uma pequena mudança de propriedades fotosféricas (e.g.  $T_{eff}$ ) era capaz de alterar sensivelmente o vento da supergigante de forma quase que descontínua<sup>9</sup>. E a partir deste estudo de natureza teórica, Lamers et al. (1995) analisou as atmosferas um conjunto maior de estrelas e verificou a existência do “Salto de Bi-Estabilidade”, ainda que sua natureza exata seja contestada (e.g. Crowther et al. 2006 e Krtićka et al. 2021).

A principal manifestação deste fenômeno é a mudança da razão entre a velocidade terminal  $v_{\infty}$  e a velocidade de escape  $v_{esc}$ , indicando um vento mais lento para as estrelas mais frias – ver Figura 1.10 –, e alguns trabalhos (Vink et al. 2000, 2001, 2010) argumentam que essa diminuição de velocidade pode vir acompanhada de um aumento de 3 a 5 vezes na taxa de perda de massa  $\dot{M}$ , o que é contestado por outros como Markova & Puls (2008) e Crowther et al. (2006).

Adiantando alguns de nossos achados durante este projeto (descritos no capítulo 5), encontramos resultados que se alinham mais a estes últimos, apontando para uma ligeira redução da  $\dot{M}$  juntamente com a  $T_{eff}$  e  $v_{\infty}/v_{esc}$ .

Até este momento, os trabalhos que investigaram em maiores detalhes uma amostra significativa de estrelas BSGs (> 10 objetos neste tipo de análise) são os trabalhos de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008). Por conta disso, esses artigos são até hoje utilizados como referência e autoridade no que diz respeito às características das BSGs e, invariavelmente, serviram de base para nosso trabalho, principalmente pelo fato de utilizarem uma metodologia similar a nossa – i.e. mesmo código e tipo de análise, cujos detalhes estão nos Capítulos 2 e 4.

No entanto, apesar da abrangência e importância desses trabalhos, ainda há aspectos críticos que precisam ser elucidados a respeito dos ventos das BSGs, já que tanto Crowther et al. quanto Searle et al. falharam em modelar perfis importantes no espectro UV destes objetos, indicando que a estrutura de ionização dos ventos prevista e possivelmente outras propriedades importantes, como a taxa de perda de massa, podem estar incorretas. Em suas metodologias,

<sup>9</sup>Por conta da possibilidade de que BSGs, similares a P Cygni, possam “viver” dos dois lados da descontinuidade em função de pequenas variações das suas características o termo provavelmente fora cunhado

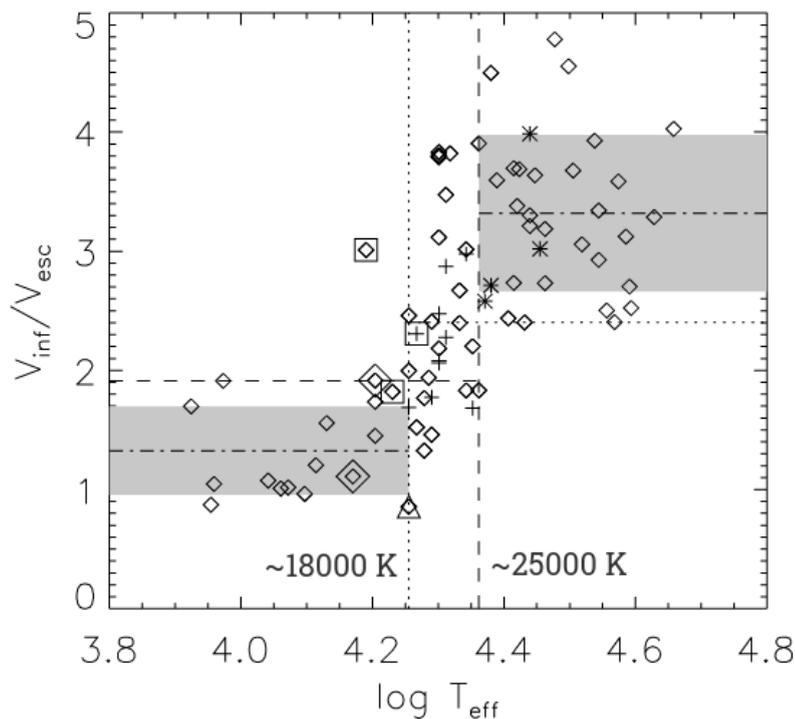


FIGURA 1.10. Salto de Bi-Estabilidade em O, B e A Supergigantes. O salto se refere a mudança brusca da razão entre a velocidade terminal e a velocidade de escape com a temperatura efetiva na região entre 25000 e 18000 K. Isso representa uma mudança importante das propriedades do vento, creditado às mudanças da estrutura de ionização de metais pesados. Figura adaptada de Markova & Puls (2008).

os autores consideram ventos homogêneos, o que atualmente se sabe com robusta evidência que não corresponde a realidade.

Como em todas as estrelas quentes, é esperado que os ventos das BSGs sejam hidrodinamicamente instáveis, e sejam inhomogêneos (apresentem turbulência e estrutura complexa), e como consequência apresentem superionização provocada pelos raios X e UV extremo emitidos por conta dos choques entre as instabilidades. Desde a década de 1980 já se sabe que BSGs emitem raios X (Cassinelli et al. 1981) e possuem discretas variações temporais em linhas de vento no UV (Prinja et al. 2002), assim como análises da curva de luz em sistemas binários de BSG + estrela de nêutrons revelam ventos repletos de estruturas e inhomogeneidades (Torrejón et al. 2015).

Nos principais modelos de atmosferas usados atualmente, a inhomogeneidade é incluída através do formalismo de *microclumping*, descrito na seção 2.3, que tem como efeito prático a redução da taxa perda de massa por um determinado fator<sup>10</sup> em relação a um caso homogêneo. Analogamente a emissão de raios X também é inserida posteriormente em função de parâmetros fornecidos pelo usuário. Uma explicação mais detalhada sobre esses efeitos e como são implementados nos modelos que utilizamos estão nas sessões 2.3 e 4.8.

<sup>10</sup>Fator este que está ligado ao grau de inhomogeneidade do vento e deve ser fornecido ao modelo.

Neste sentido, buscando construir uma referência atualizada no assunto das BSGs, tal qual Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008), utilizamos as mesmas ferramentas que eles, porém dando alguns passos adiantes em direção a uma descrição mais completa e incluímos *clumping* e raios X na modelagem das atmosferas para uma amostra de onze estrelas, com dez delas em comum com esses trabalhos. Além disso testamos novas distâncias coletadas com o GAIA (quando disponíveis) e incluímos dados atômicos mais recentes na construção dos nossos modelos.

A partir disso, nós comparamos nossos resultados com os destes dois trabalhos de referência (e eventualmente outros trabalhos no tópico das BSGs) e como resultado: encontramos de forma geral ajustes bem melhores aos espectros das nossas estrelas, resolvendo diversas discrepâncias encontradas, especialmente para as BSGs mais frias da amostra, cujos problemas eram os mais críticos – e.g. perfis P-Cygni de C II  $\lambda 1335$  e C IV  $\lambda 1550$ <sup>11</sup>. Estes resultados também permitiram a comprovação pela primeira vez do que simulações hidrodinâmicas bastante recentes previam a respeito dos ventos de BSGs mais frias e supergigantes mais quentes (Driessen et al. 2019). Os detalhes e as implicações dos nossos resultados, bem como uma discussão a respeito dos problemas encontrados, podem ser vistas no Capítulo 5.

Já em relação ao contexto evolutivos das BSGs, nós encontramos que são de fato objetos evoluídos, tanto devido às suas localizações no Diagrama HR quanto devido às suas abundâncias químicas superficiais, em harmonia com o que a teoria prevê para as estrelas de alta massa. E, interessantemente, durante este processo encontramos e reportamos no capítulo de resultados (Capítulo 5) possíveis problemas com distâncias oriundas do GAIA (e Hipparcos revisado) para alguns destes objetos, já que estas implicavam sistematicamente em massas e luminosidades não esperadas pela teoria, colocando em rota de colisão as medidas de paralaxe mais robustas com uma das mais bem desenvolvidas teorias da astrofísica moderna.

No Capítulo 2 discutimos as principais características do código de atmosferas utilizado para construirmos os nossos modelos e espectros sintéticos, o CMFGEN (Hillier & Miller 1998), expondo que processos físicos são considerados e quais não são, bem como suas vantagens e limitações. No capítulo 3 falamos da aquisição dos dados observacionais das estrelas escolhidas e de seus processamentos, já que nosso trabalho não se restringe a uma investigação teórica. No Capítulo 4 explicamos como obtivemos parâmetros físicos a partir da modelagem espectral e no Capítulo 5 expomos e discutimos nossos resultados, bem como suas possíveis consequências para o nosso entendimento a respeito das BSGs.

---

<sup>11</sup>As transições ressonantes aparecem em pares (divido à diferença de energia associada aos spins dos elétrons), mas como a separação em comprimento de onda é frequentemente menor que largura do próprio perfil, indicamos o  $\lambda$  aproximado.

## Capítulo 2

# Modelando Atmosferas de Estrelas B Supergigantes

Modelar atmosferas de estrelas quentes é um desafio formidável sob diversos aspectos – e.g. condições físicas peculiares e dificuldades computacionais. Porém, ao mesmo tempo, este se apresenta como absolutamente necessário para entendermos questões essenciais do Universo visível e sua evolução, uma vez que modelos de populações estelares, usados para modelar galáxias, dependem de conhecermos a radiação que tais estrelas emitem<sup>1</sup>.

O CMFGEN<sup>2</sup> (Hillier & Miller 1998) é um código de atmosfera gratuito e aberto focado em modelar atmosferas quentes ( $\gtrsim 15$  kK) e supernovas. Esse código ao longo das duas últimas décadas é uma das ferramentas mais robustas e mais utilizadas para estudar estrelas O, B, WR, LBV e [WR].

O artigo de Hillier & Miller (1998) descreve em detalhes a física implementada, os pontos de partida e limitações, de forma que este capítulo apenas apresentará um resumo com suas principais características, que são pertinentes de serem mostradas.

A principal característica deste código é que ele realiza o cálculo do transporte de radiação e do equilíbrio estatístico e radiativo em uma atmosfera em expansão, inicialmente resolvendo-os em um referencial co-móvel do vento e obtendo a estrutura da atmosfera. Por fim, o programa computa o espectro resultante no referencial no observador, que pode ser diretamente comparado com as observações. Na Figura 2.1 ilustramos de forma bem simplificada este processo.

---

<sup>1</sup>Uma discussão mais aprofundada sobre a importância do estudo de estrelas de alta massa de forma geral encontra-se no capítulo 1

<sup>2</sup>**Co-Moving Frame General**. *Download* e documentação em <https://kookaburra.phyast.pitt.edu/hillier/web/CMFGEN.htm>

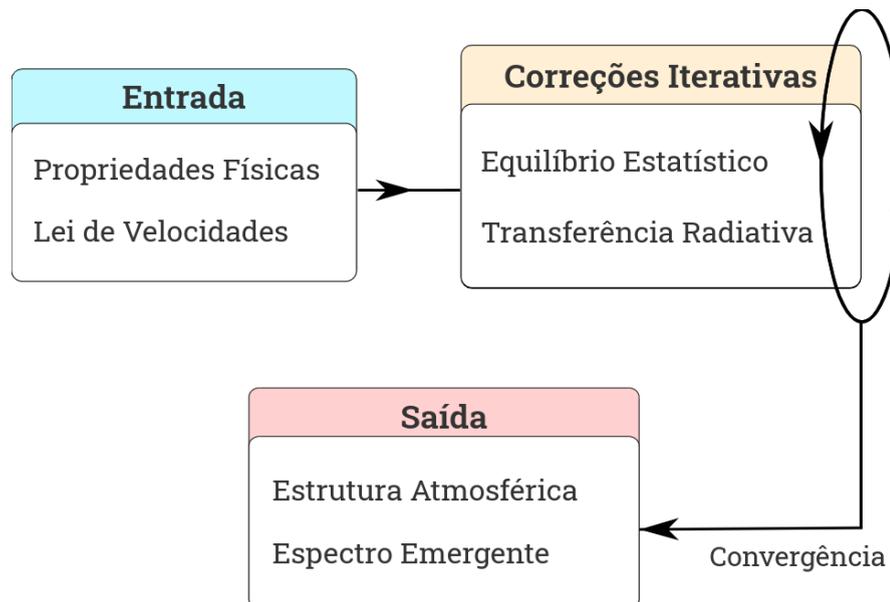


FIGURA 2.1. Esquema simplificado de como o CMFGEN opera. O usuário fornece algumas propriedades da estrela (e.g. temperatura efetiva, composição química, taxa de perda de massa, *clumping*) e a estrutura de velocidades ao código, que a partir delas irá resolver numericamente de forma consistente o transporte radiativo (montando a estrutura de temperatura e o campo radiativo) e o equilíbrio entre as populações de diferentes ionizações e excitações (constituindo a estrutura de ionização). Este processo irá ocorrer até que haja um acordo entre as populações e o campo radiativo, atingindo a convergência do modelo. E uma vez que isso ocorre o código calcula o espectro emitido pelo modelo estelar.

O processo de criação de modelos com o CMFGEN ocorre de maneira que podemos chamar de “hereditária”, em que um modelo é construído a partir de outro convergido criando-se uma cópia deste último e alterando seus parâmetros ligeiramente – e.g. baixando a temperatura em cerca de  $\sim 1000$  K no novo modelo de atmosfera. O modelo “ancestral”<sup>3</sup> deste projeto era o de uma estrela O supergigante, e partir deste, fizemos cópias alterando as propriedades físicas ligeiramente, e repetimos o processo sucessivamente até produzirmos todas as nossas BSGs.

É importante mencionar que este é um processo que consome muito tempo e recurso computacional e que isso, dado o tempo de vigência do projeto, limitou a abrangência e eventualmente a investigação mais aprofundada de alguns resultados. Para ilustrar, a resolução numérica do complexo sistema de equações por si só para a convergência de um único modelo já leva de várias horas (por vezes mais de 1 dia!) em computadores modernos, como os do próprio Observatório do Valongo.

<sup>3</sup>Supostamente se poderia traçar a origem de todos os modelos do CMFGEN aos primeiros modelos forjados na década de 1990 por John Hillier, criador do código.

## 2.1 Principais Aspectos do Código CMFGEN

### Geometria Esférica

O CMFGEN é um código de atmosferas unidimensional (1D), ou seja, ele calcula a estrutura e o espectro emergente de uma atmosfera esféricamente simétrica (i.e. em função da distância até o centro da estrela  $r$ ). Esta simplificação é utilizada na maior parte dos códigos de atmosferas análogos e além de tornar os modelos menos caros computacionalmente, introduz menos hipóteses sobre a natureza do que é estudado, algo desejável na prática científica.

Como o CMFGEN foi inicialmente pensado para modelar WRs e Of (objetos com ventos muito densos e quentes) e somente posteriormente foi estendido para outros tipos mais frios, a geometria utilizada no cálculo das atmosferas é a esférica<sup>4</sup> ao invés da plano-paralela, que é bastante útil para modelar estrelas na Sequência Principal, com alto  $\log g$  e baixa taxa de perda de massa. Para BSGs, no entanto, utilizar geometria esférica é importante porque elas possuem atmosferas expandidas e alta taxa de perda de massa, de forma que na equação de transporte radiativo ao longo de um feixe em linha reta, os efeitos geométricos irão ser relevantes, como podemos verificar pela dependência angular da intensidade na equação 2.1.1 abaixo:

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{\sqrt{1-\mu^2}}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu, \quad (2.1.1)$$

onde  $I_\nu$  é a intensidade radiativa na frequência  $\nu$  que depende da distância  $r$  até a origem do sistema (centro da estrela), da latitude e da direção do feixe  $\theta$ , com  $\mu = \cos \theta$ ;  $\eta_\nu$  e  $\chi_\nu$  são os coeficientes de emissão e absorção respectivamente, também dependentes de  $\nu$ ,  $r$  e  $\mu$ . Na Figura 2.2 ilustramos qualitativamente a diferença entre as geometrias visando fornecer uma intuição visual do problema.

Como o CMFGEN resolve o problema no referencial co-móvel do vento, a Equação de Transporte Radiativo (2.1.1) assume a forma da equação 2.1.2 abaixo:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I_\nu(r, \mu)}{\partial r} + \frac{(1-\mu^2)}{r} \frac{\partial I_\nu(r, \mu)}{\partial \mu} - \left[ \frac{\nu v(r)}{rc} \right] \left[ (1-\mu^2) + \mu^2 \left( \frac{d \ln v}{d \ln r} \right) \right] \frac{\partial I_\nu(r, \mu)}{\partial \nu} \\ = \eta_\nu(r, \mu) - \chi_\nu(r) I_\nu(r, \mu), \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

onde  $v(r)$  é a velocidade na posição  $r$  e as outras variáveis têm o mesmo significado que na equação anterior.

Essa equação, como Hillier & Miller (1998) explica, pode ser resolvida utilizando os diferentes momentos da equação – que se relacionam com a intensidade radiativa  $J_\nu$ ,  $H_\nu$ ,  $K_\nu$  e  $N_\nu$ . O significado e uma explicação mais didática sobre estes momentos pode ser encontrada em

<sup>4</sup>Mais precisamente o sistema de coordenadas é esférico

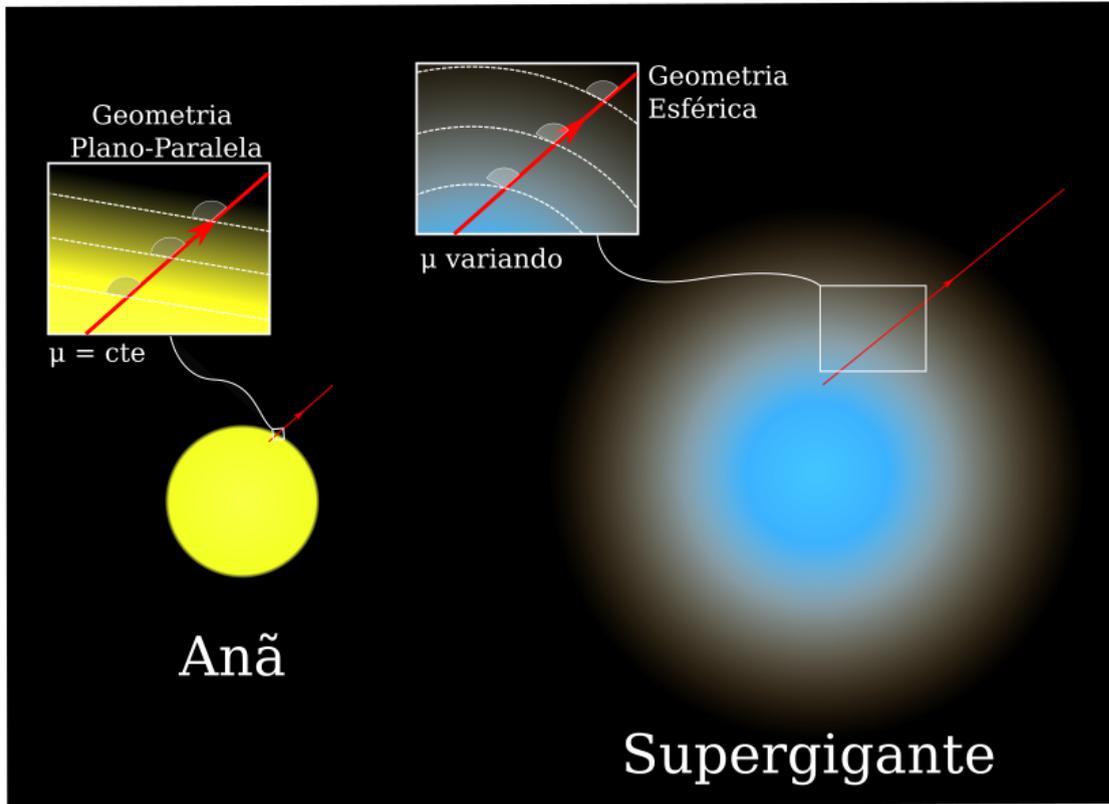


FIGURA 2.2. Diferentes classes de estrelas, diferentes geometrias atmosféricas. Os raios vermelhos indicam a direção ao longo do qual é calculado a transferência radiativa, que fazem um ângulo  $\theta = \arccos(\mu = \cos \theta)$  com as superfícies normais em cada geometria. No caso da geometria plano paralela (PP),  $\mu$  é constante enquanto que na geometria esférica ele varia ponto a ponto. A geometria PP descreve muito bem o cenário em estrelas anãs com baixas perdas de massa (e.g. Sol), enquanto que a esférica é necessária para descrever as atmosferas extensas, especialmente das supergigantes (representado pelo tamanho dos quadros onde há ampliação).

livros textos que discutem transporte radiativo (e.g. Mihalas 1978) e mais detalhes a respeito da resolução desta equação pode ser encontrado no mesmo Hillier & Miller.

A simplificação da geometria esférica é sem dúvida importante, e pode ser até grosseira em alguns casos, já que está bem estabelecido na Astrofísica Estelar que estrelas massivas quentes possuem rotações elevadas (e.g. Vink et al. 2010 e Simón-Díaz et al. 2017) e algumas até campos magnéticos (Wade et al. 2016), ou mesmo discos de acreção. No CMFGEN, a rotação é tratada como um alargamento das linhas espectrais do fluxo emergente inserido posteriormente, o que funciona bem para as linhas fotosféricas em geral, mas não é rigorosamente adequado para linhas de emissão (e.g. linhas no UV e  $H\alpha$ ), como discutido em Hillier et al. (2012) e Flores & Hillier (2021), sobretudo se a rotação for muito elevada.

No entanto, apesar dessas ponderações, esta abordagem tem grande sucesso em reproduzir os espectros observados de muitos destes objetos, evidenciando que, em uma primeira aproximação, suas atmosferas se apresentam de fato como esféricas – salvos os casos sabidamente assimétricos, como estrelas Be, sistemas binários e outros objetos de alta rotação (como uma das BSGs da amostra (HD64760), cujo caso é discutido no Apêndice A).

### Atmosfera Estacionária

O segundo ponto de partida do CMFGEN é que a atmosfera, apesar de estar em expansão e haver matéria fluindo para fora, encontra-se em um estado estacionário<sup>5</sup>, ou seja, suas propriedades ao longo de sua estrutura não variam com o tempo (similar ao fluxo de um rio calmo, por exemplo).

Cabe ressaltar que tal modelagem independente do tempo se dedica a descrever a estrutura mais geral da atmosfera e nos fornece as “propriedade médias” do vento, ou seja, como um comportamento associado ao seu estágio evolutivo atual. Na realidade, mesmo nas estrelas mais estáveis, sabemos as atmosferas possuem instabilidades hidrodinâmicas, inhomogeneidades nos ventos e estruturas que mudam com dependência temporal, mas que nesses objetos, não alteram sensivelmente o espectro. O trabalho de Prinja et al. (2002), de onde tiramos a Figura 2.3 abaixo, mostra algumas destas variações que são nitidamente visíveis nos espectros obtidos ao longo de uma série temporal.

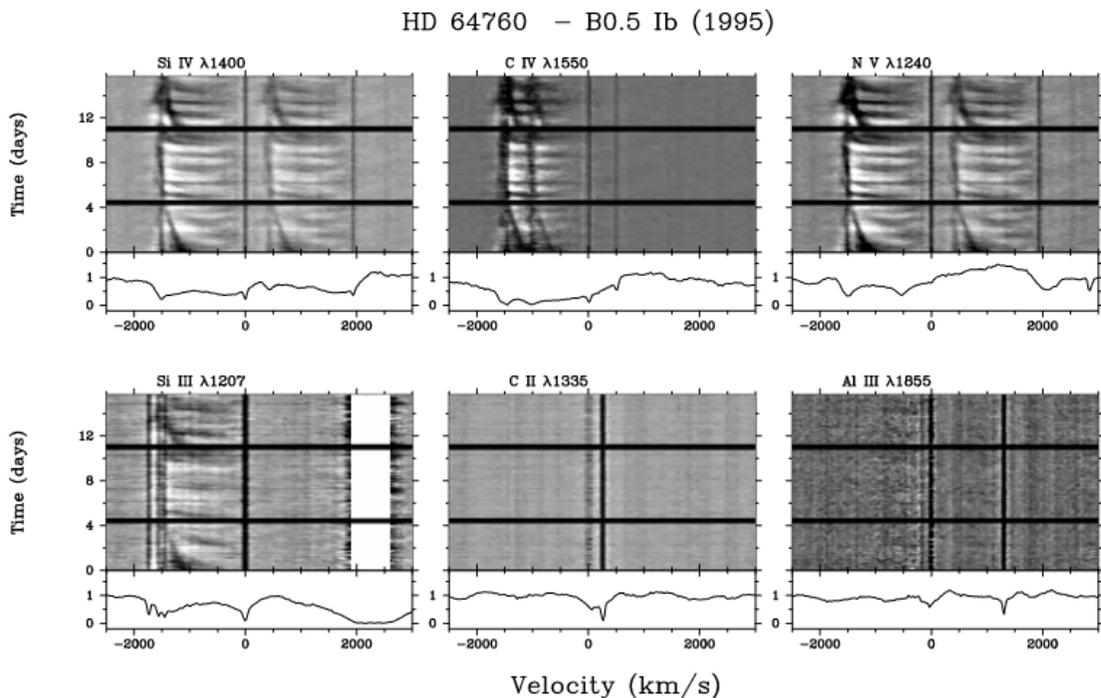


FIGURA 2.3. Série temporal do espectro UV da HD64760. Os eixos horizontais dos painéis representam o deslocamento de velocidade em relação ao centro da linha (facilmente conversível para comprimento de onda via equação do Efeito Doppler) e os eixos verticais dos sub-painéis maiores é a dimensão temporal, com a escala de cor representando os fluxos e nos sub-painéis menores temos o fluxo do espectro médio. Figura retirada de Prinja et al. (2002)

Porém, ainda que os modelos de atmosfera sejam estacionários, eles podem ser utilizados para investigar variações nas propriedades do vento, reproduzindo os sucessivos espectros observados, como Martins et al. (2015) o faz analisando a variabilidade em linhas da série de Balmer

<sup>5</sup>Não confundir de forma alguma com estático.

e do He.

### Equilíbrio Radiativo

Outra hipótese importante adotada no CMFGEN, e nos modelos modelos de atmosferas de forma geral, é que não há fontes ou sumidouros de energia no campo de radiação. Essa suposição é bastante válida se considerarmos que atmosferas estelares apenas transportam energia radiativa produzida na região central via fusão nuclear para o espaço; processos como decaimento de isótopos instáveis podem produzir fótons, mas ocorrem em taxas irrelevantes para perturbar minimamente o equilíbrio radiativo.

### Equilíbrio Estatístico

Nas atmosferas de estrelas quentes ( $\gtrsim 10$  kK), devido à intensidade do campo de radiação – ou seja, grande parte da energia estar presente sob a forma de fótons – a troca de energia entre os átomos, que vai determinar os estados de ionização e excitação são governados mais por processos radiativos do que por transferências de energia colisionais. A principal consequência disso é que o Equilíbrio Termodinâmico Local (ETL) não é uma hipótese válida e o uso das equações de Saha para o balanço de ionização e Boltzmann para o balanço de excitação tornam-se inadequadas.

Nesse caso, como detalhado em Mihalas (1978), o balanço de ionização ou excitação (estados  $i$  e  $j$ ) de cada elemento  $k$  representado pelas populações (densidades numéricas)  $n_{ik}$  e  $n_{jk}$  deve ser avaliado pelas equações de equilíbrio estatístico em sua forma mais geral:

$$\frac{\partial n_{ik}}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_{ik} \mathbf{v}) + \sum_{j \neq i} (n_{jk} P_{ji} - n_{ik} P_{ij}),$$

que em uma atmosfera estacionária e esférica, assume a forma:

$$-\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_{ik} v) + \sum_{j \neq i} (n_{jk} P_{ji} - n_{ik} P_{ij}) = 0,$$

onde  $P_{ij}$  é a taxa de conversão do estado  $i$  para o  $j$  e vice-versa. O grande desafio de qualquer código é obter essas taxas, que traduzem uma coleção de processos tanto radiativos quanto colisionais<sup>6</sup> e dependem de grandezas complicadas como opacidade, emissividade, densidade eletrônica, temperatura e do campo de radiação em cada ponto na atmosfera estelar.

No CMFGEN, como explicado em Hillier & Miller (1998), esta equação que deve ser resolvida em cada profundidade óptica  $\tau_\nu$  é representada de forma genérica como:

$$\mathcal{F}(n_e, T_e, [n_{ik}], [J_\nu], [S_\nu]) = 0, \quad (2.1.3)$$

<sup>6</sup>Pouco importantes em estrelas quentes.

onde  $[J_\nu]$  e  $[S_\nu]$  são os conjuntos de intensidades médias e funções fontes nas diferentes frequências e  $T_e$  e  $n_e$  são as temperaturas e densidades eletrônicas na profundidade óptica ao longo do feixe. O que é interessante desta forma é que ela pode ser mais facilmente implementada numericamente e deixa explícita a relação direta entre o cálculo do equilíbrio estatístico e do campo de radiação no processo de construção de um modelo convergido – afinal, na natureza estes dois componentes estão conectados.

### Hidrodinâmica Parametrizada

O CMFGEN, como a maioria dos códigos similares, não resolve a equação de conservação de momento (e.g. Navier-Stokes) acopladamente à resolução do transporte de energia e equilíbrios estatístico e radiativo. Ao invés disso adotam-se leis de velocidades parametrizadas, devidamente ancoradas no nosso entendimento físico do problema.

Para ventos estelares utiliza-se bastante Leis  $\beta$  de velocidade, que apesar de serem parametrizações, têm bastante sucesso em descrever o comportamento geral dos ventos estelares dirigidos por linhas (Lamers et al. 2005). Em sua forma “canônica” uma Lei  $\beta$  de velocidade tem a forma:

$$v(r) = v_\infty (1 - R_*/r)^\beta, \quad (2.1.4)$$

onde  $v_\infty$  é a velocidade terminal,  $R_*$  é o raio da estrela<sup>7</sup> e  $\beta$  justamente o parâmetro que regula a aceleração do vento, como pode ser visto na Figura 2.4; quanto maior o parâmetro, mais lentamente o vento acelera e vice-versa.

Nessa forma, a Lei  $\beta$  é muito útil e adequada para descrever regiões afastadas da atmosfera (parte supersônica) e ser usada para produzir espectros de estrelas cuja radiação livre vem quase completamente dessa região, como WRs e [WRs] (estrelas LBV e Of). Porém, em objetos cuja contribuição fotosférica ao espectro é importante, como é o caso de estrelas O e B, é preciso fazer modificações na lei para que o campo de velocidade do vento conecte-se com as velocidades nas camadas mais baixas da atmosfera (fotosfera). A forma modificada é descrita pela equação 2.1.5 abaixo:

$$v(r) = \frac{v_0 + (v_\infty - v_0)(1 - R_*/r)^\beta}{1 + (v_0/v_{core})e^{(R_* - r)/h_{eff}}}, \quad (2.1.5)$$

onde  $v_0$  é a velocidade fotosférica,  $v_{core}$  é a velocidade no *core*, ou seja, bem na base da atmosfera, que deve ser muito menor que  $v_0$  e  $h_{eff}$  é a escala de altura, relacionada ao inverso do gradiente de velocidade. Cabe pontuar que acima da região fotosférica, ambas as formas são praticamente idênticas, como se pode ver na Figura 2.5.

<sup>7</sup>Neste caso não se trata do raio fotosférico, mas sim do raio máximo do interior estelar, até onde a profundidade óptica média  $\tau_R$  é  $\sim 100$ . Este interior delimitada por  $\tau_R = 100$  é geralmente se referida como *core*.

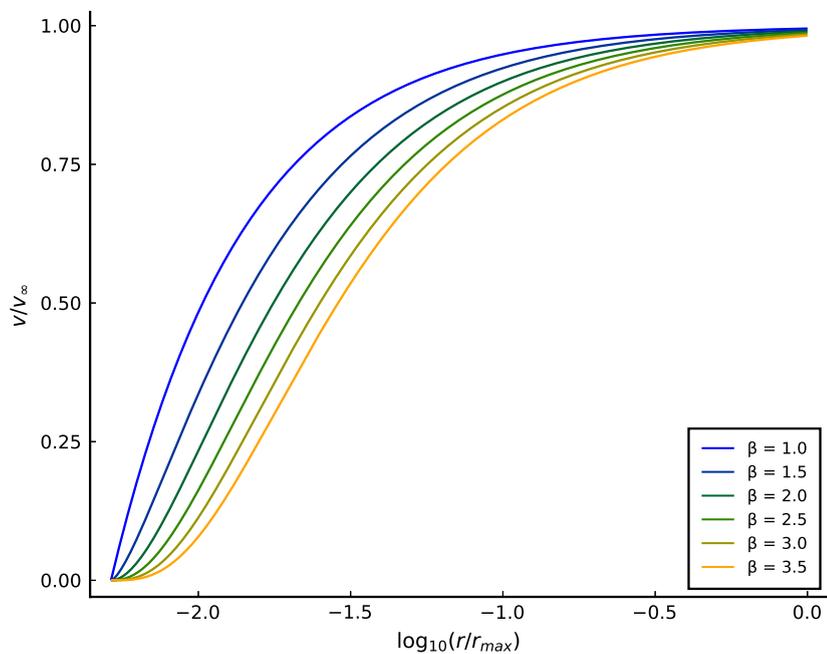


FIGURA 2.4. Leis de Velocidades com Diferentes Parâmetros  $\beta$ . Quanto maior for  $\beta$  menor será o gradiente de velocidade ao longo do vento.

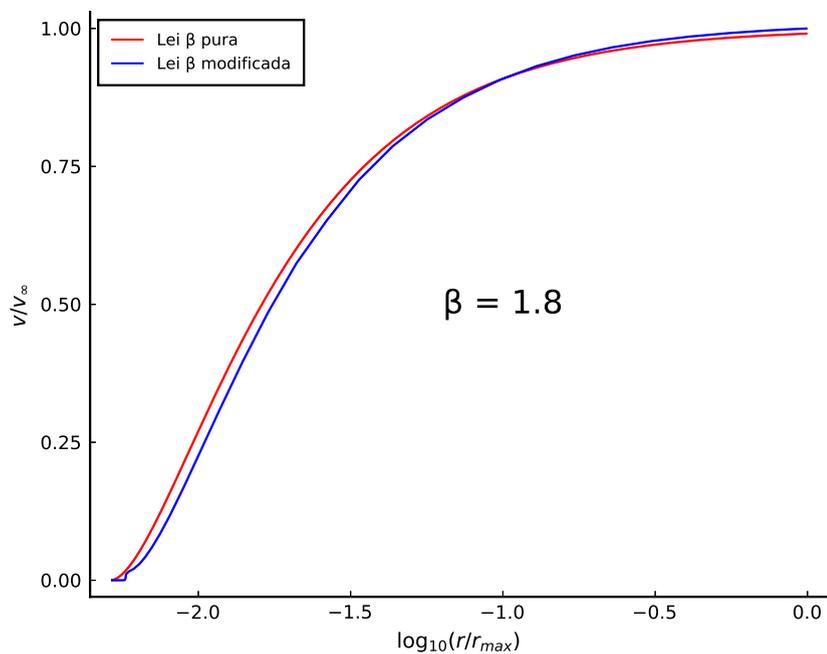


FIGURA 2.5. Comparação entre a Lei  $\beta$  “pura” e a Lei  $\beta$  modificada. As duas curvas usam os mesmos valores de  $\beta$  e mesmas condições de contorno. A única diferença relevante entre elas é na base do vento, próximo a fotosfera.

Além dessas leis de velocidades, uma vez que a hidrodinâmica é inserida de forma externa aos cálculos, o CMFGEN permite que outras parametrizações sejam utilizadas, caso o usuário ache necessário. Neste projeto, utilizamos a lei  $\beta$  modificada, tal qual a maior parte dos trabalhos que analisam atmosferas de estrelas quentes.

É interessante mencionar também que na última década houve o desenvolvimento de modelos, através do código de atmosferas PoWR, que realizam a resolução da hidrodinâmica simultaneamente com o campo de radiação e as populações (Gräfener & Hamann 2005, 2008 para estrelas WR e Sander et al. 2017, 2018 para O e B também), o que é particularmente útil ao requerer menos hipóteses, como a lei  $\beta$ , e nos permitir uma compreensão física mais profunda das atmosferas, especialmente na região de transição da fotosfera para o vento, onde linhas como a Série de Balmer são formadas.

### **Formalismo de Superníveis**

Em um modelo de atmosfera, o que vai de fato ser o principal responsável por esculpir o espectro serão as transições atômicas consideradas entre cada nível de cada espécie. Ao mesmo tempo, esse costuma ser um dos aspectos mais desafiadores no tratamento do transporte radiativo em atmosferas estelares, de maneira que é preciso ter uma boa descrição dos diferentes níveis energéticos e transições possíveis para que se invista na resolução do problema de forma realista – o que por outro lado demanda uma quantidade enorme de poder computacional, já que para cada transição existe uma equação a ser resolvida.

Assim, uma das estratégias para simplificar esse problema, que é adotada pelo próprio CMFGEN, é fazer aproximações quanto ao número de níveis atômicos, condensando os níveis de energia muito próximos em um único nível artificial (conhecido como “supernível”). A princípio, tal procedimento, formulado e aperfeiçoado na década de 1990 (ver seção 4 de Hillier & Miller 1998 e referências mencionadas) parece ser grosseiro, porém sendo bem executado (i.e. tomando apenas níveis realmente próximos em energia e cautela para não excluir níveis que participam de transições importantes), ótimos resultados são obtidos, sendo um expediente amplamente usado.

Em relação a esse tópico, neste projeto, uma das principais proposições é verificar se a consideração de mais níveis e superníveis forneceria um melhor ajuste para linhas no óptico, o que de fato se concretizou com a modelagem de linhas que de O II e S II que em uma modelagem mais simples não apareciam. Isso é mostrado no Capítulo 5.

Na seção seguinte, descrevemos os íons incluídos nos nossos modelos e a quantidade de níveis e superníveis utilizados.

### ***Line Blanketing***

O chamado “acobertamento por linhas” como mencionado no começo do capítulo, é um ingrediente indispensável para uma modelagem correta da atmosfera estelar. O principal efeito provocado por este fenômeno é o chamado *back warming*, ou seja, um aumento de temperatura nas camadas internas da atmosfera, consequência direta da enorme opacidade dos metais pesados no UV (ver Figura 2.6) que prendem mais a energia transportada<sup>8</sup>.

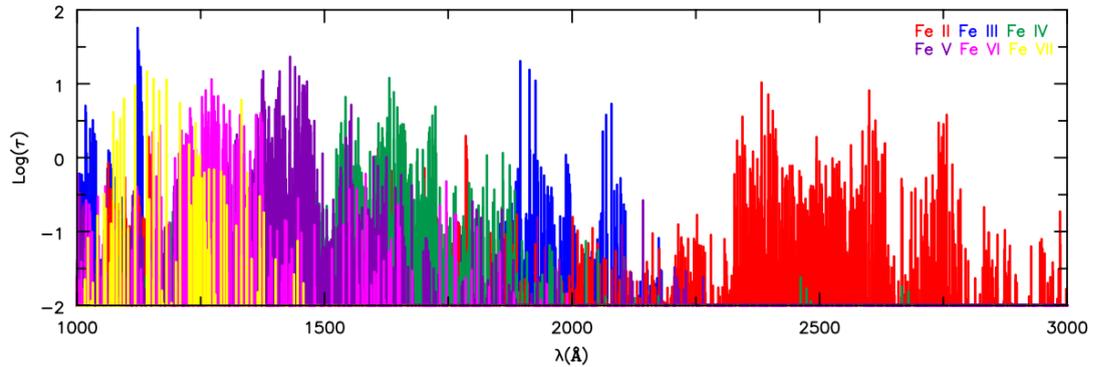


FIGURA 2.6. Profundidade óptica em cada comprimento de onda no UV de diferentes íons de Fe. Figura retirada de Hillier (2020)

Podemos visualizar o *line blanketing* na Figura 2.7, que mostra a estrutura de temperatura e o espectro resultante de um modelo com [H, He, C, N, O, Si e Fe] e outro idêntico em todos os parâmetros, porém sem os metais.

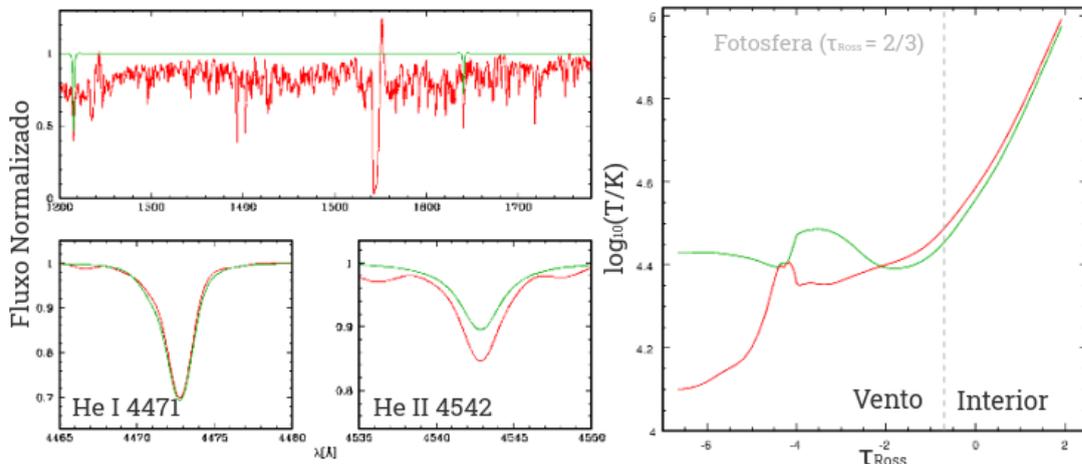


FIGURA 2.7. *Line blanketing* na atmosfera estelar. Nos painéis à esquerda temos a comparação entre os espectros com e sem *blanketing* (linha vermelha e verde) e no quadro à direita temos a estrutura de temperatura das atmosferas com e sem esse efeito de uma estrela tipo O (segundo a mesma coloração). Como podemos notar, o modelo com *blanketing* é mais quente nas camadas interiores e mais frio externamente – que se manifesta no fortalecimento da linha de He II  $\lambda 4542$ , sensível a temperatura fotosférica. Isso ocorre pelo *back warming*, que esquenta o interior, como uma estufa, mas esfria o exterior porque mais transições significam mais energia sendo dispersada sob a forma de radiação, que diminui a temperatura da matéria. Figura adaptada de Martins (2011).

<sup>8</sup>Muito similar ao efeito estufa provocado pelo CO<sub>2</sub> e metano na atmosfera terrestre, que retêm a energia térmica que seria dissipada para o espaço sob a forma de infravermelho.

## 2.2 Dados Atômicos

Atmosferas estelares são ambientes extremamente ricos no que diz respeito aos processos físicos envolvendo os íons dos mais variados elementos químicos. Nelas existem condições físicas que jamais poderiam ser produzidas em laboratórios para investigar a física atômica. Porém, justamente por essa característica, modelar de forma realista a atmosfera de uma estrela é um trabalho bastante difícil por conta da complexidade envolvida.

O CMFGEN permite ao usuário incluir uma gama enorme de elementos químicos e seus diferentes níveis de ionização, pelo menos os que têm presença relevante em objetos quentes. Na Tabela 2.1 mostramos os íons que são considerados nos nossos modelos para BSGs “quentes” (B0 – B1, denotado por Q) e “frias” (B2 – B5, denotado por F) juntamente com o número de níveis e superníveis considerados de cada íon.

TABELA 2.1. Níveis e superníveis de cada íon

Íon	# níveis	# superníveis	BSGs	Íon	# níveis	# superníveis	BSGs
H I	30	30	Q F	P IV	90	30	Q F
He I	69	69	Q F	P V	62	16	Q F
He II	30	30	Q F	S III	44	24	Q F
C II	39	21	Q F	S IV	142	51	Q F
C III	243	99	Q F	S V	101	40	Q F
C IV	64	64	Q F	Ca III	90	30	Q F
N I	104	44	F	Ca IV	378	43	Q
N II	105	44	Q F	Ca V	613	73	Q
N III	287	57	Q F	Cr II	1000	84	F
N IV	70	44	Q F	Cr III	1000	68	Q F
N V	49	41	Q F	Cr IV	234	29	Q F
O I	199	58	F	Cr V	223	30	Q
O II	137	340	Q F	Cr VI	215	30	Q
O III	104	36	Q F	Mn II	1000	58	F
O IV	56	32	Q F	Mn III	1000	47	Q F
Ne II	48	14	Q F	Mn IV	464	39	Q F
Ne III	71	23	Q F	Mn V	80	16	Q
Ne IV	52	17	Q	Mn VI	181	23	Q
Ne V	166	37	Q	Fe II	827	62	F
Mg II	45	18	Q F	Fe III	607	65	Q F
Mg III	201	29	Q F	Fe IV	1000	100	Q F
Al II	58	36	Q F	Fe V	1000	139	Q F
Al III	65	21	Q F	Fe VI	1000	59	Q
Si II	80	52	Q F	Ni II	1000	59	F
Si III	147	99	Q F	Ni III	150	24	Q F
Si IV	66	66	Q F	Ni IV	200	36	Q F
				Ni V	183	46	Q F

Em comparação com trabalhos na literatura, sobretudo estudos que analisam muitas estrelas, como os de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008), nosso trabalho é consideravelmente

mais completo se tratando dos íons considerados. O principal objetivo disso é verificar o impacto que um modelo mais completo tem ou não no entendimento das BSGs. Apesar disso, cabe deixar claro que mesmo os trabalhos mais antigos, que consideram menos íons são por si só bastante robustos e já foram capazes de fornecer resultados muito bons e que explicam bem muito do que é observado.

## 2.3 Clumping

Já é muito bem estabelecido na literatura que vento de estrelas massivas não se comporta como um fluxo suave e estacionário. Ao contrário, é extremamente turbulento e heterogêneo e não-monotônico quanto à suas propriedades físicas (e.g. densidade, velocidade) — ver seção 6 de Puls et al. (2008) e introdução de Flores & Hillier (2021). Podemos observar isso na Figura 2.8 abaixo, que mostra um instante temporal de duas simulações multidimensionais do vento de uma estrela massiva quente.

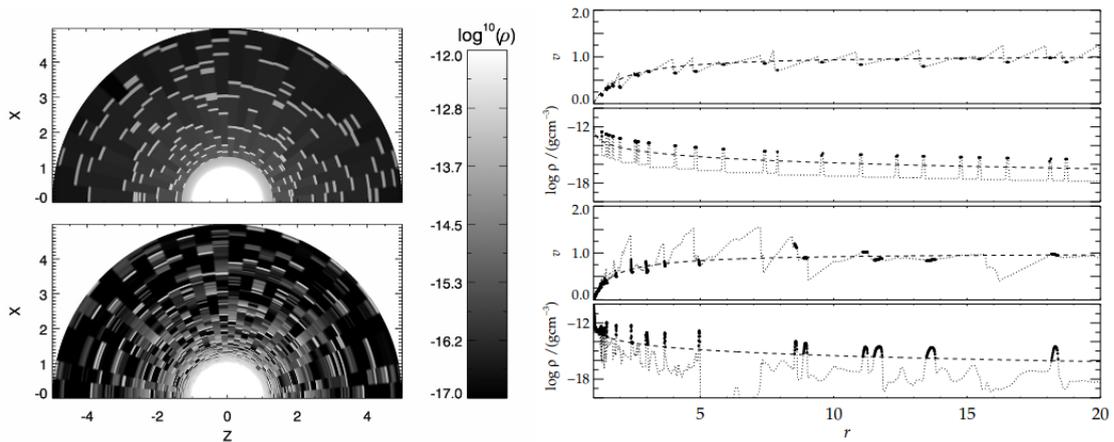


FIGURA 2.8. Simulações Multi-D de ventos inhomogêneos. Os quadros a esquerda mostram a seção transversal em um dado instante de tempo de duas simulações de ventos que usam dois formalismos diferentes – a escala de cinza indica a densidade local. Nos quadros à direita vemos as densidades e as velocidades radiais (centradas na estrela) correspondentes às simulações, e como podemos observar elas preveem que os ventos sejam repletos de estruturas, com acúmulos (*clumping*) e rarefações de matéria, assim como acelerações e desacelerações locais. No entanto, apesar desta natureza instável, as médias temporais (linhas tracejadas) das estruturas de densidades e velocidades são relativamente constantes. Figura retirada de Sundqvist et al. (2010).

Tal natureza instável contribui para tornar a modelagem de forma realista das atmosferas das estrelas de alta massa uma tarefa extremamente desafiadora do ponto de vista teórico e impraticável do ponto de vista computacional, visto que tais modelos deveriam ser 3D, e realizar simultaneamente o transporte radiativo, balanço de excitação/ionização atômica e a hidrodinâmica em um ambiente que muda suas propriedades locais a cada instante de tempo.

