

Estrelas gigantes O do tipo tardio e o problema dos ventos fracos

Elisson Saldanha da Gama de Almeida



Rio de Janeiro
Setembro de 2016

Estrelas gigantes O do tipo tardio e o problema dos ventos fracos

Elisson Saldanha da Gama de Almeida

Dissertação apresentada ao Observatório do Valongo da Universidade Federal do Rio de Janeiro, para a obtenção de Título de Mestre em Astronomia.

Orientador: Wagner Luiz Ferreira Marcolino

Rio de Janeiro
Setembro de 2016

Elisson S. G. de Almeida

Estrelas gigantes O do tipo tardio e o problema dos ventos fracos

225 páginas

Dissertação (Mestrado) - Observatório do Valongo -
Universidade Federal do Rio de Janeiro.

1. estrelas: alta massa
2. estrelas: atmosferas, ventos
3. estrelas: perda de massa
4. estrelas: problema dos ventos fracos

I. Universidade Federal do Rio de Janeiro. Observatório do Valongo.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Wagner Luiz Ferreira Marcolino – presidente

Prof^ª. Dr^ª. Cláudia Vilega Rodrigues – titular

Prof. Dr. Gustavo Frederico Porto de Mello – titular

Prof^ª. Dr^ª. Silvia Lorenz Martins – titular

Prof^ª. Dr^ª. Katia Matia Leite da Cunha – suplente

Prof^ª. Dr^ª. Denise Rocha Gonçalves – suplente

Aos meus pais, por todo o amor

Agradecimentos

Foi complicado, mas acabou.

Agradeço ao professor Wagner, por todo seu apoio e pela aprendizagem que tive ao longo dos últimos 4 anos. Sua dedicação foi fundamental para o meu desenvolvimento acadêmico, mas indo além disso: muito obrigado pelo incentivo à minha jornada que começa em breve. Aos professores Gustavo, Helio e Silvia pelo apoio nesse processo.

Aos meus pais, Elionai e Sônia, à tia Lila, ao meu avô Castro, ao meu irmão Nai e à minha companheira, Poema Eurístenes, por todo o amor e por dividir as angústias. Agradeço pelo carinho nas revisões deste texto feitas por meu pai e minha parceira.

A Alex, David, Icaro, Marcio, Morgana, Tássio e Thaís, pela amizade, carinho, e sobretudo, pela cerveja. Pelos processos estocásticos da vida (ou seriam os astros?) que permitiram que nos encontrássemos.

Agradeço à toda comunidade do Valongo, por criar um ambiente saudável e amistoso. Sou grato aos companheiros de sala — Bruno, Hélio, João e Raquel — pelas risadas e discussões ao longo desse um ano e meio. Também às amigas de longa data da graduação, Leo e Felipe, pelo companheirismo e por compartilharem desta jornada comigo.

Resumo

Estrelas de tipo O perdem uma fração significativa de massa durante sua evolução ($\sim 10^6 - 10^7$ anos) através de seus ventos intensos, que impactam em suas propriedades físicas — e.g., rotação e abundâncias químicas na superfície — e nas próprias trajetórias evolutivas pelo diagrama HR. Apesar da importância crucial da taxa de perda de massa na evolução de estrelas de alta massa, não existe um consenso estabelecido quanto à perda de massa para as diferentes classes de luminosidade de estrelas O. Neste trabalho tratamos com particular atenção ao então chamado problema dos ventos fracos. Essa é uma das principais questões em aberto na literatura de estrelas de alta massa. Tal problema é caracterizado por uma explícita discrepância entre as previsões teóricas (simulações hidrodinâmicas) e os resultados obtidos através de análises espectroscópicas (modelos de atmosferas) para as perdas de massa de estrelas O anãs. As taxas de perda de massa determinadas via modelos de atmosferas para anãs O do “tipo tardio” (O8-9.5V) são até duas ordens de grandeza menores do que as previstas via simulações hidrodinâmicas. O fato de modelos evolutivos de ponta para estrelas massivas usarem esses resultados hidrodinâmicos para a perda de massa evidencia a importância desta discussão.

Nosso objetivo é investigar o problema dos ventos fracos em estrelas O evoluídas. Desenvolvemos uma análise espectroscópica quantitativa nas regiões do ultravioleta e óptico para uma amostra representativa de 9 estrelas O gigantes do “tipo tardio” (O8-9.5III). Desta maneira, determinamos os seus principais parâmetros físicos fotosféricos e do vento estelar. Para tanto, utilizamos modelos de atmosferas sofisticados — na situação não-ETL — computados através do código CMFGEN e dados espectroscópicos de alta resolução na região do ultravioleta (telescópio IUE) e óptico (instrumentos FEROS e NARVAL). Somos primariamente motivados a analisar estrelas O gigantes do tipo tardio em virtude de sua região de luminosidade em $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$, que aparenta definir o início do problema dos ventos fracos. Até então, esse problema foi somente atestado para a classe de anãs O do tipo tardio. Também temos como motivação obter uma melhor caracterização dos parâmetros físicos para gigantes O do tipo tardio, em decorrência da escassez de resultados na literatura para estrelas desse tipo.

Para a derivação dos parâmetros estelares e do vento, analisamos as seguintes linhas diagnóstico no ultravioleta: Fe III-IV-V (temperatura efetiva e velocidade de rotação projetada), perfis P-Cygni de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ (perda de massa e velocidade terminal), e Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ (perda de massa). Obtivemos dados espectroscópicos de alta resolução providos pelo instrumento FEROS/La Silla para 6 estrelas da amostra, além de dados do instrumento NARVAL/Télescope Bernard Lyot para 1 estrela da amostra. Esse novo conjunto de dados na região do óptico nos permitiu buscar por determinações mais precisas e acuradas dos parâmetros fotosféricos da amostra. Além disso, verificamos os nossos resultados para as taxas de perda de massa derivadas pelo ultravioleta através dos perfis de H α . Utilizamos as seguintes linhas diagnóstico no óptico para a análise fotosférica: linhas de He I-II (temperatura efetiva), linhas fracas produzidas por metais (velocidade de rotação projetada), e linhas da série de Balmer (aceleração gravitacional superficial).

Determinamos os parâmetros físicos da nossa amostra de gigantes O e analisamos os resultados finais dos parâmetros do vento estelar no chamado diagrama momento modificado do vento versus luminosidade estelar, de forma conjunta, com resultados obtidos

na literatura para anãs e supergigantes O. Encontramos um bom acordo entre os parâmetros derivados através das análises no ultravioleta e óptico. Verificamos um acordo parcial quanto à modelagem das linhas de $H\alpha$ a partir das perdas de massa derivadas pelo ultravioleta. Entretanto, encontramos que a estrela de menor taxa de perda de massa possui $H\alpha$ ajustado pela sua perda de massa via ultravioleta. Além disso, descartamos a validade das perdas de massas hidrodinâmicas, de forma sistemática, tanto pela região do ultravioleta quanto do óptico. Desenvolvemos uma análise detalhada em busca de possíveis degenerescências relevantes entre as perdas de massa determinadas e os outros parâmetros estelares (como a temperatura efetiva, as abundâncias químicas dos elementos CNO, e o campo de velocidade de microturbulência). O estágio evolutivo de gigantes O do tipo tardio é abordado através da análise no diagrama HR, nos permitindo compará-las com os resultados da literatura para anãs e supergigantes. Além disso, realizamos testes puramente via modelos de atmosferas em diferentes regiões espectrais (ultravioleta, óptico, e infravermelho) e verificando que a linha de $P\alpha$ é particularmente interessante para uma abordagem ao problema dos ventos fracos em gigantes O. Isso porque a linha de $P\alpha$ nos permite testar as perdas de massa derivadas pela análise na região do ultravioleta.

Concluimos que gigantes O do tipo tardio apresentam ventos fracos e confirmamos que a região em luminosidade de $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$ é crítica para o problema dos ventos fracos. Anteriormente, tal problema foi somente verificado para anãs O do tipo tardio. Nosso trabalho abre perspectiva para mais observações (por exemplo, no infravermelho) e abordagens mais teóricas utilizando modelos evolutivos com novas parametrizações para a perda de massa de estrelas de alta massa.

Palavras-chave: estrelas: alta massa – estrelas: atmosferas, ventos – estrelas: perda de massa – estrelas: problema dos ventos fracos

Abstract

O-type stars lose a significant fraction of the mass during their short lifetimes ($\sim 10^6 - 10^7$ years) through stellar winds which impacts their properties (e.g., rotation and surface abundances) and paths in the HR diagram. In spite of all the mass-loss importance for the evolution of massive stars, there is not a general consensus about the mass-loss rates for the different luminosity classes of O stars. In this work, we regard with particular attention to the so-called weak wind problem. It is one of the main open issues in the massive star literature. This problem has been characterized by an overwhelming disagreement between the theoretical predictions provided by hydrodynamical simulations and the results reached from spectroscopic analyses by atmosphere models. The mass-loss rates of late-type O dwarfs (O8-9.5V) are up to two orders of magnitude lower than the predicted ones. This problem is quite serious since the state-of-the-art stellar evolution models use the hydrodynamical results for the mass-loss rates.

Our aim is to investigate the weak winds among evolved O stars. We developed a quantitative ultraviolet and optical spectroscopic analysis for a representative sample of 9 Galactic late-type O giants (O8-9.5III) in order to determine the main stellar and wind physical parameters. For this end, we used sophisticated non-LTE atmosphere models computed by the code CMFGEN and high-resolution spectroscopic data in the ultraviolet (IUE telescope) and the optical regions (FEROS and NARVAL instruments). We have been primarily motivated to investigate about late O giants because of its luminosity region at $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$, which seems to define the beginning of the weak wind problem. Until now, this issue has only been attested for the late O dwarf class. Moreover, we have researched about late O giants in order to obtain a better physical characterization of this stellar class since there are few results in the literature for them.

In order to derive the stellar and wind parameters, we analyzed the following line diagnostics in the ultraviolet region: Fe III-IV-V lines (effective temperature and projected rotational velocity), P-Cygni profiles of C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ (mass-loss rate and terminal velocity) and Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ (mass-loss rate). We acquired high-resolution spectroscopic data from the FEROS/La Silla instrument for 6 stars of the sample besides optical data from the NARVAL/Télescope Bernard Lyot instrument for 1 star of the sample. This new data set allows us to improve the determination of the photospheric parameters and to check our ultraviolet mass-loss results using the H α profiles. We used the following line diagnostics in the optical for the photospheric analysis: He I-II lines (effective temperature), weak metal lines (projected rotational velocity), and Balmer series lines (surface gravity).

We determined the physical parameters for the late O giant sample and analyzed their wind results in the called modified-wind momentum versus luminosity diagram, together with literature results for O dwarfs and supergiants in the literature. We verified that there is a good agreement between the parameters derived through the ultraviolet and optical approaches. We found a partial agreement between the ultraviolet mass-loss rates and the modelling of the H α profiles. However, the star with the lowest mass-loss rate has the H α profile very well fitted by our ultraviolet mass-loss rate. Besides that, we verified that the hydrodynamical mass-loss rates systematically do not fit the ultraviolet and optical line diagnostics for the mass-loss. We developed a rather detailed analysis of possible relevant

degeneracies between the derived mass-loss rates and the other stellar parameters (such as the effective temperature, the abundances of CNO elements, and the microturbulence velocity field). The evolutionary status of the late O giants sample was addressed through the HR diagram in order to compare them with the results in the literature for other O-type luminosity classes. Furthermore, we performed multiwavelength (ultraviolet, optical, and infrared) modelling tests and verified that the Pa α line is particularly interesting to investigate the wind weak problem for O giants. We found that the Pa α line allows us to test the mass-loss rates determined from the ultraviolet region.

We concluded that late-type O giants also show weak winds and confirmed that the luminosity region at $\log(L_\star/L_\odot) \approx 5.2$ is critical for the weak wind problem. This work is the first to present the weak winds for evolved O-type stars concerning a class besides the late-type O dwarfs.

Keywords: stars: early-type, stars: atmospheres, stars: mass-loss

Lista de Figuras

- 1.1 Reproduzida de <http://apod.nasa.gov>. Imageamento na faixa do visível — filtros nas bandas U, B, V, I e em $H\alpha$ — obtido pelo instrumento Wide Field Camera 3/HST, da parte central da região H II 30 Doradus (nebulosa da Tarântula), onde se encontra a região de maior densidade estelar do aglomerado aberto NGC 2070 — chamada de R136. Essa região H II está localizada na Grande Nuvem de Magalhães. A imagem cobre (na diagonal) uma distância de ≈ 46 pc. 2
- 1.2 Estrutura de densidade (escala logarítmica) e velocidade computadas em um modelo de atmosfera com $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e $v_{\infty} = 2000 \text{ km s}^{-1}$. A $\rho(r)$ está em g cm^{-3} e a $v(r)$ em km s^{-1} . O valor do raio estelar está marcado em linha pontilhada preta. Veja como a densidade decai abruptamente na fronteira entre a fotosfera e o vento e como a velocidade tende assintoticamente ao valor terminal quando $r \rightarrow \infty$ 5
- 1.3 Espectro da supergigante O9Ib **HD 209975** na região do ultravioleta (dados obtidos pelo instrumento SWP/IUE). Estão marcadas as linhas formadas no vento — perfis de N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$. A maior parte das demais linhas são formadas por metais pesados (por exemplo, íons de ferro). 7

- 1.4 Reproduzida de Böhm-Vitense (1989). Um esquema geométrico para a formação dos perfis P-Cygni. Esses perfis são criados haja vista o efeito Doppler da radiação em relação ao referencial de um observador. A estrela é representada pela área escura central, enquanto o vento é pelo círculo maior. Estão indicados vetores velocidade (e suas componentes radiais) de átomos em diferentes regiões do vento. A linha de visada do observador é definida pelos vetores velocidade que são paralelos à área hachurada em vertical. O hemisfério observável da estrela está conectado à área hachurada em vertical. Essa região contribui para a formação da parte em absorção deslocada ao “azul”¹ do P-Cygni. A parte em emissão é oriunda de 2 regiões: região em branco (emissão deslocada ao azul) e região hachurada em rede (emissão deslocada ao “vermelho”²). O perfil observado é resultante da superposição da radiação proveniente dessas regiões. 8
- 1.5 Reproduzida de Abbott (1982b). Distribuições espectrais de energias computadas em diferentes modelos de atmosferas, incluindo-se a opacidade das linhas no vento. A região hachurada indica a quantidade de energia que é transferida do campo de radiação para a estrutura do vento. A medida que se aumenta a temperatura efetiva, o pico da distribuição desloca-se para comprimentos de ondas menores e o mesmo acontece para as regiões espectrais de maior relevância na força radiativa. Note a importância, como um todo, da região do ultravioleta para a força radiativa no vento de estrelas O. 9
- 1.6 Reproduzida de Ekström et al. (2013). O cenário modificado de Conti para a evolução de estrelas de alta massa. Frisamos que esse esquema desconsidera efeitos produzidos pela rotação. 11

¹Comprimento de onda menor do que o comprimento de onda de repouso da transição.

²Comprimento de onda maior do que o comprimento de onda de repouso da transição.

- 1.7 Reproduzida de Meynet et al. (2015). Diagrama HR com resultados espectroscópicos de estrelas Wolf-Rayet e supergigantes vermelhas (referências em Meynet et al. 2015). Encontram-se trajetórias evolutivas para estrelas com massas iniciais de 9, 15, 20 e 25 M_{\odot} . Em cada coluna mostram-se modelos computados sem e com velocidade de rotação. Já em cada linha estão modelos com variação na perda de massa (somente na fase de supergigante vermelha). Veja que variações por um fator 10-25 na perda de massa, na fase de supergigante vermelha, implicam alterações significativas nas trajetórias evolutivas. 12
- 1.8 Reproduzida de Smith (2014). Esquema apresentado por Smith (2014) para o diagrama da taxa de perda de massa versus a luminosidade. Estão indicados resultados espectroscópicos e previsões para estrelas O, Wolf-Rayet, variáveis azuis luminosas, supergigantes vermelhas e amarelas. A linha tracejada magenta representa as perdas de massa teóricas para estrelas OB e a linha verde indica aproximadamente a região do chamado problema dos ventos fracos. 15
- 1.9 Reproduzida de Martins et al. (2005b). Comparação entre 3 modelos computados com diferentes taxas de perda de massa (variação em 1 ordem de grandeza) para as linhas de C IV e $H\alpha$. É nítida a diferença dessas linhas em função da variação da perda de massa. 19

1.10	Diagrama onde comparamos as perdas de massa espectroscópicas para anãs (iniciais e tardias) e supergigantes O. Os objetos também estão divididos conforme o valor de luminosidade (3 grupos arbitrários). A relação um para um entre as perdas de massa derivadas e teóricas está em linha tracejada. Vemos que anãs tardias (pontos azuis) apresentam alta discrepância frente aos valores teóricos. Também percebe-se que existem 2 anãs iniciais — quadrados amarelos — que sugerem o início dos ventos fracos (elas são de tipo O6.5V). Referências: anãs (Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009) e supergigantes (Repolust et al. 2004; Mokiem et al. 2005).	20
2.1	Os espectros IUE da amostra de gigantes tardias na região de 1360–1580 Å. Espectros com fluxos normalizados e deslocados no eixo vertical para efeito de visualização. Estão marcadas as linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394,1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548,1551$ (linhas diagnósticas dos parâmetros do vento estelar).	33
2.2	Os perfis de H α da amostra de gigantes tardias. Espectros com fluxos normalizados e deslocados no eixo vertical para efeito de visualização.	34
2.3	Reproduzida de Marcolino et al. (2009). Espectros sintéticos criados por modelos computados com o CMFGEN, considerando-se diferentes valores para a taxa de perda de massa ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) e emissão em raios-X ($L_X/L_{\text{BOL}} \sim 10^{-7} - 10^{-4}$). Note o efeito produzido pela inclusão de raios-X na modelagem da região do ultravioleta, onde temos importantes linhas diagnósticas do vento, por exemplo, P V $\lambda\lambda 1118,1128$, N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394,1403$, C IV $\lambda\lambda 1548,1551$ e N IV $\lambda 1718$	43

- 2.4 Reproduzida de Bouret et al. (2005). Dados espectroscópicos no ultravioleta (SWP/IUE) para a estrela HD 96715 (O4V) em linha sólida preta. Os melhores ajustes computados pelo CMFGEN para HD 96715 (com e sem *clumping*) são apresentados, respectivamente, em linha sólida clara e em tracejada clara. Veja o efeito causado pela inclusão de *clumping* na modelagem de diferentes linhas no ultravioleta formadas no vento e conseqüentemente na determinação da perda de massa. 46
- 2.5 Sensibilidade das linhas de Si IV e H α frente à variação na perda de massa. Os modelos possuem os mesmos parâmetros físicos conforme o título da figura e diferença somente quanto à taxa de perda de massa: $\dot{M} = 3.0 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha sólida preta), $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha sólida vermelha) e $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha tracejada preta). 51
- 2.6 Comparação entre as paralaxes Hipparcos originais (bolas azuis) e revisadas (bolas vermelhas) para a nossa amostra. Perceba que a maior discrepância é para HD 24431 e a menor para HD 36861 (λ Orionis). 53
- 2.7 Distribuição espectral de energia para a estrela HD 36861. Dados espectroscópicos IUE (instrumentos SWP + LWP) em linha preta e dados fotométricos nas bandas U, B, V (sistema Johnson) e J, H, K (sistema 2MASS) conforme as específicas figuras geométricas. As distribuições teóricas (criadas a partir do nosso modelo final para HD 36861) — para diferentes valores de distância (barras de erro na paralaxe Hipparcos) — são apresentadas em linha azul (limite inferior), vermelha (valor nominal) e verde (limite superior para a distância). Referências para os dados fotométricos: Ducati (2002) e Reed (2003). 54

- 2.8 Linhas da série de Balmer. Comparação entre 2 modelos computados com diferentes valores para a aceleração gravitacional superficial. Os demais parâmetros físicos são constantes conforme o título da figura. Modelo com $\log(g) = 3.50$ em linha sólida vermelha e $\log(g) = 3.75$ em linha tracejada preta. Perceba a mudança na inclinação das asas das linhas de hidrogênio em função da variação em $\log(g)$ 56
- 2.9 Modelo computado pelo código CMFGEN com parâmetros físicos indicados no título da figura. Salientamos que $T_{\text{ef}} = 28000$ K. Comparamos o modelo completo (linha preta) com os espectros calculados somente para as linhas de Fe III (linha vermelha), Fe IV (verde) e Fe V (azul). Note como as linhas de Fe III são mais intensas do que as linhas de Fe V. 58
- 2.10 Idem à figura anterior, mas para $T_{\text{ef}} = 35000$ K — os demais parâmetros físicos são constantes ao modelo da figura anterior. Note o comportamento inverso, as linhas de Fe V são mais intensas do que as linhas de Fe III. 59
- 2.11 Comparação entre os modelos (completos) apresentados nas últimas duas figuras — $T_{\text{ef}} = 28000$ K (linha vermelha) e $T_{\text{ef}} = 35000$ K (azul). Perceba como os modelos são discrepantes em relação às linhas de Fe V e Fe III. Veja também a discrepância quanto às linhas de Si IV (diagnósticos da perda de massa). 61
- 2.12 Região do óptico de 4000-5500 Å, onde marcamos as principais linhas formadas por hélio (neutro e ionizado). Mostramos os mesmos modelos da figura anterior. Note o comportamento inverso dentre as linhas de He I e He II frente ao aumento na temperatura efetiva. 63

- 2.13 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Comparação entre 2 modelos CMFGEN com variação somente na taxa de perda de massa — $\dot{M} = 10^{-9} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Essa região é ocupada por linhas de Fe III ($\approx 1800\text{-}1975 \text{ \AA}$) e Fe IV ($\approx 1800\text{-}1975 \text{ \AA}$). Somente a linha de N IV $\lambda 1718$ é afetada em função da variação na perda de massa (em 2 ordens de grandeza). 64
- 2.14 Modelos com os parâmetros fixados conforme os títulos dos painéis. No painel superior, mostramos 2 modelos CMFGEN computados com diferentes valores para a taxa de perda de massa. Perceba a sensibilidade da linha Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ frente à variação em duas ordens de grandeza na perda de massa. Já no painel inferior, estão 2 modelos CMFGEN computados com diferentes valores de velocidade. Note que aumento da velocidade terminal afeta, primariamente, a parte mais azul em absorção do P-Cygni de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$, que tende a valores menores de comprimento de onda. 66
- 2.15 Comparação entre 2 modelos distintos somente quanto à perda de massa para as linhas de N V $\lambda 1240$ e N IV $\lambda 1718$. Esses são os mesmos modelos apresentados na última figura (painel superior) e na penúltima figura. Note a baixa sensibilidade dessas linhas frente à variação da taxa de perda de massa em 2 ordens de grandeza. 66
- 3.1 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Comparação entre o modelo final (linha vermelha) e dados IUE (linha preta) na região do ultravioleta. Modelo final (T_{ef} UV) para **HD 156292** com os parâmetros indicados no título da figura. 76
- 3.2 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 24431**. 77
- 3.3 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**. 78

3.4	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 116852	79
3.5	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 153426	80
3.6	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 218195	81
3.7	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 36861	82
3.8	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 115455	83
3.9	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 135591	84
3.10	Comparação entre o modelo final (linha vermelha) e dados FEROS (linha preta) na região do óptico. Modelo final (T_{ef} óptico) para HD 156292 com os parâmetros indicados no título da figura.	85
3.11	Idem à figura anterior, mas para HD 105627	86
3.12	Idem à figura anterior, mas para HD 116852	87
3.13	Idem à figura anterior, mas para HD 153426	88
3.14	Idem à figura anterior, mas para HD 36861 e dados NARVAL.	89
3.15	Idem à figura anterior, mas para HD 115455	90
3.16	Idem à figura anterior, mas para HD 135591	91
3.17	Extraída do Apêndice C. Cálculo da discrepância relativa para HD 218195 na região do ultravioleta. Estão indicadas as linhas formadas no meio interestelar (denotadas por MI) e na região do vento estelar. As discrepâncias para as demais estrelas estão no Apêndice C.	93

- 3.18 Comparação entre 2 modelos com variação somente no fluxo de raios X, para as linhas formadas no vento que se encontram na região do ultravioleta. Modelo com $\log(L_X/L_{\text{BOL}}) = -7.00$ (linha preta) e $\log(L_X/L_{\text{BOL}}) = -6.73$ (linha vermelha). Note o efeito produzido por raios-X em N V $\lambda 1240$ 96
- 3.19 Comparação entre as determinações da temperatura efetiva via ultravioleta (pontos em azul) e óptico (cruzes em vermelho), com as suas barras de erro. Perceba que os resultados são compatíveis para toda a amostra (estrelas com dados no óptico). 98
- 3.20 Comparação entre o nosso modelo final (linha sólida vermelha) e o modelo computado com a perda de massa teórica — denotada por \dot{M}_{Vink} (linha tracejada preta) — na região de $\approx 1350 - 1600 \text{ \AA}$, onde encontramos as linhas diagnóstico para a perda de massa. A temperatura efetiva é determinada via ultravioleta. Os dados IUE estão em linha sólida preta. Nesta figura mostramos a comparação para **HD 156292**, **HD 24431** e **HD 105627**. Perceba a discrepância notável entre os modelos para a linha de Si IV. Também há discrepância para C IV nas estrelas que não possuem tais linhas saturadas. 100
- 3.21 Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**, **HD 153426** e **HD 218195**. 101
- 3.22 Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**, **HD 115455** e **HD 135591**. 102

- 3.23 Comparação entre o nosso modelo final (perda de massa via ultravioleta, em linha sólida vermelha) e o modelo computado com a perda de massa teórica — denotada por \dot{M}_{Vink} (linha tracejada preta) — para a linha de $\text{H}\alpha$. Também mostramos os modelos correspondentes às barras de erro determinadas para a taxa de perda de massa (limite superior denotado por \dot{M}^+ e inferior por \dot{M}^-). A temperatura efetiva é derivada via óptico. Os dados no óptico estão em linha sólida preta. Nesta figura mostramos a comparação para **HD 156292**, **HD 105627** e **HD 116852**. Note que todos os modelos com as perdas de massa teóricas produzem $\text{H}\alpha$ em emissão. 103
- 3.24 Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**, **HD 36861**, **HD 115455** e **HD 135591**. 104
- 3.25 Comparação entre modelos com diferentes valores na taxa de perda de massa para **HD 156292** e **HD 116852** em $\text{H}\alpha$. Nesta figura, o modelo final é denotado por \dot{M}_{final} (linhas sólidas vermelhas) e os dados FEROS estão em linha sólida preta. Os limites superiores para a perda de massa são denotados por \dot{M}^+ (linha sólida azul para **HD 156292** e tracejada vermelha para **HD 116852**), enquanto os inferiores por \dot{M}^- (linhas sólida verdes). Os modelos com perdas de massa teóricas são denotados por \dot{M}_{Vink} (linha tracejadas pretas). Perceba que os perfis de $\text{H}\alpha$ são sensíveis à variação na perda de massa para $\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ 106

- 3.26 Reproduzida de Marcolino et al. (2009). Análise de anãs O de tipos O8-9.5V na região do óptico (perfis de $H\alpha$). Os modelos finais são mostrados em linha sólida preta e os modelos computados com as perdas de massa teóricas — \dot{M}_{Vink} — em linha tracejada vermelha. Todas as taxas de perda de massa foram determinadas via ultravioleta. Perceba que somente para 2 estrelas (ζ Ophiuchi e HD 216532) é possível diferenciarmos claramente, considerando-se a incerteza na normalização do contínuo, a modelagem provida pelo modelo final de Marcolino et al. (2009) e pelo modelo com \dot{M}_{Vink} 107
- 3.27 Determinação da taxa de perda de massa para **HD 115455** através da análise da linha de $H\alpha$. Os dados FEROS estão em linha sólida preta. São apresentados modelos computados para diferentes perdas de massa. O modelo com perda de massa via ultravioleta é denotado por \dot{M}_{final} (linha sólida vermelha) e limite superior por \dot{M}^- (linha sólida azul). A taxa de perda de massa determinada via $H\alpha$ é denotada por $\dot{M}_{H\alpha}$ (linha tracejada magenta). Note que esse valor é maior que o derivado pelo ultravioleta (fator ≈ 60). 108
- 3.28 Os modelos finais (linhas vermelhas) frente aos perfis observados de $H\alpha$ (linhas pretas). Os objetos estão apresentados em ordem crescente de perda de massa (de cima para baixo). Perceba que não há uma relação evidente entre as discrepâncias dos modelos aos dados e a taxa de perda de massa. A estrela para qual encontramos a maior discrepância possui uma perda de massa “intermediária” dentre a amostra. 110
- 3.29 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Dados IUE em linha preta. Modelos com $\beta = 1.00$ em linha sólida vermelha. Modelos com $\beta = 0.35$, 0.35 e 0.35 em linha tracejada azul, respectivamente, para **HD 156292**, **HD 24431** e **HD 105627**. 113

- 3.30 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Dados IUE em linha preta. Modelos com $\beta = 1.0$ em linha sólida vermelha. Modelos com $\beta = 0.3, 0.35$ e 0.3 em linha tracejada azul, respectivamente, para **HD 116852, HD 153426 e HD 218195**. 114
- 3.31 Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Dados IUE em linha preta. Modelos com $\beta = 1.0$ em linha sólida vermelha. Modelos com $\beta = 0.3, 0.35$ e 0.3 em linha tracejada azul, respectivamente, para **HD 36861, HD 115455 e HD 135591**. 115
- 3.32 Comparação entre as estruturas de velocidade $v(r)$ computadas para 2 modelos com variação somente quanto à parametrização β . Mostramos o modelo final para HD 115455, que possui $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_{\odot}$ ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2300$ km s⁻¹. Modelo com $\beta = 1$ em linha sólida preta e $\beta = 0.35$ em linha tracejada preta. Note como o valor da dv/dr é maior para a estrutura com $\beta = 0.35$, ponto a ponto, do que para $\beta = 1$, tendendo assintoticamente a zero em ambos os modelos. . . . 116
- 3.33 Reproduzida de Mahy et al. (2015). Modelo final computado via CMFGEN (linha vermelha) para HD 194094 (O8III) na região do óptico. Dados (linha preta) obtidos pelo instrumento Espresso/VLT. Perceba como o modelo final superestima as intensidades das linhas de hidrogênio, tanto as linhas fotosféricas ($H\delta$, $H\gamma$ e $H\beta$) quanto a linha de $H\alpha$ (diagnóstico para a perda de massa). 121
- 3.34 Reproduzida de Mahy et al. (2015). Modelo final computado via CMFGEN (linha vermelha) para HD 191423 (ON9III_n) na região do ultravioleta. Dados (linha preta) obtidos pelos telescópios FUSE e IUE. Perceba que as linhas de Si IV e C IV não são bem ajustadas pelo modelo final, possivelmente devido à quebra da simetria esférica do vento de HD 191423. 122

- 3.35 Reproduzida de Mahy et al. (2015). Modelo final computado via CMFGEN (linha vermelha) para HD 191423 (ON9III_n) na região do óptico. Dados (linha preta) obtidos pelo instrumento Espresso/VLT. Note que as linhas de H I são bem reproduzidas pelo modelo final para essa estrela. 123
- 3.36 Diagrama HR construído através de resultados espectroscópicos para anãs, gigantes e supergigantes O. Os nossos resultados para gigantes são apresentados em pontos vermelhos com as suas barras de erro (temperatura efetiva via ultravioleta). Mostramos as trajetórias evolutivas para estrelas de massas iniciais de 20, 25, 28, 32, 40 e 60 M_{\odot} . Para cada trajetória, o ponto de exaustão de hidrogênio no núcleo está marcado por uma cruz de cor correspondente ao modelo. A linha de idade zero está em linha tracejada preta. Note que cada grupo de objetos povoa regiões características do diagrama HR. 126
- 3.37 Idem à figura anterior, mas mostrando-se as isócronas computadas para as idades de $\log(t) = 6.0, 6.5, 6.6, 6.7, 6.8$ e 6.9 127
- 3.38 Diagrama com as nossas determinações para as taxas de perda de massa da amostra em relação aos valores de luminosidade. Não incluímos as barras de erro, pois almejamos uma discussão qualitativa aqui. Em linha tracejada vermelha, mostramos a regressão linear simples da perda de massa em função da luminosidade. Perceba que estrelas O mais luminosas tendem a possuir maiores valores de perda de massa. 132

- 3.39 Diagrama do momento modificado do vento versus luminosidade para anãs, gigantes e supergigantes O. Apresentamos os nossos resultados em pontos vermelhos, conjuntamente, com as suas barras de erro. Na parte superior esquerda encontram-se barras de erro representativas para os resultados da literatura. Todos os valores para o momento do vento são calculados considerando-se modelos de ventos homogêneos, desta forma, esses valores para o momento da nossa amostra estão superestimados (por +0.5 dex). Em linha sólida preta (correspondente à Equação 3.2), mostramos a relação teórica, enquanto a nossa relação empírica está em linha vermelha (correspondente à Equação 3.5). Perceba que as gigantes O tardias povoam a região de transição para o problema dos ventos fracos. 133
- 3.40 Diagrama comparando as perdas de massa derivadas por análises espectroscópicas e as perdas de massa teóricas via hidrodinâmica, para as anãs, gigantes e supergigantes O. Os objetos estão divididos conforme os seus valores de luminosidade (diferentes formas geométricas). As estrelas, com espectros apresentados na Figura 3.41, estão simbolizadas por formas geométricas abertas. Apresentamos os nossos resultados em pontos vermelhos, conjuntamente, com as suas barras de erro. Na parte superior esquerda encontram-se barras de erro representativas para os resultados da literatura. Em linha pontilhada e tracejada preta está a relação um para um entre a perda de massa espectroscópica e teórica. Perceba que a nossa amostra povoa a região de transição para o problema dos ventos fracos. 135

- 3.41 Espectros na região do ultravioleta (dados IUE) para uma supergigante, gigante e anã O. A gigante **HD 105627** faz parte da nossa amostra. Esses objetos estão simbolizados por formas geométricas abertas na Figura 3.40. Perceba as discrepâncias nas linhas diagnóstico do vento — Si IV e C IV — dentre esses objetos de diferentes classes de luminosidade. 138
- 3.42 Adaptada de Austin (2011). Frações de íons de silício (painel esquerdo) e carbono (painel direito) computadas em modelos CMFGEN para estrelas supergigantes O: segundo estado de ionização em preto, terceiro em vermelho e quarto em verde. Nos títulos indica-se que o fator de *clumping* é igual a 0.1 e que há inclusão de raios-X na modelagem. Note como a fração de Si IV aumenta para a temperatura efetiva em torno de 30000 K. 140
- 3.43 Teste de degenerescência entre a perda de massa e a temperatura efetiva para **HD 116852**: efeitos produzidos pela temperatura efetiva na modelagem das linhas diagnóstico para a perda de massa. Os dados IUE estão em linha sólida preta e o modelo final em linha sólida vermelha. No painel superior, mostramos os limites para a perda de massa (superior em linha sólida azul e inferior em sólida verde). Nos painéis seguintes estão os modelos com os limites para a temperatura efetiva (em linha tracejada azul), em comparação ao modelo final. Perceba que o maior efeito é criado pelo limite inferior da temperatura efetiva, entretanto, mesmo assim não há superestimação na derivação da taxa de perda de massa: faz-se necessário diminuir a perda de massa no modelo tracejada azul do painel do meio. 142
- 3.44 Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**. Note que as barras de erro na temperatura efetiva não produzem efeitos significativos nas linhas de Si IV e C IV frente aos criados pelos limites da perda de massa. 143

- 3.45 Teste de degenerescência entre a perda de massa e a microturbulência fotosférica ξ_t^{min} para **HD 156292**: efeitos produzidos pela temperatura efetiva na modelagem das linhas diagnóstico para a perda de massa. Os dados IUE estão em linha sólida preta e o modelo final em linha sólida vermelha. No painel superior, mostramos os limites para a perda de massa (superior em linha sólida azul e inferior em sólida verde). Nos painéis seguintes estão os modelos com $\xi_t^{min} = 15 \text{ km s}^{-1}$ e 20 km s^{-1} , em comparação ao modelo final ($\xi_t^{min} = 10 \text{ km s}^{-1}$). Note que não há alteração significativa nas linhas formadas no vento de forma a implicar mudança na determinação da perda de massa. Além disso, perceba que as linhas de ferro tornam-se mais intensas conforme o aumento de ξ_t^{min} 146
- 3.46 Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**. Mostramos variações na microturbulência para $\xi_t^{min} = 20 \text{ km s}^{-1}$ e $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$. Novamente, veja que não precisamos revisar a perda de massa. Note também as linhas de ferro mais intensas para $\xi_t^{min} > 10 \text{ km s}^{-1}$. Neste caso, o aumento da microturbulência em $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$ produz uma diminuição significativa na parte em emissão do perfil de CIV sintético. 147
- 3.47 Comparação entre o modelo final ($\xi_t^{min} = 10 \text{ km s}^{-1}$, linha vermelha) e o modelo variando-se ξ_t^{min} para 30 km s^{-1} (tracejada azul). Mostramos também a comparação entre o modelo (linha sólida vermelha) com $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$ e temperatura efetiva revisada de forma a modelar as linhas de ferro ($T_{ef} = 36000 \text{ K}$): veja a dificuldade em modelarmos as linhas de Fe III. 149

- 3.48 Comparação entre os modelos finais (abundâncias solares, linha sólida vermelha) frente aos modelos considerando-se os valores de abundâncias de CNO derivados por Martins et al. (2015) — linha tracejada azul. Análises para **HD 24431**, **HD 153426**, **HD 218195** e **HD 36861**. Perceba que há mudança na linha C IV somente para **HD 24431**. 152
- 3.49 Idem à figura anterior, mas para valores de abundâncias de CNO assumidos através dos resultados de Martins et al. (2015) para gigantes O tardias. Análises para **HD 156292**, **HD 105627**, **HD 116852**, **HD 115455** e **HD 135591**. Salientamos que essas estrelas não fazem parte da amostra de Martins et al. (2015). Veja que há uma fração maior de estrelas com alterações nas linhas de C IV, em comparação a amostra com as $\epsilon(\text{CNO})$ derivadas (figura anterior). 153
- 3.50 Diagrama das perdas de massas espectroscópicas versus às teóricas para as gigantes tardias. Na esquerda, estão os resultados apresentados na Figura 3.50, já na direita, encontra-se o diagrama com perdas de massas derivadas revisadas conforme as Tabela 3.3 e 3.4: valores de CNO adotados em cruces e derivados em pontos. Não há efeitos produzidos por abundâncias químicas em nossas conclusões sobre ventos fracos em gigantes O tardias. 155
- 3.51 Na parte superior mostramos a comparação entre o modelo final (abundâncias solares, linha sólida vermelha) e o modelo com abundância química derivada e perda de massa revisada (linha sólida azul) para **HD 24431** (abundâncias derivadas). Não há diferença entre esses modelos quanto ao ajuste da parte em emissão de C IV $\lambda\lambda 1548,1551$. A partir do painel inferior, perceba que é necessária uma lei de velocidade com $\beta < 1.0$ (abundância solar, linha tracejada vermelha) a fim de ajustarmos a parte em emissão da linha de C IV. 157

- 3.52 No painel superior encontra-se a comparação entre as barras de erro na perda de massa frente ao modelo final (linha sólida vermelha) para região de 1210 – 1425 Å. Estão indicadas as linhas formadas no vento: N v λ 1240 e Si IV $\lambda\lambda$ 1394,1403. Conforme já havíamos discutido, a linha de Si IV mostra-se explicitamente mais sensível do que N v λ 1240 frente à variação na taxa de perda de massa. Os modelos no painel superior possuem abundâncias químicas solares. Já no painel inferior, apresentamos a comparação entre o modelo final e o modelo computado com abundâncias químicas derivadas por Martins et al. (2015) — mesmos parâmetros físicos. No caso, essa estrela possui um valor nominal de N/H (marginalmente) maior do que o valor solar (Tabela 3.3). Note a sensibilidade de N v λ 1240 frente à variação nas abundâncias químicas. 158
- 3.53 Comparação, na região do infravermelho próximo, entre o modelo final (linha sólida vermelha) e o modelo computado com perda de massa teórica (linha tracejada preta) para **HD 156292**. Esses modelos possuem os mesmos parâmetros conforme indicado no título da figura. A temperatura efetiva é derivada a partir da região do óptico. Estão marcadas algumas das transições produzidas por hidrogênio nessa região de $\approx 1 - 4 \mu\text{m}$ (séries de Paschen, Brackett e Pfund). 161
- 3.54 Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**. 162
- 3.55 Comparação da resposta de Pa α , H α , Si IV $\lambda\lambda$ 1394,1403 e C IV $\lambda\lambda$ 1548,1551 em função da variação na taxa de perda de massa. Os valores para a perda de massa estão indicados na Figura 3.56. Esses modelos são computados a partir do modelo final (temperatura efetiva via óptico) para HD 156292, que está em linha sólida vermelha ($\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Note a semelhança entre Pa α e H α frente à mudança na perda de massa. 166

3.56	As regiões de formação para as linhas mostradas na figura anterior. Esses modelos possuem $v_\infty = 1300 \text{ km s}^{-1}$. Veja que os perfis $\text{P}\alpha$ e $\text{H}\alpha$ apresentam um comportamento semelhante frente à variação na perda de massa em razão de apresentarem similaridade quanto às suas regiões de formação no vento.	167
3.57	Extraída do Apêndice D. Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de temperatura efetiva para HD 116852 . Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.	168
A.1	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Determinação da perda de massa para HD 24431 . Dados IUE em linha preta. Modelos correspondentes ao limite superior da taxa de perda de massa (\dot{M}^+) em linha azul, valor nominal (\dot{M}) em linha vermelha e limite inferior (\dot{M}^-) em linha verde.	190
A.2	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 36861	191
A.3	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 105627	192
A.4	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 115455	193
A.5	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 116852	194
A.6	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 135591	195
A.7	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 153426	196
A.8	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 156292	197

A.9	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 218195	198
B.1	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Determinação da velocidade terminal para HD 24431 . Dados IUE em linha preta. Modelos correspondentes ao limite superior da velocidade terminal (v_{∞}^+) em linha azul, valor nominal (v_{∞}) em linha vermelha e limite inferior (v_{∞}^-) em linha verde.	200
B.2	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 36861	201
B.3	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 105627	202
B.4	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 115455	203
B.5	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 116852	204
B.6	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 135591	205
B.7	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 153426	206
B.8	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 156292	207
B.9	Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para HD 218195	208
C.1	Cálculo da discrepância relativa entre o modelo final (T_{ef} UV) e dados IUE para HD 24431 . Estão indicadas as linhas formadas na região do meio interestelar (denotadas por MI) e as linhas formadas na região do vento estelar. A linha pontilhada preta demarca a discrepância de 25%, enquanto a linha sólida preta demarca a discrepância de 50%.	210

C.2	Idem à figura anterior, mas para HD 36861	211
C.3	Idem à figura anterior, mas para HD 105627	212
C.4	Idem à figura anterior, mas para HD 115455	213
C.5	Idem à figura anterior, mas para HD 116852	214
C.6	Idem à figura anterior, mas para HD 135591	215
C.7	Idem à figura anterior, mas para HD 153426	216
C.8	Idem à figura anterior, mas para HD 156292	217
C.9	Idem à figura anterior, mas para HD 218195	218
D.1	Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de temperatura efetiva para HD 116852 . Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.	220
D.2	Idem à figura anterior, mas para o regime de perda de massa teórica.	221
D.3	Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de aceleração gravitacional superficial para HD 116852 . Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.	222
D.4	Idem à figura anterior, mas para o regime de perda de massa teórica.	223
D.5	Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de velocidade de rotação projetada para HD 116852 . Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.	224
D.6	Idem à figura anterior, mas para o regime de perda de massa teórica.	225

Lista de Tabelas

2.1	Os tipos espectrais das estrelas da amostra e dados obtidos pelos instrumentos SWP/IUE, FEROS/2.2-m ESO/MPI e NARVAL/Télescope Bernard Lyot. Especificamos quando dados no óptico estão disponíveis para determinada estrela, enquanto os objetos sem dados no óptico são assinalados com o marcador “ X ”. As estrelas para as quais não existem comentários no catálogo GOSC quanto ao pertencimento de aglomerados, nebulosas, ou associações, são assinaladas com o marcador “ X ”.	31
2.2	As quantidades de níveis e superníveis de energia, assim como as quantidades totais de transições, para cada espécie atômica incluída nos modelos CMFGEN (“modelos básicos” do projeto).	40

- 3.1 Resumo dos resultados para os parâmetros estelares e do vento da amostra. Os resultados hidrodinâmicos para a perda de massa e para o momento modificado do vento são denotados, respectivamente, por \dot{M}_{Vink} e $\log(D_{\text{mom}}^{\text{Vink}})$. Ressaltamos que $T_{\text{ef UV}} \equiv$ temperatura efetiva determinada pela análise na região do ultravioleta e $T_{\text{ef óptico}} \equiv$ temperatura efetiva determinada pela análise na região do óptico. Os objetos para os quais não temos dados no óptico possuem $T_{\text{ef óptico}}$ marcado com “✘”. As constantes solares — luminosidade (L_{\odot}), raio (R_{\odot}) e massa (M_{\odot}) — possuem unidades no sistema CGS (centímetro-grama-segundo). O momento modificado do vento ($\log(D_{\text{mom}}^{\text{unclumped}})$) é calculado a partir do valor da perda de massa (\dot{M} (M_{\odot} desta tabela multiplicada por 3.16) e velocidade terminal no sistema CGS e do valor do raio estelar em raio solar R_{\odot} 72
- 3.2 Adaptado de Mahy et al. (2015). Resumo para os parâmetros físicos obtidos por Mahy et al. (2015) para gigantes O do tipo tardio (O8-9III). As constantes solares — luminosidade (L_{\odot}), raio (R_{\odot}) e massa (M_{\odot}) — possuem unidades no sistema CGS (centímetro-grama-segundo). Para parte dos parâmetros não foram apresentados valores de barras de erro em Mahy et al. (2015). Estrelas para as quais foram desenvolvidas análises no ultravioleta ou óptico pelos autores estão marcadas com “✓”. Caso o contrário, estão marcadas com “✘”. Como não foi determinada a taxa de perda de massa em HD 229234, marcamos com “✘” associado à perda de massa desse objeto. 119
- 3.3 Estrelas com $\epsilon(\text{CNO})$ derivadas por Martins et al. (2015). Taxas de perdas de massa em $M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. \dot{M} : perda de massa derivada utilizando-se abundâncias solares. C, N, O/H solar: abundâncias de CNO solares (Grevesse et al. 2010). $\dot{M}_{\text{CNO}}^{\text{derivado}}$: perdas de massas revisadas considerando-se as abundâncias de Martins et al. (2015). C, N, O/H derivado: abundâncias de CNO obtidas por Martins et al. (2015). 154

- 3.4 As nossas estrelas que estão fora da amostra de Martins et al. (2015): assumimos CNO a partir dos resultados Martins et al. (2015). Taxas de perdas de massa em $M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. $\dot{M}_{\text{CNO}}^{\text{adotado}}$: perda de massa revisada considerando-se valores de CNO assumido a partir dos resultados de Martins et al. (2015). C, N, O/H adotado: os valores assumidos para a abundância de CNO. As demais colunas indicam as mesmas grandezas da Tabela 3.3. 154

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Estrelas de tipo espectral O	1
1.2	O problema dos ventos fracos	14
1.3	Objetivos	22
1.3.1	Resumo e apresentação da dissertação	22
1.3.2	Um guia do projeto	24
2	Metodologia	28
2.1	Amostra e dados observacionais	28
2.2	Código	35
2.2.1	Características gerais	35
2.2.2	Homogeneidade na modelagem	39
2.2.3	Custo computacional	47
2.3	Parâmetros atmosféricos e linhas diagnóstico	49
3	Resultados	70
3.1	Parâmetros e modelos finais	71
3.2	Análise no ultravioleta versus óptico: comparação com \dot{M} teóricas	92
3.3	Análise da lei beta de velocidade	111
3.4	Comparação com a literatura	118
3.5	Análise evolutiva: anãs, gigantes e supergigantes O	125
3.6	O problema do ventos fracos	130
3.7	Degenerescências: efeitos na perda de massa	139

3.7.1	Temperatura efetiva	139
3.7.2	Microturbulência	145
3.7.3	Abundâncias químicas de CNO	150
3.8	Região do infravermelho: predições ao problema dos ventos fracos .	159
3.9	Resumo	169
4	Conclusões e perspectivas	172
	Referências Bibliográficas	182
A	Barras de erro — taxa de perda de massa: Si iv e C iv	189
B	Barras de erro — velocidade terminal	199
C	Discrepâncias relativas — modelos finais no ultravioleta	209
D	Testes de degenerescência: HD 116852 — linha de Paα	219

Capítulo 1

Introdução

1.1 Estrelas de tipo espectral O

Estrelas de tipo O são objetos fascinantes. Elas são estrelas de alta massa ($M_{\text{ZAMS}}^1 \gtrsim 8 M_{\odot}$) e conseqüentemente possuem parâmetros físicos extremos (e.g, alta luminosidade e temperatura efetiva). Para efeito de exemplificação, uma estrela O9.5V tipicamente apresentará uma temperatura efetiva de ≈ 30500 K e luminosidade de $\sim 10^{4.6} L_{\odot}$, enquanto uma O3I apresentará uma temperatura efetiva de ≈ 42500 K e luminosidade de $\sim 10^{6.0} L_{\odot}$ (c.f., Martins et al. 2005a). As estrelas O são assim classificadas, através de espectroscopia na região do óptico, por apresentarem linhas produzidas por He I e He II — proeminentemente as linhas de He I $\lambda 4471$ e He II $\lambda 4542$. Originalmente, na era da espectroscopia por placas fotográficas, a distinção na classificação espectral entre estrelas de tipo O9.5 e B0 pautava-se na ausência da linha de He II $\lambda 4542$ nesse último tipo (e.g., Walborn 2008).

Mostramos, na Figura 1.1, a parte central da região H II 30 Doradus, denominada de R136, que está localizada na Grande Nuvem de Magalhães. Essa nebulosa tem sido extensivamente estudada na literatura de estrelas de alta massa, como, por exemplo, no contexto de estrelas muito massivas ($M_{\text{ZAMS}} \approx 100 - 300 M_{\odot}$) e de sistemas múltiplos e seus efeitos nas propriedades físicas e evolução dessas estrelas (e.g., Crowther et al. 2010; Almeida et al. 2015).

¹A massa inicial de uma estrela, ao início da fusão termonuclear de hidrogênio em seu núcleo.



Figura 1.1: Reproduzida de <http://apod.nasa.gov>. Imageamento na faixa do visível — filtros nas bandas U, B, V, I e em $H\alpha$ — obtido pelo instrumento Wide Field Camera 3/HST, da parte central da região H II 30 Doradus (nebulosa da Tarântula), onde se encontra a região de maior densidade estelar do aglomerado aberto NGC 2070 — chamada de R136. Essa região H II está localizada na Grande Nuvem de Magalhães. A imagem cobre (na diagonal) uma distância de ≈ 46 pc.

R136 constitui a região de maior densidade estelar de 30 Doradus, onde encontram-se diversas estrelas de alta massa, existindo confirmação via espectroscopia de 72 estrelas OB e Wolf-Rayet em R136 e de 428 em 30 Doradus (Doran et al. 2013). Essas estrelas de alta de massa são as principais fontes de radiação na faixa do ultravioleta, que ioniza o gás remanescente da nuvem molecular primordial dessa região de formação estelar, criando-se tal região H II. Além disso, é notório que seus ventos intensos impactam fisicamente na estrutura de 30 Doradus a partir do depósito de momento e energia. Isso evidencia a importância que estrelas de alta massa possuem no processo de enriquecimento físico — via fótons e matéria — e químico de seus ambientes astrofísicos. Quanto ao processo de enriquecimento químico, estrelas O são progenitoras de objetos que vão além da queima do hidrogênio em seus núcleos

(por exemplo, estrelas Wolf-Rayet), contribuindo assim no depósito de elementos químicos pesados no meio interestelar.

Ainda abordaremos, ao final desta seção, sobre a evolução de estrelas de alta massa. Antes disso, discutiremos sobre o fenômeno chamado vento estelar, que é o interesse particular desta dissertação.

O vento estelar é caracterizado por um processo de perda de massa da atmosfera estelar, que ocorre de maneira contínua. Enfatizamos a continuidade, pois existem outros tipos de mecanismos de perda de massa estelar, por exemplo, através de explosões de supernovas e erupções em estrelas variáveis azuis luminosas, como as que ocorrem na estrela variável luminosa azul η Carinae (e.g., Humphreys et al. 1999). Também ressaltamos que o fenômeno de vento é comum aos diversos tipos de estrelas: estrelas de alta massa quentes e frias (por exemplo, estrelas OB, Wolf-Rayet, variáveis azuis luminosas, supergigantes vermelhas e amarelas) estrelas de baixa massa jovens e evoluídas (por exemplo, estrelas T-Tauri, de tipo solar e no Ramo Gigante Assintótico).

Os ventos produzidos em estrelas de tipo O são intensos no sentido de apresentarem altos valores de taxa de perda de massa — até $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ — e de velocidade terminal — até $\approx 3000 \text{ km s}^{-1}$. Para efeito de comparação, o Sol possui, atualmente, um vento quiescente com uma perda de massa de $\sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e velocidade terminal de $\approx 400 \text{ km s}^{-1}$ (e.g., Sturrock et al. 1986). Assim, os ventos criados em estrelas de tipo O possuem perdas de massa maiores do que o vento solar por um fator $\lesssim 10^8$.

A taxa de perda de massa (\dot{M}) e a velocidade terminal (v_{∞}) são os principais parâmetros físicos que caracterizam o vento estelar. A quantidade de energia cinética depositada pelo vento, na região do meio interestelar, é diretamente proporcional a essas grandezas:

$$\frac{1}{2} \dot{M} v_{\infty}^2 \tag{1.1}$$

Além disso, conforme discutiremos adiante, a taxa de perda de massa influencia,

de forma significativa, a evolução estelar, de maneira particularmente importante em estrelas de alta massa.

A taxa de perda de massa expressa a quantidade de massa que a estrela perde via vento por unidade de tempo:

$$\dot{M} \equiv \left| \frac{dM_{\star}}{dt} \right| \quad (1.2)$$

onde M_{\star} é a massa estelar (em função do tempo).

Quanto à velocidade terminal, esse é o valor da velocidade do vento para grandes distâncias à base do vento² quando a distância $r \rightarrow \infty$.

A taxa de perda de massa e a velocidade terminal estão conectadas através da lei de velocidade do vento (parametrizada pela chamada lei beta de velocidade) e da equação de continuidade.

A estrutura de velocidade é descrita por:

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{\star}}{r} \right)^{\beta} \quad (1.3)$$

onde R_{\star} é o raio estelar, r é a distância ao centro da estrela (regime de validade para $r \geq R_{\star}$). A estrutura de velocidade $v(r)$ é descrita pela velocidade terminal v_{∞} e pelo parâmetro β (lei beta). Esse último parâmetro define o gradiente radial de velocidade do vento.

A equação de continuidade (caso esfericamente simétrico) é dada por:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (1.4)$$

onde $\rho(r)$ é a estrutura de densidade do vento.

Na Figura 1.2, mostramos o comportamento da estrutura de velocidade e de densidade no vento, computadas através de modelos de atmosferas. Esse modelo foi computado para um vento com extensão de até $673 R_{\odot}$. Em linha pontilhada está demarcado o valor do raio estelar ($R_{\star} = 13.5 R_{\odot}$). Perceba, conforme a Equação

²No caso de estrela de alta massa, correspondente à fotosfera.