Devido à essa natureza extremamente complexa do problema, diversas simplificações são realizadas para lidar com a inclusão de inhomogeneidades no vento. A mais utilizada delas,

incluindo na versão do CMFGEN utilizada neste projeto, é a abordagem de *microclumping*, que descrevemos a seguir:

Nessa abordagem, é imaginado que o vento, ao invés de totalmente “liso”, é composto de regiões opticamente finas (*clumps*) e espaços totalmente vazios (*void interclump medium*, ICM), e que as primeiras possuem um tamanho característico menor que o livre caminho médio dos fótons  $\Lambda_{foton}$  — daí o prefixo **micro**. O fato de os fótons poderem percorrer distâncias maiores que a extensão dos *clumps* nos permite simplificar enormemente o problema, como veremos mais adiante.

A proporção de espaços preenchidos e vazios locais em escala em um volume muito pequeno  $\delta V$  é dada pelo fator de preenchimento de volume (*volume filling factor*  $f_{vol}$ ) — i.e. em um local que tenha  $f_{vol} = 0.75$ , 75% de seu volume  $\delta V$  será preenchido com matéria e os outros 25% serão totalmente vazios. Representamos isso esquematicamente na Figura 2.9, que ilustra uma região macroscópica do vento (volume  $\Delta V$ ) com um fator de preenchimento de 60%.

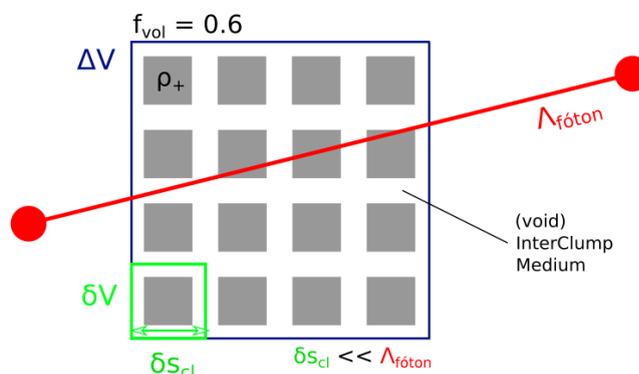


FIGURA 2.9. Diagrama ilustrando como o *microclumping* é concebido. Em um volume arbitrário do vento  $\Delta V$ , as pequenas regiões cinzas representam os *clumps* de densidade  $\rho_+$  e em branco a região *interclump* vazia. Assim em um volume pequeno  $\delta V$ , de extensão  $\delta s_{cl}$  muito menor que o livre caminho médio do fóton  $\Lambda_{foton}$  representado pela linha vermelha, a proporção entre regiões preenchidas e o total nos fornece o  $f_{vol}$  naquela posição.

Desta forma, a densidade média (temporalmente avaliada) do vento em um local  $\langle \rho(r) \rangle_t$  será a densidade típica dos *clumps* no local  $\rho_+(r)$  multiplicado pelo fator de preenchimento (equação 2.3.1). Analogamente, a média do quadrado da densidade local será o fator de preenchimento multiplicado por  $\rho_+^2(r)$  (equação 2.3.2).

$$\langle \rho(r) \rangle_t = \rho_+(r) \cdot f_{vol} \quad (2.3.1)$$

$$\langle \rho^2(r) \rangle_t = \rho_+^2(r) \cdot f_{vol} \quad (2.3.2)$$

Podemos visualizar isso na Figura 2.10, que mostra duas regiões do vento com dois  $f_{vol}$  diferentes em duas posições arbitrárias distintas.

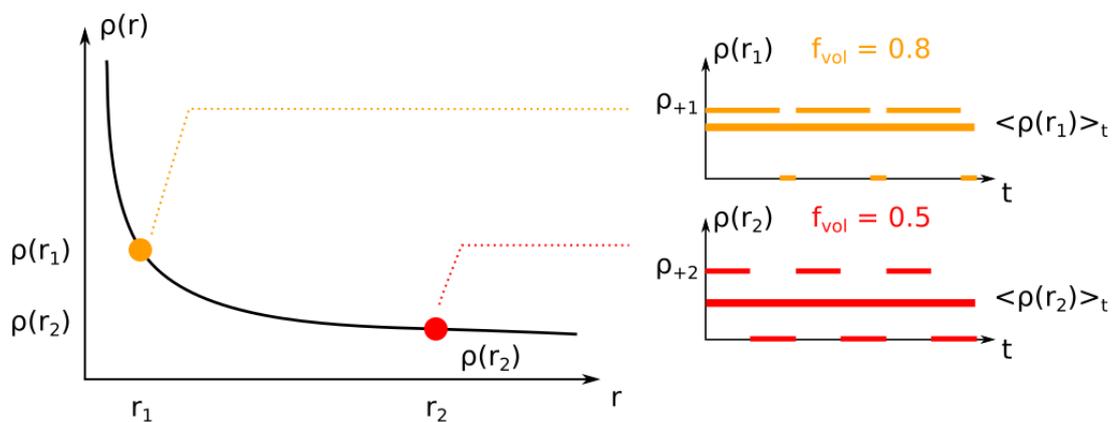


FIGURA 2.10. Visualização de como a densidade média local se relaciona com o fator de preenchimento. A posição  $r_1$  possui um  $f_{vol} = 0.8$ , de forma que a densidade média nesta posição (linha tracejada grossa) avaliada no tempo será 80% a densidade  $\rho_{+1}$ . Reciprocamente, a região  $r_2$ , cujo  $f_{vol} = 0.5$ , irá ter uma densidade média que seria a metade da densidade total local  $\rho_{+2}$ . A mesma proporção vale para as densidades ao quadrado, já que a média é tomada posteriormente.

Combinando as duas equações anteriores com a definição do parâmetro de inhomogeneidade (conhecido na literatura como *clumping parameter*)  $f_{cl}(r) \cong \langle \rho^2(r) \rangle_t / \langle \rho(r) \rangle_t^2$ , obtemos primeiramente que

$$f_{vol} = f_{cl}^{-1} \quad (2.3.3)$$

e também que

$$\rho_+(r) = f_{cl} \langle \rho(r) \rangle_t. \quad (2.3.4)$$

Uma consequência importante desta última relação é que linhas espectrais formadas no vento que dependem linearmente da densidade  $\rho(r) = \langle \rho(r) \rangle_t$ , como linhas de transições ressonantes que formam P-Cygni's<sup>9</sup>, não são afetadas de forma direta pelo *clumping*, já que a profundidade óptica na frequência de uma linha desse tipo  $\tau_\nu$  será invariante. Na equação 2.3.5 abaixo,

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu^+ \rho_+ f_{vol} dr = \kappa_\nu^+ f_{cl} \langle \rho \rangle_t f_{vol} dr = \kappa_\nu^+ \langle \rho \rangle_t dr, \quad (2.3.5)$$

onde  $\kappa_\nu^+$  é a opacidade no *clump*, vemos que isso acontece porque um eventual aumento em  $\tau_\nu$  devido ao excesso de densidade associado ao *clumping* é cancelado pela diminuição do caminho óptico  $dr$  pelo fator de preenchimento, já que somente uma fração deste está de fato preenchido de matéria (ver Figura 2.9).

Este comportamento porém não ocorre no caso de diagnósticos que dependem de  $\rho^2$  – como linhas de recombinação (transições ligado-livre) e emissão pela interação entre partículas carregadas (transições livre-livre). Os principais exemplos desses processos/diagnósticos são a

<sup>9</sup>Por serem perfis que só se formam a partir de espalhamento da radiação, apenas a densidade dos íons é relevante.

linha  $H\alpha$ <sup>10</sup> e excesso de emissão do rádio gerado por *Bremsstrahlung* longe da estrela. Nestes casos, ao considerarmos o *microclumping*, o que se obtém é  $\dot{M}/f_{vol}^{1/2}$  (capítulo 6 de Puls et al. 2008 e Abbott et al. 1981).

Em relação às linhas ressonantes, apesar de o *microclumping* não as influenciar diretamente, ao introduzi-lo os coeficientes de emissão e absorção  $\eta_\nu$  e  $\chi_\nu$  são afetados, o que por si só tem um impacto importante na alteração da estrutura de ionização, que por sua vez introduz dificuldades em determinar parâmetros do vento.

No entanto, devido a própria natureza da simplificação (pelo fato de o *clumps* serem muito menores que a distância típica que os fótons percorrem entre duas interações e serem opticamente finos), a geometria deles não será importante (Hillier & Miller 1999, Puls et al. 2008) e o único efeito prático será a multiplicação de  $\eta_\nu$  e  $\chi_\nu$  pelo fator de preenchimento, já que a matéria está distribuída em menos locais – ou seja, reduzidos.

No CMFGEN o clumping é implementado a partir da parametrização

$$f_{vol}(r) = f_\infty + (1 - f_\infty)e^{(-v(r)/v_{cl})}, \quad (2.3.6)$$

onde  $f_\infty$  é o fator de preenchimento no final do vento e  $v_{cl}$  é a velocidade onde o *clumping* começa no vento; ambos são parâmetros livres. A equação anterior (2.3.6) é inserida na equação da continuidade, que fica:

$$\langle \rho(t) \rangle_t = \rho_+(r)f_{vol}(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)}. \quad (2.3.7)$$

Essa descrição, ainda que simplificada foi capaz de resolver vários problemas no ajuste espectral de estrelas quentes e conseqüentemente no entendimento destas – Bouret et al. (2005) mostra isso ao ajustar com precisão linhas do UV para uma O supergigante. Uma outra consequência da implementação do *clumping* desta forma foi uma redução de 3 a 10 vezes da  $\dot{M}$  estimada em relação a modelos homogêneos (Bouret et al. 2003, 2005), o que pode ter implicações importantes para o entendimento da evolução destes objetos (como vimos no Capítulo 1).

Por fim, cabe ressaltar que ainda há muito espaço para melhoria na descrição das inhomogeneidades do vento e seus impactos na astrofísica estelar. Trabalhos como Puebla et al. (2016) mostram a importância da participação do ICM no transporte e equilíbrio radiativos (ou seja, um ICM preenchido também) e Oskinova et al. (2016) discute a importância de se considerar *clumps* opticamente espessos, com grande extensão ( $\delta s_{cl} > \Lambda_{foton}$ ), em que a geometria das sobredensidades têm impacto relevante no espectro de saída da estrela.

<sup>10</sup>Em estrelas O e B quentes apenas! Petrov et al. (2014) mostra que em estrelas B mais frias, o nível fundamental de H I é o segundo nível, de forma que a transição de  $H\alpha$  (entre os níveis 2 e 3) passa a pouco a pouco se comportar como uma transição ressonante. Isso também é discutido no Capítulo 4 de Puls et al. (2008).

## 2.4 Raios-X

Já é bastante estabelecido que uma consequência da existência de inhomogeneidades nas atmosferas é a produção de raios X no vento estelar através de choques em altas velocidades entre elas – ver por exemplo Feldmeier et al. (1997) e Runacres & Owocki (2005). Como discutido em Hillier & Miller (1998), diversos fenômenos e processos físicos estão por trás da forma que as instabilidades produzem raios X (e.g. *Bremsstrahlung* e Efeito Compton Inverso), porém o CMFGEN considera apenas os produzidos via *Bremsstrahlung* seguindo a formulação de Pauldrach et al. (1994), descrita pela equação

$$\eta_x \propto f_x^2 \exp[-v_x/v(r)] \cdot \exp(-hc/\lambda k_B T_x) \sum_j^{\text{ions}} Z^2 g n_e n_j / \sqrt{T(r)}, \quad (2.4.1)$$

onde  $\eta_X$  é a emissividade nos comprimentos de onda de raios X (abaixo de  $\sim 100 \text{ \AA}$ ),  $f_x$  é o fator de preenchimento de raios X no vento,  $v_x$  é a velocidade em que os choques começam – um parâmetro livre no código, já que a hidrodinâmica não é resolvida, tipicamente próximo de  $v_{cl}$  –,  $T_x$  é a temperatura típica que os choques produzem (também um parâmetro livre, geralmente da ordem de  $10^6 \text{ K}$ ),  $Z$  é o número atômico e  $n_e$  e  $n_j$  são, respectivamente as densidades numéricas de elétrons e de íons.

Uma vez que a emissividade de raios X é obtida, o principal processo físico que altera a estrutura de ionização do vento, além da inserção de energia térmica, é o Efeito Auger, em que, explicando de forma simplificada, um fóton de raios X ao incidir sobre um íon retira-lhe elétrons da primeira “camada” e durante a reconfiguração eletrônica, a fim de preencher o nível vacante um fóton energético é emitido e este por sua vez arranca um outro elétron. O resultado líquido do processo é a retirada de dois elétrons dos átomos (e.g.  $\text{C II} + \gamma_x \rightarrow \text{C IV} + 2e^-$ ).

Este é o principal mecanismo por trás da chamada “superionização” observada em estrelas quentes, ou seja, a presença de átomos ionizados além do que se esperaria em uma estrela com determinada temperatura. Ilustrando, em uma estrela BSG de 26500 K, não deveria haver uma linha de N V  $\lambda 1240$ , no entanto, ela está presente com muita intensidade no espectro observado.

A inclusão de raios X, assim como *clumping*, na modelagem das BSGs é o aspecto principal deste trabalho, e apresentamos os resultados (bastante satisfatórios e promissores) deste feito no Capítulo 5.

Nos próximos dois capítulos (3 e 4) discutimos como obtivemos e tratamos os dados observacionais (UV, óptico e infravermelho) e derivamos os parâmetros que caracterizam as atmosferas das estrelas de nossa amostra.

## Capítulo 3

# Dados Observacionais da Amostra

Este capítulo se ocupa em descrever o processo de obtenção e tratamento dos dados empíricos das B supergigantes da amostra.

Neste projeto analisamos o espectro eletromagnético nas regiões do ultravioleta distante (FUV, de *far-ultraviolet*), ultravioleta próximo (NUV, de *near ultraviolet*) e do óptico. A primeira nos fornece informações preciosas sobre o vento estelar (mencionado na Introdução), a segunda sobre a extinção e avermelhamento e a última quase que exclusivamente sobre a fotosfera das BSGs<sup>1</sup>.

Cabe aqui ressaltar que o objetivo do projeto é analisar as propriedades gerais das BSGs, e não inclui em seu escopo análises das eventuais variabilidades fotométricas e espectrais que estas estrelas podem apresentar (ver por exemplo Prinja et al. 2002, Saio et al. 2013, Georgy et al. 2014 e Martins et al. 2015). No entanto, como Martins et al. (2015) mostra, a variabilidade nas linhas espectrais do óptico, com exceção de  $H\alpha$ , não é significativa, de forma que as propriedades derivadas pelo ajuste espectral destas representam bem as características da estrela atualmente.

Já em relação ao perfil de  $H\alpha$ , tal qual Martins et al. (2015) também mostra, há variabilidades consideráveis no período de dias ou horas, indicando que as condições atmosféricas, principalmente próximo à base do vento dessas estrelas variam com o tempo. Assim, a obtenção de propriedades a partir desta linha deve ser tomada com cautela e observando o ajuste em outras partes do espectro. Porém, apesar das variabilidades esperadas no vento desses objetos – muitas dessas decorrentes da natureza inomogênea de seus ventos –, os espectros UVs são bastante estáveis, sem variabilidades significativas, como nós veremos na sessão a seguir.

---

<sup>1</sup>Isto não é necessariamente verdade para outras estrelas mais quentes (O, B, WR, [WR] e LBVs), cujo espectro óptico pode estar rico em informação sobre o vento.

### 3.1 Espectros Ultravioletas

Os espectros ultravioletas de todas as estrelas da amostra são oriundos do *International Ultraviolet Explorer* (IUE), disponíveis no *Mirulski Archive for Space Telescopes* (MAST)<sup>2</sup>.

Os espectros FUV (arquivos *SWP*) selecionados para cada estrela são de alta resolução (0.05 Å, com marcadores *HIGH*), o que é essencial para captar a morfologia das linhas espectrais, e observados com fenda larga (marcador *LARGE*), o que garante bons S/N e consistência dos dados – a única exceção foi a BSG HD206165, cujos espectros apesar de possuírem fenda estreita (com marcador *SMALL*), possuíam tempos de exposição bastante elevados, que permitiu uma calibração consistente do fluxo. Para cada estrela, baixamos todos os espectros já linearizados disponíveis (que atendiam ao critério mencionado), ainda que de datas diferentes, e em seguida, calculamos o espectro médio para obtermos um melhor S/N; mais detalhes adiante na 3.1.1.

Quanto aos espectros NUV (arquivos *LWP* e *LWR*), a resolução é de 0.1 Å, no entanto, para o propósito deste projeto a resolução é irrelevante, já que estes são usados apenas para determinar o avermelhamento e a extinção dos objetos analisados. Assim como no caso dos espectros *SWP*, calculamos as médias entre arquivos de diferentes datas; maiores detalhes a seguir.

#### 3.1.1 Tratamento dos Espectros Ultravioletas

Para obtermos um espectro empírico no UV (NUV e FUV) de melhor S/N e que representasse melhor o fluxo atual da estrela a fim de ser comparado com os modelos, construímos o “espectro médio” calculando a média do fluxo em cada comprimento de onda  $\lambda_i$  e em seguida suavizando-o<sup>3</sup> para melhor visualizar a morfologia do perfil das linhas. Na Figura 3.1 mostramos um exemplo desse processo.

Como podemos notar, não há uma variação significativa na morfologia da linha, o que indica que a estrutura do vento, pelo menos considerando um comportamento médio ao longo do tempo, é bastante estável. Desta forma, as características do vento obtidas a partir dessas linhas importantes vão representar bem o estado atual das BSGs.

<sup>2</sup><https://archive.stsci.edu/iue/>

<sup>3</sup>Na prática, uma degradação da resolução. Atribuímos a média entre os valores do fluxo de três comprimentos de onda consecutivos ( $\lambda_{i-1}$ ,  $\lambda_i$  e  $\lambda_{i+1}$ ) ao  $\lambda_i$  e removemos os comprimentos anterior  $\lambda_{i-1}$  e posterior  $\lambda_{i+1}$  a ele, bem como seus respectivos fluxos  $F_{i-1}$  e  $F_{i+1}$ .

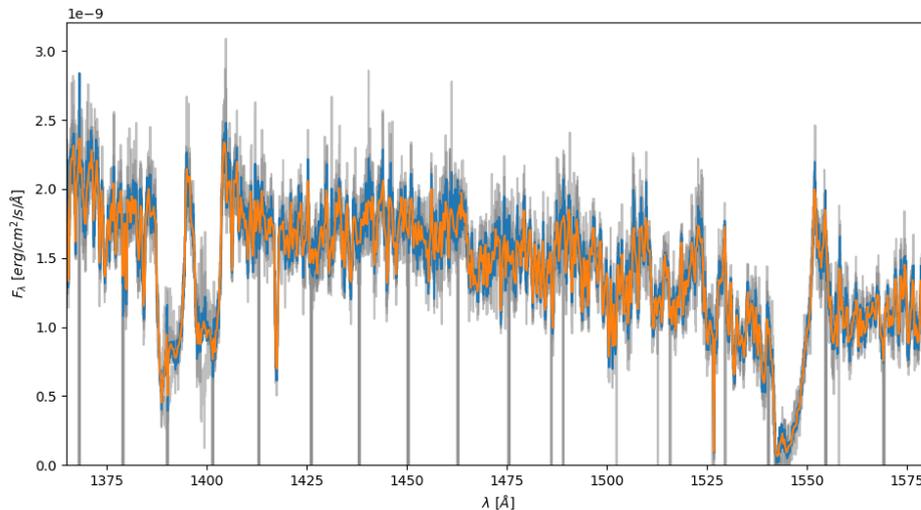


FIGURA 3.1. Exemplo de adição, média e suavização de espectros da nossa amostra. A região da linha C IV  $\lambda 1550$  do espectro da estrela HD91316 é mostrada. As linhas em cinza correspondem a 3 espectros diferentes, datados de 1980, 1986 e 1994, a linha azul ao espectro médio e a laranja ao espectro suavizado. Pontos espúrios (e.g. dados vazios ou valores negativos) não entraram no cálculo.

## 3.2 Espectros Ópticos

Os espectros ópticos (de 4050 à 6600 Å) (com exceção da estrela HD167756, que foi cedido por Dra. Mary Oksala, e da HD190066, que foi extraído do ESO Archive Science Portal<sup>4</sup>) foram obtidos pela plataforma POLARBASE<sup>5</sup>, que reúne observações espectro-polarimétricas (Parâmetros de Stokes) feitas com o ESPaDOnS (*Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars*), instalado no Canada-France Hawaiian Telescope, (CFHT) e com o NARVAL, instalado no *Telescope Bernard Lyot* (TBL).

Na base de dados POLARBASE há múltiplos espectros para cada estrela, no entanto só utilizamos um arquivo por objeto, já que o S/N é bastante elevado e as linhas bastante discerníveis. Os espectros individuais escolhidos foram aqueles que apresentavam os maiores S/N e menores massa-de-ar.

Todos os espectros utilizados neste projeto são do tipo *Echelle* de alta resolução ( $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 70000$ ) e possuem S/N superior à 200, o que facilita a modelagem e a obtenção das propriedades físicas estelares – por exemplo, podemos desconsiderar o alargamento instrumental nesse caso. Para comparação, os trabalhos de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008), que são mais antigos, trabalham com espectros de resolução da ordem de  $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 6000$ .

Na tabela 3.1 listamos o instrumento utilizado e a data da obtenção de cada espectro óptico da amostra.

<sup>4</sup><http://archive.eso.org/scienceportal/home>

<sup>5</sup><http://polarbase.irap.omp.eu/>. A plataforma fornece os espectros já linearizados.

TABELA 3.1. Observações no Óptico. Espectros observados obtidos com indicação do instrumento coletor, do momento da obtenção e do sinal ruído máximo

Estrela	Nome Alternativo	Tipo Espectral	Instrumento	Data e Hora (UTC)	(S/N) <sub>max</sub>
HD37128	$\epsilon$ -Ori	B0Ia	ESPaDOnS	14/10/2008 15:13:05	731
HD38771	$\kappa$ -Ori	B0.5Ia	Narval	20/02/2016 20:36:54	245
HD167756		B0.5Ib	ESPaDOnS	18/06/2011 11:28:54	514
HD64760	J-Pup	B0.5Ib	ESPaDOnS	01/01/2013 11:54:13	679
HD2905	$\kappa$ -Cas	B1Ia	ESPaDOnS	27/07/2008 13:10:20	681
HD190066		B1Iab	FEROS	18/08/2013 02:51:36	333
HD91316	$\rho$ -Leo	B1Iab	ESPaDOnS	05/12/2008 16:00:28	660
HD206165		B2Ib	ESPaDOnS	23/06/2011 13:10:52	859
HD198478	55-Cyg	B2.5Ia	ESPaDOnS	05/07/2015 12:26:40	450
HD53138	24-CMa	B3Ia	ESPaDOnS	29/02/2016 06:54:50	801
HD164353	67-Oph	B5Ib	ESPaDOnS	24/06/2018 09:28:57	816

### 3.2.1 Tratamento dos Espectros Ópticos

Após baixarmos os espectros realizamos suas normalizações manualmente utilizando uma versão modificada do script em Python 3.6 `specnorm.py`<sup>6</sup>. A normalização manual é importante para garantir que não haja sinuosidades espúrias artificiais ao longo do espectro.

Este processo é ilustrado na Figura 3.2, em que uma *spline* cúbica é ajustada ao espectro a partir de pontos que o usuário insere clicando na tela – de preferência no contínuo do espectro e com um espaçamento de 100 Å a 200 Å para evitar alterações artificiais nos perfis. Após o ajuste da função (linha vermelha) os valores da ordenada do espectro (linha preta) são divididos ponto a ponto da abscissa, gerando o espectro normalizado. Por experiência de uso, dificilmente um resultado satisfatório ocorre na primeira vez, sendo necessário fazê-lo duas ou três vezes no espectro agora normalizado até que o novo contínuo esteja bem constante.

É importante salientar que, nos espectros ópticos, (i) o interesse se restringe apenas às linhas e que (ii) nestes o contínuo pode ser facilmente traçado. Assim, é vantajoso trabalhar com esta região normalizada. Já na região ultravioleta o mesmo não pode ser dito, já que em

<sup>6</sup>Disponível em <https://python4esac.github.io/plotting/specnorm.html>.

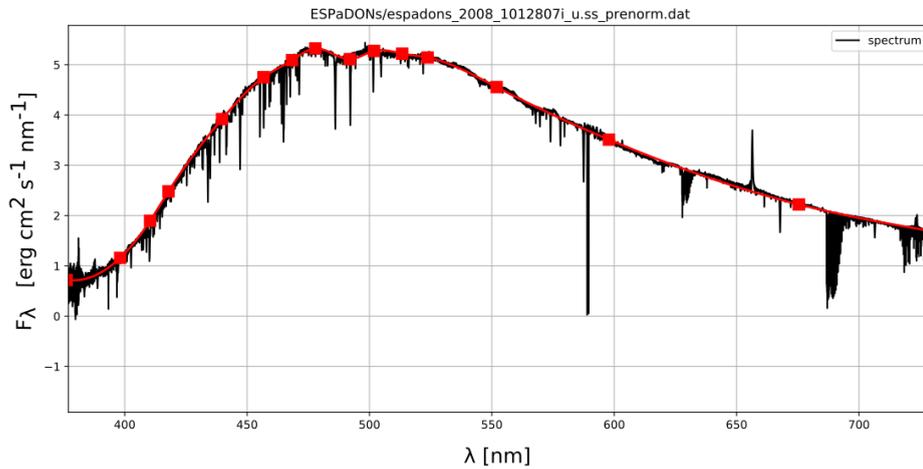


FIGURA 3.2. Processo de normalização dos espectros ópticos. A linha preta representa o espectro observado obtido do POLARBASE e a linha vermelha a curva (*spline* cúbica) ajustada manualmente para definir o contínuo.

estrelas quentes ( $T_{eff} > 10$  kK) o UV é tão preenchido por linhas espectrais de metais pesados (ver capítulo 2) que o contínuo deixa de ser visível<sup>7</sup> – ver Figura 3.3.

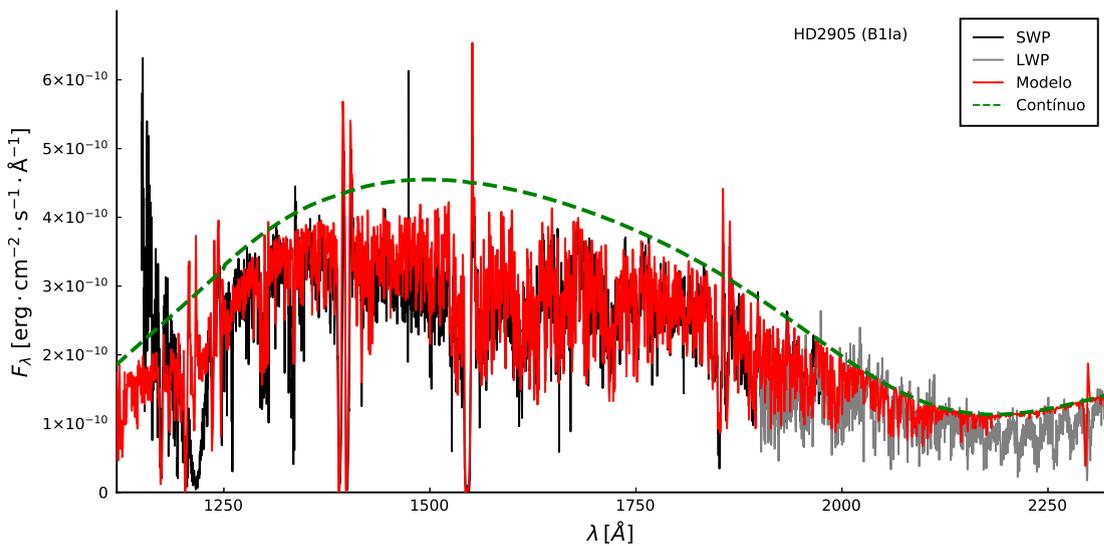


FIGURA 3.3. Rebaixamento do contínuo no UV por excesso de linhas. Os espectros cinza e preto são os dados reais da estrela HD2905. O espectro vermelho é o espectro sintético com a inclusão das linhas e a curva verde tracejada é o contínuo “verdadeiro” (i.e. o espectro sem considerar as linhas) do mesmo modelo de atmosfera. Como podemos notar, o espectro sintético completo está bastante rebaixado em relação ao seu contínuo.

Uma vez que os espectros estão devidamente tratados e normalizados, o próximo passo é explicitar qual metodologia usamos para analisá-los e extrair delas as propriedades físicas das BSGs. Esta etapa é discutida no capítulo 4, onde descrevemos que procedimentos foram usados nesta análise bem como suas limitações e incertezas.

<sup>7</sup>Alguns trabalhos utilizam o termo “Pseudo-contínuo”.

### 3.3 Características Espectrais da Amostra

Após obter e tratar os espectros das BSGs escolhidas, realizamos uma inspeção de algumas características espectrais no óptico e no UV visando identificar algumas características interessantes das estrelas e comparar o comportamento dos espectros dos objetos mais quentes e mais frios da amostra. Essa etapa, diga-se de passagem, enquanto prática científica, é fundamental para conhecer a natureza do problema e para guiar as/os cientistas em suas análises.

#### 3.3.1 Ultravioleta

No UV, ao compararmos os espectros de BSGs de tipo mais quentes (B0 – B0.5) e tipos mais frios (B2 – B5) verificamos importantes mudanças nas principais linhas. Na Figura 3.4 ilustramos isso mostrando os espectros de uma B0Ia (“quente”), uma B3Ia (“fria”) e da HD2905 (B1Ia) que possui um comportamento “híbrido”<sup>8</sup> entre esses dois grupos.

Analisando essa figura, podemos notar a presença bem destacada dos perfis P-Cygnis de N V 1240 e de C IV  $\lambda$ 1550 nas mais quentes, indicando uma ionização bastante elevada. E à medida que vamos para os espectros dos mais frios, vemos a diminuição da N V 1240 e aumento da C II  $\lambda$ 1335 e da A1 III  $\lambda$ 1855, cujos íons geradores sobrevivem a menores temperaturas.

No entanto, o mais interessante é que a C IV  $\lambda$ 1550 se mantém presente, e como um perfil largo, mesmo entre as BSGs mais frias, indicando que mesmo essas estrelas conseguem sustentar a ionização de C IV ao longo vento. Como veremos mais adiante foi precisamente a investigação da relação entre as linhas de C II  $\lambda$ 1335 e C IV  $\lambda$ 1550 nas mais frias que nos permitiu obter ajustes bem sucedidos para esses objetos e encontrar resultados inéditos que comprovam pela primeira vez o que simulações teóricas recentes preveem a respeito do vento das BSGs.

Além disso, também podemos observar um afinamento em comprimento de onda dos perfis de forma geral conforme olhamos para as BSGs mais frias. Isso é uma manifestação bem clara da diminuição da velocidade terminal dos ventos – inclusive, como discutimos no capítulo 4, esta propriedade pode ser obtida empiricamente apenas observando a largura destes perfis.

Análises similares à essa no UV, porém bem mais desenvolvidas e envolvendo mais estrelas e tipos estelares podem ser encontradas nos atlas de espectros UV que Walborn & Nichols-Bohlin (1987) e Lennon et al. (1992), por exemplo, construíram ao catalogar as características espectrais de estrelas tipos O e B.

---

<sup>8</sup>No óptico a estrela se comporta como uma BSG do grupo “quente”, mas no UV possui características de estrelas do lado “frio” (C II  $\lambda$ 1335 e A1 III  $\lambda$ 1855 fortes), porém com presença notável do perfil N V 1240, típica de das BSGs do primeiro grupo.

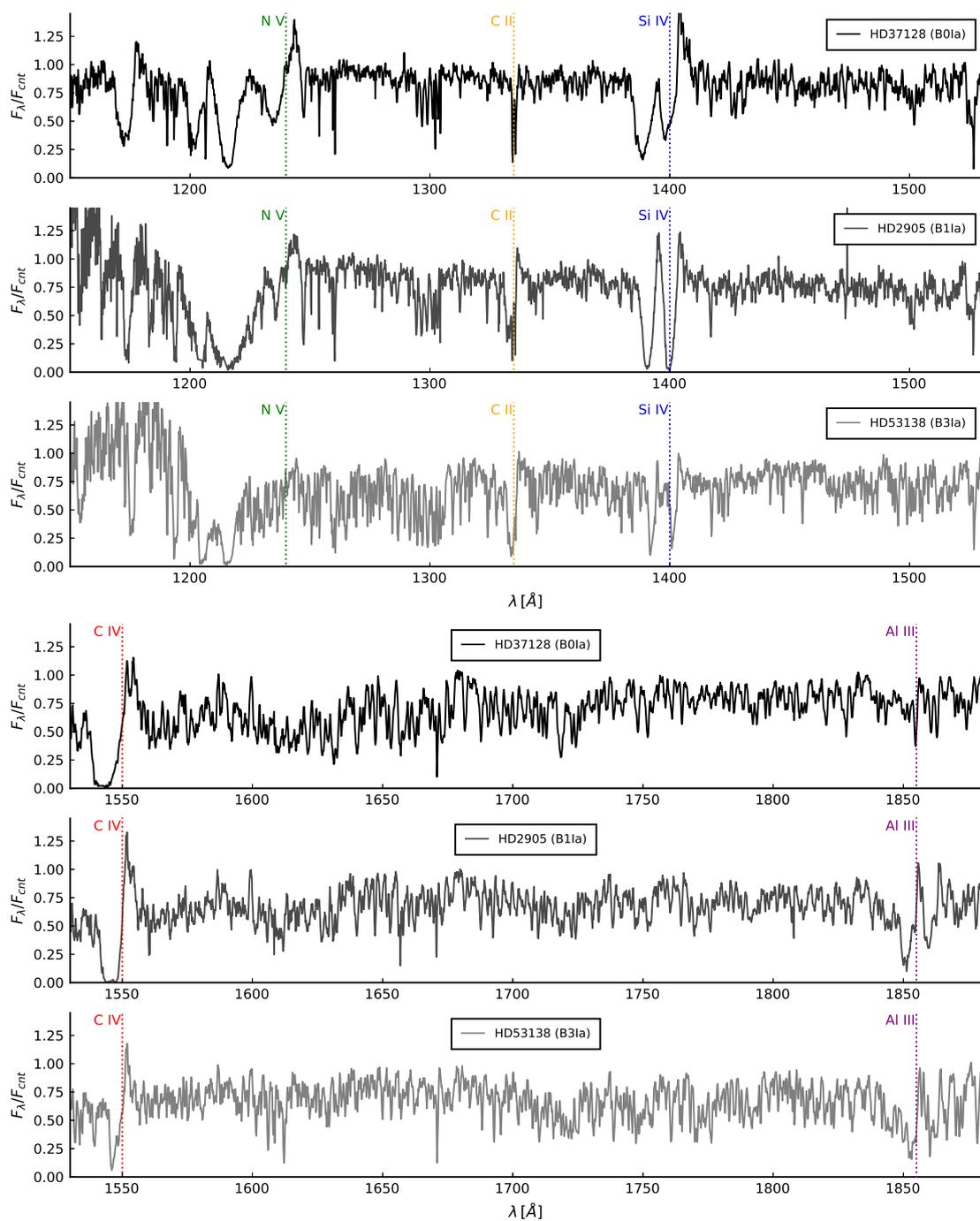


FIGURA 3.4. Espectros UV observados de três objetos da amostra (HD37128, HD2905 e HD53138). Apontamos também os principais perfis analisados. A figura ilustra a variação da morfologia espectral do UV conforme olhamos para tipos mais tardios. Tais variações evidenciam mudanças qualitativas importantes na estrutura do vento

### 3.3.2 Óptico

Tal qual no UV nós podemos observar diferenças significativas no espectro, no óptico a situação não é diferente. Na Figura 3.5 fazemos o mesmo comparativo da figura anterior, porém nesta região espectral, também indicando linhas relevantes.

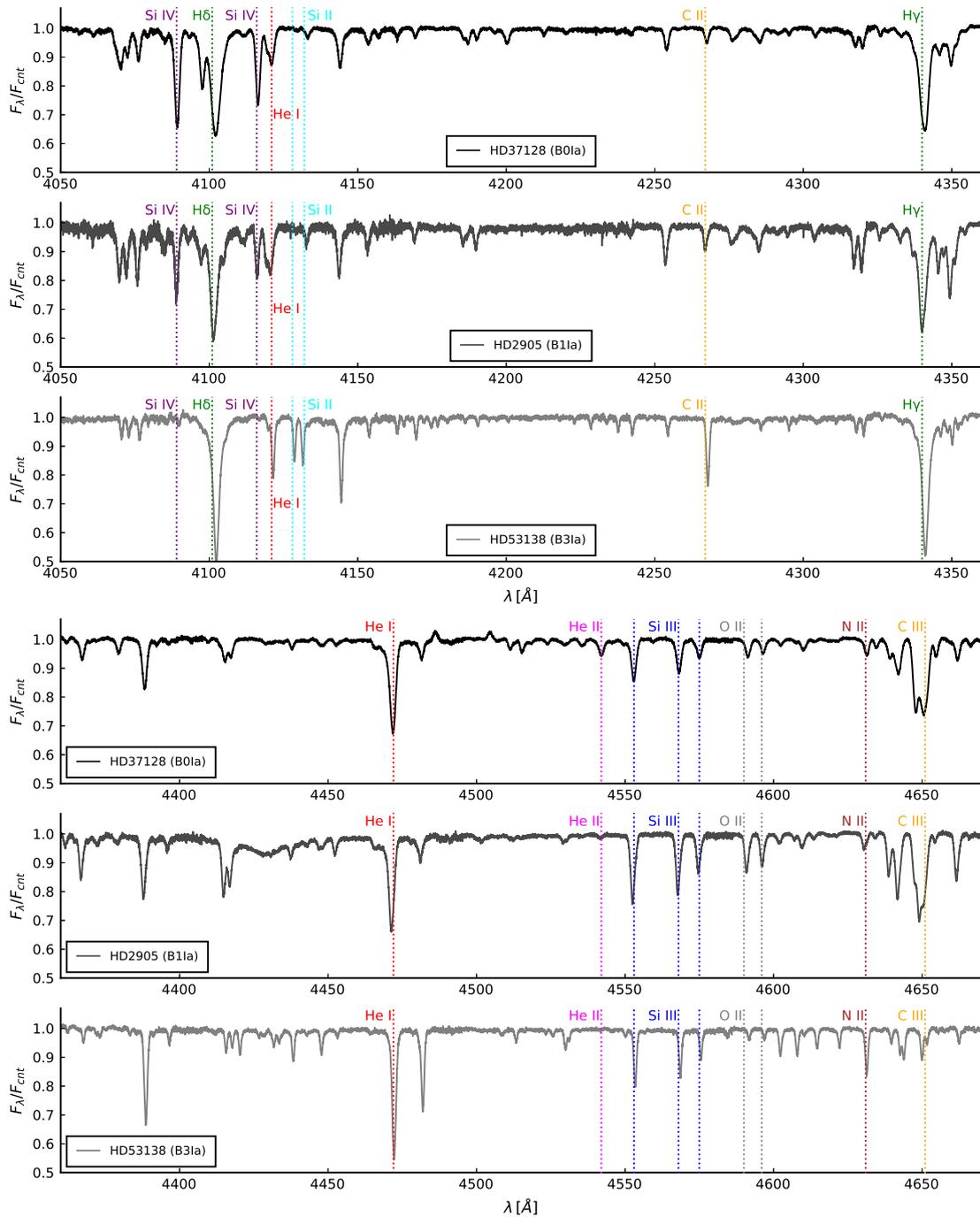


FIGURA 3.5. Espectros ópticos observados de três objetos da amostra (HD37128, HD2905 e HD53138). Tal qual a figura análoga anterior, identificamos algumas linhas importantes para a caracterização dos objetos, porém, nesse caso de suas fotosferas, cujas informações físicas estão codificadas principalmente nesta região.

A primeira, e mais óbvia, diferença que podemos notar é o aprofundamento das linhas da Série de Balmer, que é completamente esperado à medida que nos aproximamos do tipo espectral A, cuja própria definição é ancorada na intensidade das linhas de H. Também podemos notar que as linhas de forma geral ficam mais estreitas em tipos mais frios, indicando um menor alargamento por rotação, o que faz sentido dentro das previsões acerca da evolução das estrelas de alta massa<sup>9</sup>.

Entrando em mais detalhes, a respeito de linhas específicas, vemos primeiramente que a B0Ia e a B1Ia possuem linhas de Si IV, que são sensíveis a  $T_{eff}$ , bem marcadas no espectro, enquanto que a B3Ia não as possui. Isso indica por exemplo, que as linhas desse elemento no ótico são um bom diagnóstico da temperatura para os objetos quentes, mas que não podem ser usados para os objetos mais frios. No mesmo caminho, vemos que a linha de He II 4542, que é bem distinta e característica das estrelas tipo O, é bem visível nas BSGs mais quentes (e é usado para caracterizar suas temperaturas), mas some completamente em menores temperaturas.

Curiosamente, o tripleto de Si III é mais ou menos igual entre a B0Ia e a B3Ia e mais forte no tipo intermediário, o que faz que não possamos usá-lo sozinho como indicativo da  $T_{eff}$ , ainda que seja uma linha bastante sensível a esse parâmetro. Por isso, nas BSGs mais frias, usa-se o duplete do Si II próximo à  $H\delta$ , que é bem presente nelas, mas mais fraco nas BSGs mais quentes.

No capítulo seguinte nós entramos em mais detalhes sobre como obtivemos os parâmetros físicos das nossas BSGs. Como dito anteriormente, o intuito desta seção é apenas chamar a atenção para as diferenças empíricas entre as estrelas “quentes” e “frias”, que é peça central da discussão que nosso trabalho levanta.

### 3.4 Fotometria da amostra

Neste projeto nós focamos nossa análise principalmente no ótico e no ultravioleta. Os espectros UV do IUE já são devidamente calibrados em fluxo, porém os espectros óticos obtidos pelo POLARBASE e ESO-Archive nem sempre possuíam uma calibração confiável (por isso os usamos somente depois de normalizados).

Porém, para a obtenção das luminosidades via ajuste da SED (*spectral energy distribution*) é necessário que tenhamos os fluxos das BSGs devidamente calibrados no ótico e infravermelho para a comparação. Para isso nós utilizamos as magnitudes aparentes nos filtros Johnson-Cousins-Glass disponíveis no SIMBAD para a nossa amostra. Na tabela 3.2 mostramos as magnitudes disponíveis para cada objeto.

<sup>9</sup>Considerando que BSGs mais frias estariam mais próximos das fases de YSGs e RSGs, em que os raios são mais expandidos e, por conservação de momento angular, se espera uma redução das taxas de rotação.

TABELA 3.2. Fotometria da Amostra

Estrela	U	B	V	R	I	J	H	K
HD37128	0.48	1.51	1.69	1.76	1.93	2.07	2.07	2.16
HD38771	0.87	1.88	2.06	2.09	2.27	2.47	2.67	2.60
HD167756	5.18	6.14	6.29			6.54	6.66	6.45
HD64760	3.11	4.10	4.24	4.26	4.38	4.56	4.61	4.67
HD2905	3.50	4.30	4.16	4.02	3.96	3.99	3.81	3.88
HD190066	6.07	6.78	6.60	6.43	6.36	6.07	6.12	6.10
HD91316	2.78	3.72	3.87	3.9	4.06	4.19	4.22	4.28
HD206165	4.49	5.03	4.73	4.42	4.24	4.28	4.21	4.13
HD198478	4.83	5.28	4.86	4.41	4.1	3.89	3.78	3.75
HD53138	2.14	2.94	3.02	3.01	3.1	3.21	3.24	3.25
HD164353	3.34	3.96	3.93	3.84	3.81	3.85	3.86	3.86

A partir destas magnitudes aparentes coletadas, nós obtivemos os pontos de fluxo calibrados no óptico e infravermelho a partir do fluxo da estrela Vega (A0V), que é a referência do Sistema de Magnitudes Vega, via a própria definição de magnitude neste sistema, descrito pela equação 3.4.1 abaixo:

$$m_{filtro} = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F_{filtro}^{BSG}}{F_{filtro}^{Vega}} \right), \quad (3.4.1)$$

onde  $m_{filtro}$  é a magnitude aparente em cada filtro UBVRIJHK e  $F_{filtro}$  são os fluxos das BSGs e de Vega.

Uma vez que obtivemos os fluxos correspondentes a cada filtro, assinalamos a eles os comprimentos de onda efetivos dos respectivos filtros<sup>10</sup>  $\lambda_{eff}$ . Ambos os dados a respeito dos fluxos de Vega e dos  $\lambda_{eff}$  foram retirados de Bessell et al. (1998) (ver apêndice do artigo).

Na figura 3.6 mostramos um exemplo da SED obtida para uma BSG com os espectros do IUE e com os filtros mencionados.

Como podemos notar, o “pico” de emissão é no UV, como esperado para estrelas do tipo B, porém, observamos um forte rebaixamento em  $\sim 2200 \text{ \AA}$ , que está ligado à extinção que a luz desse objeto sofre pelo meio interestelar (ISM), repleto de poeira que absorve radiação nesta região e a reemite em frequências menos energéticas e em outras direções (Carroll & Ostlie 2017).

No capítulo 4 nós explicamos como obtivemos os parâmetros físicos de nossa amostra a partir da criação de modelos (cujas fundações descrevemos no capítulo anterior) com a finalidade de reproduzir as características dos espectros obtidos e tratados como descrito neste capítulo.

<sup>10</sup>O comprimento de onda efetivo pode ser encarado como o  $\lambda$  médio da distribuição de transmissividade do fluxo. Matematicamente  $\lambda_{eff} = \frac{\int_0^\infty \lambda s_{filtro}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty s_{filtro}(\lambda) d\lambda}$ , onde  $s_{filtro}(\lambda)$  é a função que descreve a transmissão do filtro em cada  $\lambda$ .

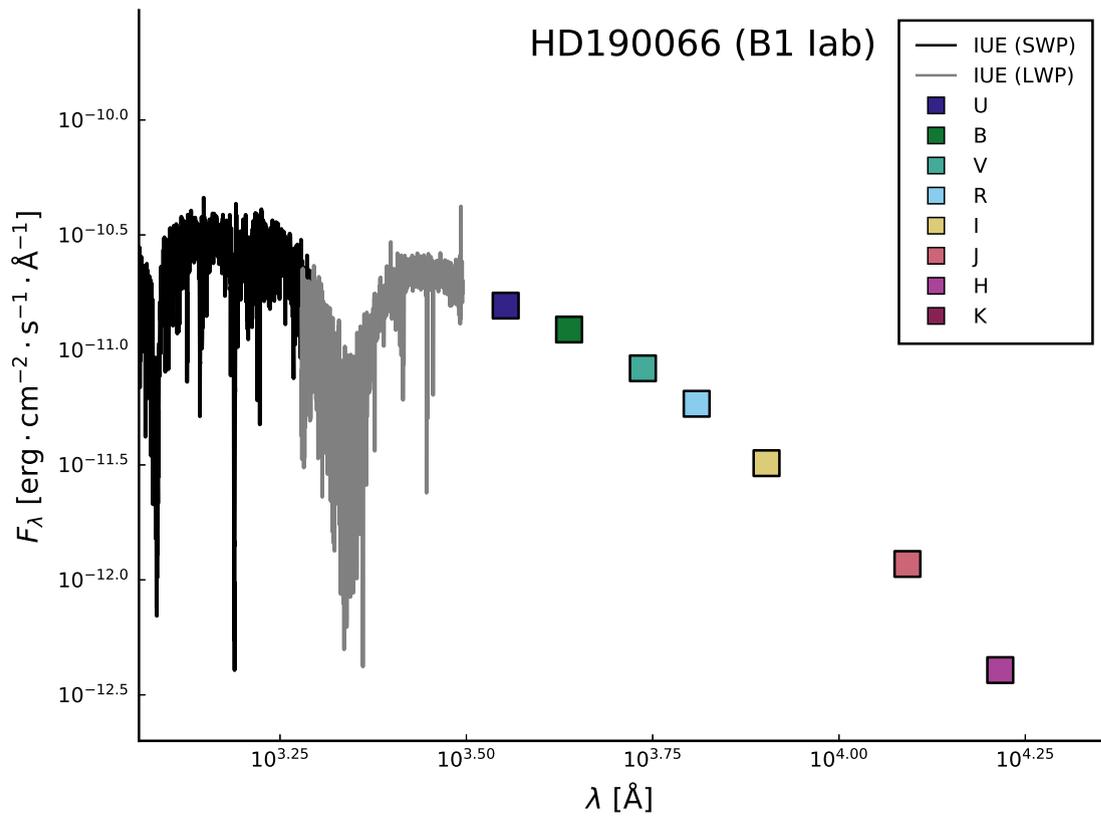


FIGURA 3.6. Distribuição espectral de energia de HD190066. A curva preta e a cinza são os espectros UV do IUE (pós tratamento) e os pontos coloridos são os pontos de fluxo no óptico e UV correspondentes a fotometria nas bandas U, B, V, R, I, J, H e K do sistema Johnson-Cousins-Glass.