1.3, que a velocidade do vento é diretamente proporcional à distância, aumentando assintoticamente ao valor da v_∞ . Note também, conforme a Equação 1.4, que o valor da densidade decai conforme aumenta-se a distância e que existe uma queda abrupta de $\rho(r)$ em torno do valor de $r = 13.5 R_\odot$, que corresponde à fronteira entre a fotosfera e o vento estelar.

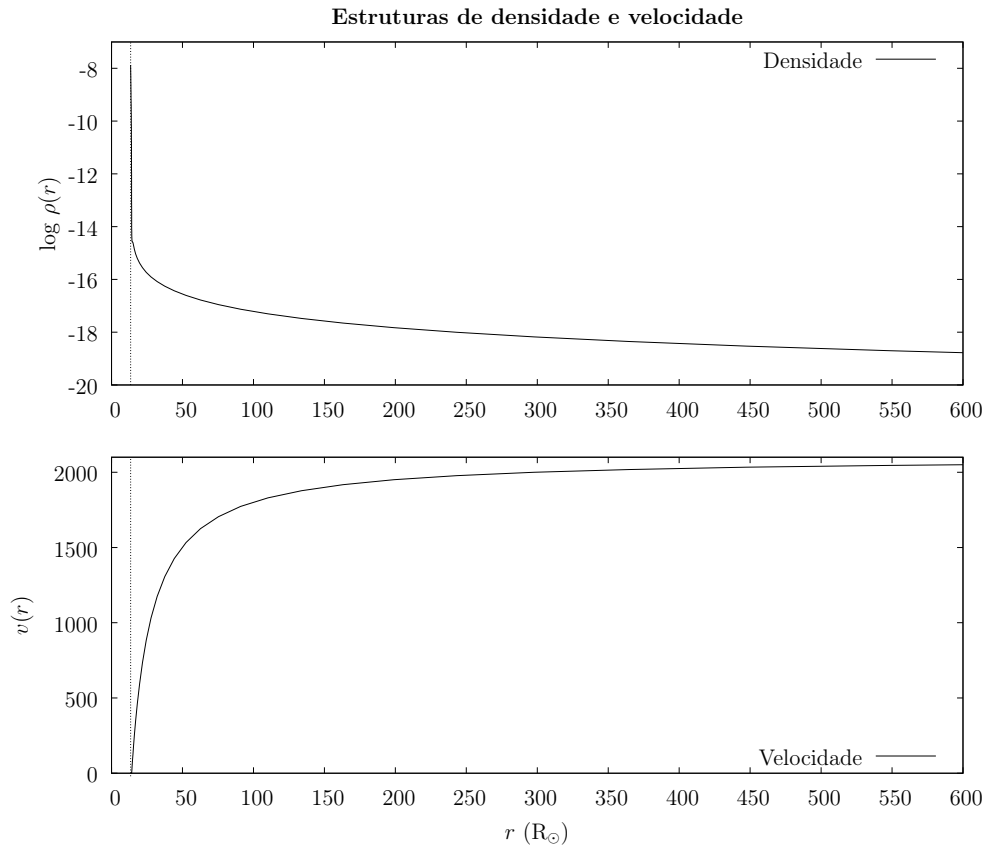


Figura 1.2: Estrutura de densidade (escala logarítmica) e velocidade computadas em um modelo de atmosfera com $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ e $v_\infty = 2000 \text{ km s}^{-1}$. A $\rho(r)$ está em g cm^{-3} e a $v(r)$ em km s^{-1} . O valor do raio estelar está marcado em linha pontilhada preta. Veja como a densidade decai abruptamente na fronteira entre a fotosfera e o vento e como a velocidade tende assintoticamente ao valor terminal quando $r \rightarrow \infty$.

Discutimos que estrelas de alta massa apresentam taxas de perda massa muito maiores que em estrelas de baixa massa na Sequência Principal — conforme exemplificamos a partir do Sol. Ressaltamos que essa notável diferença de intensidade entre o vento solar e de estrelas O deve-se ao fato de serem produzidos a partir de mecanismos físicos distintos: o vento solar é criado via pressão do gás enquanto o vento de estrelas O é criado via força radiativa em linhas espectrais. Em face de possuírem valores tão altos de luminosidade — até ~ 1 milhão de vezes a luminosidade

solar — estrelas O possuem ventos intensos que são criados, de maneira relevante, via linhas espectrais, no sentido dessas serem assinaturas dos processos de interação fóton-átomo que resultam no transporte de momento linear e energia do campo de radiação para o gás que constitui suas atmosferas (teoria Castor-Abbott-Klein Castor et al. 1975). Os elementos químicos majoritariamente responsáveis por esse processo de transferência são o carbono, nitrogênio, oxigênio, neônio, silício, potássio, enxofre e elementos do pico do ferro (por exemplo, cromo, manganês, ferro, cobalto e níquel). Isso ocorre devido ao grande número de transições nesses elementos na faixa do ultravioleta, onde se encontra o pico da distribuição de energia emitida por estrelas de tipo O (altos valores de temperatura efetiva).

Na Figura 1.3, mostramos o espectro da estrela HD 209975 (tipo O9.5Ib). Primeiramente, percebe a grande quantidade de linhas espectrais nessa região de $\approx 1200 - 1975 \text{ \AA}$. A maioria dessas linhas é produzida por elementos do pico do ferro — formando a chamada floresta de ferro no ultravioleta. Essas linhas não são criadas por toda a extensão do vento, mas sim em sua base — são linhas fotosféricas. Marcadas nessa figura estão as linhas mais proeminentes que são criadas na região do vento estelar: N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$. Salientamos que as linhas formadas na região do vento podem ser encontradas em três tipos distintos: puramente em absorção, puramente em emissão, ou conforme a combinação de uma parte em absorção e outra em emissão — chamamos esse último tipo de perfis P-Cygni³. Observe os proeminentes perfis P-Cygni de N V, Si IV e C IV no espectro de HD 209975. Isso se deve a uma alta taxa de perda de massa nesse objeto — $\dot{M} = 2.2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Repolust et al. 2004) — pois a intensidade de uma linha formada no vento está diretamente relacionada à densidade do vento: quanto maior a densidade, maior será a intensidade.

³Esse tipo de perfil foi originalmente observado na estrela P-Cygni (tipo B1-2Ia), que é uma variável luminosa azul.

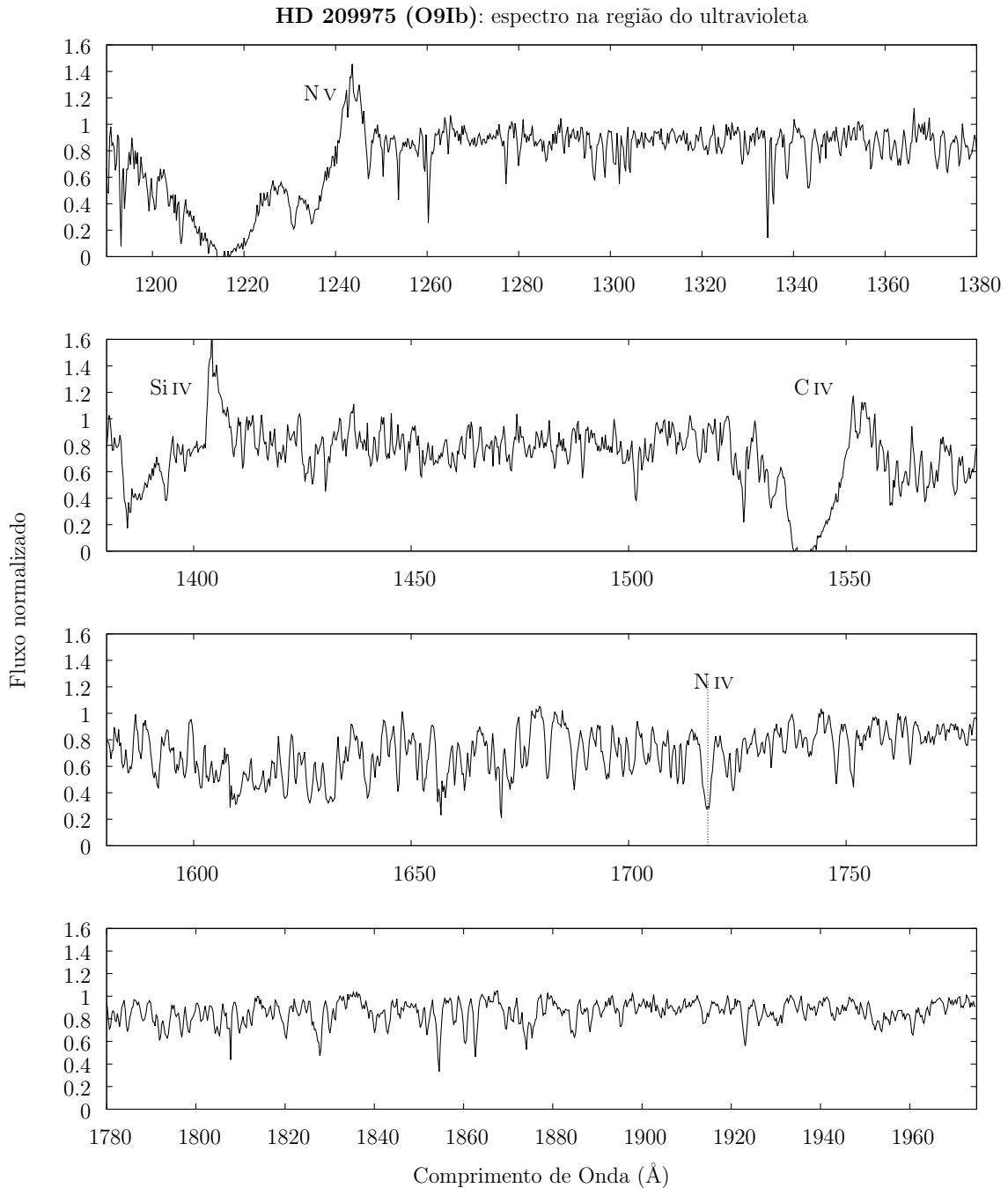


Figura 1.3: Espectro da supergigante O9Ib **HD 209975** na região do ultravioleta (dados obtidos pelo instrumento SWP/IUE). Estão marcadas as linhas formadas no vento — perfis de N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$. A maior parte das demais linhas são formadas por metais pesados (por exemplo, íons de ferro).

Os perfis P-Cygni possuem suas partes em absorção e emissão criadas em diferentes regiões da estrutura do vento, com respeito a uma dada linha de visada — veja o esquema na Figura 1.4. Além disso, por serem linhas formadas no vento, são criadas em diferentes distâncias radiais à base do vento (diferentes valores de

velocidade) e, desta maneira, são necessários fótons com diferentes valores de energia (comprimento de onda) para que participem da transição eletrônica que dá origem ao perfil P-Cygni em questão — por conta do efeito Doppler da radiação no sistema de referência do vento. A parte mais azul em absorção de um P-Cygni é formada na parte mais externa do vento: onde atinge-se a velocidade terminal. Desta forma, conseguimos extrair informações sobre a taxa de perda de massa e a velocidade terminal a partir da análise de perfis P-Cygni — por exemplo, por modelos de atmosferas.

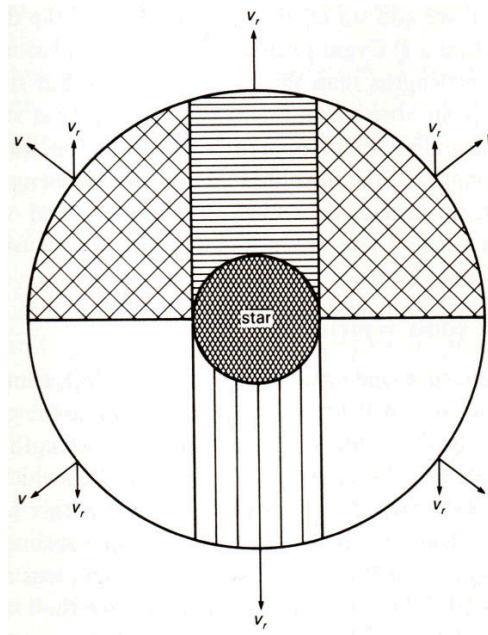


Figura 1.4: Reproduzida de Böhm-Vitense (1989). Um esquema geométrico para a formação dos perfis P-Cygni. Esses perfis são criados haja vista o efeito Doppler da radiação em relação ao referencial de um observador. A estrela é representada pela área escura central, enquanto o vento é pelo círculo maior. Estão indicados vetores velocidade (e suas componentes radiais) de átomos em diferentes regiões do vento. A linha de visada do observador é definida pelos vetores velocidade que são paralelos à área hachurada em vertical. O hemisfério observável da estrela está conectado à área hachurada em vertical. Essa região contribui para a formação da parte em absorção deslocada ao “azul”^a do P-Cygni. A parte em emissão é oriunda de 2 regiões: região em branco (emissão deslocada ao azul) e região hachurada em rede (emissão deslocada ao “vermelho”^b). O perfil observado é resultante da superposição da radiação proveniente dessas regiões.

^aComprimento de onda menor do que o comprimento de onda de repouso da transição.

^bComprimento de onda maior do que o comprimento de onda de repouso da transição.

Sabemos que as abundâncias químicas de metais são ordens de grandeza menores que a abundância de hidrogênio e hélio. Assim, a formação do vento somente pode ser explicada através do chamado fenômeno de acoplamento Coulombiano, onde tais elementos leves são acelerados, conjuntamente, com as espécies que ganham momento

e energia devido às linhas espectrais (e.g., Lamers & Cassinelli 1999). Destacamos que o hidrogênio e hélio contribuem de forma menos significativa para a aceleração radiativa nos ventos de estrelas O, devido ao alto grau de ionização desses elementos nas atmosferas quentes dessas estrelas. Além disso, esses elementos dominam os espectros de estrelas O em comprimentos de ondas do óptico e infravermelho, onde o fluxo de radiação é menor do que no ultravioleta. Na Figura 1.5 (Abbott 1982a), mostramos a distribuição espectral de energia computada a partir de modelos de atmosferas com altos valores de temperatura efetiva (T_{ef} até 50000 K). As áreas hachuradas indicam a quantidade de radiação estelar depositada no vento através de espalhamento e linhas. Frisamos que a estrela O supergigante HD 209975 possui $T_{\text{ef}} \approx 30000$ K (Repolust et al. 2004), assim compreendemos o quão importante é a região espectral de $\approx 1200 - 1975$ Å quanto ao processo de formação do vento em uma estrela de tipo O.

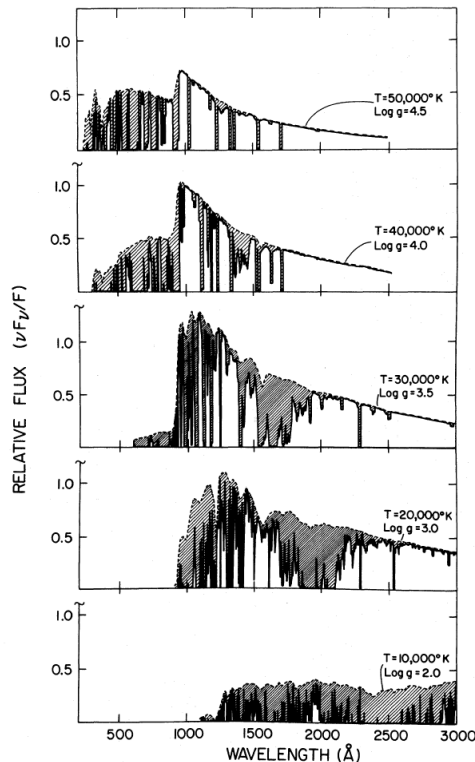


Figura 1.5: Reproduzida de Abbott (1982b). Distribuições espectrais de energias computadas em diferentes modelos de atmosferas, incluindo-se a opacidade das linhas no vento. A região hachurada indica a quantidade de energia que é transferida do campo de radiação para a estrutura do vento. A medida que se aumenta a temperatura efetiva, o pico da distribuição desloca-se para comprimentos de ondas menores e o mesmo acontece para as regiões espectrais de maior relevância na força radiativa. Note a importância, como um todo, da região do ultravioleta para a força radiativa no vento de estrelas O.

Por fim, discutimos um pouco sobre a evolução de estrelas de alta massa, enfatizando a importância da taxa de perda de massa na evolução dessas estrelas.

Também pelo fato de possuírem altos valores de massa, estrelas de tipo O são necessariamente objetos jovens — escala de tempo evolutiva de $\sim 10^6 - 10^7$ anos. Elas são progenitoras de estrelas supergigantes vermelhas, variáveis azuis luminosas e estrelas Wolf Rayet, que terminarão as suas trajetórias evolutivas como supernovas por colapso do núcleo (tipos II-Ib-Ic) e dando origem a objetos astrofísicos ainda mais extremos, como estrelas de nêutrons e buracos negros (e.g., Woosley & Janka 2005). Esses últimos, por sua vez, estão associados a fenômenos ainda mais energéticos que supernovas, como as explosões de raios gama (e.g., Gehrels & Razzaque 2013) e ondas gravitacionais (e.g., de Mink & Mandel 2016).

Mostramos, na Figura 1.6, uma esquematização de resultados obtidos por modelos evolutivos (sem rotação e com metalicidade solar) para estrelas de alta massa, em função de suas massas iniciais. Esse é o chamado esquema de Conti modificado, que é baseado no paradigma de Conti (1975), onde originalmente estabeleceu-se a conexão evolutiva entre estrelas de tipo O e estrelas Wolf-Rayet. Primeiramente, frisamos que existem variáveis que afetam esses resultados, como a taxa de perda de massa, rotação estelar, metalicidade, campos magnéticos e efeitos de multiplicidade — quanto aos 2 últimos fatores, veja, por exemplo, Meynet et al. (2011) e Sana et al. (2012). Desta maneira, a discussão a seguir é qualitativa, atendo-se ao cenário modificado de Conti.

Note que estrelas O com massas iniciais maiores que $40 M_{\odot}$ permanecem na região “azul” (alta temperatura efetiva) do diagrama HR, encerrando sua evolução como estrelas Wolf-Rayet antes de explodirem em supernovas por colapso do núcleo. Enquanto isso, as estrelas O com massas iniciais menores que $30 M_{\odot}$ irão terminar suas trajetórias na região “vermelha” (baixa temperatura efetiva) do diagrama HR como supergigantes vermelhas/amarelas. É interessante também notarmos que objetos com $20 < M_{ZAMS} < 30$ realizarão trajetórias pelas regiões azul, vermelha e azul do diagrama HR — transitando como supergigantes vermelhas e estrelas

Wolf-Rayet. Chamamos a atenção ao fato de que todas essas trajetórias evolutivas acabam em supernovas por colapso do núcleo⁴

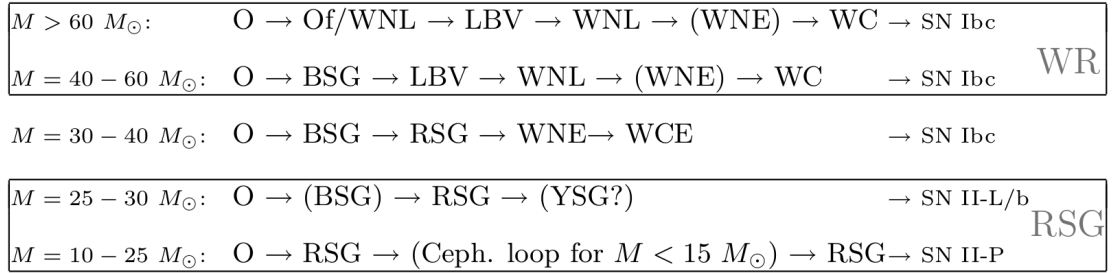


Figura 1.6: Reproduzida de Ekström et al. (2013). O cenário modificado de Conti para a evolução de estrelas de alta massa. Frisamos que esse esquema desconsidera efeitos produzidos pela rotação.

A perda de massa impacta, de forma significativa, na evolução das propriedades físicas e nas trajetórias no diagrama HR de estrelas de alta massa. Isso ocorre ao longo de toda a evolução de estrelas de alta massa, desde a fase na Sequência Principal (estrelas de tipo OB) até o final evolutivo, como estrelas supergigantes vermelhas/amarelas e Wolf-Rayet. Sublinhamos que a perda de massa também é importante para estrelas de baixa massa, entretanto, somente nos estágios pós-Sequência Principal, verificando-se taxas de perda de massa da ordem de $10^{-7} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ em estrelas no Ramo Gigante Assintótico e em nebulosas planetárias (e.g., Wood 1997).

Para início de discussão, mostramos na Figura 1.7 (Meynet et al. 2015), um diagrama HR contendo resultados obtidos para estrelas Wolf-Rayet (estrelas em azul) e supergigantes vermelhas (pontos em vermelho). Veja como as estrelas Wolf-Rayet e as supergigantes vermelhas povoam regiões específicas do diagrama HR (região azul e vermelha). Nesse diagrama também estão graficados modelos evolutivos para objetos de diferentes massas iniciais — $M_{ZAMS} = 9, 15, 20$ e $25 M_{\odot}$. Esses modelos foram computados considerando-se metalicidade solar e dois cenários de rotação:

⁴Salientamos que os estágios evolutivos finais para objetos com massas iniciais $\approx 8-10 M_{\odot}$ são incertos entre anãs brancas ou supernovas por colapso do núcleo (e.g., Nomoto 1987).

velocidade inicial igual à 1/4 da velocidade crítica V_{crit} ⁵ (painéis inferiores) e sem rotação (painéis superiores). Eles são pautados na grade de modelos de Ekström et al. (2012), variando-se a taxa de perda de massa somente na fase de supergigante vermelhas, com variação por um fator 10 (painéis do meio) e 25 (painéis da direita) na perda de massa utilizada em Ekström et al. (2012).

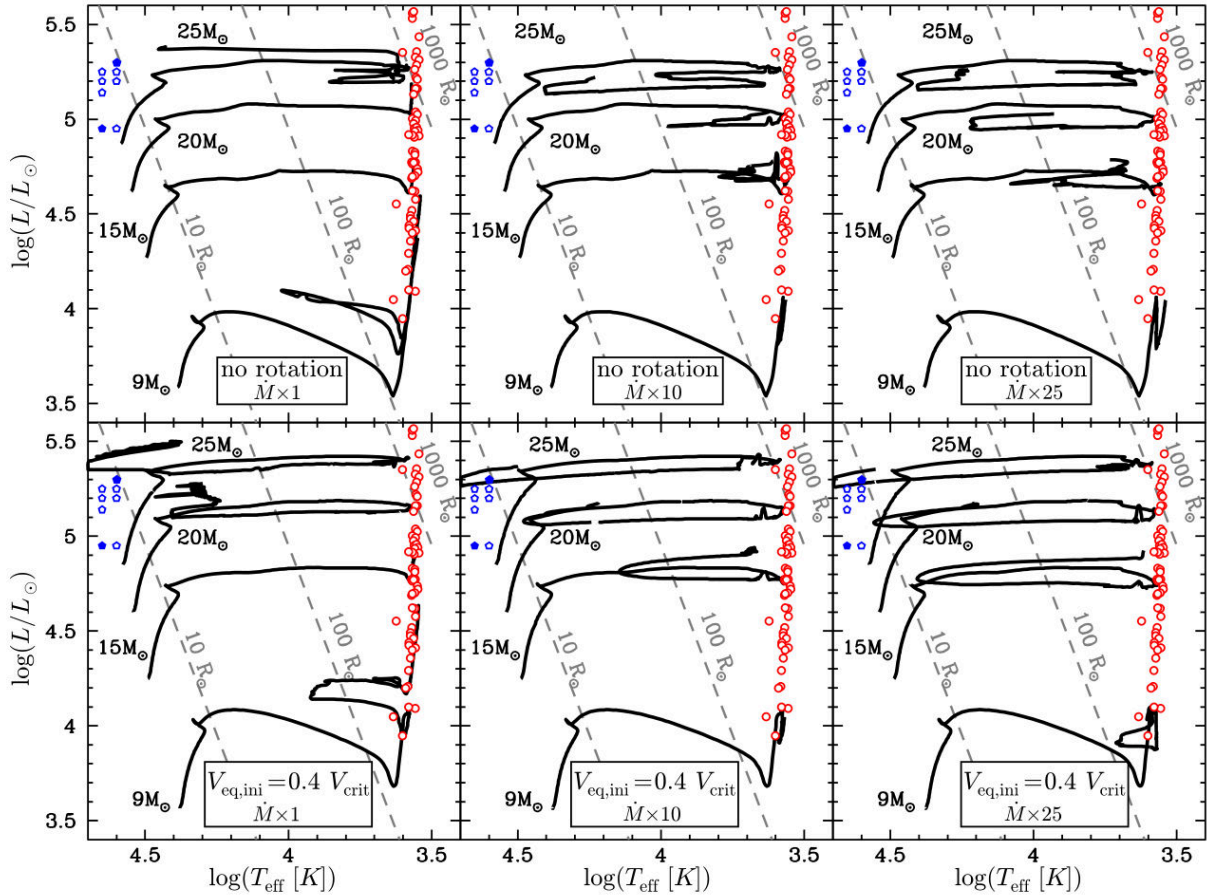


Figura 1.7: Reproduzida de Meynet et al. (2015). Diagrama HR com resultados espectroscópicos de estrelas Wolf-Rayet e supergigantes vermelhas (referências em Meynet et al. 2015). Encontram-se trajetórias evolutivas para estrelas com massas iniciais de 9, 15, 20 e 25 M_{\odot} . Em cada coluna mostram-se modelos computados sem e com velocidade de rotação. Já em cada linha estão modelos com variação na perda de massa (somente na fase de supergigante vermelha). Veja que variações por um fator 10-25 na perda de massa, na fase de supergigante vermelha, implicam alterações significativas nas trajetórias evolutivas.

À parte do notório efeito produzido pela velocidade de rotação nas trajetórias, vemos que a variação na taxa de perda de massa — somente na fase de supergigantes

⁵Considerando-se o modelo de rotação de corpo rígido, $V_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2GM_{*}}{3R_{p,\text{crit}}}}$, onde $G \equiv$ constante gravitacional universal e $R_{p,\text{crit}}$ é o raio polar no limite crítico — onde o módulo da força gravitacional é igual ao módulo da força centrífuga para um elemento de massa estelar no equador — sendo $R_{p,\text{crit}} = \frac{2}{3}R_{e,\text{crit}}$ (raio equatorial no limite crítico).

vermelhas — produz mudanças consideráveis nas trajetórias evolutivas teóricas. Conforme a discussão apresentada por Meynet et al. (2015), uma supergigante vermelha com luminosidade $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.0$ é explicada por um modelo de $15 M_\odot$ (sem aumento na \dot{M}). Entretanto, aumentando-se a taxa de perda de massa (por um fator 10 e 25), são necessários modelos com massas iniciais maiores do que $15 M_\odot$ ($\approx 20 M_\odot$) para que a sua posição no diagrama HR seja descrita. Desta maneira, vemos como a incerteza na perda de massa implica na determinação das massas evolutivas de estrelas de alta massa.

Para efeito de uma exemplificação numérica, consideramos o caso do modelo evolutivo de Ekström et al. (2012) para uma estrela com $M_{\text{ZAMS}} = 20 M_\odot$. Esse objeto passará $\approx 9.6 \times 10^6$ anos na fase da Sequência Principal, encerrando a sua evolução completamente com uma idade de $\approx 1.1 \times 10^7$ anos — passando $\approx 90\%$ de sua evolução na Sequência Principal. Essa estrela possui uma taxa de perda de massa, ao início da Sequência Principal, de $2.5 \times 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. Já ao final da evolução, em sua fase de supergigante vermelha, apresentará uma perda de massa de $1.3 \times 10^{-5} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. Perceba a explícita diferença quanto à taxa de perda de massa, por um fator de 520. Desta maneira, em virtude da alta perda de massa apresentada ao longo de toda a sua trajetória evolutiva, essa estrela com uma inicial de $20 M_\odot$ irá encerrar a sua evolução com uma massa final de $7 M_\odot$!

Em conclusão, esses resultados nos mostram a relevância da perda de massa na análise evolutiva de estrelas de alta massa. Além disso, conforme vimos, a taxa de perda de massa não é constante ao longo da evolução estelar, o que possui implicações particularmente importantes nas propriedades físicas e nos caminhos evolutivos de estrelas de alta massa. Discutiremos a seguir o problema astrofísico motivador deste projeto, que coloca em evidência a nossa falta de conhecimento sobre a taxa de perda de massa em estrelas de tipo O.

1.2 O problema dos ventos fracos

Vimos que estrelas O são importante nos processos de enriquecimento físico e químico do meio interestelar (e.g., Abbott 1982b) e de evolução química das galáxias (e.g., Matteucci 2008), haja vista que injetam energia mecânica-luminosa e elementos químicos sintetizados ao decorrer de suas evoluções, através de seus ventos estelares intensos e explosões de supernovas por colapso do núcleo. Também discutimos que a perda de massa é um fenômeno comum a todas as estrelas — caracterizando a formação do vento estelar (perda de massa contínua) — e possui impacto particularmente importante na evolução das propriedades físicas de estrelas de alta massa e nas suas trajetórias no diagrama HR. Quanto às estrelas de baixa massa, a perda de massa é relevante nesse contexto somente nos estágios evolutivos pós-Sequência Principal — por exemplo, na fase do Ramo Gigante Assintótico e de nebulosa planetária ($\dot{M} \sim 10^{-7} - 10^{-4} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Para as estrelas de alta massa, essa relevância se configura desde a Sequência Principal até os seus últimos estágios de evolução sob a forma de supergigantes vermelhas, variáveis azuis luminosas e estrela Wolf-Rayet. Apesar de estrelas de alta massa viverem muito menos (fator de $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$) do que estrelas de baixa massa, elas apresentam ventos que são muito mais intensos (fator de $\lesssim 10^8$) do que os criados por estrelas de baixa massa ($\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$), ao longo da evolução na Sequência Principal. Estrelas de alta massa possuem ventos muito intensos, desde os seus inícios evolutivos, pois tem altas luminosidades e assim desenvolvem ventos que são produzidos via linhas espectrais (força radiativa).

As estrelas de tipo espectral O são progenitoras de estrelas de alta massa pós-Sequência Principal. Assim, é de crucial importância entendermos sobre as propriedades físicas das atmosferas e dos ventos desses objetos, especialmente quanto às suas perdas de massa, a fim de desenvolvermos uma melhor compreensão acerca das características físicas e dos caminhos evolutivos das estrelas de alta massa.

Mostramos, na Figura 1.8 (Smith 2014), um diagrama esquematizando as taxas de perda de massa — tanto teóricas quanto determinadas através de análises es-

pectroscópicas — para as estrelas de alta massa em diferentes estágios evolutivos: estrelas O anãs, supergigantes vermelhas e amarelas (RSG e YSG), variáveis azuis luminosas (LBV) e estrelas Wolf-Rayet (WNH, WN e WC). Desta maneira, vemos que estrelas de alta massa apresentam perdas de massa que vão desde $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ nas anãs O de tipo O9.5V até $\dot{M} \sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ nas supergigantes vermelhas/amarelas.

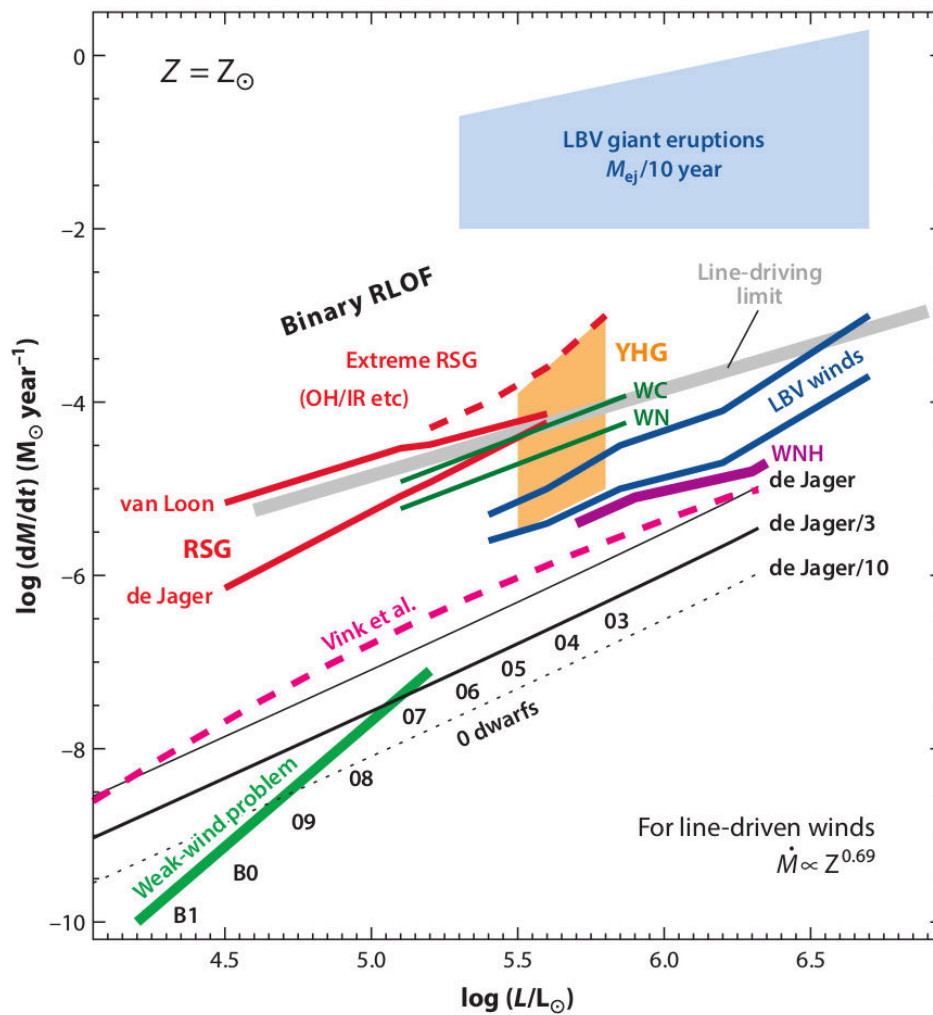


Figura 1.8: Reproduzida de Smith (2014). Esquema apresentado por Smith (2014) para o diagrama da taxa de perda de massa versus a luminosidade. Estão indicados resultados espectroscópicos e previsões para estrelas O, Wolf-Rayet, variáveis azuis luminosas, supergigantes vermelhas e amarelas. A linha tracejada magenta representa as perdas de massa teóricas para estrelas OB e a linha verde indica aproximadamente a região do chamado problema dos ventos fracos.

Novamente, ressaltamos que isso nos mostra que a perda de massa muda conforme a evolução estelar. Mantemos nosso foco aqui quanto à linha tracejada magenta e à linha sólida verde (problema dos ventos fracos), que correspondem, respectivamente,

às previsões teóricas para estrelas de tipo OB (Vink et al. 2000) e determinações obtidas através de análise espectroscópica por modelos de atmosferas. Observe a nítida discrepância entre tais linhas para os valores das taxas de perda de massa — em até 2 ordens de grandeza. Esse é o então chamado problema dos ventos fracos.

A existência de ventos fracos coloca em evidência a nossa falta de claro entendimento sobre as taxas de perda de massa nas estrelas O de diferentes classes de luminosidade — anãs (V), gigantes (III) e supergigantes (I). Esse problema constitui uma das principais questões em aberto na literatura de estrelas de alta massa (veja, e.g., Puls et al. 2009; Smith 2014). O problema dos ventos fracos é caracterizado pela explícita discrepância entre os resultados obtidos através de simulações hidrodinâmicas e os obtidos via análise espectroscópica — modelos de atmosferas — para as perdas de massa de estrelas anãs O do “tipo tardio”⁶ (O8-9.5V). Para essas estrelas, as taxas de perda de massa determinadas através da análise de modelos de atmosferas — na região do ultravioleta — são até 2 ordens de grandeza menores do que os valores “teóricos”⁷ obtidos por simulações hidrodinâmicas (Vink et al. 2000). As estrelas anãs O são os objetos menos luminosos, dentre o grupo de estrelas de tipo O, possuindo tipicamente $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$. De uma forma resumida⁸, as previsões de Vink et al. (2000) são obtidas através de um método iterativo entre modelos de atmosferas construídos pelo código ISA-WIND (de Koter et al. 1993) e simulações de Monte Carlo para a força radiativa por linhas computadas pelo código MC-WIND (de Koter et al. 1997).

O problema dos ventos fracos é importante porque torna evidente a nossa falta de conhecimento sobre a força radiativa em estrelas O de “baixa” luminosidade.

⁶Nossa tradução da expressão, em inglês, *late-type*, designada para as estrelas menos luminosas de uma determinada classe de luminosidade. Por simplificação estética, utilizaremos, daqui em diante, essa expressão sem o uso de aspas. Chamaremos estrelas de tipo O8, ou mais tardio, pelo termo tipo tardio.

⁷As perdas de massa obtidas por Vink et al. (2000) não são teóricas, no sentido mais fundamental do termo, pois os autores utilizam valores para a velocidade terminal derivados por análises de modelos de atmosferas. Desta maneira, seria mais rigoroso referir-nos aos resultado de Vink et al. (2000) como “semi-empíricos”. Por simplificação estética, iremos, daqui em diante, referir-nos aos resultado de Vink et al. (2000) como “teóricos” sem o uso das aspas.

⁸Para efeito de maior detalhamento sobre a metodologia utilizada em Vink et al. (2000), referenciamos o trabalho de Vink et al. (1999).

De fato, resultados mais atuais obtidos a partir da abordagem hidrodinâmica (e.g., Muijres et al. 2012) não conseguem encontrar uma solução fisicamente realizável para as equações de conservação de massa e momento de estrelas O com luminosidades $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$, que correspondem às anãs O de tipo O6.5V. Desta maneira, Muijres et al. (2012) não prevêm a formação de vento em tais objetos e identificam como causas físicas a ausência de linhas de Fe V na base do vento e a baixa luminosidade em estrelas O6.5V — em comparação com o tipo O6V. Entretanto, ressaltamos que isso é uma evidente falha da abordagem hidrodinâmica, pois notoriamente observamos a formação de perfis P-Cygni na região do ultravioleta em anãs O tardias (e.g., Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009).

O problema dos ventos fracos também é grave sob a perspectiva de evolução de estrelas de alta massa. Os modelos evolutivos, considerados “estado da arte” (e.g., Ekström et al. 2012; Meynet et al. 2015), utilizam a prescrição de Vink et al. (2000) na contabilização da perda de massa, ao longo da Sequência Principal, de estrelas com massas iniciais maiores que $7 M_\odot$. Uma discrepância por um fator 100 na taxa de perda de massa, durante toda a Sequência Principal, não possui um impacto potencialmente significativo nas trajetórias evolutivas, entretanto, ressaltamos que pode implicar mudanças significativas nas propriedades físicas ao final da Sequência Principal — por exemplo, na rotação estelar que será afetada na modelagem em virtude da mudança da perda de momento angular.

Apresentamos, em seguida, um resumo contextualizando o surgimento do problema dos ventos fracos na literatura. Existem resultados desde o início da década de 90 que indicavam uma discrepância entre previsões teóricas e determinações via espectroscopia para as perdas de massa de estrelas OB “pouco luminosas” (e.g., análise de anãs O tardias em Chlebowski & Garmany 1991). Todavia, um dos primeiros resultados, obtidos através de modelos de atmosferas unificados (fotosfera-vento), que apontavam para essa questão, aparecem nos trabalhos de Bouret et al. (2003) e Martins et al. (2004). Esses autores realizaram análises espectroscópicas — no ultravioleta (e também no óptico por Bouret et al. 2003) — para ao todo 7 estrelas

(contabilizando-se somente os tipos O6-9.5V) na Pequena Nuvem de Magalhães e encontraram taxas de perda de massa de $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para tais objetos. Esses resultados são menores em até 2 ordens de grandeza do que os valores previstos por Vink et al. (2000) para as perdas de massa dessas estrelas. Subsequentemente, os trabalhos de Martins et al. (2005b) e Marcolino et al. (2009) desenvolveram uma análise por modelos de atmosferas para ao todo 17 estrelas anãs O (O3.5-9.5V) e verificaram que as anãs Galácticas de tipos O6-9.5V também apresentavam ventos fracos. Esses resultados, que mostraram ventos fracos em estrelas O da Galáxia, foram importantes ao evidenciar que o problema dos ventos fracos não é exclusivamente criado por um efeito de metalicidade, dado que as primeiras estrelas anãs O verificadas com ventos fracos encontram-se em um ambiente de baixa metalicidade, como na Pequena Nuvem de Magalhães. De fato, é previsto que a perda de massa seja inversamente proporcional à metalicidade (e.g., Kudritzki et al. 1987; Vink et al. 2001), entretanto, esses resultados em estrelas O Galácticas endossam que os ventos fracos constituem uma questão de natureza distinta à metalicidade.

Ressaltamos a importância das linhas diagnósticas utilizadas para a determinação da taxa de perda de massa quanto ao problema dos ventos fracos. Nos trabalhos citados anteriormente sobre ventos fracos constatou-se que os diagnósticos espectroscópicos mais úteis para a derivação de perdas de massa, em tais ventos de regime de baixas densidades, encontram-se na região do ultravioleta — e.g., P V $\lambda\lambda 1118, 1128$, N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$. Os perfis P-Cygni teóricos formados na região do ultravioleta são suficientemente sensíveis à variação da perda da massa nos modelos de atmosferas. Para efeito de exemplificação, mostramos na Figura 1.9 a análise do perfil P-Cygni de C IV e do perfil de H α para a estrela anã tardia HD 46202 (tipo O9V) realizada por Martins et al. (2005b). Os dados espectroscópicos estão em linha sólida preta e os perfis sintéticos em linha pontilhada azul, vermelha e verde. Esses perfis sintéticos foram computados através de modelos de atmosferas com diferentes valores para a taxa de perda de massa — $\dot{M} = 10^{-9.5} - 10^{-8.9} - 10^{-8.5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Perceba a notável diferença de sensibilidade

entre a linha de C IV e H α frente à variação na taxa de perda de massa por um fator 10. Desta maneira, os perfis de H α não se têm evidenciados como diagnósticos úteis no regime de ventos fracos das anãs O tardias, onde encontramos taxas de perda de massa $\lesssim 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$.

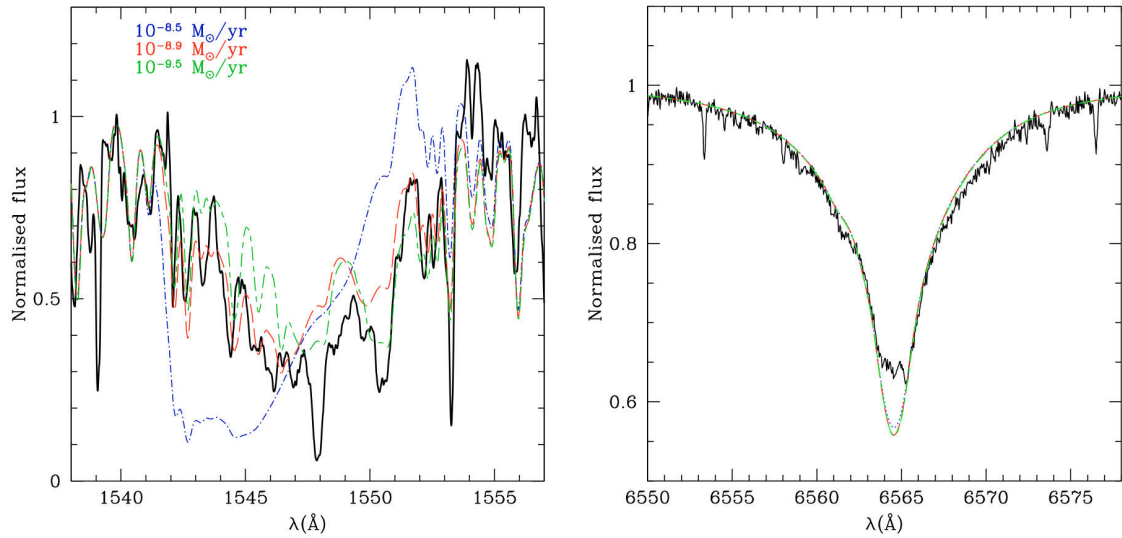


Figura 1.9: Reproduzida de Martins et al. (2005b). Comparação entre 3 modelos computados com diferentes taxas de perda de massa (variação em 1 ordem de grandeza) para as linhas de C IV e H α . É nítida a diferença dessas linhas em função da variação da perda de massa.

A fim de exemplificarmos a discussão sobre o problema dos ventos fracos, apresentamos na Figura 1.10 um diagrama onde comparamos as determinações⁹ para a taxa de perda de massa obtidas via análises espectroscópicas com os valores previstos pela “receita” de Vink et al. (2000). Dividimos esse diagrama em estrelas de diferentes classes de luminosidade e em diferentes grupos (arbitrários) de luminosidade estelar. Mostramos resultados para anãs O tardias (em azul), anãs O iniciais¹⁰ (em amarelo) e supergigantes O¹¹ (em preto). Apresentamos barras de erro representativas pois esses resultados advêm de metodologias diferentes quanto à região espectral de análise e códigos de atmosferas.

⁹Todas as perdas de massa que foram obtidas considerando-se modelos com ventos não homogêneos foram aumentadas de forma a serem comparáveis aos resultados por modelos de ventos homogêneos. Discutiremos em detalhes sobre isso na Seção 2.2.2.

¹⁰Nossa tradução da expressão, em inglês, *early-type*, designada para as estrelas mais luminosas de uma determinada classe de luminosidade. Por simplificação estética, utilizaremos, daqui em diante, essa expressão sem o uso de aspas. Chamaremos estrelas de tipos O3-7.5 pelo termo tipo inicial.

¹¹Além de supergigantes O, existem supergigantes B iniciais (B0I-B0.5I).

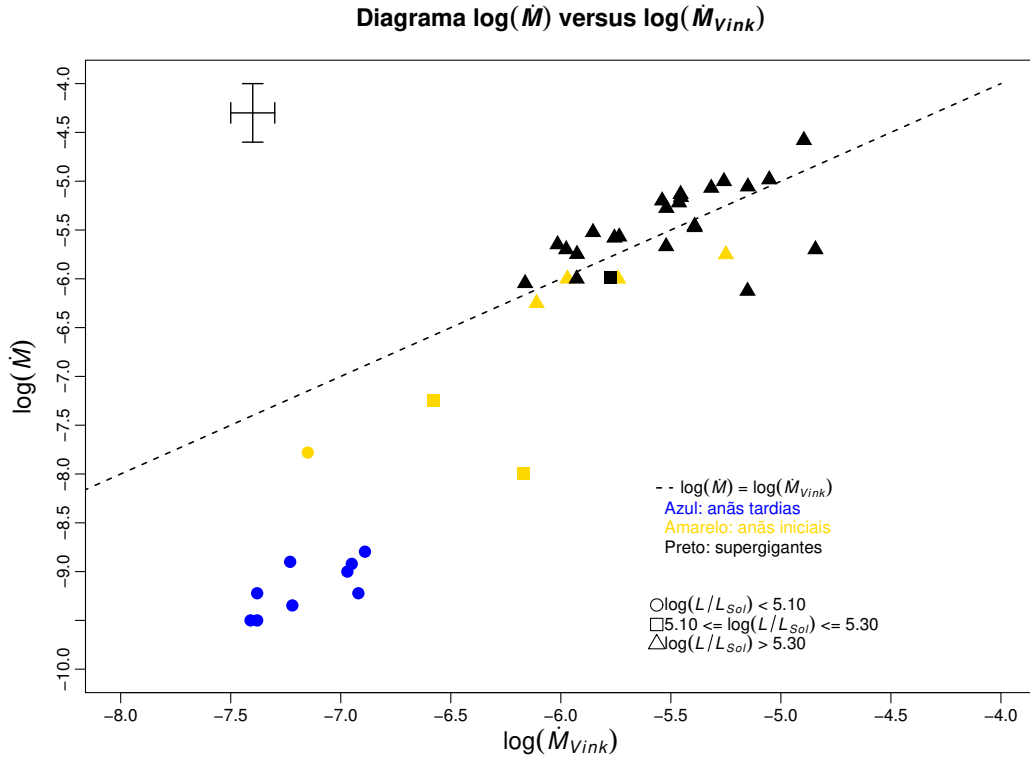


Figura 1.10: Diagrama onde comparamos as perdas de massa espectroscópicas para anãs (iniciais e tardias) e supergigantes O. Os objetos também estão divididos conforme o valor de luminosidade (3 grupos arbitrários). A relação um para um entre as perdas de massa derivadas e teóricas está em linha tracejada. Vemos que anãs tardias (pontos azuis) apresentam alta discrepância frente aos valores teóricos. Também percebe-se que existem 2 anãs iniciais — quadrados amarelos — que sugerem o início dos ventos fracos (elas são de tipo O6.5V). Referências: anãs (Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009) e supergigantes (Repolust et al. 2004; Mokiem et al. 2005).

Percebemos, de uma forma geral, que os objetos mais luminosos — $\log(L_*/L_\odot) > 5.3$ — possuem perdas de massa derivadas que são compatíveis com os seus valores previstos pela abordagem hidrodinâmica. No caso, englobando-se as estrelas supergigantes e anãs iniciais (mais luminosas). Entretanto, explicitamente, notamos que as anãs O do tipo tardio — que encontram na região de $\log(L_*/L_\odot) < 5.1$ — apresentam discrepâncias que chegam até 2 ordens de grandeza, caracterizando-se o problema dos ventos fracos. Também percebemos que existem duas anãs iniciais — menos luminosas ($\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$), de tipo O6.5V¹² — que aparentam estar em uma região de transição com respeito aos ventos fracos.

¹²Um termo melhor para esses objetos seria “anãs intermediárias”. Para efeito de simplificação no texto, incluímos esses tipos sob o termo “anãs iniciais”, fazendo-se a referência adequada quanto ao fato de serem menos luminosas do que as anãs iniciais de tipos O5-3V.

Em conclusão, essas constatações nos sugerem que o problema dos ventos fracos está fortemente relacionado à luminosidade estelar. Essa é uma das principais motivações desta dissertação, pois consideramos interessante povoar esse diagrama com resultados para estrelas O que possuem luminosidades $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$.

1.3 Objetivos

1.3.1 Resumo e apresentação da dissertação

Estrelas de tipo O possuem alta massa, parâmetros físicos extremos e uma escala de tempo evolutiva curta, sendo assim importantes no enriquecimento físico e químico do meio interestelar e no processo de evolução das galáxias. Elas também são progenitoras de objetos pós-Sequência Principal como as supergigantes vermelhas, variáveis azuis luminosas e estrelas Wolf-Rayet. Essas estrelas terminarão por explodir em supernovas por colapso do núcleo, que originarão objetos mais peculiares como estrelas de nêutrons e buracos negros. Assim, estrelas de tipo O estão conectadas a uma gama de fenômenos astrofísicos de altas energias, como, por exemplo, as chamadas explosões de raios gama e ondas gravitacionais. Desta forma, necessitamos compreender acerca dos parâmetros fundamentais das atmosferas de estrelas O para que possamos entender sobre o seu impacto no ambiente astrofísico e sobre as propriedades e evolução de seus descendentes exóticos.

Ressaltamos que o nosso conhecimento quanto às propriedades e evolução de estrelas O está intrinsecamente ligado à taxa de perda de massa de tais objetos. A quantidade de massa é uma das principais características físicas de uma estrela, que irá reger suas trajetórias evolutivas. A partir dessa perspectiva, a perda de massa em estrelas de alta massa desempenha um papel crucial em sua evolução, tendo-se em vista que tais objetos apresentam ventos intensos — alta perda de massa — que são originados a partir da transferência de momento linear do campo de radiação para o gás. A perda de massa em estrelas O é maior que a atual perda de massa do Sol por fator $\lesssim 10^8$!

A despeito da importância que a taxa de perda de massa possui na caracterização física de estrelas de alta massa, mostramos que não existe atualmente um consenso na literatura quanto a tal parâmetro para os diferentes tipos de estrelas O. Discutimos anteriormente em maiores detalhes sobre o chamado problema dos ventos fracos, que é caracterizado por uma enorme discrepância entre as perdas de massa derivadas via

análises espectroscópicas (região do ultravioleta) e as previstas a partir de simulações hidrodinâmicas (Vink et al. 2000). As estrelas anãs do tipo tardio (O8-9.5V) — $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$ — apresentam perdas de massa determinadas que são até 2 ordens de grandeza menores que seus valores teóricos. Ressaltamos anteriormente que os resultados hidrodinâmicos mais atuais Muijres et al. (2012) sequer são capazes de encontrar previsões para as perdas de massa de estrelas com $\log(L_*/L_\odot) < 5.2$. Apesar disso, o problema dos ventos fracos é atualmente grave, pois modelos de evolução de estrelas de alta massa utilizam os resultados de Vink et al. (2000) na contabilização da taxa de perda de massa durante a Sequência Principal. Além do mais, incertezas nas taxas de perda de massa impactam diretamente quanto ao nosso entendimento dos processos de enriquecimento físico e químico, causado por estrelas de alta massa, no meio interestelar.

Esta dissertação tem como objetivo investigar a taxa de perda de massa de estrelas O gigantes do tipo tardio (O8-9.5III) no contexto do problema dos ventos fracos. Consideramos esses objetos particularmente interessantes para explorarmos ventos fracos porque gigantes O tardias tipicamente apresentam $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$, sendo essa uma região em luminosidade que aparenta dar início ao problema dos ventos fracos. Entretanto, essa é uma região muito pouco investigada no âmbito desse problema (note novamente que existem 2 resultados na Figura 1.10). Além disso, o estudo de gigantes O do tipo tardio nos possibilita abordar se os ventos fracos têm alguma dependência relacionada à idade estelar, pois tais objetos são presumivelmente mais evoluídos do que anãs O tardias, assim como nos permitindo obter uma melhor compreensão das implicações evolutivas desse problema astrofísico.

À parte dessa questão dos ventos fracos, também nos interessamos estudar gigantes O tardias em virtude dos poucos resultados na literatura para esse tipo de estrelas O, obtidos a partir de modelos de atmosferas unificados (fotosfera-vento). Por exemplo, a maior amostra atualmente analisada de gigantes O encontra-se no trabalho de Mahy et al. (2015): 9 estrelas de tipos O7-9III. Esse trabalho desenvolve uma análise espectroscópica através de modelos de atmosferas nas regiões do óptico

e ultravioleta. Destacamos que dentre essa amostra, 4 estrelas são de tipos O8-9.5III e somente para 1 estrela existem dados na região do ultravioleta. Desta forma, também buscaremos obter uma melhor caracterização física para gigantes O tardias. Destacamos aqui que tais objetos possuem massas em torno de aproximadamente 20-25 M_{\odot} , o que as torna progenitoras diretas de estrelas supergigantes vermelhas/amarelas, que são objetos com perdas de massa notoriamente incertas na literatura (e.g., Georgy 2012) — reveja as diferenças entre as prescrições para as perdas de massa em supergigantes vermelhas na Figura 1.8 (linhas sólidas vermelhas).

Desta maneira, estrelas gigantes O do tipo tardio são objetos extremamente interessantes de serem analisados, tanto no contexto do problema dos ventos fracos, quanto pela importância em obtermos uma caracterização física mais precisa para essa classe de estrelas O.

Nosso objetivo é desenvolver uma análise espectroscópica quantitativa de uma amostra representativa de 9 gigantes O Galácticas do tipo tardio (O8-9.5III) nas regiões do ultravioleta e óptico, para assim determinarmos seus parâmetros físicos da fotosfera-vento — temperatura efetiva, aceleração gravitacional superficial, velocidade de rotação projetada, velocidade terminal e taxa de perda de massa. Desta forma, podemos investigar sobre suas propriedades físicas dentro do problema dos ventos fracos. Fazemos isso a partir da comparação das nossas perdas de massa derivadas e momentos modificados do vento¹³ com os resultados obtidos pela abordagem hidrodinâmica para tais parâmetros do vento. Para tanto, utilizamos modelos de atmosferas computados pelo código CMFGEN (Hillier & Miller 1998) e dados espectroscópicos de alta resolução obtidos pelo instrumento SWP/IUE (ultravioleta) e pelos instrumentos FEROS/La Silla e NARVAL/Télescope Bernard Lyot (óptico).

1.3.2 Um guia do projeto

Trabalhamos neste projeto por aproximadamente 3 anos e meio, realizando-o durante 2 anos (2013–2015) da minha graduação em Astronomia no Observatório

¹³Essa grandeza será definida na Seção 2.3.

do Valongo e durante 1 ano e meio do meu mestrado (2015–2016): esta dissertação é uma continuação da pesquisa realizada no período da minha graduação. Assim, naturalmente, existem resultados do meu projeto de conclusão de curso da graduação (doravante, Gama de Almeida 2015) que precisam ser apresentados e discutidos novamente nesta dissertação. Todas as figuras deste trabalho que constam em Gama de Almeida (2015) são individualmente referenciadas, ao início de cada legenda. As figuras em Gama de Almeida (2015), cujas informações foram atualizadas, não são referenciadas. Frisamos que as figuras que tiveram somente a parte estética atualizada são referenciadas.

Explicitamos a seguir o trabalho desenvolvido em Gama de Almeida (2015):

- (i) Seleção da amostra (9 estrelas) de gigantes O do tipo tardio (O8-9.5III) e dos dados espectroscópicos no ultravioleta.
- (ii) Identificação das linhas diagnóstico mais úteis na região do ultravioleta para a análise de gigantes O tardias.
- (iii) Determinação dos parâmetros físicos fotosféricos e do vento da nossa amostra de 9 gigantes O tardias pela a análise da região do ultravioleta — temperatura efetiva, velocidade de rotação projetada, velocidade terminal e taxa de perda de massa.
- (iv) Testes do efeito da abundância química de nitrogênio nas linhas de N V e N IV.
- (v) Análise da lei beta para a estrutura de velocidade. Busca pela melhora no ajuste da parte em emissão das linhas de C IV.
- (vi) Análise da degenerescência entre a taxa de perda de massa e a temperatura efetiva. Investigar por efeitos nas perdas de massa derivadas e implicações à análise do problema dos ventos fracos.
- (vii) Análise dos resultados no diagrama momento modificado do vento versus luminosidade e no diagrama das perdas de massa derivadas versus perdas de massa teóricas. Cálculo da relação momento-luminosidade empírica a partir dos nossos resultados conjuntamente com os obtidos para anãs na literatura

e comparação com a relação teórica. Obtivemos conclusões sobre a existência de ventos fracos em gigantes O tardias.

Na presente dissertação estendemos o trabalho da graduação em vários aspectos. Abaixo listamos os principais pontos investigados, que serão devidamente explicados nos próximos capítulos. Indicamos esses sumários (trabalho durante a graduação e mestrado) como uma guia para os próximos capítulos desta dissertação.

- (i) Cálculo das discrepâncias relativas entre modelos finais e dados na região do ultravioleta. Identificação de discrepâncias sistemáticas na modelagem para toda a amostra — avaliação quantitativa da homogeneidade da modelagem no ultravioleta.
- (ii) Extensão dos testes de degenerescência para a velocidade de microturbulência e abundância química. Foco em explorar possíveis efeitos de abundância química nas determinações das perdas de massa. Derivação das taxas de perda de massa a partir de abundâncias químicas de CNO determinadas na literatura (resultados homogêneos) — avaliação de implicações às nossas conclusões obtidas sobre ventos fracos em gigantes O.
- (iii) Análise evolutiva da amostra em comparação com anãs e supergigantes OB através do diagrama HR. Determinação das massas evolutivas e idades da amostra e avaliação do estágio evolutivo de gigantes O frente amostras de anãs e supergigantes.
- (iv) Análise de gigantes O tardias na região do infravermelho próximo ($\approx 1-5 \mu\text{m}$). Busca por potenciais linhas diagnóstico para a taxa de perda de massa de gigantes O no infravermelho, no contexto do problema dos ventos fracos, comparando-se com os diagnósticos de perda de massa no ultravioleta e óptico. Análise das regiões de formação de linhas no ultravioleta, óptico e infravermelho. Desenvolvimento de testes de degenerescências entre a perda de massa e parâmetros estelares (temperatura efetiva, aceleração gravitacional superficial e velocidade de rotação projetada) a fim de verificarmos a robustez dos

diagnósticos para a perda de massa no infravermelho.

- (v) Obtenção de dados espectroscópicos de alta resolução e nível sinal-ruído na região do óptico para 7 estrelas da amostra. Determinação dos parâmetros fotosféricos da nossa amostra de 9 gigantes O tardias pela análise da região do óptico — temperatura efetiva, aceleração gravitacional superficial, velocidade de rotação projetada. Comparação dos resultados para os parâmetros fotosféricos derivados através das regiões do ultravioleta e ótico. Verificação das determinações das taxas de perda de massa (ultravioleta) através das análises das linhas de $H\alpha$ — determinação da perda de massa via $H\alpha$ para 1 estrela. Comparação entre as perdas de massa derivadas e as previstas via hidrodinâmica, quanto à modelagem das linhas diagnóstico para a perda de massa no ultravioleta ($Si\ IV$ e $C\ IV$) e no óptico ($H\alpha$), para toda a amostra — avaliação de implicações às nossas conclusões obtidas sobre ventos fracos em gigantes O.

Capítulo 2

Metodologia

Neste capítulo, discutimos a metodologia delineada para a análise espectroscópica e determinação das propriedades fotosféricas e do vento da nossa amostra de gigantes O do tipo tardio. Na Seção 2.1, tratamos sobre os critérios para a seleção da amostra e sobre os dados espectroscópicos na região do ultravioleta e óptico que foram utilizados neste trabalho. Em seguida, na Seção 2.2, descrevemos em linhas gerais sobre as principais características do código de modelos de atmosferas CMFGEN, a partir do qual determinamos os parâmetros físicos da amostra. Por último, na Seção 2.3, apresentamos o método para a derivação das propriedades atmosféricas através de específicas linhas diagnóstico, as quais verificamos serem de maior relevância na análise de gigantes O do tipo tardio.

2.1 Amostra e dados observacionais

A amostra é constituída por nove estrelas gigantes O do tipo tardio (tipos espectrais O8-9.5III), conforme a classificação espectral provida pelo *Galactic O-Star Catalog* (GOSC, Maíz Apellániz et al. 2013). Frisamos que as nossas estrelas são Galácticas. O GOSC é um projeto de fronteira na área de classificação espectral de estrelas de tipo O. Atualmente encontra-se na sua terceira versão (GOSC v3.2.2). Os resultados do GOSC advêm da análise de dados espectroscópicos — alto nível de sinal-ruído (≈ 300) e resolução $R = 2500$ — na região do óptico (≈ 3900 -5100

Å). Esses dados são obtidos pelo projeto de levantamento espectroscópico Galactic O-Star Spectroscopic Survey (GOSSS, Maíz Apellániz et al. 2016). Até o momento o projeto GOSC classificou 590 estrelas de tipo espectral O.

Construímos a amostra de forma a ser representativa do tipo tardio de gigantes O. Desta maneira, escolhemos os objetos homogeneamente distribuídos dentre o tipo O8 até os mais tardios (em torno de O9.5). A população catalogada de estrelas O8-9.5III é atualmente de aproximadamente 60 objetos¹. A amostra também é representativa no sentido de que esta engloba em torno de 25% das gigantes O com espectros de alta resolução disponíveis no banco de dados públicos do telescópio espacial IUE (*International Ultraviolet Explorer*), na região de interesse para a análise do vento estelar. Evitamos escolher objetos que sejam potencialmente problemáticos para o propósito do projeto. Desta forma, não fazem parte de nossa amostra estrelas que possuam classificação espectral como peculiares, variáveis ou com assinatura de uma componente binária, assim como, sistemas múltiplos com reconhecida interação vento-vento (e.g., De Becker & Raucq 2013). Sob uma perspectiva observacional, os espectros da amostra (no ultravioleta e óptico) apresentam uma homogeneidade morfológica razoável. Esse fato corrobora a nossa premissa de que observamos a natureza espectral intrínseca da amostra, ou seja, sem a contaminação da sua informação espectroscópica em virtude de efeitos ambientais (por exemplo, interações vento-vento).

Os dados espectroscópicos na região do ultravioleta foram obtidos pelo telescópio IUE². Os espectros cobrem a região de $\approx 1200\text{--}1975$ Å. Essa região espectral é particularmente importante com respeito à análise da atmosfera e do vento de estrelas de alta massa, pois existem tanto diversas linhas fotosféricas — criadas por elementos do pico do ferro, quanto linhas formadas na região do vento estelar como N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$. Os espectros foram obtidos pelo instrumento *Short Wavelength Prime* e possuem alta resolução

¹Contabilizando-se também estrelas de classes de luminosidade intermediárias (por exemplo, II-III).

²Dados públicos disponíveis na plataforma *Barbara A. Mikulski Archive for Space Telescopes* (MAST): <https://archive.stsci.edu/iue/>

espectral ($\Delta\lambda \approx 0.2 \text{ \AA}$) e nível sinal-ruído $S/N \approx 10-15$. Quando disponíveis em tal banco de dados, selecionamos observações diferentes para um mesmo objeto. Isto nos permite obter um espectro médio com um maior nível de sinal-ruído. Também realizamos uma média a cada cinco “pontos” (associados aos valores de comprimento de onda e fluxo), obtendo-se uma suavização do espectro observado. Mantemos nossa atenção quanto à possibilidade desses procedimentos introduzirem artifícios nas características espectrais observadas da amostra.

Além da espectroscopia na região do ultravioleta, adquirimos, em março de 2016, dados ópticos de alta resolução ($R = 48000$) obtidos pelo instrumento FEROS/2.2-m ESO/MPI para seis estrelas da amostra (PI: C. B. Pereira³; em comunicação privada). Essas estrelas são HD 105627, HD 115455, HD 116852, HD 135591, HD 153426, HD 156292. Esses espectros possuem sinal-ruído em torno de 100 para a amostra como um todo e cobrem a região de $\approx 3500-9200 \text{ \AA}$. Essa é uma região espectral relevante para a análise atmosférica de estrelas quentes devido às diversas linhas produzidas por hidrogênio e hélio. Analisamos esse novo conjunto de dados espectroscópicos homogêneos no óptico com o objetivo de buscarmos determinações mais precisas e acuradas para os parâmetros estelares (por exemplo, temperatura efetiva). Além disso, pudemos verificar os resultados para a perda de massa obtida pela ultravioleta, através da análise da linha de $H\alpha$. À parte desse conjunto de espectros homogêneos, tivemos acesso a dados no óptico (região de $\approx 3700-6800 \text{ \AA}$) para a estrela HD 36861, obtidos pelo espectrógrafo NARVAL/*Télescope Bernard Lyot* (PI: J. C. Bouret⁴; em comunicação privada). Esses dados para HD 36861 também são de alta resolução ($R = 65000$) e alto nível sinal-ruído ($S/N \gtrsim 100$).

Na Tabela 2.1, apresentamos a nossa amostra (do tipo menos tardio para o mais tardio) e os dados observacionais analisados neste trabalho. Na última coluna dessa tabela, fazemos notas pertinentes para os objetos que são membros de aglomerados estelares, nebulosas, ou associações estelares.

³Observatório Nacional (Brasil).

⁴*Laboratoire d'Astrophysique de Marseille* (França).

Estrela	Tipo espectral	IUE SWP	Óptico	Comentário ^c
HD 156292	O9.7III	16218	FEROS	Aglomerado aberto NGC 6322
HD 24431	O9III	30166	✘	Região H II Sh 2-205 Associação Cam OB1
HD 105627	O9III	20623	FEROS	✘
HD 116852	O8.5II-III((f)) ^a	09332	FEROS	✘
HD 153426	O8.5III	01517	FEROS	Região H II Sh 2-2
		07827		
		07828		
HD 218198	O8.5III Nstr ^b	26975	✘	Associação Cep OB1
HD 36861 (λ Orionis A)	O8III	46234	NARVAL	Região H II Sh 2-264 Aglomerado aberto Collinder 69 Associação Ori OB1
		46237		
		46241		
		46245		
		46247		
HD 115455	O8III((f))	16087	FEROS	Região H II RCW 75 Associação Cen OB1
HD 135591	O8IV((f))	48294	FEROS	Aglomerado aberto ASCC 79

Tabela 2.1: Os tipos espectrais das estrelas da amostra e dados obtidos pelos instrumentos SWP/IUE, FEROS/2.2-m ESO/MPI e NARVAL/Télescope Bernard Lyot. Especificamos quando dados no óptico estão disponíveis para determinada estrela, enquanto os objetos sem dados no óptico são assinalados com o marcador “✘”. As estrelas para as quais não existem comentários no catálogo GOSC quanto ao pertencimento de aglomerados, nebulosas, ou associações, são assinaladas com o marcador “✘”.

^a Qualificador espectral para emissão fraca em N III 4634-40-42 e forte absorção em He II 4686.

^b Qualificador espectral para absorção forte em N III 4634-40-42, entretanto menos intensa do que C III 4647-4650-4651 (“Nstr” é um caso “moderado” em relação ao qualificador espectral “N”).

^c Referência: catálogo GOSC — <http://ssg.iaa.es/en/content/galactic-o-star-catalog>

Na Figura 2.1, mostramos a região espectral de 1360–1580 Å dos espectros IUE, onde encontram-se as linhas Si IV $\lambda\lambda$ 1394,1403 e C IV $\lambda\lambda$ 1548,1551 (formação na região do vento). Na Figura 2.2, mostramos os perfis de H α para as estrelas da amostra que possuem dados no óptico. Conforme discutido, percebemos uma razoável homogeneidade morfológica da região do ultravioleta e do óptico para a nossa amostra de gigantes O. Note que a estrela HD 116852 (O8II-III) possui os perfis de Si IV 1394-1403 mais discrepantes (formando perfis P-Cygni) em relação à amostra como um todo (linhas em absorção). Isso potencialmente se dá em virtude de sua classe de luminosidade intermediária entre as gigantes (classe III) e gigantes brilhantes (classe II), possuindo assim uma luminosidade maior do que o valor médio

para estrelas O8-9III.

Espectros ultravioleta (SWP/IUE) da amostra: perfis de Si IV e C IV

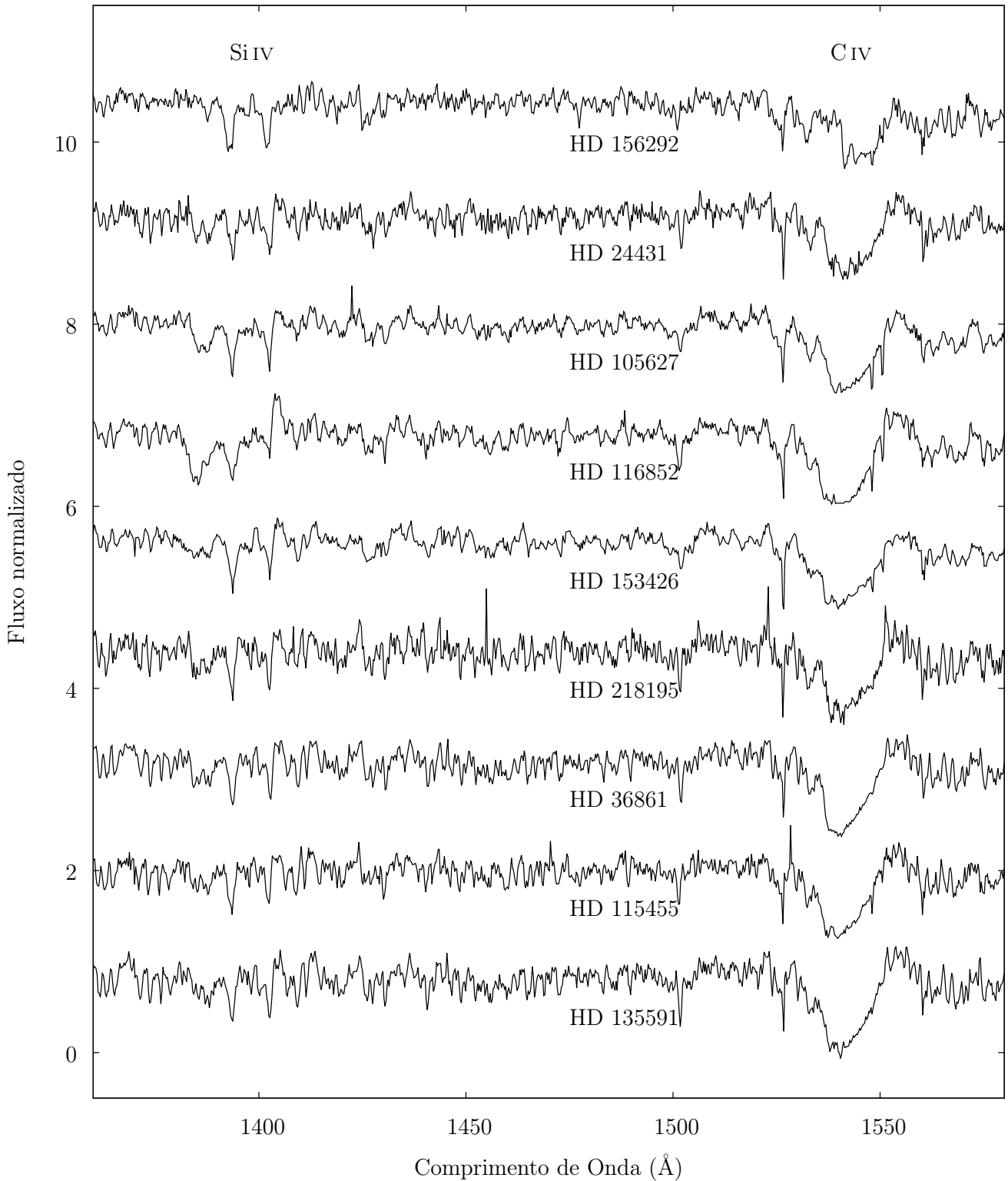


Figura 2.1: Os espectros IUE da amostra de gigantes tardias na região de 1360–1580 Å. Espectros com fluxos normalizados e deslocados no eixo vertical para efeito de visualização. Estão marcadas as linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ (linhas diagnóstico dos parâmetros do vento estelar).

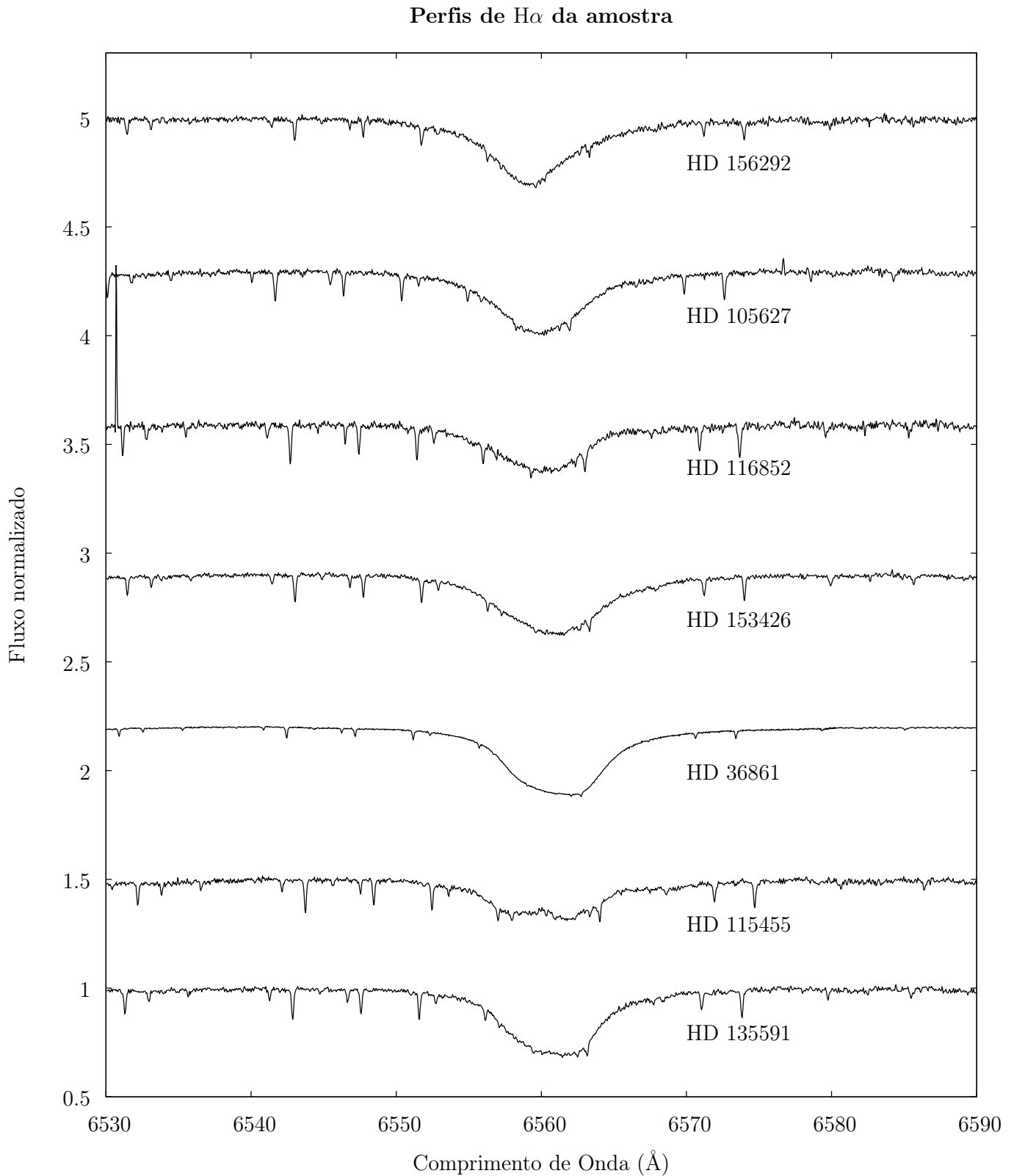


Figura 2.2: Os perfis de $H\alpha$ da amostra de gigantes tardias. Espectros com fluxos normalizados e deslocados no eixo vertical para efeito de visualização.

2.2 Código

2.2.1 Características gerais

Usamos o código de modelos de atmosferas CMFGEN (*CoMoving Frame General*) de Hillier & Miller (1998) para a determinação dos parâmetros fotosféricos e do vento da nossa amostra de gigantes O do tipo tardio. O propósito fundamental desse código computacional de atmosferas é resolver, de forma simultânea e iterada, as equações de transporte de energia (sob a hipótese de equilíbrio radiativo) e equilíbrio estatístico das populações atômicas, na situação de simetria esférica e no referencial co-móvel do vento. O CMFGEN foi originalmente desenvolvido para o estudo das propriedades de estrelas de alta massa. Esse código é considerado na literatura um “estado da arte” do formalismo de transporte radiativo para estrelas quentes, tendo alcançado grande sucesso na modelagem estelar onde se faz necessário um tratamento não-ETL (sem a hipótese de Equilíbrio Termodinâmico Local). O CMFGEN é utilizado na análise de estrelas OB (e.g., Marcolino et al. 2013; Raucq et al. 2016), estrelas centrais de nebulosas planetárias (e.g., Marcolino et al. 2007; Keller et al. 2014), estrelas Wolf-Rayet e variáveis azuis luminosas (e.g., Groh et al. 2009; Tramper et al. 2015) e supernovas por colapso do núcleo (e.g., Groh 2014; Dessart et al. 2016).

A abordagem provida pelo CMFGEN é adequada para a análise de estrelas de tipo O devido ao fato de nos permitir uma modelagem não-ETL, incluindo-se o tratamento do efeito de *line blanketing*⁵, de forma unificada (fotosfera + vento) para tais objetos. Estrelas O possuem campos de radiação intensos — devido aos seus altos valores de luminosidade ($\log(L_\star/L_\odot) \gtrsim 4 - 6$) — e atmosferas com baixos valores de densidade. Além de possuírem alta massa ($M_\star \gtrsim 8 M_\odot$), estrelas O possuem raios que são maiores do que o raio solar ($R_\star \gtrsim 5 R_\odot$). A densidade estelar (em uma aproximação de ordem zero) é diretamente proporcional à massa e inversamente proporcional ao cubo do raio, logo estrelas O possuem valores de densidade menores do que estrelas

⁵Palavra do inglês, que em tradução livre para o português, significa “bloqueamento por linhas”.

de baixa massa (por exemplo, o Sol). Desta maneira, o transporte de energia via fótons possui impacto significativo no particionamento de energia do gás atmosférico frente aos processos colisionais. Assim, não podemos aplicar a hipótese ETL (que descreve o estado do gás pelas equações de equilíbrio termodinâmico — estatística de Saha-Boltzmann) para a modelagem das propriedades das atmosferas de estrelas O. O tratamento não-ETL implica que precisamos resolver as equações que descrevem o estado do campo de radiação e do gás de forma acoplada, necessitando-se assim de um método computacional iterativo para tal fim, o que é realizado pelo código CMFGEN. Além disso, necessitamos resolver tais equações em um sistema de referência com geometria esférica, pois estrelas O possuem ventos intensos (alto valor de taxa de perda de massa e velocidade terminal) com dimensões de $10^1 - 10^2$ vezes o valor do raio solar. Desta maneira, o tratamento em geometria plano-paralelo (utilizado na modelagem fotosférica com o CMFGEN) não é adequado para a descrição das propriedades do vento de estrelas O.

Frisamos também a importância da inclusão do tratamento do efeito de *line blanketing* para o cálculo dos espectros sintéticos. Estrelas O possuem o pico de luminosidade na região do ultravioleta. Nessa região ocorre uma grande quantidade de transições de estados ligado-ligado e ligado-livre por metais pesados (como os elementos do pico do ferro). Desta forma, precisamos incluir o efeito de bloqueamento da energia radiativa por linhas espectrais para determinarmos as propriedades físicas de estrelas O. Sem levarmos em conta o efeito de *line blanketing*, estaríamos derivando valores para a temperatura efetiva que seriam sistematicamente menores do que os valores advindos sem a inclusão nos modelos da opacidade introduzida pelos elementos pesados, pois tal efeito produz uma diminuição no contínuo da distribuição espectral de energia do fluxo estelar emergente (Crowther et al. 2002; Repolust et al. 2004, e.g.). Além disso, em decorrência da mudança na estrutura de temperatura produzida pela introdução da opacidade criada por tais elementos pesados, existe um aumento da temperatura nas região mais interna da fotosfera (chamado efeito de

*backwarming*⁶). Desta forma, para que possamos modelar as atmosferas de estrelas O de forma adequada, precisamos contabilizar a opacidade dos metais pesados.

Utilizamos uma grade de modelos fotosféricos computados pelo código TLUSTY (Hubeny & Lanz 1995). Esses modelos fotosféricos são necessários como uma estimativa inicial (“de entrada”) para os cálculos do CMFGEN quanto à estrutura hidrostática. Essa grade de modelos TLUSTY é baseada na grade OSTAR2002 (Lanz & Hubeny 2003), sendo mais “fina” em relação aos intervalos dos valores de temperatura efetiva (≈ 500 K) e aceleração gravitacional superficial (≈ 0.25 dex) do que a grade original. Ainda assim, quando consideramos necessário, efetuamos interpolações nessa grade de modelos TLUSTY a fim de obtermos modelos com intervalos menores para tais parâmetros fotosféricos. Esse procedimento nos permite desenvolver uma análise fotosférica mais precisa. Os nossos modelos computados pelo código CMFGEN não possuem um tratamento acoplado entre a hidrodinâmica do vento e as equações de transporte radiativo e de equilíbrio estatísticos das populações. Apesar desse ser o cenário mais rigoroso possível, a resolução do transporte de energia acopladamente ao problema hidrodinâmico (i.e., resolver as equações de conservação de massa e momento ponto a ponto do vento) implicaria um custo computacional muito maior do que o atual do projeto, além de ser um problema em particular na área de modelagem do vento de estrelas de massa alta (e.g., Gräfener & Hamann 2005). Desta forma, a conexão entre as estruturas de velocidade e densidade da região hidrostática (resolvida pelas equações de equilíbrio hidrostático) e do vento nos modelos computados pelo CMFGEN, é realizada (no ponto $r = R_\star$) em termos da lei beta de parametrização para o vento estelar:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta \quad (2.1)$$

onde $v(r)$ é a estrutura de velocidade do vento, r é a distância ao centro da estrela (regime de validade para $r > R_\star$) e β é o parâmetro livre que define a lei de velocidade.

⁶Palavra do inglês, que em tradução livre para o português, significa “aquecimento para trás” (em referência ao aumento da temperatura na região mais interna da atmosfera estelar).

Essa parametrização é usualmente empregada na literatura de estrelas de alta massa, sendo bem estabelecida pelo seu sucesso na modelagem espectral⁷ (e.g., Mokiem et al. 2005; Marcolino et al. 2009; Martins et al. 2015). A estrutura de densidade $\rho(r)$ da região do vento está relacionada à de velocidade através da equação de continuidade de massa, para caso estacionário (i.e., perda de massa independente do tempo) e em simetria esférica:

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)}. \quad (2.2)$$

Em resumo, o CMFGEN nos permite determinar a estrutura atmosférica estelar (fotosfera + vento), isto é, encontrar as soluções (dados comprimento de onda, ponto na atmosfera e direção) do estado do campo de radiação e do gás (populações atômicas), para determinados parâmetros estelares e do vento (como a luminosidade, temperatura efetiva, abundâncias químicas, taxa de perda de massa, velocidade terminal) e atômicos (espécies, níveis de energia e seções de choque). Para tanto, incluímos diferentes processos físicos de interação fóton-átomo e átomo-átomo na modelagem pelo CMFGEN: por exemplo, excitação radiativa e colisional, desexcitação radiativa e colisional, recombinação, fotoionização, e ionização colisional. Para cada conjunto de parâmetros da modelagem, o tratamento atmosférico realizado pelo CMFGEN nos permite obter espectros sintéticos desde a região do ultravioleta distante ($\approx 900 \text{ \AA}$) até o infravermelho ($\approx 80 \text{ \mu m}$). Esses espectros são posteriormente calculados do sistema de referência co-móvel do vento para o sistema inercial do observador. Desta forma, conseguimos obter informações sobre as propriedades físico-químicas das atmosferas e ventos de estrelas O a partir do confronto direto entre os espectros sintéticos — criados a partir dos modelos de atmosferas — com os dados observacionais.

⁷Além disso, existem razões teóricas para essa parametrização em particular quando tratamos sobre ventos mantidos por linhas espectrais (e.g., Lamers & Cassinelli 1999).

2.2.2 Homogeneidade na modelagem

Discutiremos abaixo as principais suposições iniciais realizadas neste projeto quanto à modelagem, a fim de termos uma homogeneidade na análise para a determinação dos parâmetros da amostra:

- (i) Um dos principais ingredientes na modelagem de atmosferas estelares são os elementos químicos, com a quantidade de níveis de energia para cada espécie e dados confiáveis para as seções de choque das transições atômicas. Na Tabela 2.2, apresentamos as espécies atômicas, as quantidades de níveis e superníveis⁸, de energia que são bases de todos os modelos para a análise da amostra. Nessa tabela também são apresentadas as quantidades de transições atômicas calculadas para cada espécie. Destacamos a quantidade de níveis de energia para os íons de ferro (em torno de 600 - 1000 níveis). Essa quantidade de níveis é necessária para a modelagem da chamada floresta de ferro, que é formada na região de $\approx 1200\text{--}1975 \text{ \AA}$ no ultravioleta. Isso é fundamental em nossa metodologia para que possamos determinar valores acurados para a temperatura efetiva da amostra. Não incluímos outros elementos que também constituem a floresta de ferro (como o cromo, manganês, cobalto e níquel) em virtude do custo computacional significativamente maior para a convergência dos modelos. Entretanto, sublinhamos que a nossa base atômica é suficientemente robusta para a análise de estrelas O, tendo-se em vista trabalhos na literatura (e.g., Bouret et al. 2003; Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009; Mahy et al. 2015)

⁸Formalismo do CMFGEN para o tratamento das transições atômicas, visando-se uma redução no custo computacional. Para mais detalhes, veja Hillier & Miller (1998).

Espécie atômica	Nº de níveis	Nº de superníveis	Nº de transições
H I	30	30	435
He I	69	69	905
He II	30	30	435
C III	243	99	5528
C IV	64	64	1446
N III	287	57	6223
N IV	70	44	440
N V	49	41	519
O III	104	36	761
O IV	64	30	359
O V	56	32	314
Mg II	44	36	348
Si III	50	50	232
Si IV	66	66	1090
S V	144	37	1673
Fe III	607	65	5482
Fe IV	1000	100	25241
Fe V	1000	139	25173
Fe VI	1000	59	24798

Tabela 2.2: As quantidades de níveis e superníveis de energia, assim como as quantidades totais de transições, para cada espécie atômica incluída nos modelos CMFGEN (“modelos básicos” do projeto).

- (ii) Adotamos a abundância química solar (Grevesse et al. 2010) para todos os elementos químicos. À parte disso, desenvolvemos análises para a abundância de nitrogênio. A partir de resultados na literatura para as abundâncias de CNO de parte da nossa amostra, analisamos possíveis degenerescências entre os resultados para as taxas de perda de massa — determinadas sob hipótese de abundância solar padrão — e as abundâncias de CNO.
- (iii) A velocidade de microturbulência ξ_t é parametrizada conforme:

$$\xi_t(r) = \xi_t^{\min} + (\xi_t^{\max} - \xi_t^{\min})^{v(r)/v_\infty} \quad (2.3)$$

onde os parâmetros livres ξ_t^{\min} e ξ_t^{\max} são constantes, que correspondem respectivamente ao valor de $\xi_t(r = R_\star)$ (microturbulência na fotosfera) e $\xi_t(r \rightarrow \infty)$

(microturbulência na região mais externa do vento). Esse campo de velocidades estocástico é um parâmetro introduzido de forma *ad hoc* nos modelos, sendo atualmente necessário para uma modelagem satisfatória das larguras das linhas espectrais de estrelas de alta massa. É bem estabelecido que para estrelas de baixa massa, a velocidade de microturbulência advém de ondas acústicas produzidas em seus extensos envoltórios convectivos que conseguem penetrar na região fotosférica (Edmunds 1978). Uma possibilidade para sua causa física em estrelas de alta massa seriam os processos convectivos na região abaixo da fotosfera — uma pequena região (em termos de massa estelar total) convectiva na “subsuperfície” — criados devido à opacidade dos elementos do pico do ferro (Cantiello et al. 2009). Adotamos os valores $\xi_t^{min} = 15 \text{ km s}^{-1}$ e $\xi_t^{max} = 0.1v_\infty$ para toda a amostra. O valor de 15 km s^{-1} para a microturbulência inicial é uma referência da literatura para estrelas O tardias (e.g., Massey et al. 2013). Posteriormente, desenvolvemos testes de degenerescências entre os resultados para as perdas de massa — determinadas através de modelos com $\xi_t^{min} = 15 \text{ km s}^{-1}$ — e a velocidade de microturbulência adotada na fotosfera ξ_t^{min} .

- (iv) Parametrizamos a estrutura de velocidade do vento conforme uma lei beta de velocidade com $\beta = 1.0$ para toda a amostra. Apesar de existirem variações conforme a classe de luminosidade (e.g., Massa et al. 2003), esse valor é reconhecido como típico para estrelas de tipo O, pois há suporte na literatura para tal fato tanto por abordagens “empíricas” (e.g., Massa et al. 2003) quanto teóricas via simulações hidrodinâmicas (e.g., Muijres et al. 2012). Após a determinação dos parâmetros fundamentais do vento — a taxa de perda de massa e a velocidade terminal — desenvolvemos uma análise da estrutura de velocidade a fim de particularmente buscarmos um ajuste melhor à linha de CIV $\lambda\lambda 1548, 1551$, de forma sistemática para a amostra. Também analisamos possíveis efeitos de degenerescências entre os resultados para as perdas de massa — determinadas através de modelos com $\beta = 1.0$ — e a parametrização da estrutura de velocidade do vento.

(v) Podemos incluir na modelagem pelo CMFGEN o processo de ionização Auger por raios-X térmicos. É bem estabelecido, por levantamentos observacionais, que estrelas de tipo OB apresentam emissão em raios-X (e.g., Chlebowski et al. 1989; Berghoefer et al. 1996), tais raios-X seriam gerados a partir de choques produzidos via instabilidades (pequenas perturbações) na estrutura do vento (e.g., Owocki & Rybicki 1984). A inclusão de raios-X na modelagem possui influência significativa na determinação dos parâmetros físicos de anãs O do tipo tardio (O8-9V), para as quais se estabeleceu o problema dos ventos fracos, de acordo com os resultados de Martins et al. (2005b) e Marcolino et al. (2009). A partir da análise de determinadas linhas diagnóstico no ultravioleta (por exemplo, de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$), as taxas de perda de massa derivadas para anãs tardias seriam compatíveis com as previsões via hidrodinâmica, caso se incluísse raios-X nos modelos com $\log(L_X/L_{\text{BOL}}) \gtrsim -3.5$ (Marcolino et al. 2009). Entretanto, esses valores para a razão entre a luminosidade em raios-X e a luminosidade total não são realistas, pois as observações de estrelas O tipicamente resultam em $\log(L_X/L_{\text{BOL}}) \approx -7.0$ com uma dispersão em ≈ 0.1 – 0.2 dex para raios-X com energias até 10 keV (e.g., Sana et al. 2006; Rauw et al. 2015). Para efeito de ilustração, mostramos na Figura 2.3 (Marcolino et al. 2009) 3 modelos diferentes computados pelo CMFGEN para a análise de anãs tardias na região do ultravioleta (≈ 1100 – 1700 Å). Perceba — espectro superior para o médio — que o aumento da emissão em raios-X, mantendo-se a perda de massa constante, impacta drasticamente na formação dos perfis P-Cygni no ultravioleta, em razão da alteração da estrutura de ionização para cada uma dessas espécies atômicas. Também note que existe uma degenerescência entre a determinação da taxa de perda de massa e a emissão em raios-X incluída na modelagem —espectro médio para o inferior — quanto à modelagem das linhas de Si IV e C IV. Perceba como essas linhas são razoavelmente similares entre os dois últimos espectros sintéticos (variação na perda de massa e em raios-X).

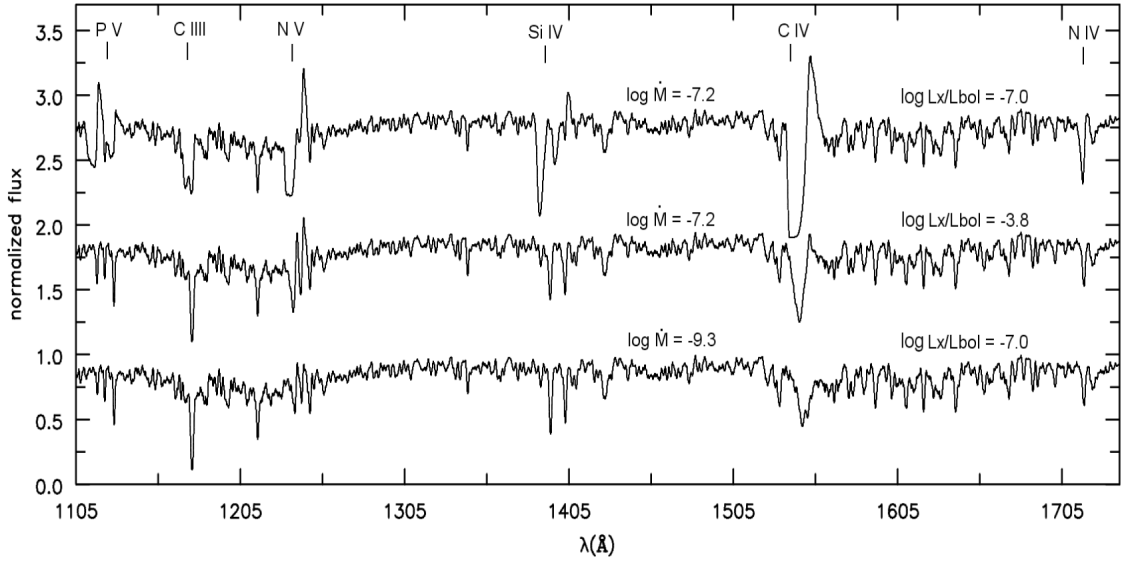


Figura 2.3: Reproduzida de Marcolino et al. (2009). Espectros sintéticos criados por modelos computados com o CMFGEN, considerando-se diferentes valores para a taxa de perda de massa ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$) e emissão em raios-X ($L_X/L_{\text{BOL}} \sim 10^{-7} - 10^{-4}$). Note o efeito produzido pela inclusão de raios-X na modelagem da região do ultravioleta, onde temos importantes linhas diagnóstico do vento, por exemplo, P V $\lambda\lambda 1118, 1128$, N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$.

Desta forma, em virtude do impacto que raios-X potencialmente possuem na estrutura de ionização do vento, somos motivados a adicioná-los à modelagem da amostra para analisarmos os parâmetros do vento no contexto do problema dos ventos fracos. Incluímos raios-X térmicos (com temperatura de choque de 3×10^6 K) que possuem energias no intervalo de 0.1–1.0 keV, mantendo-se os valores de $\log(L_X/L_{\text{BOL}})$ constantes em 7.0 ± 0.1 para todos os modelos. Essa baixa dispersão no valor da luminosidade em raios-X nos permite ter uma boa homogeneidade na análise do efeito causado por raios-X na derivação dos parâmetros da amostra. Verificamos que existem duas estrelas da amostra com valores determinados na literatura para $\log(L_X/L_{\text{BOL}})$: HD 36861 (λ Orionis) e HD 135591. A estrela HD 36861 possui determinações de -6.96 (Berghoefler et al. 1996) e -6.81 (Nazé 2009), enquanto HD 135591 de -7.14 (Berghoefler et al. 1996). Assim, tais resultados estão em bom acordo com nossa suposição na modelagem para a emissão em raios-X “moles”. À parte dessa suposição, desenvolvemos testes a fim de analisarmos o efeito provocado pela inclusão de raios-X na derivação da taxa de perda de massa.

(vi) Implementamos na modelagem o efeito de *clumping*⁹ no vento (mais precisamente de *microclumping*¹⁰). Esse efeito é produzido por flutuações locais na estrutura de densidade $\rho(r)$ do vento (i.e., ausência de homogeneidade). Existem diversas evidências via modelos de atmosferas de que há quebra da homogeneidade na estrutura do vento de estrelas de alta massa (e.g., Bouret et al. 2005; Markova et al. 2005; Lépine & Moffat 2008). Essas evidências corroboram os resultados obtidos por simulações hidrodinâmicas de que há a formação de choques no vento em decorrência da propagação de instabilidades na força radiativa que dirige o vento (e.g., Owocki et al. 1988). Desta forma, há uma conexão entre o mecanismo físico responsável pela produção de raios-X e a flutuação na estrutura de densidade no vento de estrelas de alta massa.

Para tal finalidade, introduzimos flutuações na estrutura de densidade do vento através de um fator de *clumping* $f(v)$ (implícita dependência com a distância r), que é parametrizado da seguinte forma:

$$f(r) = f_\infty + (1 - f_\infty)e^{-v(r)/v_{\text{inicial}}}. \quad (2.4)$$

Desta maneira, a estrutura de densidade $\rho(r)$ passa a ser dada pela expressão (incluindo-se o fator de *clumping* $f(r)$):

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r) f(r)} \quad (2.5)$$

Para uma determinada estrutura de velocidade $v(r)$ existem dois parâmetros livres em $f(r)$ — v_{inicial} e f_∞ — que correspondem respectivamente ao valor da velocidade no vento para o qual passamos a considerar relevante o efeito de *clumping* e ao valor assintótico de $f(v)$ quando $r \rightarrow \infty$. A estrutura $f(r)$ varia do valor unitário (para $r \rightarrow R_*$) à $f(r) = f_\infty$, sendo o parâme-

⁹Palavra do inglês, que em tradução livre para o português, significa “aglomeração”.

¹⁰Uma primeira aproximação para o efeito de *clumping*, onde as aglomerações de material do vento possuem dimensões menores do que o caminho livre médio dos fótons para todos os comprimentos de onda.

tro f_∞ menor do que a unidade. Desta forma, o valor f_∞ é arbitrado igual à unidade quando desejamos uma modelagem sem a inclusão de *clumping* (homogeneidade em todos os pontos do vento). Veja que a redução no termo $(1 - f_\infty)e^{-v(r)/v_{inicial}}$ será maior para os valores $v(r) > v_{inicial}$, assim $v_{inicial}$ define a partir de qual ponto do vento o efeito de *clumping* será significativo, isto é, a partir de onde no vento o decaimento de $f(r)$ — igual à unidade na base do vento e igual à f_∞ para $r \rightarrow \infty$ — passa a ser significativo. Em resumo, quanto maior o valor de r (e assim o valor de $v(r)$ tendendo à velocidade terminal), menor será a densidade ponto a ponto no vento e mais acentuado será o efeito de aglomeração local de matéria.

Assim como em Bouret et al. (2003) e Martins et al. (2005b), adotamos $v_{inicial} = 30 \text{ km s}^{-1}$ (acima do ponto sônico do vento) e $f_\infty = 0.1$ durante todo o projeto. Este último valor é típico para o fator de *clumping* tendendo ao infinito, de acordo com os resultados obtidos na literatura para estrelas O.

Frisamos que a inclusão de *clumping* em modelos de atmosferas possui um impacto direto na determinação da taxa de perda de massa. No caso da análise por linhas de ressonância no ultravioleta, o efeito produzido pelo fator de *clumping* se deve à alteração da estrutura de ionização. Na Figura 2.4, mostramos resultados de Bouret et al. (2005) para HD 96715 (anã de tipo O4V), comparando-se modelos finais — com e sem inclusão de *clumping* — computados pelo código CMFGEN para diferentes perfis P-Cygni na região do ultravioleta. É necessária uma maior taxa de perda de massa na modelagem com vento homogêneo (sem *clumping*), em comparação com a modelagem realizada incluindo-se o efeito de *clumping*. O melhor ajuste obtido considerando-se um vento homogêneo (sem *clumping*) possui taxa perda de massa igual à $1.8 \times 10^{-6} M_\odot \text{ ano}^{-1}$, enquanto o melhor ajuste incluindo-se *clumping* para HD 96715 possui $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-7} M_\odot \text{ ano}^{-1}$.

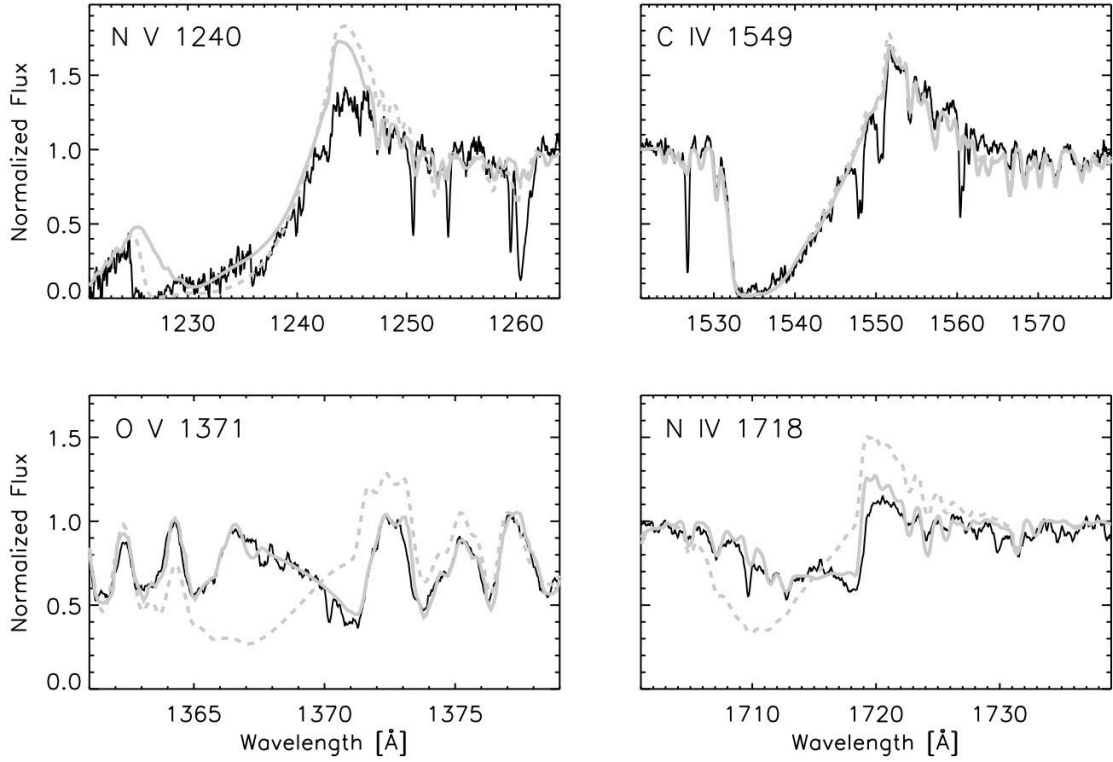


Figura 2.4: Reproduzida de Bouret et al. (2005). Dados espectroscópicos no ultravioleta (SWP/IUE) para a estrela HD 96715 (O4V) em linha sólida preta. Os melhores ajustes computados pelo CMFGEN para HD 96715 (com e sem *clumping*) são apresentados, respectivamente, em linha sólida clara e em tracejada clara. Veja o efeito causado pela inclusão de *clumping* na modelagem de diferentes linhas no ultravioleta formadas no vento e conseqüentemente na determinação da perda de massa.

Todos os nossos resultados foram obtidos considerando-se um fator $f_\infty = 0.1$. Desta maneira, precisamos alterar os valores determinados para a taxa de perda de massa (aumentando-se as perdas de massa derivadas), para assim podermos compará-los com os resultados obtidos na literatura via modelagem sem *clumping* (considerando-se ventos homogêneos).

Denotando-se:

$\dot{M}_{\text{unclumped}} \equiv$ perda de massa sem *clumping* ($f_\infty = 1.0$).

$\dot{M}_{\text{clumped}} \equiv$ perda de massa determinada em nossa análise.

Temos a seguinte relação:

$$\dot{M}_{\text{unclumped}} = \frac{\dot{M}_{\text{clumped}}}{\sqrt{f_\infty}} \quad (2.6)$$

Pelo fato de utilizarmos $f_\infty = 0.1$, a equação 2.6 possui a seguinte forma

para todos os nossos resultados:

$$\dot{M}_{\text{unclumped}} = \frac{\dot{M}_{\text{clumped}}}{\sqrt{0.1}} \approx 3.16\dot{M}_{\text{clumped}} \quad (2.7)$$

2.2.3 Custo computacional

Desenvolvemos o projeto valendo-nos de 2 *desktops* — um com 3.4 GHz de processamento (4 núcleos físicos) e 16 GB de memória RAM e outro com 3.1 GHz (4 núcleos físicos) de processamento e 6 GB de memória RAM — além de 1 *notebook* com 2.7 GHz (2 núcleos físicos) e 6 GB. O código CMFGEN está escrito na linguagem FORTRAN e utilizamos o sistema operacional LINUX em todas as máquinas.

Ressaltamos que a modelagem pelo CMFGEN está associada a uma considerável necessidade de processamento computacional e consumo de memória RAM, se comparado aos outros códigos de atmosferas de estrelas de alta massa na literatura, por exemplo, o código FASTWIND (Puls et al. 2005). Frisamos a necessidade de memória RAM para a análise pelo CMFGEN, de forma que a quantidade mínima de memória a ser alocada por cada modelo é de $\approx 2 - 3$ GB. De uma forma geral, o tempo para a convergência dos modelos é de $\approx 6 - 12$ horas, embora possa facilmente ultrapassar esse intervalo ($\gtrsim 24$ horas), dependendo de determinadas características da modelagem. Para efeito de comparação com a demanda computacional do código FASTWIND, o tempo de convergência de modelos computados por este último é da ordem de $10^0 - 10^1$ minutos. Um dos fatores de maior impacto no tempo para cálculo dos modelos é a quantidade de espécies atômicas com as quantidades de níveis de energias. Outros fatores de relevância para o custo computacional e tempo de convergência são os números de pontos da fotosfera e vento (onde são calculadas as grandezas físicas para os estados do campo de radiação e das populações atômicas) e de iterações em cada modelo. Em geral, incluímos de 60 a 80 pontos, sendo necessário fazermos de 60 à 80 iterações para alcançarmos as convergências dos estados da radiação e do gás ponto a ponto em cada modelo.

Foram computados aproximadamente 500 modelos para a análise da amostra

apresentada de nove gigantes O do tipo tardio. Desses 500 modelos, ≈ 300 foram calculados durante o período da graduação (de 2013 a 2015) e ≈ 200 durante o mestrado (de 2015 a 2016).

2.3 Parâmetros atmosféricos e linhas diagnóstico

Obtemos os seguintes parâmetros físicos da amostra através de modelos de atmosferas computados pelo código CMFGEN:

- (i) Aceleração gravitacional superficial ($\log(g)$).
- (ii) Temperatura efetiva (T_{ef}).
- (iii) Velocidade rotacional projetada ($v \sin i$).
- (iv) Taxa de perda de massa (\dot{M}).
- (v) Velocidade Terminal (v_{∞}).
- (vi) Raio (R_{\star}).
- (vii) Massa (M_{\star}).

Nossa metodologia é pautada em dados espectroscópicos na região do ultravioleta e óptico para a modelagem das linhas fotosféricas e das formadas na região do vento estelar da amostra de gigantes O, ou seja, desenvolvemos análises espectroscópicas quantitativas. Utilizamos típicas linhas diagnóstico (em conformidade com a literatura) nessas distintas regiões espectrais para a derivação, tanto dos valores nominais¹¹ quanto das incertezas¹², dos parâmetros físicos estelares e do vento. Inicialmente, baseamos nossa análise fotosférica completamente na região do ultravioleta, devido ao fato dos dados de alta resolução no óptico (FEROS e NARVAL) terem sido adquiridos posteriormente aos dados no ultravioleta (IUE).

A utilização de espectroscopia no ultravioleta é adequada para investigarmos as propriedades físicas do vento de estrelas O no contexto do problema dos ventos fracos (e.g., Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009). O diagnóstico mais tradicional para a taxa de perda de massa na região do óptico é a linha de $H\alpha$. Entretanto, essa linha possui eficácia bastante limitada para a derivação de perdas de massa

¹¹Quanto à “valor nominal” nos referimos à determinação de um parâmetro pelo melhor ajuste de suas específicas linhas diagnóstico.