## Capítulo 4

# Metodologia e Determinação dos Parâmetros Físicos

Os parâmetros físicos da amostra de B supergigantes foram determinados a partir da modelagem e ajuste das chamadas “linhas diagnósticas”<sup>1</sup>, como na maioria dos trabalhos que modelam a estrutura atmosférica e realizam a síntese do espectro estelar usando um código de atmosfera. Nesse procedimento, usa-se o fato de que determinadas linhas são mais sensíveis a determinados parâmetros em determinados contextos – e.g. a intensidade da Si IV  $\lambda 4070$  é mais sensível à  $T_{eff}$  e à microturbulência em BSGs mais quentes, até o tipo B2.

Neste projeto utilizamos principalmente as linhas diagnósticas usadas por Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) para determinar os parâmetros, uma vez que estes analisaram de forma sistemática uma grande quantidade de BSGs usando o mesmo código que nós (ainda que em uma versão anterior). No entanto, incorporamos algumas outras utilizadas em trabalhos mais recentes, porém que estudaram um número mais restrito de BSGs, como Martins et al. (2015) e Puebla et al. (2016).

É importante mencionar, ainda mais para quem não está muito familiarizado com a pesquisa nesta área, que o procedimento de ajustar linhas diagnósticas não é simples e o resultado tem que ser tomado com cuidado. Os motivos são que: (i) mais de uma propriedade pode influenciar a mesma linha – e.g. N V  $\lambda 1240$  que é sensível aos parâmetros de raios X, abundância de N, à perda de massa e ao *clumping* – e (ii) nem todas as diagnósticas de uma mesma propriedade apontam de maneira unânime para um mesmo valor – e.g. linhas de C, N e O no ótico que não

---

<sup>1</sup>O ajuste é frequentemente feito comparando visualmente o perfil da linha observada e modelada. Sendo rigoroso do ponto de vista conceitual, este procedimento não é um ajuste *de facto*, já que não se busca ajustar uma função definida a um determinado conjunto de dados; como um ajuste de um polinômio por exemplo.

se ajustam todas simultaneamente quando a abundância supostamente correta é encontrada, havendo portanto uma incerteza associada.

Por essas razões é necessário utilizar vários diagnósticos, para que se encontre os melhores parâmetros estelares que ajustem o maior número de linhas e observar também o ajuste de forma mais holística. Uma consequência desse tipo de análise, que utiliza modelos muito complexos (devido a própria natureza das atmosferas estelares) para investigarmos os espectros observados é que o estabelecimento de critérios quantitativos para avaliar a qualidade dos ajustes e determinar os erros/incertezas nos valores é extremamente difícil e talvez nem desejável; em oposição a um ajuste de um polinômio simples a um conjunto de pontos por exemplo.

O artigo de Martins (2011) resume de forma muito clara e concisa quais linhas podem ser usadas para medir cada propriedade no contexto de estrelas quentes, e por conta disso também foi usado como base dessa metodologia; ainda que focado em estrelas do tipo O.

Os aspectos mais específicos da determinação de cada propriedade, bem como uma quantificação das suas respectivas incertezas são discutidos nas seções seguintes dedicadas a cada uma delas (ou a um conjunto delas caso sejam muito relacionadas).

## 4.1 Temperatura Efetiva e Gravidade Superficial

A temperatura efetiva<sup>2</sup> das BSGs foram obtidas ajustando principalmente as linhas de Si e He no óptico, e eventualmente Mg e asas de H $\gamma$  e H $\delta$  como diagnósticos auxiliares. A motivação física para o uso destas linhas é o balanço de ionização e excitação que contribuem para a intensidade destas de acordo com a temperatura. Podemos visualizar isso de forma aproximada<sup>3</sup> na Figura 4.1 que mostra a intensidade de linhas atômicas e moleculares de acordo com a temperatura e tipo espectral.

Adicionalmente, por conta desta variação de intensidade das linhas de cada elemento com a temperatura, são utilizadas diferentes diagnósticos nas BSGs quentes (B0 – B1) e nas frias (B2 – B5).

Para o primeiro grupo (quentes, B0 – B1) as principais linhas utilizadas como diagnóstico foram as He I 4389, 4471, He II 4201, 4542 (com ênfase nas últimas para a supergigante HD37128, estrela mais quente da amostra), Si IV  $\lambda$ 4089 e Si III  $\lambda\lambda$ 4553–68–75. No caso do tripleto do Si III, ele se torna progressivamente menos sensível à  $T_{eff}$  abaixo de  $\sim 24000$  K, até

<sup>2</sup>Temperatura da camada onde a profundidade óptica média (Média de Rosseland)  $\tau_{Ross} = 2/3$ .

<sup>3</sup>Já que nesse gráfico as intensidades são calculadas usando as equações de Saha e Boltzmann, que são válidas apenas em condições de ETL.

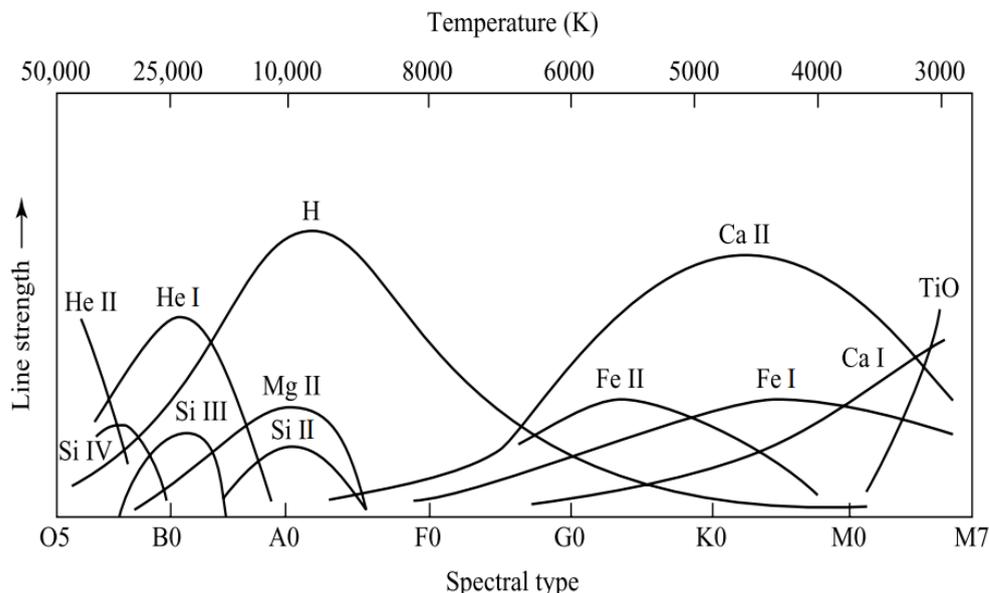


FIGURA 4.1. Intensidades de linhas com a temperatura efetiva estelar. Neste diagrama é mostrado esquematicamente no espaço de temperaturas onde determinadas linhas atômicas e moleculares são mais intensas de acordo com o balanço de ionização e de excitação em condições de ETL – que para estrelas quentes não é válido, de forma que o que é mostrado deve ser vista apenas como uma aproximação. Figura retirada de Carroll & Ostlie (2017).

que torna a ser sensível quando  $T_{eff} \lesssim 20000$  K (na seção 3.3 podemos ver isso se manifestando ao compararmos os espectros de três BSGs de tipos espectrais distintos).

Já para o segundo grupo (mais frias, B2 – B5) as linhas mais usadas foram os multipletos Si II  $\lambda\lambda 4128-31$  e Si III  $\lambda\lambda\lambda 4553-68-75$  e a linha He I 4471.

Como a maior parte dos trabalhos em astrofísica estelar que derivam a gravidade superficial, as principais linhas utilizadas para quantificar a gravidade superficial são a Série da Balmer, excluindo  $H\alpha$  que é altamente afetada pela perda de massa. Sendo mais específico, são as bordas das linhas (comumente chamadas de “asas”) que servem como medida da gravidade superficial.

A razão física por trás desse procedimento é o Efeito Stark Linear, em que as linhas espectrais são alargadas devido à interação dos íons com o campo elétrico do ambiente.

Na Figura 4.2 mostramos ajustes de linhas diagnósticas de  $T_{eff}$  e  $\log g$  em uma das BSGs da amostra (HD38771) para ilustrar esse procedimento.

Como podemos observar, a variação da temperatura efetiva e da gravidade por uma quantidade relativamente pequena nos modelos já é capaz de fazer os diagnósticos se desviarem perceptivelmente do ajuste. Esse comportamento é explorado na seção 4.9 para estes e outros diagnósticos para extrairmos a incerteza associada a alguns parâmetros.

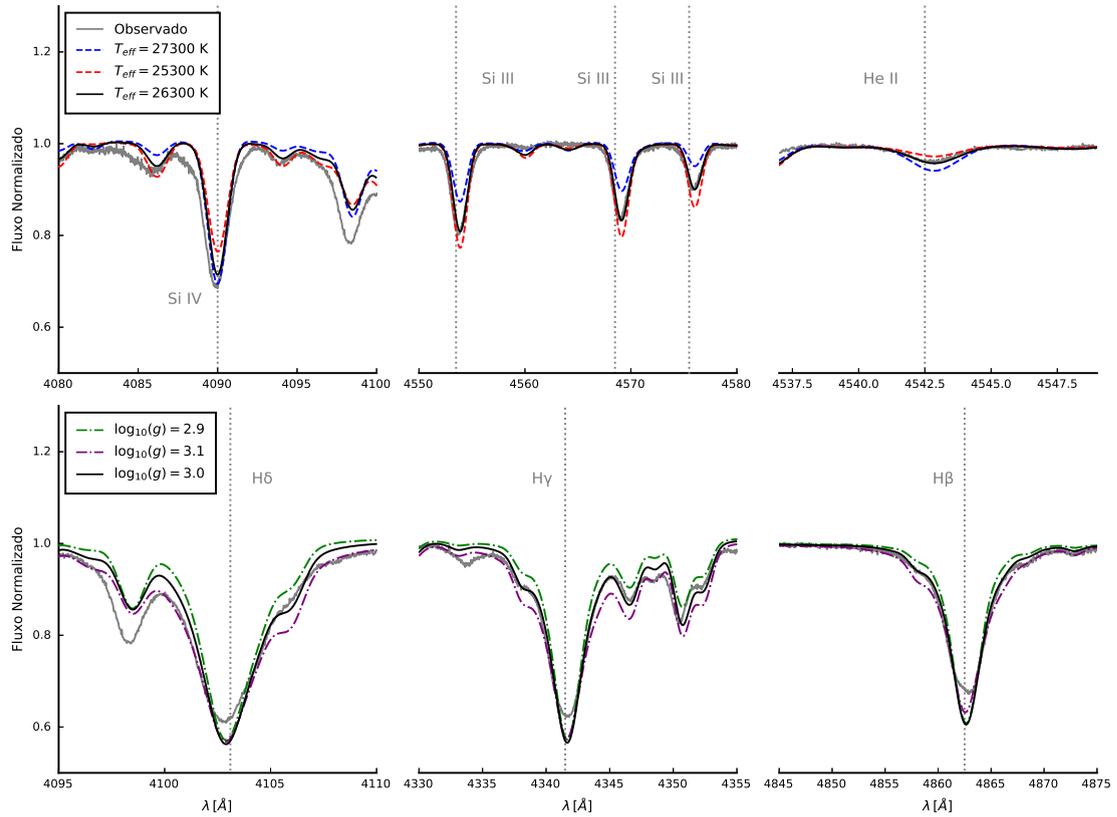


FIGURA 4.2. Ajuste de linhas diagnósticas de temperatura e gravidade superficiais. Nesta figura nós utilizamos modelos mais leves (i.e. contendo apenas H, He, C, N, O, Si e Fe) para uma avaliação mais rápida dos ajustes ao espectro de HD38771 com a finalidade de economizar tempo e recurso computacional; e uma vez que as melhores determinações são encontradas, nós incluímos os demais íons para termos o modelo completo.

Na Figura 4.3 nós mostramos os resultados do ajuste das linhas diagnósticas de  $T_{eff}$  e  $\log g$  de duas BSGs, uma do grupo quente e outra do grupo frio da amostra – desta vez comparando com modelos completos.

## 4.2 Luminosidade, Distâncias e Vermelhamento

A luminosidade é a única grandeza que não é obtida via análise de linhas espectrais, mas sim via ajuste da SED como um todo, o que inclui espectros e pontos de fluxo de cada filtro<sup>4</sup> (desde o UV até o infravermelho). Os resultados deste ajuste encontram-se no Capítulo 5.

Para que se obtenha a luminosidade  $L$  por este processo, é necessário que tenhamos o fluxo em cada comprimento de onda  $F_\lambda$ , a distância  $d$  e a extinção na linha de visada  $A_V$ . O  $F_\lambda$  advém diretamente das observações com espectros UV do IUE e os pontos de fluxo obtidos

<sup>4</sup>Neste trabalho colhemos os dados de fotometria nas bandas UBVRIJHK do sistema Johnson-Cousins-Glass, como descrito no capítulo anterior.

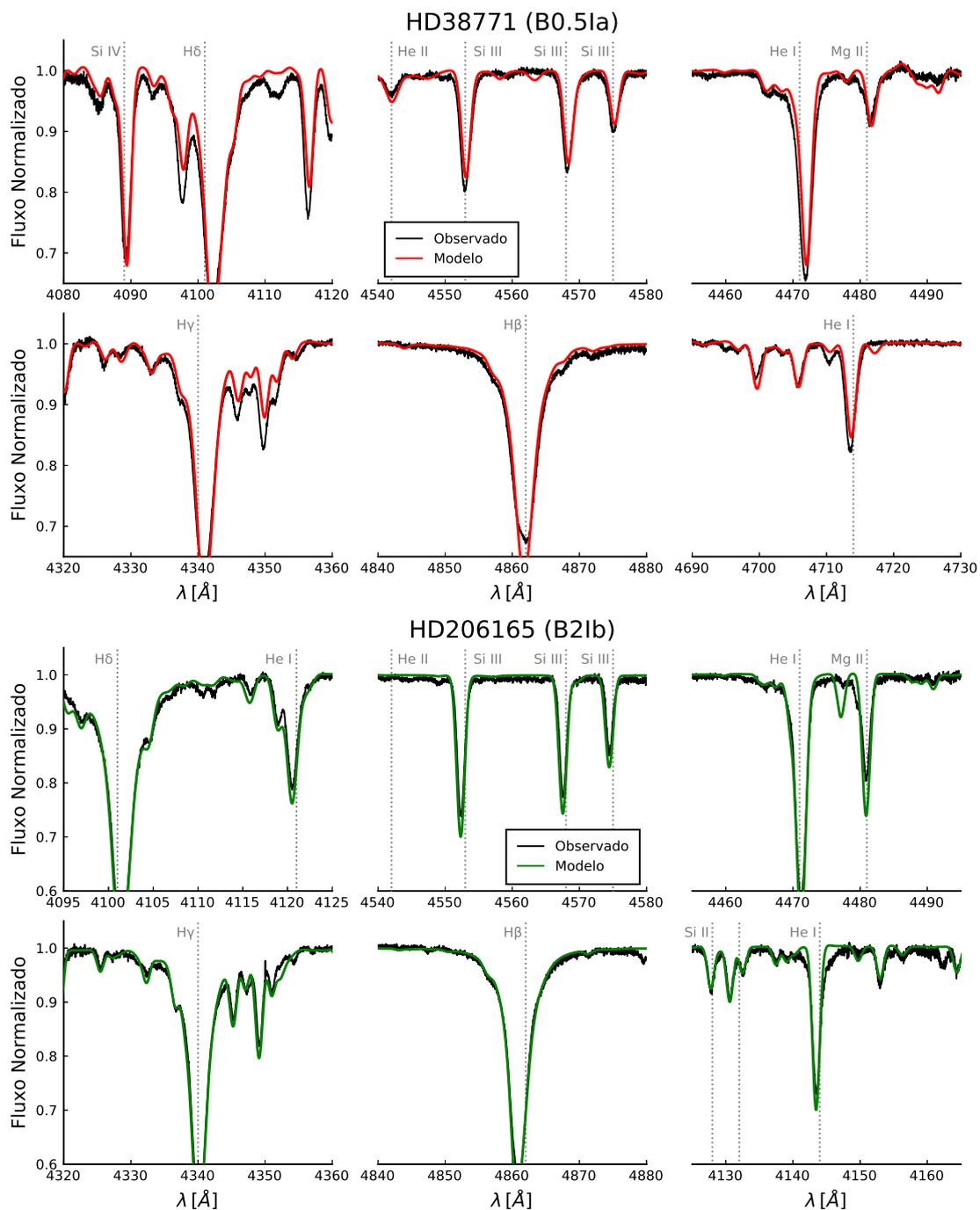


FIGURA 4.3. Linhas diagnósticas para a determinação da temperatura e gravidade superficiais. Os seis painéis superiores mostram os ajustes aos diagnósticos de  $T_{eff}$  e  $\log g$  da estrela HD38771 (B0.5Ia), uma BSG “quente” e os inferiores, cujos ajustes estão em verde, de HD206165 (B2Ib), um exemplar “frio”

a partir das magnitudes disponíveis no SIMBAD para cada estrela. Assim, a maior dificuldade e fonte de incerteza reside em obtermos  $d$  e  $A_V$  confiáveis.

Inicialmente buscamos utilizar para toda a nossa amostra as respectivas distâncias obtidas a partir das paralaxes do GAIA-DR2 (Bailer-Jones et al. 2018). Entretanto, ao adotarmos este procedimento encontramos massas e luminosidades demasiadamente baixas para estrelas BSGs. Nestes casos adotamos as distâncias inferidas pelo Hipparcos revisadas (van Leeuwen 2007) ou luminosidades determinadas por outros métodos em trabalhos anteriores – HD38771 e HD64760 são exemplos disso. O processo de escolha para cada objeto é discutido no Apêndice A e como esses problemas com as distâncias GAIA representam um resultado por si só, fazemos uma discussão mais aprofundada no Capítulo 5.

As extinções por sua vez foram determinadas ajustando os espectros UV, mais especificamente (i) o “vale” próximo de 2175 Å, que ocorre devido à absorção de radiação UV pelo meio interestelar nesta região (ver capítulo 12.1 de Carroll & Ostlie (2017)), e (ii) o formato geral do espectro nesta região. Neste processo, precisamos levar em conta o avermelhamento  $E(B - V)$  e o  $R_V$ , que estão relacionados via

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)}. \quad (4.2.1)$$

O  $E(B - V)$  foi inicialmente retirado de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) (que utilizam fontes das décadas de 1980 e 1990) e modificado quando necessário para ajustarmos a SED sintética a observada e o  $R_V$ , considerado o usual  $R_V = 3.1$  por padrão. Cabe mencionar, porém, que para alguns objetos (e.g. HD53138 e HD164353) acabamos ajustando valores completamente diferentes de  $E(B - V)$  e que também em alguns casos fomos obrigados a usar valores distintos de  $R_V$ . Na tabela 4.1 mostramos os valores que adotamos no trabalho e os que Crowther et al. e Searle et al. utilizaram para as estrelas da amostra.

Como podemos notar, para a maior parte das BSGs, as nossas determinações estão em bom acordo com os trabalhos de Crowther et al. e Searle et al., no entanto, podemos notar que no caso das estrelas HD53138 e HD164353 há grande discrepâncias no  $E(B - V)$  entre o nosso trabalho e o de Searle et al., que obteve esta grandeza de Fitzgerald (1970).

### 4.3 Abundâncias Químicas Superficiais

As abundâncias químicas adotadas foram a solar de Asplund et al. (2009) – a determinação robusta mais recente e amplamente usada na astrofísica –, com exceção das abundâncias de He, C, N e O que pelo que conhecemos de evolução estelar devem ser diferentes para estágios mais evoluídos, como as BSGs.

TABELA 4.1. Vermelhação e Extinção.

Estrela	$V$ mag	$E(B - V)$ mag	$E(B - V)_{C06}$ mag	$E(B - V)_{S08}$ mag	$R_V$ -
HD37128	1.70	0.08	0.06	0.08	3.1
HD38771	2.05	0.07	0.07	0.07	3.1
HD167756	6.29	0.09			3.1
HD64760	4.24	0.05		0.15	3.5
HD2905	4.16	0.35	0.39	0.29	3.1
HD190066	6.53	0.48		0.55	3.6
HD91316	6.73	0.05	0.06		3.1
HD206165	4.74	0.63		0.56	2.6
HD198478	4.86	0.7	0.59	0.4	3.4
HD53138	3.01	0.1	0.07	0.35	3.1
HD164353	3.97	0.15		0.71	3.1

Os sub-escritos “C06” e “S08” referem-se, respectivamente, aos valores adotados por Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008).

A abundância de He por número adotada é de  $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.1$ , 17% a mais que a de Asplund et al. (2009), em que  $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.085$ . A escolha foi feita buscando um compromisso entre haver um enriquecimento, porém não muito distante do referencial solar. Em contraste, os trabalhos de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) adotaram  $n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.2$  e outros trabalhos como Puebla et al. (2016), que analisou em detalhes a estrela HD37128, e Haucke et al. (2018), que analisou uma grande amostra de BSGs com o FASTWIND, escolheram o valor solar. Porém, como exposto em Puebla et al. citando outros trabalhos, determinar a abundância de He é muito difícil porque linhas diferentes apontam para abundâncias diferentes devido às interações com linhas de Fe IV no ultravioleta.

Já a abundância de C, N e O foram obtidas ajustando linhas no óptico, verificando qual abundância fornece um melhor ajuste geral. Apesar de parecer simples à primeira vista, é preciso considerar que algumas linhas são influenciadas por efeitos de não-ETL, mesclagem com outras linhas (chamado frequentemente de *blending*) ou mesmo interações mais complexas como a mencionada para o He. Assim, algumas linhas foram elencadas como principais indicadores, por serem mais sensíveis à abundância em si e menos à outros fatores. São elas:

- C II 4267, C II 6578, 6582
- N III 4097 (para tipos B0 – B1), N II 4447, N II 4630 e N II 4650 (para tipos B2 – B5)
- O II 4070, O II 4590, 4596 (para tipos B0 – B2) e O II 4317, 4319

Na Figura 4.4 mostramos os resultados de um ajuste das linhas de C, N e O para uma BSG quente e uma fria da amostra.

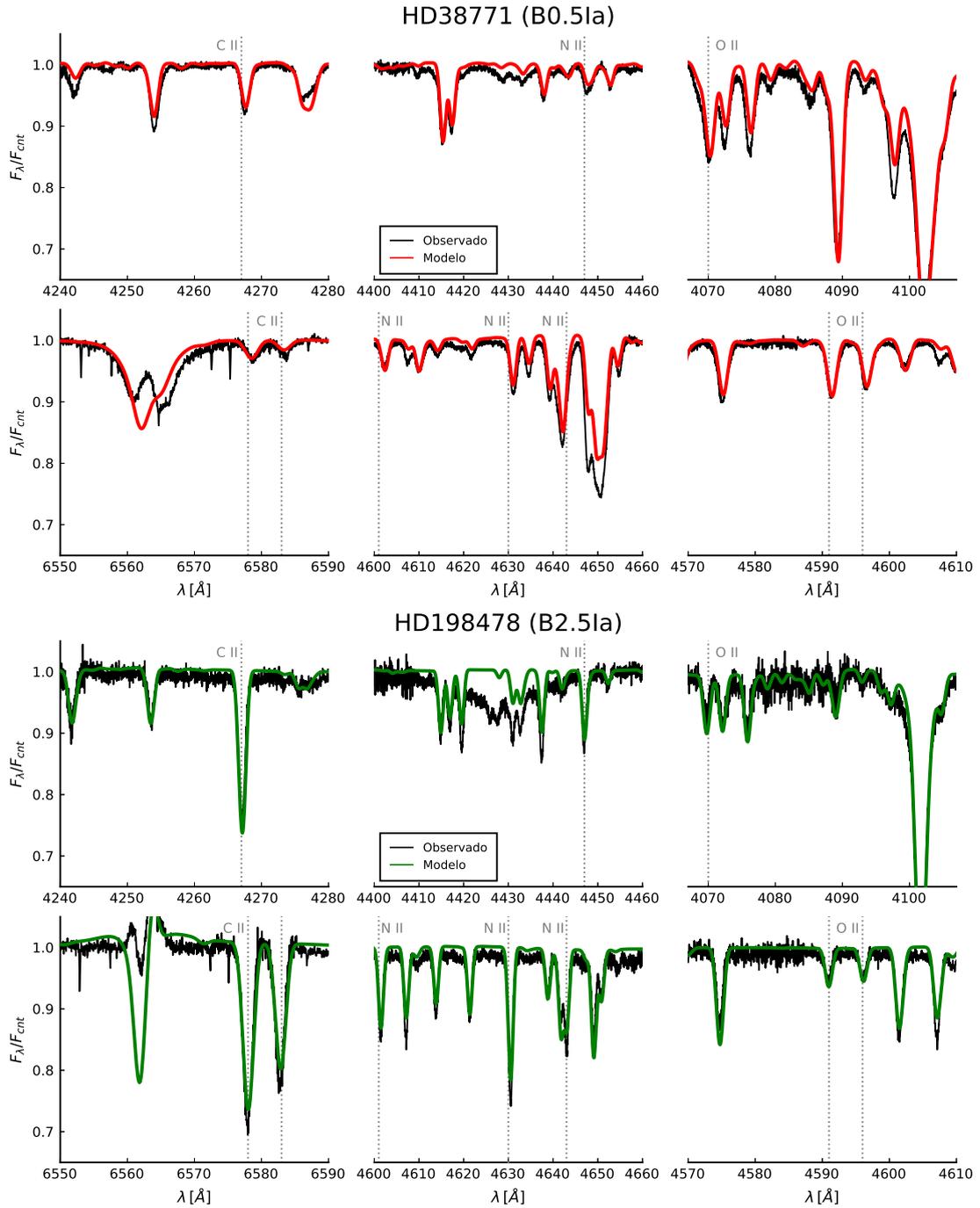


FIGURA 4.4. Principais diagnósticos para a determinação da abundância de C, N e O. Mostramos o resultado dos ajustes de um exemplar de BSG “quente” (HD38771), em vermelho, e de BSG “fria” (HD198478), em verde. A depressão no painel central da HD198478 é uma DIB (*Diffuse Interstellar Band*), que não pertence à atmosfera da estrela.

## 4.4 Rotação, Macroturbulência e Microturbulência

As velocidades de rotação (projetadas)  $v \sin i$ , a macroturbulência  $v_{mac}$  e a microturbulência  $\xi_{turb}$  são alargamentos que precisam ser inseridos nas linhas espectrais para reproduzir o espectro estelar. Eles são respectivamente devidos à própria rotação superficial e outros processos físicos (as vezes pouco conhecidos) que produzem dispersão de velocidades na linha de visada do observador, que caso sejam de escalas maiores que o livre caminho médio dos fótons são chamados de macroturbulência e caso o oposto, de microturbulência.

Em nosso trabalho adotamos diretamente, para a maior parte de nossa amostra, os valores do catálogo do Projeto IACOB (Simón-Díaz et al. 2017), que determinou empiricamente as  $v \sin i$  e  $v_{mac}$  a partir dos espectros ópticos das BSGs. Para as BSGs que não constam neste catálogo nós utilizamos os valores de Howarth et al. (1997), que fornece o alargamento total dos dois efeitos combinados<sup>5</sup>, já que não faz a separação entre  $v \sin i$  e  $v_{mac}$ . Apresentamos os valores na Tabela 4.2.

TABELA 4.2. Alargamentos espectrais

Estrela	$v \sin i$ km/s	$v_{mac}$ km/s	$v_{eq}^{\text{Howarth+97}}$ km/s
HD37128	42	85	
HD38771	43	83	
HD167756			79
HD64760			216
HD2905	59	82	
HD190066			82
HD91316	45	70	
HD206165	39	59	
HD198478	38	54	
HD53138	38	56	
HD164353	25	52	

Já em relação a microturbulência nós utilizamos a mesma metodologia padrão adotadas em trabalhos que analisam estrelas usando o CMFGEN (e.g. Crowther et al. 2006, Searle et al. 2008 e Puebla et al. 2016), decrita em Hillier et al. (2003) que consiste em parametrizá-la como  $\xi_{turb} = (\xi_{max} - \xi_{min})v(r)/v_{\infty}$ , onde  $\xi_{min}$  é a turbulência fotosférica (da ordem de 10 – 20 km/s) e  $\xi_{max}$  é a do topo do vento (geralmente  $0.1v_{\infty}$ ).

<sup>5</sup>Matematicamente o alargamento equivalente é descrito por  $v_{eq} = \sqrt{0.25(v \sin i)^2 + v_{mac}^2}$ .

## 4.5 Taxas de Perda de Massa

A taxa de perda de massa  $\dot{M}$  é uma das principais propriedades para caracterizar a atmosfera estelar de estrelas massivas e está diretamente ligada à densidade  $\rho$  e a velocidade  $v$  do vento emitido pelo objeto, sendo descrita pela seguinte equação:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 v(r) \rho(r) \quad (4.5.1)$$

Portanto, linhas diagnósticas para perda de massa são oriundas de transições que são influenciadas pela estrutura de densidade do vento. Tais linhas são (i) linhas de transições ressonantes (entre os níveis eletrônicos 1 e 2), que geram perfis P-Cygni, bastante abundantes no UV (i.e. Si IV  $\lambda 1400$  e C IV  $\lambda 1550$ ) para estrelas O e B, ou (ii) linhas de recombinação iônica, cuja linha mais conhecida é a H $\alpha$ . A intensidade das primeiras são linearmente dependentes da densidade, já que dependem apenas da população dos próprios íons enquanto as das segundas dependem de  $\rho^2$ , porque dependem da densidade dos íons e dos elétrons livres que se recombinam.

No UV as principais linhas usadas como diagnóstico da  $\dot{M}$  são a Si IV  $\lambda 1400$ , a N V  $\lambda 1240$  (nas BSGs quentes), C IV  $\lambda 1550$ , C II  $\lambda 1335$  (presente como P-Cygni em BSGs com  $T_{eff}$  abaixo de 20000 K) e Al III  $\lambda 1855$  (também mais relevante em BSGs mais frias). Já no óptico, a linha utilizada foi a H $\alpha$ , que apesar de ser tradicionalmente usada para medir a perda de massa é bastante influenciada por outros fatores, dentre eles a temperatura efetiva, gradiente da velocidade  $\beta$  e o *clumping*, especialmente na conexão vento/fotosfera.

Precisamente devido à essa natureza instável e sensível, a linha de H $\alpha$  aqui foi usada mais como uma forma de checar as  $\dot{M}$  que derivamos a partir do UV – destacamos que esse é um procedimento bastante padrão utilizado nos trabalhos que aplicam essa metodologia.

No caso da influência do *clumping* isoladamente, a linha de H $\alpha$  medirá a perda de massa corrigida pelo *clumping*, ou seja, o produto  $\dot{M}/f_{\infty}^{1/2}$  e a quebra dessa “degenerescência de parâmetros”, para encontrar a taxa de perda de massa verdadeira, ficaria por conta da determinação do fator de preenchimento.

## 4.6 Parâmetros de *Clumping*

A determinação do  $f_{\infty}$ , que vai caracterizar o *clumping*, nas atmosferas de estrelas quentes é feita geralmente avaliando o ajuste das principais linhas do UV (simultaneamente ao ajuste de

$H\alpha$ )<sup>6</sup>, em especial a P V  $\lambda 1115$ , O IV  $\lambda 1371$ , N IV  $\lambda 1718$  e N V  $\lambda 1240$  (e.g. Bouret et al. 2005 e Martins 2011). No contexto do nosso trabalho por usarmos os espectros IUE, não temos acesso ao UV mais distante que inclui a linha do P V e no caso específico das BSGs, seus espectros só têm disponíveis as duas últimas linhas mencionadas, e ainda assim somente para as de tipos mais quentes (B0 e B0.5). Da mesma forma, na falta de vínculos bem conhecidos para determinar bem a  $v_{cl}$  em BSGs, nós seguimos inicialmente o trabalho de Puebla et al. (2016) que utilizou valores entre 20 e 100 km/s (mas veja adiante!).

No caso específico das BSGs mais frias (B1 – B5), devido a própria escassez de trabalhos na literatura<sup>7</sup> que modelam e analisam os ventos de estrelas destes tipos com *clumping*, não elegemos nenhuma linha preferencial para diagnosticarmos o  $f_{\infty}$  e optamos por observar o ajuste geral do espectro UV juntamente com  $H\alpha$ . Para a  $v_{cl}$  buscamos inicialmente seguir o mesmo procedimento que as BSGs “quentes”, mas, já adiantando alguns resultados, ao percebermos que só conseguiríamos bons ajustes se a superionização começasse nas camadas mais externas da atmosfera, deixamos este parâmetro vinculado à velocidade de início dos choques  $v_x$  – ver seção 4.8.

Por conta do que mencionamos no parágrafo acima, as determinações dos parâmetros de *clumping*, que traduzem o comportamento das inhomogeneidades dos ventos, devem ser vistas como ordens de grandeza, em um caráter mais exploratório do que determinante. No entanto, é válido dizer que nosso projeto está sendo um dos pioneiros em realizar uma investigação mais detalhada e atualizada das atmosferas das BSGs mais frias, avançando em novas fronteiras pouco exploradas do nosso (des)conhecimento acerca da natureza das estrelas de alta massa.

## 4.7 Velocidade Terminal e Gradiente de Velocidade

A velocidade terminal pode ser obtida diretamente de forma empírica apenas analisando os perfis P-Cygni’s no UV, caso estes estejam saturados ou próximos à saturação – i.e. se o vento for denso o suficiente. O procedimento consiste em, na parte de absorção azul do perfil, buscar o ponto em que a linha se junta ao contínuo (*edge velocity*) ou a velocidade em que a absorção é máxima (*black velocity*). Podemos visualizar isso na Figura 4.5

Em BSGs, cujas perdas de massa são razoáveis, da ordem de  $\sim 10^{-7}$ , esse procedimento pode ser adotado sem muitos problemas, embora um certo cuidado tenha de ser tomado para BSGs mais frias como veremos a seguir.

<sup>6</sup>O *clumping*, como vimos no Capítulo 2 altera a estrutura de densidade e conseqüentemente a de ionização.

<sup>7</sup>Os únicos trabalhos que encontramos que investigam o *clumping* a partir da análise e modelagem do espectro de BSGs “frias” de forma um pouco mais aprofundada são Prinja & Massa (2010) e Krtićka et al. (2021) – note que este último não tinha sido publicado quando iniciamos o projeto!

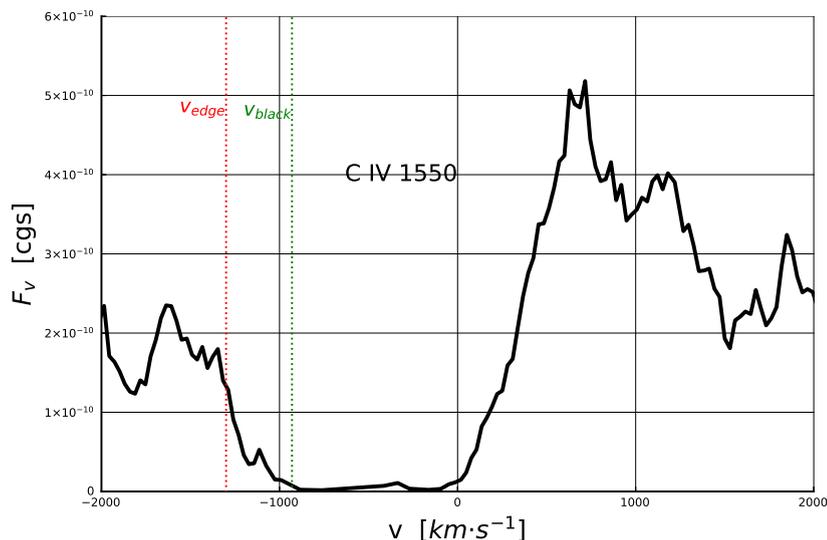


FIGURA 4.5. Velocidades  $v_{edge}$  e  $v_{black}$ . Essas velocidades são, respectivamente, a velocidade onde o perfil P-Cygni termina e o contínuo retorna e a velocidade correspondente ao limite na região saturada do perfil de absorção.

Neste trabalho adotamos inicialmente as medições de Howarth et al. (1997)<sup>8</sup>, que obteve  $v_{\infty}$  e  $v \sin i$  de 376 estrelas O e B. Para a grande maioria da nossa amostra os valores se mostraram satisfatórios, porém, para uma parte das BSGs mais frias tivemos de adotar valores  $\sim 15\%$  maiores para um melhor ajuste. Isso é esperado porque em BSGs mais frias os perfis tendem a ser menos saturados, o que tenderia a fornecer uma estimativa  $v_{\infty}$  menor, uma vez que os limites das linhas podem não refletir a velocidade no final do vento.

Além disso, outros fatores influenciam a morfologia do perfil P-Cygni, como o gradiente de velocidade – que determinamos analisando a parte de emissão destes perfis e a região central das linhas de  $H\alpha$  – e a estrutura de ionização, influenciada pelo *clumping* e pelos raios X, como veremos a seguir.

## 4.8 Parâmetros de raios X

Os principais indicadores da presença de raios X e que permitem sua quantificação em estrelas de alta massa são, em sua maior parte, linhas que são produzidas por transições de íons que não deveriam ocorrer na temperatura típica da atmosfera de uma determinada estrela; fenômeno conhecido como superionização. Em estrelas O e B quentes (B0 – B1), a linha de N V  $\lambda 1240$  com um perfil P-Cygni – indicando uma forte presença do íon por todo o vento – é o exemplo mais claro da existência de tal fenômeno. Porém, em estrelas frias esse fenômeno

<sup>8</sup>Disponíveis no VizieR em: <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=J/MNRAS/284/265/catalog>.

também ocorre, ainda que não o suficiente para gerar N V  $\lambda 1240$ , porém produzindo C IV  $\lambda 1550$  e enfraquecendo a C II  $\lambda 1335$ .

Apenas com a análise do ultravioleta não é possível obter diretamente de forma isolada cada parâmetro que descreve, segundo a modelagem adotada no código, o comportamento dos raios X no vento estelar ( $v_x$ ,  $f_x$  e  $T_x$ ). Idealmente, para que obtenhamos mais informações sobre os raios X emitidos é necessário analisar o espectro nesta região, tal qual Puebla et al. (2016) o fez para a estrela HD37128, para podemos ter medidas mais confiáveis para  $T_x$  e  $f_x$  por exemplo. No entanto, isso foge ao escopo do projeto, já que nos atemos somente ao UV.

Analisando o espectro UV, a melhor forma de inferir os parâmetros de raios X é observar com cuidado os perfis das linhas para que se tenha uma ideia sobre a estrutura de ionização. Por exemplo – na linha de exploração que fizemos no Capítulo 3 – observando a Figura 4.6 vemos que em BSGs mais frias a linha de C II  $\lambda 1335$  é um perfil P-Cygni intenso porém estreito, indicando uma presença forte nas camadas mais internas do vento, e ao mesmo tempo podemos observar que a C IV  $\lambda 1550$  é larga, indicando a presença de C IV nas camadas mais externas.

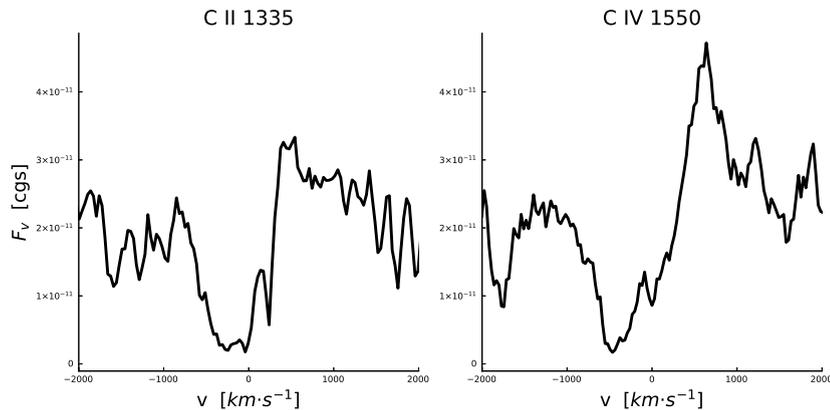


FIGURA 4.6. Extensões do perfil de C II  $\lambda 1335$  e C IV  $\lambda 1550$ . O perfil C II  $\lambda 1335$  é mais estreito que o C IV  $\lambda 1550$  no espaço de velocidades, indicando que o íon correspondente ao primeiro se encontra mais no interior do vento (onde as velocidades são menores) que o segundo.

Essa estrutura de ionização nos indica que há pouca ionização no interior do vento, mas que depois ela se torna importante produzindo o C IV como super-íon; ou seja,  $v_x$  deve ser relativamente elevada. De fato, um espectro sintético que ajuste simultaneamente essas duas linhas implica que a estrutura do vento é então bem compreendida.

Para o parâmetro que representa a temperatura característica atingida pelos choques  $T_x$  nós buscamos utilizar valores próximos a  $10^6$  K, como usualmente adotado na modelagem de atmosferas quentes (e.g. Puebla et al. 2016 e Cohen et al. 2011). Para o *filling factor*  $f_x$ , que está relacionado à emissividade em raios X que os choques produziram, nós variamos o parâmetro até encontrar os ajustes mais satisfatórios, (geralmente entre 0.1 e 0.4) buscando  $L_x/L$  próximo aos valores típicos entre  $10^{-7}$  e  $10^{-8}$ , que são nossos vínculos observacionais (Cassinelli et al. 1981, Berghoefer et al. 1997).

Na Tabela 4.3 mostramos os intervalos de parâmetros de raios X considerados para as BSGs quentes (B0 – B1) e frias (B2 – B5) e no Apêndice B mostramos os valores exatos adotados nos modelos finais de cada estrela para fins de reprodutibilidade.

TABELA 4.3. Intervalo dos parâmetros de raios X

BSGs	$T_x$ $10^6 K$	$v_x/v_\infty$ %	$f_x$ –	$L_x/L$ $10^{-7}$
Quentes	0.9 – 2	5 – 30 <sup>(a)</sup>	0.1 – 0.4	0.2 – 5
Frias	1 – 1.6	20 – 70	0.1 – 0.2	0.1 – 0.6

<sup>(a)</sup> Uma exceção é a estrela HD2905, em que, mesmo esta sendo uma BSG quente, fomos obrigados a utilizar  $v_x/v_\infty$  elevada ( $\sim 70\%$ ) para melhor ajustar o espectro no UV. No entanto, destacamos que este objeto tem características bem peculiares em relação às outras BSGs – ver discussões a respeito nas seções 3.3 e 5.4.1.

Esta diferenciação entre estrelas quentes e frias com relação aos parâmetros de raios X, ocorre principalmente pela  $L_x/L$  observada/inferida no vento (ver Berghoefer et al. 1997), em que as mais quentes tendem a seguir a clássica relação  $L_x/L \sim 10^{-7}$  (Cassinelli et al. 1981) e as frias caem para  $\sim 10^{-8}$  – possivelmente além limiar de detecção como Berghoefer et al. comenta.

Como um dos objetivos primários deste trabalho é a obtenção de melhores ajustes espectrais para BSGs a partir da inclusão de *clumping* e raios X, o que pouco foi (ou nunca foi, no caso das BSGs frias!) realizado antes na literatura até a presente data, não buscamos determinar com precisão os valores de  $T_x$ ,  $f_x$  e  $v_x$  e consideramos apenas os intervalos descritos dentro do que se pode esperar a partir dos vínculos observacionais e do contexto astrofísico desses objetos<sup>9</sup>.

## 4.9 Digressão sobre Erros e Incertezas

Nas ciências naturais, os valores das grandezas só fazem sentido dentro de margens de erro, porque somente assim podemos mensurar o quanto sabemos ou não sobre um determinado tema. E este tópico não é exceção, apesar das particularidades da metodologia e dificuldades associadas a ela.

Como mencionado na introdução do presente capítulo, as propriedades físicas são extraídas a partir da comparação (“ajuste”), geralmente visual, de um modelo extremamente complexo e pesado ao conjunto de dados (espectros). Devido a isso, isolar o erro associado a um único parâmetro é impraticável, e mais ainda o é estabelecer quantitativa e consistentemente os erros nos parâmetros a partir da incerteza observacional dos dados (e.g. desvio padrão associado ao ajuste dos coeficientes de uma reta dado um conjunto de pontos).

<sup>9</sup>É importante destacar também que, mesmo entre os trabalhos com análise mais bem construídas de metodologias similares, as propriedades dos raios X são inferidas ou adotadas como aproximações ou ordens de grandeza – o que é consequência direta da dificuldade e complexidade inerentes ao problema.

Desta forma, o expediente padrão para obter as incertezas é testar variações nos parâmetros e avaliar a partir de quando os ajustes ficam claramente discrepantes. O procedimento mais rigoroso, dentro do possível, seria verificar cada parâmetro individualmente para cada objeto, o que é absolutamente impraticável de ser feito durante a vigência do projeto. Sendo assim, avaliamos as propriedades consideradas mais essenciais na caracterização para alguns objetos e contextos e extrapolamos para os demais – bem embasados no conhecimento acumulado na área descrito na literatura e reportando os casos que merecerem atenção especial.

### 4.9.1 Temperatura Efetiva

Como mencionado anteriormente, as linhas diagnósticas de determinada propriedade física podem ser afetadas por outras propriedades. No caso dos diagnósticos de  $T_{eff}$  variações de microturbulência e gravidade superficial as afetam (ainda que estas podem ser cada uma bem determinadas), como podemos visualizar Figura 4.7, de forma que uma análise mais rigorosa e conservadora, no entanto enormemente mais custosa, precisaria levar em conta estes efeitos.

Portanto, devido à dificuldade extra, escolhemos considerar o erro típico para temperatura efetiva adotado nos trabalhos que analisam BSGs, como Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008), cerca de 1000 a 2000 K, o que junto a uma verificação de como as principais linhas diagnósticas se alteram com variações de  $T_{eff}$  realizada (como a Figura 4.7), nos motivou a adotar uma incerteza padrão de 1500 K (cerca de 10%).

### 4.9.2 Gravidade Superficial

Apesar de as asas das linhas de  $H\beta$ ,  $H\gamma$  e  $H\delta$  serem bastante confiáveis para determinar a gravidade, existem alguns fatores de confusão, como erros na temperatura, abundâncias químicas e a perda de massa (caso essa seja muito alta, especialmente na linha  $H\beta$ ).

O primeiro efeito pode ser visualizado na Figura 4.8, que mostra como a  $T_{eff}$  pode afetar os diagnósticos da gravidade superficial.

E o segundo, que introduz erros nas medidas da gravidade a partir da Série de Balmer é a mistura dos perfis de H com linhas de C, N e O e Si (linhas mais fracas misturadas às linhas do H), que são dependentes da temperatura e abundâncias químicas principalmente; mas esse efeito pode ser minimizado olhando simultaneamente o ajuste em toda a série óptica do hidrogênio.

Além dessa breve análise do impacto do erro associado à gravidade superficial e da contaminação por outros erros, nós levamos em conta também o erro que trabalhos anteriores na literatura de metodologia análoga utilizaram. Em geral, os erros associados aos  $\log g$  são de 0.1 a

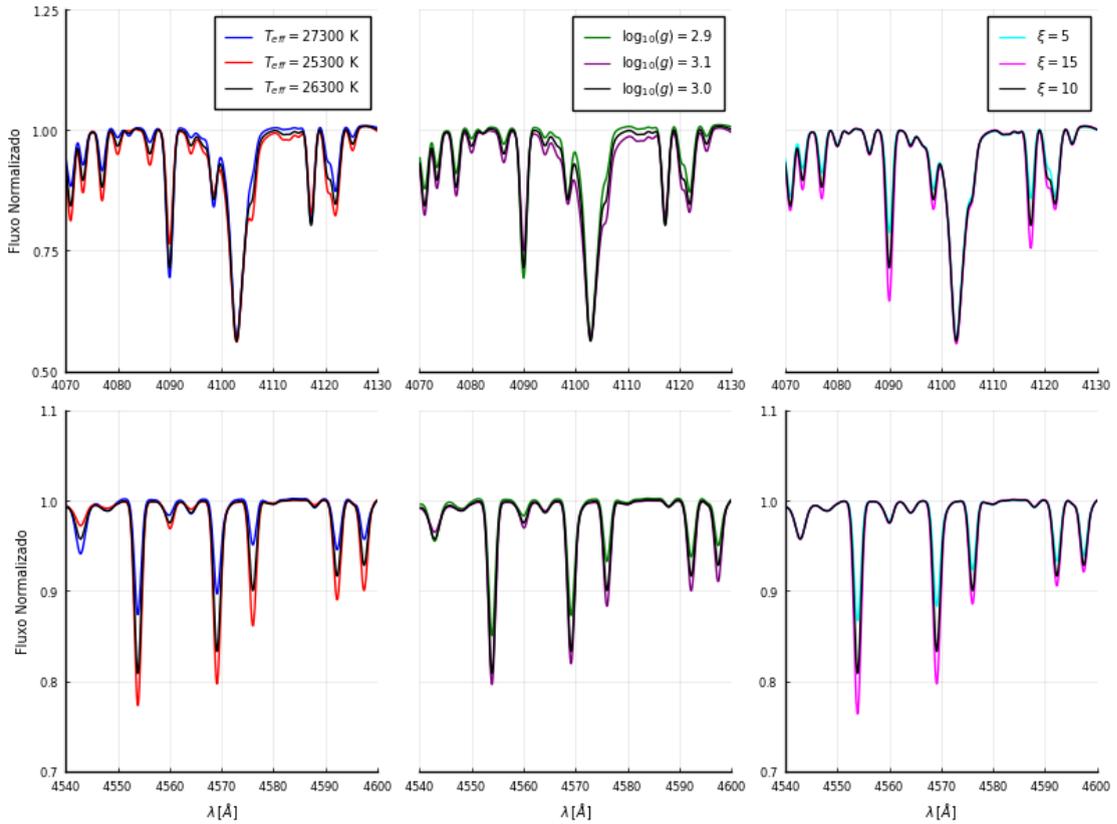


FIGURA 4.7. Variação das linhas diagnósticas com a temperatura efetiva, gravidade superficial e microturbulência. É possível também notar que diferentes parâmetros podem afetar a mesma linha, ilustrando a complexidade presente nessas atmosferas. Assim como na figura 4.2, utilizamos aqui modelos leves por economia de tempo e recursos.

0.15 dex<sup>10</sup>. Por conta disso, nós escolhemos empregar uma incerteza de 0.15 dex como incerteza padrão para nossa amostra.

### 4.9.3 Abundâncias Químicas Superficiais

As linhas dos metais estão sujeitas as variações e incertezas das  $T_{eff}$  e  $\log g$ , que alteraram a ionização fotosférica, da rotação e das macro/micro-turbulência, por mudarem o perfil das linhas. Assim, erros nestes parâmetros irão impactar a determinação das abundâncias em algum nível.

No entanto, como não dispomos de tempo e recursos o suficientes para realizar uma análise cuidadosa que leve em conta detalhadamente os erros cruzados, ou mesmo erros associados à não

<sup>10</sup>Em alguns casos o erro escolhido era menor, como Puebla et al. (2016), que adotou 0.05 dex por analisar um único objeto de forma bastante minuciosa, e em outros menor, como Searle et al. (2008), que escolheu um erro bem mais conservador de 0.25 por ter espectros de menor resolução e por levar em conta o erro cruzado em temperatura.

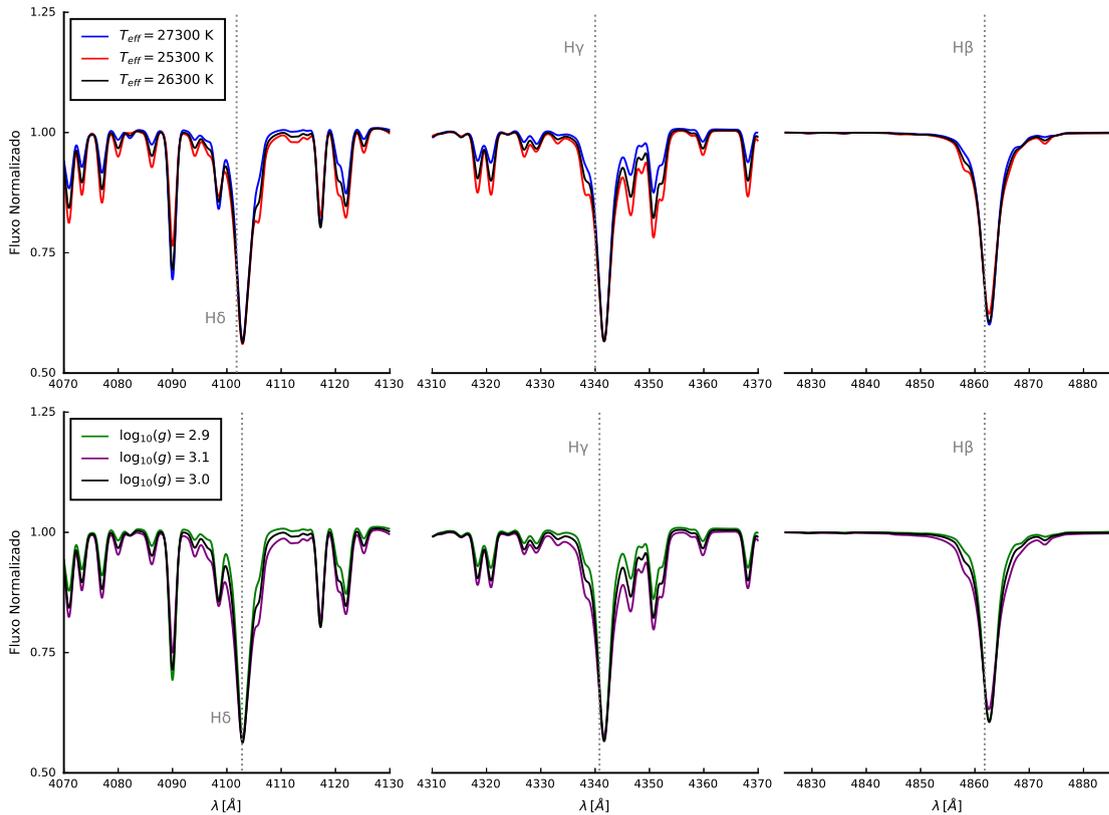


FIGURA 4.8. Variação das linhas diagnósticas de gravidade com  $T_{eff}$  e  $\log g$ . É possível notar que variações de  $T_{eff}$  afetam as linhas diagnósticos de  $\log g$  – e vice-versa –, ainda que estas ainda se mantenham bem mais responsivas à gravidade superficial. Tal qual a figura anterior, nós utilizamos modelos leves pelos mesmos motivos anteriores.

concordância entre duas linhas diagnósticas da abundância do mesmo elemento<sup>11</sup>, optamos por adotar as incertezas típicas mais conservadoras utilizadas por Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) de 0.3 dex.

Na Figura 4.9 mostramos o efeito que essa variação tem nas linhas de uma BSG da amostra.

#### 4.9.4 Massas e Luminosidades

A fonte de erro dominante em relação a estes parâmetros é sem dúvidas a distância, sobretudo por estarmos trabalhando com determinações baseadas em paralaxes, cujo erro por si só pode ser bastante grande. Na Figura 4.10 mostramos o erro relativo das distâncias GAIA-DR2 e Hipparcos revisado para a nossa amostra, e como podemos ver, o erro pode ser quase tão grande quanto as próprias distâncias em alguns casos.

<sup>11</sup>Puebla et al. (2016) realiza esse tipo de procedimento analisando linha a linha de forma independente e extrai o erro a partir da dispersão das abundâncias encontradas para a mesma estrela; no entanto, o artigo apenas analisa um único objeto.

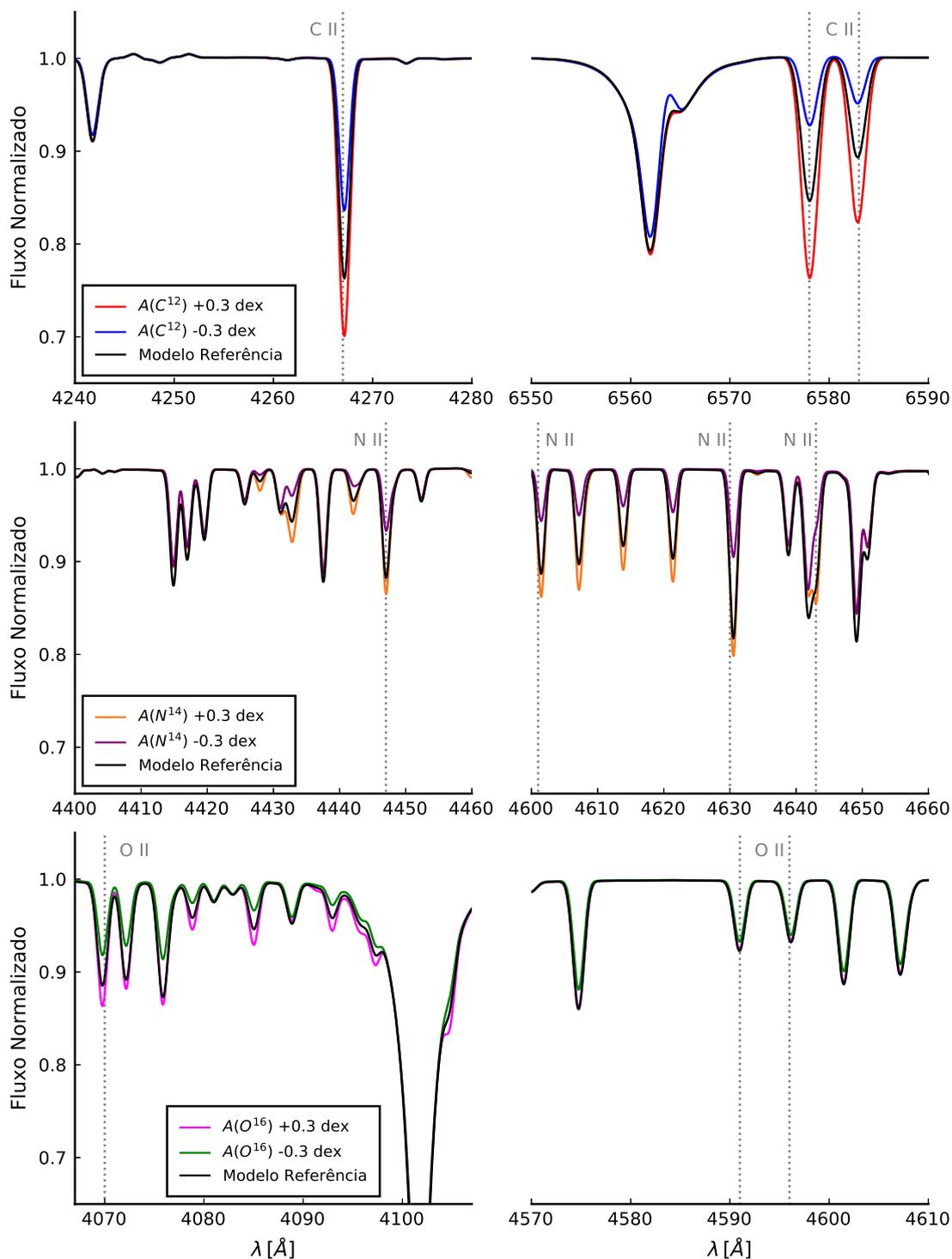


FIGURA 4.9. Impacto da variação de C, N e O no espectro de uma BSG (HD206165).

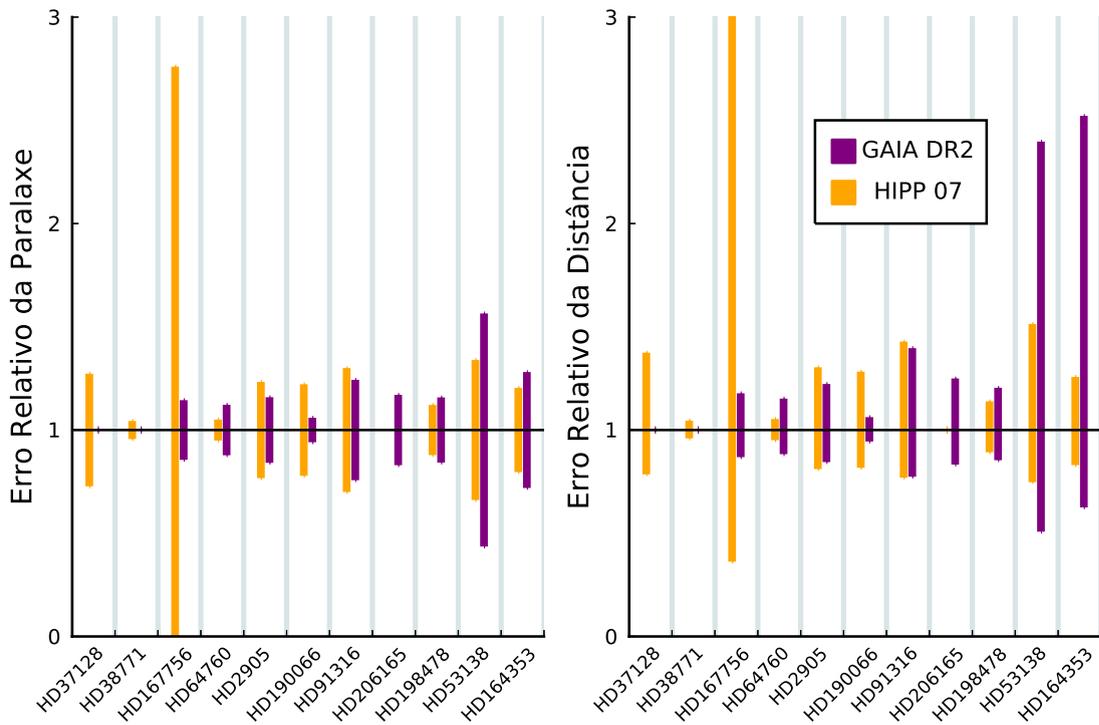


FIGURA 4.10. Erro relativo das paralaxes (à esquerda) e das distâncias (à direita) GAIA e Hipparcos para as estrelas da amostra. No caso da HD167756 o erro na paralaxe Hipparcos é maior que o valor da própria medida, de forma que o limite inferior se torna menor que zero, o que resulta em um erro superior “infinito” na distância (considerando que a distância é o inverso da paralaxe). No caso das distâncias GAIA, estas são obtidas diretamente do trabalho de Bailer-Jones et al. (2018), e não através de uma simples inversão de paralaxe.

A média dos erros relativos nas luminosidades associados as distâncias GAIA e Hipparcos revisado é de 0.2 a 0.3 dex, então por conta disso adotamos um erro conservador padrão de 0.3 dex para as luminosidades, que coincide numericamente com a incerteza tipicamente adotada na literatura (e.g. Crowther et al. 2006). No entanto, destacamos que há algumas estrelas (e.g. HD53138, HD164353) cujas incertezas nas distâncias é bem maior e que, em um estudo mais aprofundado, merecem um olhar mais cuidadoso.

Este erro em  $L$ , por estar diretamente relacionado<sup>12</sup> à massa  $M$ , se traduz em uma incerteza de cerca de um fator 2 neste parâmetro.

#### 4.9.5 Taxas de Perda de Massa, Velocidades Terminais e Parâmetros de *Clumping*

Para a obtenção das taxas de perda de massa, o principal procedimento foi o ajuste das linhas do UV, buscando também um ajuste no perfil de H $\alpha$ .

<sup>12</sup>Via Equação de Stephan-Boltzmann  $L = 4\pi\sigma_{SB}R^2T_{eff}^4$  e da aceleração da gravidade  $g = GM/R^2$ .

No caso da linha de  $H\alpha$ , apesar de ser uma linha cujo comportamento da transição é bem conhecida há décadas, na prática ela é bastante sensível a outras propriedades da estrela.

No caso de ventos homogêneos quantificar a incerteza associada a  $\dot{M}$  é mais fácil porque, uma vez fixando a temperatura, é possível verificar como as linhas diagnósticas (no UV e  $H\alpha$ ) se alteram com diferentes taxas perdas de massa. Porém, com a inclusão de *clumping* na atmosfera, tais linhas diagnósticas serão afetadas, especialmente a  $H\alpha$ , que nesse contexto indica  $\dot{M}/f_\infty^{1/2}$ .

Além disso, no caso de modelos que incluem raios X, a superionização, por impactar diretamente a estrutura de ionização da atmosfera como um todo, pode afetar bastante perfis P-cygni diagnósticos da taxa de perda de massa. Na figura 4.11, extraída de Oskinova et al. (2011), podemos ver esse efeito operando na C IV  $\lambda 1550$ .

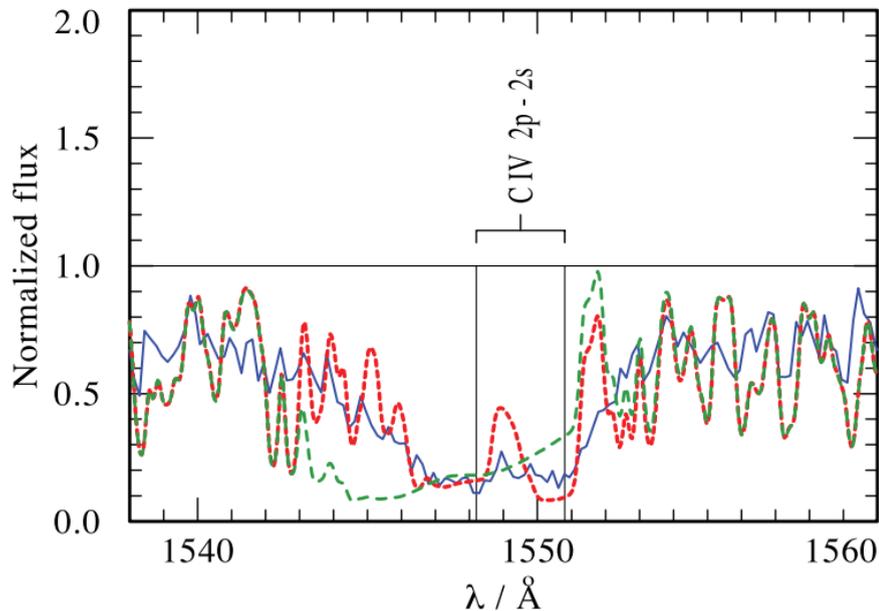


FIGURA 4.11. Impacto dos raios X no perfil de C IV  $\lambda 1550$ . A linha cheia azul são os dados observacionais e as linhas verde e vermelha tracejadas são, respectivamente, os modelos sem e com raios X. Como se pode notar, a superionização destrói o C IV nas partes mais externas do vento, o que poderia induzir, em uma modelagem sem esse efeito, ao “erro” de abaixar a taxa de perda de massa para melhorar o ajuste. Figura retirada de Oskinova et al. (2011), que analisou o vento e magnetismo da estrela  $\tau$ -Sco (B0V) – o que ilustra que a superionização é um fenômeno generalizado nas atmosferas estelares quentes.

Como mesmo para um único objeto avaliar combinações de  $\dot{M}$ ,  $f_\infty^{1/2}$ ,  $v_{cl}$  e de cada um dos diferentes parâmetros de raios X seria muito custoso em tempo de computação e análise realizar isso de forma sistemática para a amostra ou parte dela, adotamos por padrão uma incerteza de 30% para as taxas de perda de massa.

E de forma ainda mais dramática, as incertezas associadas à  $v_{cl}$  e ao  $f_\infty$  são bem difíceis de se estabelecer, já que os impactos que eles de forma isolada têm no espectro são não são facilmente mensuráveis, uma vez que acontecem através principalmente da mudança da estrutura de ionização no caso dos P-Cygni's do UV e da densidade no caso do  $H\alpha$ . Como nosso trabalho

não busca este nível de detalhe (como poucos o fazem; e.g. Puebla et al. 2016) e tem um caráter mais propositivo no que diz respeito à inclusão de raios X e *clumping* na modelagem das BSGs, não buscamos as incertezas de  $v_{cl}$  e  $f_{\infty}$ , de forma que os valores obtidos devem ser encarados mais como ordens de grandeza e escala do que propriamente uma determinação com precisão quantitativa<sup>13</sup>.

Já com respeito às incertezas na velocidade terminal, nós adotamos um erro típico de 50 km/s, seguindo os erros típicos adotados por Howarth et al. (1997).

---

<sup>13</sup>Mesmo porque tais parâmetros surgem a partir de uma modelagem simplificada de fenômenos complexos que fogem da alçada de hipóteses iniciais dos códigos de atmosferas.

# Capítulo 5

## Resultados

### 5.1 Propriedades Físicas de nossa Amostra

Como explicado no Capítulo 4, as propriedades físicas foram obtidas a partir do ajuste das linhas diagnósticas para cada propriedade e dos espectros, no óptico e UV, como um todo. Os principais resultados estão expostos nas Tabelas 5.1, 5.2 e 5.3 abaixo, que mostram as principais propriedades físicas da fotosfera e do vento das BSGs. Além das tabelas, mostramos nas figuras 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5 uma comparação entre os espectros observados e sintéticos para cada estrela da amostra. Em seguida, apresentamos também os espectros com maior aproximação e detalhes (Figuras 5.6 a 5.16) e a distribuição de energia (SED, de *spectral energy distribution*, das Figuras 5.17 a 5.27) de cada BSG, cobrindo do UV até o infravermelho.

TABELA 5.1. Propriedades fotosféricas das estrelas da amostra

Estrela	Tipo Esp.	$T_{eff}$ kK	$\log g$ cgs	$L$ $L_{\odot}$	$M$ $M_{\odot}$	$R$ $R_{\odot}$	$\xi_{min}$ km/s
HD37128	B0Ia	27.3±1.5	3.05±0.15	5.89±0.3	65 <sup>+60</sup> <sub>-30</sub>	39 <sup>+38</sup> <sub>-19</sub>	10±5
HD38771	B0.5Ia	26.3±1.5	3.00±0.15	5.31±0.3	18 <sup>+18</sup> <sub>-9</sub>	22 <sup>+22</sup> <sub>-11</sub>	10±35
HD167756	B0.5Ib	26.5±1.5	3.00±0.15	4.99±0.3	8 <sup>+8</sup> <sub>-4</sub>	15 <sup>+15</sup> <sub>-8</sub>	13±5
HD64760	B0.5Ib	25.5±1.5	2.90±0.15	5.20±0.3	12 <sup>+12</sup> <sub>-6</sub>	20 <sup>+20</sup> <sub>-10</sub>	17±5
HD2905	B1Ia	23.5±1.5	2.70±0.15	5.74±0.3	37 <sup>+36</sup> <sub>-18</sub>	45 <sup>+44</sup> <sub>-23</sub>	15±5
HD190066	B1Iab	24.0±1.5	2.85±0.15	5.21±0.3	14 <sup>+14</sup> <sub>-7</sub>	24 <sup>+24</sup> <sub>-12</sub>	10±5
HD91316	B1Iab	22.0±1.5	2.65±0.15	5.55±0.3	28 <sup>+27</sup> <sub>-14</sub>	41 <sup>+40</sup> <sub>-21</sub>	13±5
HD206165	B2Ib	18.0±1.5	2.45±0.15	5.10±0.3	13 <sup>+13</sup> <sub>-7</sub>	36 <sup>+36</sup> <sub>-18</sub>	20±5
HD198478	B2.5Ia	17.0±1.5	2.15±0.15	5.27±0.3	14 <sup>+14</sup> <sub>-7</sub>	50 <sup>+49</sup> <sub>-25</sub>	20±5
HD53138	B3Ia	16.0±1.5	2.15±0.15	5.14±0.3	12 <sup>+12</sup> <sub>-6</sub>	49 <sup>+49</sup> <sub>-25</sub>	20±5
HD164353	B5Ib	15.0±1.5	2.40±0.15	4.52±0.3	7 <sup>+7</sup> <sub>-4</sub>	27 <sup>+27</sup> <sub>-14</sub>	23±5

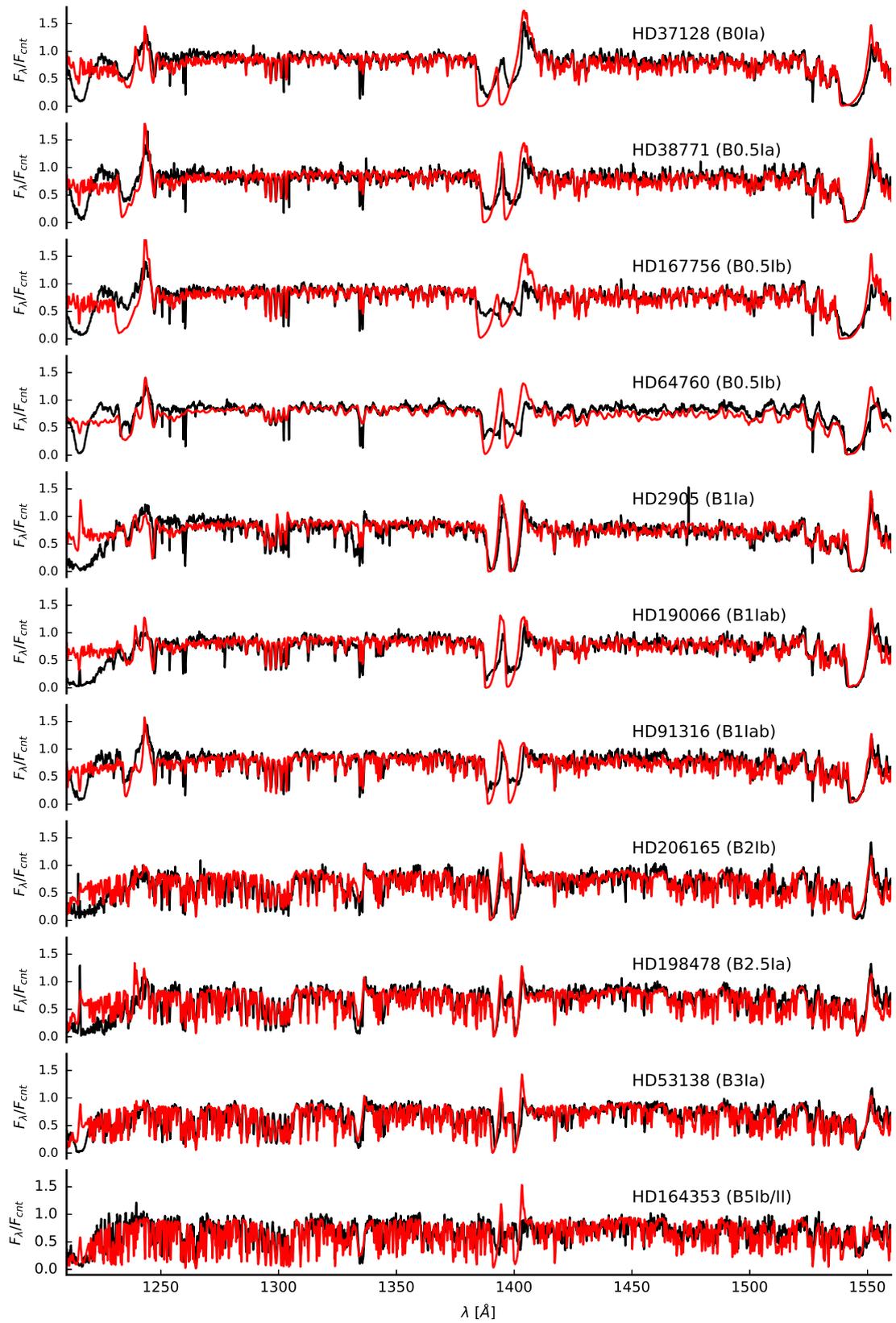


FIGURA 5.1. Ajuste espectral de 1210 a 1560  $\text{\AA}$ . As linhas vermelhas indicam os espectros modelados e as curvas pretas os espectros observados.

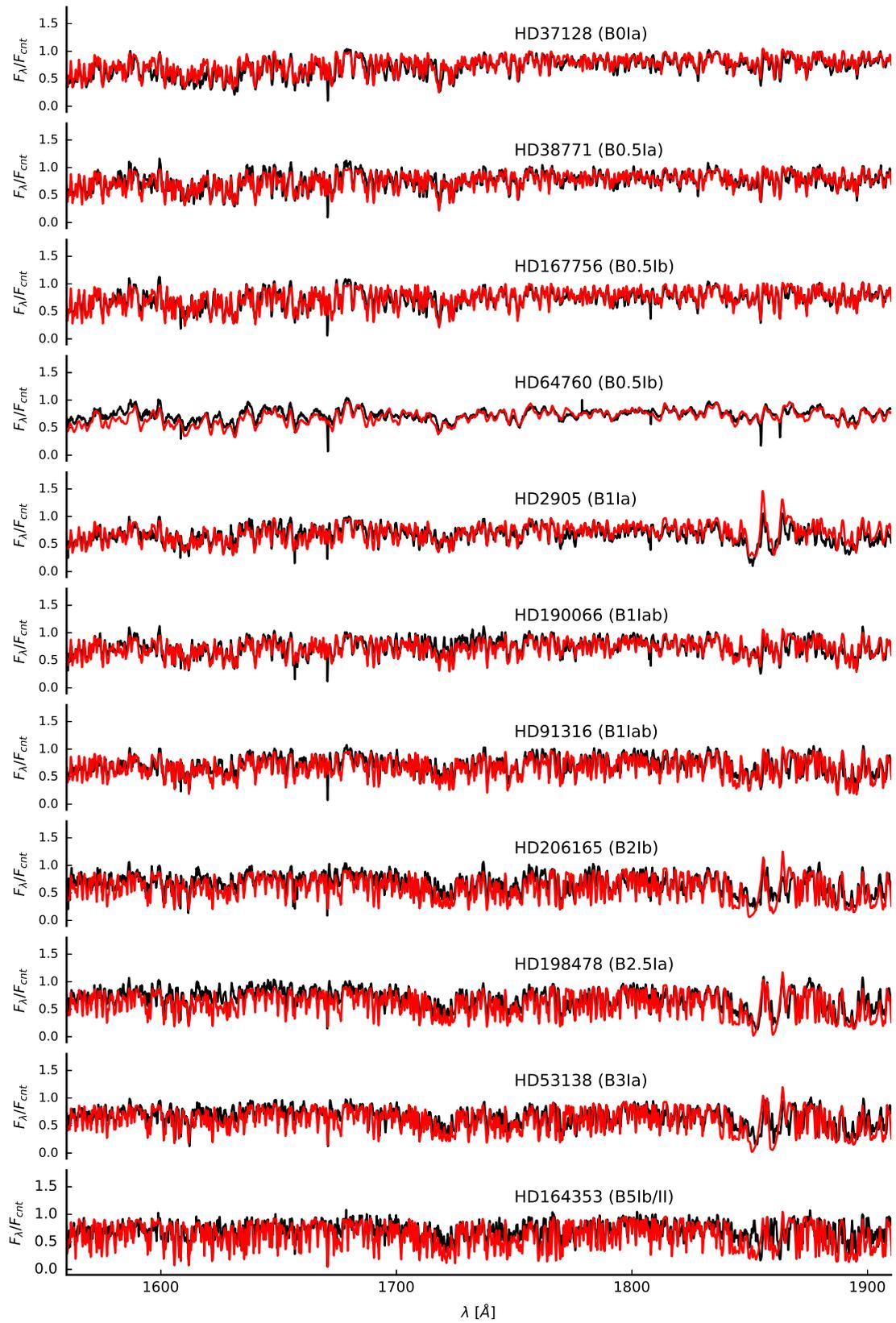


FIGURA 5.2. Ajuste espectral de 1210 a 1560  $\text{\AA}$ . As linhas vermelhas indicam os espectros modelados e as curvas pretas os espectros observados.

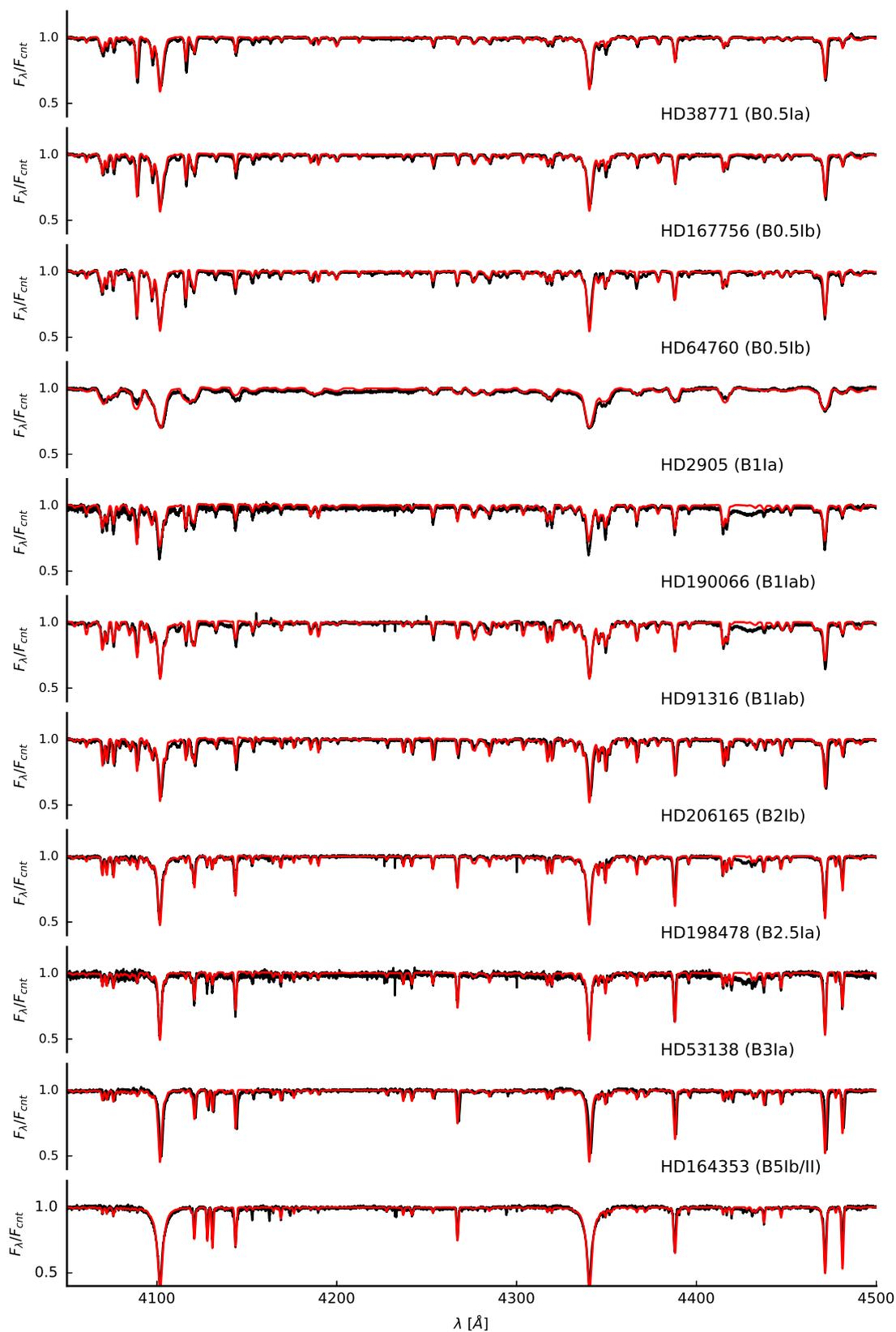


FIGURA 5.3. Ajuste espectral de 4050 a 4500  $\text{\AA}$ . As linhas vermelhas indicam os espectros modelados e as curvas pretas os espectros observados.

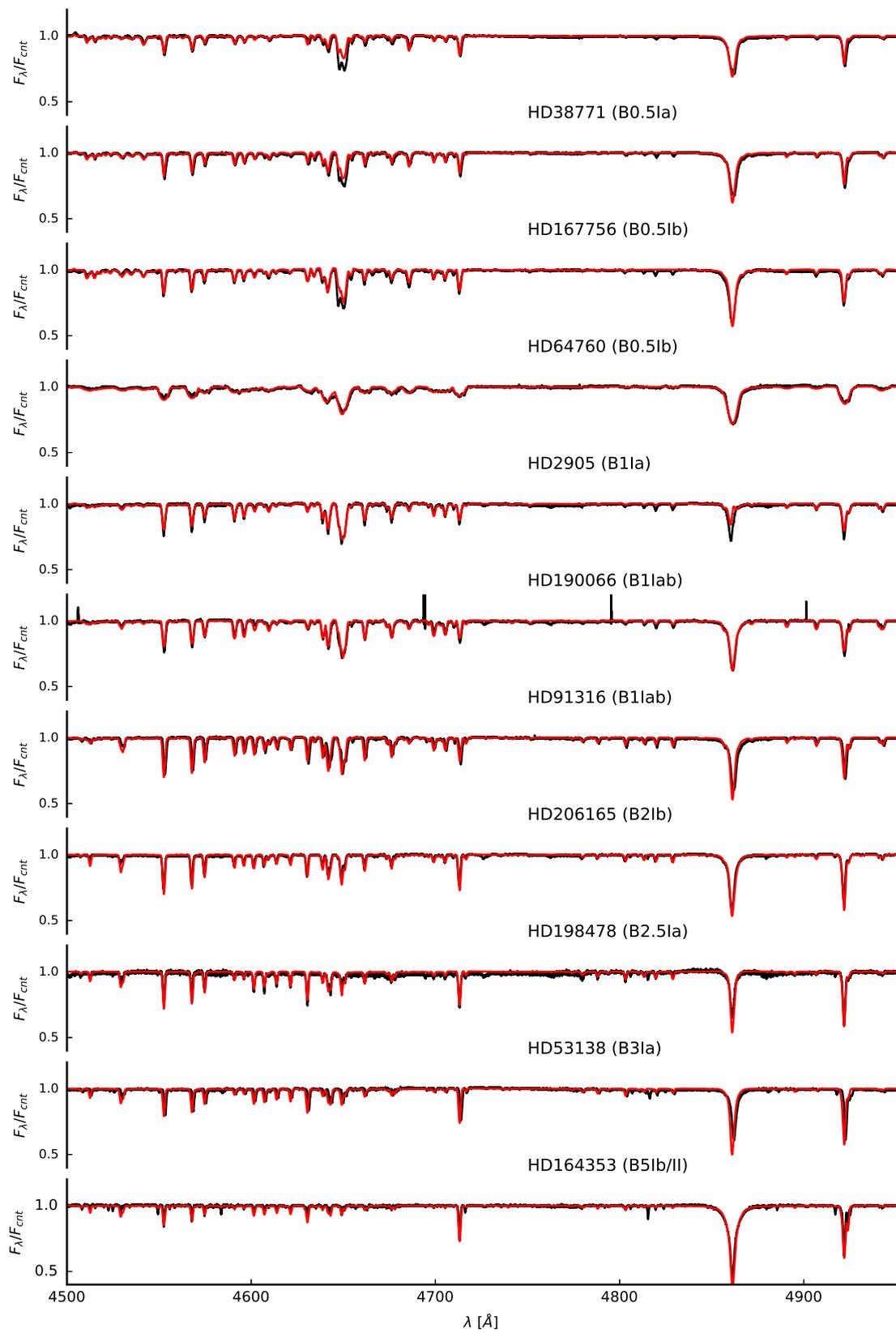


FIGURA 5.4. Ajuste espectral de 4050 a 4500  $\text{\AA}$ . As linhas vermelhas indicam os espectros modelados e as curvas pretas os espectros observados.

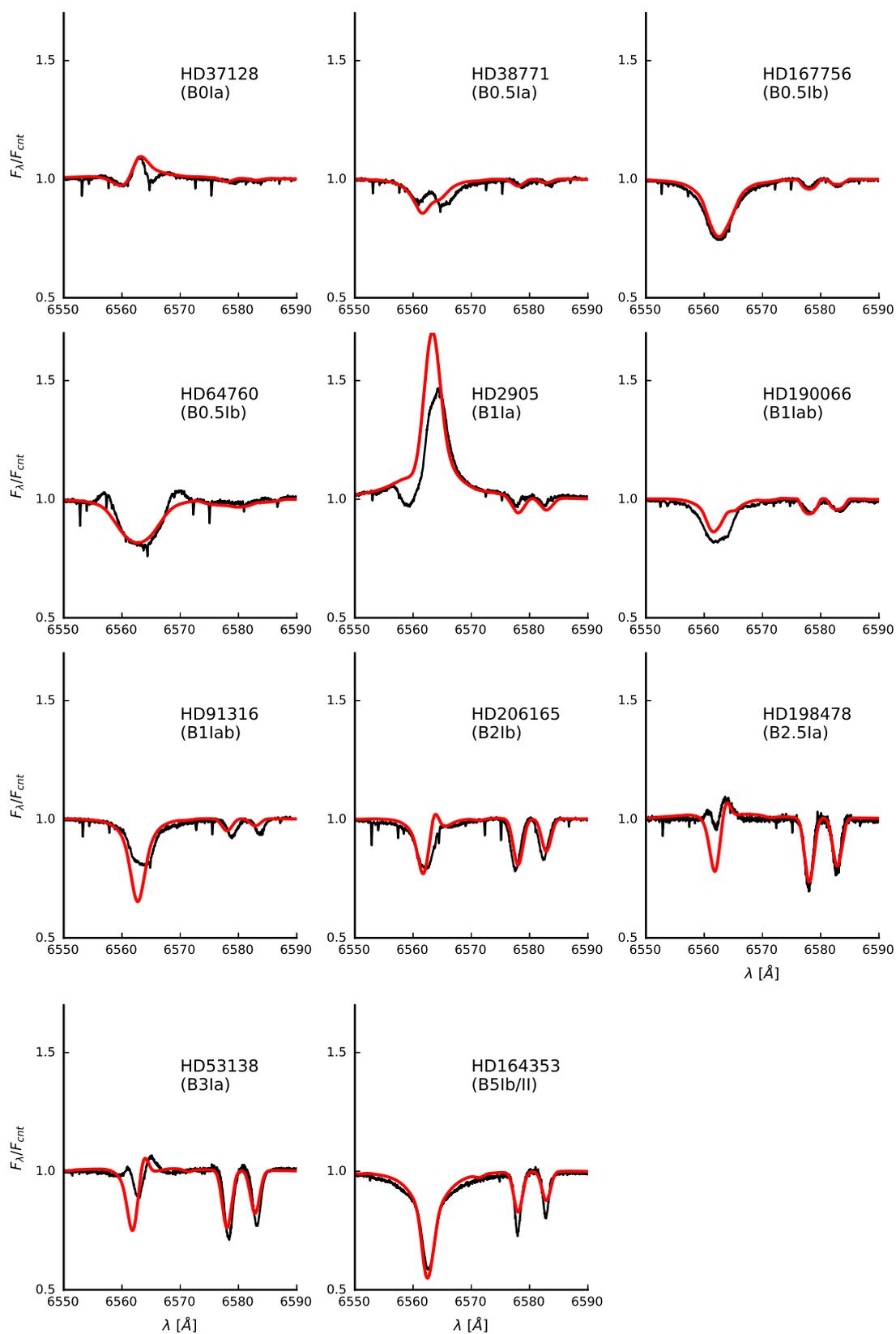


FIGURA 5.5. Ajuste espectral da linha de H $\alpha$ . As linhas vermelhas indicam os espectros modelados e as curvas pretas os espectros observados. Os dois perfis de absorção a direita são linhas de C II.

TABELA 5.2. Abundâncias Químicas de C, N e O da amostra.

Estrela	A(C)	A(N)	A(O)
	–	–	–
HD37128	7.74±0.3	7.89±0.3	8.57±0.3
HD38771	7.71±0.3	8.06±0.3	8.67±0.3
HD167756	7.90±0.3	8.34±0.3	8.68±0.3
HD64760	7.95±0.3	7.98±0.3	8.65±0.3
HD2905	7.74±0.3	8.17±0.3	8.86±0.3
HD190066	8.00±0.3	8.00±0.3	8.86±0.3
HD91316	7.54±0.3	8.42±0.3	8.46±0.3
HD206165	7.60±0.3	8.00±0.3	8.51±0.3
HD198478	7.78±0.3	8.20±0.3	8.23±0.3
HD53138	7.78±0.3	8.32±0.3	8.36±0.3
HD164353	7.92±0.3	8.39±0.3	8.52±0.3

Nesta escala  $A(H) = 12$ .

TABELA 5.3. Propriedades do vento das estrelas da amostra

Estrela	Tipo Esp.	$\dot{M}$	$v_\infty$	$\beta$	$f_\infty$	$v_{cl}/v_\infty$	$v_x/v_\infty$	$L_x/L$
		$10^{-6} M_\odot/\text{ano}$	km/s	–	–	–	–	$10^{-7}$
HD37128	B0Ia	0.718±0.215	1870±50	1.8	0.05	0.02	0.05	3.20
HD38771	B0.5Ia	0.241±0.072	1480±50	1.8	0.2	0.02	0.07	4.85
HD167756	B0.5Ib	0.139±0.042	1920±50	1.8	0.4	0.02	0.05	1.42
HD64760	B0.5Ib	0.100±0.030	1470±50	1.8	0.2	0.02	0.07	3.25
HD2905	B1Ia	1.800±0.540	990±50	3	0.5	0.65	0.70	0.18
HD190066	B1Iab	0.252±0.076	1260±50	2	0.5	0.12	0.30	0.48
HD91316	B1Iab	0.132±0.040	1090±50	1.5	0.2	0.03	0.35	1.27
HD206165	B2Ib	0.184±0.055	900±50	3	0.9	0.65	0.67	0.43
HD198478	B2.5Ia	0.237±0.071	570±50	2.7	0.9	0.50	0.70	0.56
HD53138	B3Ia	0.223±0.067	680±50	2.7	0.9	0.43	0.45	0.15
HD164353	B5Ib	0.021±0.007	630±50	3	0.9	0.20	0.20	0.12

Como podemos notar nas figuras acima, o espectro modelado se ajusta muito bem às observações de forma geral, indicando que as propriedades físicas obtidas correspondem razoavelmente bem a realidade.

No UV, podemos verificar que os principais perfis (com algumas exceções que comentamos mais a frente) estão bem ajustados para a maioria das BSGs, o que representa um importante avanço em relação aos ajustes obtidos por Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008), que não reproduziam o P-Cygni de N V  $\lambda 1240$  nas BSGs quentes e os perfis de C II  $\lambda 1335$  e C IV  $\lambda 1550$  nas BSGs mais frias, além do tipo B1. A reprodução, ainda que parcial, da superionização no espectro foi obtido justamente com a inclusão de *clumping* e raios X no vento; discutimos isso em mais detalhes na seção 5.4. Cabe também complementar que a péssima qualidade no ajuste abaixo de  $\sim 1235 \text{ \AA}$  se deve a fenômenos não relacionados às estrelas, como a absorção do ISM perto de Lyman- $\alpha$ .

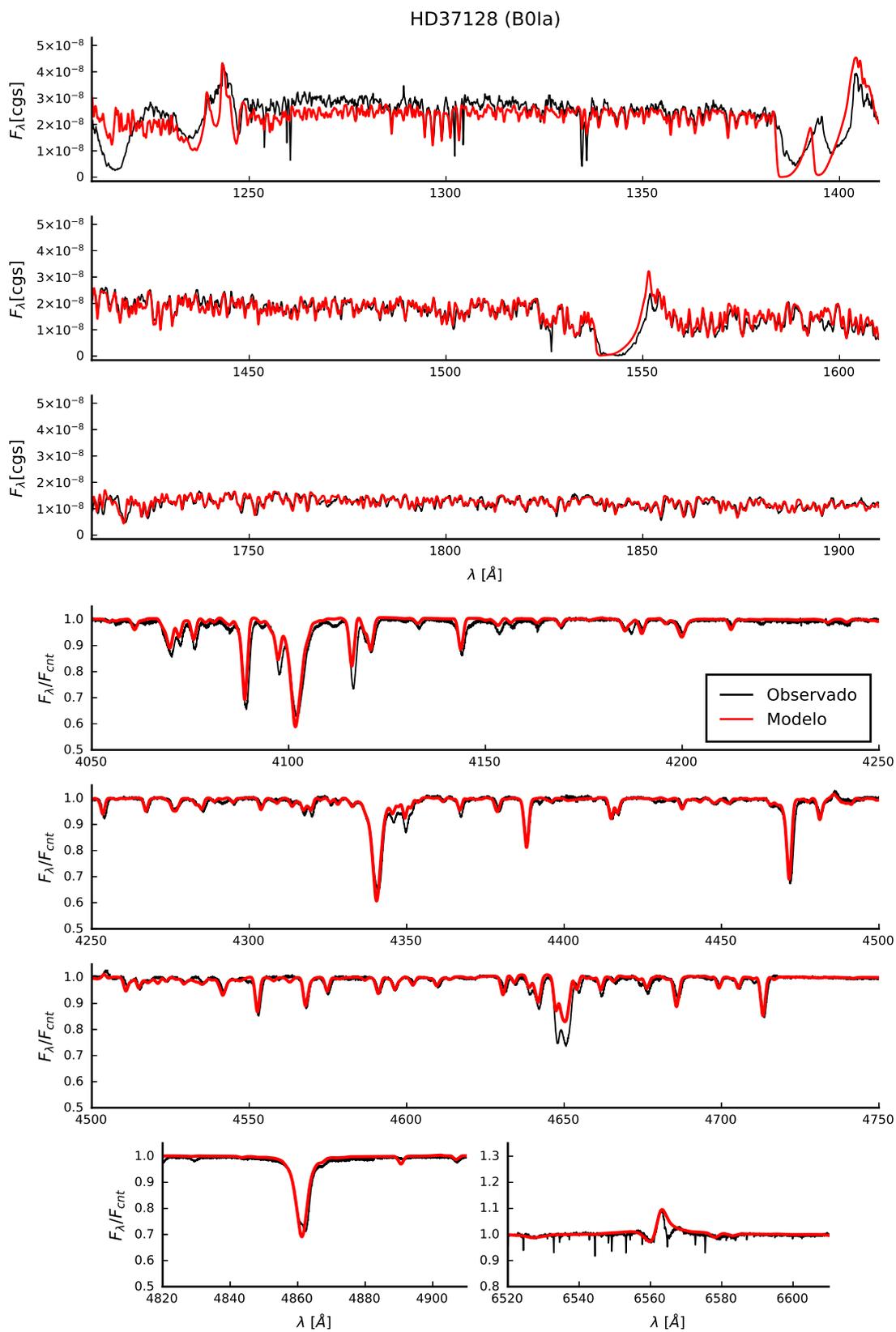


FIGURA 5.6. Ajuste espectral para a estrela HD37128 (B0Ia).