¹²Ao longo do texto chamaremos as “incertezas” intercambiadamente de “barras de erro” e “limites superior e inferior”.

no regime dos chamados ventos fracos, onde encontramos valores menores do que $\sim 10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (e.g., Puls et al. 2008). Pelo fato de $H\alpha$ ser uma linha de recombinação, a sua intensidade é diretamente proporcional ao quadrado da densidade em um determinado ponto do vento. Já as linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$, por exemplo, são linhas de ressonância e possuem intensidades diretamente proporcionais à densidade local. Desta maneira, a linha de $H\alpha$ é menos sensível à variação da perda de massa no regime de ventos fracos (ventos de baixa densidade) do que as linhas de ressonância (e.g., Martins 2011). Na Figura 2.5, mostramos 3 modelos computados pelo código CMFGEN, para as linhas de Si IV (ultravioleta) e $H\alpha$ (óptico). Os modelos possuem diferentes valores para a taxa de perda de massa ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) sendo constantes os demais parâmetros dos modelos. Veja a explícita diferença de sensibilidade entre as linhas de Si IV e $H\alpha$ frente à variação da taxa de perda de massa em aproximadamente duas ordens de grandeza ($\dot{M} = 3.0 \times 10^{-9}$ à $1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Apesar dessa insensibilidade da linha de $H\alpha$ para o problema dos ventos fracos (atestado para as anãs O do tipo tardio), somos motivados a investigá-la neste trabalho pois gigantes O do tipo tardio possuem luminosidades tipicamente maiores do que anãs O tardias, assim podemos explorar outro regime de previsões hidrodinâmicas para as perdas de massa em estrelas O.

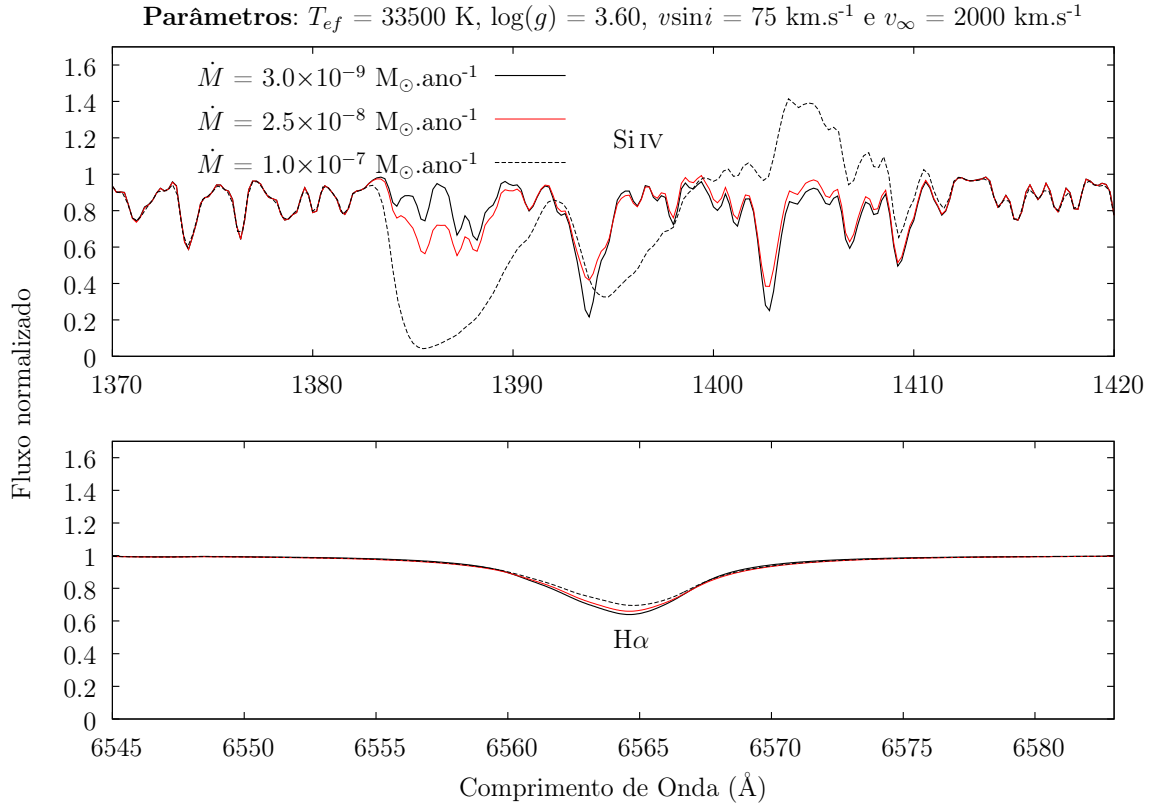


Figura 2.5: Sensibilidade das linhas de Si IV e H α frente à variação na perda de massa. Os modelos possuem os mesmos parâmetros físicos conforme o título da figura e diferença somente quanto à taxa de perda de massa: $\dot{M} = 3.0 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha sólida preta), $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha sólida vermelha) e $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha tracejada preta).

Obtemos os parâmetros físicos através da comparação direta entre os espectros sintéticos (criados a partir dos modelos de atmosferas) e os dados observacionais, isto é, visualmente. A determinação de um parâmetro é feita pela comparação de modelos que são diferentes unicamente quanto a um parâmetro em particular, buscando-se o melhor ajuste para as específicas linhas diagnóstico observadas. Essa metodologia para a análise de atmosferas estelares é amplamente utilizada na literatura de estrelas de alta massa (e.g., Repolust et al. 2004; Marcolino et al. 2009; Massey et al. 2013; Bouret et al. 2015). Atestamos que essa forma de análise — via inspeção visual dos perfis sintéticos em comparação aos dados — é legítima devido ao fato das determinações dos parâmetros estarem associadas às barras de erro que são conservadoras. Desta forma, possuímos forte preocupação quanto a dois compromissos que empregamos na análise: não subestimarmos as incertezas associadas aos parâmetros e não derivarmos barras de erro “tão conservadoras” ao ponto de

nos impossibilitar de extrair informações físicas dos objetos. Essas preocupações são essenciais na metodologia, caso contrário nossos resultados não expressariam uma caracterização física confiável da amostra analisada. Os espectros observados na região do ultravioleta em $\approx 1200\text{--}1975 \text{ \AA}$ são compostos por centenas de linhas formadas por metais, tornando-se assim complexa uma abordagem estatística por testes de qualidade de ajuste para a determinação dos melhores ajustes, quando precisamos analisar todas essas linhas em conjunto (por exemplo, no caso da análise da velocidade de rotação projetada e da temperatura efetiva pelo ultravioleta). À parte disso, realizamos uma simples avaliação quantitativa dos melhores ajustes (em relação com as barras de erro determinadas), através das medidas das discrepâncias relativas d_R entre a modelagem e os dados cobrindo a região do ultravioleta. Definimos d_R conforme:

$$d_R = \sqrt{\frac{(f_{\text{obs}} - f_{\text{modelo}})^2}{f_{\text{obs}}^2}} \quad (2.8)$$

onde f_{obs} é o fluxo observado de uma determinada linha espectral e o f_{modelo} é o valor provido pelo espectro sintético.

A seguir descrevemos a metodologia para a determinação dos parâmetros estelares (fotosféricos) e do vento com suas barras de erro:

- (i) Luminosidade — $\log(L_\star/L_\odot)$ — e aceleração gravitacional superficial:

Assumimos $\log(L_\star/L_\odot)$ de acordo com o tipo espectral de cada objeto. Usamos os valores providos por calibrações sofisticadas via modelos CMFGEN para os parâmetros de estrelas O Galácticas (Martins et al. 2005a). Realizamos essa abordagem para luminosidade estelar pois as distâncias astrométricas são substancialmente incertas para a amostra como um todo. A discrepância entre as distâncias obtidas por medidas de paralaxe Hipparcos e pelo tipo espectral é algo notório para estrelas O que estão a grandes distâncias ($d \gtrsim 0.5\text{--}1.0 \text{ kpc}$), apresentando barras de erro consideráveis na medição da paralaxe (veja e.g., Schröder et al. 2004). Além disso, existem discrepâncias consideráveis entre os valores originais (ESA 1997) e revisados (van Leeuwen 2007) de paralaxe

Hipparcos para as estrelas da nossa amostra, conforme mostramos na Figura 2.6 a seguir.

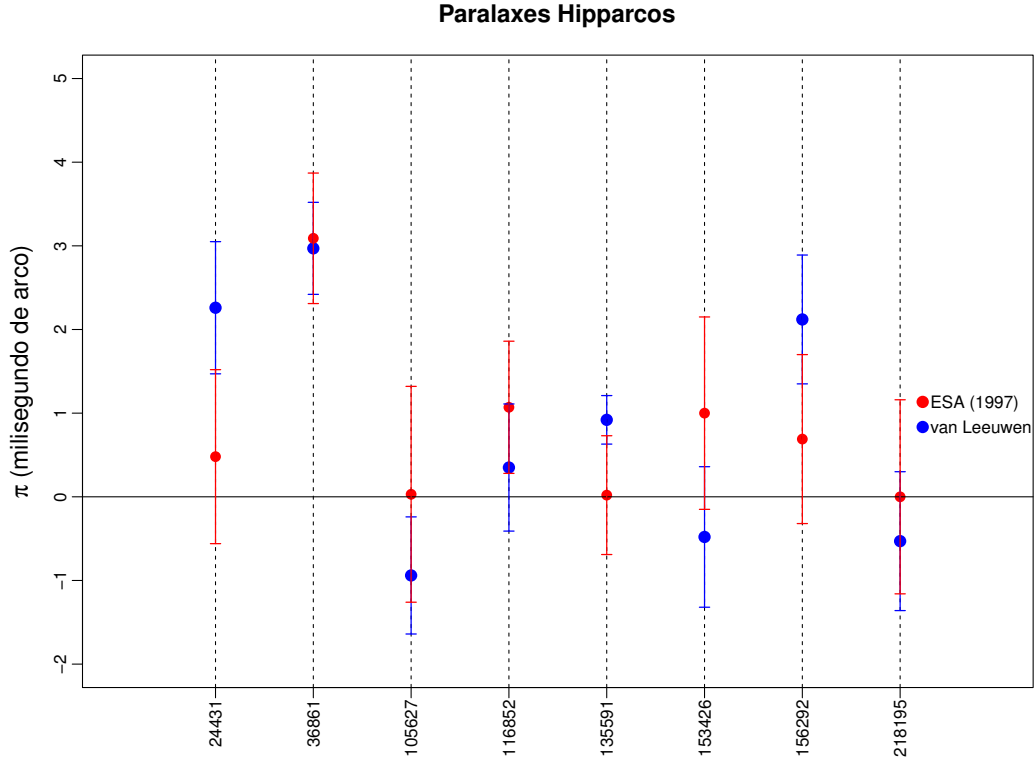


Figura 2.6: Comparação entre as paralaxes Hipparcos originais (bolas azuis) e revisadas (bolas vermelhas) para a nossa amostra. Perceba que a maior discrepância é para HD 24431 e a menor para HD 36861 (λ Orionis).

Desta forma, adotamos barras de erro razoavelmente conservadoras — ± 0.2 dex em $\log(L_*/L_\odot)$ — para os valores de luminosidade, para assim contabilizarmos as incertezas intrínsecas associadas à nossa suposição. Exemplificando, essa amplitude de 0.4 dex na incerteza da luminosidade implicaria uma variação no tipo espectral entre O9.5III e O6.5III, em conformidade com os resultados de Martins et al. (2005a). Não esperamos que os resultados de classificação espectral do catálogo GOSC possuam uma incerteza dessa ordem.

Na Figura 2.7, mostramos a distribuição espectral de energia para a estrela HD 36861 (λ Orionis). Essa é uma das estrelas da amostra com medidas de paralaxe Hipparcos mais precisa e sua distância é bem estabelecida por outros métodos, como por calibração fotométrica do aglomerado aberto Collinder 69

(e.g. Barrado y Navascués et al. 2004). Além disso, veja também o acordo entre ESA (1997) e van Leeuwen (2007) quanto ao valor da paralaxe de λ Orionis. Note que a distribuição observada de HD 36861 é bem reproduzida pelo nosso modelo final para essa estrela, considerando-se as barras de erro das medidas de paralaxe Hipparcos (obtida em van Leeuwen (2007)).

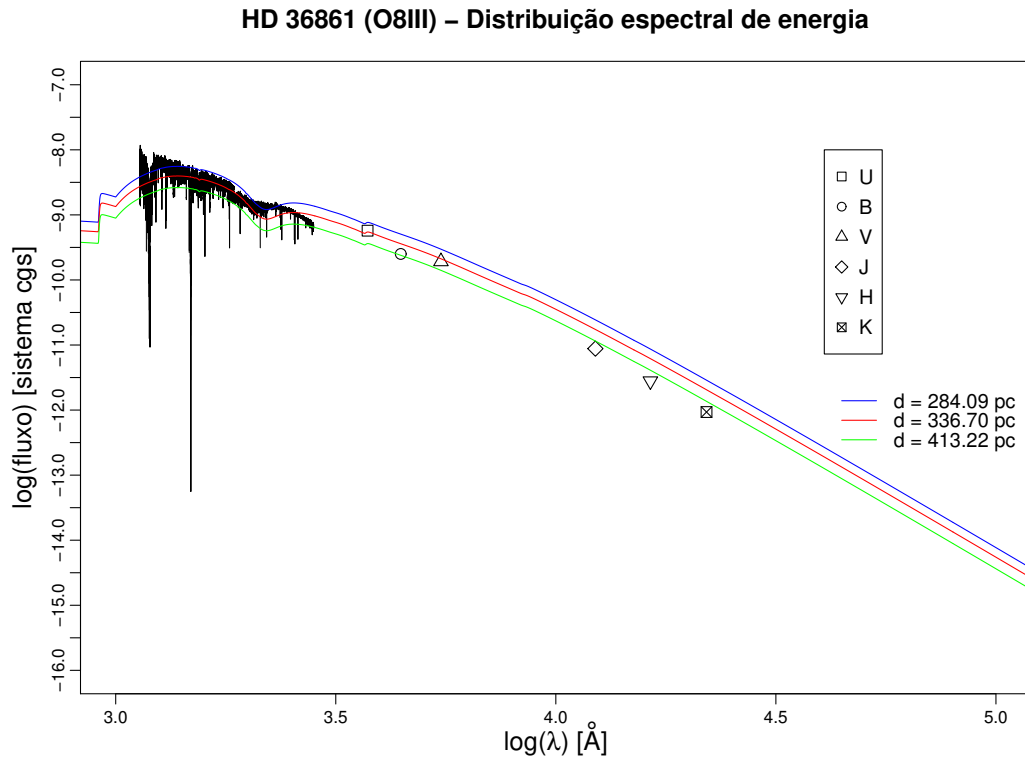


Figura 2.7: Distribuição espectral de energia para a estrela HD 36861. Dados espectroscópicos IUE (instrumentos SWP + LWP) em linha preta e dados fotométricos nas bandas U, B, V (sistema Johnson) e J, H, K (sistema 2MASS) conforme as específicas figuras geométricas. As distribuições teóricas (criadas a partir do nosso modelo final para HD 36861) — para diferentes valores de distância (barras de erro na paralaxe Hipparcos) — são apresentadas em linha azul (limite inferior), vermelha (valor nominal) e verde (limite superior para a distância). Referências para os dados fotométricos: Ducati (2002) e Reed (2003).

De início, empregamos a mesma metodologia usada para a luminosidade quanto à aceleração gravitacional, ou seja, adotamos os valores de $\log(g)$ pelo tipo espectral de acordo com as calibrações de Martins et al. (2005a). Seguimos essa metodologia para $\log(g)$ devido ao fato de inicialmente não possuímos dados espectroscópicos de alta resolução e alto nível sinal-ruído para a amostra como um todo. Quanto à incerteza na aceleração gravitacional, adotamos um

valor típico (em conformidade com análises espectroscópicas para estrelas O) para toda a amostra: ± 0.1 dex em $\log(g)$.

Posteriormente, tendo-se em mãos dados de alta resolução no óptico para uma fração significativa da amostra (7 de 9 estrelas), testamos os valores adotados para a aceleração gravitacional através da análise das curvaturas das asas das linhas da série de Balmer no óptico — $H\gamma$, $H\beta$, $H\delta$, e $H\alpha$ — tendo-se como diagnósticos principais as linhas de $H\gamma$ e $H\beta$, e utilizando-se as demais como auxiliares para a determinação de $\log(g)$.

Um aumento da gravidade superficial implica no aumento do campo elétrico médio externo em um dado ponto da atmosfera, devido ao aumento da densidade de elétrons livres e íons. Desta maneira, pelo efeito Stark, há uma intensificação no desdobramento dos níveis de energias dos átomos. Isso implica na mudança da largura das linhas espectrais, sendo verificado de forma mais proeminente para o hidrogênio (maior abundância química). Na Figura 2.8, mostramos 2 modelos computados pelo CMFGEN, para as linhas da série de Balmer, variando-se somente o valor de $\log(g)$ — os demais parâmetros dos modelos são constantes. O modelo com $\log(g) = 3.50$ está em linha sólida vermelha, enquanto com $\log(g) = 3.75$ em linha tracejada preta. Veja como o aumento na aceleração gravitacional implica na mudança das asas das linhas de hidrogênio, de forma mais acentuada para $H\gamma$, $H\beta$ e $H\delta$. A linha de $H\alpha$ é particularmente sensível aos parâmetros do vento (como a taxa de perda de massa e fator de *clumping*). Apesar do efeito acentuado para $H\delta$, perceba que a asa esquerda dessa linha é “contaminada” pela transição de $\text{Si IV } \lambda 4089$.

Parâmetros: $T_{ef} = 30000$ K, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 1300$ km.s⁻¹

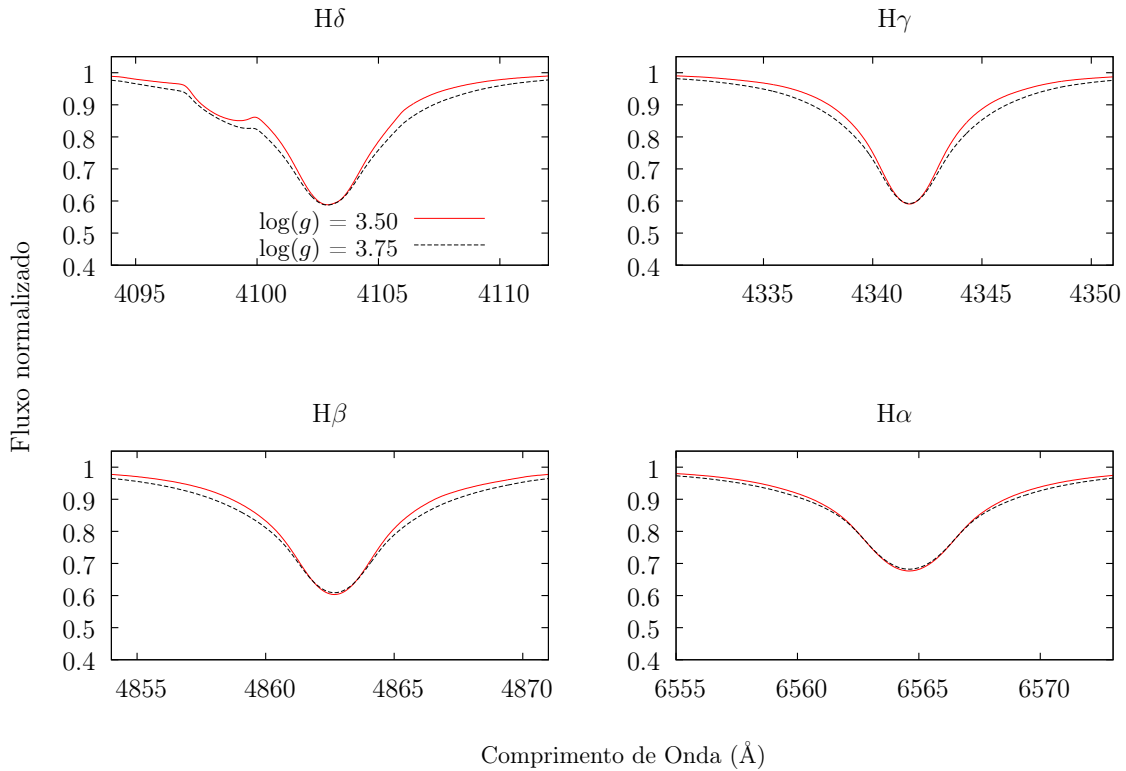


Figura 2.8: Linhas da série de Balmer. Comparação entre 2 modelos computados com diferentes valores para a aceleração gravitacional superficial. Os demais parâmetros físicos são constantes conforme o título da figura. Modelo com $\log(g) = 3.50$ em linha sólida vermelha e $\log(g) = 3.75$ em linha tracejada preta. Perceba a mudança na inclinação das asas das linhas de hidrogênio em função da variação em $\log(g)$.

(ii) Temperatura efetiva e velocidade de rotação projetada:

São determinadas a partir da modelagem das diversas linhas produzidas pelos íons de ferro (Fe III, Fe IV e Fe V) na região de ≈ 1200 – 1975 Å. Frisamos que essas linhas são predominantemente produzidas na região da fotosfera e sua modelagem não é afetada pelos parâmetros do vento estelar.

Utilizamos os resultados de Howarth et al. (1997) — obtidos através de dados espectroscópicos do IUE — como um guia inicial para o valor da velocidade de rotação (contemplando toda a amostra) e procuramos refinamentos pelo ajuste das larguras das linhas de Fe III-IV-V, em virtude do efeito de alargamento das linhas espectrais que é criado pela rotação estelar. Necessitamos de uma estimativa razoável para o valor da $v \sin i$, a fim que possamos investigar sobre a temperatura efetiva.

A temperatura efetiva é determinada através do ajuste conjuntamente das

intensidades das linhas de Fe III-IV-V (equilíbrio de ionização). Ressaltamos a importância de uma determinação confiável para T_{ef} em decorrência de seu impacto na estrutura de ionização do vento estelar e conseqüentemente na determinação da taxa de perda de massa e velocidade terminal.

Verificamos que as linhas mais úteis para a análise da velocidade de rotação são as criadas pelo íon de Fe IV, enquanto a temperatura efetiva é melhor determinada através das linhas de Fe III e Fe V. Na Figura 2.9 e 2.10, mostramos modelos computados pelo CMFGEN em comparação com os espectros calculados especificamente para cada um desses íons de ferro de cada modelo completo. Os modelos em 2.9 e 2.10 distinguem-se somente quanto ao valor da temperatura efetiva (variação em 7000 K). Esses valores de temperatura efetiva correspondem aproximadamente aos nossos resultados para as gigantes O do tipo tardio. Veja que essas linhas de ferro dominam o espectro total (para os parâmetros físicos conforme especificados). Também é notório que cada uma das linhas de Fe III-IV-V é dominante em regiões específicas do ultravioleta: Fe V ($\approx 1300\text{--}1500 \text{ \AA}$), Fe IV ($\approx 1500\text{--}1800 \text{ \AA}$) e Fe III ($\approx 1800\text{--}1975 \text{ \AA}$). Desta maneira, distinguimos dentre a floresta de ferro quais são as linhas produzidas por Fe III, Fe IV e Fe V.

Parâmetros: $T_{ef} = 28000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

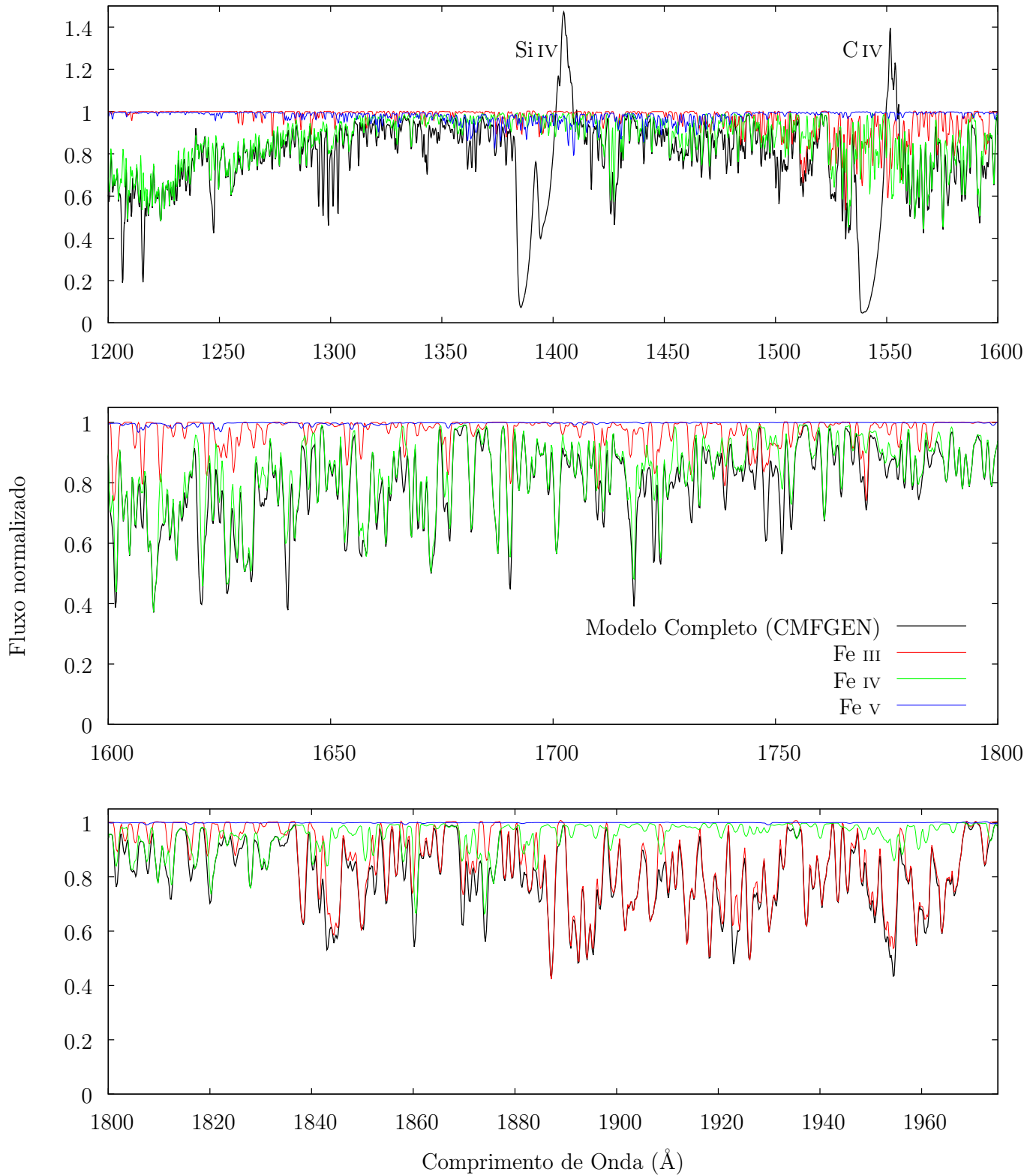


Figura 2.9: Modelo computado pelo código CMFGEN com parâmetros físicos indicados no título da figura. Salientamos que $T_{ef} = 28000$ K. Comparamos o modelo completo (linha preta) com os espectros calculados somente para as linhas de Fe III (linha vermelha), Fe IV (verde) e Fe V (azul). Note como as linhas de Fe III são mais intensas do que as linhas de Fe V.

Parâmetros: $T_{ef} = 35000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

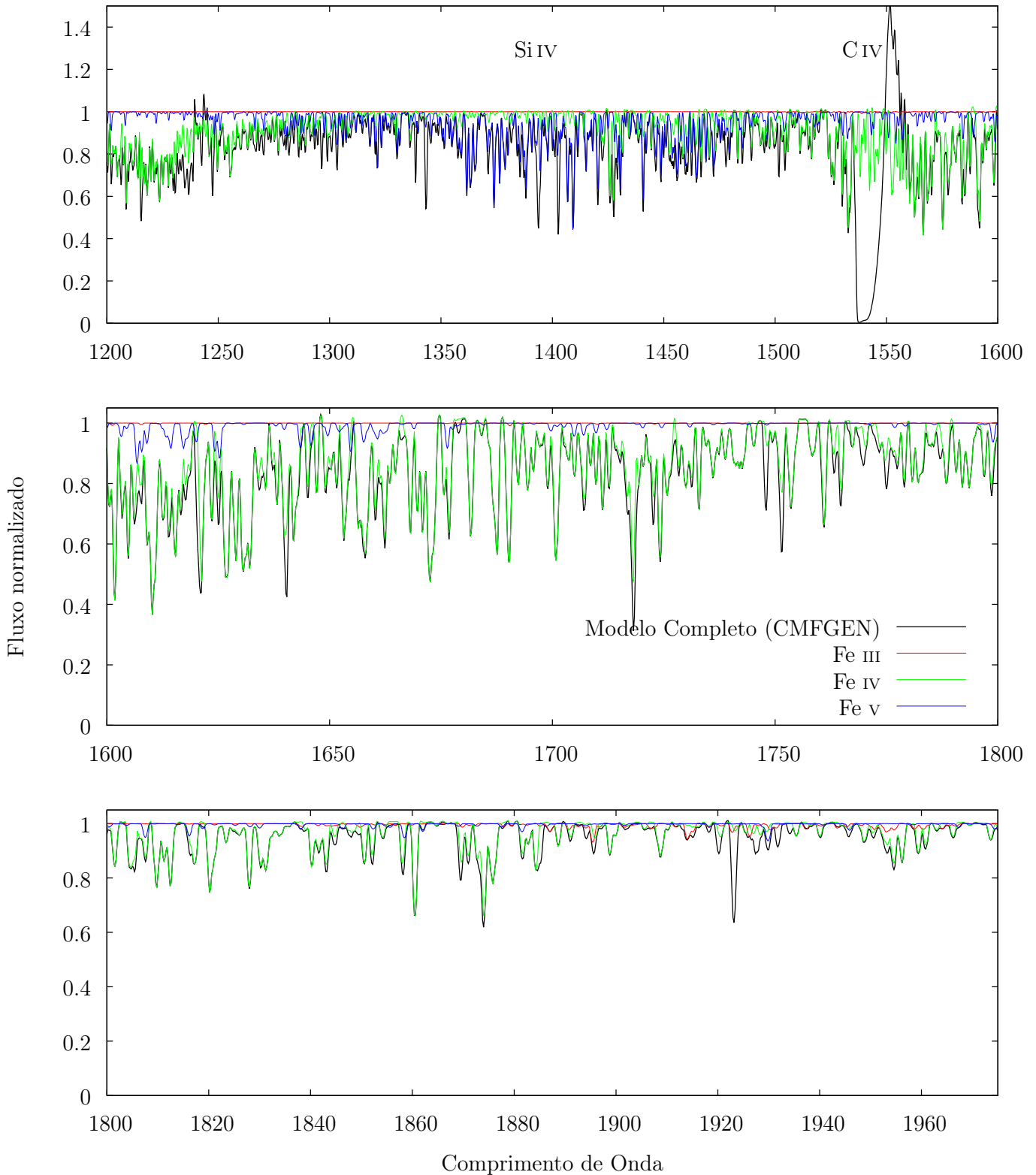


Figura 2.10: Idem à figura anterior, mas para $T_{ef} = 35000$ K — os demais parâmetros físicos são constantes ao modelo da figura anterior. Note o comportamento inverso, as linhas de Fe v são mais intensas do que as linhas de Fe III.

Já na Figura 2.11, mostramos a comparação entre 2 modelos CMFGEN (os mesmos “modelos completos” apresentados nas duas últimas figuras) com variação somente em T_{ef} (diferença de 7000K) na região de $\approx 1200\text{--}1975 \text{ \AA}$. Vemos que o modelo com $T_{\text{ef}} = 28000 \text{ K}$ produz linhas de Fe III intensas e quase não produz linhas de Fe V enquanto temos o comportamento inverso para o modelo com $T_{\text{ef}} = 35000 \text{ K}$, em razão da mudança na estrutura de ionização na fotosfera. Note também que as linhas Fe IV são explicitamente insensíveis, tendo-se em vista Fe III-V, frente a essa variação considerável na temperatura efetiva (7000 K).

Além disso, através da Figura 2.9 e 2.10, chamamos a atenção à importância da determinação da temperatura efetiva para a derivação dos parâmetros do vento estelar. Perceba o efeito produzido nos perfis teóricos de Si IV (uma das linhas diagnóstico dos parâmetros do vento) frente a variação de T_{ef} em 7000 K. Discutiremos com maiores detalhes sobre as degenerescências entre as determinações para a temperatura efetiva e a perda de massa na Seção 3.7.

A fim de buscarmos um refinamento dos resultados obtidos pelo ultravioleta, utilizamos dados no óptico para a análise da velocidade de rotação e temperatura efetiva. Desta maneira, podemos confrontar os nossos valores derivados pela região do ultravioleta com os derivados pelo óptico. A velocidade de rotação é estimada pela larguras de linhas de metais (carbono, nitrogênio, oxigênio e silício) em conjunto com a largura das linhas de H I. A temperatura efetiva é determinada pelo ajuste conjuntamente das intensidades dos perfis de He I e He II. As linhas de He I $\lambda 4471$ e He II $\lambda 4542$ são os diagnósticos primários, além de também usarmos He I $\lambda 4144$, He II $\lambda 4200$, He I $\lambda 4713$, He I $\lambda 4920$, He I $\lambda 5016$, He I $\lambda 5412$ como linhas diagnóstico complementares.

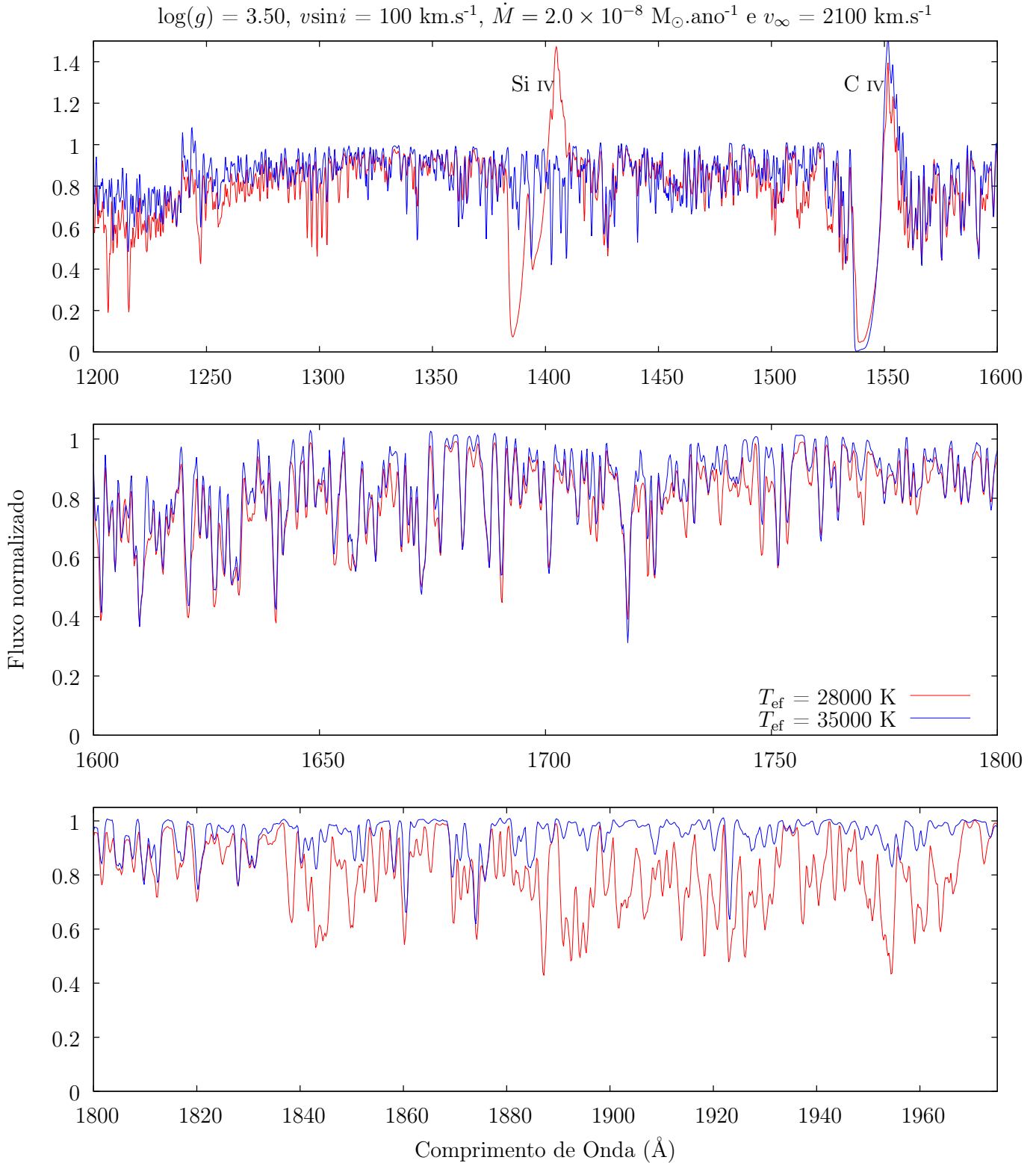


Figura 2.11: Comparação entre os modelos (completos) apresentados nas últimas duas figuras — $T_{\text{ef}} = 28000 \text{ K}$ (linha vermelha) e $T_{\text{ef}} = 35000 \text{ K}$ (azul). Perceba como os modelos são discrepantes em relação às linhas de Fe V e Fe III. Veja também a discrepância quanto às linhas de Si IV (diagnósticos da perda de massa).

Para efeito de exemplificação, mostramos, na Figura 2.12, os mesmos modelos apresentados na figura anterior, mas para a região do óptico (4000-5500 Å). Estão indicadas as linhas de hélio anteriormente listadas, além da linha de He II $\lambda 4686$. À parte da temperatura efetiva, essa linha é particularmente sensível aos parâmetros do vento. Perceba o comportamento inverso das linhas de hélio frente ao aumento da temperatura efetiva: as linhas de He I diminuem de intensidade, enquanto as de He II mostram aumento da intensidade. Assim, de forma análoga à mudança da estrutura de ionização do ferro (transições no ultravioleta) também há alteração no grau de ionização do hélio (transições mais proeminentes no óptico). Note também, que a variação nas linhas de He II é maior do que nas linhas de He I, nesse intervalo de $T_{ef} = 28000 - 35000$ K (novamente, aproximadamente correspondente aos nossos resultados para a temperatura efetiva nas gigantes O tardias). Desta maneira, apesar de buscarmos ajustar de forma conjunta as linhas de He I e He II, em geral, as linhas de He II mostraram-se mais úteis para a análise da temperatura efetiva da amostra.

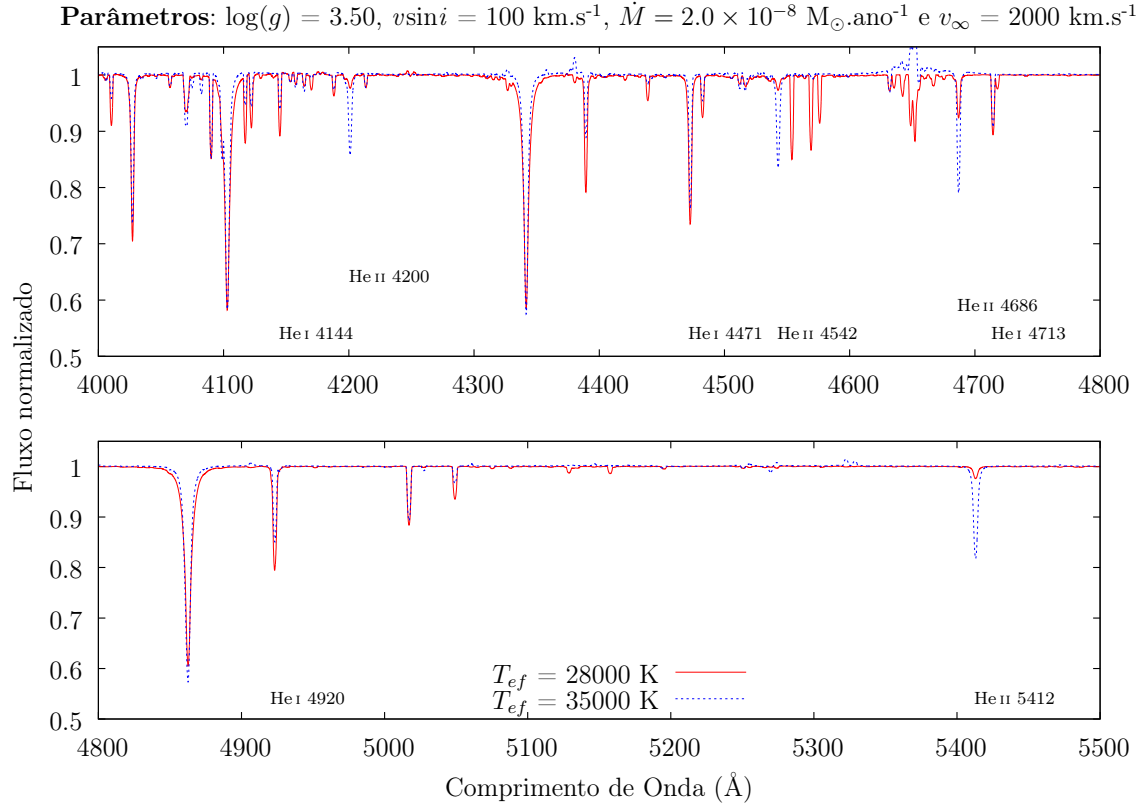


Figura 2.12: Região do óptico de 4000-5500 Å, onde marcamos as principais linhas formadas por hélio (neutro e ionizado). Mostramos os mesmos modelos da figura anterior. Note o comportamento inverso dentre as linhas de He I e He II frente ao aumento na temperatura efetiva.

(iii) Taxa de perda de massa e velocidade terminal:

Nosso objetivo primário é a determinação dos parâmetros físicos fundamentais do vento estelar da amostra. Para tanto, precisamos fixar a estrutura fotosférica do objeto em questão. Antes de prosseguirmos sobre os parâmetros físicos do vento, reiteramos que as linhas utilizadas para a análise da velocidade de rotação e temperatura efetiva, formadas por Fe III-IV-V, são fotosféricas (i.e., formadas pelo processo de interação da radiação com a região estelar em equilíbrio hidrostático). Desta maneira, não existe degenerescência entre os parâmetros do vento e temperatura quanto à produção de tais linhas espectrais. Para efeito de ilustração, mostramos na Figura 2.13, uma comparação entre modelos computados pelo código CMFGEN na região de $\approx 1200\text{--}1975$ Å (dominada por linhas de Fe IV e Fe III) que possuem a mesma estrutura fotosférica, entretanto valores diferentes para a perda de massa ($1.0 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e $1.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Perceba a insensibilidade das linhas de ferro

variando-se em duas ordens de grandeza a taxa de perda massa! Novamente, isso ocorre porque essas linhas são fotosféricas, elas não são criadas ao longo de toda a extensão do vento estelar. De fato, percebemos algum tipo de efeito somente quanto à linha de N IV $\lambda 1718$, que possui formação mais relevante na região do vento estelar (acima do ponto sônico do vento).

Conforme discutimos na Seção 1.1, os perfis P-Cygni são importantes diagnósticos dos parâmetros físicos do vento estelar (por exemplo, da perda de massa e a velocidade terminal), tendo-se em vista que são originados a partir dos processos de interação da radiação estelar com o material do vento. Destacamos que na região de $\approx 1200\text{--}1975 \text{ \AA}$ são produzidos as seguintes linhas na região do vento estelar: N V $\lambda 1240$, O V $\lambda 1371$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$. Essas linhas são ostensivamente empregadas na literatura como diagnósticos para os parâmetros do vento de estrelas de alta massa. Para efeitos de maiores detalhes, referenciamos o artigo de revisão de Martins (2011).

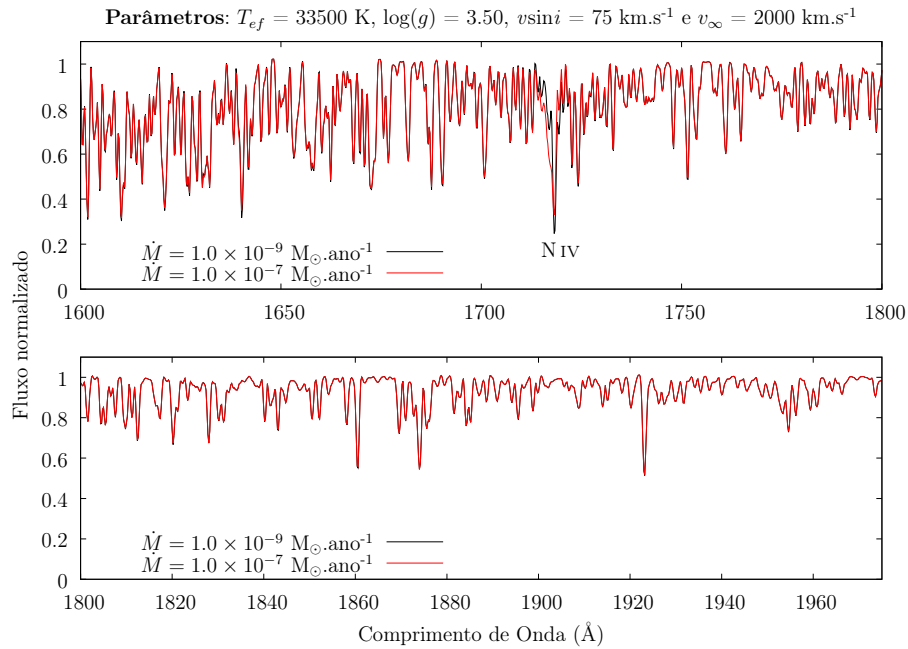


Figura 2.13: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Comparação entre 2 modelos CMFGEN com variação somente na taxa de perda de massa — $\dot{M} = 10^{-9} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Essa região é ocupada por linhas de Fe III ($\approx 1800\text{--}1975 \text{ \AA}$) e Fe IV ($\approx 1800\text{--}1975 \text{ \AA}$). Somente a linha de N IV $\lambda 1718$ é afetada em função da variação na perda de massa (em 2 ordens de grandeza).

Identificamos que as linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ são

notoriamente as mais úteis para a análise do vento de gigantes O do tipo tardio. A taxa de perda de massa é determinada através do ajuste, em conjunto, das intensidades dos perfis de Si IV e C IV, enquanto a velocidade terminal é derivada pelo ajuste da parte mais azul em absorção da linha de C IV (que apresenta uma formação em P-Cygni de forma sistemática para toda a amostra). Na região do óptico, analisamos as intensidades das linhas de H α — dados disponíveis para 7 estrelas da amostra — a fim de confrontarmos os nossos resultados para as taxas de perda de massa derivadas através dos perfis P-Cygni no ultravioleta.

Na figura 2.14, apresentamos modelos computados pelo código CMFGEN com variação unicamente quanto à perda de massa (painel superior) e velocidade terminal (painel inferior). Para cada painel, os demais parâmetros de entrada dos modelos são constantes. Na parte superior, observamos a significativa sensibilidade das linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394,1403$ diante da variação da taxa de perda de massa (demais parâmetros fixos). Na parte inferior, vemos o comportamento da linha de C IV $\lambda\lambda 1548,1551$ frente à variação da velocidade terminal (demais parâmetros constantes). Perceba a mudança na intensidade dos perfis de Si IV pela variação na perda de massa, assim como, a mudança na largura em C IV (parte mais azul estendida para comprimentos de ondas menores) pela variação na velocidade terminal. Para efeito de comparação das linhas de Si IV com as linhas criadas por nitrogênio — N V $\lambda 1240$ e N IV $\lambda 1718$ — mostramos na Figura 2.15 os mesmos modelos mostrados na Figura 2.14 (painéis superiores), que possuem diferença em 2 ordens de grandeza na taxa de perda de massa. Assim, veja como essas linhas são menos afetadas em função da mudança na perda de massa do que o perfil de Si IV. No caso, verificamos que essas linhas são mais afetadas pelas incertezas nas abundâncias químicas do que a perda de massa¹³.

¹³Tratamos sobre isso na Seção 3.7.

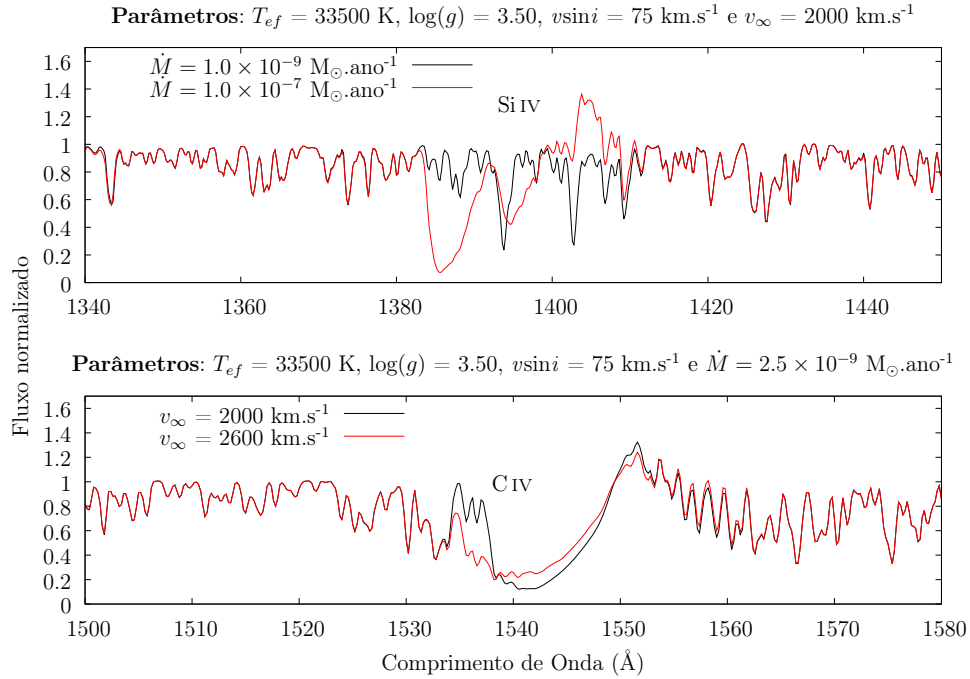


Figura 2.14: Modelos com os parâmetros fixados conforme os títulos dos painéis. No painel superior, mostramos 2 modelos CMFGEN computados com diferentes valores para a taxa de perda de massa. Perceba a sensibilidade da linha Si IV $\lambda\lambda 1394,1403$ frente à variação em duas ordens de grandeza na perda de massa. Já no painel inferior, estão 2 modelos CMFGEN computados com diferentes valores de velocidade. Note que aumento da velocidade terminal afeta, primariamente, a parte mais azul em absorção do P-Cygni de C IV $\lambda\lambda 1548,1551$, que tende a valores menores de comprimento de onda.

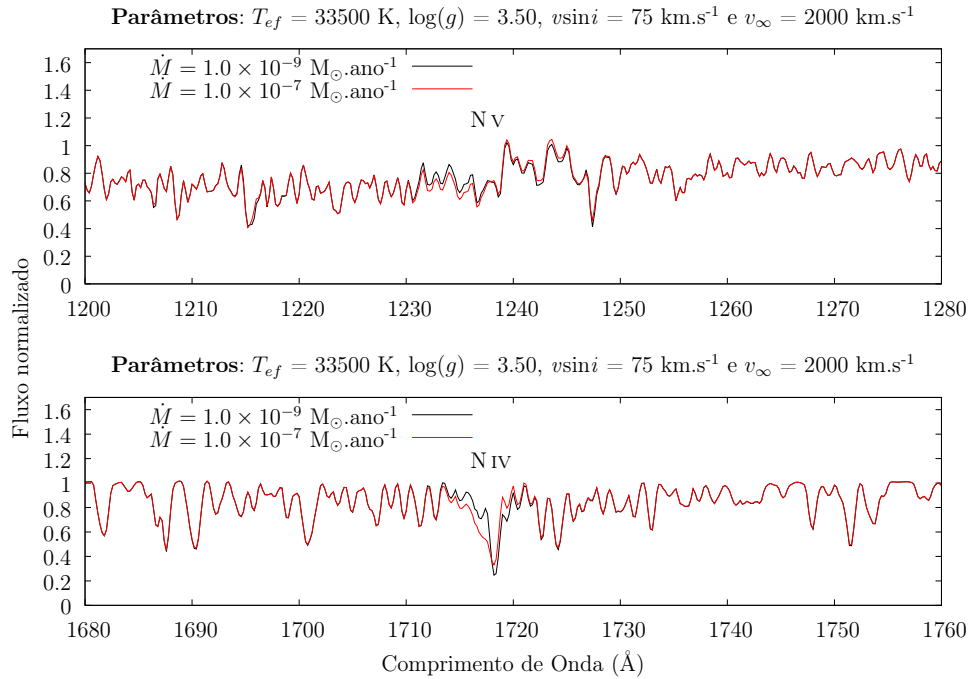


Figura 2.15: Comparação entre 2 modelos distintos somente quanto à perda de massa para as linhas de N V $\lambda 1240$ e N IV $\lambda 1718$. Esses são os mesmos modelos apresentados na última figura (painel superior) e na penúltima figura. Note a baixa sensibilidade dessas linhas frente à variação da taxa de perda de massa em 2 ordens de grandeza.

(iv) Raio, massa e momento modificado do vento:

O raio e a massa são determinados conforme os modelos de atmosferas finais obtidos através da análise espectroscópica discutida para T_{ef} , $\log(g)$, \dot{M} , v_∞ , para cada objeto. Recordando-se da discussão anterior, a luminosidade L_\star é fixada conforme o tipo espectral durante toda a análise.

Derivamos o raio estelar a partir da lei de Stefan-Boltzmann:

$$R_\star = \sqrt{\frac{L_\star}{4\pi\sigma T_{ef}^4}} \quad (2.9)$$

onde $\sigma \equiv$ constante de Stefan-Boltzmann.

Obtemos as barras de erro para R_\star a partir das incertezas associadas à L_\star (0.2 dex para a incerteza em $\log(L_\star/L_\odot)$) pelo fato desta ser dominante (em comparação às barras de erro na temperatura efetiva) na propagação de erros para o raio.

Tendo-se L_\star , R_\star e $\log(g)$, derivamos a massa estelar (espectroscópica):

$$M_\star = \frac{gR_\star^2}{G} \quad (2.10)$$

onde $G \equiv$ constante gravitacional universal.

As suas barras de erro são obtidas a partir das incertezas associadas ao R_\star , por serem dominantes (em comparação às barras de erro em $\log(g)$) na propagação de erros para a massa estelar.

Após determinarmos os parâmetros \dot{M} , v_∞ e R_\star , obtemos o chamado momento modificado do vento D_{mom} :

$$D_{mom} = \dot{M}v_\infty\sqrt{R_\star} \quad (2.11)$$

definido conforme Kudritzki et al. (1995).

Uma das características relevantes dessa grandeza, que quantifica a intensidade do vento estelar, é a seguinte relação (Kudritzki et al. 1995):

$$\log(D_{mom}) = a \log(L_*/L_\odot) + b \quad (2.12)$$

Essa é a chamada relação momento-luminosidade, para ventos criados por linhas espectrais, sendo o coeficiente angular e linear funções da classe espectral e da metalicidade. Isso nos mostra que a intensidade de um vento (energia mecânica) produzido via força radiativa é primariamente dependente da luminosidade estelar.

As nossas determinações para as incertezas na perda de massa foram (em média) de um fator ≈ 4 (em relação ao valor nominal). Isso torna as barras de erro derivadas para a velocidade terminal e o raio estelar negligenciáveis quanto ao cálculo das incertezas no D_{mom} . Desta forma, as barras de erro para o momento do vento foram obtidas considerando-se somente os limites superior e inferior determinados para as taxas de perda de massa.

A fim de compararmos nossos resultados para D_{mom} com resultados na literatura, que foram obtidos através de uma modelagem sem *clumping*, precisamos aumentar os valores determinados para o momento do vento, conforme discutimos a seguir.