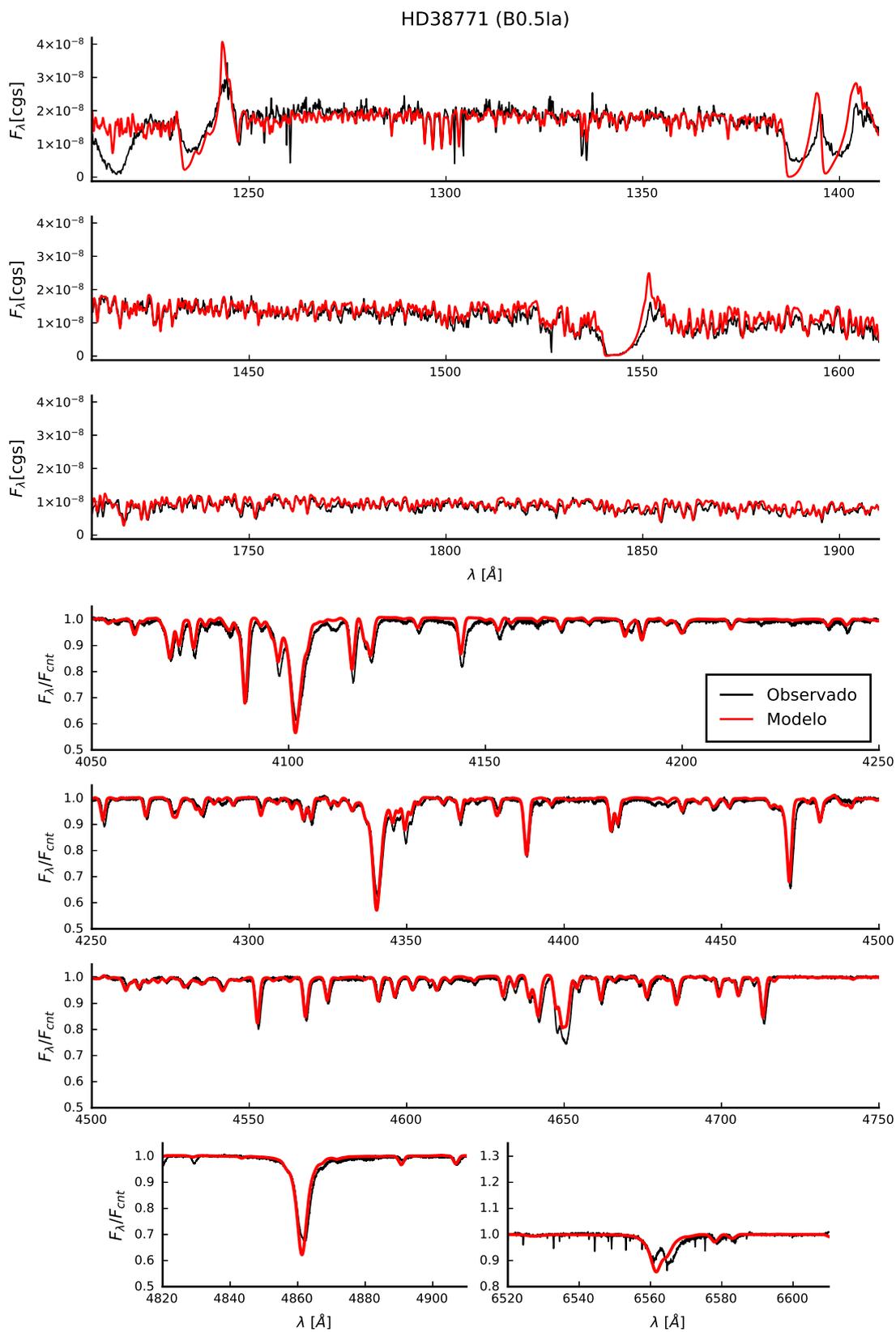


FIGURA 5.7. Ajuste espectral para a estrela HD37128 (B0.5Ia).

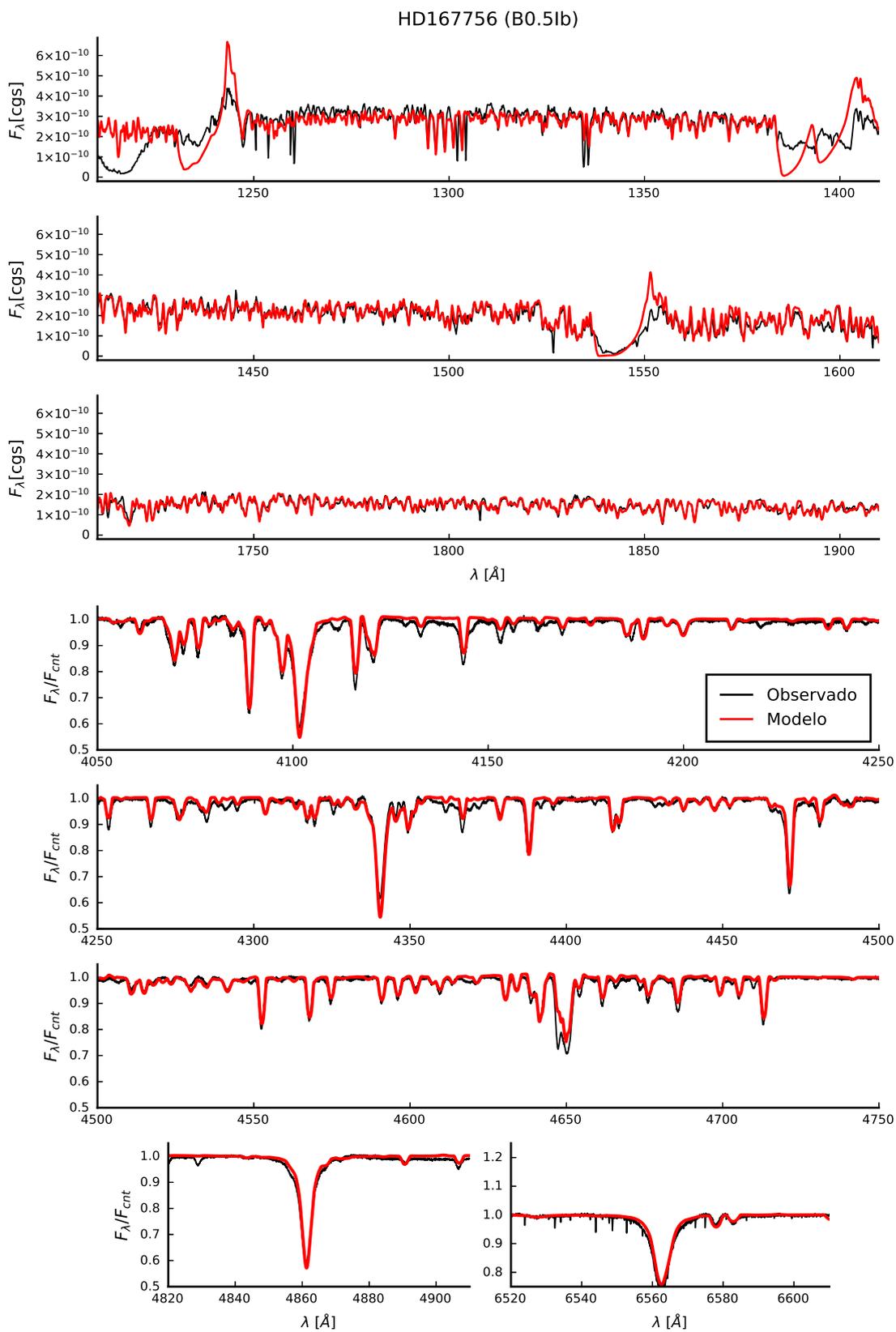


FIGURA 5.8. Ajuste espectral para la estrella HD1647756 (B0.5Iab/Ib).

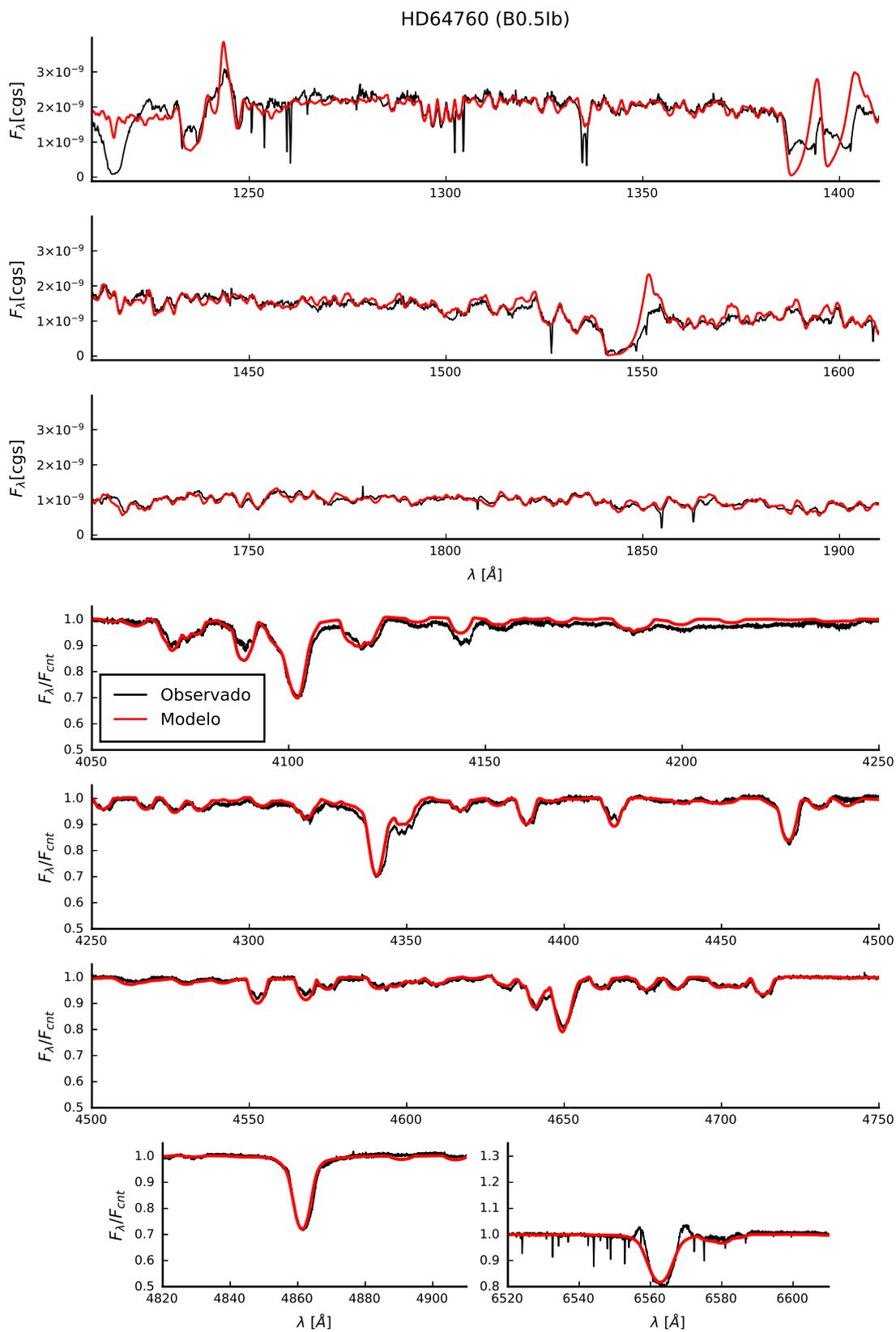


FIGURA 5.9. Ajuste espectral para a estrela HD64760 (B0.5Ib).

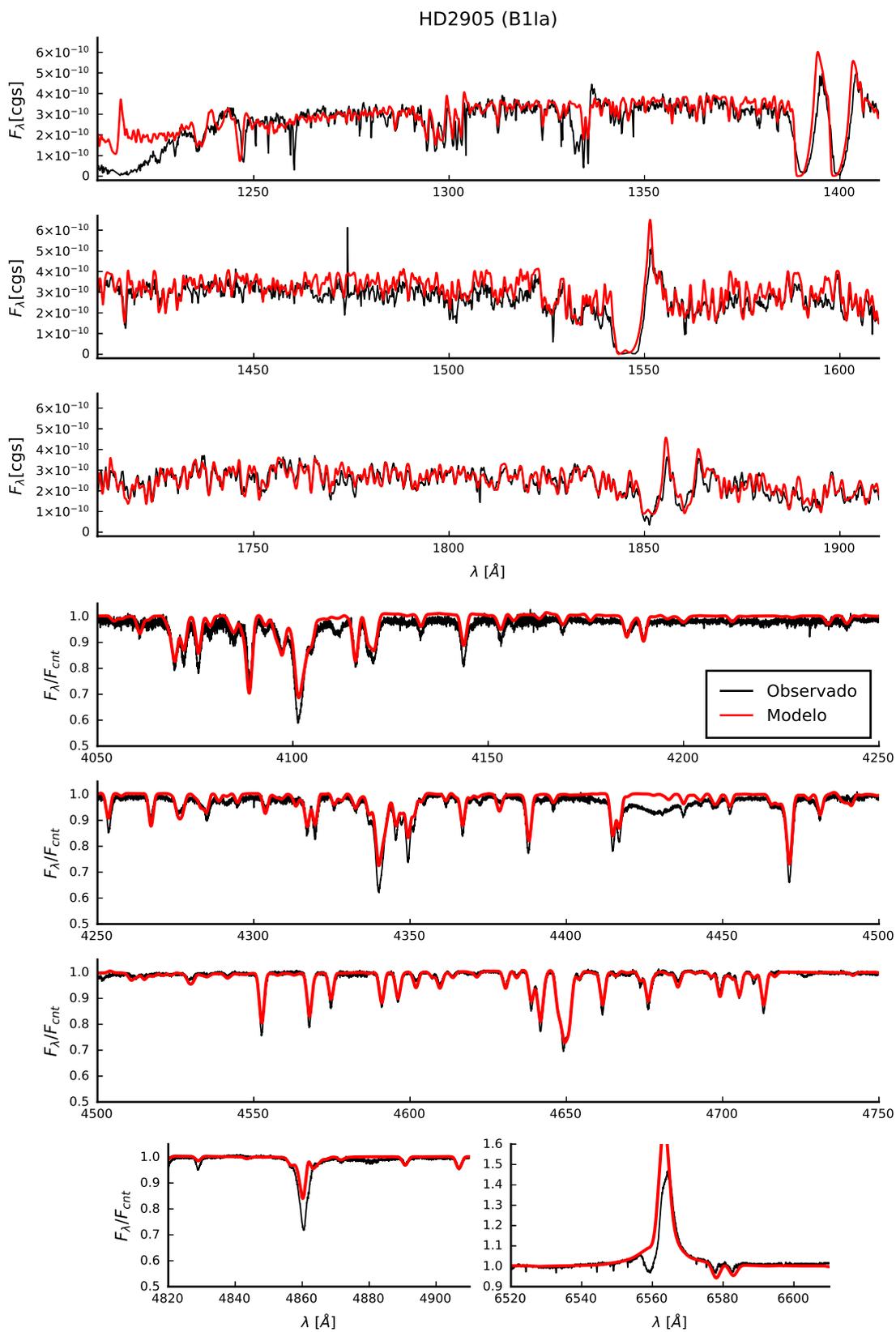


FIGURA 5.10. Ajuste espectral para a estrela HD2905 (B1Ia).

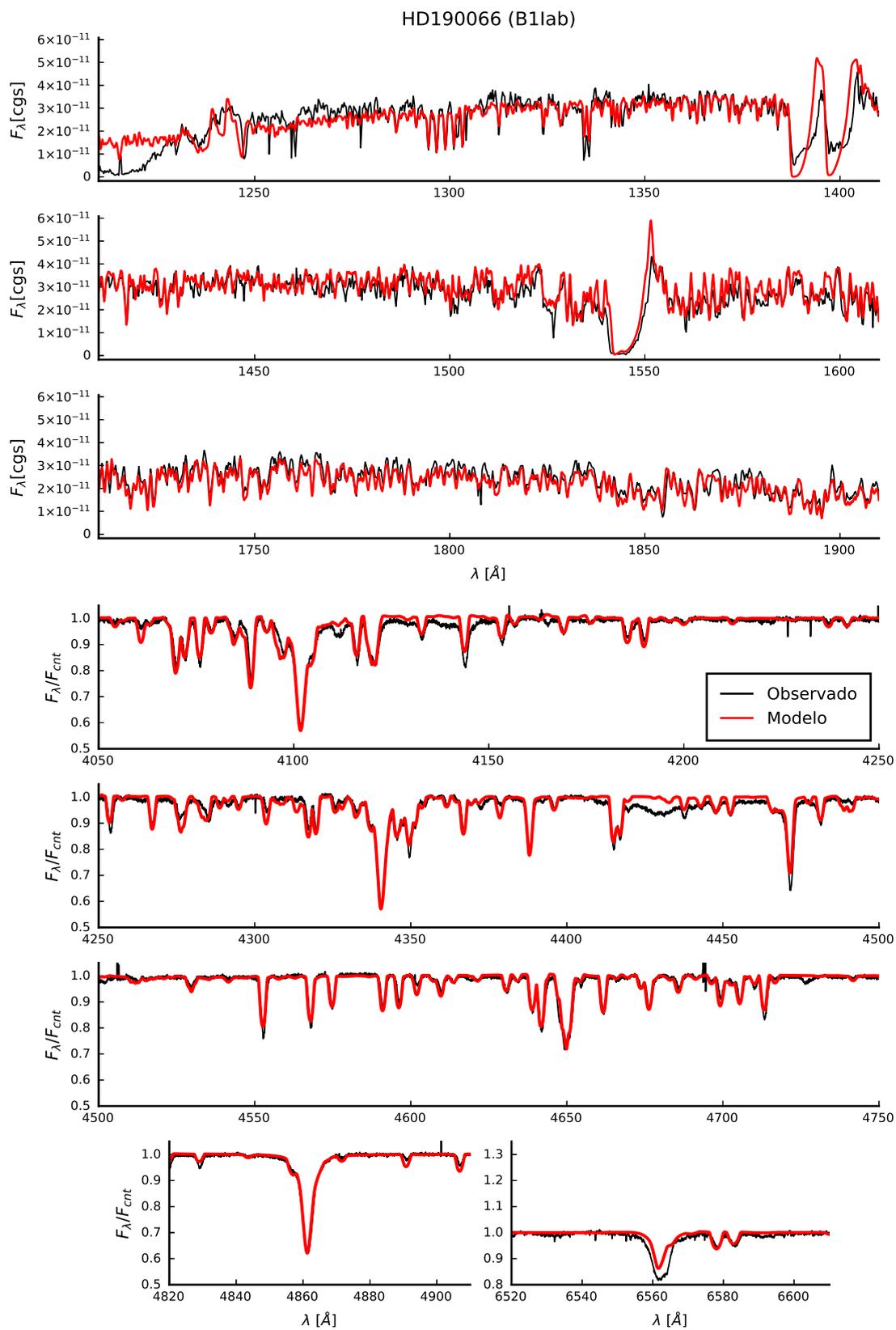


FIGURA 5.11. Ajuste espectral para a estrela HD190066 (B1Iab).

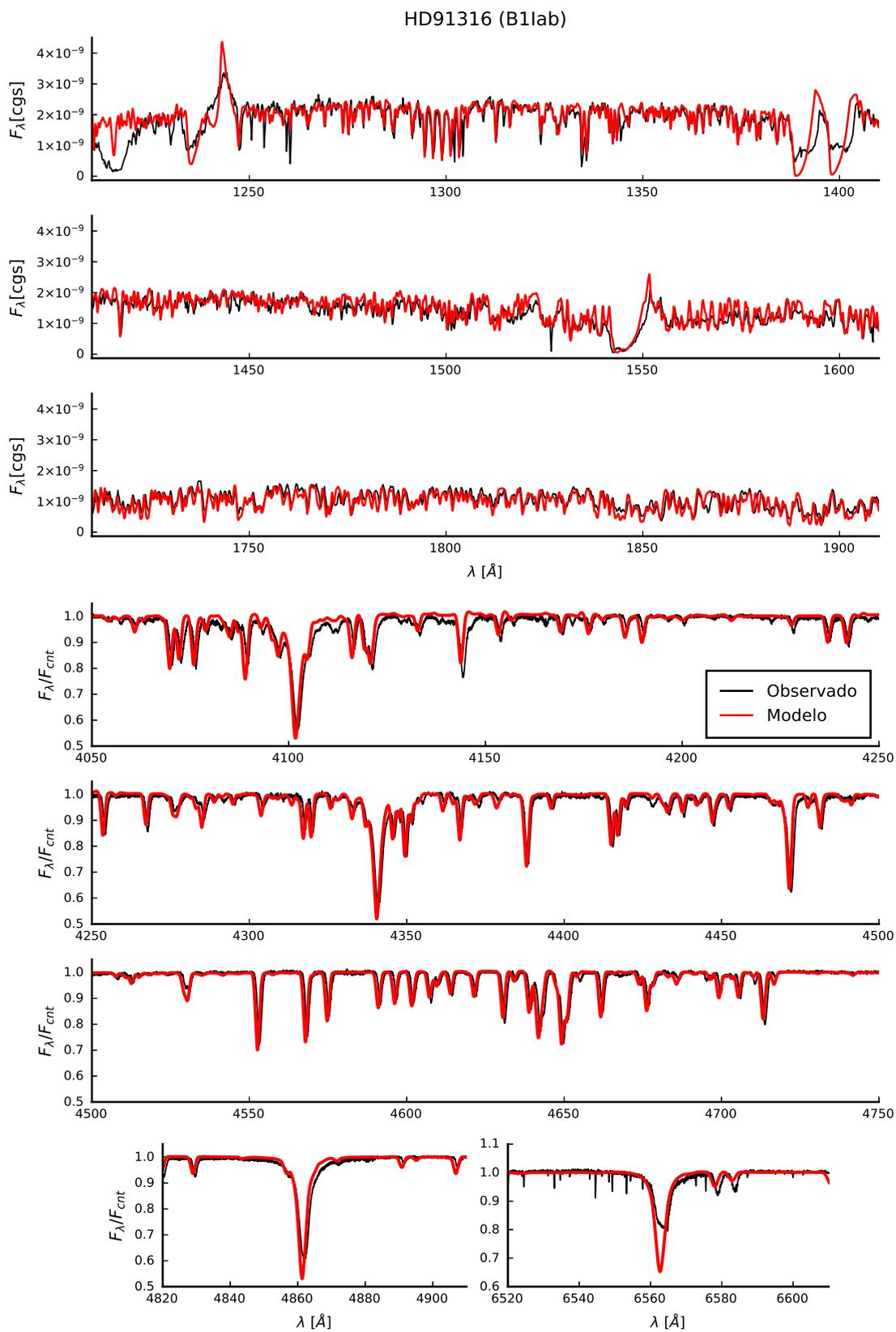


FIGURA 5.12. Ajuste espectral para a estrela HD91316 (B1Iab).

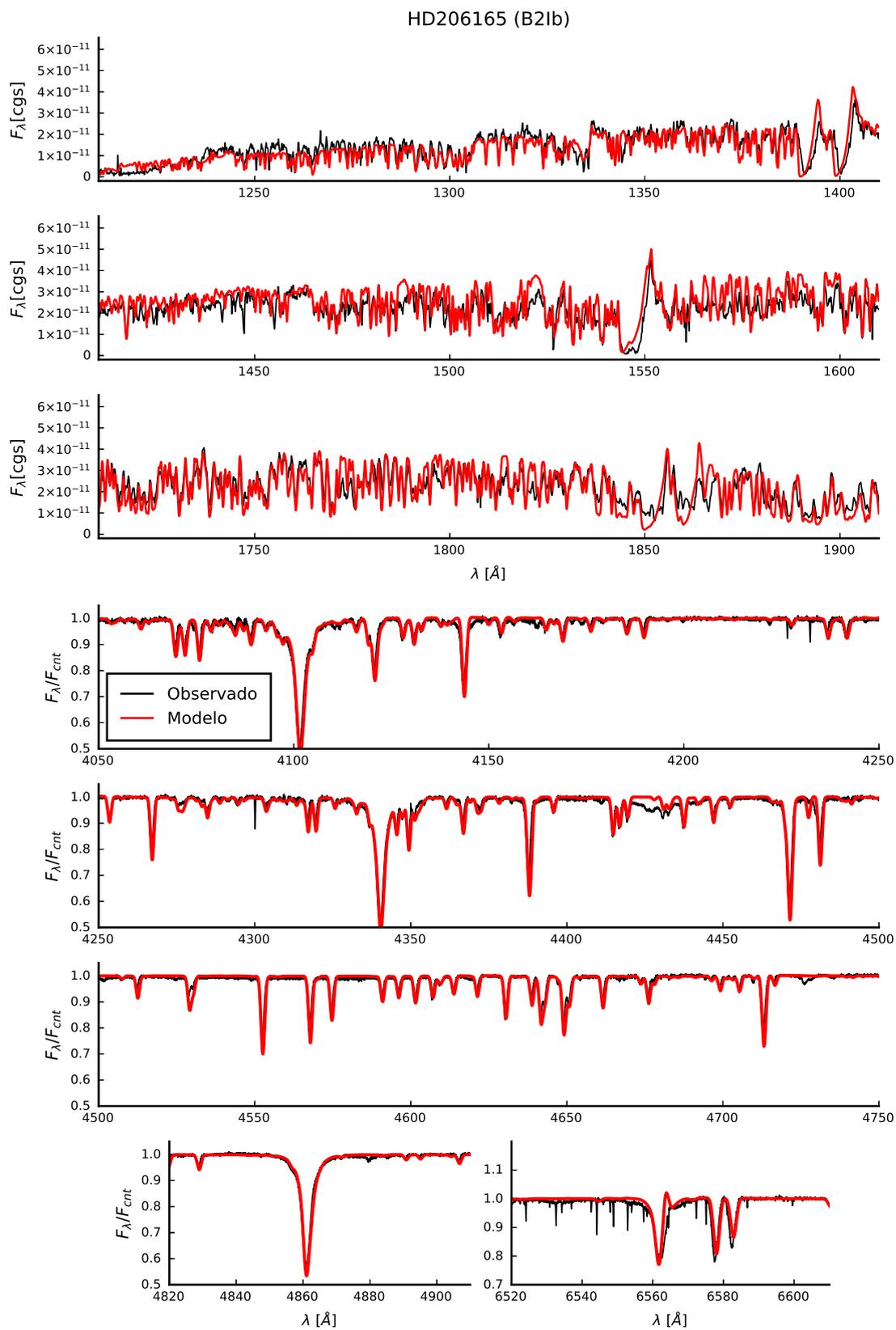


FIGURA 5.13. Ajuste espectral para a estrela HD206165 (B2Ib).

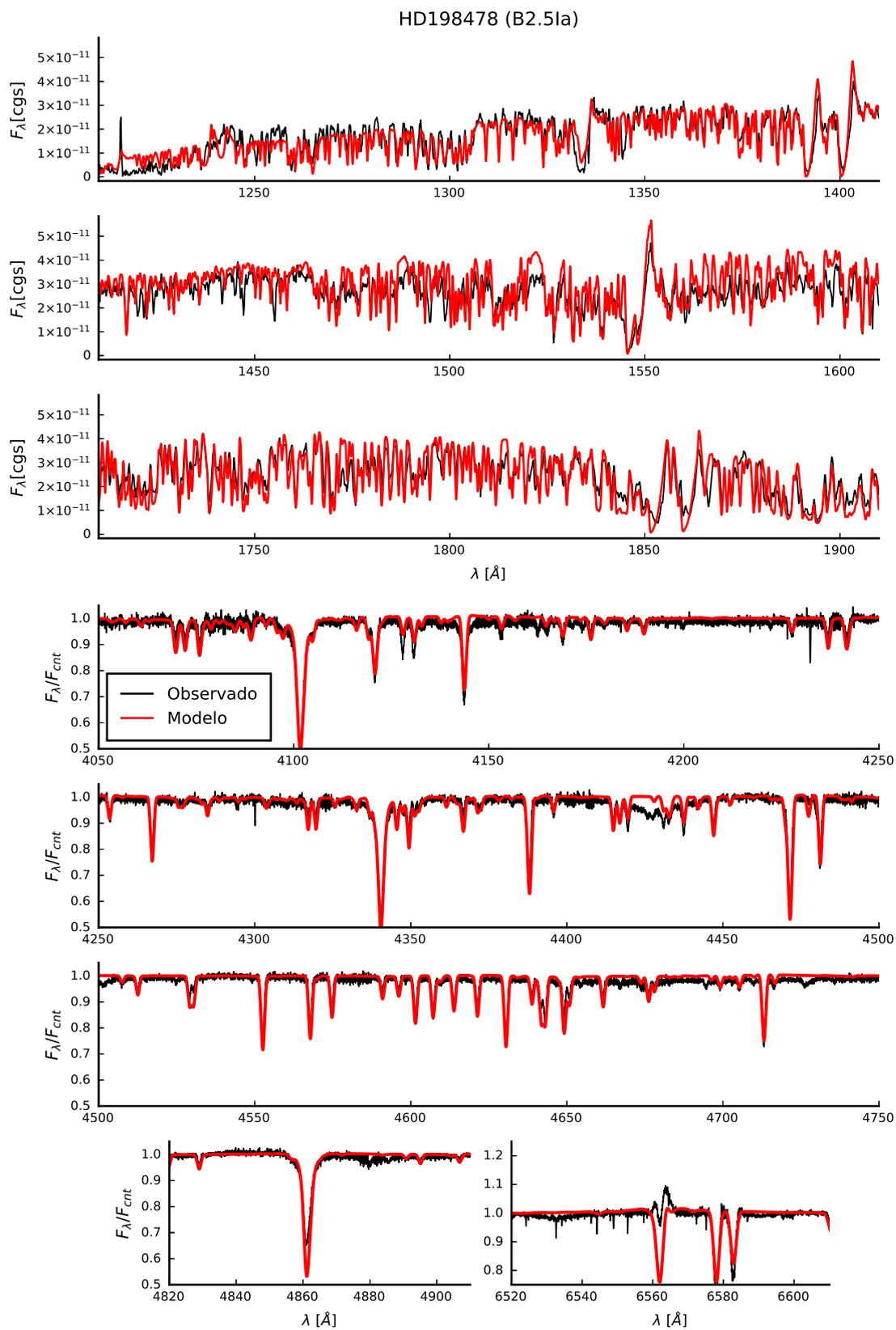


FIGURA 5.14. Ajuste espectral para a estrela HD198478 (B2.5Ia).

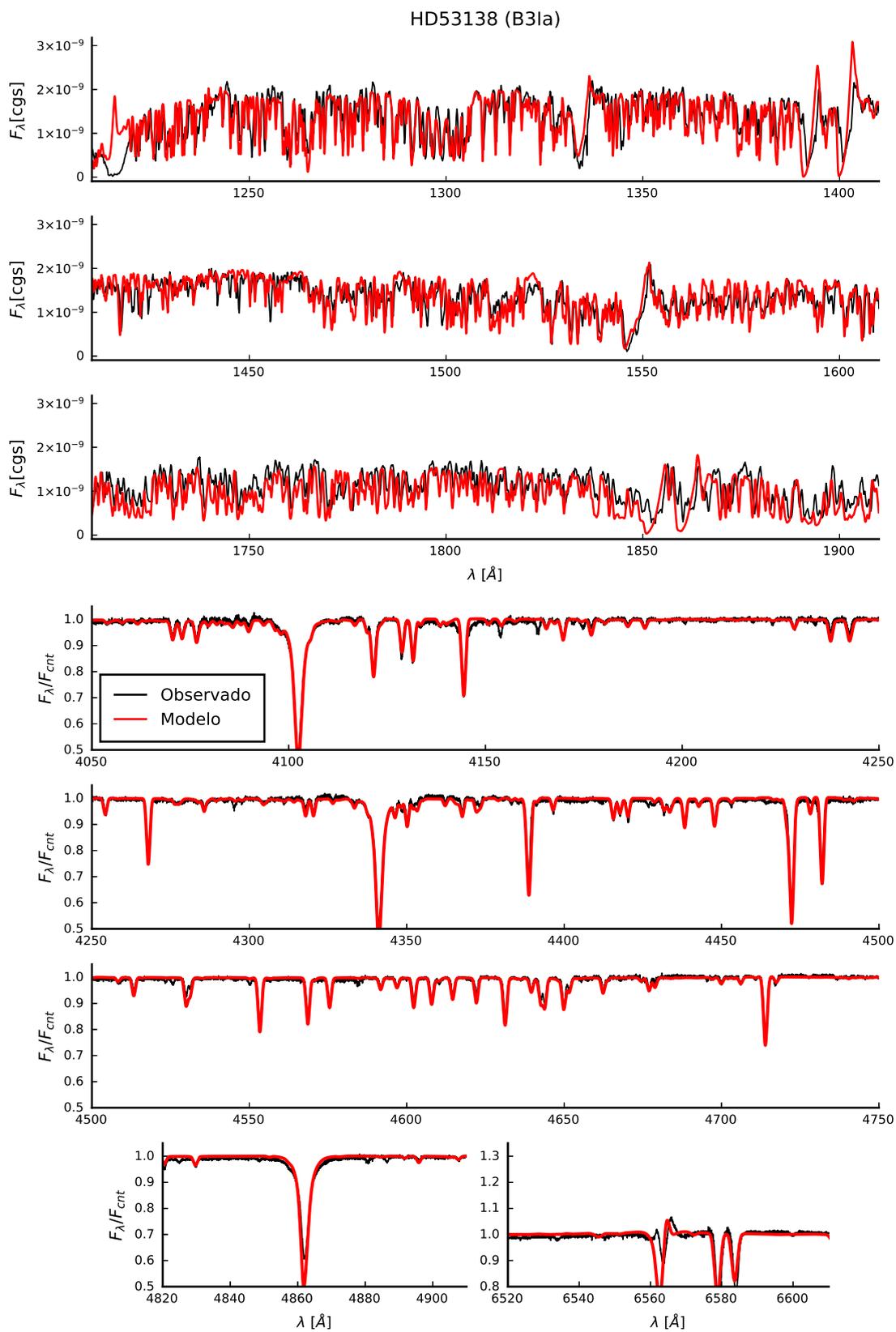


FIGURA 5.15. Ajuste espectral para a estrela HD53138 (B3Ia).

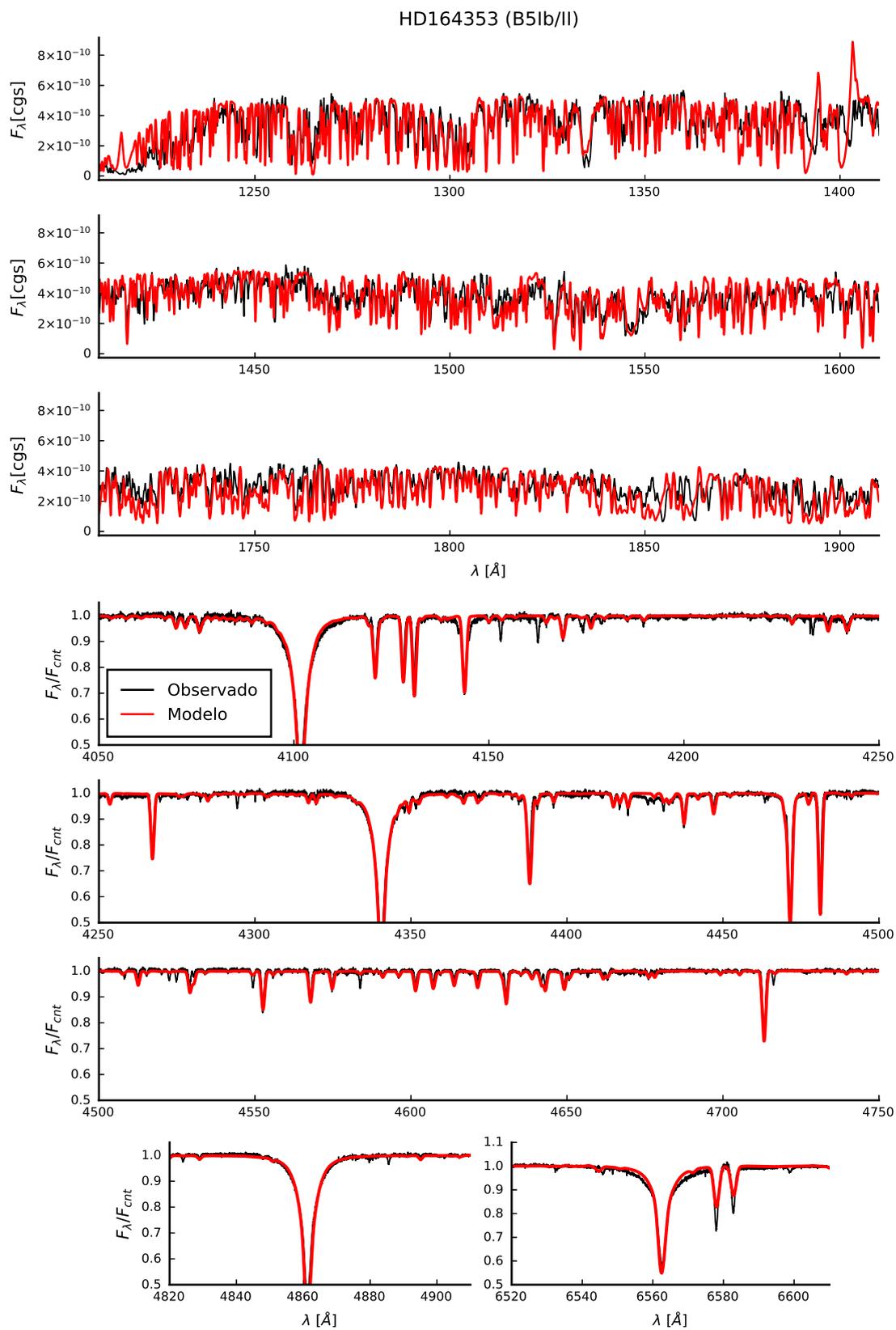


FIGURA 5.16. Ajuste espectral para a estrela HD164353 (B5Ib/II).

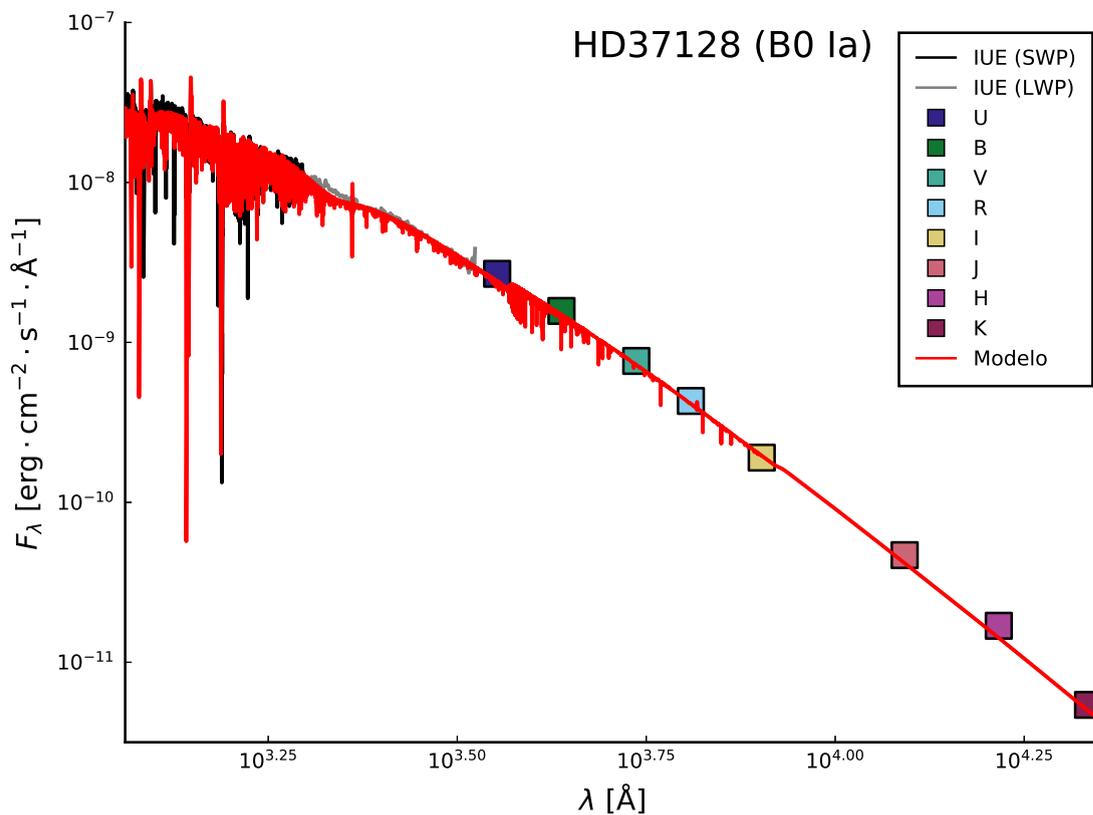


FIGURA 5.17. SED da estrela HD37128 (B0Ia).

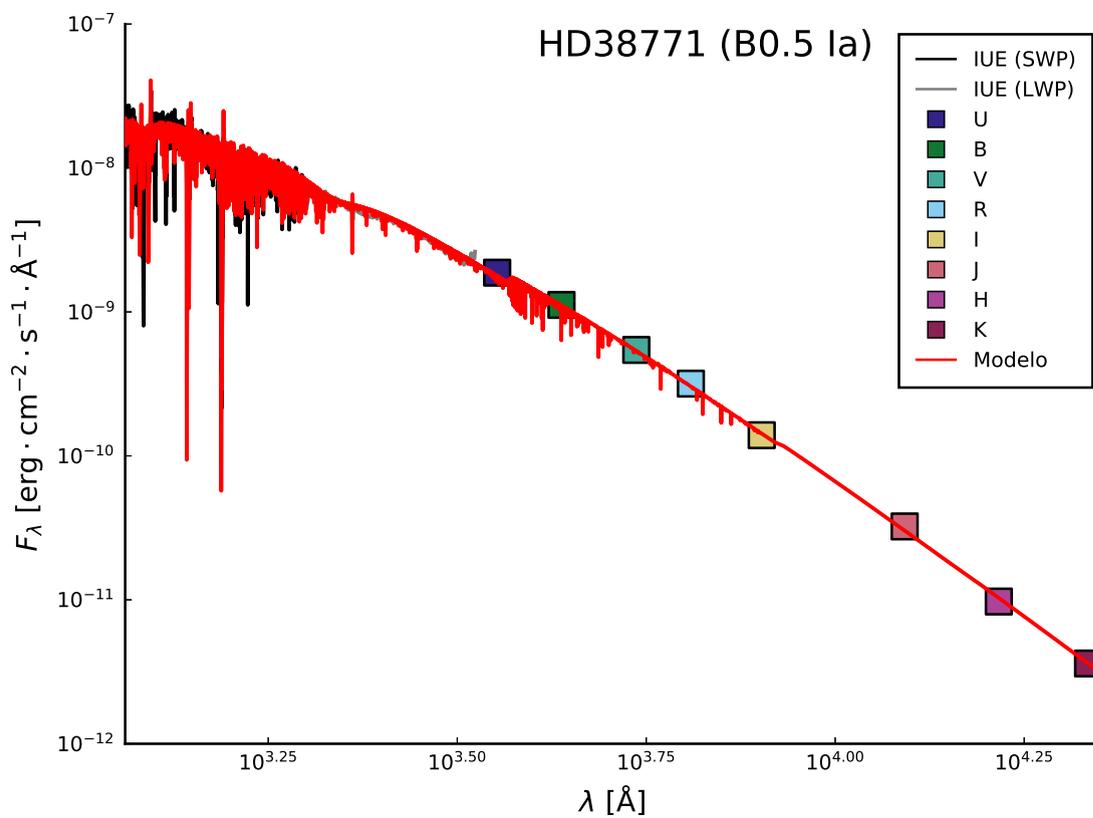


FIGURA 5.18. SED da estrela HD37128 (B0.5Ia).

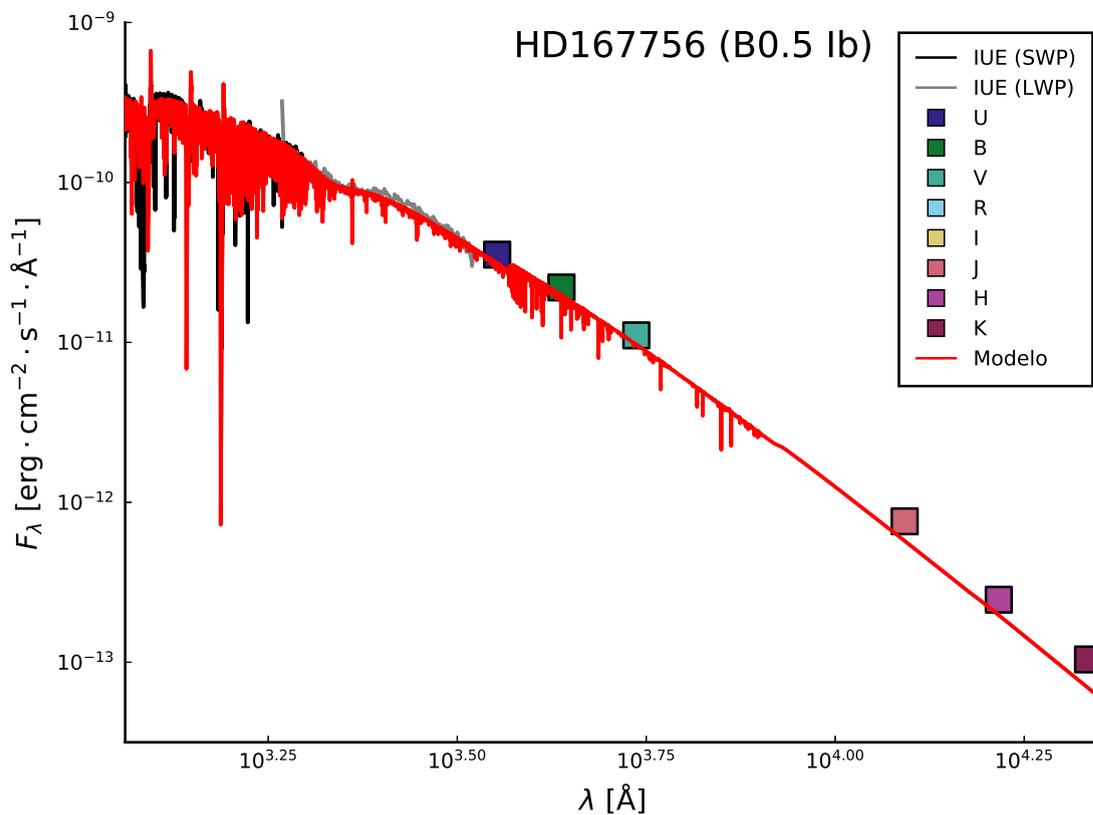


FIGURA 5.19. SED da estrela HD1647756 (B0.5Iab/Ib).

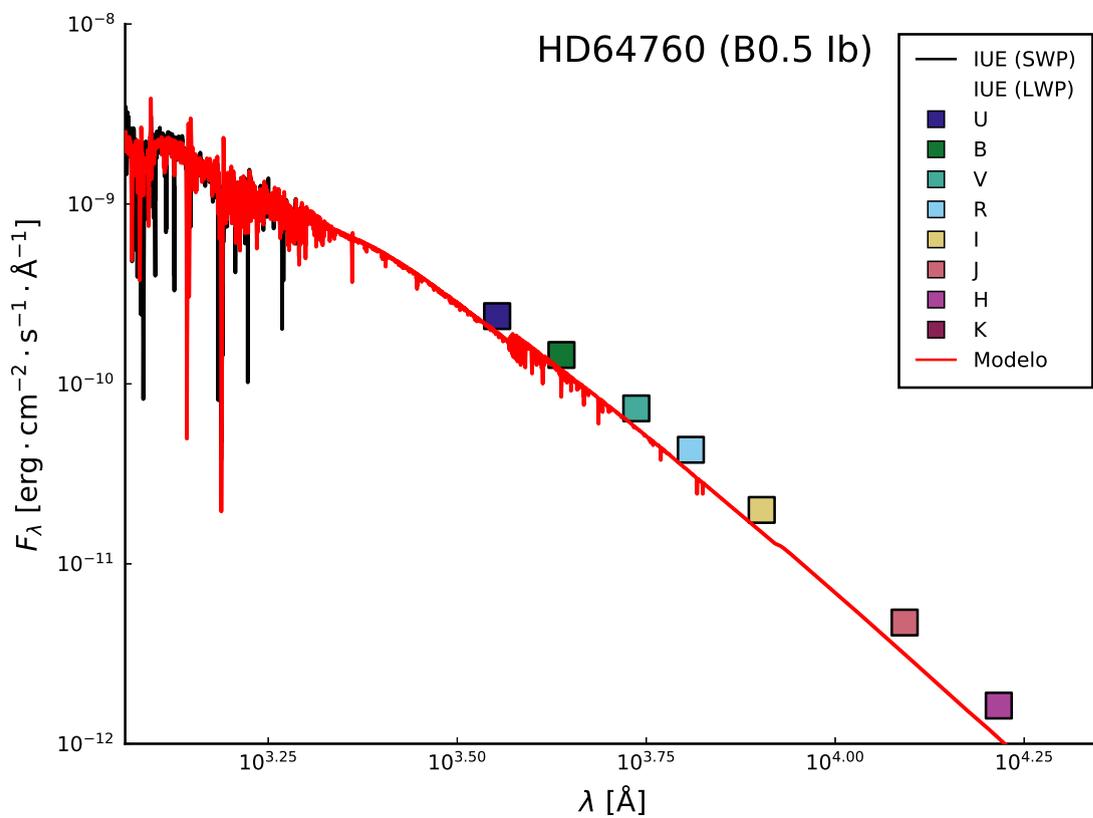


FIGURA 5.20. SED da estrela HD64760 (B0.5Ib).