Denotamos:

$$\log(D_{mom}^{\text{clumped}}) \equiv \text{momento do vento calculado por } \dot{M}_{\text{clumped}}$$

$$\log(D_{mom}^{\text{unclumped}}) \equiv \text{momento do vento calculado por } \dot{M}_{\text{unclumped}}$$

$$\text{Definimos a variável } \Delta \text{ conforme } \Delta \equiv \log(D_{mom}^{\text{unclumped}}) - \log(D_{mom}^{\text{clumped}}).$$

Temos que:

$$\log(D_{mom}) = \log(\dot{M}) + \log(v_\infty \sqrt{R_*}) \quad (2.13)$$

onde $\log(v_\infty \sqrt{R_*}) \equiv \text{constante}$.

Assim, aplicando-se a relação entre \dot{M}_{clumped} e $\dot{M}_{\text{unclumped}}$ (2.6), obtemos:

$$\Delta = -\log(\sqrt{f_\infty}) \quad (2.14)$$

sendo $\Delta \geq 0$, pois por construção $f_\infty \leq 1.0$.

Desta forma, encontramos a seguinte relação (considerando-se $f_\infty = 0.1$) entre o momento do vento calculado pela perda de massa determinada e pela correspondente perda de massa sem *clumping*:

$$\log(D_{mom}^{\text{unclumped}}) = \log(D_{mom}^{\text{clumped}}) + 0.5dex \quad (2.15)$$

onde temos que $\Delta = -0.5$ dex.

Capítulo 3

Resultados

Neste capítulo, apresentamos e discutimos os resultados deste projeto para a análise fotosfera-vento de gigantes O do tipo tardio no contexto do problema dos ventos fracos.

Na Seção 3.1, apresentamos o resumo dos resultados para a determinação dos parâmetros fotosféricos e do vento estelar, assim como os modelos CMFGEN finais na região do ultravioleta e óptico para cada objeto da amostra. Nas partes 3.2 e 3.3, discutimos as características gerais da modelagem via ultravioleta e óptico e os resultados derivados por essas diferentes regiões espectrais, comparando-se com as perdas de massa teóricas. Na Seção 3.4, comparamos a nossa caracterização física para gigantes O tardias com os resultados obtidos na literatura. Na Seção 3.5, abordamos o estágio evolutivo de gigantes O a partir da análise do diagrama HR. Na Seção 3.6, discutimos os nossos resultados no contexto do então problema dos ventos fracos. Na Seção 3.7, analisamos possíveis degenerescências entre as determinações das taxas de perda de massa e os outros parâmetros estelares, tendo-se um foco quanto à abundância química de carbono, nitrogênio e oxigênio. Por fim, na Seção 3.8, apresentamos as nossas previsões (obtidas puramente via modelos de atmosferas) para a modelagem de gigantes O tardias na região do infravermelho próximo e discutimos as suas implicações para o problema dos ventos fracos.

3.1 Parâmetros e modelos finais

Na Tabela 3.1, apresentamos os resultados para os parâmetros físicos estelares e do vento (valores nominais e barras de erro) da amostra de gigantes O tardias. Nesse resumo estão os valores adotados — conforme discussão na Seção 2.3 — para a luminosidade estelar em conjunto com o valor atribuído para a barra de erro em $\log(L_*/L_\odot)$. Os valores de $\log(g)$ também foram assumidos ao início do projeto. Após tal suposição para $\log(g)$, desenvolvemos uma análise espectroscópica via região do óptico a fim de verificarmos tais valores adotados para a aceleração gravitacional superficial. As grandezas denotadas conforme “ $T_{\text{ef}} \text{ UV}$ ” e “ $T_{\text{ef}} \text{ óptico}$ ” correspondem, respectivamente, aos valores da temperatura efetiva que foram determinados pela análise na região do ultravioleta (floresta de ferro) e na região do óptico (linhas de He I-II). Apresentamos os resultados de “ $T_{\text{ef}} \text{ óptico}$ ” para 7 estrelas da amostra, das quais possuímos espectros de alta resolução no óptico (6 estrelas com espectros FEROS, além de 1 estrela com espectro NARVAL). Os valores listados para $v \sin i$ foram obtidos via ultravioleta e óptico, dando-se prioridade para os valores derivados que estejam mais próximos aos nossos valores de referência para esse parâmetro (Howarth et al. 1997). Recordamos — conforme a discussão na Seção 2.1 — que as estrelas para as quais possuímos um conjunto de dados homogêneos obtidos pelo instrumento FEROS são HD 105627, HD 115455, HD 116852, HD 135591, HD 153426 e HD 156292. Para HD 36861 possuímos dados obtidos pelo instrumento NARVAL.

Ressaltamos que todos os valores apresentados para os parâmetros do vento — \dot{M} , v_∞ e assim $\log(D_{\text{mom}}^{\text{unclumped}})$ — foram determinados unicamente a partir da região do ultravioleta. Os valores para o momento do vento, apresentados na Tabela 3.1, foram calculados considerando os valores de \dot{M} aumentados por um fator 3.16, ou seja, são momentos calculados sem considerarmos o efeito de *clumping*¹ (c.f., Seção 2.3). Para efeito de comparação inicial, mostramos os resultados teóricos para a taxa de perda de massa (Vink et al. 2000) — denotada por \dot{M}_{Vink} — e para o momento modificado do vento — denotado por $\log(D_{\text{mom}}^{\text{Vink}})$ — de cada estrela.

¹Veja, novamente, a Equação 2.15.

Parâmetros	HD 156292	HD 24431	HD 105627	HD 116852	HD 153426	HD 218195	HD 36861	HD 115455	HD 135591
Tipo espectral	O9.7III	O9III	O9III	O8.5II-III((f))	O8.5III	O8.5III Nstr	O8III	O8III((f))	O8IV((f))
$\log(L_*/L_\odot)$	5.12 ± 0.20	5.17 ± 0.20	5.17 ± 0.20	5.28 ± 0.20	5.24 ± 0.20	5.24 ± 0.20	5.30 ± 0.20	5.30 ± 0.20	5.16 ± 0.20
R_* (R_\odot)	$13.0^{+3.4}_{-2.7}$	$11.9^{+3.1}_{-2.4}$	$11.9^{+3.1}_{-2.4}$	$13.9^{+3.6}_{-2.9}$	$13.7^{+3.5}_{-2.8}$	$12.9^{+3.3}_{-2.6}$	$13.4^{+3.5}_{-2.8}$	$13.0^{+3.4}_{-2.7}$	$10.4^{+2.8}_{-2.1}$
M_* (M_\odot)	$19.6^{+11.5}_{-8.0}$	$16.3^{+9.5}_{-6.0}$	$16.3^{+9.5}_{-6.0}$	$25.0^{+10.4}_{-10.9}$	$24.3^{+14.2}_{-9.0}$	$21.5^{+12.6}_{-7.9}$	$26.1^{+15.3}_{-9.6}$	$22.9^{+13.4}_{-8.5}$	$22.2^{+13.3}_{-8.0}$
$\log(g)$	3.50 ± 0.10	3.50 ± 0.10	3.50 ± 0.10	3.50 ± 0.10	3.55 ± 0.10	3.55 ± 0.10	3.60 ± 0.10	3.57 ± 0.10	3.75 ± 0.10
$v \sin i$ (km s^{-1})	100	70	160	120	110	80	75	70	80
$T_{\text{ef UV}}$ (K)	30625^{+2375}_{-2625}	33000 ± 3000	33000^{+1500}_{-1750}	32500^{+2000}_{-2500}	32000 ± 2000	33000^{+2000}_{-1750}	33500^{+2500}_{-2250}	34000^{+3500}_{-1500}	35000 ± 2500
$T_{\text{ef}} \text{ óptico}$ (K)	30000 ± 2000	X	33000^{+1500}_{-1750}	33000^{+2000}_{-2375}	33000 ± 1000	X	35000^{+2000}_{-1500}	34000^{+2000}_{-1500}	36000 ± 1500
\dot{M} ($M_\odot \text{ ano}^{-1}$)	$1.5^{+4.0}_{-0.75} \times 10^{-9}$	$2.5^{+7.5}_{-1.5} \times 10^{-9}$	$4.0^{+16.0}_{-2.5} \times 10^{-9}$	$6.0^{+19.0}_{-4.5} \times 10^{-8}$	$4.5^{+10.5}_{-2.5} \times 10^{-9}$	$1.0^{+2.5}_{-0.75} \times 10^{-8}$	$2.5^{+3.5}_{-2.2} \times 10^{-8}$	$5.0^{+10.0}_{-3.0} \times 10^{-9}$	$2.0^{+6.0}_{-1.85} \times 10^{-8}$
\dot{M}_{Vink} ($M_\odot \text{ ano}^{-1}$)	$2.6^{+0.5}_{-0.3} \times 10^{-7}$	$5.4^{+0.8}_{-0.7} \times 10^{-7}$	$5.4^{+0.8}_{-0.7} \times 10^{-7}$	$5.1^{+0.9}_{-0.8} \times 10^{-7}$	$4.2^{+0.7}_{-0.6} \times 10^{-7}$	$5.4^{+0.8}_{-0.8} \times 10^{-7}$	$5.8^{+1.0}_{-0.7} \times 10^{-7}$	$7.1^{+1.2}_{-0.9} \times 10^{-7}$	$3.9^{+0.7}_{-0.5} \times 10^{-7}$
v_∞ (km s^{-1})	1300 ± 200	2300 ± 300	2100 ± 300	2100 ± 300	2400 ± 300	2000 ± 200	2000 ± 200	2300 ± 300	2100 ± 300
$\log(D_{\text{mom}}^{\text{uncumped}})$	$26.15^{+0.56}_{-0.48}$	$26.60^{+0.60}_{-0.40}$	$26.74^{+0.72}_{-0.40}$	$27.97^{+0.62}_{-0.60}$	$26.90^{+0.52}_{-0.35}$	$27.16^{+0.52}_{-0.61}$	$27.56^{+0.38}_{-0.92}$	$26.92^{+0.47}_{-0.40}$	$27.43^{+0.60}_{-1.12}$
$\log(D_{\text{mom}}^{\text{Vink}})$	$28.03^{+0.49}_{-0.49}$	$28.12^{+0.49}_{-0.49}$	$28.12^{+0.49}_{-0.49}$	$28.32^{+0.49}_{-0.49}$	$28.25^{+0.49}_{-0.49}$	$28.25^{+0.49}_{-0.49}$	$28.36^{+0.49}_{-0.49}$	$28.36^{+0.49}_{-0.49}$	$28.10^{+0.49}_{-0.49}$

Tabela 3.1: Resumo dos resultados para os parâmetros estelares e do vento da amostra. Os resultados hidrodinâmicos para a perda de massa e para o momento modificado do vento são denotados, respectivamente, por \dot{M}_{Vink} e $\log(D_{\text{mom}}^{\text{Vink}})$. Ressaltamos que $T_{\text{ef UV}} \equiv$ temperatura efetiva determinada pela análise na região do ultravioleta e $T_{\text{ef}} \text{ óptico} \equiv$ temperatura efetiva determinada pela análise na região do óptico. Os objetos para os quais não temos dados no óptico possuem $T_{\text{ef}} \text{ óptico}$ marcado com “X”. As constantes solares — luminosidade (L_\odot), raio (R_\odot) e massa (M_\odot) — possuem unidades no sistema CGS (centímetro-grama-segundo). O momento modificado do vento ($\log(D_{\text{mom}}^{\text{uncumped}})$) é calculado a partir do valor da perda de massa (\dot{M} (M_\odot desta tabela multiplicada por 3.16) e velocidade terminal no sistema CGS e do valor do raio estelar em raio solar R_\odot).

Calculamos a \dot{M}_{Vink} de cada estrela da amostra a partir da Equação 3.1. Já o momento do vento $D_{\text{mom}}^{\text{Vink}}$ é obtido pela Equação 3.2. Salientamos que a Equação 3.1 e 3.2 são obtidas por Vink et al. (2000). Essas grandezas são computadas utilizando-se os nossos valores de L_* , M_* , e T_{ef} . Ambas as expressões possuem validade no regime de temperatura efetiva de $27500 \text{ K} < T_{\text{ef}} \leq 50000 \text{ K}$ e no regime de metalicidade solar ($Z = 0.019^2$). O valor da razão entre a velocidade terminal e a velocidade de escape efetiva v_{esc}^3 é mantido em 2.6 para toda a amostra, sendo válida para esse regime de temperatura efetiva (Vink et al. 2000). Perceba que o valor teórico para o momento do vento é uma função somente da luminosidade, enquanto a perda de massa depende de outros parâmetros — massa, temperatura efetiva e relação entre a velocidade terminal e velocidade de escape efetiva.

$$\begin{aligned} \log(\dot{M}_{\text{Vink}}) = & -6.697(\pm 0.061) + 2.194(\pm 0.021) \log(L_*/10^5) \\ & - 1.313(\pm 0.046) \log(M_*/30) - 1.226(\pm 0.037) \log\left(\frac{v_\infty/v_{\text{esc}}}{2}\right) \\ & + 0.933(\pm 0.064) \log(T_{\text{ef}}/40000) - 10.92(\pm 0.90) \log(T_{\text{ef}}/40000)^2 \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\log(D_{\text{mom}}^{\text{Vink}}) = 1.826(\pm 0.044) \log(L_*/L_\odot) + 18.680(\pm 0.260) \quad (3.2)$$

Desta forma, obtivemos uma caracterização física para a amostra de gigantes O tardias, verificando-se que os parâmetros espectroscópicos mais fundamentais são razoavelmente homogêneos para a amostra como um todo — $T_{\text{ef}} \approx 30000 - 35000 \text{ K}$, $\log(g) \approx 3.50 - 3.60$, $v_\infty \approx 2000 - 2400 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. Também encontramos que a amostra apresenta tipicamente $R_* \approx 10-14 R_\odot$, $M_* \approx 20-26 M_\odot$. Ressaltamos aqui que as taxas de perda de massa derivadas são sistematicamente menores do que os valores teóricos via hidrodinâmica — por um fator de $\approx 0.9 - 2.3$

²Valor da metalicidade solar utilizado por Vink et al. (2000)

³ $v_{\text{esc}} \equiv \sqrt{2(1 - \Gamma_e) \frac{GM_*}{R_*}}$, sendo a força radiativa devido ao espalhamento de elétrons

$\Gamma_e = \frac{\sigma_e L_*}{4\pi c G M_*}$, onde $\sigma_e \equiv$ seção de choque de espalhamento de elétrons e $c \equiv$ velocidade da luz no vácuo.

dex. Compararemos, em maiores detalhes, na Seção 3.6, as nossas determinações para a perda de massa com os valores para a \dot{M}_{Vink} .

Nas figuras 3.1 a 3.9, mostramos os nossos modelos finais computados pelo código CMFGEN — correspondentes aos valores nominais na Tabela 3.1 — para cada estrela da amostra (inteira de 9 estrelas) em comparação com os dados observacionais na região do ultravioleta em $\approx 1200 - 1975 \text{ \AA}$. Os espectros teóricos estão convoluídos com resolução espectral de 0.2 \AA (resolução dos dados IUE). Estão indicadas as principais linhas formadas no vento, que encontramos ser características na nossa amostra de gigantes O — N v $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ e N IV $\lambda 1718$. Recordamos (c.f., Seção 2.3) que identificamos as linhas de Si IV e C IV como explicitamente mais úteis para a determinação da perda de massa e velocidade terminal de gigantes O tardias. Também verificamos que as linhas de Fe III (região de $\approx 1800-1975 \text{ \AA}$) e Fe V (região de $\approx 1300-1500 \text{ \AA}$) são as mais sensíveis à análise da temperatura efetiva — dentro do regime típico encontrado para gigantes O.

Nas figuras 3.10 a 3.16 estão os modelos CMFGEN finais (7 estrelas) em comparação com os dados na região do óptico em $\approx 3500 - 7000 \text{ \AA}$. Os espectros teóricos estão convoluídos com resolução instrumental de $R = 48000$ (dados FEROS) e $R = 65000$ (dados NARVAL). Estão assinaladas diversas linhas criadas por hidrogênio e hélio nessa região espectral: H η , H ζ , H ϵ , He I $\lambda 4026$, H δ , He I $\lambda 4144$, He II $\lambda 4200$, H γ , He I $\lambda 4388$, He I $\lambda 4471$, He II $\lambda 4542$, He II $\lambda 4686$, He I $\lambda 4713$, H β , He I $\lambda 4920$, He I $\lambda 5016$, He II $\lambda 5412$ e H α . Utilizamos as linhas de He I $\lambda 4471$ e He II $\lambda 4542$ como os principais diagnósticos para a determinação da temperatura efetiva, analisadas conjuntamente com as demais linhas de hélio (diagnósticos auxiliares) a fim de obtermos uma autoconsistência nas suas modelagens. Frisamos que as linhas de He II $\lambda 4686$ e H α são sensíveis aos parâmetros físicos do vento, em especial, a linha H α .

À parte do ultravioleta, o perfil de H α é considerado na literatura o principal diagnóstico para a derivação da perda de massa de estrelas de alta massa na região do óptico. Desta maneira, utilizamos essa transição (para as estrelas nas quais possuímos dados no óptico) a fim de verificarmos os nossos resultados para as perdas de massa

(obtidas pelo ultravioleta).

Para esse último conjunto de resultados (Figura 3.10 até 3.16), os parâmetros fotosféricos — T_{ef} , $\log(g)$ e $v \sin i$ — foram derivados a partir dos dados no óptico, mantendo-se um foco maior na análise da temperatura efetiva.

O número Henry Draper (HD) do objeto e os parâmetros físicos⁴ do modelo final (convoluído com determinada velocidade de rotação) são indicados em cada uma das figuras 3.1 até 3.16.

Considerando-se a importância da análise dos parâmetros fundamentais do vento estelar neste trabalho, apresentamos nos apêndices A e B os modelos na região do ultravioleta correspondentes às barras de erro determinadas para a perda de massa e velocidade terminal de cada estrela da amostra.

⁴Os valores dos parâmetros estelares L_{\star} , R_{\star} e M_{\star} de cada modelo final estão suprimidos dos títulos das figuras.

HD 156292: $T_{ef} = 30625$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 1300$ km.s⁻¹

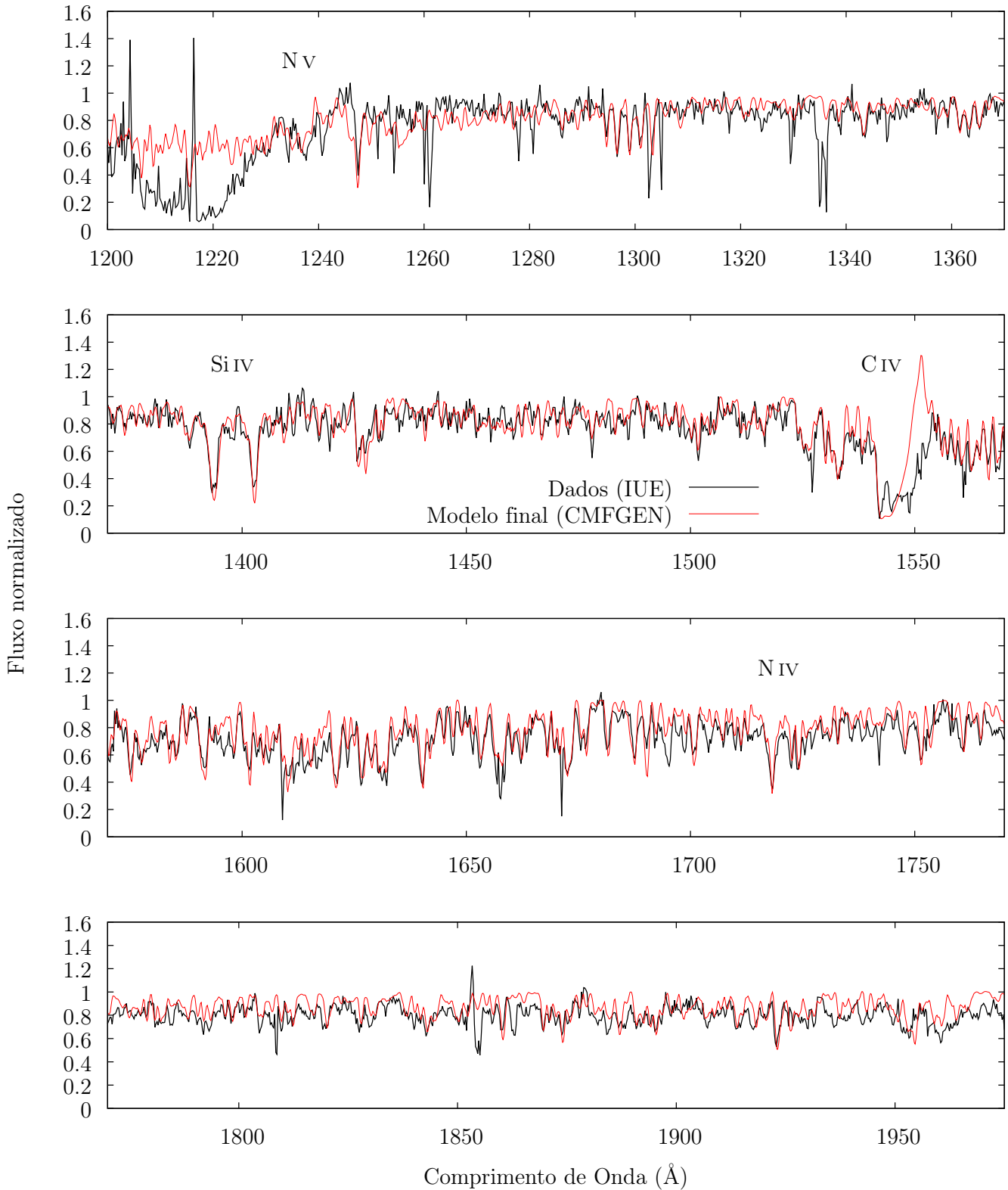


Figura 3.1: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Comparação entre o modelo final (linha vermelha) e dados IUE (linha preta) na região do ultravioleta. Modelo final (T_{ef} UV) para **HD 156292** com os parâmetros indicados no título da figura.

HD 24431: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 70$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-9}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2300$ km.s $^{-1}$

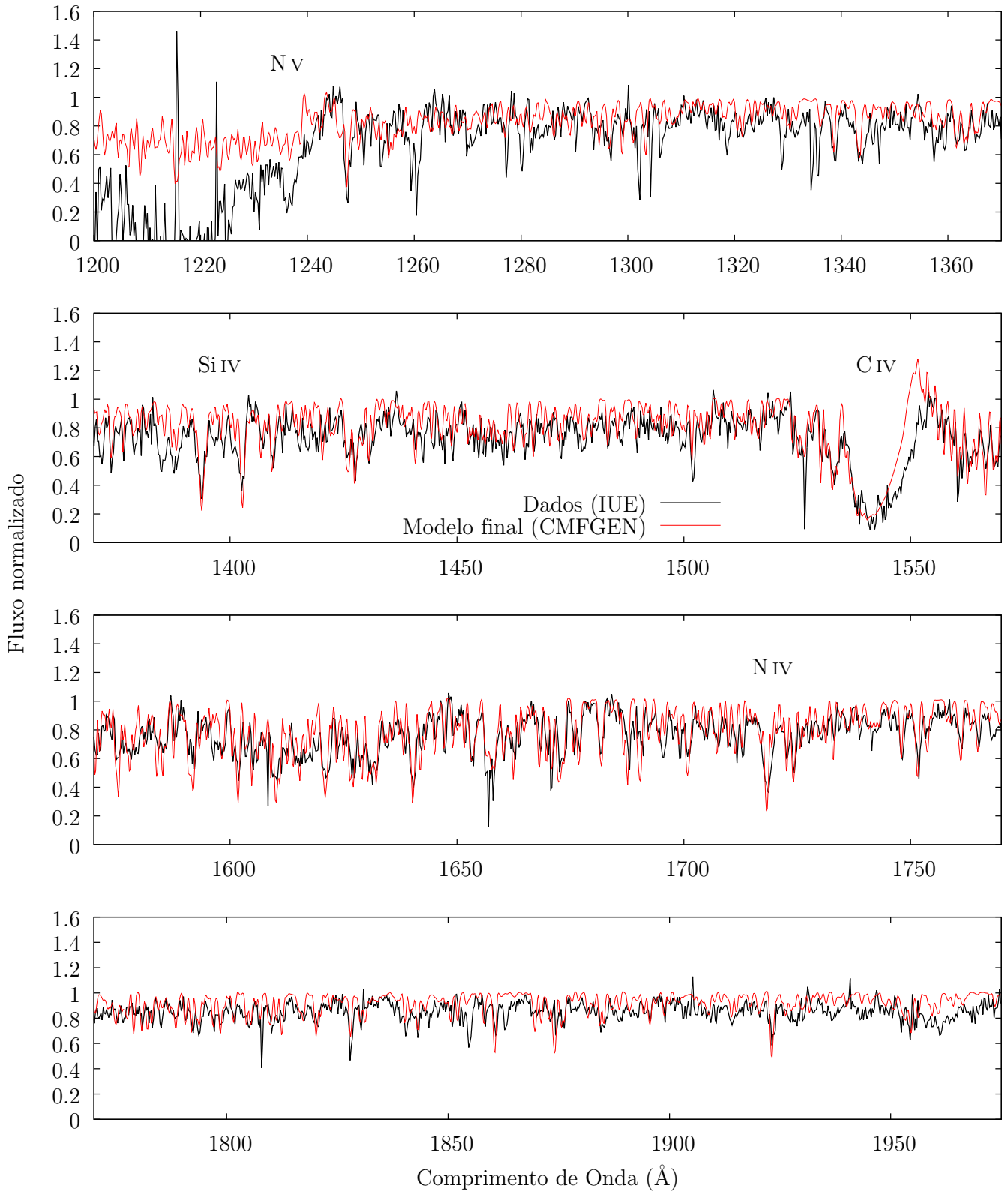


Figura 3.2: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 24431**.

HD 105627: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 160$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

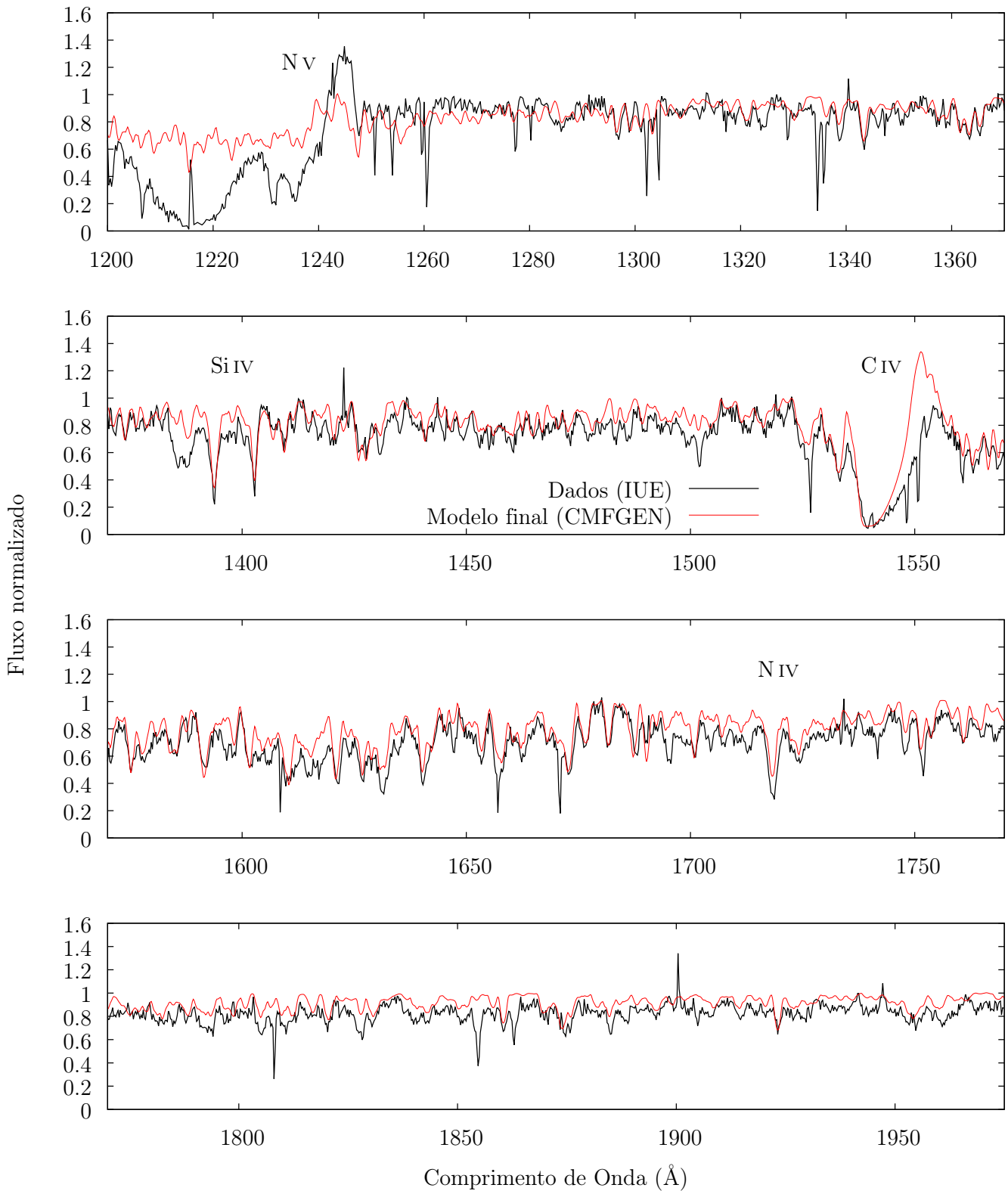


Figura 3.3: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

HD 116852: $T_{ef} = 32500$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

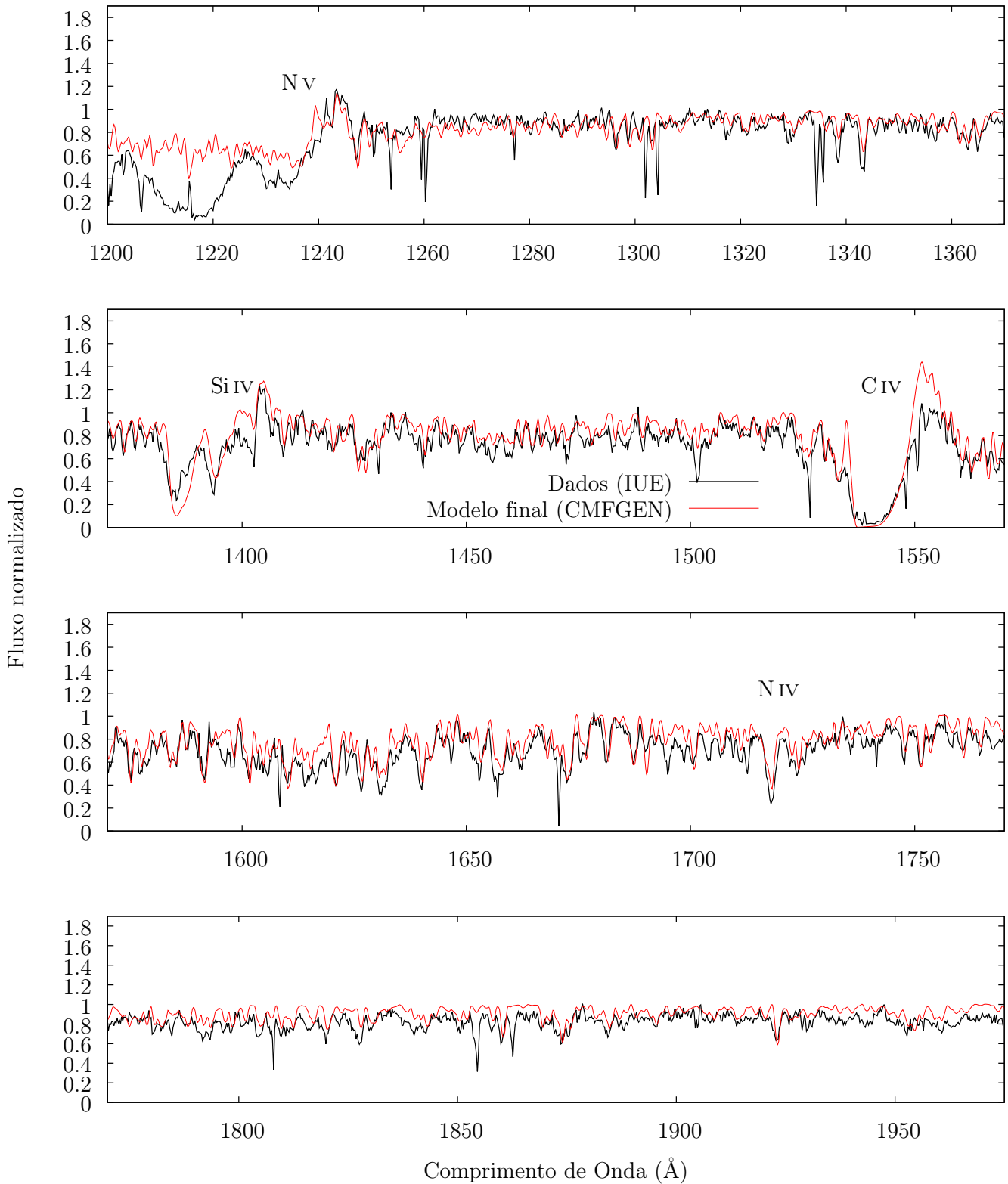


Figura 3.4: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

HD 153426: $T_{ef} = 32000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 110$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2400$ km.s $^{-1}$

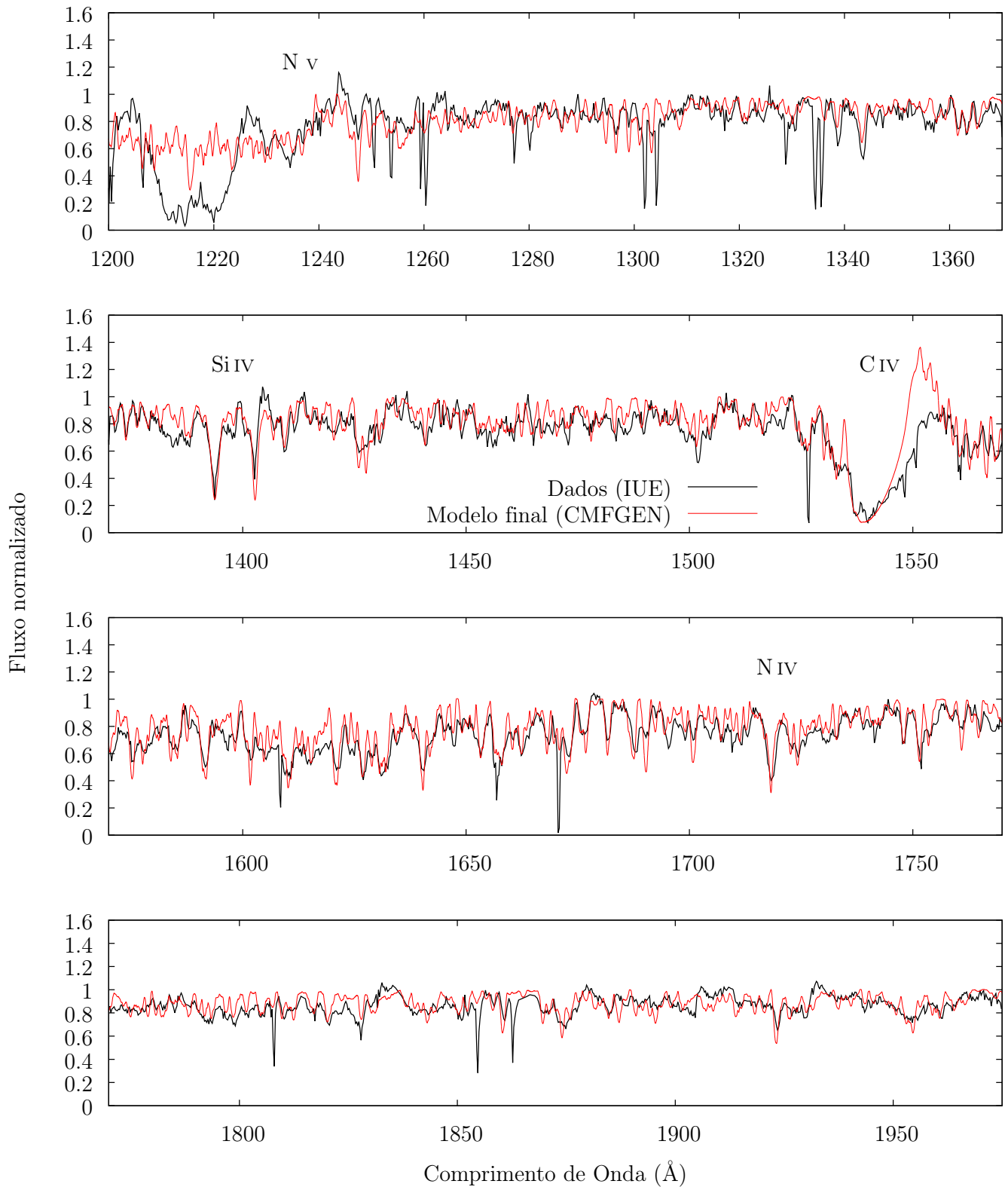


Figura 3.5: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

HD 218195: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 80$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-8}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2000$ km.s $^{-1}$

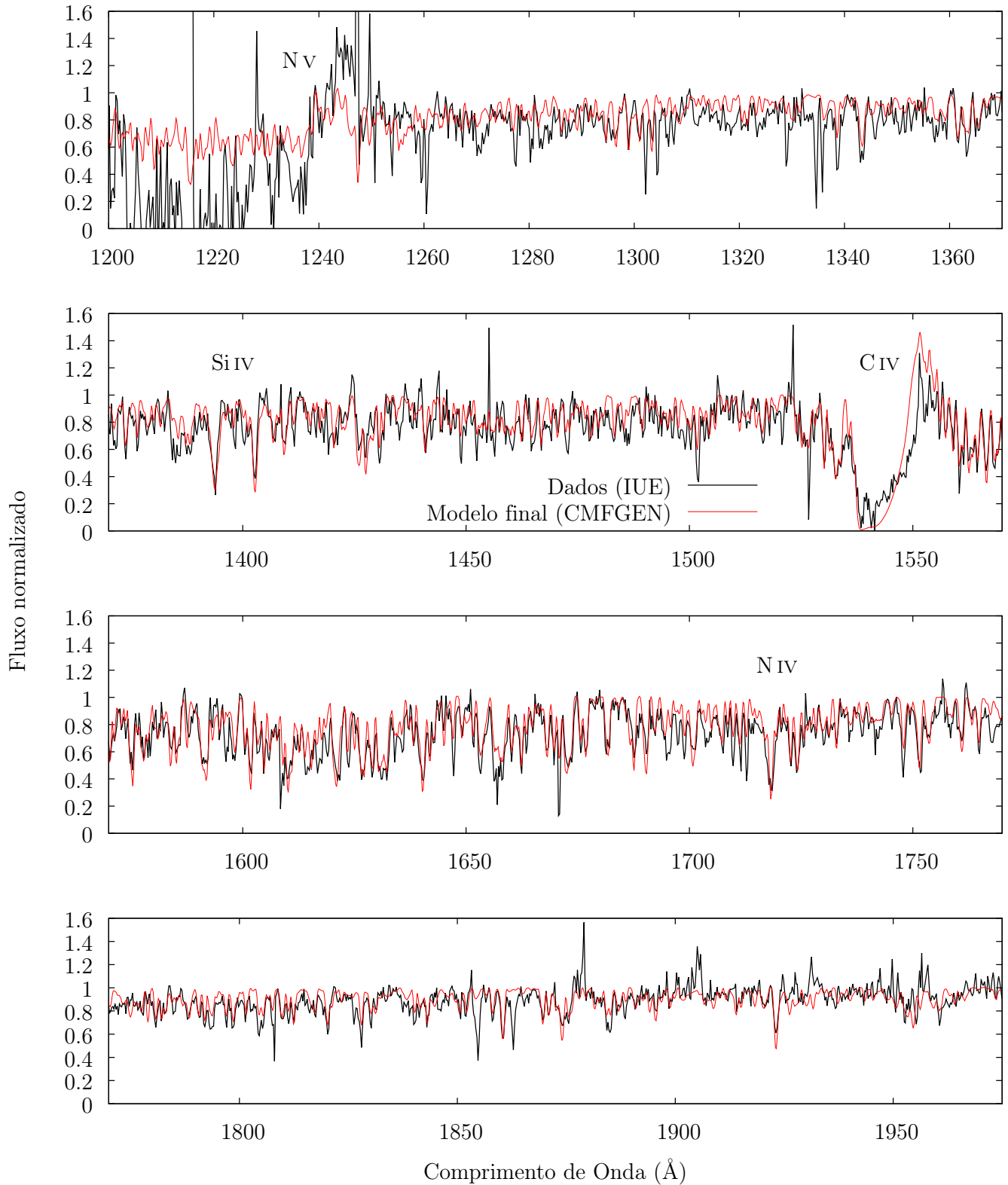


Figura 3.6: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 218195**.

HD 36861: $T_{ef} = 33500$ K, $\log(g) = 3.60$, $v \sin i = 75$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2000$ km.s⁻¹

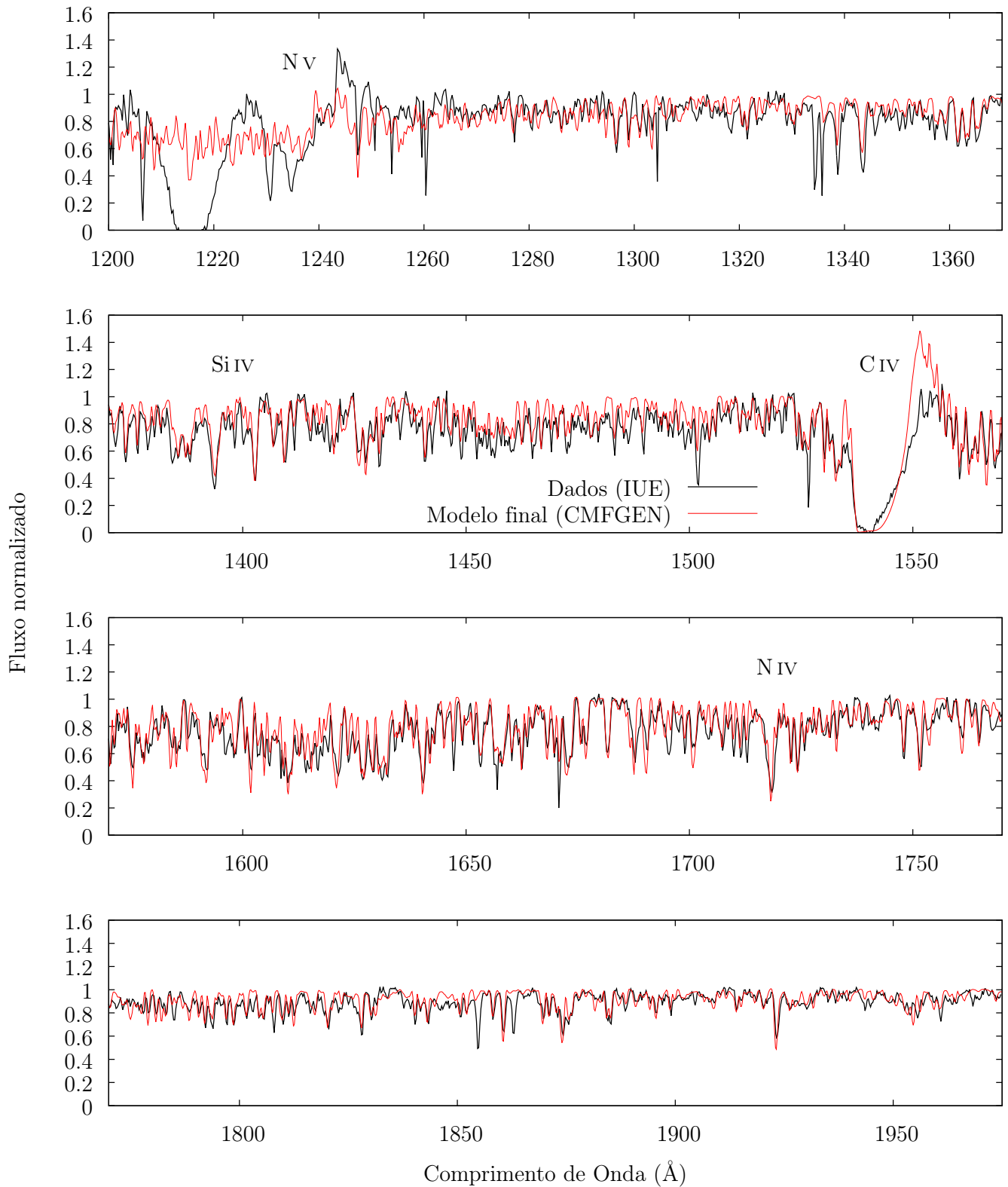


Figura 3.7: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.

HD 115455: $T_{ef} = 34000$ K, $\log(g) = 3.57$, $v \sin i = 70$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2300$ km.s $^{-1}$

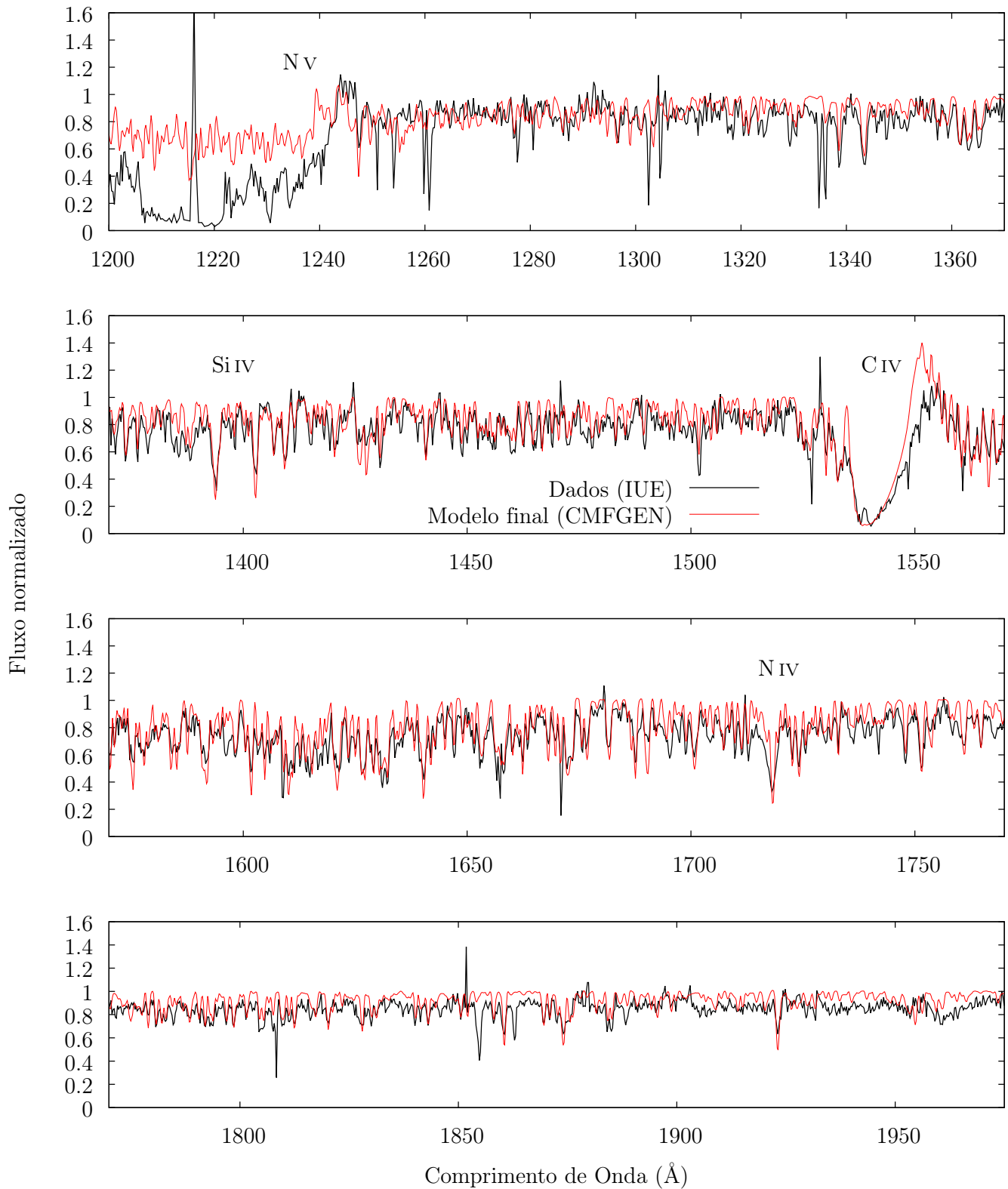


Figura 3.8: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.

HD 135591: $T_{ef} = 35000$ K, $\log(g) = 3.75$, $v \sin i = 80$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot}.$ ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

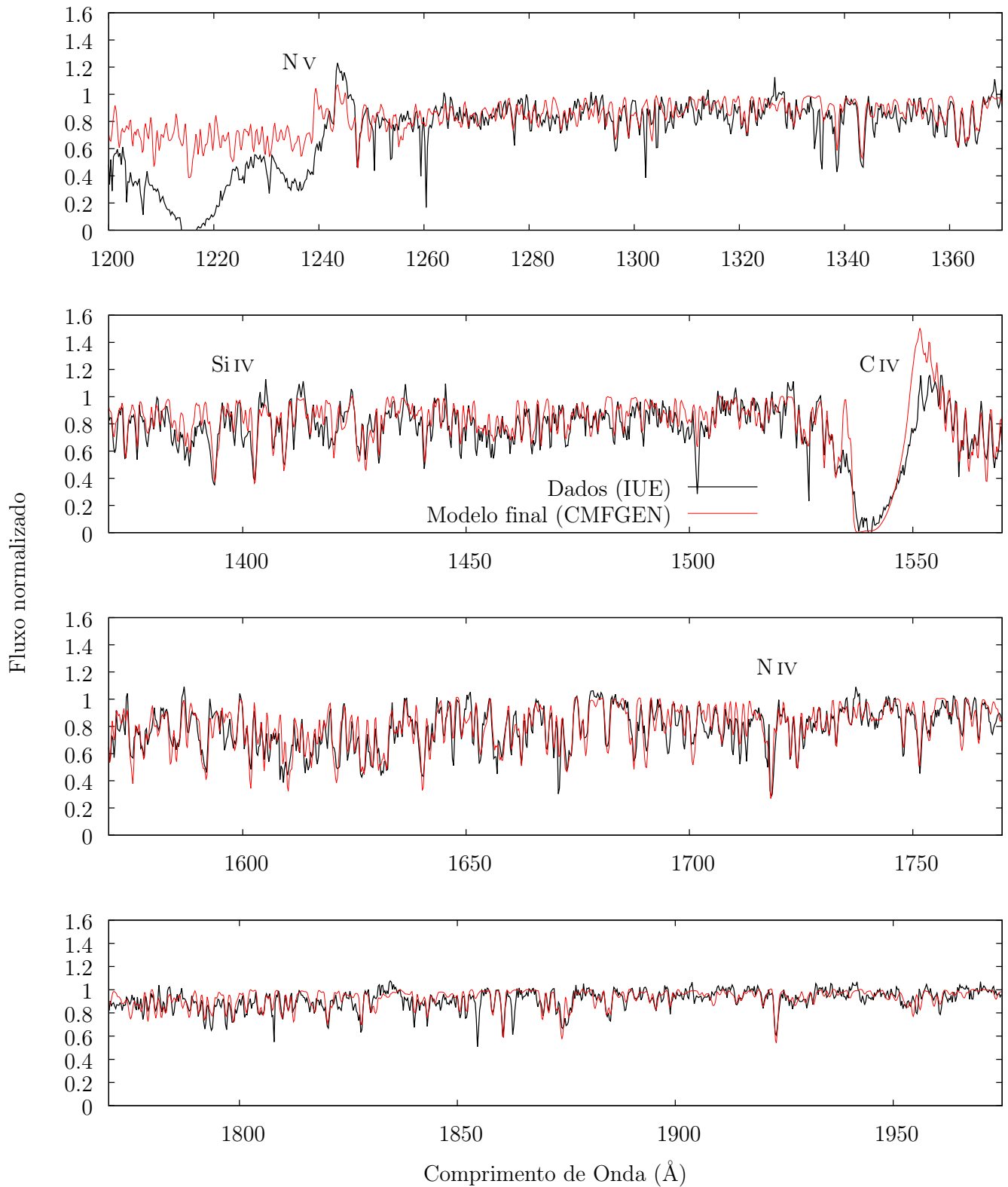


Figura 3.9: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 135591**.

HD 156292: $T_{ef} = 30000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 1300$ km.s⁻¹

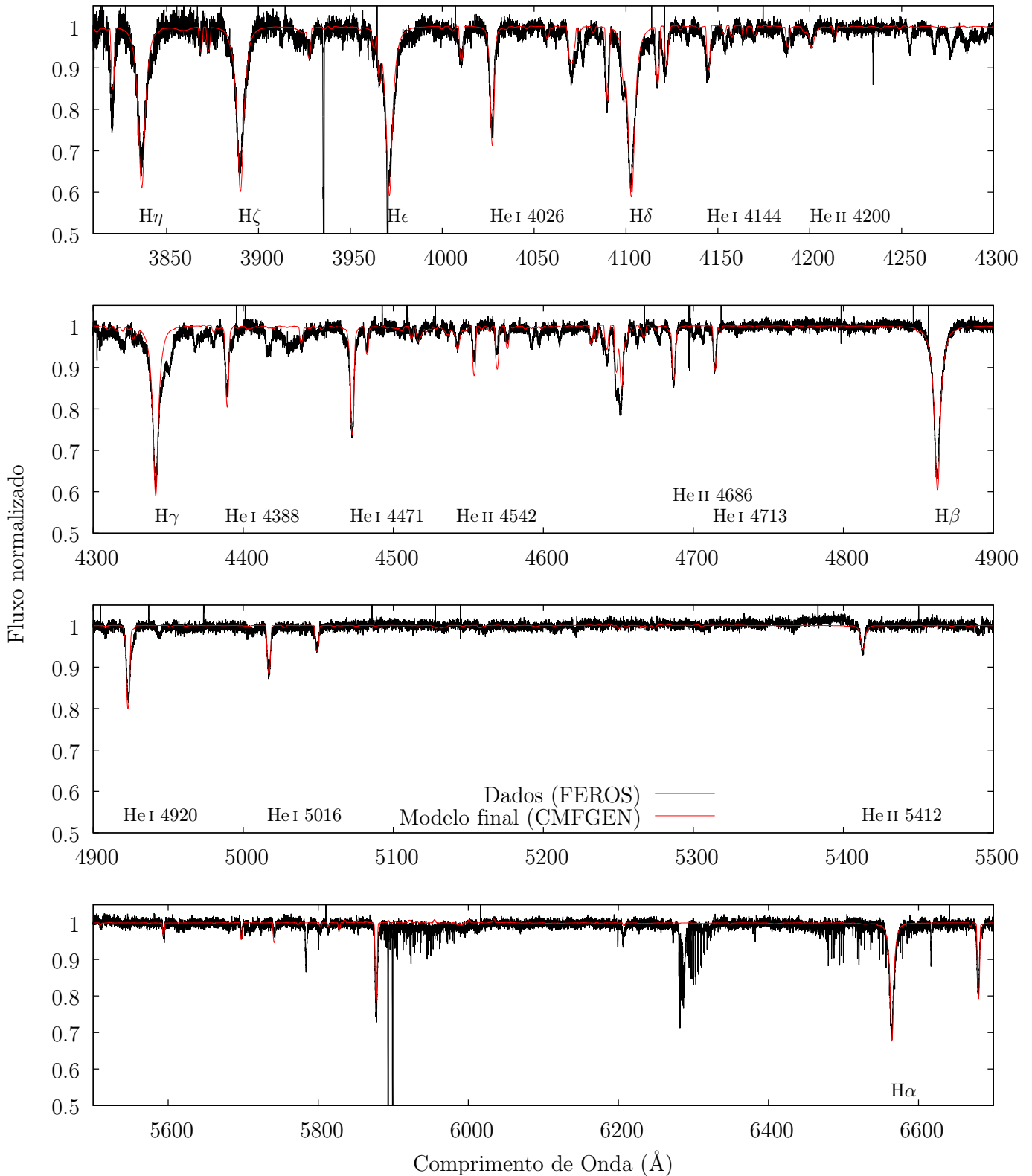


Figura 3.10: Comparação entre o modelo final (linha vermelha) e dados FEROS (linha preta) na região do óptico. Modelo final (T_{ef} óptico) para **HD 156292** com os parâmetros indicados no título da figura.

HD 105627: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 160$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

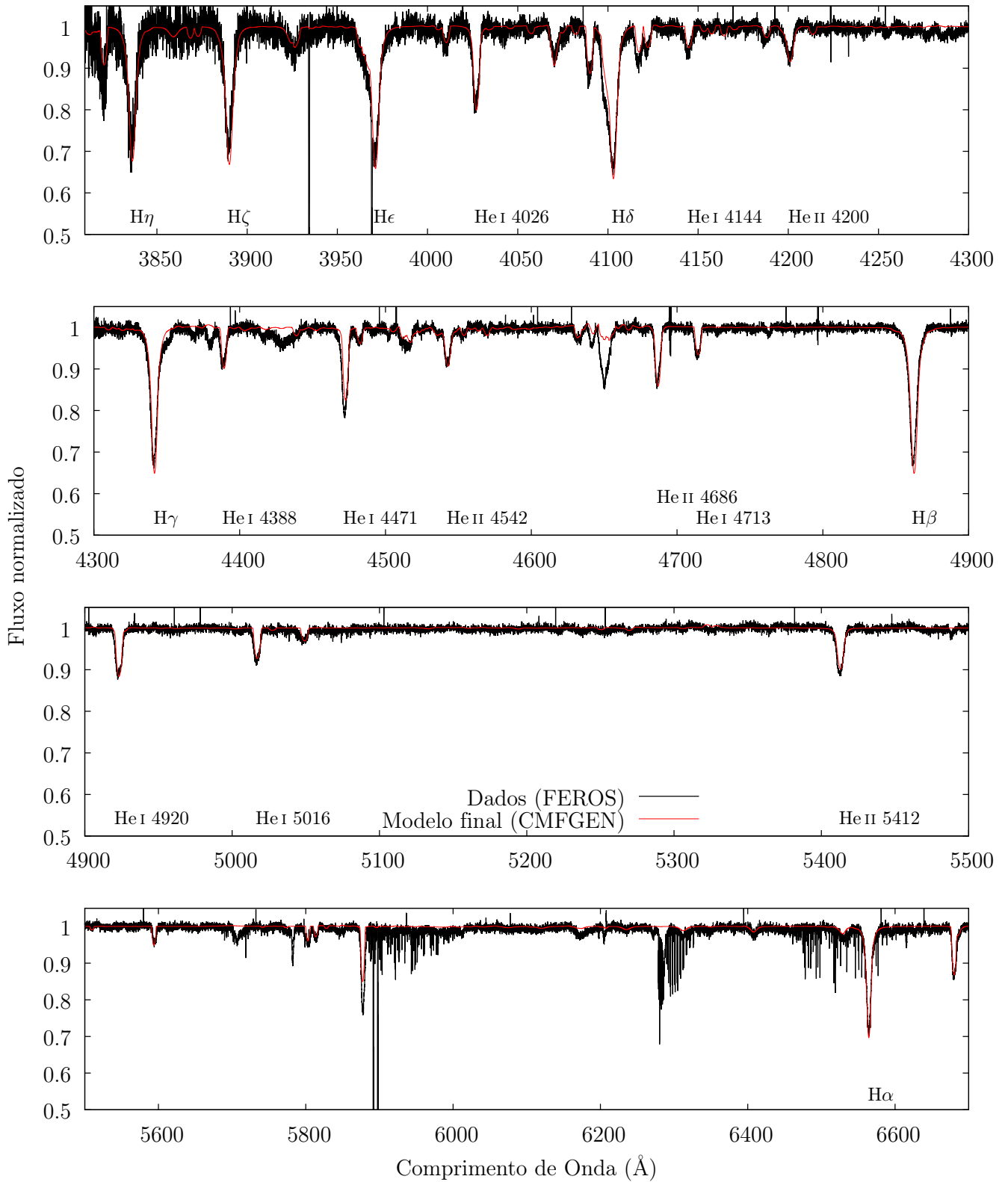


Figura 3.11: Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

HD 116852: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120$ km.s $^{-1}$, $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

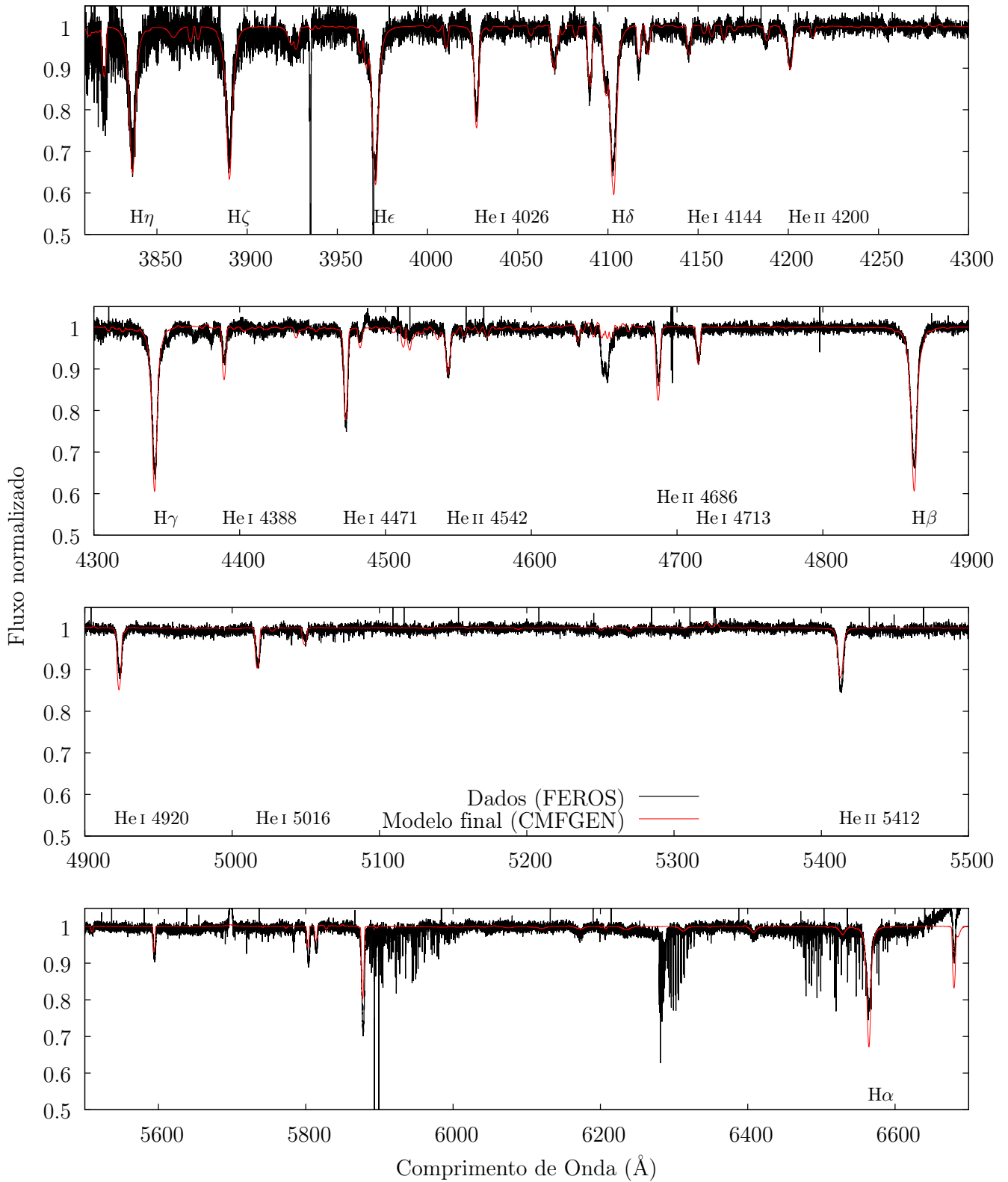


Figura 3.12: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

HD 153426: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 110$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2400$ km.s⁻¹

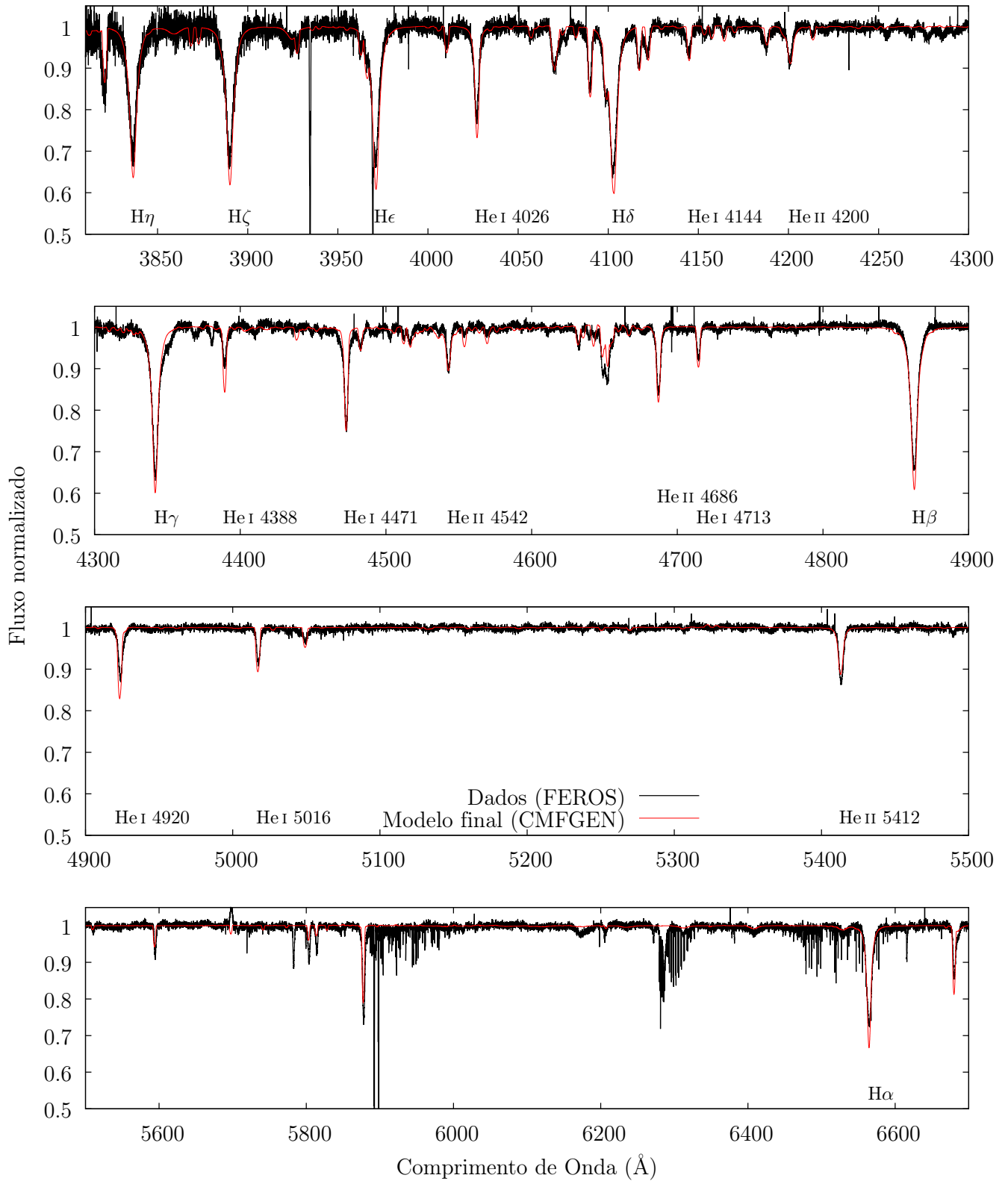


Figura 3.13: Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

HD 36861: $T_{ef} = 35000$ K, $\log(g) = 3.60$, $v \sin i = 75$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2000$ km.s⁻¹

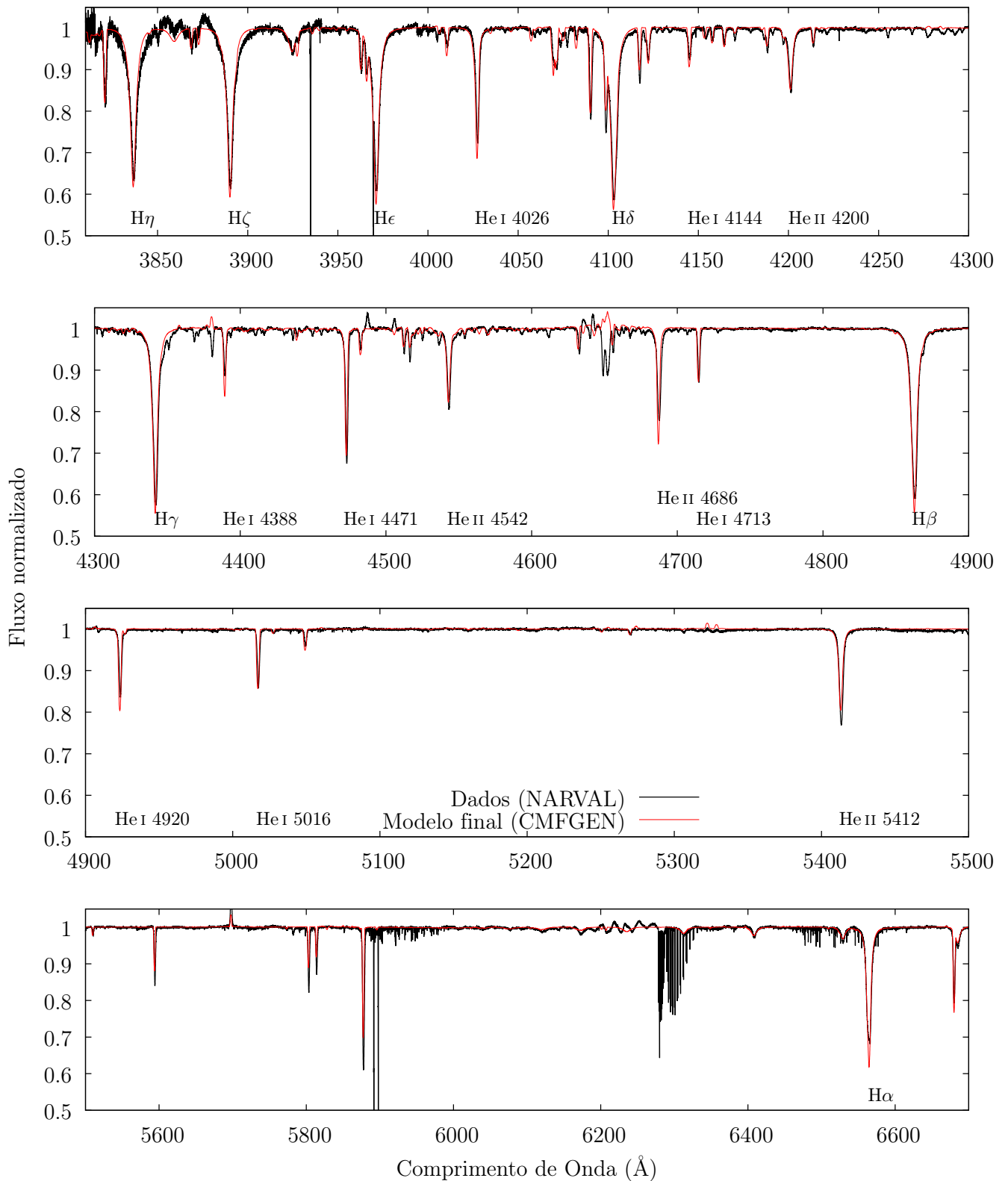


Figura 3.14: Idem à figura anterior, mas para **HD 36861** e dados NARVAL.

HD 115455: $T_{ef} = 34000$ K, $\log(g) = 3.57$, $v \sin i = 70$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2300$ km.s⁻¹

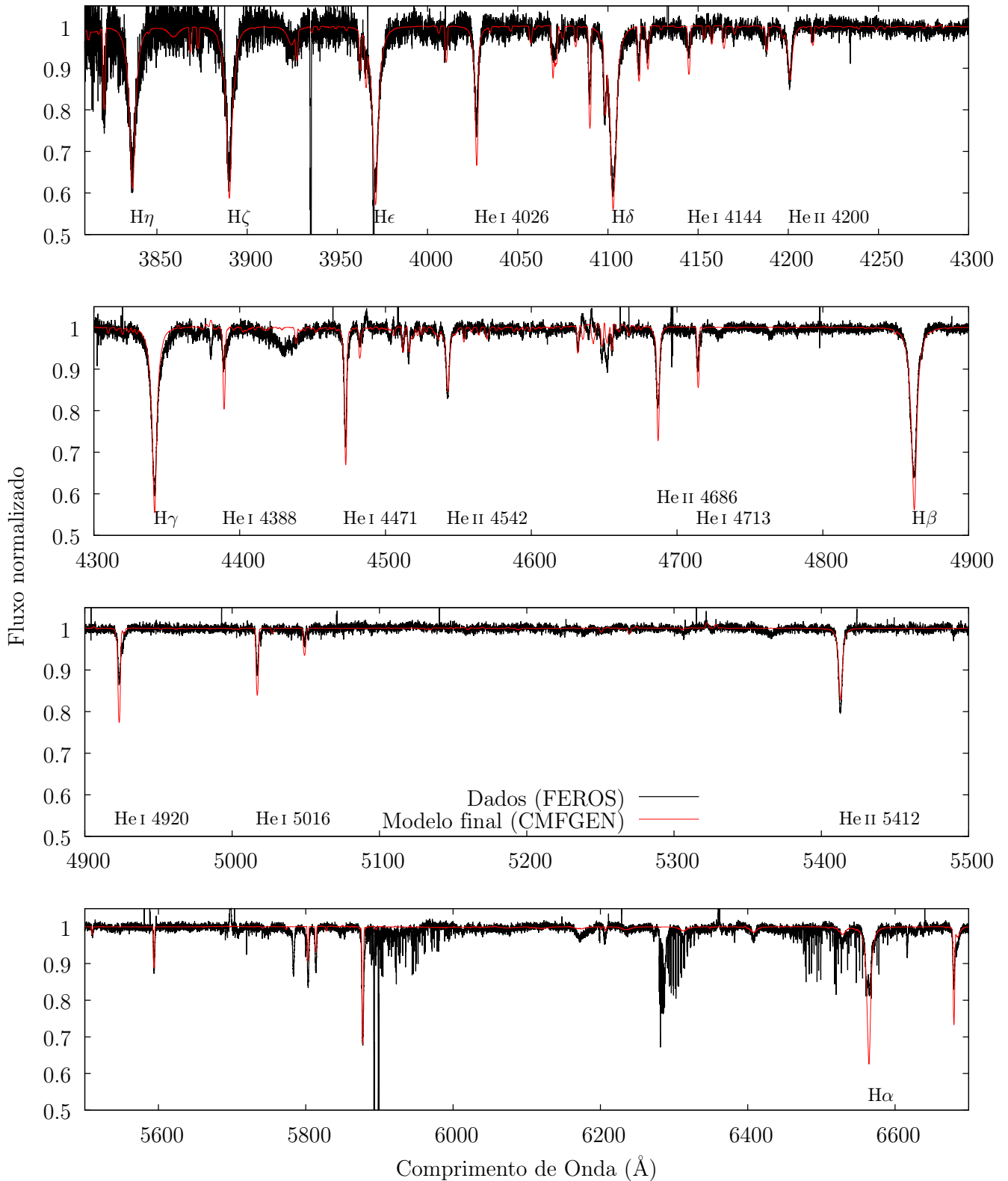


Figura 3.15: Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.

HD 135591: $T_{ef} = 36000$ K, $\log(g) = 3.75$, $v \sin i = 80$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{ano}^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

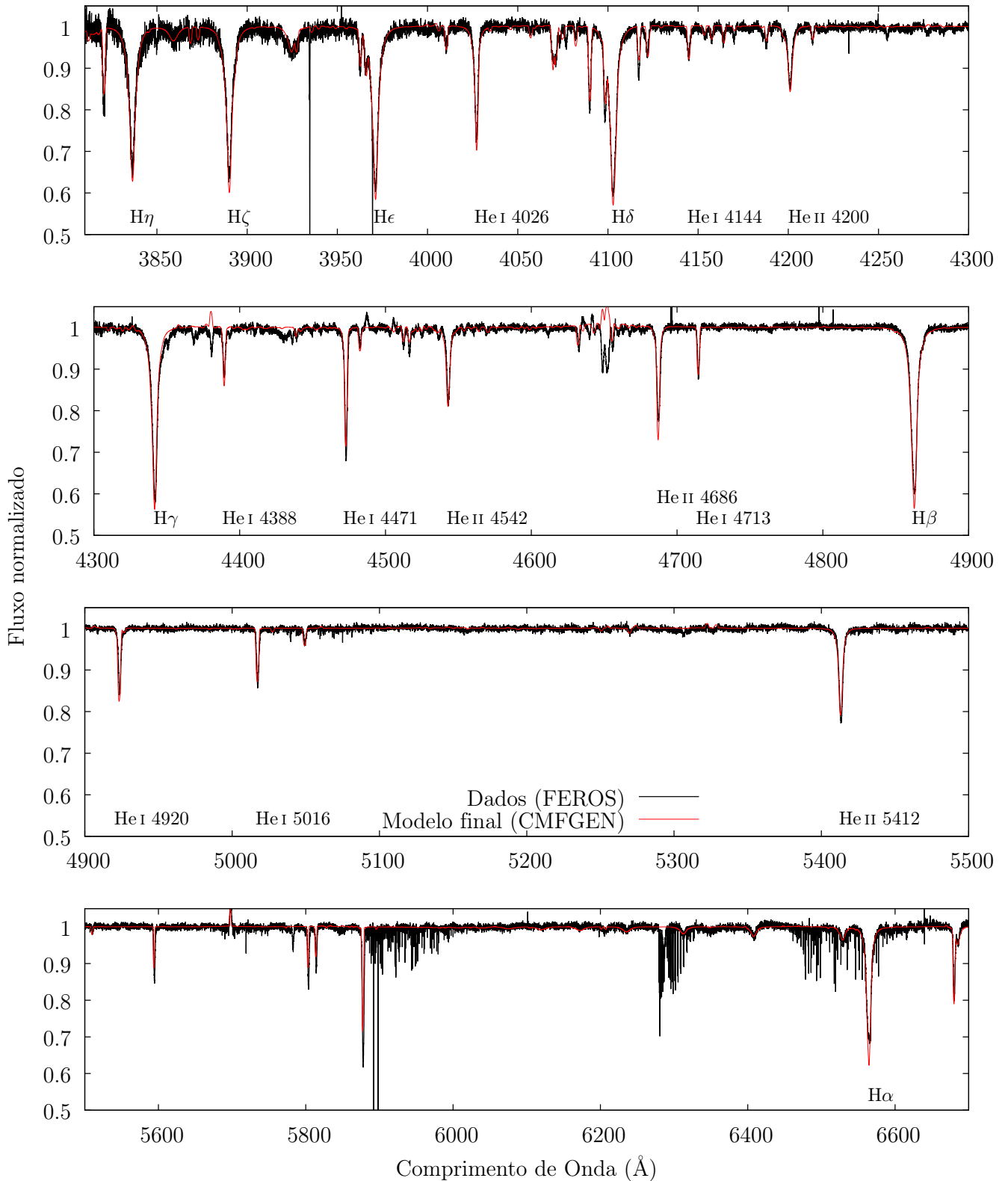


Figura 3.16: Idem à figura anterior, mas para **HD 135591**.

3.2 Análise no ultravioleta versus óptico: comparação com \dot{M} teóricas

Pelo fato de existir uma grande quantidade de linhas na região do ultravioleta — majoritariamente linhas fotosféricas formadas por íons de ferro — apresentamos, na Figura 3.17, o cálculo da discrepância relativa (conforme a Equação 2.8) do nosso modelo final para a estrela HD 218195. Esse é o modelo final obtido exclusivamente através da análise do ultravioleta. Por questão de completude, mostramos, no Apêndice C, as discrepâncias relativas para a modelagem via ultravioleta de toda a amostra. Em todas essas figuras, estão demarcados os valores de discrepância relativas de 25% (linha pontilhada preta) e 50% (linha sólida preta). Ressaltamos que a modelagem das linhas de ferro no ultravioleta é particularmente complexa, por conta de precisarmos determinar a temperatura efetiva a partir da análise, conjuntamente, dessas diversas linhas espectrais. Também recordamos que a determinação da taxa de perda é obtida a partir do compromisso de modelarmos bem, de forma conjunta, as intensidades das linhas produzidas por Si IV e C IV no ultravioleta.

Nossos modelos finais ajustam bem as diversas linhas nas regiões do ultravioleta e óptico para a amostra inteira, tendo-se em vista as linhas diagnósticos utilizadas para a determinação dos parâmetros físicos da amostra. A nossa modelagem possui qualidade equiparável à realizada na literatura para estrelas de tipo O (e.g., Repolust et al. 2004; Martins et al. 2005b; Marcolino et al. 2009; Mahy et al. 2015; Puebla et al. 2016). Frisamos que um ajuste espectral perfeito desde o ultravioleta até o óptico é elusivo, tendo-se em vista as complexidades envolvidas na modelagem, como a quantidade de espécies atômicas e tratamento do fluido em expansão na situação não-ETL. A partir das discrepâncias relativas no Apêndice C, chamamos a atenção ao fato da modelagem apresentar boa homogeneidade para a amostra, no sentido de que existem padrões nos valores de discrepâncias relativas para a amostra como um todo.

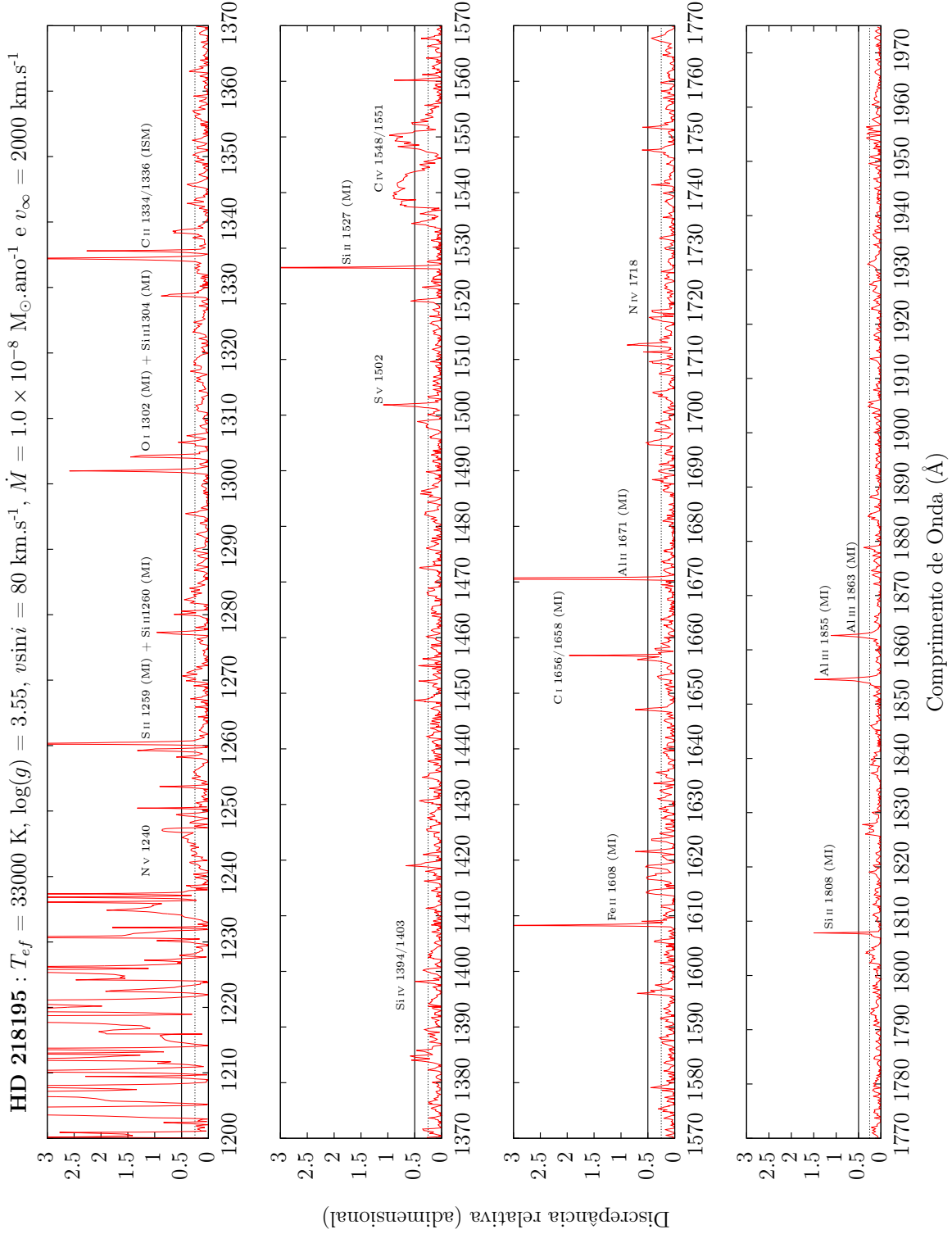


Figura 3.17: Extraída do Apêndice C. Cálculo da discrepância relativa para **HD 218195** na região do ultravioleta. Estão indicadas as linhas formadas no meio interestelar (denotadas por MI) e na região do vento estelar. As discrepâncias para as demais estrelas estão no Apêndice C.

Lembramos abaixo os diagnósticos utilizados para a derivação dos parâmetros físicos da amostra — através do ultravioleta e óptico:

- (i) Aceleração gravitacional superficial: inclinação das asas das linhas de série de Balmer ($H\gamma$, $H\beta$, $H\delta$, e $H\alpha$).
- (ii) Temperatura efetiva: intensidades das linhas de Fe III ($\approx 1800\text{--}1975 \text{ \AA}$), Fe IV ($\approx 1500\text{--}1800 \text{ \AA}$), Fe V ($\approx 1300\text{--}1500 \text{ \AA}$). Pela região do óptico, através das intensidades das linhas de He I e He II. Na região do ultravioleta, as linhas de Fe III-V foram mais úteis para a determinação da temperatura efetiva.
- (iii) Velocidade de rotação projetada: larguras das linhas de Fe III-IV-V no ultravioleta. Na região do óptico, através das larguras de linhas produzidas por íons de metais (carbono, nitrogênio, oxigênio e silício) em conjunto com as larguras das linhas de He I.
- (iv) Taxa de perda de massa: intensidades das linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$
- (v) Velocidade terminal: parte mais azul em absorção das linhas de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$.

Discutiremos a seguir sobre as características espectrais que não foram bem reproduzidas, de maneira sistemática, pela nossa análise:

- (i) Perceba, pela Figura 3.17, que as maiores discrepâncias relativas estão associadas a linhas criadas por metais de baixa ionização na região do meio interestelar, sendo esse padrão sistematicamente verificado para todas as estrelas. Baseamos-nos primariamente no atlas espectral de Dean & Bruhweiler (1985) para a identificação dessas linhas do meio interestelar, que estão listadas a seguir:

Si II $\lambda 1259$, Si II $\lambda 1260$, O I $\lambda 1302$, Si II $\lambda 1304$, C II $\lambda 1334$, C II $\lambda 1306$, Si II $\lambda 1527$, Fe II $\lambda 1608$, C I $\lambda 1656$, C I $\lambda 1657$, C I $\lambda 1658$, Al II $\lambda 1657$, Si II $\lambda 1808$, Al III $\lambda 1855$ e Al III $\lambda 1863$.

De forma mais notável, pelas Figuras 3.1 até 3.9, encontramos forte absorção produzida por H I no meio interestelar. Essas bandas, em torno de 1215 \AA ,

são criadas pela transição em $\text{Ly}\alpha$, haja vista o efeito Doppler da radiação proveniente das nuvens de H I do meio interestelar, que se encontram a diferentes velocidades radiais.

- (ii) Os modelos finais não conseguem reproduzir bem a linha de $\text{N V } \lambda 1240$. Entretanto, a modelagem dessa linha é mais sensível aos efeitos produzidos por incertezas nas abundâncias químicas e no fluxo de raios-X. Na Figura 3.18, comparamos o comportamento dessas linhas, em conjunto com as linhas de Si IV e C IV , frente à variação no fluxo de raios-X — variação de 3% em $\log(L_X/L_{\text{BOL}})$. Perceba que a linha de $\text{N V } \lambda 1240$ é criticamente sensível às incertezas no fluxo de raios-X, em comparação com as demais linhas. Além do mais, recordamos que essa linha não apresenta variações significativas frente à variação na taxa de perda de massa (no regime de parâmetros tipicamente derivados para a amostra) em comparação com as linhas de Si IV e C IV .
- (iii) Não reproduzimos bem a parte em emissão das linhas de $\text{C IV } \lambda\lambda 1548, 1551$. Para tentarmos explicar essa característica, desenvolvemos análises tratando de efeitos produzidos pela estrutura de velocidade e abundância química. Discutimos sobre essas análises, respectivamente, na Seção 3.3 e 3.7.
- (iv) No geral, os modelos finais (temperatura efetiva via óptico) não reproduzem bem as linhas de $\text{C III } \lambda 4647\text{-}4650\text{-}4651$. Para HD 105627 e HD 116852 essas linhas mal são reproduzidas pelos modelos. Já para HD 36861 e HD 133591, tais linhas se encontram em emissão (enquanto os dados as mostram em absorção). Frisamos que a modelagem dessas linhas é notoriamente incerta na literatura de estrelas de tipo O, devido à falta de dados atômicos robustos para essas transições, o que torna essas linhas indesejáveis para uma análise da abundância química de carbono (veja, e.g., Martins & Hillier 2012).

HD 36861: $T_{ef} = 33500$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 75$ km.s⁻¹, $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8}$ M_⊙.ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2000$ km.s⁻¹

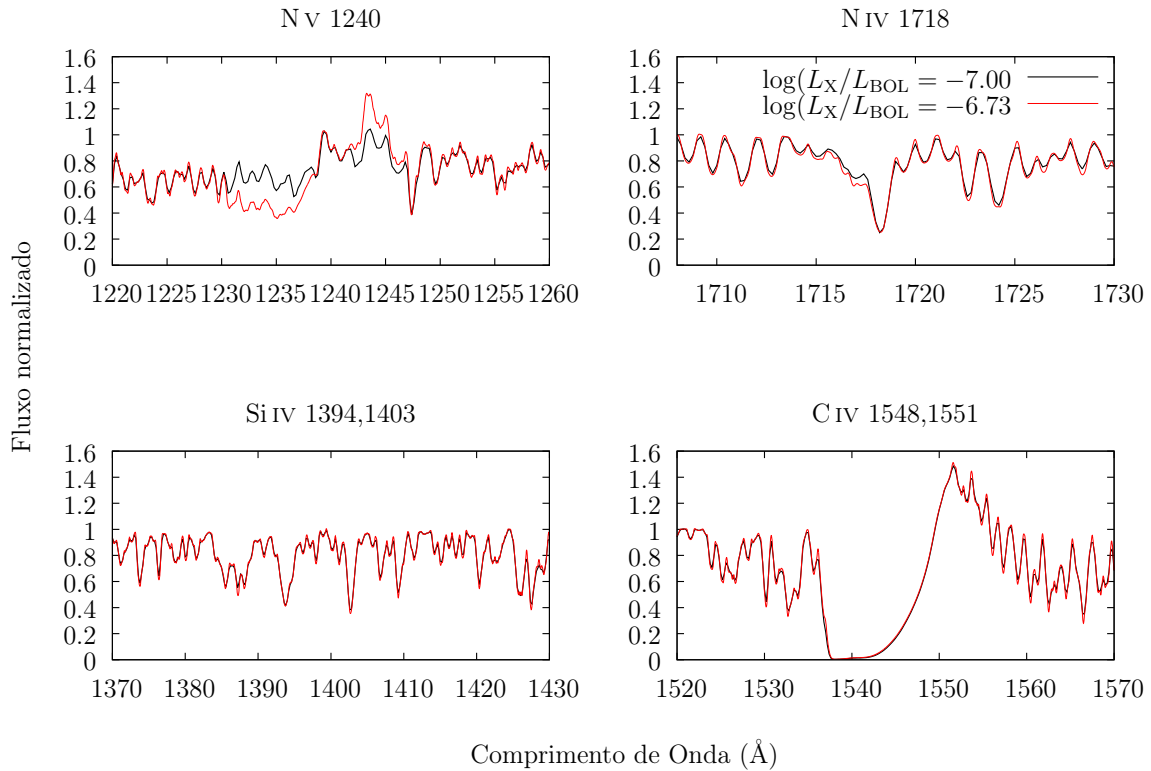


Figura 3.18: Comparação entre 2 modelos com variação somente no fluxo de raios X, para as linhas formadas no vento que se encontram na região do ultravioleta. Modelo com $\log(L_X/L_{BOL}) = -7.00$ (linha preta) e $\log(L_X/L_{BOL}) = -6.73$ (linha vermelha). Note o efeito produzido por raios-X em N V $\lambda 1240$.

Para as 7 estrelas com dados no óptico, encontramos um bom acordo na derivação dos parâmetros fotosféricos a partir das regiões do ultravioleta e óptico. Os valores adotados para a aceleração gravitacional se mostraram consistentes após a análise das inclinações das asas da série de Balmer. De forma mais importante para o nosso trabalho, as temperaturas efetivas derivadas pelo ultravioleta e óptico mostram-se bastante consistentes para essas 7 estrelas. De fato, para 2 objetos — HD 105625 e HD 115455 — os valores nominais para as temperaturas efetivas são os mesmos. Encontramos o caso mais crítico para HD 36861, onde verifica-se uma discrepância de 1500 K entre o ultravioleta e óptico (T_{ef} UV = 33500 K e T_{ef} óptico = 35000 K). Entretanto, mesmo para essa estrela, as temperaturas efetivas via ultravioleta e óptico são compatíveis, considerando-se as suas barras de erro (tanto pelo ultravioleta quanto pelo óptico).

Apresentamos, na Figura 3.19, um diagrama com os resultados para T_{ef} , a fim de compararmos os resultados obtidos para a temperatura efetiva derivada pelo ultravioleta e óptico. Encontramos que a temperatura efetiva via ultravioleta e óptico é consistente para todas as 7 estrelas. Note, que no geral, as barras de erro da análise via óptico são menores do que as obtidas pelo ultravioleta: o valor médio das barras de erro pelo ultravioleta é ≈ 2350 K, enquanto pelo óptico é ≈ 1690 K. De fato, uma das maiores motivações para realizarmos a análise fotosférica no óptico era podermos derivar as temperaturas efetivas por essa região, dado que o óptico nos permite uma análise mais precisa e acurada por conta das linhas de He I-II. Perceba que necessitamos aumentar a temperatura efetiva (≈ 500 - 1000 K) para 4 dentre os 7 objetos, através da análise das linhas de H I-II, mesmo estando essas discrepâncias dentro das barras de erro em T_{ef} . Existem trabalhos (e.g., Bianchi & Garcia 2002) que obtêm temperaturas efetiva via ultravioleta significativamente menores (≈ 6000 K) do que as derivadas a partir da região do óptico, entretanto essas discrepâncias devem-se ao fato dessas temperaturas efetivas via óptico serem obtidas a partir de modelos de atmosferas que incluem somente hidrogênio e hélio. Em resumo, os nossos resultados evidenciam que a análise da temperatura efetiva é viável puramente através do ultravioleta. Isso está em acordo com as demais determinações de temperatura efetiva (via ultravioleta e óptico) para estrelas O, através de modelos computados pelo CMFGEN (e.g., Hillier et al. 2003; Martins et al. 2005b)

Para além da determinação da temperatura, outro ponto importante quanto à análise no óptico se refere à linha $H\alpha$. Essa é a principal linha diagnóstica, na região do óptico, para a taxa de perda de massa de estrelas de alta massa⁵.

⁵A linha de He II $\lambda 4686$ é utilizada como um indicador auxiliar à $H\alpha$.

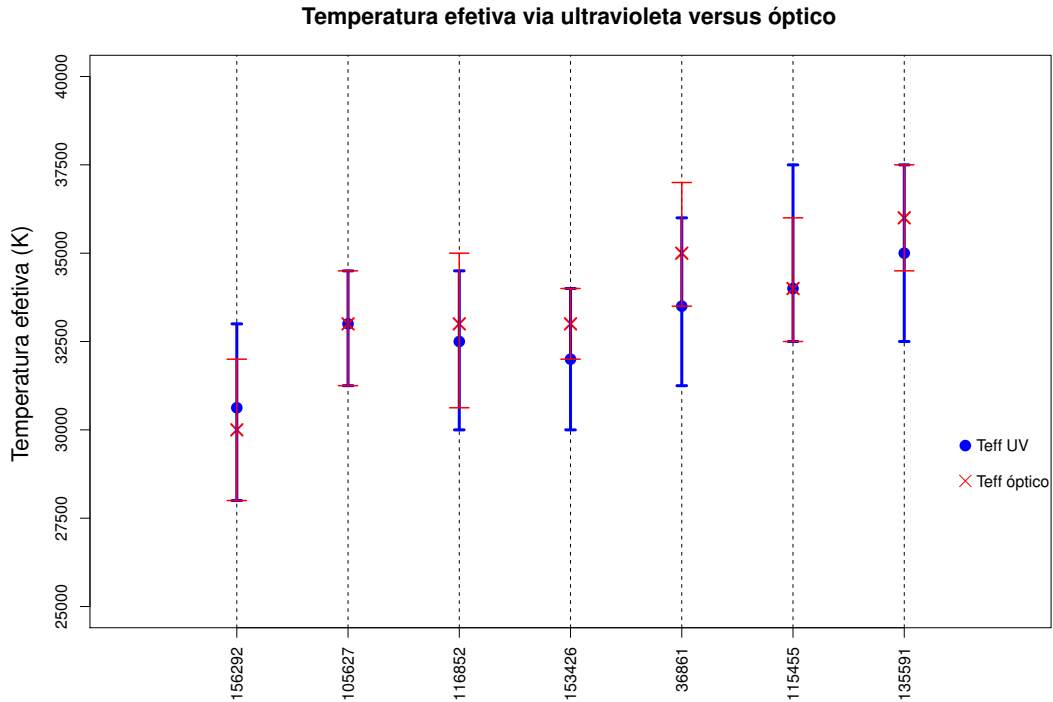


Figura 3.19: Comparação entre as determinações da temperatura efetiva via ultravioleta (pontos em azul) e óptico (cruzes em vermelho), com as suas barras de erro. Perceba que os resultados são compatíveis para toda a amostra (estrelas com dados no óptico).

Na Figura 3.20 a 3.22 mostramos a comparação dos nossos modelos finais (temperatura efetiva via ultravioleta) com os modelos computados considerando-se as taxas de perda de massa via hidrodinâmica (\dot{M}_{Vink}) — para as linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$. Na Figura 3.23 até 3.24, mostramos essa mesma comparação (com temperatura efetiva via óptico) para a linha de $H\alpha$. Para essas comparações em $H\alpha$, além dos modelos com as perdas de massa derivadas para cada estrelas, também estão os modelos correspondentes ao limite superior e inferior da perda de massa. À parte da taxa de perda de massa, todos esses modelos possuem os mesmos parâmetros. Os modelos na Figura 3.20 até 3.22 possuem os valores para a temperatura efetiva determinados pelo ultravioleta, enquanto na Figura 3.23 a 3.24 as temperaturas efetivas são derivadas pela análise do óptico. Ressaltamos que existe consistência para a determinação da temperatura efetiva via ultravioleta e óptico.

Primeiramente, note que os modelos com as perdas de massa teóricas produzem,

de forma sistemática, linhas de Si IV que são explicitamente discrepantes aos dados. Mesmo para HD 116862 — a única estrela da amostra onde as linhas de Si IV encontram-se sob a forma de P-Cygni — o modelo com \dot{M}_{Vink} produz essas linhas significativamente mais intensas ao perfil P-Cygni observado. Para as linhas de C IV, encontramos essa discrepância para \dot{M}_{Vink} nos objetos que não apresentam tal perfil saturado — HD 156292, HD 24431, HD 105627 e HD 153426.

Quanto às linhas de H α , verificamos uma concordância parcial entre as perdas de massa derivadas (via ultravioleta) e a modelagem dessas linhas. Conseguimos ajustar bem os perfis de H α para HD 156292 e HD 105627. Para HD 116852 e HD 135591, os limites superiores das perdas de massa reproduzem H α . Entretanto, quanto à HD 153426, HD 36861 e HD 115455, os modelos finais não ajustam H α . Também percebemos que os modelos com os valores teóricos para a perda de massa explicitamente não conseguem reproduzir as linhas de H α para essas 7 estrelas: para todos os casos, os modelos produzem perfis em emissão, enquanto todos os dados mostram H α em absorção.

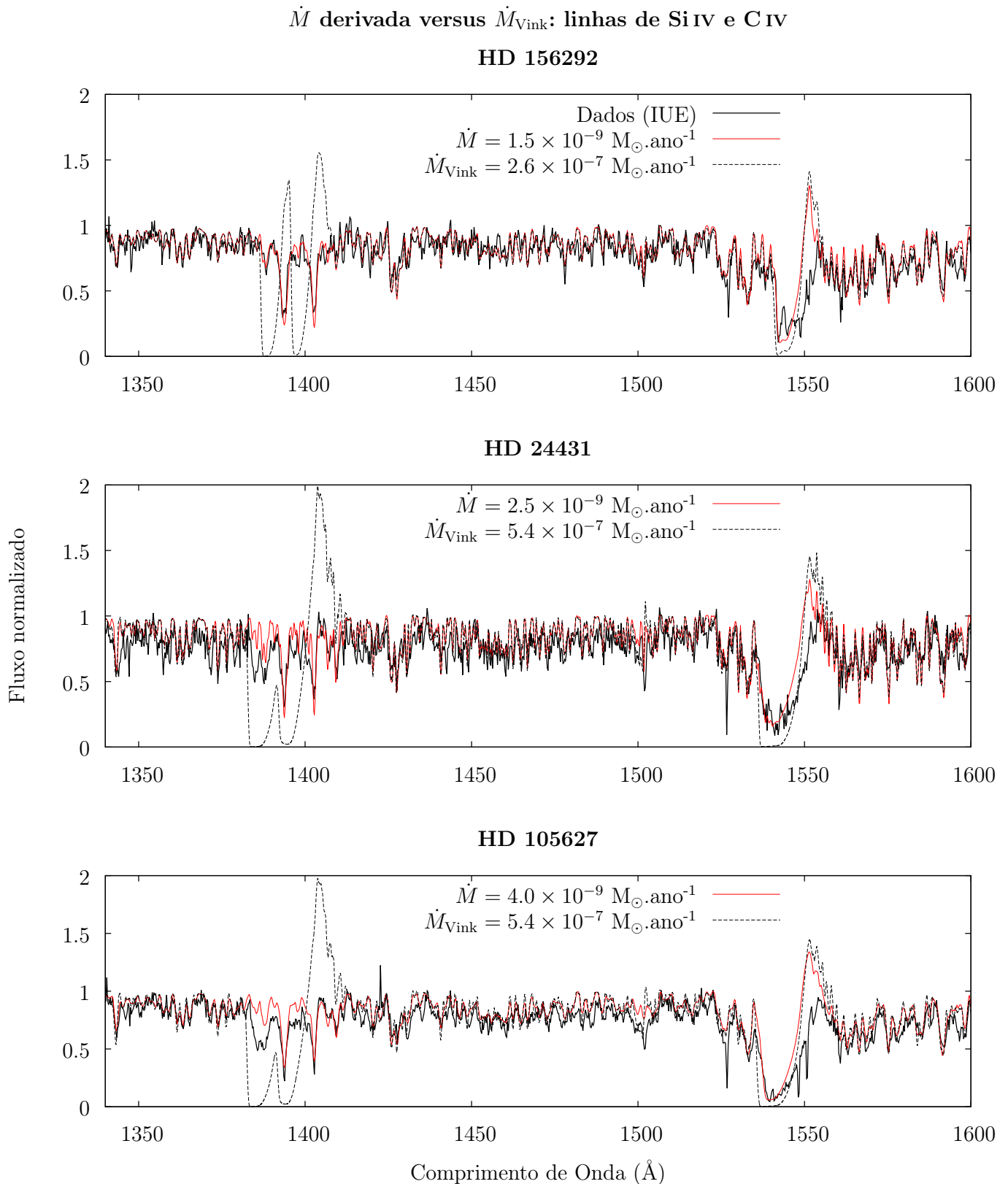


Figura 3.20: Comparação entre o nosso modelo final (linha sólida vermelha) e o modelo computado com a perda de massa teórica — denotada por \dot{M}_{Vink} (linha tracejada preta) — na região de $\approx 1350 - 1600 \text{ \AA}$, onde encontramos as linhas diagnóstico para a perda de massa. A temperatura efetiva é determinada via ultravioleta. Os dados IUE estão em linha sólida preta. Nesta figura mostramos a comparação para **HD 156292**, **HD 24431** e **HD 105627**. Perceba a discrepância notável entre os modelos para a linha de Si IV. Também há discrepância para C IV nas estrelas que não possuem tais linhas saturadas.

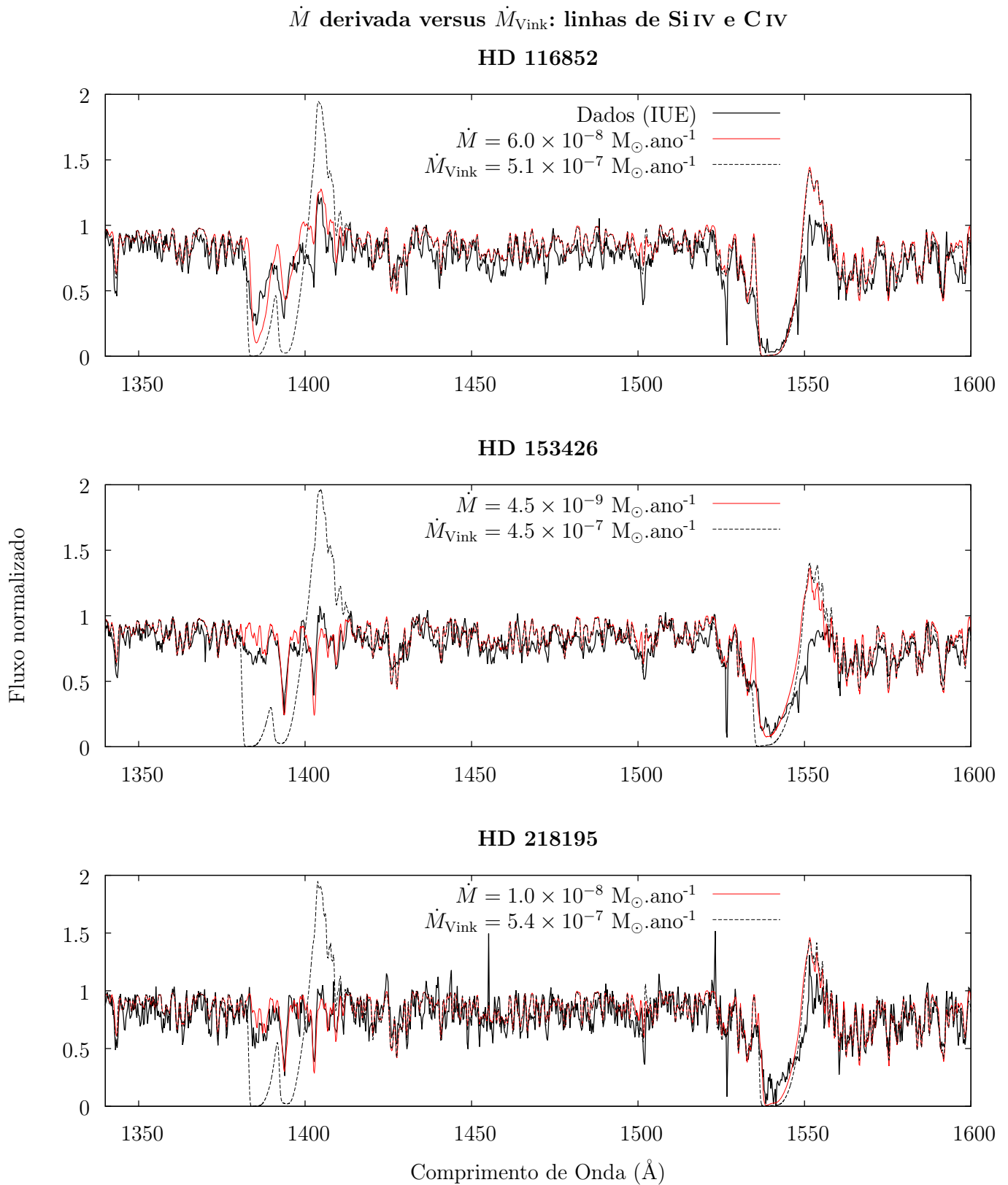


Figura 3.21: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**, **HD 153426** e **HD 218195**.