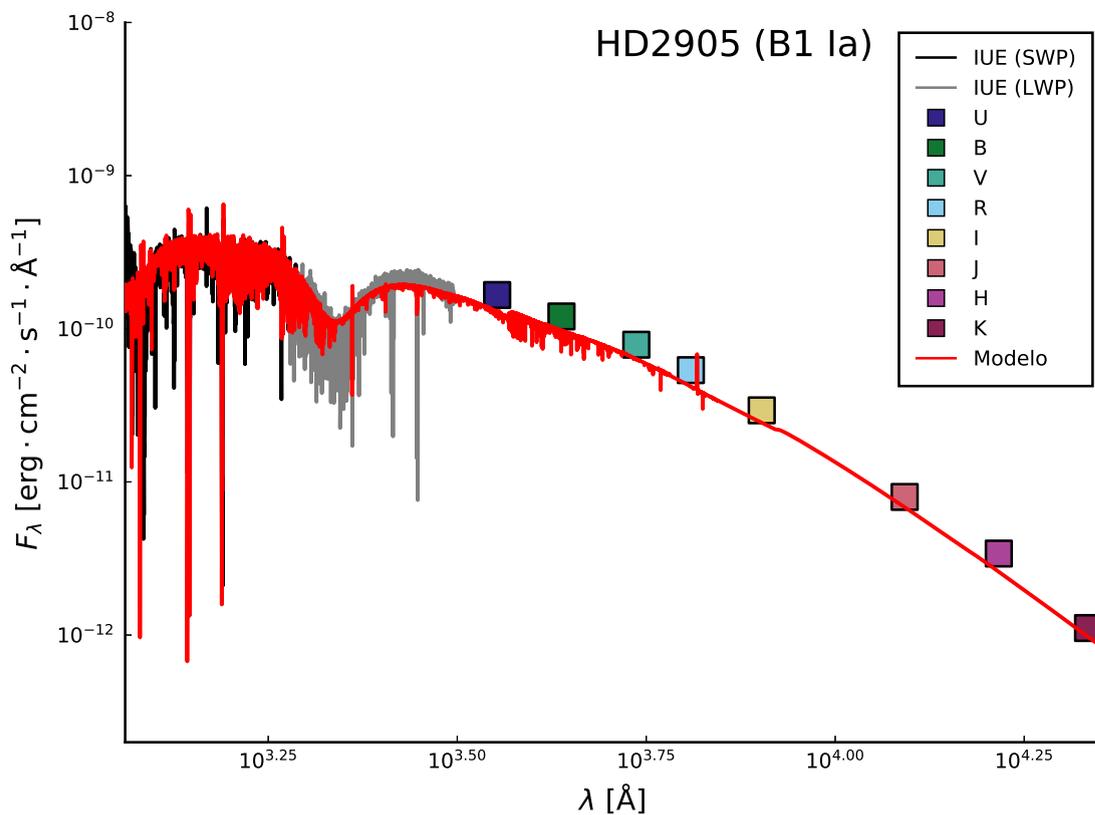


FIGURA 5.21. SED da estrela HD2905 (B1Ia).

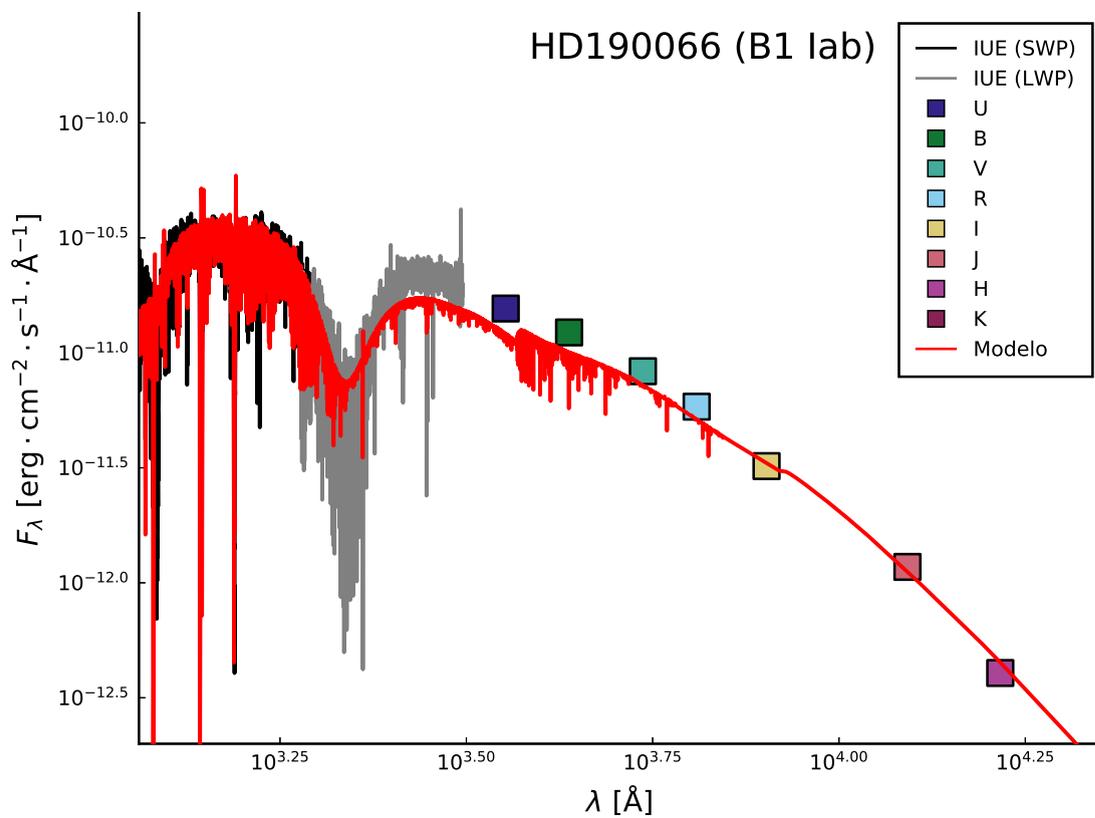


FIGURA 5.22. SED da estrela HD190066 (B1Iab).

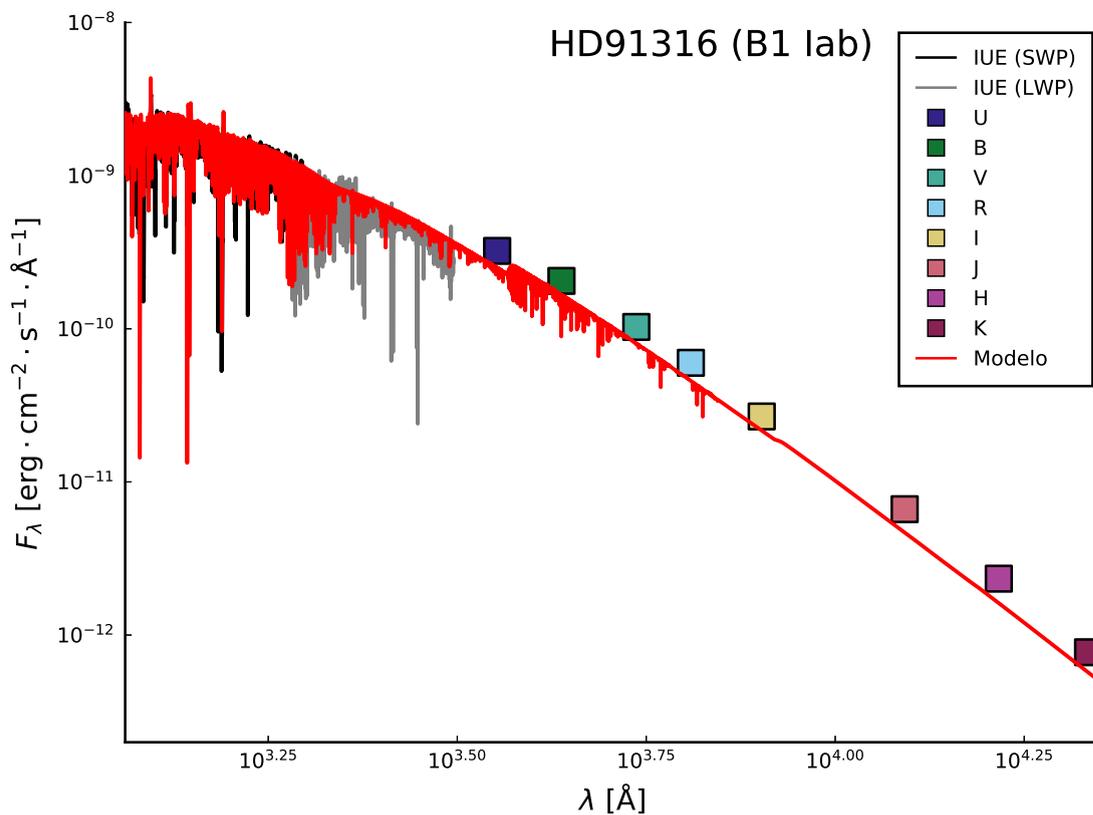


FIGURA 5.23. SED da estrela HD91316 (B1Iab).

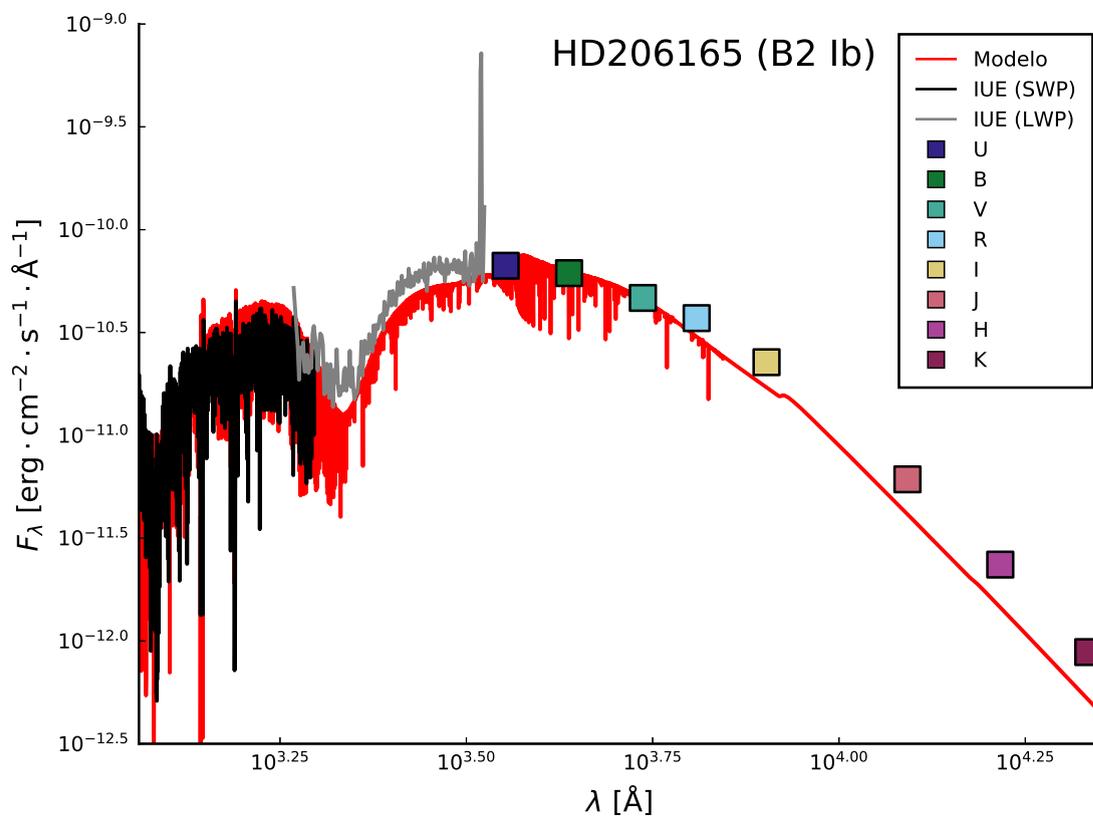


FIGURA 5.24. SED da estrela HD206165 (B2Ib).

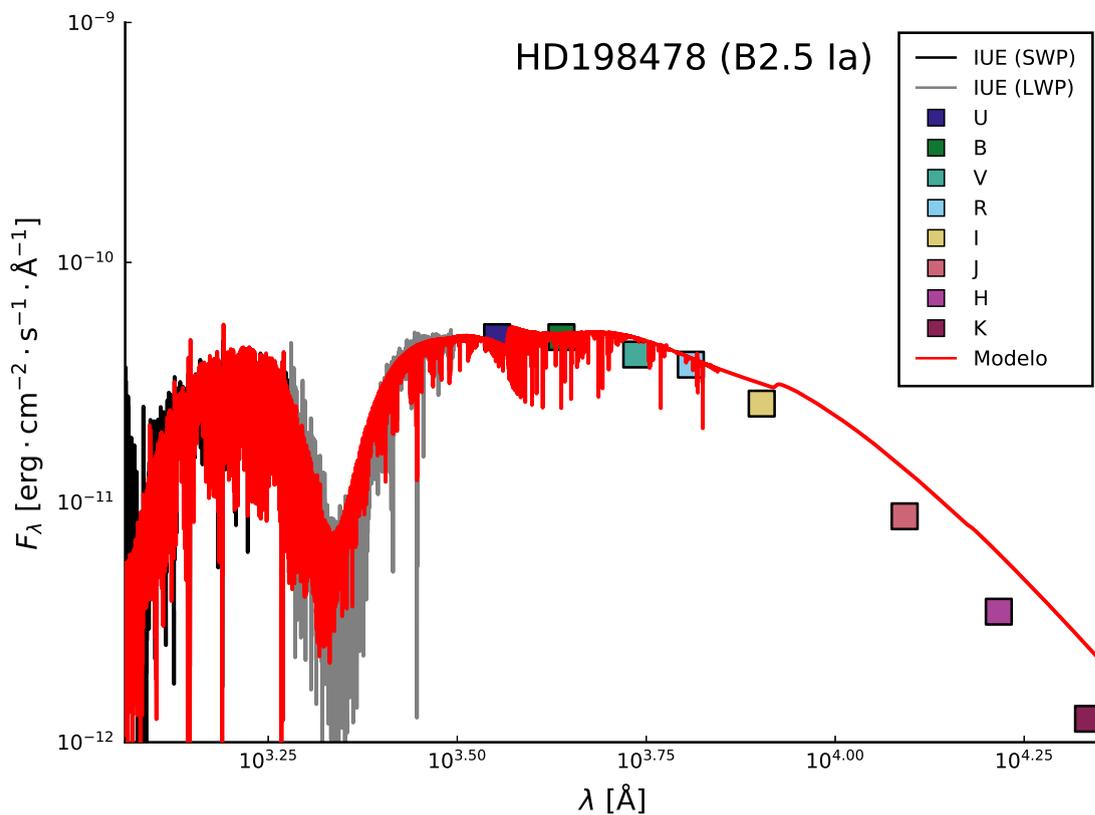


FIGURA 5.25. SED da estrela HD198478 (B2.5Ia).

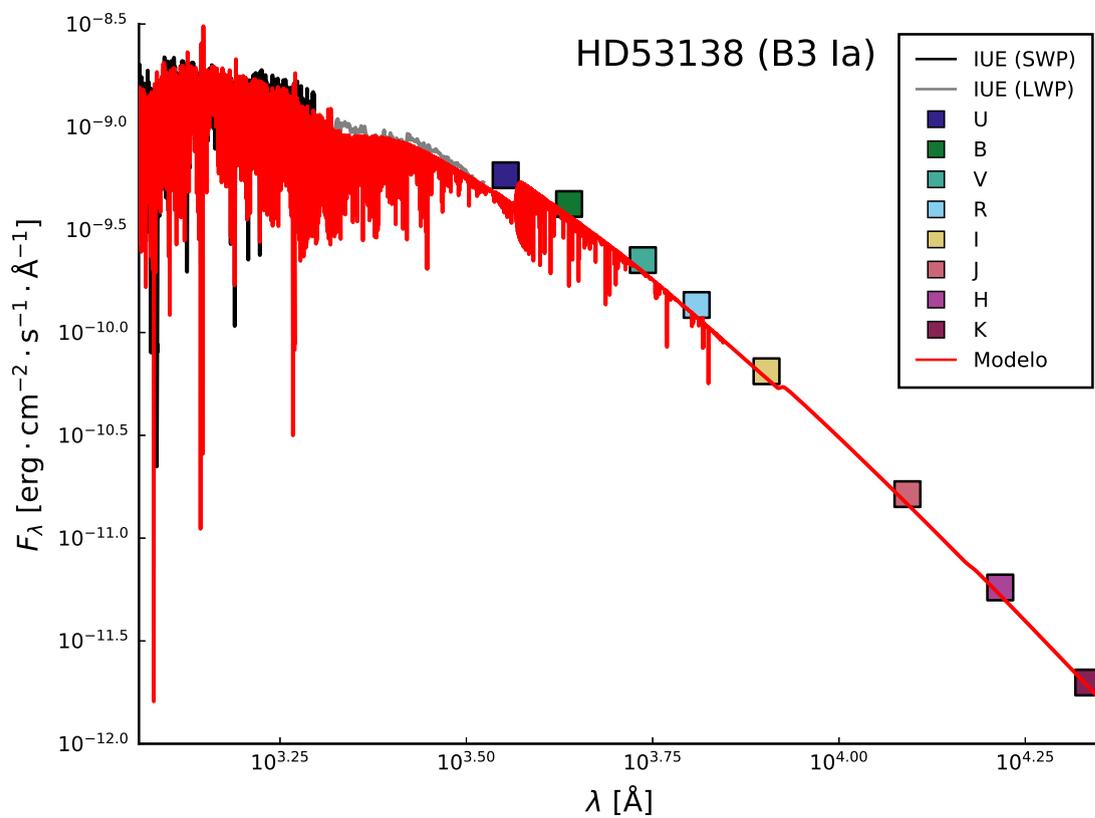


FIGURA 5.26. SED da estrela HD53138 (B3Ia).

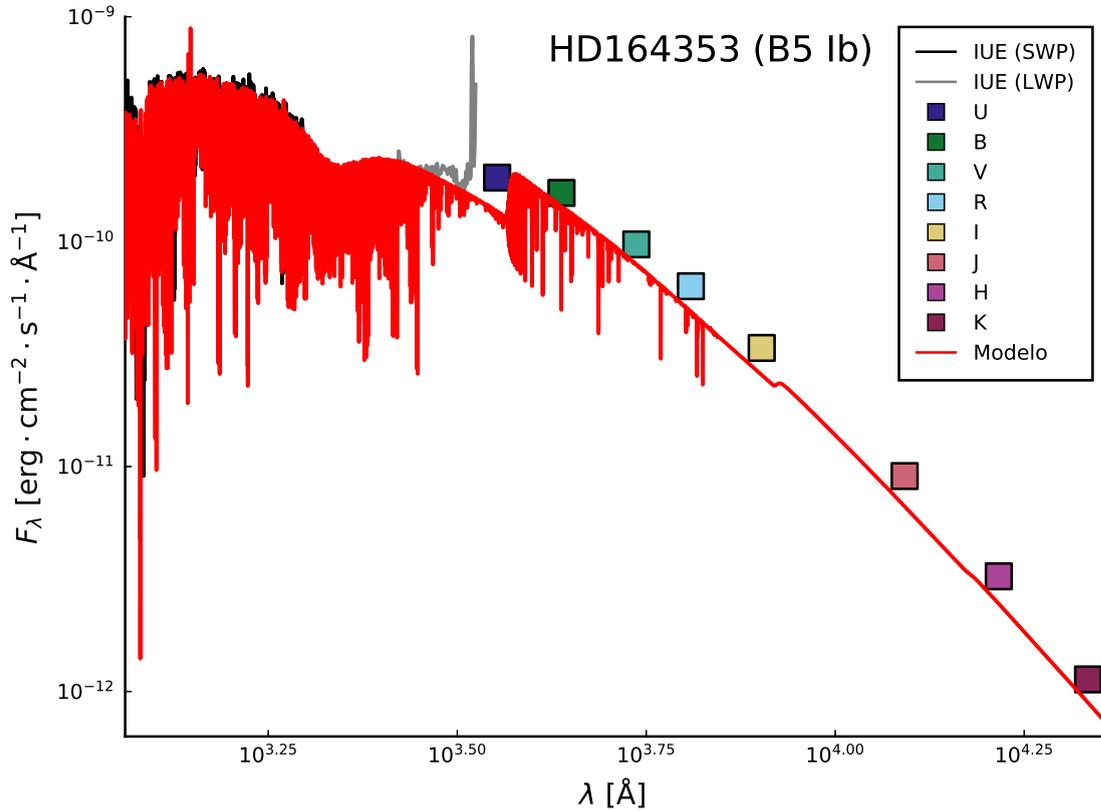


FIGURA 5.27. SED da estrela HD164353 (B5Ib/II).

No óptico, também obtivemos bons ajustes com a reprodução da maioria das linhas espectrais tanto os diagnósticos quanto o espectro em geral. Parte da qualidade destes é consequência da inclusão de dados atômicos mais completos, com mais níveis e superníveis, que permitiu o ajuste de linhas antes ignoradas em Crowther et al. (2006) ou Searle et al. (2008), como podemos ver na Figura 5.28. Este resultado é vantajoso porque: (i) o espectro como um todo é melhor reproduzido e compreendido e (ii) a priori, mais linhas podem ser úteis na determinação das abundâncias químicas dos respectivos elementos.

Outro fator que contribuiu para a melhora do ajuste no óptico foi levar em conta o alargamento por rotação e macroturbulência (obtido de Simón-Díaz et al. 2017 para toda a amostra com exceção de HD167756, HD64760 e HD190066), ao invés de considerar o alargamento total como rotação somente, tal qual Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) fizeram.

Em relação aos ajustes das linhas do  $H\alpha$ , apesar de termos conseguido ajustes satisfatórios e de qualidade comparável aos trabalhos da literatura que analisam BSGs com metodologia similar, houve dificuldades em ajustar o perfil para algumas estrelas de nossa amostra. Na seção 4.5 e 4.9 discutimos os problemas que encontramos no seu ajuste – alguns inerentes ao perfil e a metodologia.

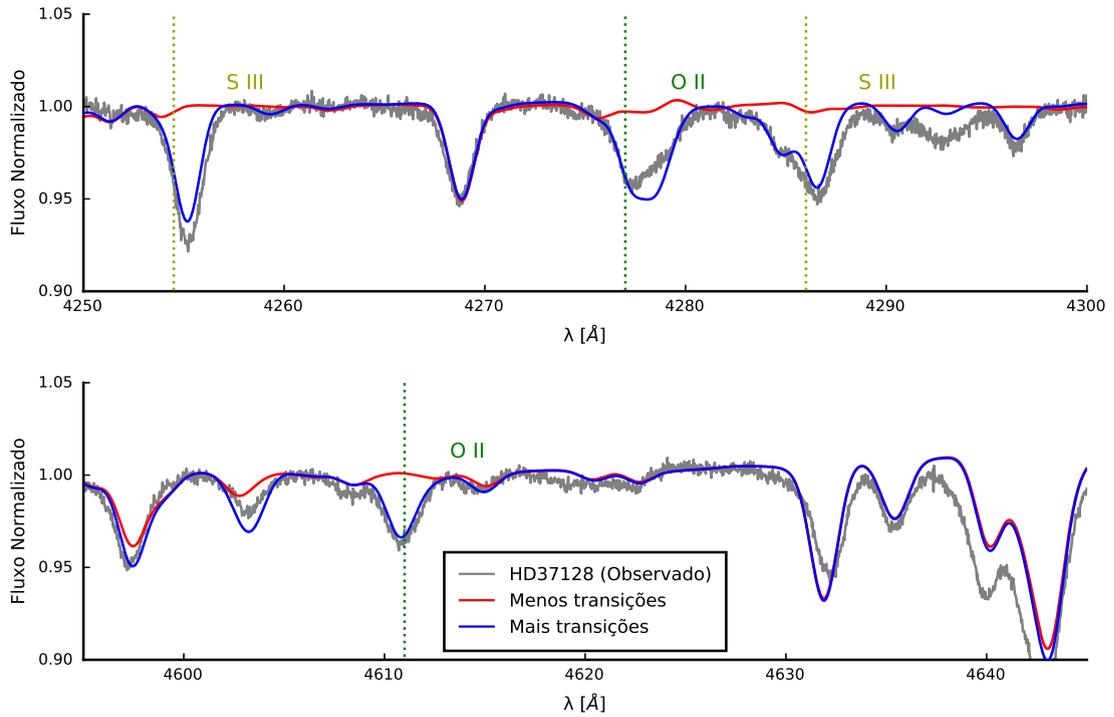


FIGURA 5.28. Modelos com diferentes dados atômicos. Incluir mais níveis e superníveis (i.e. levar em conta mais transições) permitiu o ajuste de algumas linhas que antes não eram modeladas, como as linhas do S III e do O II indicadas na figura.

Os resultados que obtivemos a partir dos ajustes desde o UV até o final do óptico (e de pontos de fluxo do infravermelho) tem robustez o suficiente para que tenhamos discussões aprofundadas a respeito das BSGs e apresentemos constatações e conclusões que podem ser (e serão) reportadas à comunidade. Isso é especialmente importante no caso das BSGs mais frias, cuja análise similar, até onde constatamos, fora pouco explorada na literatura até então e que possuem muitos aspectos ainda incompreendidos.

Nas seções seguintes entramos em mais detalhes a respeito dos resultados e discutimos suas interpretações e desdobramentos, bem como os principais problemas e limitações encontrados. Nas seções 5.2 e 5.3 discorremos sobre os resultados e problemas de contexto mais evolutivo e propriedades físicas básicas e nas seções 5.4 e 5.5 a discussão é mais focada nas propriedades e física de suas atmosferas, analisando como elas se relacionam com as previsões teóricas e o que nossos resultados implicam a respeito da natureza dos ventos das BSGs.

## 5.2 Abundâncias Químicas e o *Status* Evolutivo das B Supergigantes

Como apresentado na no Capítulo 1 de introdução, as BSGs são, em geral, objetos ligeiramente evoluídos, que podem estar tanto no final da SP, quanto nos primeiros estágios pós-Sequência Principal, fundindo H ou He em seus núcleos; e alguns ainda podem inclusive serem estrelas pós-RSG (Saio et al. 2013, Georgy et al. 2014). No Diagrama HR da Figura 5.29 podemos observar que, com as propriedades encontradas, elas estão afastadas da ZAMS – em harmonia com a grande maioria dos trabalhos a respeito dessas supergigantes. Por conta disso, levando em conta a rotação estelar, como também explicado na introdução, é esperado que haja alterações nas abundâncias superficiais de alguns elementos, de forma que a análise química de suas atmosferas serve tanto como um importante indicador de seus *status* evolutivo e como uma forma de testar a evolução estelar.

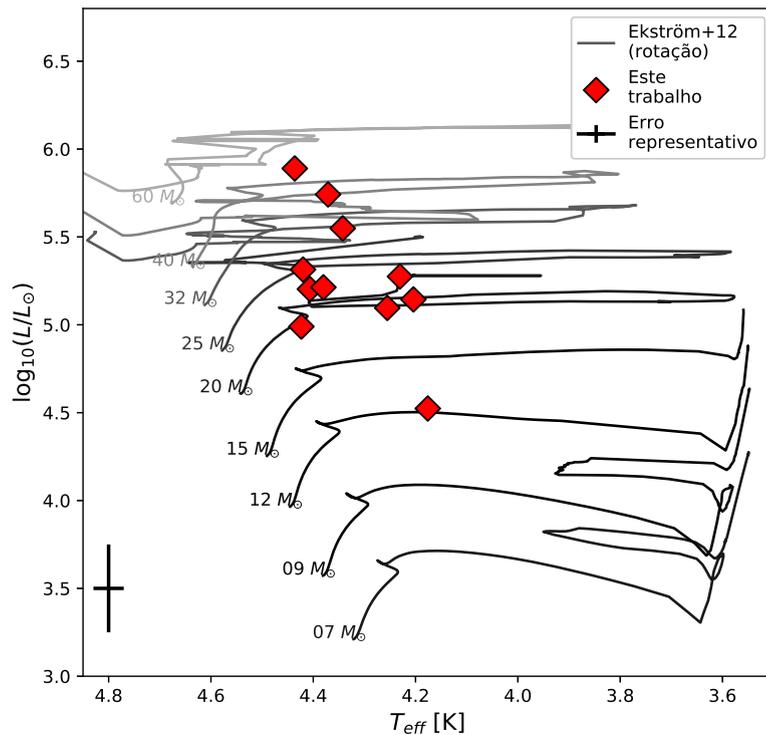


FIGURA 5.29. Diagrama HR de nossa Amostra. Juntamente às nossas BSGs também colocamos as trajetórias evolutivas de Ekström et al. (2012) para comparação e verificação dos diferentes estágios evolutivos.

As abundâncias químicas superficiais foram determinadas a partir da análise do espectro fotosférico na região do óptico, como descrito na Seção 4.3. Na Figura 5.30 mostramos os

resultados das nossas determinações em comparação com as obtidas por Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008).

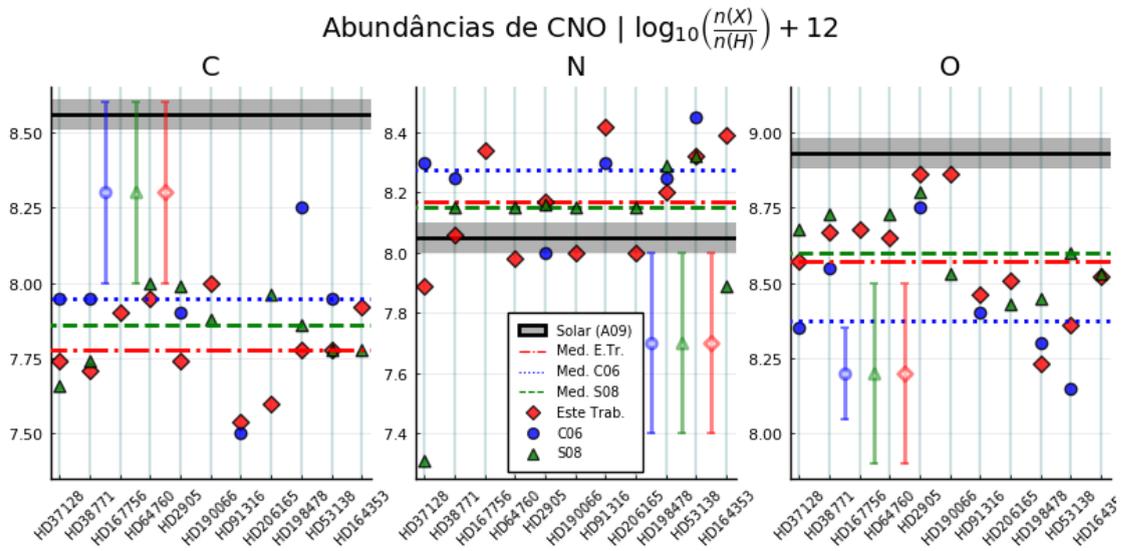


FIGURA 5.30. Abundâncias de C, N e O da amostra. Comparação entre as abundâncias químicas de carbono, nitrogênio e oxigênio determinadas neste projeto com os trabalhos de Searle et al. (2008) (S08) e/ou Crowther et al. (2006) (C06). As linhas horizontais pretas, com as tiras cinza, representam os valores solares de Asplund et al. (2009) de cada elemento e sua incerteza, as horizontais coloridas em diferentes estilos são as medianas de cada autor para estes objetos e as linhas verticais azuis, verde e vermelho translúcidas são as barras de erro típicas de cada trabalho seguindo a suas respectivas cores/formatos (círculo azul: Crowther et al. (2006), triângulo verde: Searle et al. (2008) e losangos vermelhos: este trabalho).

Como podemos imediatamente observar, solar (mostrada pela mediana<sup>1</sup> das abundâncias) as abundâncias destes elementos diferem significativamente dos valores solares mais atuais. Este resultado, sob a luz da teoria de evolução de estrelas massivas – comentada no capítulo 1 –, mostra que as BSGs são de fato objetos evoluídos.

O carbono de todas as estrelas encontra-se inequivocamente bem abaixo do valor solar<sup>2</sup>. O oxigênio também apresenta tendência de depleção, porém apenas para as BSGs mais frias – que espera-se que sejam, em geral, mais evoluídas na medida que se movem da Sequência Principal para em direção a região das RSGs).

O nitrogênio superficial encontra-se como tendência geral acima do valor solar, assim como em um possível aumento com a progressão dos tipos espectrais, o que também é esperado pela teoria. Porém, se considerarmos uma abordagem mais conservadora em relação à incerteza dos dados, nós podemos considerar que os valores estão em acordo com valor solar. Além disso, para uma fração significativa das BSGs foi determinada uma ligeira depleção, o que não é esperado em um cenário de evolução com rotação e sem multiplicidade (e.g. Ekström et al. 2012).

<sup>1</sup>A mediana foi escolhida no lugar da média para evitar que um objeto de valor muito alto ou baixo, que pode ser um objeto peculiar, dite uma tendência de caráter mais geral.

<sup>2</sup>Nestas estrelas é esperado que o <sup>12</sup>C diminua e o <sup>13</sup>C aumente como consequência do ciclo-CNO, porém, como <sup>12</sup>C é duas ordens mais abundantes que <sup>13</sup>C o efeito líquido é a diminuição geral do carbono, que graças a rotação, se manifesta na superfície.

O maior expoente desse resultado é o objeto HD37128, que segundo nossa determinação e de Searle et al. (2008), possui a maior depleção de N (bastante abaixo do valor solar). Interessantemente, porém, Crowther et al. (2006) encontrou um valor bem acima da abundância solar e Puebla et al. (2016) que estudou a BSG em mais detalhes encontrou um valor idêntico ao solar dentro do erro de Asplund et al. (2009). Esses resultados indicam que o mais provável é que a abundância real de N da estrela HD37128 seja próximo à solar, e que a determinação de Searle et al. esteja incorreta, mesmo porque não se tem conhecimento de nenhum mecanismo que preveja a depleção deste elemento nos contextos evolutivos possíveis.

Assim, de forma geral, os resultados obtidos corroboram a expectativa acerca da evolução das estrelas massivas em um cenário com rotação, porque recuperamos a depleção superficial do carbono e oxigênio e enriquecimento, ainda que tímido, do nitrogênio. A Figura 5.31 ilustra de maneira qualitativa este achado comparando as trajetórias evolutivas no Diagrama HR com e sem rotação assinalando a abundância de C em cada ponto com a posição e abundância de cada objeto de nossa amostra.

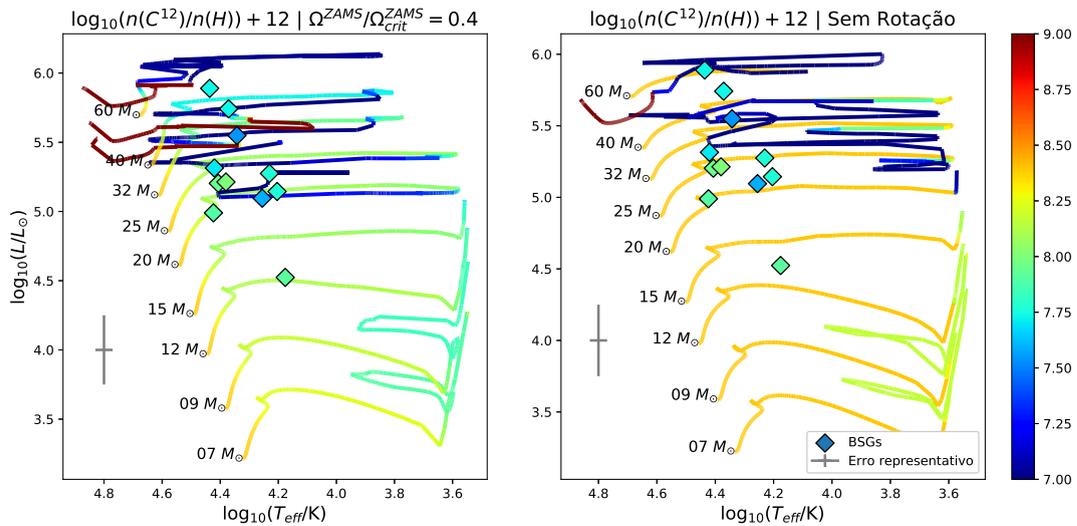


FIGURA 5.31. Trajetórias com e sem rotação e as abundâncias de  $^{12}\text{C}$ . A escala de cor, tanto para os pontos quanto para as trajetórias nos Diagramas HR (Ekström et al. 2012), representam a abundância de  $^{12}\text{C}$  nos dois painéis. Como podemos observar, não há variação da abundância superficial nos modelos sem rotação (à esquerda) e, conseqüentemente, não há muito acordo com as observações. Já no quadro à direita, vemos que a alteração superficial ocorre e fica em melhor acordo com as abundâncias inferidas espectroscopicamente.

Neste projeto não analisamos em detalhes a rotação das BSGs, mas salientamos que a investigação deste assunto é importantíssima para o desenvolvimento da compreensão da evolução das estrelas massivas. Ao investigarmos em detalhes a rotação desses objetos evoluídos podemos entender melhor a estrutura interna e evolução das estrelas, especialmente no que tange ao transporte de momento angular, mistura interior por instabilidades e mais recentemente campos magnéticos (e.g. Wade et al. 2016 e Keszthelyi et al. 2019), que influenciam bastante os caminhos evolutivos dessas estrelas. Há ainda objetos intrigantes como a estrela HD64760 que possui uma

rotação atipicamente alta para uma BSG e não se encaixa no que esperamos acerca da evolução das estrelas massivas, pelo menos em um cenário de evolução isolada (i.e. sem a interferência de uma mais companheiras)

Na literatura há alguns trabalhos bem interessantes que estudam a rotação em BSGs, tais como Fraser et al. (2010) e Vink et al. (2010). O primeiro investiga em detalhes a evolução da rotação nesses objetos e a possibilidade de apresentarem rotação diferencial em suas superfícies, refinando bastante a discussão. Já o segundo aborda o comportamento da rotação em BSGs na região do Salto de Bi-Estabilidade, indicando que além de uma possível mudança na natureza dos ventos, também haveria mudanças associadas a rotação destas estrelas.

### 5.3 Massas e Luminosidades

No Capítulo 4 explicamos como obtivemos as luminosidades, e indiretamente as massas, a partir das distâncias escolhidas e avermelhamento para cada objeto. No processo de escolha consideramos os seguintes critérios de preferência:

- Uso de distâncias obtidas via GAIA-DR2 a partir das determinações de Bailer-Jones et al. (2018).
- Uso das distâncias Hipparcos revisadas (van Leeuwen 2007) caso o GAIA não possua dados para o objeto ou suas distâncias impliquem em luminosidades e massas incompatíveis com o que se espera pelo estado-da-arte para estes objetos (levando em conta seu contexto evolutivo).
- Adoção de distâncias ou luminosidades de trabalhos anteriores que tenham estudado a estrela de forma mais detalhada caso a massa e luminosidade ainda sejam consideradas “impróprias”.

A adoção desta sequência de critérios foi necessária porque para diversos objetos encontramos luminosidades e massas consideradas irrealistas ao adotarmos as distâncias GAIA ou Hipparcos.

Como nosso trabalho se propõe a fazer uma discussão mais abrangente a respeito das BSGs não adentramos demais nas questões e desafios que as distâncias GAIA (e eventualmente Hipparcos) podem impor ao tópico da Astrofísica das Estrelas Massivas – mesmo porque uma discussão completa e mais rigorosa a respeito não poderia ser feita em tempo hábil dentro deste projeto –, mas apontamos algumas possíveis consequências e a necessidade de uma investigação mais aprofundada do assunto.

Na Figura 5.32 mostramos nos gráficos à esquerda os valores encontrados de  $L$  e  $M$  para a nossa amostra, comparando com os trabalhos de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008),

e à direita o que obteríamos se adotássemos diretamente os valores empíricos. Imediatamente podemos verificar que com estas distâncias uma parte significativa da amostra possui massas abaixo de  $7 M_{\odot}$  e que duas estrelas mais frias possuem uma massa consideravelmente elevada, o que é possível de acontecer (ver seção 1.2), ainda que bastante raro.

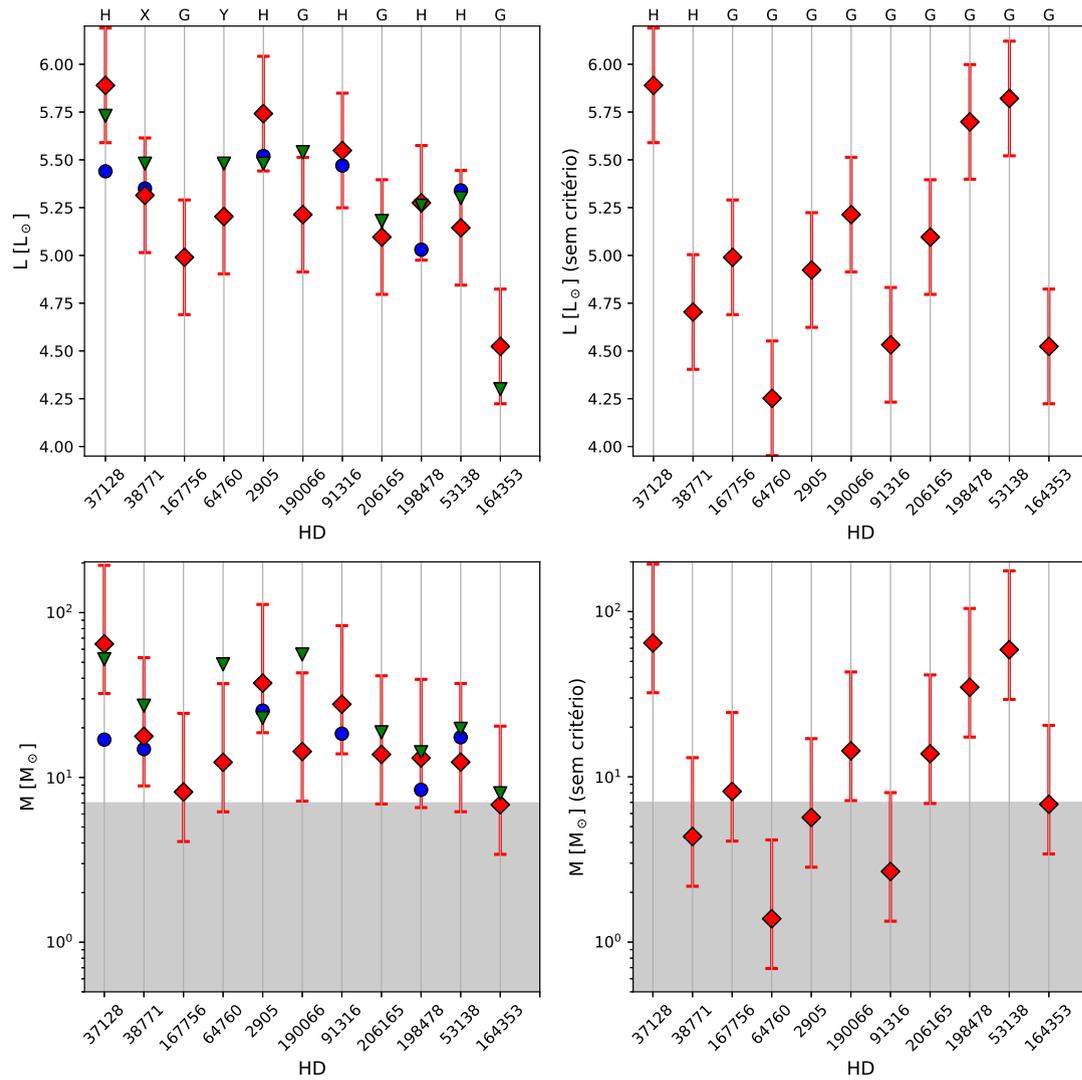


FIGURA 5.32. Problema das Massas e Luminosidades. Os losangos vermelhos representam nossos dados obtidos, os círculos azuis os valores de Crowther et al. (2006) e os triângulos verdes os obtidos por Searle et al. (2008). Os painéis da direita mostram as luminosidades e massas obtidas via GAIA-DR2 (Bailer-Jones et al. 2018) e Hipparcos revisado (van Leeuwen 2007) no caso das estrelas HD37128 e HD38771, e os painéis da esquerda as mesmas propriedades obtidas adotando os critérios de escolha explicitados no texto. As letras “G” e “H” denotam a origem das distâncias, respectivamente, GAIA-DR2 e Hipparcos revisado, o “X” sobre a estrela HD38771 indica que retiramos a distância de Crowther et al. 2006 (que considerou o pertencimento da BSG à uma associação OB) e o “Y” que retiramos a luminosidade de Kaufer et al. (2006). Como podemos notar no painel direito inferior, as distâncias GAIA/Hipparcos levam metade da amostra a massas demasiadamente pequenas ( $M < 7 M_{\odot}$ ) para BSGs, representado pela zona cinza.

Esses resultados apontam para um confronto direto entre o que se espera acerca das propriedades das BSGs sob a luz da Teoria de Evolução Estelar e as determinações do maior e, teoricamente, mais preciso instrumento de medir distâncias astronômicas já feito. Neste

projeto escolhemos nos manter alinhados com as expectativas oriundas da teoria acerca das propriedades e evolução destes objetos, mas salientamos que é importante que essa discrepância seja investigada mais a fundo porque (i) pode indicar que ou as paralaxes GAIA não são confiáveis para estes objetos, (ii) ou que há aspectos cruciais no nosso entendimento da evolução estelar que precisam ser revistos e (iii) que muito da natureza das BSGs ainda é completamente desconhecido.

Uma explicação possível para distâncias supostamente tão pequenas para estes objetos, pelo menos dentre os baseados nas paralaxes GAIA-DR2, pode residir no fato de serem muito brilhantes para nós – vários deles podem ser vistos a olho nu com  $V \sim 4$  –, de forma que, mesmo estando dentro dos limites de magnitude do GAIA, há a possibilidade de que as medidas não sejam confiáveis. No entanto, o problema ainda existe e persiste para as estrelas HD38771 e HD64760, uma vez que mesmo adotando as distâncias do Hipparcos revisadas ainda obtemos massas e luminosidades demasiado baixas. Para estes objetos adotamos distâncias ou luminosidades de outras fontes, como descrevemos no Apêndice A

No caso de HD64760 reconhecemos que a incerteza associada a  $T_{eff}$  (por ser um objeto que provavelmente tem temperaturas diferentes ao longo das latitudes, que desvia apreciavelmente da simetria esférica) pode estar por trás da dificuldade em obter uma luminosidade coerente. Porém, no caso de HD38771 há outros argumentos que sustentam a distância Hipparcos revisada, mas que preferimos não nos atermos a estes e considerar a distância que Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) utilizam – como também discutimos no Apêndice A.

## 5.4 Primeira Comprovação de Novas Previsões Teóricas: a Estrutura dos Ventos das BSGs

Uma das principais motivações deste projeto era verificar que impacto a inclusão de raios X e *clumping* no vento das BSGs teria em sua estrutura de ionização e, conseqüentemente no espectro de saída, uma vez que trabalhos anteriores não ajustaram bem perfis importantes na região UV – perfis esses associados à superionização. Entretanto, no curso deste processo conseguimos comprovar a partir da análise de dados reais (espectros) as previsões teóricas recentes do trabalho de Driessen et al. (2019) a respeito dos ventos das BSGs quentes e frias<sup>3</sup>.

Para guiar a discussão a respeito destes achados iremos primeiro apresentar os nossos resultados acerca das estruturas de ionização e os ajustes do UV para as estrelas quentes e frias da amostra e em seguida tecer as comparações com as previsões de Driessen et al. (2019).

---

<sup>3</sup>Entendendo “frias” e “quentes” aqui como sendo categorias para designar estrelas que estejam do lado frio e quente do dito salto de bi-estabilidade.

Começaremos então analisando em mais detalhes os resultados obtidos para a estrela HD53138 (B3Ia), representando as BSGs frias da amostra, e para HD37128 (B0Ia), representando as quentes. A primeira foi escolhida por podermos comparar seus resultados diretamente com o que Searle et al. (2008) e Crowther et al. (2006) apresentam a respeito deste objeto e a segunda por podermos comparar com o que Puebla et al. (2016) encontrou para a estrela; e evidentemente o que de interessante houver para as outras estrelas é pontuado.