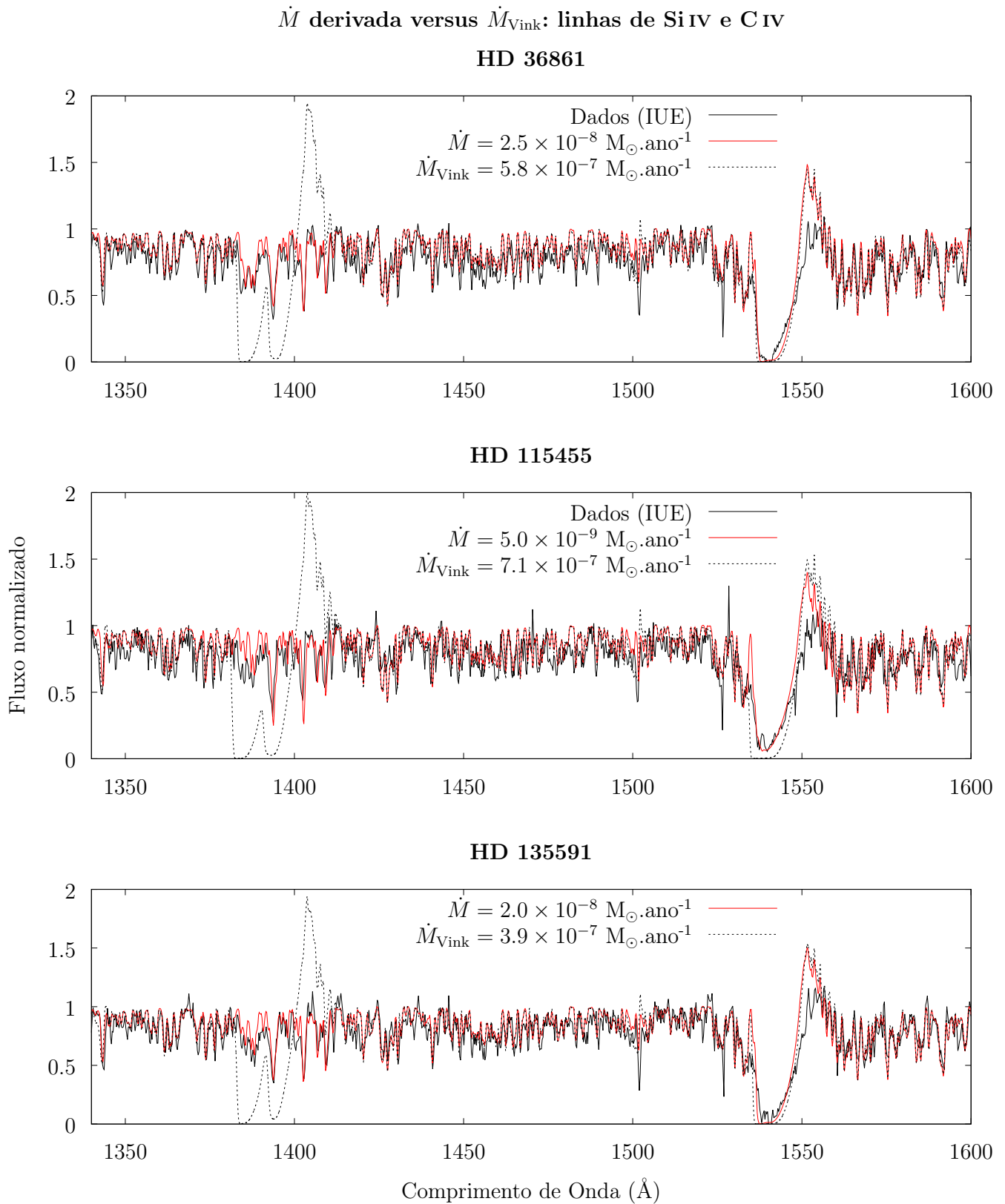
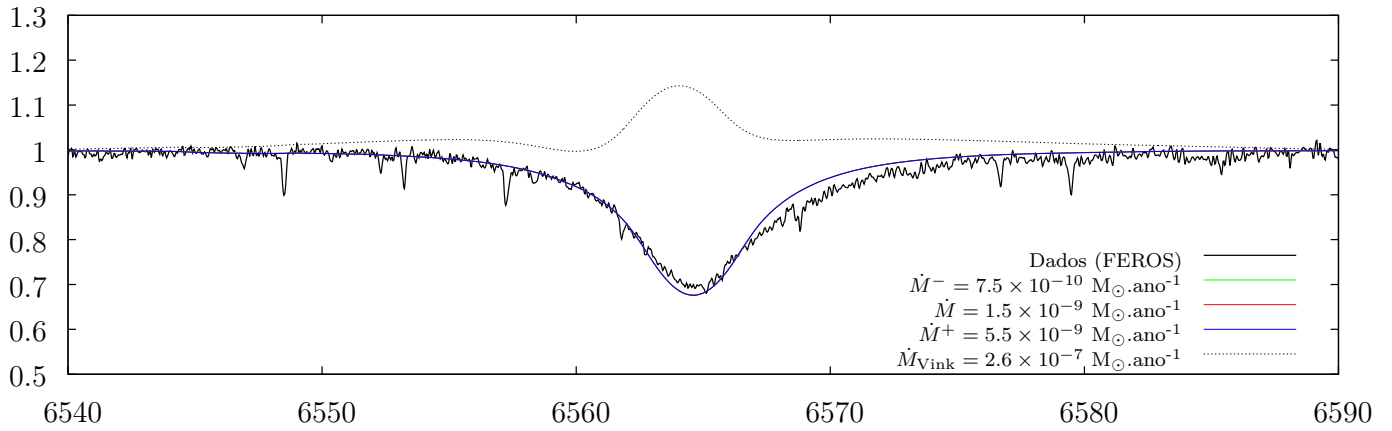


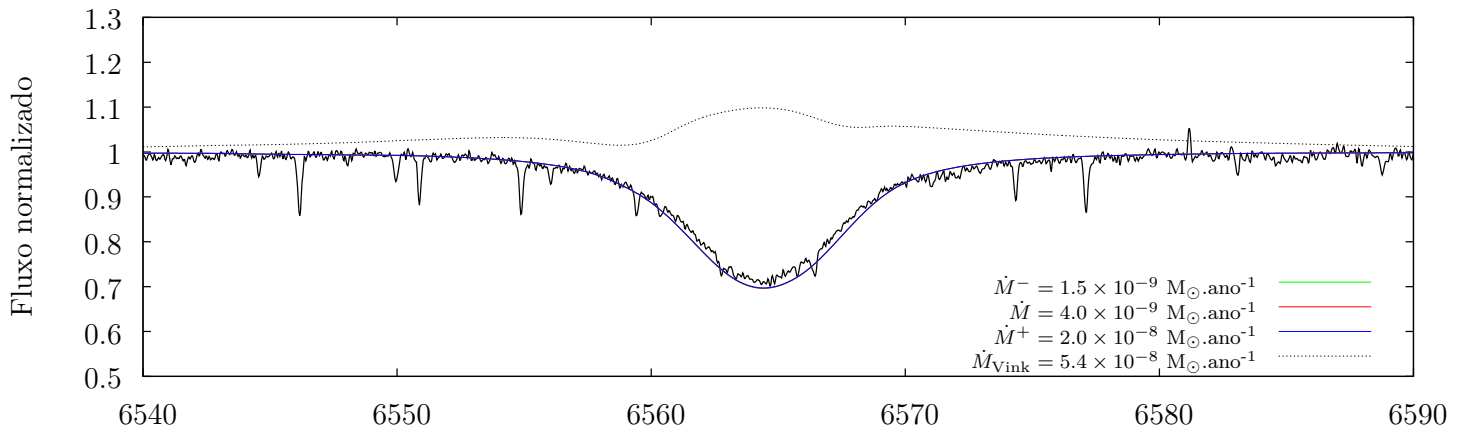
Figura 3.22: Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**, **HD 115455** e **HD 135591**.

\dot{M} derivada (e barras de erro) versus \dot{M}_{Vink} : linha de H α

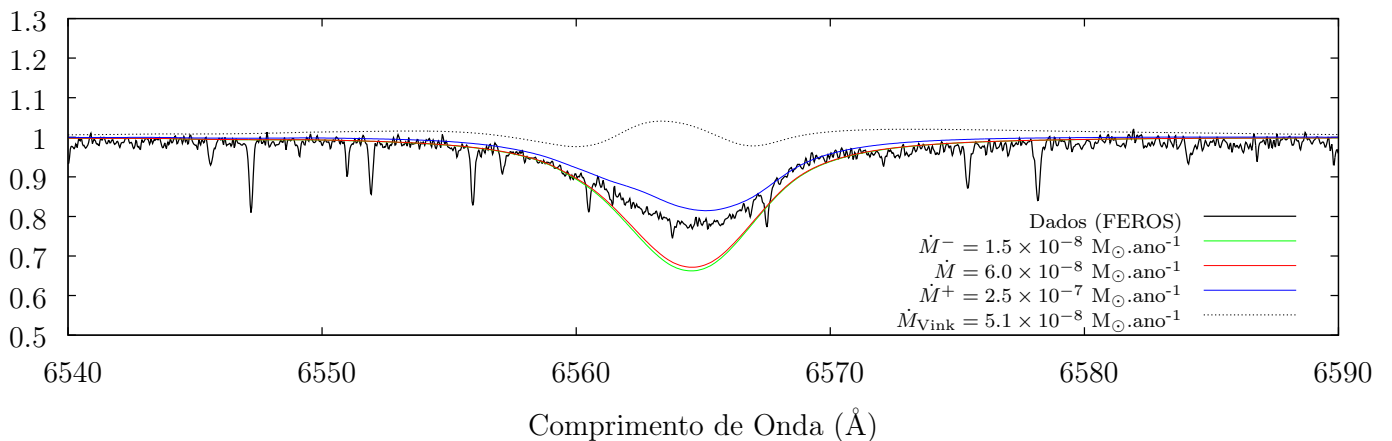
HD 156292



HD 105627



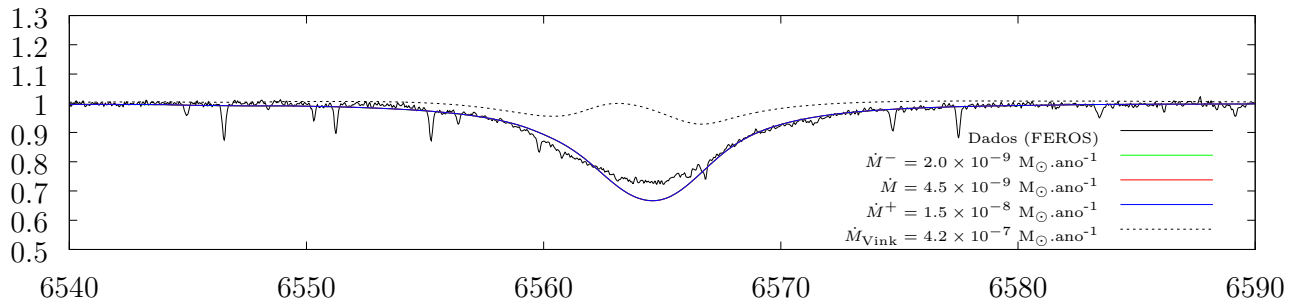
HD 116852



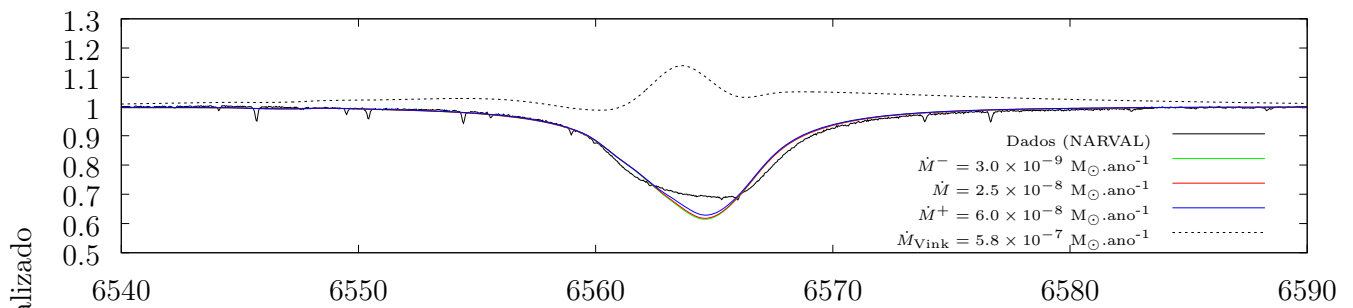
Comprimento de Onda (Å)

Figura 3.23: Comparação entre o nosso modelo final (perda de massa via ultravioleta, em linha sólida vermelha) e o modelo computado com a perda de massa teórica — denotada por \dot{M}_{Vink} (linha tracejada preta) — para a linha de H α . Também mostramos os modelos correspondentes às barras de erro determinadas para a taxa de perda de massa (limite superior denotado por \dot{M}^+ e inferior por \dot{M}^-). A temperatura efetiva é derivada via óptico. Os dados no óptico estão em linha sólida preta. Nesta figura mostramos a comparação para **HD 156292**, **HD 105627** e **HD 116852**. Note que todos os modelos com as perdas de massa teóricas produzem H α em emissão.

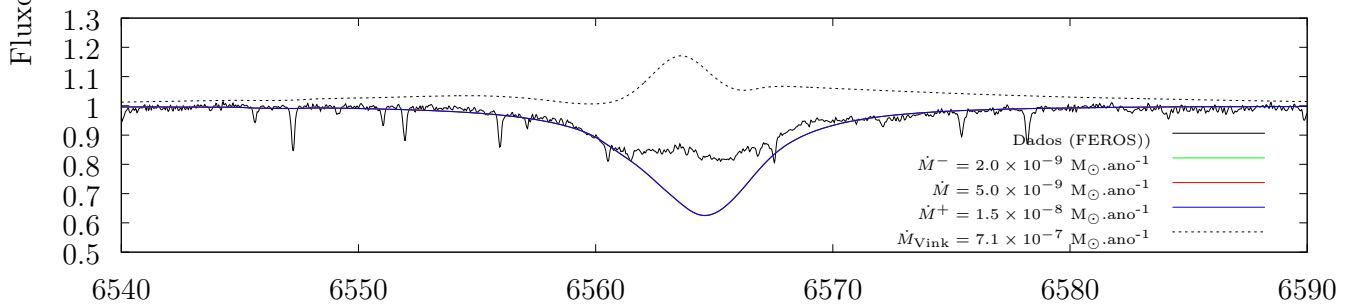
\dot{M} derivada (e barras de erro) versus \dot{M}_{Vink} : linha de H α
HD 153426



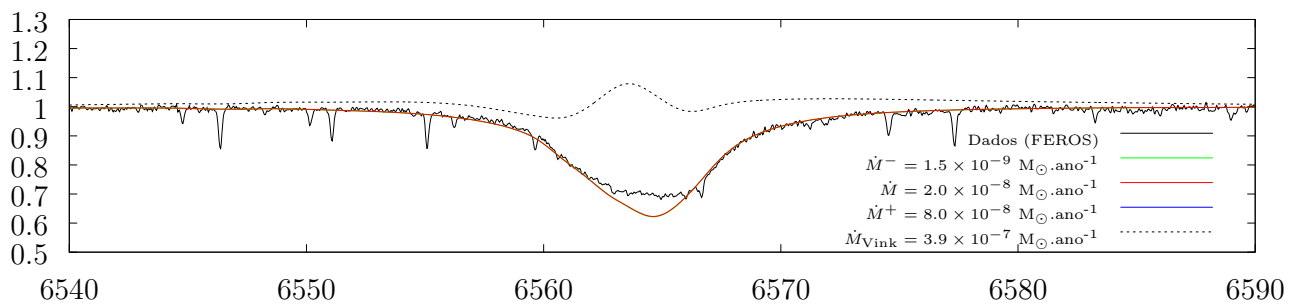
HD 36861



HD 115455



HD 135591



Comprimento de Onda (\AA)

Figura 3.24: Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**, **HD 36861**, **HD 115455** e **HD 135591**.

Já na Figura 3.25, mostramos a comparação em $H\alpha$ entre modelos computados com diferentes valores de perda de massa para as estrelas HD 156292 e HD 116852, que apresentam valores extremos, dentre a nossa amostra, quanto à determinação da taxa de perda de massa. A estrela HD 156292 possui $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, enquanto HD 116852 possui $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Frisamos que esses modelos possuem os demais parâmetros fixados (temperatura efetiva via óptico). Nessa figura estão, novamente, as perdas de massa determinadas (valores nominais e barras de erro) e as perdas de massa teóricas para HD 156292 e HD 116852.

Percebemos que a estrela HD 116852 encontra-se no caso onde o limite superior da perda de massa consegue ajustar a linha de $H\alpha$. Entretanto, conseguimos um ótimo ajuste para $H\alpha$ de HD 156292, através do seu modelo final obtido pela análise do ultravioleta. Tal fato endossa a existência do problema dos ventos fracos, tanto pelo ultravioleta quanto no óptico, pois essa é a estrela com o vento de menor densidade da nossa amostra (menor taxa de perda de massa). Também note que os perfis sintéticos de $H\alpha$ apresentam mudanças significativas somente acima de $\dot{M} \sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. É importante ressaltarmos essa falha dos modelos com \dot{M}_{Vink} ($\dot{M} \approx 2.5 - 7.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para a nossa amostra) em reproduzir $H\alpha$, pois para o caso das anãs O de tipo tardio não se verifica, de forma sistemática, essa discrepância explícita (Marcolino et al. 2009). Isso potencialmente acontece pois essas estrelas possuem valores de \dot{M}_{Vink} menores do que as gigantes O tardias — são menos luminosas do que as gigantes de nossa amostra — e $H\alpha$ mostra-se sensível à variação da perda de massa somente para $\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$.

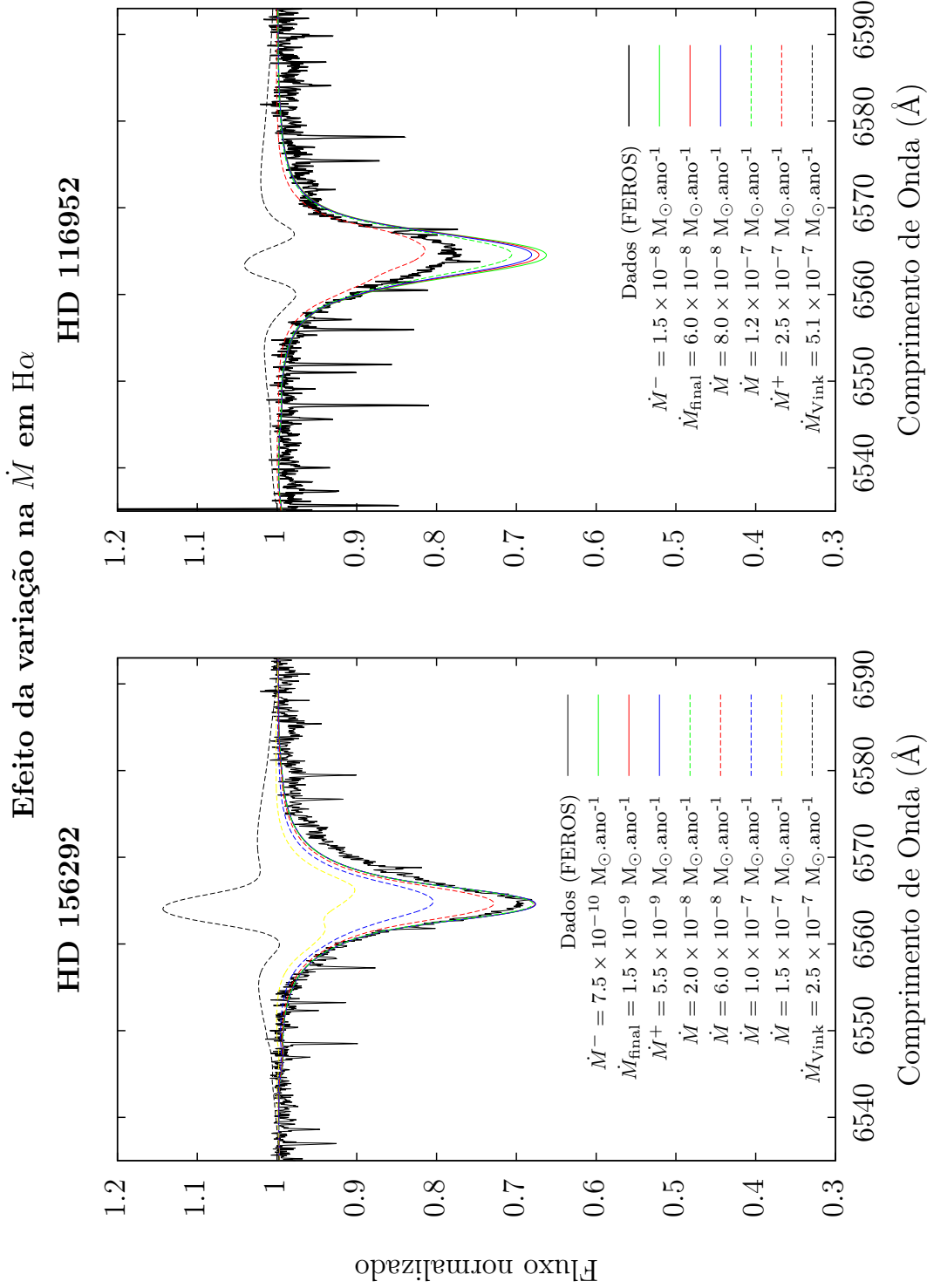


Figura 3.25: Comparação entre modelos com diferentes valores na taxa de perda de massa para **HD 156292** e **HD 116852** em $H\alpha$. Nesta figura, o modelo final é denotado por \dot{M}_{final} (linhas sólidas vermelhas) e os dados FEROS estão em linha sólida preta. Os limites superiores para a perda de massa são denotados por \dot{M}^+ (linha sólida azul para **HD 156292** e tracejada vermelha para **HD 116852**), enquanto os inferiores por \dot{M}^- (linhas sólida verdes). Os modelos com perdas de massa teóricas são denotados por \dot{M}_{Vink} (linha tracejada pretas). Perceba que os perfis de $H\alpha$ são sensíveis à variação na perda de massa para $\dot{M} \gtrsim 10^{-7} M_{\odot} \cdot \text{ano}^{-1}$.

Para efeito de exemplificação, mostramos, na Figura 3.26, os resultados obtidos por Marcolino et al. (2009) para anãs O tardias, onde o modelo com perda de massa determinada pelo ultravioleta está em linha preta e com perda de massa de Vink et al. (2000) em linha vermelha. Note que os perfis de $H\alpha$, tanto para a perda de massa derivada quanto para a teórica, encontram-se em absorção, tornando difícil uma avaliação para certos casos — por exemplo, para HD 216898.

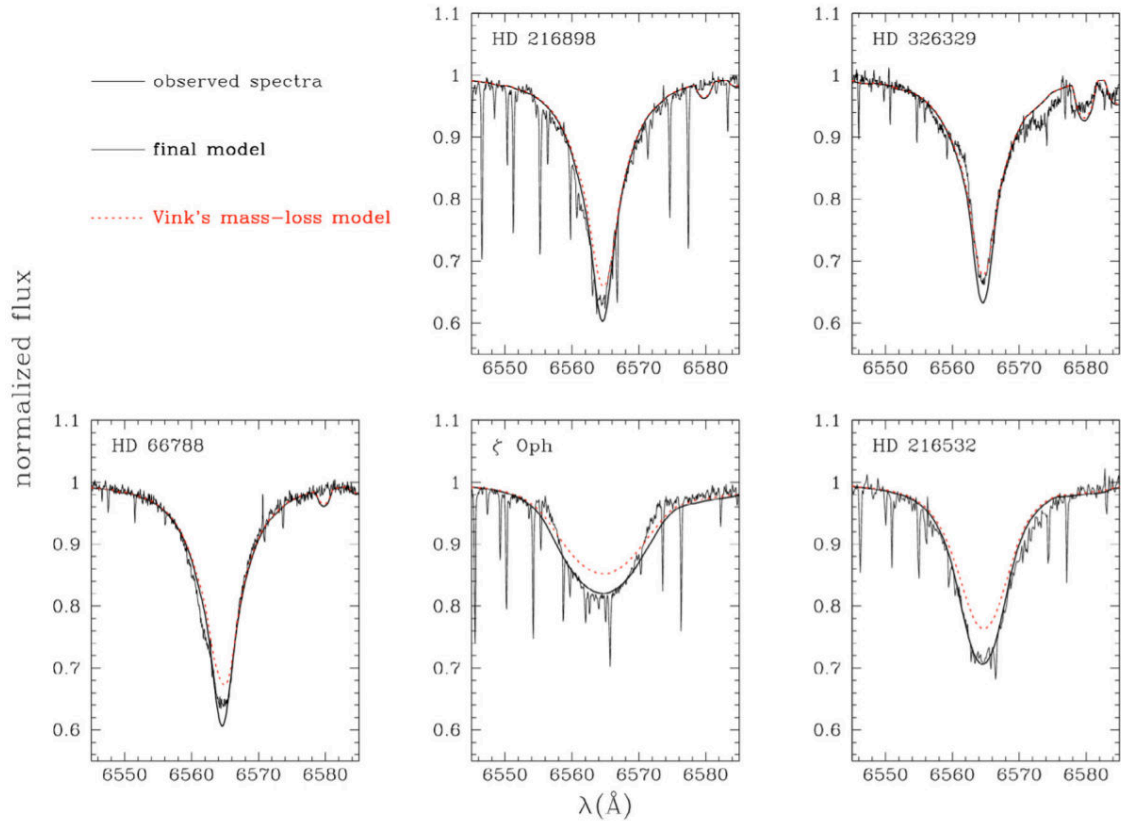


Figura 3.26: Reproduzida de Marcolino et al. (2009). Análise de anãs O de tipos O8-9.5V na região do óptico (perfis de $H\alpha$). Os modelos finais são mostrados em linha sólida preta e os modelos computados com as perdas de massa teóricas — \dot{M}_{Vink} — em linha tracejada vermelha. Todas as taxas de perda de massa foram determinadas via ultravioleta. Perceba que somente para 2 estrelas (ζ Ophiuchi e HD 216532) é possível diferenciarmos claramente, considerando-se a incerteza na normalização do contínuo, a modelagem provida pelo modelo final de Marcolino et al. (2009) e pelo modelo com \dot{M}_{Vink} .

Desta forma, conseguimos invalidar, de forma sistemática, os valores teóricos para as taxas de perda de massa da nossa amostra. Tanto através da análise pelo ultravioleta (Si IV e C IV), quanto pelo óptico ($H\alpha$).

Por fim, desenvolvemos uma análise detalhada para a determinação da taxa de perda de massa da estrela onde verifica-se a maior discrepância do nosso modelo

final em $H\alpha$ — HD 115455. Na Figura 3.27, apresentamos 9 modelos com diferentes valores para a perda de massa: $\sim 10^9 - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Os demais parâmetros físicos são os mesmos (temperatura efetiva derivada via óptico). O modelo com \dot{M} pelo ultravioleta ($\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) está em linha sólida vermelha. Encontramos que $H\alpha$ de HD 115455 é melhor reproduzido pelo modelo com $\dot{M} = 2.9 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, existindo assim uma discrepância por um fator ≈ 60 em relação à taxa de perda de massa derivada pelo ultravioleta. De forma mais crítica, também necessitamos realizar a determinação da perda de massa via $H\alpha$ para HD 153426 e HD 36861, entretanto, ressaltamos que HD 115455 é a estrela mais luminosa da região H II chamada de RCW 75.

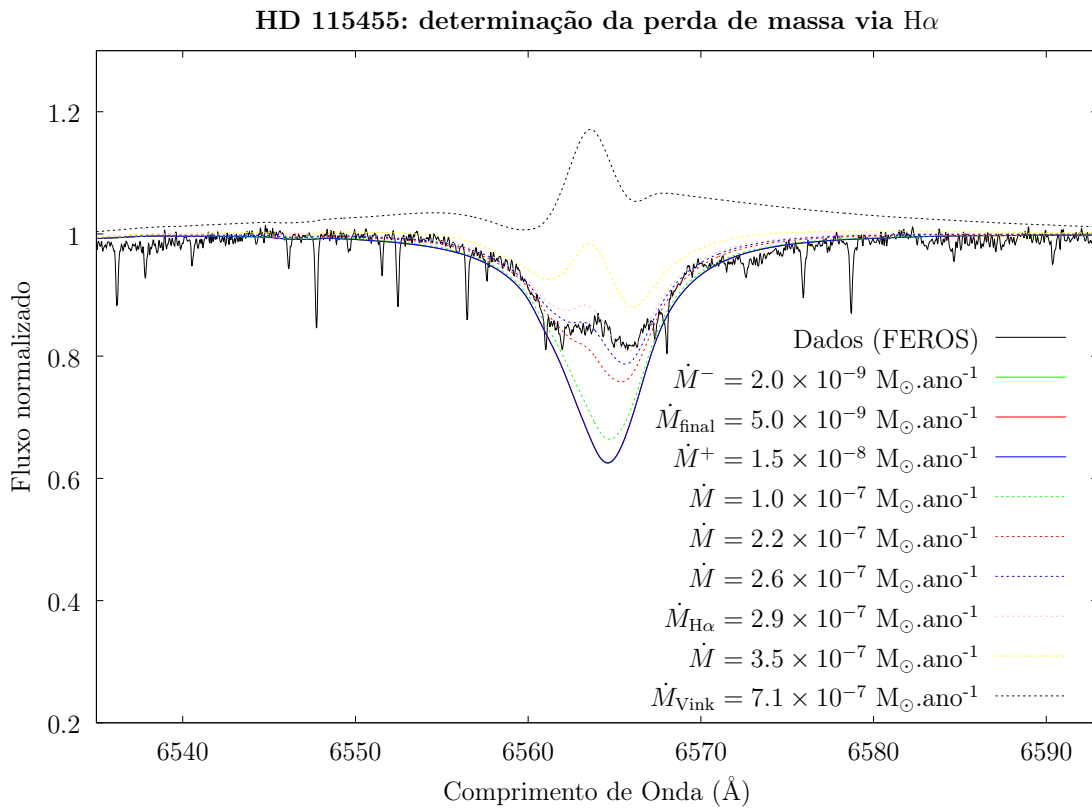


Figura 3.27: Determinação da taxa de perda de massa para **HD 115455** através da análise da linha de $H\alpha$. Os dados FEROS estão em linha sólida preta. São apresentados modelos computados para diferentes perdas de massa. O modelo com perda de massa via ultravioleta é denotado por \dot{M}_{final} (linha sólida vermelha) e limite superior por \dot{M}^- (linha sólida azul). A taxa de perda de massa determinada via $H\alpha$ é denotada por $\dot{M}_{H\alpha}$ (linha tracejada magenta). Note que esse valor é maior que o derivado pelo ultravioleta (fator ≈ 60).

Desta maneira, há a possibilidade de contaminação em $H\alpha$ observado em HD 115455, em virtude de estar em uma região H II, notando-se também que o seu perfil

$H\alpha$ não é completamente ajustado considerando-se exclusivamente variações na taxa de perda de massa em nossos modelos — não encontramos um modelo com perda de massa de forma a reproduzir a parte central da linha de $H\alpha$ em HD 115455. Para efeito de mais detalhes sobre a contaminação em $H\alpha$ de estrelas O, referenciamos o trabalho de Martins et al. (2005b).

Chamamos também a atenção ao fato da estrela HD 115455 não possuir a maior taxa de perda de massa derivada pelo ultravioleta. Outra estrela com perda de massa similar — HD 105627 ($\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) — apresenta a linha de $H\alpha$ bem ajustada pelo nosso modelo final via ultravioleta. Desta maneira, consideramos difícil sustentar que a linha de $H\alpha$ para HD 115455 seja assim observada, ao menos exclusivamente, devido à taxa de perda de massa nessa estrela. Isso está conectado ao fato de não existir uma clara correlação entre os valores para a perda de massa via ultravioleta e as discrepâncias na modelagem de $H\alpha$ — pela Figura 3.23 e 3.24, perceba como a discrepância em $H\alpha$ para o modelo final de HD 115455 é maior ($\approx 50\%$, ao centro da linha, por estimativa visual) do que a discrepância observada para HD 116852, possuindo essa última uma perda de massa (via ultravioleta) maior que de HD 115455 por um fator 12 ($\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). Para efeito de melhor visualização, mostramos na Figura 3.28, os nossos modelos finais em comparação com as linhas observados de $H\alpha$. Nessa figura os objetos estão em ordem crescente de taxa de perda de massa. Perceba que os perfis de $H\alpha$ são muito bem ajustados para as duas estrelas com menores perdas de massa (via ultravioleta) da amostra — HD 156292 e HD 105627. Note também que HD 115455 (maior discrepância) apresenta uma perda de massa maior do que HD 105627 somente por um fator ≈ 1.3 . De fato, a perda de massa para HD 115455 é “intermediária” em comparação com os valores para os demais objetos.

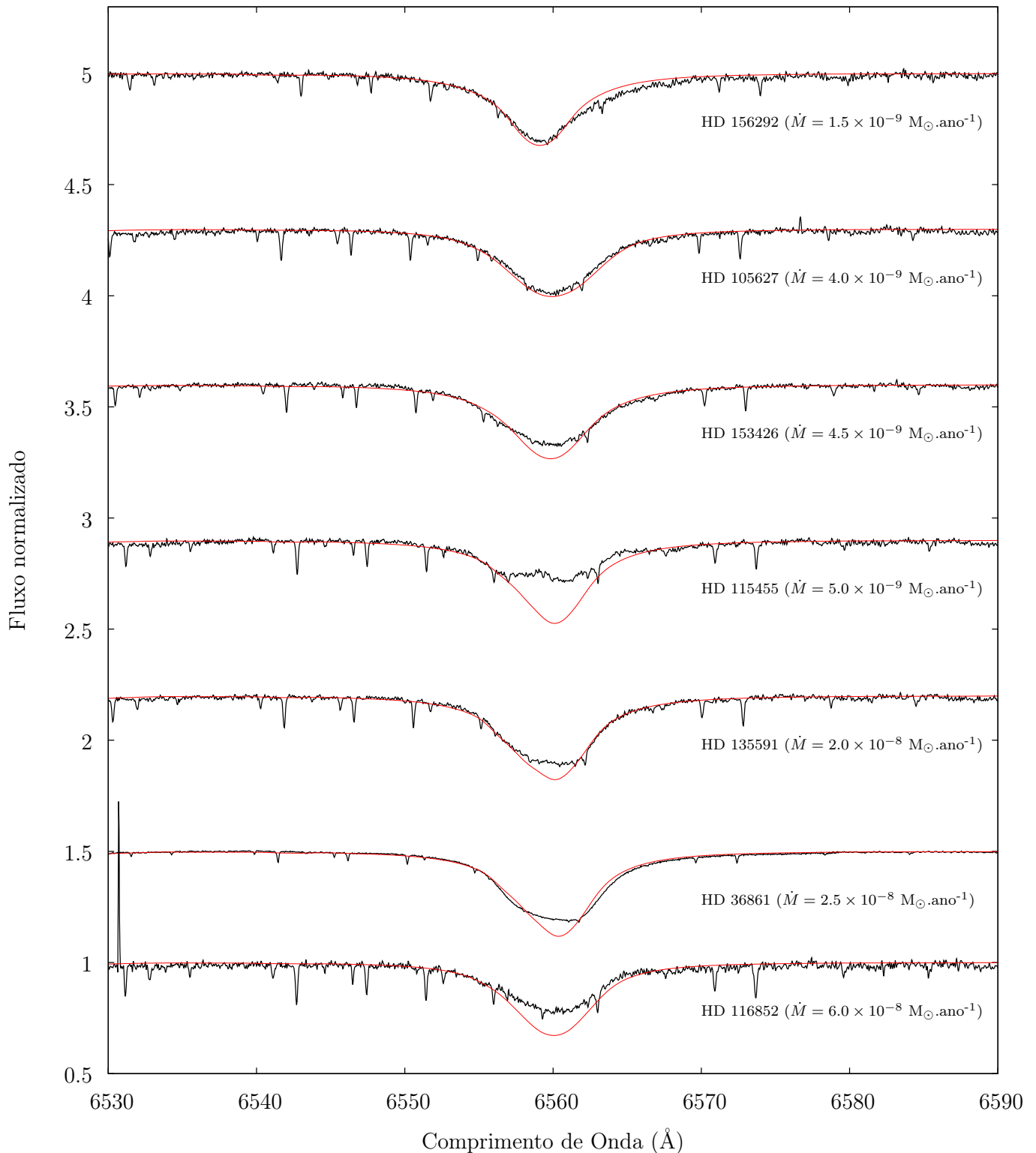
Modelo finais: perfis de $H\alpha$ 

Figura 3.28: Os modelos finais (linhas vermelhas) frente aos perfis observados de $H\alpha$ (linhas pretas). Os objetos estão apresentados em ordem crescente de perda de massa (de cima para baixo). Perceba que não há uma relação evidente entre as discrepâncias dos modelos aos dados e a taxa de perda de massa. A estrela para qual encontramos a maior discrepância possui uma perda de massa “intermediária” dentre a amostra.

3.3 Análise da lei beta de velocidade

Após derivarmos os parâmetros físicos fundamentais do vento estelar — \dot{M} e v_∞ — analisamos a estrutura de velocidade do vento, que é parametrizada na nossa modelagem pela chamada lei beta de velocidade. Assim, buscamos melhor a qualidade dos ajustes finais dos perfis P-Cygni de CIV $\lambda\lambda 1548, 1551$ — em particular quanto à modelagem da parte em emissão. Mostramos que os modelos finais apresentam, de forma sistemática para a amostra, a parte em emissão das linhas de CIV mais intensa do que os dados.

Recordamos, que pela equação de continuidade:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^2 v(r)} \quad (3.3)$$

onde a perda de massa é constante em função da distância r .

Desta forma, considerando-se a expressão para estrutura de velocidade $v(r)$ (Equação 1.3), temos que:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^2 \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta} \quad (3.4)$$

Note que o termo $\left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta$ sempre será menor do que a unidade, pois $r \geq R_*$. Assim, perceba que a densidade ρ é diretamente proporcional ao valor do parâmetro β , isto é, quanto menor o valor de β menor será, ponto a ponto, o valor da densidade do vento. Desta forma, consideramos interessante explorar regimes para o valor do parâmetro livre β , que é inicialmente adotado na nossa metodologia com $\beta = 1.0$. Isso nos permite analisar modelos com valores menores de densidade no vento e assim, verificar se conseguimos obter perfis de CIV com suas partes em emissão menos intensas.

Note que também é possível obtermos uma diminuição na intensidade da parte em emissão das linhas de CIV a partir da diminuição da taxa de perda de massa, pois $\rho(r) \propto \dot{M}$. Isso pode ser visualizado através dos nossos resultados para o limite

inferior das perdas de massa (Apêndice A). Entretanto, também percebe-se que os ajustes às partes em absorção dos perfis de C IV são, sistematicamente, destruídos. Desta maneira, concluímos que a nossa falha em modelar perfeitamente as linhas de C IV não reside em valores superestimados para a taxa de perda de massa.

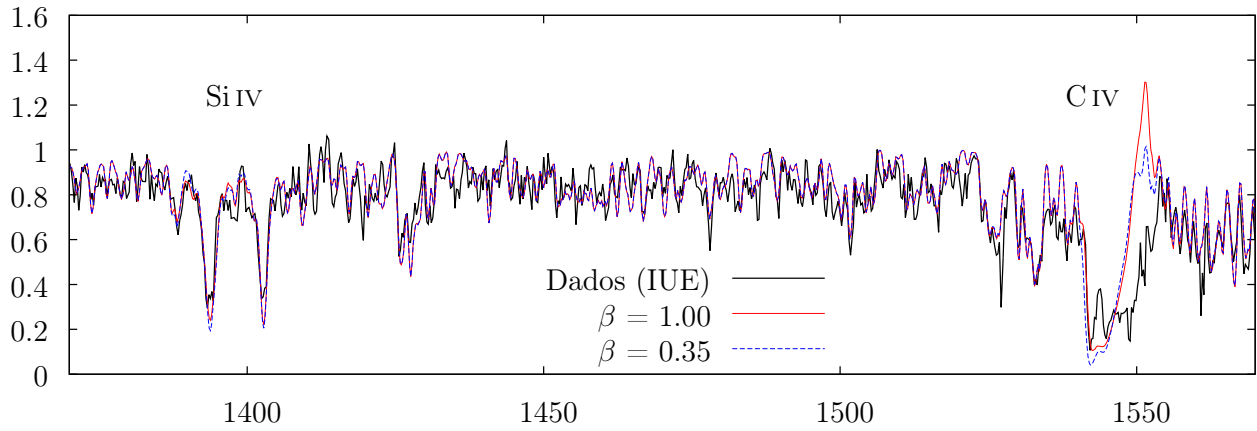
Apresentamos os resultados da análise da estrutura de velocidade na Figura 3.29 a 3.31. O modelo final ($\beta = 1.0$), para cada estrela da amostra, está em vermelho, enquanto o modelo com um menor valor de $\beta = 0.3 - 0.35$ — está em azul. Esses são os modelos finais obtidos exclusivamente através da análise do ultravioleta.

Encontramos que a parte em emissão dos perfis de C IV é melhor reproduzida por modelos considerando-se uma lei beta em torno de 0.3. Ressaltamos que esses modelos com $\beta = 0.3 - 0.35$ não mudam nossas determinações para os demais parâmetros físicos, porque somente implicam, de forma significativa⁶, quanto à parte emissão da linha de C IV. Desta forma, concluímos que a nossa amostra de gigantes O tardias possui uma estrutura de velocidade do vento melhor descrita pelo parâmetro $\beta \approx 0.3$.

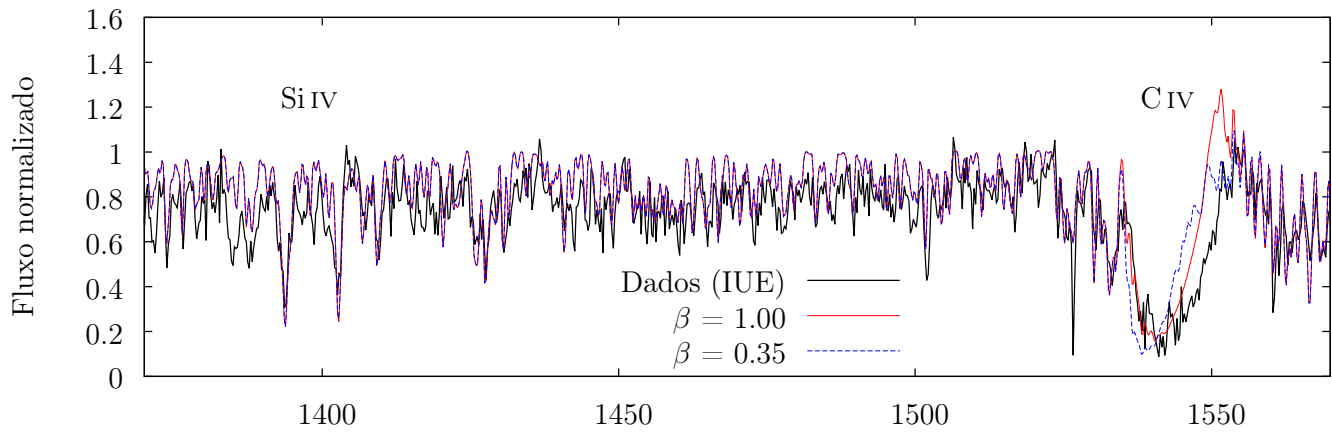
⁶Percebemos mudanças quanto à parte mais azul em absorção do perfil de C IV para HD 24431, entretanto elas são reproduzidas pelo limite superior da velocidade terminal dessa estrela. Além disso, há variação no P-Cygni de C IV para HD 116852, mas essa é reproduzida pelo limite superior derivado para a perda de massa dessa estrela.

Modelos Finais – Lei β

HD 156292



HD 24431



HD 105627

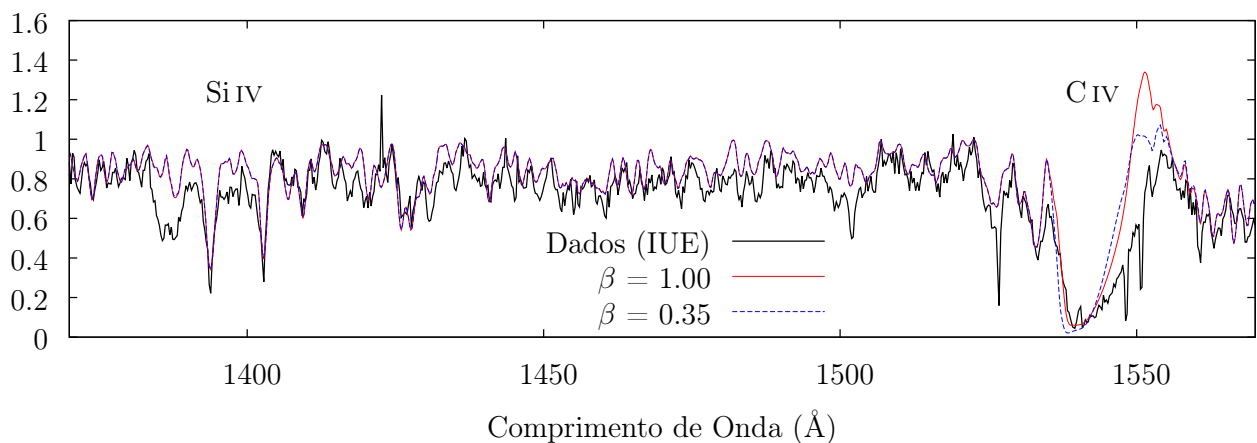
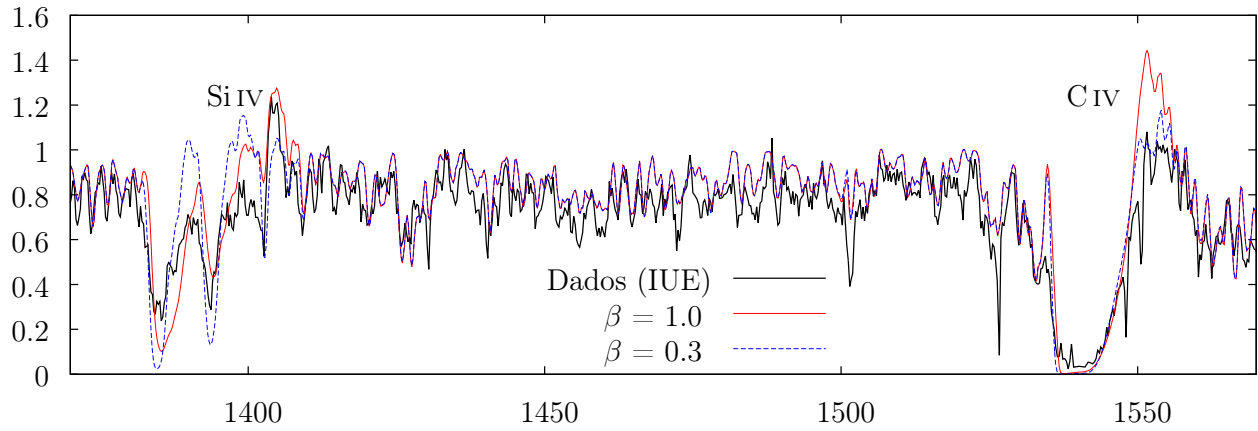


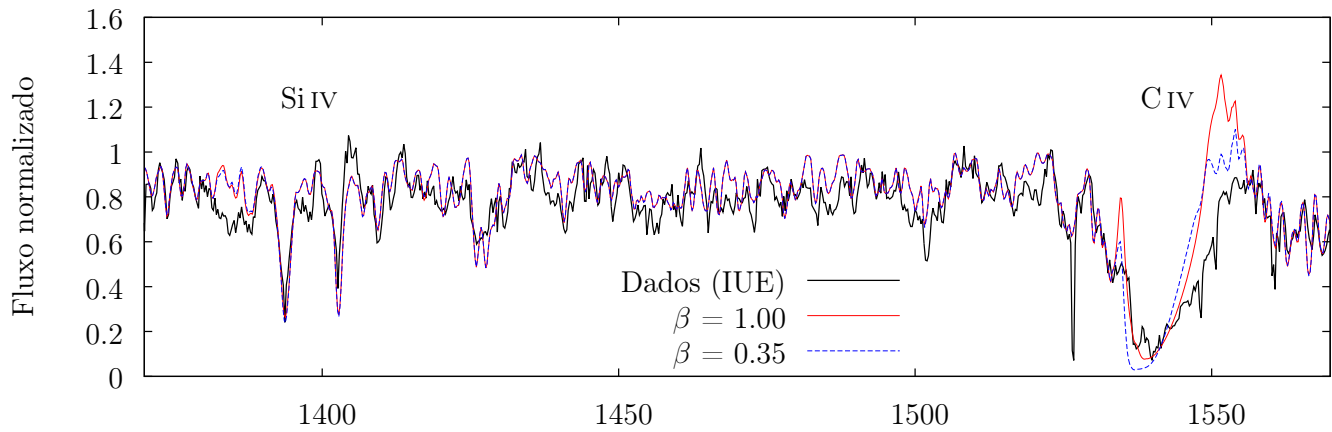
Figura 3.29: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Dados IUE em linha preta. Modelos com $\beta = 1.00$ em linha sólida vermelha. Modelos com $\beta = 0.35$, 0.35 e 0.35 em linha tracejada azul, respectivamente, para **HD 156292**, **HD 24431** e **HD 105627**.

Modelos Finais – Lei β

HD 116852



HD 153426



HD 218195

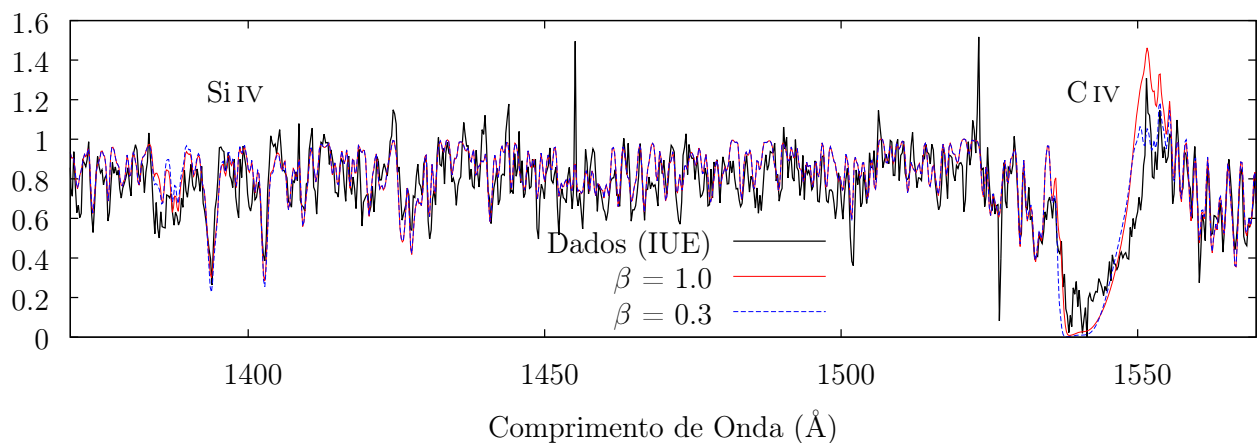
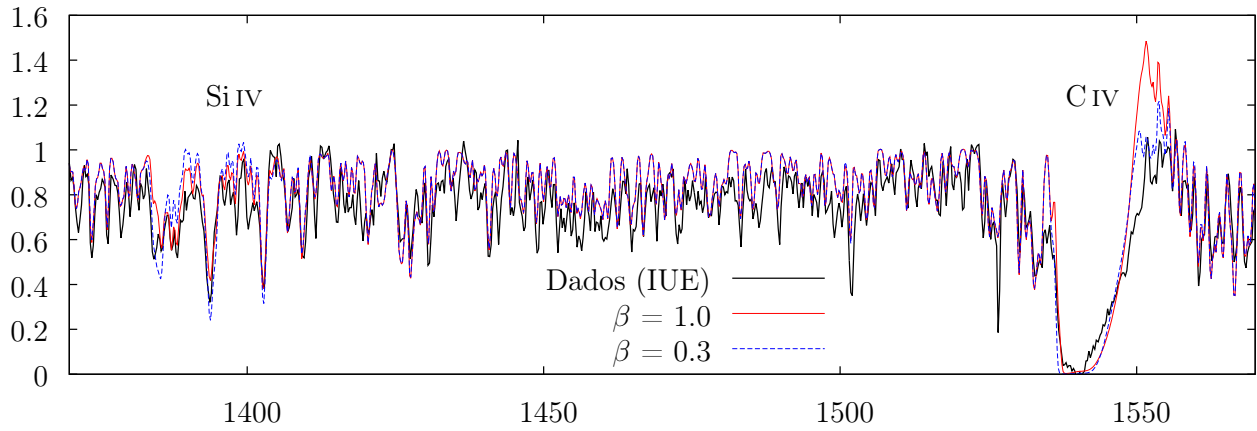


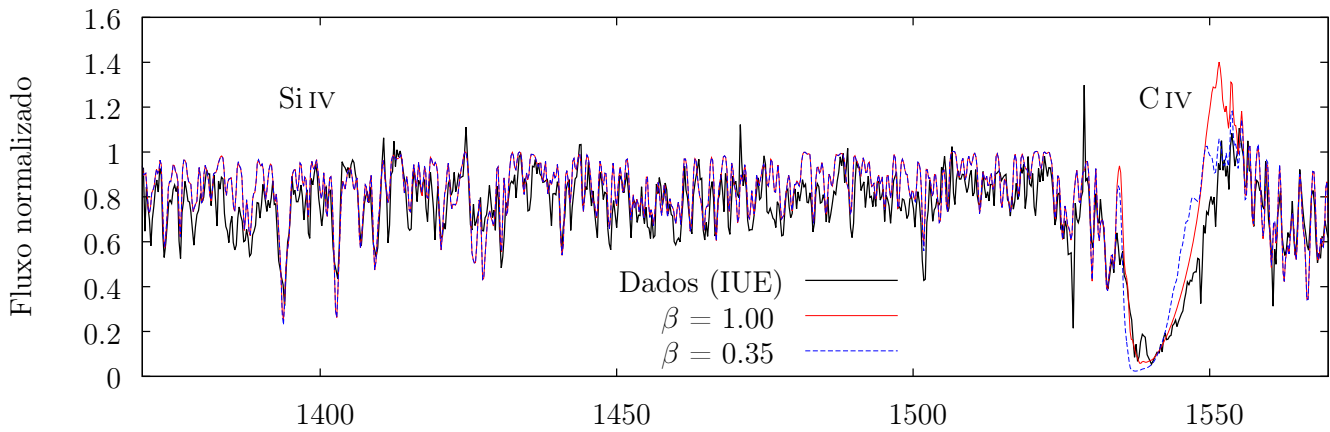
Figura 3.30: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Dados IUE em linha preta. Modelos com $\beta = 1.0$ em linha sólida vermelha. Modelos com $\beta = 0.3, 0.35$ e 0.3 em linha tracejada azul, respectivamente, para **HD 116852**, **HD 153426** e **HD 218195**.

Modelos Finais – Lei β

HD 36861



HD 115455



HD 135591

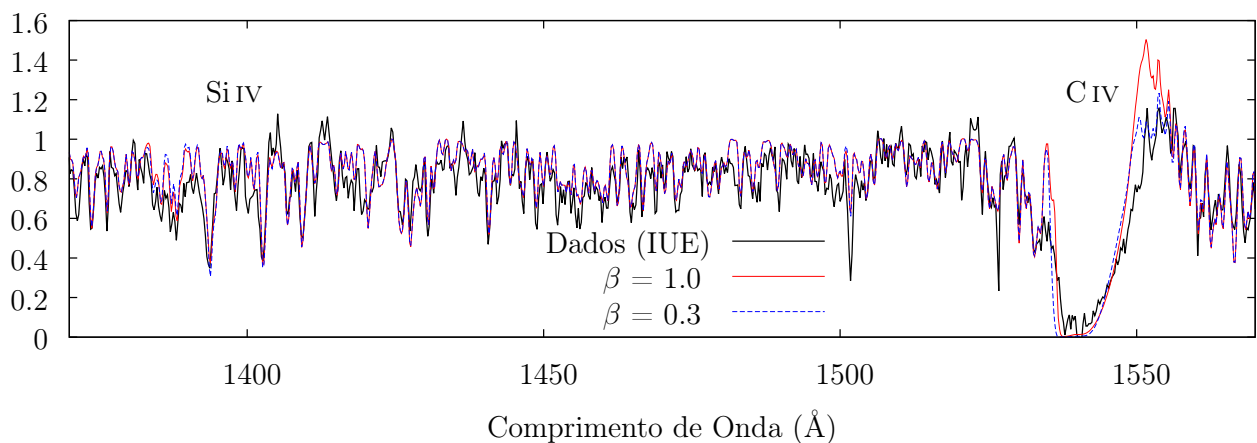


Figura 3.31: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Dados IUE em linha preta. Modelos com $\beta = 1.0$ em linha sólida vermelha. Modelos com $\beta = 0.3, 0.35$ e 0.3 em linha tracejada azul, respectivamente, para **HD 36861**, **HD 115455** e **HD 135591**.