#### 5.4.1 HD37128 (B supergigantes quentes)

Nas BSGs quentes, a principal marca da superionização é a presença da linha N V  $\lambda 1240$  no espectro, que costuma ser bastante pronunciada mesmo nos objetos mais próximos do Salto de Bi-Estabilidade. Na Figura 5.33 podemos ver com clareza a aparição do perfil P-Cygni intenso da linha de N V associada a presença do íon por todo o vento no caso com *clumping* e raios X.

No entanto, apesar de recuperarmos a presença da transição do N V no espectro, não conseguimos reproduzir de forma satisfatória o formato do perfil P-Cygni. Puebla et al. (2016) analisando também a estrela HD37128 encontrou o mesmo resultado, porém mostrou que o problema pode ser contornado com uma outra descrição do *clumping*, com emissão do meio *inter-clump*; ou seja, mostrando que apesar de muito eficiente em melhorar nossa descrição dos ventos das estrelas quentes, a abordagem de *microclumping* está longe de completa, como discutimos em 2.3.

Outra manifestação da superionização, porém mais discreta, é a extensão do perfil C IV  $\lambda 1550$ , que no caso de um modelo homogêneo é menor que o observado, indicando que a linha não é formada no final do vento. Na Figura 5.33 podemos ver como o íon de C IV não sobrevive nas camadas mais externas do vento se não levarmos em conta a superionização. Uma das possíveis consequências disso é induzir a uma determinação incorreta de parâmetros do vento no processo de obtenção de parâmetros a partir do ajuste espectral (i.e. para alargar a linha de um modelo suave para que esta entre em acordo com as observações uma maior taxa de perda de massa ou velocidade terminal seriam necessárias).

Outra característica observada nos ajustes de todas as BSGs quentes foi que a linha de Si IV  $\lambda 1400$  foi modelada como consideravelmente mais intensa que as observações para quase todas as estrelas dessa sub-amostra. No entanto, esse tipo de problema é encontrado em praticamente todos os trabalhos que modelam objetos deste tipo no UV usando metodologia similar – inclusive os mais recentes que incluem *micro-clumping* e raios X (e.g. ajustes de Martins et al. 2015 e Puebla et al. 2016).

Qualitativamente falando, os ajustes dos espectros das BSGs quentes foram bastante similares entre si apesar de cobrirem um intervalo razoavelmente grande de  $T_{eff}$ , de 27300 a 22000

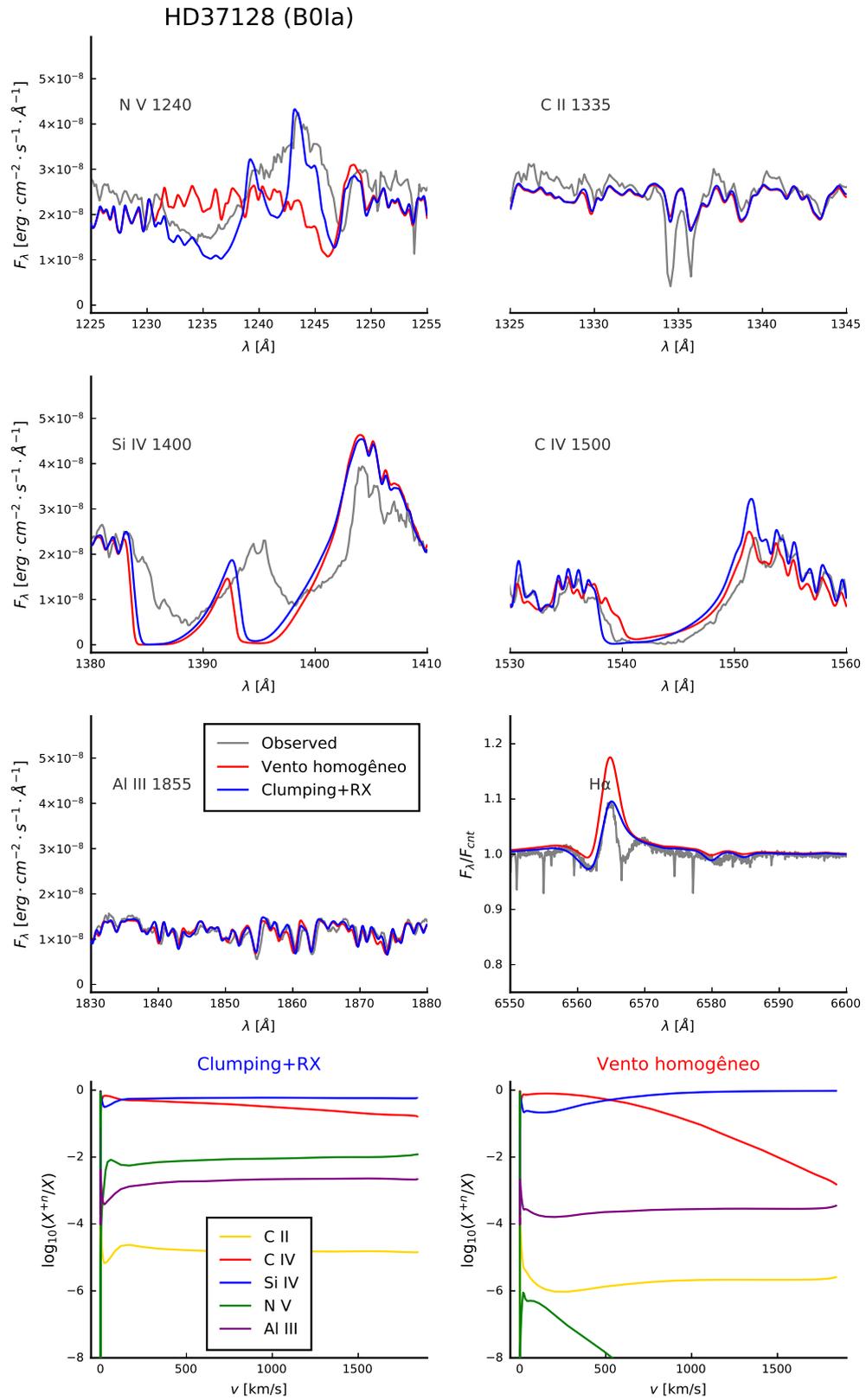


FIGURA 5.33. Impacto de *clumping* e raios X no vento e no espectro produzido de HD37128. Os gráficos inferiores mostram a estrutura de ionização dos íons responsáveis pelos principais perfis no UV.

K. A única exceção foi a estrela HD2905 que apresenta características no UV típicas do conjunto mais frio da amostra como C II  $\lambda 1335$  em perfil P-Cygni e Al III  $\lambda 1855$  proeminente, como podemos visualizar no espectro observado na Figura 5.10 ou na Figura 3.4. No entanto, por conta de sua  $T_{eff} = 23500$  K não conseguimos produzir uma estrutura de ionização que reproduza estas características.

A estrela HD2905 particularmente foi bastante desafiadora de modelar porque o ajuste óptico é de melhor acurácia com uma temperatura efetiva mais quente (o que foi preferido seguindo nossa metodologia) porém o UV claramente demanda uma  $T_{eff}$  menos elevada. Outros autores (Searle et al. 2008; Simón-Díaz et al. 2018; Yadav et al. 2021) encontraram temperaturas efetivas próximas ao valor encontrado neste trabalho, porém Crowther et al. encontrou um valor de 21500 K, que reproduziu o P-Cygni de C II  $\lambda 1335$  mas falhou em reproduzir o de C IV  $\lambda 1550$  por não incluir a superionização por raios X.

Interpretamos que é possível que a característica híbrida de HD2905 seja consequência do fato de estar próximo ao limiar que separa BSGs frias e quentes na Bi-Estabilidade, ou mesmo de ter experimentado variabilidade ao longo dos anos, já que os espectros UV são da década de 1990 e o espectro óptico utilizado de 2013. Sem dúvida é um objeto interessante que merece ter sua atmosfera estudada de forma mais aprofundada.

Assim, sintetizando o que obtivemos para as BSGs quentes da amostra, o principal cenário trazido é que estes objetos possuem ventos bastante inhomogêneos, repletos de *clumping*, e com bastante presença de raios X (superionização), que se manifesta nitidamente em seus espectros com as linhas de N V  $\lambda 1240$  e C IV  $\lambda 1550$ . Esse comportamento descrito pode ser entendido como uma continuidade das propriedades de estrelas de tipo O (Puebla et al. 2016), que são modeladas com bastante raios X e *clumping* (e.g. Bouret et al. 2005 e Martins et al. 2015).

#### 5.4.2 HD53138 (B supergigantes frias)

Focando agora a discussão nas BSGs mais frias, na Figura 5.34 comparamos a estrutura de ionização e linhas do UV de um modelo com vento homogêneo e de outro com raios X + *clumping*, bem como o espectro observado de HD53138 (B3Ia); este gráfico buscou reproduzir a Figura 19 de Searle et al. (2008), usada para reportar o problema da ionização. Como podemos observar, com exceção da linha de Si IV  $\lambda 1400$ , todos os perfis se ajustaram muito melhor às observações, endossando que a superionização, mesmo em BSGs mais frias é real, dando respaldo ao cenário de inhomogeneidades e choques produzindo raios X ionizantes no vento – o que já foi confirmado na década de 1980 por Cassinelli et al. (1981).

Entrando em mais detalhes a respeito da Figura 5.34, podemos observar que o impacto mais significativo da inclusão de *clumping* e raios X no espectro (que é o que temos acesso

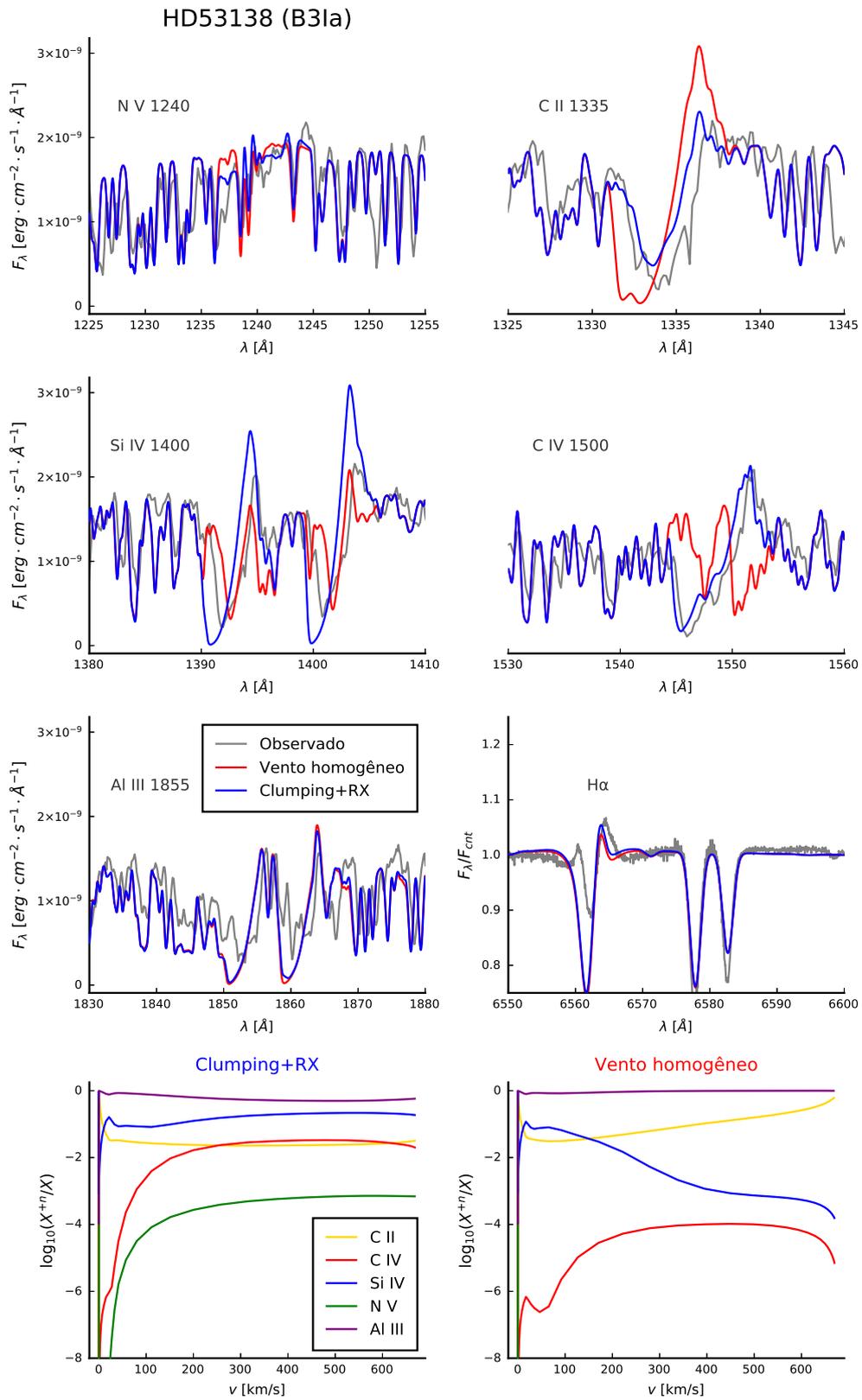


FIGURA 5.34. Impacto de *clumping* e raios X no vento e no espectro produzido. Na comparação entre os espectros de HD53138 (B3Ia), a linha azul é o modelo com *clumping* e raios X e a vermelha é de um vento homogêneo (*smooth wind*, que reproduz o espectro de Searle et al. (2008)) e a linha cinza é o espectro observado. A organização e legendas do gráfico são as mesmas da Figura 5.33

empírico de fato) é nas intensidades dos perfis das linhas do C e da Si IV  $\lambda 1400$  – que refletem mudanças drásticas na estrutura de ionização do vento. Outra mudança grande, mas que não se manifesta no espectro, é o aumento expressivo da população de N V, um íon que só pode existir, mesmo nas BSGs mais quentes, se houver algum mecanismo de ionização extra, como a emissão de raios X no vento.

A C II  $\lambda 1335$ , que no modelo homogêneo (espectro vermelho) é um perfil P-Cygni bem intenso, o que indica uma alta presença do íon C II em todo vento, converte-se em um perfil mais tímido e mais fino com a superionização (espectro azul), indicando que a maior parte da linha é formada mais próxima à estrela, pelo fato de o íon sobreviver apenas nesta região<sup>4</sup>. Interessantemente, o que nos motivou a construir os modelos que levaram ao sucesso na melhor reprodução dos espectros das BSGs frias foi justamente a análise qualitativa do espectro observado, em especial o formato da C II  $\lambda 1335$ , sob a luz do entendimento da física por trás dos perfis P-Cygni.

Nas demais BSGs frias da amostra, conseguimos obter um P-Cygni também tímido de C II  $\lambda 1335$  em acordo com as observações, porém sempre mais fracos que estas principalmente para as estrelas HD198478 (B2.5Ia) e HD206165 (B2Ib), como podemos verificar nas figuras que mostram seus espectros UV (5.1, 5.13 e 5.14), o que indica uma sobrevivência do C II maior do que a esperada<sup>5</sup>. Não temos condições de determinar as causas deste comportamento neste trabalho, e ressaltamos que é um comportamento que merece uma investigação mais aprofundada.

De maneira oposta, a C IV  $\lambda 1550$ , que é o principal expoente da superionização nas BSGs frias na ausência aparente de N V  $\lambda 1240$  no espectro, se torna um P-Cygni largo, indicando a presença do íon C IV nas camadas mais externas. Para todas as BSGs frias conseguimos obter um ajuste fidedigno para a linha.

Para a estrela HD164353 (B5Ib/II) (e possivelmente para HD53138), em nossos melhores modelos, não conseguimos obter bons ajustes para a linha Si IV  $\lambda 1400$ , que sempre assumiu a forma de um P-Cygni saturado, e ficou claramente mais forte que as observações – ver espectros UV na Figura 5.16. A provável causa disso é a presença de raios X, que ionizou mais o Si, fortalecendo seu perfil P-Cygni; na Figura 5.34 vemos que a superionização aumentou drasticamente a presença deste íon no final do vento.

Algo similar ocorre para a Al III  $\lambda 1855$  que atinge a saturação (independentemente da superionização, já que o mesmo ocorre em Searle et al. (2008)) divergindo bastante do comportamento observado para HD164353. Para as estrelas HD198478 (B2.5Ia) e HD206165 (B2Ib), que são ligeiramente mais quentes, no entanto, o ajuste é bom.

<sup>4</sup>Em BSGs mais frias, um bom ajuste é obtido somente se o *clumping* e raios X ocorrerem nas regiões mais afastadas do vento. Caso contrário, o C II não sobreviveria.

<sup>5</sup>No caso da estrela HD198478, é possível que haja ainda menos superionização, porque nos nossos melhores ajustes encontramos N V  $\lambda 1240$  proeminente, como podemos ver nas figuras 5.14 e 5.1.

O fato de Si IV  $\lambda 1400$  e Al III  $\lambda 1855$  serem demasiados intensos na HD164353 podem indicar que é problemático utilizar o CMFGEN para modelar o vento objetos de tão baixa temperatura e/ou que a estrutura de ionização em objetos frios demais não pode ser descrita pelo *microclumping* e raios X da forma como implementados no código. Cabe salientar, porém, que a Si IV  $\lambda 1400$  é problemática para grande parte da amostra, inclusive para BSGs quentes e encontra dificuldades no ajuste em diversos trabalhos com metodologia similar, como Crowther et al. (2006); Searle et al. (2008); Puebla et al. (2016). É possível que a resposta par este, e outros problemas mencionados, estejam em descrições mais completas que o *microclumping* (e.g. Oskinova et al. 2016, Flores & Hillier 2021)

Apesar destes problemas encontrados (e que precisam ser investigados mais a fundo!), ressaltamos que este trabalho, até o momento de sua escrita, é o primeiro esforço com um bom nível de sucesso (dado o evidente melhoramento geral dos ajustes no UV e óptico) para modelar em detalhes as atmosferas de várias BSGs frias (B2 – B5) utilizando um modelo de atmosfera e física mais completos.

### 5.4.3 Diálogos e Comparações com a Teoria

Como exposto anteriormente, um dos resultados mais importantes deste trabalho foi precisamente o avanço na modelagem do espectro das BSGs mais frias (B2 – B5) através da adoção de uma física mais completa. Apesar de esse ser um dos resultados mais importantes de nosso projeto de pesquisa, outro resultado de importância equivalente foi a comprovação empírica de comportamentos previstos por simulações hidrodinâmicas bastante recentes a respeito dos ventos das BSGs (Driessen et al. 2019).

Driessen et al. criaram simulações dependentes do tempo de atmosferas de O e B supergigantes introduzindo instabilidades a partir do modelo de De-sombreamento de Linhas (LDI, exposto brevemente na seção 1.3). Foi a primeira vez que isso foi feito em um intervalo considerável de temperatura, englobando o tão chamado Salto de Bi-Estabilidade.

É importante deixar claro, porém, que esses autores fazem algumas simplificações devido à complexidade envolvida na criação de instabilidades nos ventos. Por exemplo, não há resolução acoplada da hidrodinâmica com o transporte radiativo – por isso, não há cálculo de espectros e perfis de linhas. Além disso, os ventos são considerados isotérmicos e esfericamente simétricos.

Apesar dessas considerações, a física do problema é relativamente bem captada por Driessen et al., com respaldo observacional já reportado na literatura (e.g., com relação à quantidade de raios X emitida no vento, medida por Cassinelli et al. 1981). Como veremos adiante, nossos resultados corroboram pela primeira vez a estrutura geral dos ventos por eles obtida.

Como resultado, eles encontraram que os ventos das BSGs frias são consideravelmente mais homogêneos e menos turbulentos que os de suas análogas mais quentes. Na Figura 5.35, retirada do trabalho deles, podemos visualizar a evolução das instabilidades hidrodinâmicas, as dispersões de velocidades e fatores de *clumping*<sup>6</sup> das BSGs frias e OSGs/BSGs quentes.

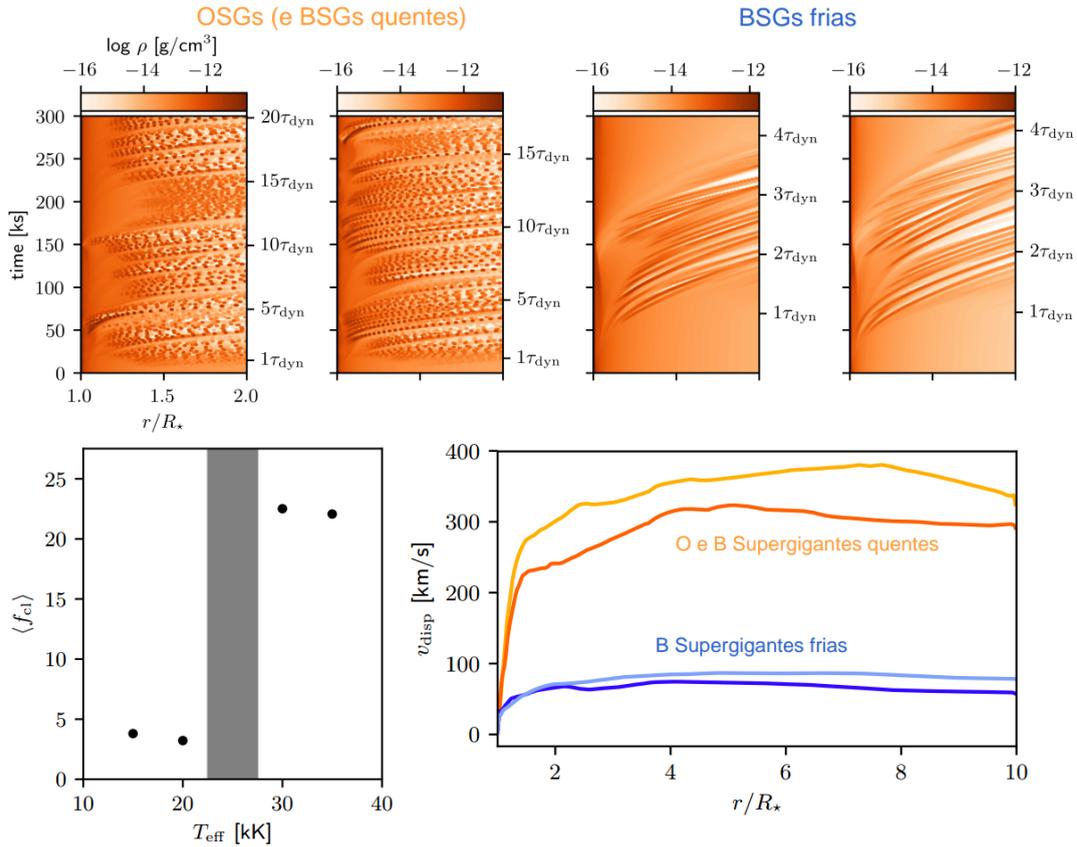


FIGURA 5.35. Resultados de Driessen et al. (2019). Os gráficos adaptados trazidos são os principais resultados das simulações hidrodinâmica das instabilidades de ventos de supergigantes. No gráfico superior temos os contrastes de densidades (expressos em  $\text{g}/\text{cm}^3$ ) ao longo do vento (eixo horizontal) e em diferentes momentos (eixo vertical). Como podemos notar, as estrelas quentes possuem ventos mais inhomogêneos, o que se traduz em um maior  $f_{cl}$ , como podemos ver no gráfico inferior esquerdo, e com maiores dispersões de velocidades ( $v_{disp} = \sqrt{\langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2}$ ), que visualizamos no gráfico inferior direito.

Como podemos observar também, os ventos das BSGs frias possuem uma menor dispersão de velocidades, que se traduz em uma redução da quantidade de choques entre instabilidades e consequentemente de raios X emitidos – i.e. é esperado que as razões entre as luminosidades de raios X e as luminosidades bolométricas  $L_x/L$  sejam menores para os objetos mais frios, o que se alinha com resultados observacionais de Cassinelli et al. (1981) e Berghoefler et al. (1997).

<sup>6</sup>O fator de *clumping*  $f_{cl}$  é o inverso do fator de preenchimento do volume  $f_{vol}$  no formalismo de *microclumping* – ver seção 2.3.

Quando comparamos os resultados obtidos através do ajuste espectral para as BSGs quentes e frias de nossa amostra, verificamos que em geral elas se comportam seguindo a mesma tendência apontada por Driessen et al. (2019):

- Estrelas quentes possuem ventos bastante inhomogêneos ( $f_\infty \sim 0.2$ ) desde a sua base, o que se traduz na presença de superionização por raios X ao longo de todo o vento.
- Estrelas frias têm inhomogeneidades mais tímidas ( $f_\infty \sim 0.9$ ) e que se iniciam somente próximo ao final do vento, já em altas velocidades, o que acaba resultando em um menor  $L_x/L$  de forma geral.

Esses resultados para as estrelas frias, como já discutido anteriormente na seção, sugere que a parte interna desses ventos é bastante homogênea, tal como Driessen et al. descreve!<sup>7</sup> Mais especificamente, quando olhamos para a ionização do carbono no vento, vemos que o perfil de C II  $\lambda 1335$  está presente como P-Cygni, o que não seria possível em uma atmosfera com raios X em toda sua extensão (que extinguiria a população do íon). Mas juntamente à linha do C II, também observamos a C IV  $\lambda 1550$  também como P-Cygni só que mais largo, que nessas BSGs só conseguem existir dessa forma se houver uma superionização na parte mais externa do vento que justifique a presença do íon de C IV.

Para ilustrar esse cenário que nosso trabalho, com respaldo de Driessen et al. (2019), sugere, apresentamos a Figura 5.36, que ilustra qualitativamente as grandes diferenças entre as estruturas dos ventos das BSGs do lado quente e frio do Salto de Bi-Estabilidade.

Neste esquema o vento das BSGs frias seria homogêneo em grande parte das camadas internas, com as (poucas) instabilidades (modeladas pelo *clumping* quase homogêneo) e a superionização associada aos raios X provocados pelos choques destas, acontecendo somente no final do vento. De forma bastante contrastante, as BSGs quentes teriam ventos bastante inhomogêneos desde seu princípio, com farta emissão de raios X em toda sua extensão. Podemos visualizar essa distinção na Tabela 5.3, observando que o *clumping* para as mais frias só começa, em geral acima não antes de  $\sim 40\%$  da extensão do vento.

Algo interessante e que merece uma investigação mais aprofundada também, é o fato de BSG HD2905 apresentar C II  $\lambda 1335$  e C IV  $\lambda 1550$  em P-Cygni, tal qual um objeto do grupo “frio”, mesmo tendo uma  $T_{eff} = 23500$  K, que a coloca no grupo de “BSGs quentes”. No modelo para essa estrela mesmo colocando a velocidade de início da superionização  $v_x$  afastada no vento e um *filling factor* de raios X baixo – ver tabela 5.3 –, o que gerou uma  $L_x/L$  bem baixa, nós

<sup>7</sup>Como registro de vivência, nós chegamos a esse quadro explorando diferentes cenários físicos e parâmetros de raios X e de *clumping* no código visando ajustes melhores e, eventualmente, chegando a estes modelos. E pouco tempo depois, fortuitamente encontramos o artigo de Driessen et al. (2019), que ilustrava o mesmo quadro só que obtido de forma puramente teórica – o que nos entusiasmou bastante!



FIGURA 5.36. Diferenças entre os ventos das supergigantes frias e quentes. O círculo ciano representa a estrela em si e a região estendida em escala arbitrária branca e roxa representa o vento da estrela. A cor roxa representa os locais onde há emissão de raios X e a região pontilhada onde há *clumping*; note que são coincidentes, porque a emissão de raios X ocorre onde há inhomogeneidades.

não conseguimos reproduzir este comportamento. A principal razão pra isso é que a  $T_{eff}$ , como podemos ver pela equação 2.4.1, já modula a temperatura do vento de forma que os íons de C II não conseguem existir em quantidade relevante.

Como a modelagem bem sucedida dos espectros das BSGs frias e essa comprovação (ancorada em observações) das simulações até este momento parecem não existir na literatura, planejamos posteriormente nos aprofundarmos em discussões a respeito desses resultados (possivelmente com a participação de outros colaboradores) e reportar esses achados à comunidade. Nosso intuito é redigir uma *letter* ou artigo em revista especializada, que, esperamos, estimule as discussões a respeito do assunto para avançarmos na compreensão da natureza das BSGs e, conseqüentemente, beneficiar todo o campo da astrofísica das estrelas massivas.

## 5.5 Consequências para o Vento das B Supergigantes

### 5.5.1 Taxas de Perdas de Massa e Bi-Estabilidade

Como discutido na seção 2.3, a inclusão de *micro-clumping* na modelagem das atmosferas estelares, invariavelmente leva a mudanças na taxa de perda de massa  $\dot{M}$  inferida para esses

objetos, visto que os diagnósticos que dependem da densidade ao quadrado (como o  $H\alpha$ ) nos apontam para  $\dot{M}/f_\infty^{1/2}$ , onde  $f_\infty$  é o fator de preenchimento de volume, ao invés da perda de massa “real”. Por conta disso, não é surpreendente que as taxas de perda de massa obtidas neste estudo foram inferiores as obtidas por trabalhos anteriores que não inseriram *clumping* na análise<sup>8</sup>, como podemos observar na Figura 5.37.

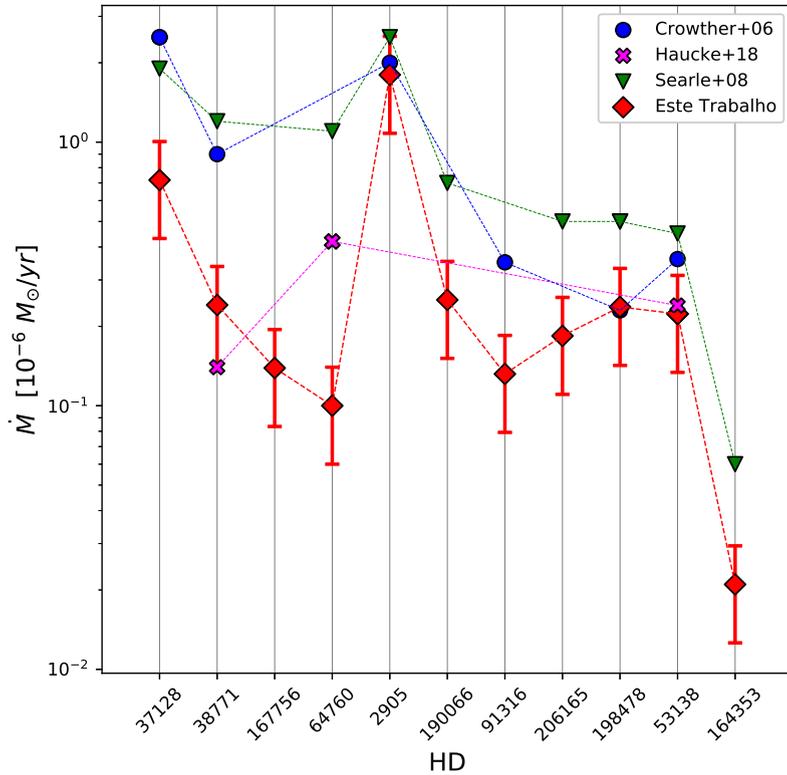


FIGURA 5.37. Taxas de Perda de Massa da amostra. Os diferentes pontos para a mesma estrela indicam valores inferidos de diferentes trabalhos. As linhas conectando os pontos são par ajudar a visualizar melhor a tendência das estrelas da amostra.

Imediatamente podemos notar que as maiores discrepâncias ocorrem entre as estrelas mais quentes, já que estas possuem os ventos mais inhomôgeneos e portanto com menores  $f_\infty$ . Nas BSGs mais frias o  $f_\infty \sim 0.9$ , de forma que as reduções nas taxas de perda de massa inferidas seriam muito pequenas. Porém, ainda que com a compensação pelo fator de preenchimento, verificamos que para o grupo dos objetos frios há uma tendência de diminuição da  $\dot{M}$  em relação aos trabalhos anteriores de referência.

O que pode explicar este comportamento é a inserção de raios X no vento, que fortalece os perfis como C IV  $\lambda 1550$ , Si IV  $\lambda 1400$  e um pouco o Al III  $\lambda 1855$ , que são indicadores

<sup>8</sup>Uma exceção interessante é o trabalho de Haucke et al. (2018), que mesmo não utilizando *clumping*, obtiveram valores de  $\dot{M}$  similares aos nossos.

auxiliares da taxa de perda de massa. Ou seja, com a superionização é necessário uma  $\dot{M}$  menor para produzir os mesmos perfis.

Com os valores que obtivemos de taxas de perda de massa, nosso trabalho endossa com mais peso que as taxas de perdas de massa teóricas de Vink et al. (2000, 2001), que são amplamente usadas em modelos evolutivos no estado-da-arte (e.g. Ekström et al. 2012 e Brott et al. 2011) parecem, de fato, estarem superestimando a quantidade de massa perdida pelas estrelas de alta massa nos estágios evolutivos como BSGs. Além disso, como tendência geral, nossos resultados apontam que não deve haver um aumento da  $\dot{M}$  entre as BSGs no lado frio e quente da Bi-Estabilidade, como Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) discutem. Porém diferentemente destes, não encontramos uma redução acentuada, já que a taxas de perda de massa das BSGs foram bastante reduzidas. Na Figura 5.38, mostramos as taxas de perda de massa que obtivemos vs. as temperaturas efetivas das nossas e dos mesmos trabalhos mencionados anteriormente, porém agora incluindo os respectivos dados por completo.

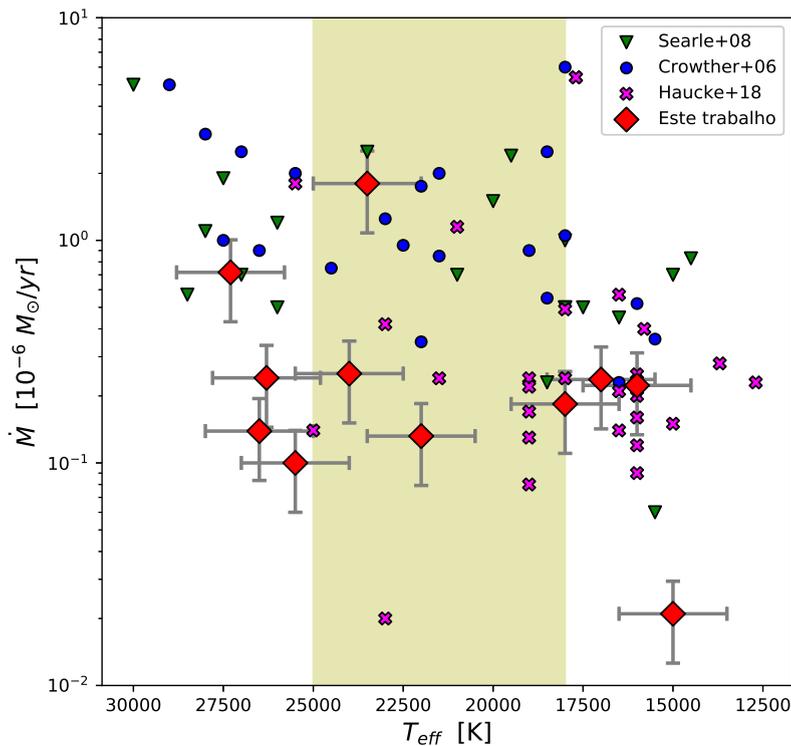


FIGURA 5.38. Taxas de Perda de Massa vs. temperatura efetiva da amostra. A região sombreada representa o intervalo do Salto de Bi-Estabilidade geralmente considerado. As legendas dos pontos são as mesmas da figura anterior, porém agora consideramos a amostra total dos autores e não somente as estrelas em comum com nosso trabalho.

Como podemos observar, entre o lado frio e quente da Bi-Estabilidade, cujo Salto é representada pela região sombreada, não há um aumento como esperado por alguns trabalhos (Vink

et al. 2000, 2001, 2010), nem nas nossas  $\dot{M}$  e nem dos outros autores – ainda que alguns poucos objetos apresentem  $\dot{M}$  atipicamente altas. No entanto, com a redução das taxas de perdas de massa das BSGs mais quentes, as tendências de diminuição mais acentuadas de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) não ocorrem para as nossas BSGs, que indicam um comportamento praticamente constante.

No entanto, reconhecemos que nossa amostra é reduzida em relação aos outros trabalhos e que é interessante que um estudo com um número maior de BSGs, com ventos inhomogêneos e superionização, seja feito para confirmar com mais confiança, ou refutar, a tendência apontada apontada pelos nossos resultados.

### 5.5.2 Relação Momento – Luminosidade

Por estar diretamente relacionada a taxa de perda de massa, a redução que obtivemos, especialmente para as BSGs mais quentes e luminosas, se manifesta de forma muito nítida na relação Momento–Luminosidade do Vento (WLR). Esta relação é motivada pela Teoria dos Ventos Dirigidos por Linhas (“Teoria CAK”, Castor et al. 1975), comprovada observacionalmente por Kudritzki et al. (1999), que estabelece a existência de uma forte conexão entre o momento do vento  $\dot{M}v_\infty$  e a luminosidade via  $\dot{M}v_\infty \propto R^{-1/2}L^{1/\alpha_{eff}}$ , onde  $\alpha_{eff}$  é um parâmetro ligado ao quanto o conjunto de linhas consegue acelerar o vento ao absorver momento dos fótons<sup>9</sup>. A partir da relação entre as grandezas, podemos definir o “momento modificado do vento”<sup>10</sup>  $D_{mom} = \dot{M}v_\infty\sqrt{R}$ , que se relaciona com a luminosidade  $L$  via:

$$\log_{10}(D_{mom}) = a \cdot \log_{10}(L/L_\odot) + b, \quad (5.5.1)$$

onde  $a$  e  $b$  são os coeficientes linear e angular da relação, que estão intimamente conectados à física da conversão de energia radiativa em energia mecânica nas atmosferas estelares.

Essa relação simples é bastante atrativa pela possibilidade de se obter diretamente uma conexão entre a luminosidade das estrelas e as características de seus ventos, sendo bastante importante para o entendimento destes.

No entanto, apesar de sua importância nesse âmbito mais específico, o que mais pode despertar o interesse no estudo da WLR é a possibilidade de obtermos a luminosidade de estrelas a partir de grandezas que podem ser encontradas espectroscopicamente, que pode ser muito útil para a astrofísica galáctica e extragaláctica! Para tanto, porém, é necessário que se construa

<sup>9</sup>Uma exposição concisa e discussão mais completa desta teoria é feita no capítulo 8 de Lamers et al. (2005).

<sup>10</sup>Rigorosamente é a taxa de momento, portanto uma força.

uma boa calibração entre o momento modificado e se compreenda bem como a WLR varia com os tipos de estrelas e metalicidades por exemplo (c.f. Mokiem et al. 2007).

É neste contexto que nosso e outros trabalhos que estudam as atmosferas BSGs se inserem também. Na Tabela 5.4 e na Figura 5.39 apresentamos os coeficientes obtidos para nossa amostra e para a amostra de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008).

TABELA 5.4. Coeficientes da Relação Momento – Luminosidade da amostra

Trabalho	Coefficiente Angular	Coefficiente Linear
Este Trabalho	$1.42 \pm 0.23$	$20.44 \pm 1.19$
Crowther et al. (2006)	$1.41 \pm 0.35$	$20.85 \pm 1.94$
Searle et al. (2008)	$1.61 \pm 0.14$	$19.82 \pm 0.79$

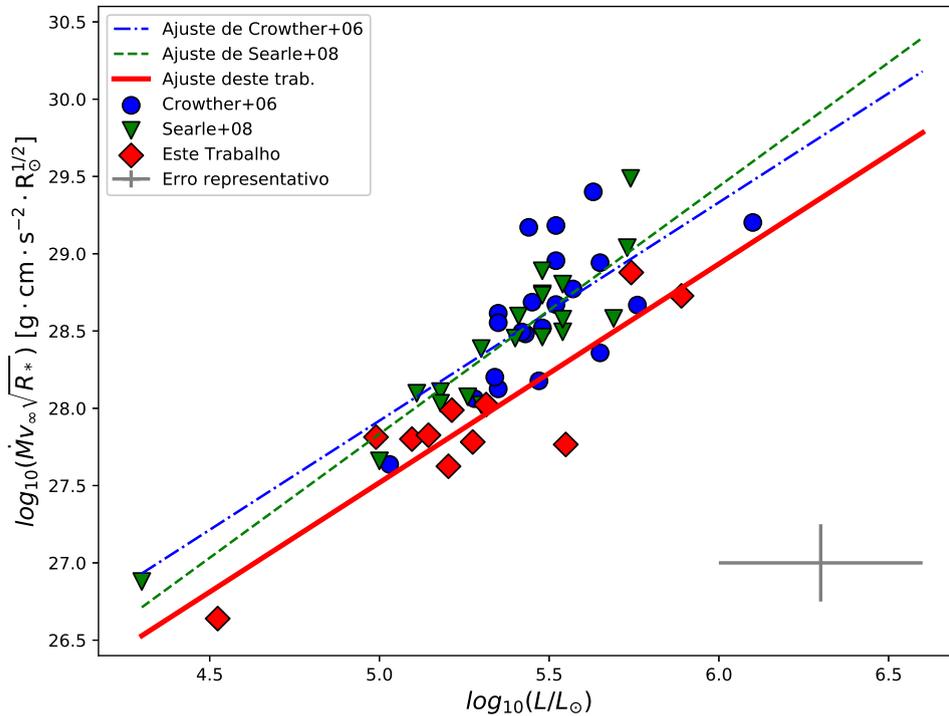


FIGURA 5.39. Relação momento–luminosidade das (WLR) da amostra. As diferentes linhas representam os ajustes lineares dos diferentes conjuntos de dados.

E como podemos verificar, obtivemos uma relação bem similar a de Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) em inclinação, porém mais rebaixada, que interpretamos ser (i) por conta da diminuição de  $\dot{M}v_\infty\sqrt{R}$  pelo fator de *clumping* e (ii) por conta da superionização incluída, que ao fortalecer as linhas diagnósticas de perda de massa no UV, fez com que precisássemos de uma  $\dot{M}$  menor para obtermos mesmos os ajustes (na verdade melhores) nesta região.

O eventual uso da WLR depende de uma boa calibração entre o momento do vento e a luminosidade, e sua construção, como dito em Searle et al. (2008), passa pelo entendimento de como o *clumping* se comporta em diferentes tipos de estrelas – assunto no qual buscamos contribuir com avanços neste projeto de mestrado. No entanto, o problema ainda está longe de ser solucionado (se é que é solucionável), porque apesar dos avanços, ainda há muito ser elucidado acerca do comportamento dos ventos das BSGs e de outros tipos de estrelas, tais como a dependência desta relação com a metalicidade (e.g. Vink et al. 2001 e Mokievich et al. 2007), que não foi abordada no nosso projeto, e a capacidade das atmosferas de converter o momento radiativo em momento mecânico para o vento (física atômica, estruturas).

## Capítulo 6

# Conclusão e Perspectivas

Neste projeto conseguimos com bastante sucesso modelar, com um bom nível de detalhamento, as atmosferas de uma amostra considerável de B supergigantes e, com isso, extrair propriedades físicas importantes destas. Para atingir esse objetivo operamos um código de atmosferas e síntese espectral de ponta (CMFGEN), bastante complexo, e muito reconhecido na comunidade como uma das ferramentas mais poderosas para a análise das fotosferas e dos ventos de estrelas quentes.

Com o código em mãos, cuja apresentação e discussão da física por trás encontra-se no Capítulo 2, dados atômicos atualizados (também explicado no mesmo capítulo), e munidos de dados espectrais de alta qualidade, cuja discussão a respeito do processo de obtenção e tratamento é feita no Capítulo 3, criamos modelos atmosféricos e espectrais na região do óptico e do UV que de forma geral se ajustam bem ao que é observado. A realização desses ajustes (que têm sua metodologia explicada no Capítulo 4) nos permitiu compreender melhor fisicamente (i) os contextos evolutivos das BSGs, através de informações a respeito das abundâncias químicas, luminosidades, gravidades e temperaturas superficiais, e (ii) o comportamento dos ventos (de forma quantitativa e qualitativa) presentes nesses objetos, através, por exemplo, da medição das taxas de perda de massa, caracterização do *clumping*, superionização e da modelagem da estrutura de ionização. Ao fazermos isso, conseguimos obter soluções, ainda que parciais, de problemas reportados na literatura a respeito do nosso entendimento acerca das BSGs. Os resultados e a discussão pertinente a eles é feita no Capítulo 5

Com respeito às características evolutivas, nós obtivemos que (i) as BSGs analisadas estão de fato distantes da ZAMS, (ii) que provavelmente são produtos da evolução de estrelas O (Figura 5.29), e (iii) que possuem alterações químicas superficiais significantes em relação ao referencial solar de Asplund et al. (2009) (Figura 5.30), que são indícios de milênios de processamento de material no interior levado à superfície através das instabilidades provocadas pela rotação estelar.

De certa forma esse resultado é uma verificação de que a rotação é um ingrediente indispensável para modelos de evolução estelar.

Dentro desta discussão, alguns exemplares da amostra se destacam com características e comportamentos peculiares. A HD64760, por exemplo, possui uma rotação projetada incrivelmente elevada para um objeto evoluído (comparáveis às rotações típicas de estrelas massivas de Sequência Principal), que dificilmente poderia ser explicada por um cenário sem interações com uma companheira. Podemos mencionar a HD37128 também, que alguns trabalhos encontraram uma abundância de N subsolar e outros não e, apesar de a balança das evidências pender para uma abundância suprasolar, a perspectiva de que haja uma depleção justifica futuras investigações mais aprofundadas.

Cabe aqui mencionar que ao longo do percurso para a obtenção desses resultados resultamos, nós esbarramos com um problema e discussão adicional interessante, que reportamos nessa dissertação e incentivamos investigações mais aprofundadas no futuro. Trata-se da constatação de que a utilização das distâncias GAIA-DR2 (e possivelmente Hipparcos revisado) para BSGs pode ser problemática, já que ao adotarmos esses valores, obtínhamos massas e luminosidades demasiado baixas para estrelas ditas de alta massa, que são incompatíveis com o que prevê a Teoria de Evolução Estelar vigente (Figura 5.32).

Em relação aos ventos das BSGs, nosso principal resultado é que a inclusão de *clumping* e superionização por raios X nas atmosferas desses objetos melhoraram significativamente os ajustes espectrais na região do UV, especialmente para as BSGs mais frias da amostra (Figuras 5.1 e 5.2). No entanto, conjuntamente a esse resultado, com igual nível de importância, nós destacamos que chegamos também a uma comprovação empírica do que simulações bastante recentes e robustas preveem a respeito da diferença de comportamento entre os ventos das BSGs mais quentes e mais frias, o que ao que tudo indica, são feito inédito. Portanto, planejamos após refinar alguns detalhes em nossa análise, reportá-los à comunidade via *letter* ou artigo regular à revista MNRAS.

Destrinchando esses resultados expostos, o cenário ao qual chegamos é que (i) as BSGs mais quentes possuem ventos bastante inhomogêneos, repleto de *clumping* ( $f_{\infty} \sim 0.2$ ) e emissão de raios X, desde o início até o final do vento – de forma muito similar às estrelas de tipos O – e (ii) as BSGs mais frias, de forma geral, de maneira bastante distinta possuem ventos essencialmente homogêneos em grande parte das regiões internas e apenas nas porções mais externas apresentem um *clumping* pouco expressivo ( $f_{\infty} = 0.9$ ) e emissão de raios X menos intensas – ver Figura 5.36.

Outros resultados relacionados a este, e que merecem investigação mais apropriada, são: primeiro, a percepção da natureza “híbrida” da HD2905, que apresenta um espectro UV com linhas características das BSGs frias (e.g. C II 1335) e um óptico típico de uma BSG quente

(e.g. presença de He II 4542, além de uma taxa de perda de massa consideravelmente alta; segundo, problemas no ajuste de algumas BSGs frias, como a estrela HD198478, cujo espectro sintético possui o N V 1240 proeminente, em oposição ao observado, e a HD164353 que possui linhas de Si IV 1400 e Al III 1855 muito mais fracas do que conseguimos produzir, apesar do bom ajuste das linhas do carbono no UV; e terceiro, entre as BSGs mais quentes, em que mesmo reproduzindo a existência das linhas, algumas como a N V 1240 e Si IV 1400 ainda possuem problemas quanto a forma ou intensidade.

O que esses problemas mostram que a questão da superionização nas BSGs frias, apesar dos importantes avanços realizados e discutidos nessa dissertação, ainda parece estar longe de ser resolvida de fato. O questionamento que se estabelece é se ele pode ser resolvido dentro do nosso arcabouço de trabalho (*clumping*+raios X parametrizados), explorando mais o espaço de parâmetros, ou se a solução se encontra em descrições mais refinadas e com outros formalismos a respeito da natureza hidrodinamicamente rica, e complicada, dos ventos estelares (e.g. Oskinova et al. 2016, Puebla et al. 2016 e Flores & Hillier 2021).

Em um contexto maior, todo o esforço que desenvolvemos em busca de modelar as atmosferas das BSGs, e seus espectros, testando a inclusão de novos ingredientes físicos, se insere na procura pela busca de propriedades importantes, tanto para a evolução, quanto para o *feedback* das estrelas de alta massa no meio interestelar e nas galáxias que as hospedam (e.g. taxa de perda de massa, luminosidade e momento do vento). Nesse sentido, o que encontramos a partir de nossas análises é que as taxas de perda de massa das nossas BSGs são, em geral, menores que as determinações de outros trabalhos que as analisaram – especialmente para as mais quentes de nossa amostra, que como discutimos, são mais afetadas pelo *clumping*.

Esse resultado indica uma redução ainda maior em relação às previsões teóricas ainda bastante usadas na construção de modelos evolutivos (e.g. Vink et al. 2000). Outro aspecto disso é que nossos dados obtidos não corroboram a existência de um aumento da taxa de perda de massa antes e depois do dito Salto de Bi-estabilidade (Figura 5.38), como também prevêem as mesmas previsões teóricas amplamente usadas nos modelos de evolução estelar. Ao contrário, nossos dados sugerem uma tendência razoavelmente constante desta propriedade ao longo das temperaturas/tipos espectrais; o que também é diferente da tendência mais rápida de queda que Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) apontam.

Uma consequência da redução das taxas de perda de massa encontradas, foi um leve rebaiamento da relação momento do vento-luminosidade (WLR) em relação aos que Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) indicam para as BSGs; no entanto, ainda assim, o resultado que obtivemos concorda dentro da margem de erro com esses autores (ver 5.39). Aqui, destacamos a importância que a WLR pode ter em fornecer uma conexão direta (i) entre a radiação emitida pela estrela e o momento mecânico que o vento transmite e (ii) ter o potencial de fornecer uma

calibração de distâncias/luminosidades para estrelas de alta massa (Kudritzki et al. 1995) – desde que se chegue a uma solução satisfatória dos muitos mistérios ainda envolvendo as características dos ventos das estrelas massivas.

Como mensagem final, o que acreditamos ser importante transmitir com este trabalho é o quão interessante e importante é o estudo das B supergigantes, enquanto objetos evoluídos, para o entendimento da natureza das estrelas de alta massa, no nosso caso, focado no contexto da Via-Láctea. No entanto, a importância não se restringe somente a este domínio, já que estrelas deste tipo podem ser (e são) estudadas em outras galáxias da vizinhança local.

Atualmente, com as grandes expectativas e entusiasmo em torno do projeto ULLYSES – um dos maiores programas do HST –, que está coletando espectros de alta resolução de estrelas/proto-estrelas quentes no Grupo Local de Galáxias (e que inclui BSGs!), é provável que a astrofísica das estrelas massivas adentre em uma nova era de descobertas, e o conhecimento avançado da física de suas atmosferas e do ferramental teórico será essencial para compreendermos melhor esses agentes que há bilhões de anos trouxeram luz novamente ao Universo e ajudaram a esculpir galáxias.

# Bibliografia

Abbott D. C., 1982, ApJ, 259, 282

Abbott D. C., Biegging J. H., Churchwell E., 1981, ApJ, 250, 645

Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, ARA&A, 47, 481

Babel J., 1995, A&A, 301, 823

Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M., Mantelet G., Andrae R., 2018, The Astronomical Journal, 156, 58

Berghoefer T. W., Schmitt J. H. M. M., Danner R., Cassinelli J. P., 1997, A&A, 322, 167

Bessell M. S., Castelli F., Plez B., 1998, A&A, 333, 231

Bouret J. C., Lanz T., Hillier D. J., 2005, A&A, 438, 301

Bouret J. C., Lanz T., Hillier D. J., Heap S. R., Hubeny I., Lennon D. J., Smith L. J., Evans C. J., 2003, ApJ, 595, 1182

Brott I. et al., 2011, A&A, 530, A115

Carroll B. W., Ostlie D. A., 2017, An Introduction to Modern Astrophysics (2 ed.). Cambridge University Press

Cassinelli J. P., Waldron W. L., Sanders W. T., Harnden J., F. R., Rosner R., Vaiana G. S., 1981, ApJ, 250, 677

Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, ApJ, 195, 157

Clark J. S., Najarro F., Negueruela I., Ritchie B. W., Urbaneja M. A., Howarth I. D., 2012, A&A, 541, A145

Cohen D. H., Gagné M., Leutenegger M. A., MacArthur J. P., Wollman E. E., Sundqvist J. O., Fullerton A. W., Owocki S. P., 2011, MNRAS, 415, 3354

Conti P. S., 1975, Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege, 9, 193

- Crowther P. A., 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Crowther P. A., Lennon D. J., Walborn N. R., 2006, *A&A*, 446, 279
- Crowther P. A., Schnurr O., Hirschi R., Yusof N., Parker R. J., Goodwin S. P., Kassim H. A., 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Donati J. F., Landstreet J. D., 2009, *ARA&A*, 47, 333
- Driessen F. A., Sundqvist J. O., Kee N. D., 2019, *A&A*, 631, A172
- Egret D., 1978, *A&A*, 66, 275
- Ekström S. et al., 2012, *A&A*, 537, A146
- Ekström S., Georgy C., Meynet G., Groh J., Granada A., 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 60, Kervella P., Le Bertre T., Perrin G., ed, *EAS Publications Series*, p. 31
- ESA , 1997, Eur. Sp. Agency, (Special Publ. ESA SP), Volume 1
- Feldmeier A., Puls J., Pauldrach A. W. A., 1997, *A&A*, 322, 878
- Fitzgerald M. P., 1970, *A&A*, 4, 234
- Flores B. L., Hillier D. J., 2021, *MNRAS*, 504, 311
- Fraser M., Dufton P. L., Hunter I., Ryans R. S. I., 2010, *MNRAS*, 404, 1306
- Georgy C., Saio H., Meynet G., 2014, *MNRAS*, 439, L6
- Gordon K. D., Gies D. R., Schaefer G. H., Huber D., Ireland M., 2019, *ApJ*, 873, 91
- Götberg Y., Korol V., Lamberts A., Kupfer T., Breivik K., Ludwig B., Drout M. R., 2020, *ApJ*, 904, 56
- Gräfener G., Hamann W. R., 2005, *A&A*, 432, 633
- Gräfener G., Hamann W. R., 2008, *A&A*, 482, 945
- Groh J. H., Meynet G., Ekström S., Georgy C., 2014, *A&A*, 564, A30
- Groh J. H., Meynet G., Georgy C., Ekström S., 2013, *A&A*, 558, A131
- Haucke M., Cidale L. S., Venero R. O. J., Curé M., Kraus M., Kanaan S., Arcos C., 2018, *A&A*, 614, A91
- Hillier D. J., 2020, *Galaxies*, 8, 60
- Hillier D. J., Bouret J.-C., Lanz T., Busche J. R., 2012, *MNRAS*, 426, 1043

- Hillier D. J., Lanz T., Heap S. R., Hubeny I., Smith L. J., Evans C. J., Lennon D. J., Bouret J. C., 2003, *ApJ*, 588, 1039
- Hillier D. J., Miller D. L., 1998, *ApJ*, 496, 407
- Hillier D. J., Miller D. L., 1999, *ApJ*, 519, 354
- Howarth I. D., Siebert K. W., Hussain G. A. J., Prinja R. K., 1997, *MNRAS*, 284, 265
- Kaufer A., Stahl O., Prinja R. K., Witherick D., 2006, *A&A*, 447, 325
- Keszthelyi Z., Meynet G., Georgy C., Wade G. A., Petit V., David-Uraz A., 2019, *MNRAS*, 485, 5843
- Kraus M. et al., 2015, *A&A*, 581, A75
- Krtićka J., Kubát J., Krtićková I., 2021, *A&A*, 647, A28
- Kudritzki R. P., Lennon D. J., Puls J., 1995, in Walsh J. R., Danziger I. J., ed, *Science with the VLT*, p. 246
- Kudritzki R. P., Puls J., Lennon D. J., Venn K. A., Reetz J., Najarro F., McCarthy J. K., Herrero A., 1999, *A&A*, 350, 970
- Lamers H. J., Gieles M., Zwart S. F., 2005, *A&A*, 429, 173
- Lamers H. J. G. L. M., 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 388, de Koter A., Smith L. J., Waters L. B. F. M., ed, *Mass Loss from Stars and the Evolution of Stellar Clusters*, p. 443
- Lamers H. J. G. L. M., Snow T. P., Lindholm D. M., 1995, *ApJ*, 455, 269
- Lefever K., Puls J., Aerts C., 2007, *A&A*, 463, 1093
- Lefèvre L., Marchenko S. V., Moffat A. F. J., Acker A., 2009, *A&A*, 507, 1141
- Lennon D. J., Dufton P. L., Fitzsimmons A., 1992, *A&AS*, 94, 569
- Lobel A., Blomme R., 2008, *ApJ*, 678, 408
- Maeder A., 2009, *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars*
- Maeder A., Meynet G., 2001, *A&A*, 373, 555
- Maeder A., Meynet G., 2003, *A&A*, 411, 543
- Maeder A., Meynet G., 2004, *A&A*, 422, 225
- Maeder A., Meynet G., 2005, *A&A*, 440, 1041

- Marcolino W. L. F., Bouret J. C., Martins F., Hillier D. J., Lanz T., Escolano C., 2009, *A&A*, 498, 837
- Markova N., Puls J., 2008, *A&A*, 478, 823
- Martin A. J. et al., 2018, *MNRAS*, 475, 1521
- Martins F., 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 29
- Martins F., Marcolino W., Hillier D. J., Donati J.-F., Bouret J.-C., 2015, *A&A*, 574, A142
- Martins F., Schaerer D., Hillier D. J., Meynadier F., Heydari-Malayeri M., Walborn N. R., 2005, *A&A*, 441, 735
- Massey P., 2003, *ARA&A*, 41, 15
- Matteucci F., 2012, *Chemical Evolution of Galaxies*
- McErlean N. D., Lennon D. J., Dufton P. L., 1999, *A&A*, 349, 553
- Megier A., Strobel A., Galazutdinov G. A., Krełowski J., 2009, *A&A*, 507, 833
- Mihalas D., 1978, *Stellar atmospheres*
- Mokiem M. R. et al., 2007, *A&A*, 473, 603
- Morton D. C., 1967, *ApJ*, 147, 1017
- Najarro F., 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 233, de Groot M., Sterken C., ed, *P Cygni 2000: 400 Years of Progress*, p. 133
- Nerney S., 1980, *ApJ*, 242, 723
- Oskinova L. M., Hamann W. R., Cassinelli J. P., Brown J. C., Todt H., 2011, *Astronomische Nachrichten*, 332, 988
- Oskinova L. M., Kubátová B., Hamann W.-R., 2016, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 183, 100
- Owocki S. P., 1994, *Ap&SS*, 221, 3
- Owocki S. P., Castor J. I., Rybicki G. B., 1988, *ApJ*, 335, 914
- Pauldrach A. W. A., Kudritzki R. P., Puls J., Butler K., Hunsinger J., 1994, *A&A*, 283, 525
- Pauldrach A. W. A., Puls J., 1990, *A&A*, 237, 409
- Petrov B., Vink J. S., Gräfener G., 2014, *A&A*, 565, A62
- Pillitteri I., Wolk S. J., Megeath S. T., 2016, *The Astrophysical Journal*, 820, L28

- Prinja R. K., Massa D., Fullerton A. W., 2002, *A&A*, 388, 587
- Prinja R. K., Massa D. L., 2010, *A&A*, 521, L55
- Puebla R. E., Hillier D. J., Zsargó J., Cohen D. H., Leutenegger M. A., 2016, *MNRAS*, 456, 2907
- Puls J., Najarro F., Sundqvist J. O., Sen K., 2020, *A&A*, 642, A172
- Puls J., Vink J. S., Najarro F., 2008, *The A&A Review*, 16, 209
- Rivinius T., Carciofi A. C., Martayan C., 2013, *The A&A Review*, 21, 69
- Runacres M. C., Owocki S. P., 2005, *A&A*, 429, 323
- Saio H., Georgy C., Meynet G., 2013, *MNRAS*, 433, 1246
- Sana H. et al., 2012, *Science*, 337, 444
- Sander A., Hamann W. R., Todt H., 2012, *A&A*, 540, A144
- Sander A. A. C., Fürst F., Kretschmar P., Oskinova L. M., Todt H., Hainich R., Shenar T., Hamann W. R., 2018, *A&A*, 610, A60
- Sander A. A. C., Hamann W. R., Todt H., Hainich R., Shenar T., 2017, *A&A*, 603, A86
- Savage B. D., Sembach K. R., Cardelli J. A., 1994, *ApJ*, 420, 183
- Searle S. C., Prinja R. K., Massa D., Ryans R., 2008, *A&A*, 481, 777
- Simón-Díaz S., Aerts C., Urbaneja M. A., Camacho I., Antoci V., Fredslund Andersen M., Grundahl F., Pallé P. L., 2018, *A&A*, 612, A40
- Simón-Díaz S., Godart M., Castro N., Herrero A., Aerts C., Puls J., Telting J., Grassitelli L., 2017, *A&A*, 597, A22
- Smith N., 2014, *ARA&A*, 52, 487
- Sundqvist J. O., Puls J., Feldmeier A., 2010, *A&A*, 510, A11
- Torrejón J. M., Schulz N. S., Nowak M. A., Oskinova L., Rodes-Roca J. J., Shenar T., Wilms J., 2015, *ApJ*, 810, 102
- van Leeuwen F., 2007, *A&A*, 474, 653
- Vink J. S., 2020, *Galaxies*, 8, 43
- Vink J. S., Brott I., Gräfener G., Langer N., de Koter A., Lennon D. J., 2010, *A&A*, 512, L7
- Vink J. S., de Koter A., Lamers H. J. G. L. M., 2000, *A&A*, 362, 295

Vink J. S., de Koter A., Lamers H. J. G. L. M., 2001, *A&A*, 369, 574

von Zeipel H., 1924a, *MNRAS*, 84, 665

von Zeipel H., 1924b, *MNRAS*, 84, 684

Wade G. A. et al., 2016, *MNRAS*, 456, 2

Walborn N. R., Nichols-Bohlin J., 1987, *PASP*, 99, 40

Yadav A. P., Joshi S., Glatzel W., 2021, *MNRAS*, 500, 5515

Zorec J., Cidale L., Arias M. L., Frémat Y., Muratore M. F., Torres A. F., Martayan C., 2009, *A&A*, 501, 297

# Apêndice A

## Informações Adicionais e Comentários sobre a Amostra

Este capítulo tem como objetivo fazer uma revisão das informações mais relevantes para este trabalho acerca das B supergigantes (BSGs) da amostra. Paralelamente a isso, discutimos alguns processos físicos importantes que operam nestas estrelas individualmente com a finalidade de fornecer uma visão mais abrangente sobre a astrofísica desses ricos objetos.

### A.1 HD 37128 – $\epsilon$ -Ori – Alnilan

A HD37128 — mais conhecida como  $\epsilon$  Ori ou Alnilan<sup>1</sup> — é o astro central do asterismo das Três Marias e é a BSG mais famosa para o público leigo e, provavelmente, a mais bem estudada na Astronomia. Ela faz parte da associação OB1(b1) da constelação de Órion e está à 0.606 kpc da Terra, de acordo com as distâncias revisadas do Hipparcos (van Leeuwen 2007); embora, alguns estudos recentes mais focados nesta estrela (e.g. Martins et al. 2015 e Puebla et al. 2016) usem a distância antiga de 0.412 kpc (ESA 1997).

Ela é tipicamente classificada como uma B0 Ia, ou seja, uma BSG no limite entre o tipo espectral O e B, o que de imediato, indica uma alta temperatura efetiva, cujas estimativas mais recentes encontram-se em torno de 27000 K (Crowther et al. 2006, Searle et al. 2008, Martins et al. 2015 e Puebla et al. 2016). Sendo uma supergigante, sua gravidade superficial é consideravelmente baixa ( $\log g \sim 3$ ), consequência de um raio fotosférico bastante estendido.

Como boa parte das BSGs, HD37128 apresenta variabilidades em seu espectro, especialmente em linhas relacionadas ao vento estelar, tais como  $H\alpha$  (Martins et al. 2015) e o restante

---

<sup>1</sup>“Colar de pérolas” em árabe.

da série de Balmer e linhas do He – essas últimas formadas na base do vento. Tais variações introduzem incertezas na determinação da perda de massa, já que o ajuste de  $H\alpha$  é utilizado para obter ou verificar essa grandeza neste tipo de estrela.

Devido ao seu alto brilho aparente ( $V = 1.69$ ,  $G = 1.65$ )<sup>2</sup>, sua paralaxe não foi medida pelo GAIA (cujo limite inferior de magnitude é  $G = 3$ ), de forma que neste trabalho a distância escolhida para obter a luminosidade é oriunda dos dados revisados do satélite Hipparcos (van Leeuwen 2007), supostamente mais confiáveis que as distâncias antigas. Ao adotarmos essa distância, a luminosidade obtida a partir de seu fluxo via ajuste espectral é  $\log(L/L_{\odot}) = 5.81$ , o que corresponde a uma massa de  $65 M_{\odot}$ , dado sua temperatura ajustada de 27300 K e  $\log g = 3.05$ .

Os valores de luminosidade e massa encontrados são similares aos encontrados por Searle et al. (2008) (espectroscopicamente), porém bastante acima dos encontrados por Crowther et al. (2006), por volta de  $30 M_{\odot}$  e inferidos por Searle et al. através da comparação com trajetórias evolutivas. Os primeiros são maiores que as massas evolutivas oriundas de modelos com rotação (Maeder & Meynet 2001), enquanto que as massas espectroscópicas dos últimos concordam com as observações.

Um aspecto evolutivo interessante deste objeto é o fato de haver uma discrepância relativamente alta na abundância de N entre determinações de diferentes trabalhos sobre essa estrela. E para além do tamanho dessa, tal divergência subtende o valor solar (de Asplund et al. 2009), o que pode se traduzir em uma dificuldade de se averiguar como a HD37128 se encaixa evolutivamente quanto às alterações químicas superficiais.

De acordo com o estado da arte da evolução estelar, é esperado que estrelas massivas adquiram um excesso de N e uma depleção de C ao longo de sua evolução devido à rotação (mais detalhes em 5.2). Crowther et al. (2006) e Puebla et al. (2016) apontam para uma abundância supra-solar de N, o que está em harmonia com o enriquecimento esperado. No caminho contrário, Searle et al. (2008) e Martins et al. (2015) encontram uma abundância inferior à solar, bastante acentuada no primeiro artigo, antagonizando as previsões teóricas. Neste trabalho, obtemos uma abundância também ligeiramente menor.

Esses achados mostram que apesar de bastante conhecida e estudada, a Alnilan ainda guarda muitas incógnitas e sua investigação mais profunda se mostra importante para iluminar o conhecimento de evolução estelar de alta massa.

<sup>2</sup>Conversão GAIA – Johnson-Cousins-Glass feita seguindo a fórmula  $G - V = -0.01746 + 0.008092(V - I) - 0.2810(V - I)^2 + 0.03655(V - I)^3$  segundo a documentação oficial do GAIA ([https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR2/Data\\_processing/chap\\_cu5pho/sec\\_cu5pho\\_calibr/ssc\\_cu5pho\\_PhotTransf.html](https://gea.esac.esa.int/archive/documentation/GDR2/Data_processing/chap_cu5pho/sec_cu5pho_calibr/ssc_cu5pho_PhotTransf.html)).

## A.2 HD 38771 – $\kappa$ -Ori – Saiph

Tal qual a  $\epsilon$ -Ori (HD37128), a HD38771 é uma supergigante relativamente famosa na astronomia amadora, sendo mais popularmente conhecida como “Saiph”, espada em árabe. Ela é classificada como uma B0.5Ia e, de acordo com a maior parte dos trabalhos que analisaram essa estrela (e.g. Crowther et al. 2006, Searle et al. 2008 e Haucke et al. 2018), aparenta ser bastante similar a HD37128, porém levemente inferior em gravidade superficial e temperatura.

A Saiph, tal qual a Alnilan, apresenta variabilidade de linhas do H e He (Haucke et al. 2018), porém destaca-se, como o próprio Haucke et al. aponta, a variação do  $H\alpha$  que assume uma variedade de perfis – pico duplo, absorção e absorção com pico central. Nesse trabalho, o espectro recuperado via POLARBASE (que data de 20/02/2016 às 20:36:24) é uma absorção com pico central. Uma das razões para a tal variabilidade, segundo Haucke et al. (2018) especula, pode ser devido à campos magnéticos (reportado em Nerney 1980).

O fato haver tais variações em  $H\alpha$  a faz não ser um diagnóstico tão confiável para derivar a  $\dot{M}$  (taxa de perda de massa) desse objeto, de forma que os valores derivados devem ser considerados como ordens de grandeza. Estendendo esse cenário, e considerando que  $H\alpha$  com algum grau de variação é encontrado em grande parte das BSGs e também é sensível a outros parâmetros estelares (e.g.  $T_{eff}$ ,  $\log g$ ,  $\beta$ ), seu uso como diagnóstico de  $\dot{M}$  deve ser feito com cautela e observando atentamente outras linhas no UV.

Uma outra discussão que cabe à Saiph (HD38771) é em relação à sua luminosidade e distâncias obtidas na literatura e neste trabalho. A distância revisada do Hipparcos para essa estrela (van Leeuwen 2007), que é considerada em trabalhos recentes como Haucke et al. (2018) e Pillitteri et al. (2016), é de 0.2 kpc. No entanto, um ajuste de sua SED (do inglês *spectral energy distribution*) utilizando essa distância como um dos *inputs* requer  $L \simeq 4 \times 10^4 L_{\odot}$ , uma luminosidade excessivamente baixa para uma BSG, o que dados seus  $T_{eff} \sim 26000$  K e  $\log g \sim 3.0$  resulta em uma massa de  $\sim 4M_{\odot}$ , também muito baixa para uma estrela dita de alta massa nesse estágio evolutivo.

Dado a excentricidade dessas grandezas e suas implicações, um expediente simples seria desconfiar da paralaxe do Hipparcos para o objeto. Porém, esta encontra respaldo em trabalhos como Megier et al. (2009), que mede a distância de  $\kappa$ -Ori através da absorção de Ca II na linha de visada pelo ISM, e Pillitteri et al. (2016), que argumenta que Saiph está no centro de uma “concha de formação estelar”, que teria sido esculpida pelo seu próprio vento – ver imagem A.1. As estrelas em formação e a distribuição de gases emissores de infravermelho nas paredes da concha, segundo o artigo, tem distâncias compatíveis com a de  $\kappa$ -Ori por van Leeuwen (2007).

Em Crowther et al. (2006) e Searle et al. (2008) a distância adotada advém de considerar que a Saiph faz parte da associação OB Orion OB1c – o qual Pillitteri et al. contesta –, o

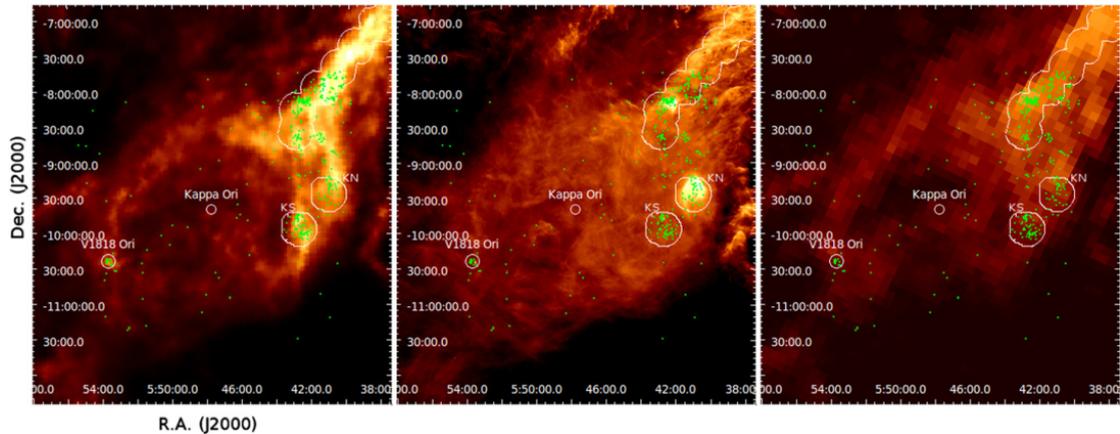


FIGURA A.1. Figura 2 de Pillitteri et al. (2016) mostrando anel possivelmente ao redor de HD38771 visto no infravermelho. Os pontos verdes representam excesso de infravermelho, indicando estrelas e os contornos em branco são regiões emissoras de raios X observadas com o XMM-Newton, indicando objetos quentes (e.g. estrelas massivas e protoestrelas).

que resulta em uma distância de aproximadamente 0.47 kpc. Ao considerar essa distância, a luminosidade por ajuste de SED é de  $\sim 2.6 \times 10^5 L_{\odot}$  e  $M \sim 21 M_{\odot}$ , valores mais condizentes com o que se sabe sobre essas estrelas. Neste trabalho, por não possuímos distâncias GAIA para esse objeto (já que também é muito brilhante) utilizamos a distância usada por Searle et al. por ser um dos principais trabalhos com os quais estamos comparando nossa análise e por escolhermos uma abordagem conservadora quanto à natureza de  $\kappa$ -Ori, ainda que possam haver boas justificativas para considerar uma massa e luminosidade inusitadamente baixas.

Sem dúvida Saiph se revela um objeto interessante de ser estudado em mais detalhes, que pode fornecer informações valiosas sobre evolução estelar, haja vista a provável presença de campos magnéticos e sua possível baixa luminosidade e massa para uma B0.5Ia. Ambos os aspectos, se de fato forem verdade, estão na fronteira da pesquisa em evolução estelar de estrelas massivas, em que canais evolutivos mais complexos – e.g. efeitos do magnetismo na evolução e multiplicação – são pouco a pouco destrinchados.

### A.3 HD 167756

A HD167756 é uma BSG muito pouco estudada, com poucos artigos encontrados analisando-a em mais detalhes, e destes, todos razoavelmente antigos, como Prinja et al. (2002), Savage et al. (1994) e outros da década de 1980 (muitos destes devido às observações do IUE).

Ela é classificada como uma B0.5Ib/ab e se encontra na constelação de Corona Australis, uma direção próxima a do centro galáctico. Uma informação interessante é que de acordo com Savage et al. (1994) ela se encontra fora do plano do disco galáctico ( $|z| > 0.25$  kpc, onde  $z$  é a

altitude galáctica), estando à uma altitude de 0.85 kpc considerando uma distância até a Terra de  $\sim 4$  kpc, como Savage et al. e dados revisados do Hipparcos (van Leeuwen 2007) apontam.

Neste trabalho adotamos a distância de 1.91 kpc, oriunda do GAIA DR2 (Bailer-Jones et al. 2018) para esse objeto; o que a título de curiosidade, ainda mantém a estrela no Halo Galáctico. No entanto, cabe salientar que ao adotar essa distância, o ajuste da SED requer uma massa e luminosidades bem no limite inferior de estrelas de alta massa.

O espectro óptico utilizado em nossa análise foi cedido por Dra. Mary Oksala, como uma BSG do projeto MiMeS (Wade et al. 2016) sem campo magnético detectado. E, como em todas as estrelas da amostra, o espectro UV é oriundo do IUE.

## A.4 HD 64760

A HD64760 é provavelmente uma das B supergigantes mais exóticas que se tem conhecimento. Ela se encontra na constelação da Pupa e sua principal característica que a faz se destacar das demais é sua velocidade de rotação projetada incrivelmente elevada (216 km/s!) para uma estrela deste tipo espectral (B0.5Ib) em estágio evolutivo mais avançado.

Por conta dessa rotação elevada, é esperado que sua estrutura desvie-se da simetria esférica, sendo um elipsoide oblato, e pelo teorema de von Zeipel (Maeder 2009, von Zeipel 1924b e von Zeipel 1924a) teria temperaturas e gravidades superficiais variando bastante com a latitude; Kaufer et al. (2006), por exemplo, encontra através da análise da pulsação de HD64760 que  $T_{equador} = 23300$  K e  $T_{polo} = 29000$  K. Além disso, como também reportado em Kaufer et al. e Lobel & Blomme (2008) – este último analisou o vento usando simulações hidrodinâmicas 3D – o vento dessa estrela é repleto de estrutura tridimensionais, que se manifestam como variabilidades em seus espectros UV e óptico.

O fato de a estrela desviar-se bastante da simetria esférica em estrutura e em atmosfera faz com que sua modelagem com um código 1D, como o CMFGEN e os principais códigos disponíveis, um procedimento apenas parcialmente adequado, que só pode fornecer resultados aproximados. Isso é ilustrado na figura A.2, que mostra um perfil de  $H\alpha$  que não pode ser corretamente modelado de forma unidimensional (note as “alças” de emissão), visto que são características produzidas por discos ou pela própria rotação elevada do vento, como é o caso da HD64760 (ver Rivinius et al. 2013).

Ainda que modelar esse objeto unidimensionalmente não seja rigorosamente correto, fazê-lo é saudável para testar os limites de uma modelagem unidimensional como primeira aproximação. De fato, essa estrela foi modelada múltiplas vezes desta forma em diversos trabalhos que estudaram BSGs, como Lefever et al. (2007), Searle et al. (2008) e Haucke et al. (2018); isso nos

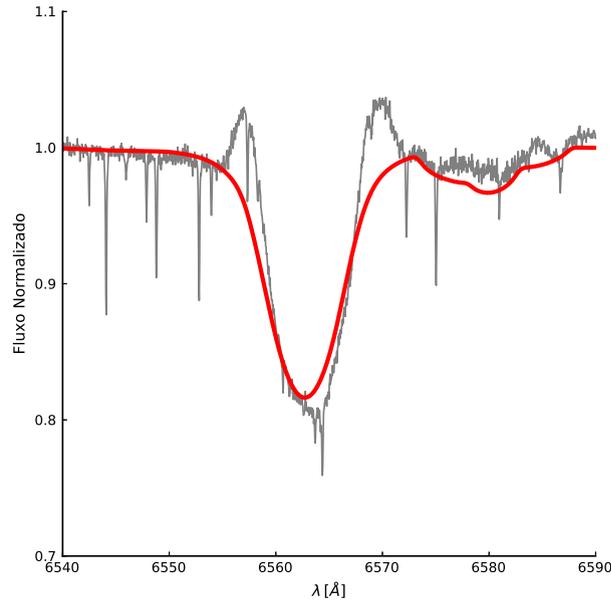


FIGURA A.2. Melhor ajuste que foi possível obter com o CMFGEN (código 1D) do perfil de H $\alpha$ . As “alças” em emissão à direita e à esquerda do perfil são produzidas pela própria rotação do vento e não podem ser reproduzidas pelo código.

encorajou a incluí-la na amostra. Curiosamente, tais trabalhos encontraram valores bastante distintos nas propriedades estelares: e.g.  $T_{eff}$  variando de 29000 K (Searle et al.) a 23000 K (Haucke et al.).

Esse objeto apresenta também um problema quanto à sua luminosidade inferida a partir de suas distâncias medidas – talvez de forma ainda mais grave que a HD38771. Suas distâncias GAIA e Hipparcos atualizadas (0.38 e 0.51 kpc) fornecem luminosidades inusitadamente baixas, de  $2 \times 10^4$  a  $3.5 \times 10^4 L_{\odot}$ , o que em ambos os casos produz massas demasiadamente pequenas. Cabe ressaltar, porém, que: (i) a estrela possui uma magnitude próximo ao limite inferior de magnitude do GAIA e (ii) toda a problemática envolvida na determinação de seus parâmetros através de um código 1D.

Por essas razões, e também para seguirmos em linha com o que é mais aceito para estas estrelas, adotamos a luminosidade que Kaufer et al. (2006) – que estudou mais detalhadamente a supergigante – utilizou em sua análise. Interessantemente, esta luminosidade corresponde muito bem à luminosidade que a HD64760 teria se estivesse à distância considerada em Searle et al. (2008), obtida através da calibração tipo espectral-magnitude absoluta de Egret (1978).

Assim, estudo desta B supergigante peculiar pode fornecer informações valiosas acerca dos ventos de estrelas de rápida rotação. Porém, o que mais intriga em relação a tal objeto é como que uma estrela de alta massa, que teria dissipado seu momento angular com a perda de massa ao longo dos estágios anteriores, poderia se manter girando tão rapidamente. Que canais evolutivos poderiam ter levado à isso e o que isso pode nos dizer sobre a evolução desses objetos?

Fusão entre estrelas? Pouca perda de massa ou perda de massa sem perda de momento angular? Não sabemos.

## A.5 HD 2905 – $\kappa$ -Cas

A  $\kappa$ -Cas é uma BSG que já fora bastante estudada na literatura, com trabalhos desde a década de 1970 até este ano (Yadav et al. 2021 e Krtićka et al. 2021). O fato de ser uma estrela bem brilhante ( $V = 4.16$ ) a faz ser um alvo bastante óbvio para pessoas que investigam B supergigantes.

Ela é classificada como uma B1Ia, porém alguns trabalhos (Walborn & Nichols-Bohlin 1987, Crowther et al. 2006 e Searle et al. 2008) a consideram como um BC0.7Ia devido à uma suposta depleção de N e enriquecimento de C – Crowther et al. por exemplo a identifica como a BSG mais rarefeita de nitrogênio de sua amostra. Neste trabalho adotamos a classificação como B1 porque trabalhos recentes que a estudam (e.g. Simón-Díaz et al. 2018) assim a consideram.

Neste trabalho não encontramos nada de atípico em relação à abundância de CNO de  $\kappa$ -Cas para uma BSG. No entanto, no trabalho de Simón-Díaz et al. (2018), usando o código FASTWIND (Puls et al. 2020) eles encontram uma quantidade ainda menor de N que Crowther et al. reporta. O interessante é que um valor tão baixo quanto esse é menor que o valor solar, o que desafia o que é esperado a partir da teoria de evolução estelar.

Uma outra diferença importante que encontramos em relação ao trabalho de Crowther et al. (2006) é que encontramos uma temperatura efetiva de 23500 K, um pouco superior aos 21000 K encontrados por eles. No entanto, nossa determinação está em bom acordo com os encontrados por Searle et al. (2008) e Simón-Díaz et al. (2018), 23000 e 24600 K respectivamente. Interessantemente, este objeto apesar de ser razoavelmente quente, possui a linha de C II 1335 como um P-Cygni muito bem desenhado e ao mesmo tempo linhas de N V 1240 e C IV 1550 fortes, indicando que há bastante superionização, mas que de alguma forma o íon de C II está sobrevivendo a ela.

É importante ressaltar que encontramos uma dificuldade muito grande para ajustar o modelo aos espectros observados. Além do comportamento dúbio quanto à ionização do UV, no ótico é possível que uma taxa de perda de massa elevada (a linha de  $H\alpha$  possui uma emissão fortíssima) esteja atrapalhando o ajuste de algumas linhas como a série de Balmer e linhas de Si.

Simón-Díaz et al. (2018) e Yadav et al. (2021) analisaram em detalhes a variabilidade deste objeto sob a perspectiva da asterossismologia. Ambos encontraram massas entre 30 e 40  $M_{\odot}$ ,

ainda que hajam, segundo Yadav et al., inconsistências entre essas propriedades e os modos de pulsação observados da BSGs.

A  $\kappa$ -Cas também apresenta um problema com respeito às distâncias e luminosidade se consideramos a distância do GAIA DR2. Se consideramos as distâncias Hipparcos ou a inferida supondo-a parte da associação Cas-OB14 (como Crowther et al. 2006 e Searle et al. 2008 o fazem) de aproximadamente 1.4 kpc a luminosidade é  $\sim 300000 L_{\odot}$ .

No entanto, ao adotarmos a distância medida pelo GAIA (0.5 kpc, Bailer-Jones et al. 2018), obtemos apenas  $40000 L_{\odot}$ , um valor considerado demasiado baixo para uma supergigante B. Neste trabalho consideraremos as determinações antigas, visto que os trabalhos recentes ainda a usam e pelo fato de esta estrela também estar próximo ao limite inferior de magnitude do GAIA, o que pode atrapalhar a qualidade das medições de paralaxe.

As inconsistências em relação às massas e luminosidades determinadas via GAIA e Hipparcos revisado encontradas para essa e outras BSGs da amostra são discutidos em mais detalhes em 5.3.

Por conta das características mencionadas, apontamos a  $\kappa$ -Cas como uma estrela incrivelmente interessante para ser investigado mais a fundo. Sua possível depleção de N, sua proximidade com o suposto Salto de Bi-Estabilidade e seu comportamento dúbio no UV quanto à ionização merecem ser investigados em mais detalhes e podem fornecer bastante informação sobre a evolução de estrelas de alta massa e sobre a física de seus ventos.

## A.6 HD 190066

A HD190066 é uma B1Iab na constelação da Raposa com praticamente nenhuma informação disponível na literatura. O único trabalho encontrado que a analisou foi o de Searle et al. (2008), que não reportou nada de interessante a respeito dela, exceto uma dificuldade de ajustar simultaneamente  $H\gamma$  e  $H\delta$  para extrair seu  $\log g$ ; essa dificuldade não foi encontrada neste trabalho.

Aqui, porém, encontramos uma  $T_{eff} = 24000$  K, razoavelmente discrepante do valor encontrado por Searle et al. (2008), de 21000 K. Tais valores podem concordar dentro de margem de incerteza de 1500 K, porém ainda assim, pode ser uma diferença importante porque é esperado que próximo à 22000 K ocorra o chamado Salto de Bi-Estabilidade (*Bi-Stability Jump*) (mais detalhes sobre o assunto na seção 1.4).

Assim como a HD37128 e HD64760, esta BSG possui uma leve depleção de N, o que como mencionado na seção A.1 e discutido em mais detalhes na seção 5.2, desafia o enriquecimento superficial deste elemento previsto pela teoria.

Uma característica interessante que observamos é que essa estrela já começa a exibir as linhas ressonantes C II 1335 como um tímido perfil P-Cygni (sobreposto à absorções fotosféricas ou interestelar). Essas transições geram P-Cygni em ventos de BSGs mais frias (no lado frio do Salto de Bi-Estabilidade).

## A.7 HD 91316 – $\rho$ -Leo

A HD91316, mais conhecida como  $\rho$ -Leo é também classificada como uma B1Iab e há igualmente pouca informação disponível sobre ela. Apenas Crowther et al. (2006) a analisa em mais detalhes e obtém parâmetros fotosféricos, e inclusive reporta uma alta proporção de N/C, que também encontramos neste trabalho.

A principal motivação da inclusão desta estrela na amostra foi incluir objetos com  $T_{eff} \in [18000 \text{ K}, 25000 \text{ K}]$ , que corresponde bem à região onde o salto de bi-estabilidade é previsto para ocorrer (Vink et al. 2000 e Lamers et al. 1995).

Assim como a HD64760 e HD2905, a  $\rho$ -Leo compartilha o problema de possuir uma massa demasiadamente baixa para uma estrela de alta massa, se nós considerarmos as distâncias GAIA-DR2. Da mesma forma que as BSGs mencionadas, sua magnitude aparente V é próximo do limite inferior do GAIA, o que pode tornar a medição de paralaxe pouco confiável.

## A.8 HD 206165

A HD206165 é uma estrela da constelação de Cefeu classificada como uma B2Ib. Somente dois trabalhos (encontrados no ADS) estudaram esta supergigante: McErlean et al. (1999) e Searle et al. (2008). O primeiro fez uma análise utilizando um código não-ETL, porém de atmosfera plana e estática (sem perda de massa), o que sabemos hoje em dia não ser mais adequado para descrever atmosferas de BSGs, que são estendidas e possuem ventos intensos. Já o trabalho de Searle et al., assim como o nosso, utiliza o CMFGEN e nos motivou a incluir o objeto na amostra.

Devido à sua temperatura efetiva de 18000 K ela já apresenta as linhas de C II no ultravioleta como perfis P-Cygni bem desenvolvidos, típico de BSGs mais mornas.

## A.9 HD 198478 – 55-Cyg

A 55-Cyg é uma BSG relativamente bem estudada devido ao seu alto brilho ( $V = 4.9$ ), o que a faz ser um objeto óbvio de ser incluído em estudos sobre B supergigantes. Ela é tipicamente classificada como B2.5Ia e os trabalhos que a analisam e estimam seus parâmetros encontram  $T_{eff}$  entre 16500 e 19000 K e  $\log g$  entre 2.15 e 2.5; neste trabalho encontramos  $T_{eff} = 17000$  K e  $\log g = 2.15$ .

Essa estrela demonstra-se bem interessante porque apresenta variabilidades de longo e curto período, o que a leva a ser classificada como uma  $\alpha$ -Cygni (estrelas A ou B que são variáveis e possuem modos de pulsação específicos; ver Saio et al. 2013). Além disso, como todas as BSGs mais frias da amostra, o projeto IACOB (Simón-Díaz et al. 2017, que mediu a rotação projetada  $v \sin i$  e o alargamento de macroturbulência  $v_{mac}$ ) mediu uma  $v_{mac}$  próximo de 60 km/s, quase o dobro de sua rotação projetada, o que segundo Lefèvre et al. (2009) é uma evidência que a BSG pode ser uma  $\alpha$ -Cygni.

Outra razão que faz a HD198478 se apresentar como uma BSG bastante interessante é o fato de imagens no infravermelho obtidas com o WISE do entorno da estrela revelarem o que parece ser um arco de choque (*bow shock*), que Kraus et al. (2015) atribui a um período de altíssima perda de massa no passado. Por conta disso e dos modos de vibração observados em 55-Cyg, Kraus et al. argumenta que há indícios de que a supergigante azul já fora uma supergigante vermelha (RSG do inglês *Red Supergiants*) anteriormente.

Por outro lado, a 55-Cyg não apresenta enriquecimento de He ou rotação muito baixa, que são esperados por conta das perdas de massa obtusas na fase de RSGs que retiram camadas do envelope e dissipam momento angular. Esse descompasso entre vibrar como uma BSG pós-RSG mas possuir abundância de hélio de estágios pré-RSG é chamado de “Problema das  $\alpha$ -Cygni” – ver Saio et al. (2013) e Georgy et al. (2014).

Porém em defesa do cenário pós-RSG, a abundância de N da HD198478 é consideravelmente elevada e resultados de modelos evolutivos considerando o critério de Ledoux para convecção<sup>3</sup> como apresentados por Georgy et al. (2014) produzem BSGs com abundâncias de hélio próximas a solar, o que parece resolver a inconsistência mencionada.

Esse achado nos mostra como estrelas desse tipo podem ser bastante heterogêneas e diversas em suas características e história, ou seja, não devem ser lidas automaticamente como simples objetos recém saídos da Sequência Principal.

---

<sup>3</sup> $\nabla_{rad} < \nabla_{ad} + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu}$ , onde o  $\nabla_{rad}$  representa o gradiente de temperatura radiativo,  $\nabla_{ad}$  o adiabático,  $\nabla_{\mu}$  o gradiente composição química e os demais são outros parâmetros que vão depender das condições termodinâmicas do gás. O importante deste critério é que ele leva em conta o gradiente de composição química interna para avaliar se haverá ou não convecção interna.

Um outro trabalho muito interessante envolvendo esse objeto é o de Gordon et al. (2019) que mediu o diâmetro angular desta estrela usando interferometria, encontrando 0.448 mas (milissegundos), que os levaram a ajustar uma  $T_{eff} = 18800$  K considerando a distância GAIA DR2 (1180 pc) para este objeto. Esse resultado está bastante de acordo com os obtidos por Kraus et al. (2015), que usou o FASTWIND para analisá-la, porém um pouco discrepante do valor encontrado em nosso trabalho.

Dentre os ajustes espectrais das estrelas “frias”, a HD198478 foi a única que não conseguimos uma estrutura de ionização que eliminasse o P-Cygni de N V 1240, que não é aparente nessas BSGs. Infelizmente, por falta de tempo e recursos, não pudemos investigar as razões e a fundo e explorar mais os parâmetros de *clumping* e raios X, dentro dos limites consistentes com a física, para melhorar o ajuste. É possível que abaixando levemente o *filling factor* da superionização um modelo mais de acordo com o observado seja obtido.

## A.10 HD 53138 – 24-CMa

A HD53138 também é uma BSG, classificada como uma B3Ia ou B4Ia, razoavelmente bem estudada. Os principais trabalhos que a analisaram utilizando o CMFGEN ou o FASTWIND (Crowther et al. 2006, Lefever et al. 2007, Searle et al. 2008, Zorec et al. 2009, Fraser et al. 2010, Martin et al. 2018 e Haucke et al. 2018) encontram temperaturas efetivas de 15500 a 18000 K e gravidades superficiais de  $\log g = 2.05$  a 2.25. Neste trabalho encontramos  $T_{eff} = 16000$  K e  $\log g = 2.15$ , bem dentro dos parâmetros reportados na literatura.

Como muitas outras BSGs a HD53138 apresenta variabilidade morfológica e de intensidade na linha de H $\alpha$ , se apresentando ora como um pico duplo de emissão e ora como um perfil pcygni, segundo a análise de Haucke et al. (2018). Neste trabalho com dados de 2016 encontramos um perfil P-Cygni porém com uma emissão à esquerda (menor comprimento de onda) da linha que não conseguimos reproduzir.

Assim como as outras BSGs frias da amostra, a 24-CMa possui uma  $v_{mac}$  elevada, quase o dobro de sua rotação projetada, o que levou Haucke et al. (2018), se baseando no trabalho de Lefèvre et al. (2009) a considerá-la uma variável  $\alpha$ -Cygni.

Um outro trabalho recente que discute essa estrela em mais detalhes é o de Martin et al. (2018), em que eles apresentam os primeiros resultados do projeto LIFE, herdeiro do MiMeS, sobre magnetismo em estrelas de alta massa. Lá ele expõe, seguindo Zorec et al. (2009), que o status evolutivo da HD53138 é provavelmente uma BSG recém saída da Sequência Principal.

## A.11 HD 164353 – 67-Oph

A HD164353 é uma BSG bem pouco estudada. Apenas Searle et al. (2008) realiza uma análise mais detalhada de seu espectro para extrair parâmetros atmosféricos. Ela é classificada no trabalho da Searle et al. como uma B5Ib/II, bem na fronteira entre uma supergigante e uma gigante brilhante e essa característica se manifesta fisicamente em uma alta gravidade superficial –  $\log g = 2.4$  neste trabalho e 2.75 no trabalho de Searle et al..

A temperatura efetiva inferida para a 67-Oph é de 15000 K, praticamente idêntico ao o que Searle et al. (2008) encontrou dentro da margem de erro típico. No espectro óptico deste objeto há diversas linhas espectrais que não foram modeladas, mesmo com a inclusão de íons de praticamente todos os elementos e com dezenas a centenas de níveis/superníveis para cada transição. Isto pode indicar que a estrela está próximo ao limite de temperatura confiável para o CMFGEN, ou ainda que sua  $T_{eff}$  é ainda menor que 15000 K.

Além disso, apesar de termos melhorado os ajustes dos perfis C II 1335 e C IV 1550 do espectro da HD164353 a partir da inclusão do *clumping* e da superionização, falhamos em ajustar satisfatoriamente os perfis Si IV 1400 e Al III 1855, indicando que não estamos reproduzindo corretamente a estrutura de ionização deste objeto. É válido mencionar, no entanto, que Searle et al. também não conseguiram ajustar o espectro UV desta estrela, o que pode indicar que nem ventos homogêneos e nem o *clumping*+superionização da forma como são usualmente implementados atualmente sejam adequados para objetos tão frios.

## Apêndice B

# Parâmetros de Raios X da Amostra

Como discutimos no desenvolver da dissertação, o nosso foco não foi realizar um estudo aprofundado do comportamento dos raios X no vento das BSGs, mas sim verificar se sua inclusão nos levava a melhores ajustes – o que de fato levou. Assim, os valores de  $T_x$ ,  $f_x$  e  $v_x$  devem ser vistos como aproximações ou ordens de grandeza. No entanto, neste apêndice apresentamos os parâmetros de raios X dos modelos finais com a finalidade de deixar nossos resultados transparentes e, eventualmente, mais reproduzíveis, caso alguém deseje ou necessite no futuro.

TABELA B.1. Parâmetros de raios X das estrelas da amostra

Estrela	Tipo Esp.	$T_x$ $10^6$ K	$v_x/v_\infty$ km/s	$f_x$ –	$L_x/L$ $10^{-7}$
HD37128	B0Ia	2	0.05	0.25	3.20
HD38771	B0.5Ia	2	0.07	0.25	4.85
HD167756	B0.5Ib	0.9	0.05	0.34	1.42
HD64760	B0.5Ib	2	0.07	0.26	3.25
HD2905	B1Ia	1	0.70	0.13	0.18
HD190066	B1Iab	2	0.30	0.11	0.48
HD91316	B1Iab	2	0.35	0.40	1.27
HD206165	B2Ib	1.5	0.67	0.18	0.43
HD198478	B2.5Ia	1.6	0.70	0.15	0.56
HD53138	B3Ia	1	0.45	0.11	0.15
HD164353	B5Ib	1	0.20	0.13	0.12