Para efeito de exemplificação, mostramos na Figura 3.32, o comportamento da estrutura de velocidade frente à variação somente no valor do parâmetro beta — $\beta = 0.35$ e 1.0 . Essas estruturas foram computadas a partir do modelo final obtido para a estrela HD 115455 ($v_\infty = 2300 \text{ km s}^{-1}$). Pelo fato do termo $\left(1 - \frac{R_\star}{r}\right)^\beta$ necessariamente ser menor do que a unidade, uma diminuição do valor de β implica um aumento do valor da velocidade $v(r)$, para uma dada distância r . Vemos que a velocidade do vento tende a atingir o seu valor terminal para distâncias menores, considerando-se $\beta = 0.35$, ao invés de $\beta = 1.0$.

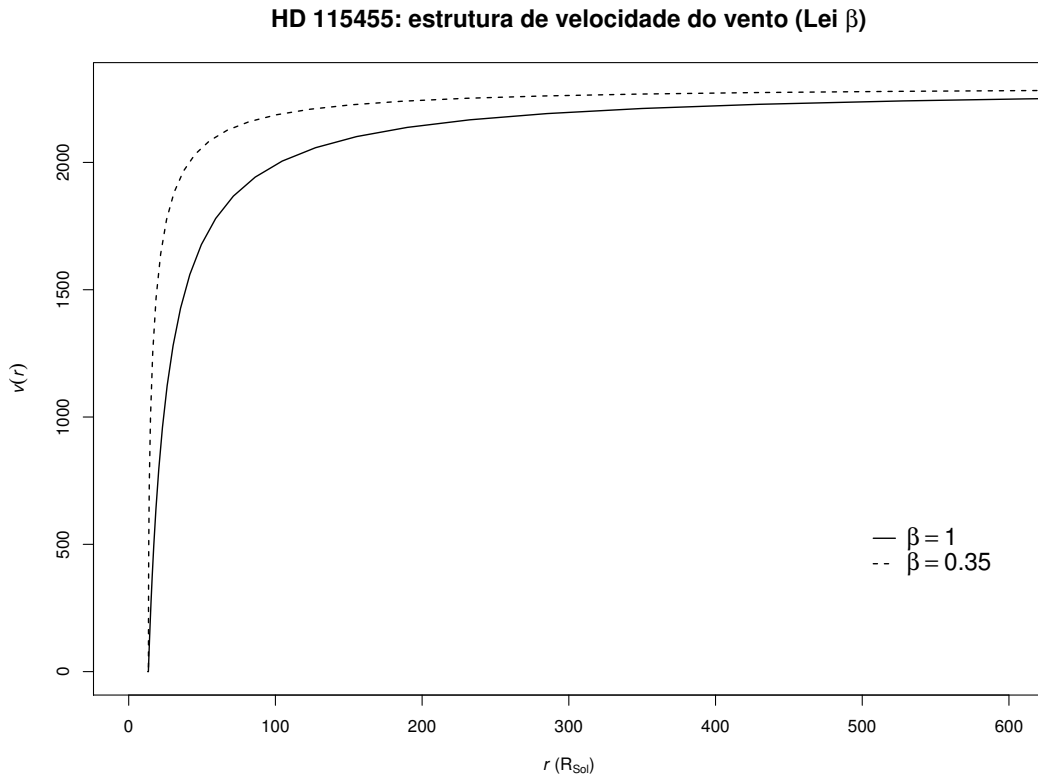


Figura 3.32: Comparação entre as estruturas de velocidade $v(r)$ computadas para 2 modelos com variação somente quanto à parametrização β . Mostramos o modelo final para HD 115455, que possui $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ e $v_\infty = 2300 \text{ km s}^{-1}$. Modelo com $\beta = 1$ em linha sólida preta e $\beta = 0.35$ em linha tracejada preta. Note como o valor da dv/dr é maior para a estrutura com $\beta = 0.35$, ponto a ponto, do que para $\beta = 1$, tendendo assintoticamente a zero em ambos os modelos.

Assim, sugerimos que, em gigantes O tardias, a estrutura de velocidade do vento tende ao valor da velocidade terminal nas regiões mais internas. Por exemplo, $\approx 95\%$ da velocidade terminal de HD 115455 é atingida em $r \approx 285 R_\odot$ no modelo com

$\beta = 1.0$. No caso do modelo com $\beta = 0.35$, esse valor é atingido em $r \approx 100 R_{\odot}$.

Esse resultado contraria a nossa expectativa inicial, pois adotamos o valor de $\beta = 1.0$ há vista de ser um valor típico para estrelas de tipo O (e.g., Puls et al. 1996). Existem resultados que mostram desvios da lei β para supergigantes O, entretanto indicando $\beta \approx 1.5 - 3.0$ (e.g., Crowther et al. 2006; Puebla et al. 2016). Discutiremos, na Seção 3.7, sobre possíveis efeitos de abundância química na modelagem da parte em emissão das linhas de C IV. Em adiantamento de discussão, não verificamos implicações causadas pela abundância química de carbono em nossas conclusões sobre a lei β .

3.4 Comparação com a literatura

Buscamos comparar a nossa caracterização física para gigantes O tardias com os resultados obtidos em Mahy et al. (2015). Nesse trabalho são determinados os parâmetros físicos fundamentais estelares e do vento para uma amostra de 19 estrelas de tipo O Galácticas, que estão localizadas em 4 associações OB — Cygnus OB1, Cygnus OB3, Cygnus OB8 e Cygnus OB9. Os autores utilizam o código CMFGEN para a modelagem de dados espectroscópicos de alta resolução nas regiões do óptico (amostra inteira) e ultravioleta (5 objetos). Os dados no óptico são empregados para a determinação dos parâmetros fotosféricos e da taxa de perda de massa (via perfis de $H\alpha$), ao passo que os dados no ultravioleta são analisados para a determinação da velocidade terminal e do fator de *clumping* f_∞ . Quando possuem dados disponíveis no ultravioleta, Mahy et al. (2015) utilizam as linhas de C IV $\lambda 1169$, C III $\lambda 1179$ (dados do telescópio FUSE), N V $\lambda 1240$, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ (dados do telescópio IUE) como diagnósticos para a perda de massa — em conjunto com $H\alpha$. Entretanto, ressaltamos que todos os resultados finais apresentados por Mahy et al. (2015) para as taxas de perda massa foram explicitados como tendo sido obtidos através de $H\alpha$.

Na amostra de Mahy et al. (2015) existem 10 gigantes O7-9III, entretanto apenas 6 gigantes O são dos tipos mais tardios — O8-9III. O trabalho de Mahy et al. (2015) é atualmente um dos mais abrangentes quanto à análise espectroscópica de gigantes O tardias através de modelos de atmosferas unificados (fotosfera-vento). Desta maneira, somos motivados a focar a nossa comparação aos resultados desse trabalho.

Na Tabela 3.2, apresentamos um resumo de alguns dos parâmetros físicos derivados por Mahy et al. (2015) para a sua amostra de 6 gigantes O tardias — luminosidade, raio estelar, massa espectroscópica, aceleração gravitacional superficial, velocidade de rotação projetada, temperatura efetiva e taxa de perda de massa. Não incluímos a velocidade terminal, pois os autores determinam tal parâmetro somente para 2 dentre esses 6 objetos. Note que há dados no ultravioleta somente para 2

estrelas — HD 191423 e HD 191978⁷.

Parâmetros	HD 191423	HD 193117	HD 193443P	HD 229234	HD 191978	HD 194094
Tipo	ON9IIIIn	O9III	O9III	O9III+...	O8III	O8III
$\log(L_*/L_\odot)$	5.42 ± 0.28	5.36 ± 0.11	5.35 ± 0.13	5.09 ± 0.20	5.35 ± 0.23	5.45 ± 0.36
R_* (R_\odot)	$18.3^{+8.7}_{-5.9}$	$17.6^{+3.8}_{-3.1}$	$16.2^{+6.0}_{-4.3}$	$11.4^{+3.9}_{-2.9}$	$14.3^{+5.5}_{-4.0}$	$19.8^{+12.3}_{-7.6}$
M_* (M_\odot)	$54.6^{+95.1}_{-34.6}$	$23.2^{+19.9}_{-10.7}$	$43.8^{+103.0}_{-30.4}$	$19.4^{+24.6}_{-10.8}$	$42.2^{+59.8}_{-24.7}$	$25.9^{+59.7}_{-18.0}$
$\log(g)$	3.50	3.30	3.65	3.60	3.75	3.25
$v \sin i$ (km s ⁻¹)	410	80	105	85	40	65
T_{ef} (K)	30600	30100	31200	32000	33200	29900
\dot{M} ($M_\odot \text{ ano}^{-1}$)	4.0×10^{-7}	5.0×10^{-7}	✗	3.0×10^{-7}	2.0×10^{-9}	1.0×10^{-7}
Óptico	✓	✓	✓	✓	✓	✓
UV	✓	✗	✗	✗	✓	✗

Tabela 3.2: Adaptado de Mahy et al. (2015). Resumo para os parâmetros físicos obtidos por Mahy et al. (2015) para gigantes O do tipo tardio (O8-9III). As constantes solares — luminosidade (L_\odot), raio (R_\odot) e massa (M_\odot) — possuem unidades no sistema CGS (centímetro-grama-segundo). Para parte dos parâmetros não foram apresentados valores de barras de erro em Mahy et al. (2015). Estrelas para as quais foram desenvolvidas análises no ultravioleta ou óptico pelos autores estão marcadas com “✓”. Caso o contrário, estão marcadas com “✗”. Como não foi determinada a taxa de perda de massa em HD 229234, marcamos com “✗” associado à perda de massa desse objeto.

Mahy et al. (2015) encontram valor de temperatura efetiva em torno de 30000 – 33000 K (via óptico) para a sua amostra de gigantes O tardias, em acordo razoável com os nossos resultados (30000 – 35000 K). Entretanto, os valores de luminosidade determinados por Mahy et al. (2015) são maiores do que os valores assumidos para a nossa amostra. Por exemplo, não possuímos estrelas com $\log(L_*/L_\odot) = 5.45$ como para HD 194094 (apesar da barra de erro ser 0.36 dex). Conforme discutido por Mahy et al. (2015), as suas determinações para a luminosidade (não somente quanto às gigantes tardias) apresentam valores maiores do que os usualmente esperados pelo tipo espectral, em virtude das incertezas nas distâncias utilizadas para a determinação da luminosidade (distâncias obtidas por Humphreys 1978). Além disso, notamos que Mahy et al. (2015) deriva alguns valores de massas que são particularmente maiores, em comparação com a nossa amostra. A nossa estrela com o maior valor de massa apresenta $M_* = 26.1 M_\odot$, enquanto Mahy et al. (2015) chega a derivar valores acima de $50 M_\odot$ (apesar das barras de erro serem altas, $+95 M_\odot$ e $-35 M_\odot$ como para HD 191423).

⁷Exatamente as gigantes O tardias para as quais foram derivados valores de velocidade terminal.

A principal diferença entre a nossa caracterização física para a de Mahy et al. (2015) é quanto à taxa de perda de massa. Derivamos perdas de massa da ordem de $10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Enquanto isso, a maior parte das gigantes tardias de Mahy et al. (2015) possuem as perdas de massa na ordem de $10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ — apesar de não serem apresentadas as barras de erro para esses valores. Em sua amostra, constatamos somente 1 objeto com ventos fracos, HD 191978, que possui perda de massa na ordem de $10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Para essa estrela, Mahy et al. (2015) possui dados no óptico e ultravioleta, conseguindo modelar bem tanto o perfil de $H\alpha$ quanto as linhas diagnóstico de perda de massa no ultravioleta com uma taxa de perda de massa de $2.0 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Desta maneira, não verificamos um acordo geral entre os nossos resultados para as taxas de perda de massa em gigantes O tardias com os resultados obtidos por Mahy et al. (2015). Frisamos que as nossas amostras são completamente diferentes, e nossa análise da perda de massa se pauta na região do ultravioleta — enquanto Mahy et al. (2015) pauta-se primariamente pelas linhas de $H\alpha$. Apesar de não termos encontrado uma compatibilidade completa entre o ultravioleta e o óptico em nossa amostra, verificamos ótimos ajustes para $H\alpha$ de HD 156292 e HD 105627 (as duas estrelas com menores perdas de massas de massa da amostra). Já essas discrepâncias entre os nossos resultados e os de Mahy et al. (2015) são explícitas para a maioria das gigantes O tardias analisados por tais autores — com exceção para HD 191978, onde Mahy et al. (2015) deriva $\dot{M} \sim 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, provendo uma boa modelagem tanto de $H\alpha$ quanto dos diagnósticos no UV.

Para efeito de comparação com a nossa modelagem, mostramos na Figura 3.33, o modelo final obtido para HD 194094 (O8III) na região do óptico. Na Figura 3.34 e 3.35, mostramos a modelagem para HD 191423 (ON9III_n) na região do ultravioleta e do óptico.

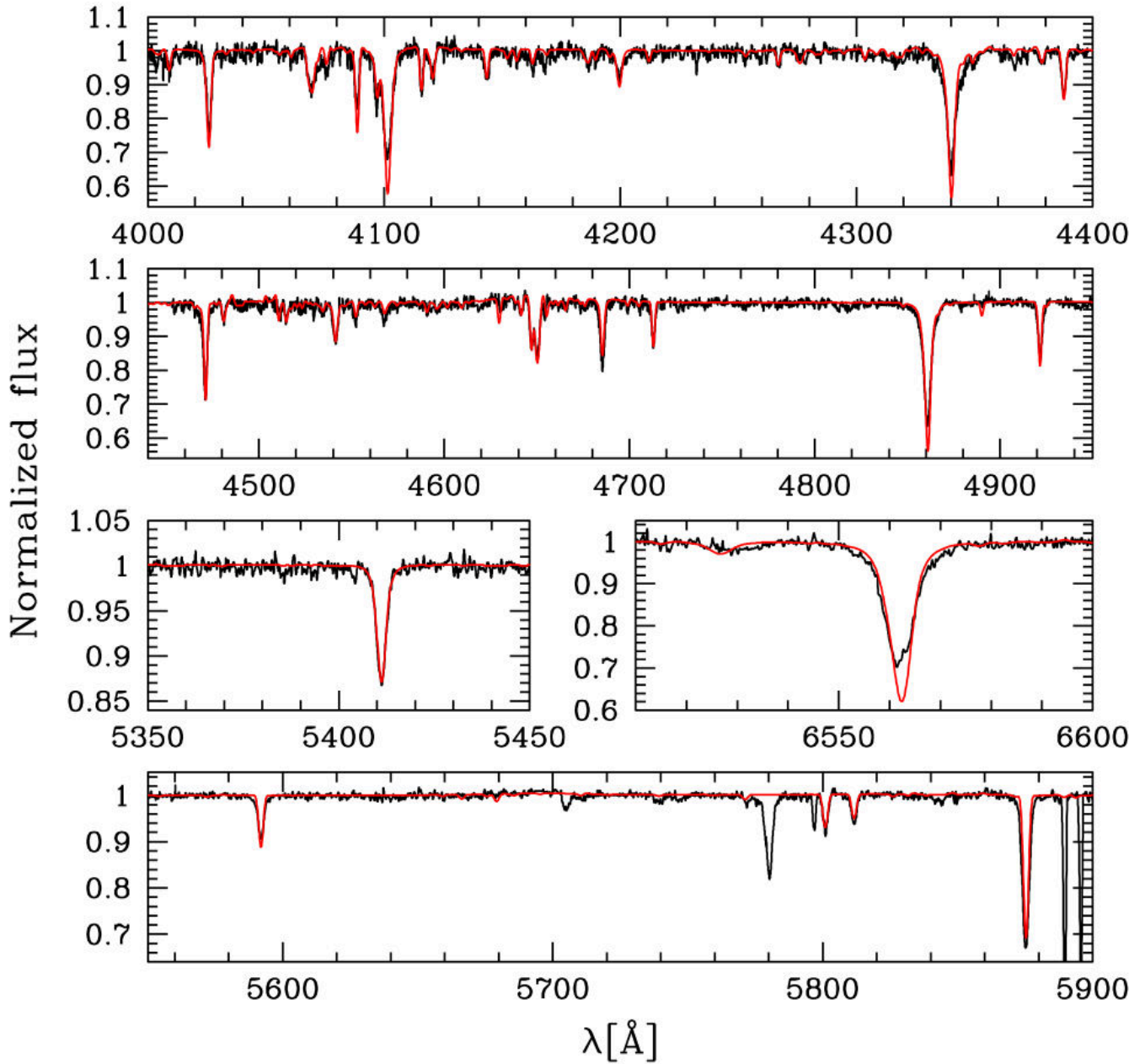


Figura 3.33: Reproduzida de Mahy et al. (2015). Modelo final computado via CMFGEN (linha vermelha) para HD 194094 (O8III) na região do óptico. Dados (linha preta) obtidos pelo instrumento Espresso/VLT. Perceba como o modelo final superestima as intensidades das linhas de hidrogênio, tanto as linhas fotosféricas ($H\delta$, $H\gamma$ e $H\beta$) quanto a linha de $H\alpha$ (diagnóstico para a perda de massa).

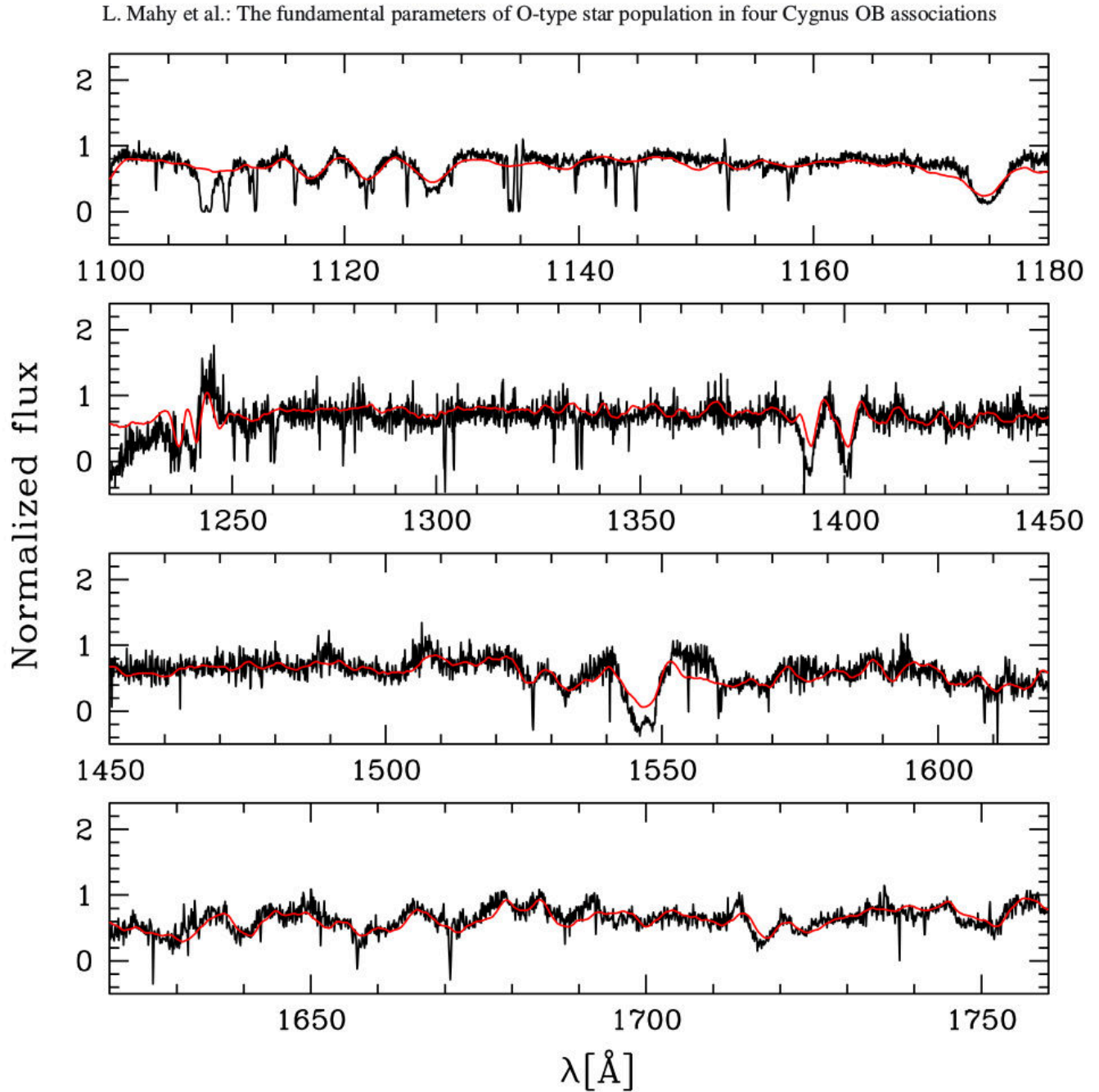


Figura 3.34: Reproduzida de Mahy et al. (2015). Modelo final computado via CMFGEN (linha vermelha) para HD 191423 (ON9IIIIn) na região do ultravioleta. Dados (linha preta) obtidos pelos telescópios FUSE e IUE. Perceba que as linhas de Si IV e C IV não são bem ajustadas pelo modelo final, possivelmente devido à quebra da simetria esférica do vento de HD 191423.

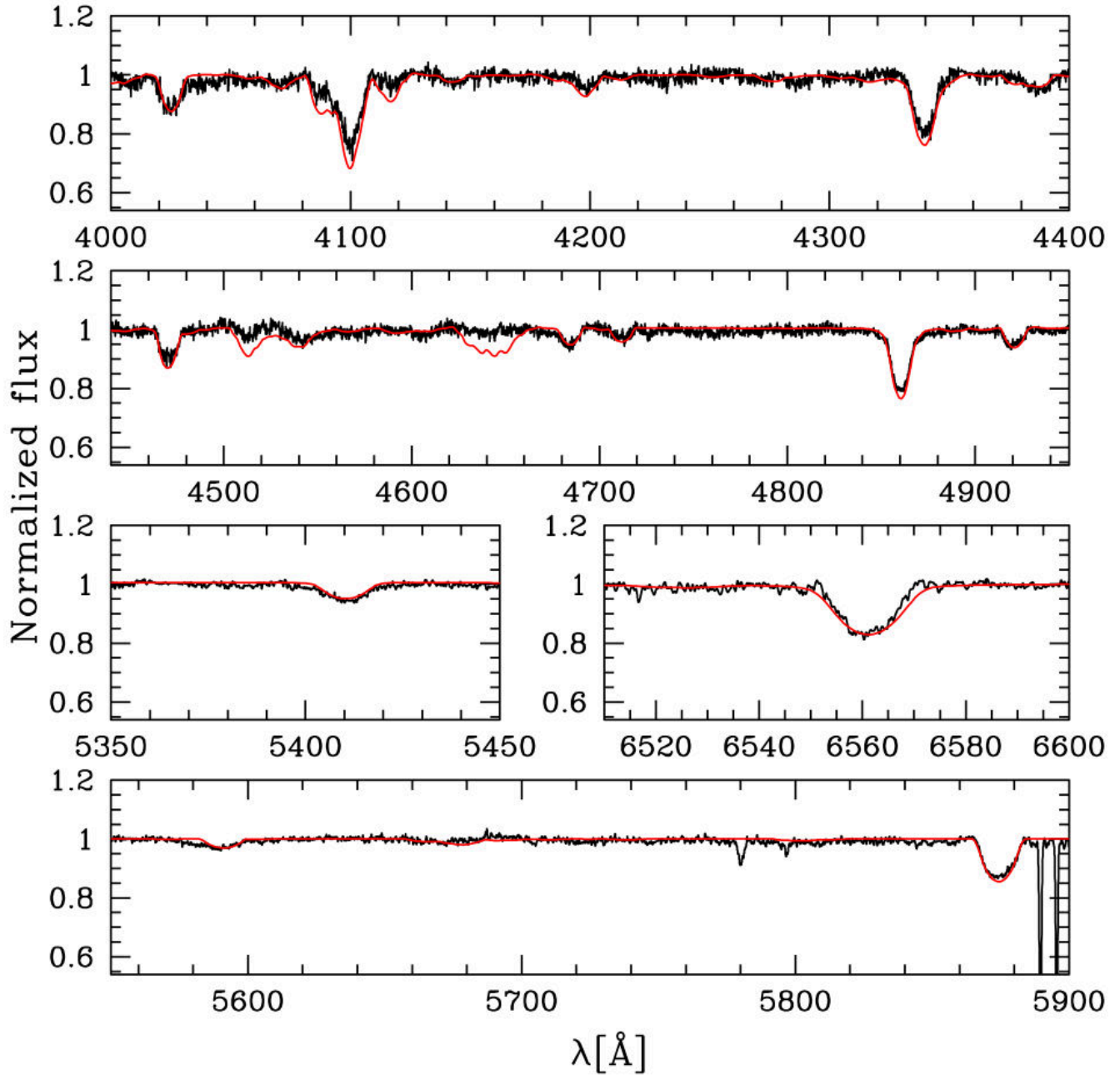


Figura 3.35: Reproduzida de Mahy et al. (2015). Modelo final computado via CMFGEN (linha vermelha) para HD 191423 (ON9IIIIn) na região do óptico. Dados (linha preta) obtidos pelo instrumento Espresso/VLT. Note que as linhas de H I são bem reproduzidas pelo modelo final para essa estrela.

Perceba que Mahy et al. (2015) consegue ajustar bem a linha de $H\alpha$ para HD 191423, entretanto o seu modelo final não consegue ajustar $H\alpha$ para HD 194094 (estrela sem dados no ultravioleta). Além disso, percebemos que as discrepâncias entre os modelos finais de Mahy et al. (2015) e os dados, para as intensidades das linhas de hidrogênio, são em geral maiores do que as encontradas em nossos resultados. Quanto à modelagem na região do ultravioleta, os autores não conseguem ajustar as linhas de Si IV e C IV para HD 191423. Sugerimos que isso ocorre por conta da natureza desse objeto, que é uma estrela de alta velocidade de rotação — $v \sin i = 410 \text{ km s}^{-1}$ (Mahy et al. 2015) — potencialmente existindo quebra da simetria esférica para o vento dessa estrela, desta maneira, sendo inadequado um tratamento através de modelos de atmosferas unidimensionais (como os computados pelo código CMFGEN). Note que esse objeto possui o qualificador espectral “n”, que é designado para estrelas O com linhas espectrais (no óptico) muito largas, indicando assim uma alta velocidade de rotação. Observe, pela Figura 3.34 e 3.35, como são alargadas as linhas (no ultravioleta e óptico) de HD 191423. Para efeito de comparação veja, por exemplo, a análise espectral desenvolvida por Howarth & Reid (1993) e Massa (1995) para HD 93521⁸ (tipo O9.5IIIInn), que possui $v \sin i = 432 \text{ km s}^{-1}$ (Howarth et al. 1997), onde os autores concluem que tal estrela apresenta um vento com simetria cilíndrica (assimetria equador-polo) devido à sua alta velocidade de rotação projetada (que deve ser próxima à velocidade de rotação equatorial).

⁸Inicialmente, essa estrela fez parte da nossa amostra, por ser uma gigante O tardia com dados IUE de alta resolução. Entretanto, descartamos esse objeto da amostra por conta de seu vento peculiar. Não conseguimos modelar, de forma conjunta, as suas linhas de Si IV e C IV. De fato, um problema similar ao encontrado por Mahy et al. (2015) na modelagem à HD 191423.

3.5 Análise evolutiva: anãs, gigantes e supergigantes O

Após determinarmos os parâmetros físicos fotosféricos e do vento da amostra, abordamos o estágio evolutivo de gigantes O do tipo tardio através da análise do diagrama HR. Buscamos realizar uma comparação entre os nossos resultados para gigantes O com os resultados obtidos na literatura para estrelas anãs e supergigantes O. Somos motivados a desenvolver tal análise pelo fato de anãs, gigantes, e supergigantes O corresponderem, em princípio, a estágios evolutivos distintos de estrelas de alta massa — sendo anteriores às fases evolutivas de supergigantes vermelhas/amarelas, variáveis azuis luminosas e estrelas Wolf-Rayet. Entretanto, frisamos que existe a possibilidade (dependendo da massa inicial) de uma estrela de alta massa ainda estar na sua fase na Sequência Principal e possuir classificação de supergigante O (veja, por exemplo, Groh et al. 2014). Desta maneira, lembramos que uma abordagem evolutiva de maior detalhamento para estrelas O requer uma análise das suas abundâncias químicas superficiais acopladamente à análise do diagrama HR.

Utilizamos as trajetórias evolutivas e isócronas de Ekström et al. (2012) para estrelas de alta massa. Esses modelos são o estado da arte na área de evolução estelar. Também utilizamos os resultados, obtidos através de análises espectroscópicas, de Martins et al. (2005b) e Marcolino et al. (2009) para estrelas anãs O — de tipo tardio e inicial⁹. Os resultados¹⁰ espectroscópicos para as gigantes iniciais e supergigantes OB são de Repolust et al. (2004) e Mokiem et al. (2005). Apresentamos o diagrama HR para anãs, gigantes e supergigantes na Figura 3.36 e 3.37. Os nossos resultados para as gigantes O tardias estão em vermelho. Ressaltamos que parte dos resultados para as supergigantes é constituído por estrelas de tipo B iniciais (B0-B0.5).

Na Figura 3.36 estão as trajetórias evolutivas para estrelas com massas iniciais de 20, 25, 28, 32, 40 e 60 M_{\odot} . Estão marcados os pontos de exaustão de hidrogênio

⁹Recordamos que chamamos estrelas iniciais de tipos O3-7.5 e tardias de tipo O8 ou mais tardio.

¹⁰Esses resultados estão compilados no trabalho de Mokiem et al. (2007).

no núcleo para cada um dos modelos e a linha de idade zero está em linha tracejada preta. Já na Figura 3.37 mostramos as isócronas para idades de $\log(t) = 6.0, 6.5, 6.6, 6.7, 6.8$ e 6.9 . Esses modelos de evolução foram computados considerando-se metalicidade solar ($Z = 0.014^{11}$) e velocidade de rotação inicial igual à $1/4$ da velocidade de rotação crítica V_{crit} .

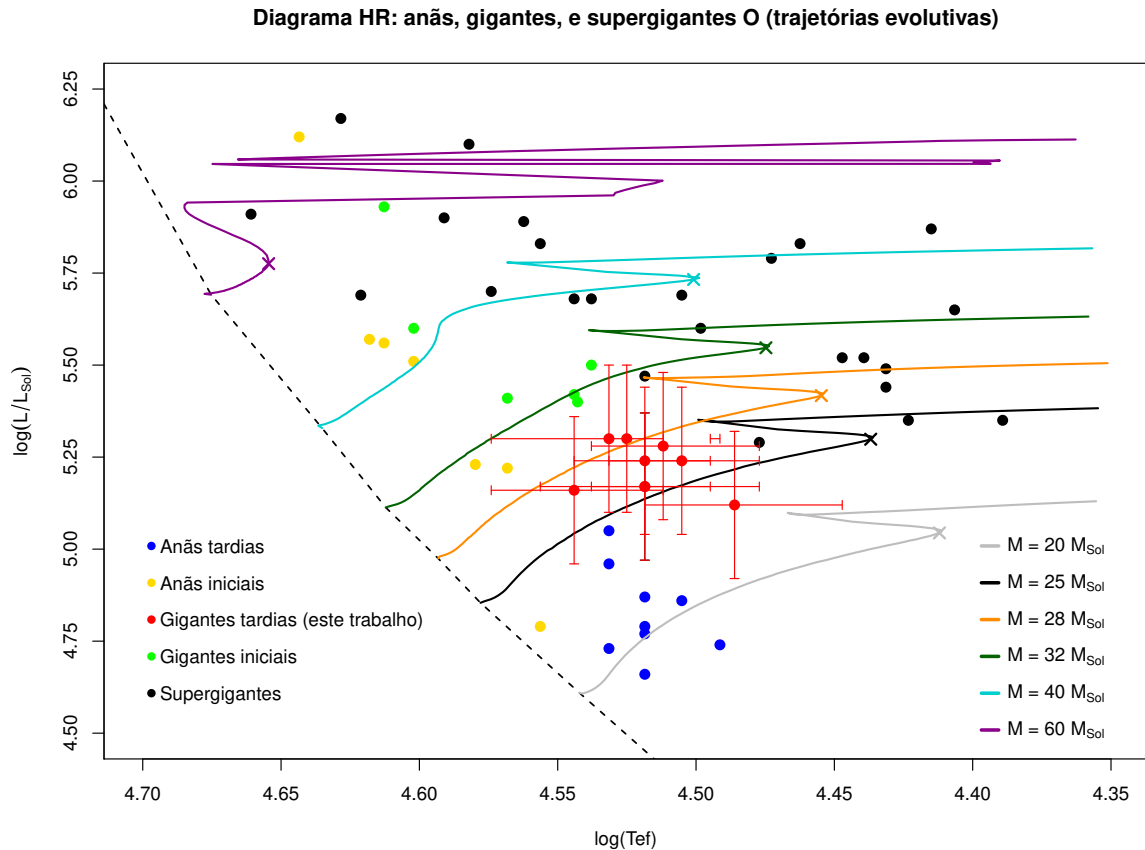


Figura 3.36: Diagrama HR construído através de resultados espectroscópicos para anãs, gigantes e supergigantes O. Os nossos resultados para gigantes são apresentados em pontos vermelhos com as suas barras de erro (temperatura efetiva via ultravioleta). Mostramos as trajetórias evolutivas para estrelas de massas iniciais de 20, 25, 28, 32, 40 e 60 M_{\odot} . Para cada trajetória, o ponto de exaustão de hidrogênio no núcleo está marcado por uma cruz de cor correspondente ao modelo. A linha de idade zero está em linha tracejada preta. Note que cada grupo de objetos povoa regiões características do diagrama HR.

¹¹Valor da metalicidade solar utilizado por Ekström et al. (2012)

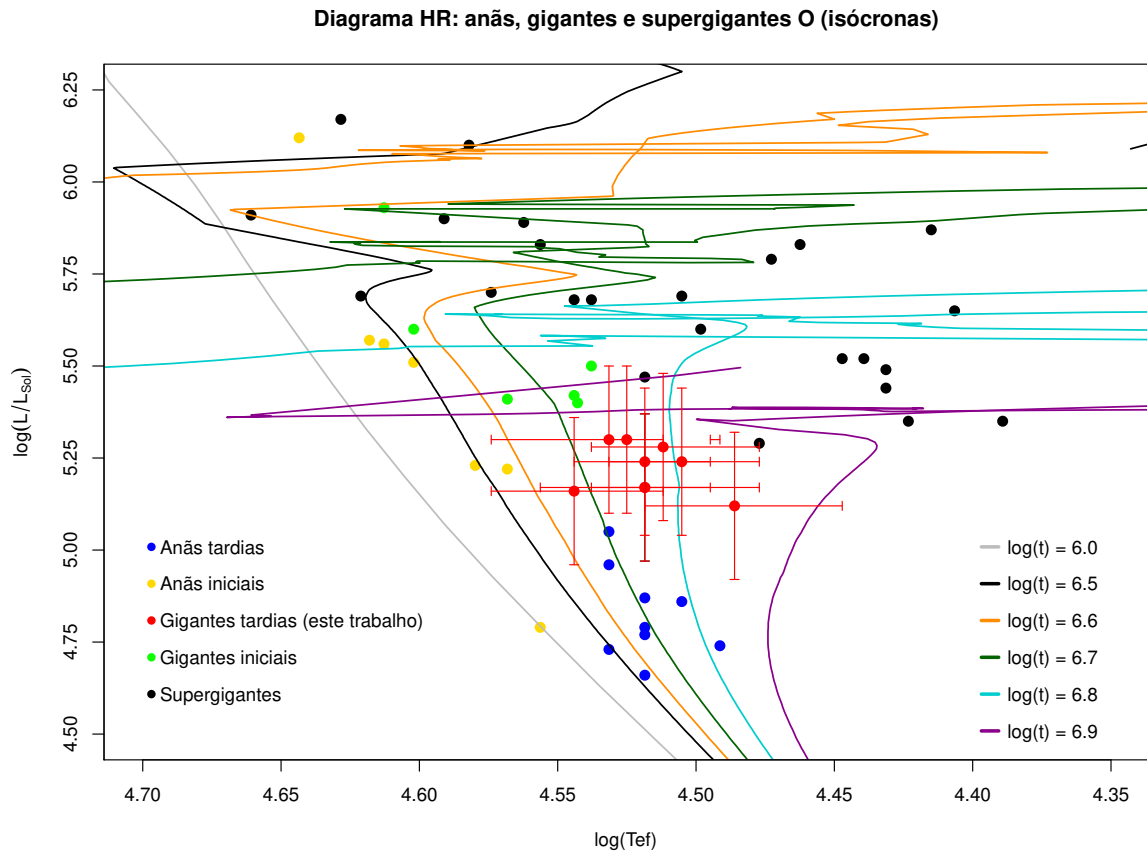


Figura 3.37: Idem à figura anterior, mas mostrando-se as isócronas computadas para as idades de $\log(t) = 6.0, 6.5, 6.6, 6.7, 6.8$ e 6.9 .

Observamos que as anãs, gigantes e supergigantes ocupam regiões características no diagrama HR. Em especial, as gigantes O tardias povoam uma região particularmente pequena do diagrama — $\log(T_{\text{ef}}) \approx 4.50 - 4.55$ e $\log(L_{\star}/L_{\odot}) \approx 5.1 - 5.3$. Isso deve-se à baixa dispersão em luminosidade (assumida) e temperatura efetiva (determinada). Os resultados mostrados para a temperatura efetiva foram obtidos através da análise do ultravioleta. Frisamos que as determinações das temperaturas efetivas pelo ultravioleta e óptico são completamente compatíveis, não havendo implicação à análise no diagrama HR. Encontramos massas iniciais de $\approx 25 - 28 M_{\odot}$ e idades de $\log(t) \approx 6.7 - 6.8$ para a nossa amostra. Dividimos a amostra em anãs e gigantes iniciais e tardias. Percebemos que as anãs iniciais possuem massas maiores ($\approx 30 - 60 M_{\odot}$) que anãs tardias ($\approx 20 - 25 M_{\odot}$). Isso é o esperado considerando-se a relação massa-luminosidade — proporcionalidade entre a luminosidade e a massa estelar:

maior massa implica maior luminosidade. Verificamos esse mesmo comportamento entre objetos iniciais e tardios para as estrelas da classe das gigantes. Um intervalo em massa de $\approx 25 - 28 M_{\odot}$ para a nossa amostra e de $\approx 32 - 60 M_{\odot}$ para as gigantes iniciais. Além disso, também encontramos que as anãs iniciais são objetos mais jovens — $\log(t) \lesssim 6.5$ — que as anãs tardias — $\log(t) \approx 6.5 - 6.7$. O mesmo é observado para as estrelas gigantes: $\log(t) \lesssim 6.7$ para as iniciais e $\log(t) \approx 6.7 - 6.8$ para as nossas estrelas. Vemos que tanto as anãs O (iniciais e tardias), quanto as gigantes O (iniciais e tardias) encontram-se ainda na fase de Sequência Principal. Entretanto, as gigantes O notavelmente estão mais próximas do final das sequências principais das trajetórias evolutivas. Quanto às supergigantes azuis (estrelas OB supergigantes), notamos que elas estão espalhadas pelo diagrama HR, cobrindo massas iniciais de $\approx 25 - 60 M_{\odot}$ e idades de $\log(t) \approx 6.5 - 7.0$. Ressaltamos que é necessária uma análise das abundâncias químicas superficiais de carbono, nitrogênio e oxigênio nessas estrelas, a fim de averiguarmos de forma detalhada seus estágios evolutivos. No entanto, podemos afirmar que o grupo de supergigantes com $T_{\text{ef}} \lesssim 4.50$ é formado por objetos pós-Sequência Principal (encontrando-se após os pontos de exaustão de hidrogênio no núcleo).

Assim, concluímos que a nossa amostra constitui um grupo de estrelas com idades intermediárias entre as anãs O ($\log(t) \approx 6.0 - 6.7$) e as supergigantes ($\log(t)$ até 7.0), correspondendo assim a um estágio evolutivo intermediário entre as classes de anãs e supergigantes. Percebemos que as gigantes O tardias são melhor descritas como descendentes das anãs de tipos O6.5-8V. Apesar de gigantes O ainda estarem nas suas fases de Sequência Principal, é notório que se encontram mais próximas ao final da Sequência Principal do que estrelas anãs. Essa questão evolutiva nos interessa quanto ao problema dos ventos fracos. Salientamos que as 3 anãs iniciais (Figura 3.36 e 3.37), que possuem $\log L_{\star}/L_{\odot} \lesssim 5.2$, são O6.5-7.5V, sendo esses os tipos de anãs para os quais começamos a verificar os ventos fracos, estendendo-se aos tipos O8-9.5V.

Desta forma, a existência de ventos fracos em estrelas gigantes O implicaria que

esse fenômeno não está exclusivamente associado ao início da evolução de estrelas O na Sequência Principal, mas estendendo-se ao longo dessa. Mostramos que as taxas de perda de massa derivadas para a nossa amostra são até 2 ordens de grandeza menores do que os valores teóricos previstos por simulações hidrodinâmicas. Na próxima seção, abordaremos com maiores detalhes o problema dos ventos fracos em nossa amostra.

3.6 O problema do ventos fracos

Após determinarmos os parâmetros físicos da amostra, investigamos os nossos resultados para as gigantes O do tipo tardio no contexto do então chamado problema dos ventos fracos a partir das comparações entre as taxas de perda de massa determinadas (via ultravioleta) e os seus valores previstos via simulações hidrodinâmicas (Vink et al. 2000). Esse é o objetivo primário deste projeto, à parte de obtermos uma melhor caracterização das propriedades de gigantes O.

Primeiramente, relembremos a discussão desenvolvida na Seção 1.2, onde introduzimos sobre a questão dos ventos fracos na literatura. Na Seção 3.2, desenvolvemos uma análise espectral das nossas determinações para as perdas de massa frente aos seus valores teóricos (\dot{M}_{Vink}), tanto na região do ultravioleta (linhas de Si IV e C IV) quanto do óptico (linhas de H α).

O problema dos ventos fracos é caracterizado por uma explícita discrepância entre as perdas de massa para estrelas O determinadas via análise espectral (perfis P-Cygni no ultravioleta) por modelos de atmosferas e as perdas de massa obtidas a partir de simulações hidrodinâmicas. Enfatizamos que até então essa questão somente foi verificada para estrelas O anãs do tipo tardio (tipos O8-9.5V) — reveja a Figura 1.10. Esse ponto é fundamental para uma investigação aos ventos fracos, tendo-se em vista que anãs O tardias possuem valores de luminosidade menores que $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$. Enquanto isso, verifica-se que as anãs iniciais (O3-7.5V) de maior luminosidade (triângulos amarelos) e as supergigantes OB apresentam bom acordo quanto às perdas de massa teóricas. Através da Figura 1.10, notamos que entre as anãs tardias e as anãs iniciais mais luminosas (com $\log(L_*/L_\odot) \gtrsim 5.2$) existem estrelas anãs iniciais (em torno dos tipos O6.5-7.5V¹²) que aparentam estar na transição entre o regime dos ventos fracos e de acordo com os resultados hidrodinâmicos.

O estudo de gigantes O tardias é interessante no contexto dos ventos fracos, pois

¹²Novamente, um melhor termo para esses objetos seria “anãs intermediárias”. Para efeito de simplificação no texto, incluímos esses tipos sob o termo “anãs iniciais”, fazendo-se a referência adequada quanto ao fato de serem estrelas menos luminosas do que as demais anãs iniciais de tipos O5-3V.

nos possibilita abordar essa aparente região de transição demarcada em luminosidade — $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$ — ao passo que esses objetos possuem luminosidades em torno de $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$. Além disso, de acordo com a nossa discussão na Seção 3.5, confirmamos que gigantes O são estrelas de alta massa mais evoluídas do que anãs O, estando mais próximas do final da queima de hidrogênio em seus núcleos. Isso nos permite uma abordagem evolutiva ao problema dos ventos fracos, devido ao fato dos modelos evolutivos de ponta (e.g., Ekström et al. 2012; Meynet et al. 2015) utilizarem as perdas de massa \dot{M}_{Vink} ao longo de toda a Sequência Principal para estrelas com massas iniciais $M_* > 7 M_\odot$.

Vimos que os nossos modelos finais e os modelos computados com perdas de massa teórica diferem drasticamente quanto à modelagem das linhas no ultravioleta (Si IV e C IV) e no óptico ($H\alpha$): todos os modelos com perdas de massa teóricas produzem linhas de Si IV e $H\alpha$ em emissão, que são notoriamente discrepantes aos dados observacionais para toda a amostra. Essa característica advém do fato das nossas perdas de massa serem muito menores do que os valores de \dot{M}_{Vink} — encontramos que elas são menores por um fator de $\approx 0.9 - 2.3$ dex. Novamente, relembramos que apesar dessas discrepâncias também serem observadas em estrelas anãs O tardias, para essas estrelas não existe uma diferença sistematicamente explícita entre os valores de perdas de massa derivados (pelo ultravioleta) e \dot{M}_{Vink} quanto à modelagem das linhas de $H\alpha$. Desta forma, conseguimos descartar (tanto pelo ultravioleta quanto pelo óptico) a validade das perdas de massa teóricas, frente aos valores derivados por análise espectroscópica, para a nossa amostra de gigantes O tardias.

Para efeito de discussão qualitativa, mostramos na Figura 3.50 as nossas determinações para as perdas de massa da amostra de gigantes frente aos seus valores de luminosidade. Percebemos que existe uma relação entre a perda de massa e a luminosidade. Isso é consistente com o cenário de ventos dirigidos por radiação: a taxa de perda de massa será diretamente proporcional à luminosidade. Entretanto, ressaltamos que a perda de massa não é uma função unicamente dependente da luminosidade estelar. Ela também depende de demais parâmetros estelares — como

a metalicidade, temperatura efetiva e massa (e.g., Leitherer et al. 1992; Vink et al. 2000).

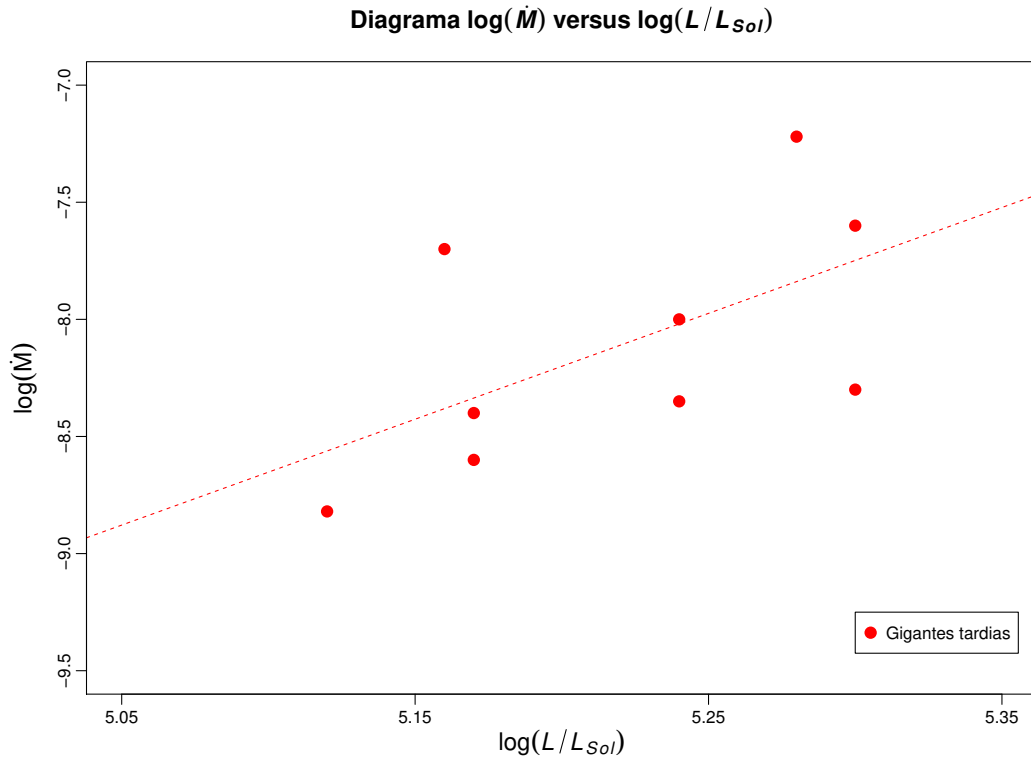


Figura 3.38: Diagrama com as nossas determinações para as taxas de perda de massa da amostra em relação aos valores de luminosidade. Não incluímos as barras de erro, pois almejamos uma discussão qualitativa aqui. Em linha tracejada vermelha, mostramos a regressão linear simples da perda de massa em função da luminosidade. Perceba que estrelas O mais luminosas tendem a possuir maiores valores de perda de massa.

Desta maneira, uma forma mais adequada de comparação é entre o chamado momento modificado do vento D_{mom} (Equação 2.11) e a luminosidade. Essa grandeza é importante, pois quantifica a intensidade do vento estelar e advém da teoria de ventos dirigidos por linhas: encontrando-se que o momento do vento de estrelas dirigidas por radiação é uma lei de potência dependente somente da luminosidade estelar (sem considerarmos efeitos de metalicidade).

Na figura 3.39, mostramos o digrama do momento do vento versus luminosidade para anãs, gigantes e supergigantes O¹³. Ressaltamos que esses valores para o mo-

¹³Essas amostras de anãs e supergigantes O são as mesmas apresentadas na discussão da Seção 3.5, onde explicitamos as suas referências bibliográficas.

mento das gigantes O são os mesmos apresentados na Tabela 3.5, sendo valores do momento calculados desconsiderando-se o fator de *clumping* utilizado na modelagem, isto é, eles são 0.5 dex maiores do que as nossas determinações para o momento do vento.

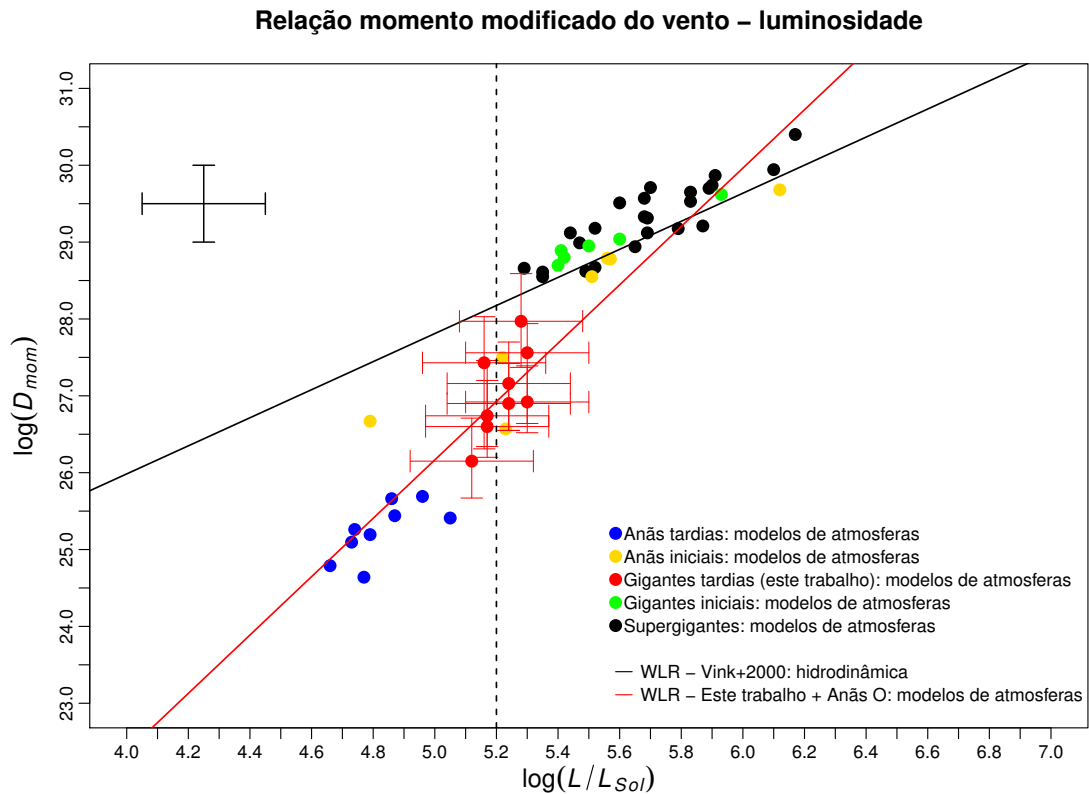


Figura 3.39: Diagrama do momento modificado do vento versus luminosidade para anãs, gigantes e supergigantes O. Apresentamos os nossos resultados em pontos vermelhos, conjuntamente, com as suas barras de erro. Na parte superior esquerda encontram-se barras de erro representativas para os resultados da literatura. Todos os valores para o momento do vento são calculados considerando-se modelos de ventos homogêneos, desta forma, esses valores para o momento da nossa amostra estão superestimados (por +0.5 dex). Em linha sólida preta (correspondente à Equação 3.2), mostramos a relação teórica, enquanto a nossa relação empírica está em linha vermelha (correspondente à Equação 3.5). Perceba que as gigantes O tardias povoam a região de transição para o problema dos ventos fracos.

Na parte superior esquerda mostramos uma barra de erro representativa dos resultados espectroscópicos para as anãs e supergigantes O e a linha tracejada preta demarca a região em luminosidade de $\log(L_{\star}/L_{\odot}) = 5.2$. Em linha sólida preta, mostramos a relação momento-luminosidade teórica prevista por Vink et al. (2000), dada pela equação 3.2. Recordamos tal equação a seguir:

$$\log(D_{mom}^{Vink}) = 1.826(\pm 0.044) \log(L_*/L_\odot) + 18.680(\pm 0.260)$$

Primeiramente, veja que o problema dos ventos fracos das anãs tardias ($L_*/L_\odot < 5.2$) é explicitamente verificado através desse diagrama, enquanto as anãs iniciais (que possuem $\log(L_*/L_\odot) > 5.2$), gigantes iniciais e supergigantes apresentam bom acordo com a previsão para a relação momento-luminosidade. A nossa amostra de gigantes O tardias está representada pelos pontos vermelhos com as suas barras de erro individuais. Note que somente 1 estrela, HD 116852, que possui a maior taxa de perda de massa da amostra, tem o seu momento do vento marginalmente compatível (limite superior) com a relação teórica. Mesmo assim, frisamos que trata-se um momento superestimado em relação ao nosso resultado. Perceba também que a partir dos nossos resultados é nítida a quebra com a relação teórica em $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$.

Apresentamos, em linha sólida vermelha, a nossa relação momento-luminosidade empírica (Gama de Almeida 2015), computada através dos nossos resultados para as gigantes e dos obtidos na literatura para estrelas anãs O. Assim, veja que o nosso resultado é notoriamente discrepante da relação teórica, que é descrita pela Equação 3.2. Abaixo mostramos a equação que descreve o nosso resultado para a relação momento-luminosidade:

$$\log(D_{mom}) = 3.797(\pm 0.660) \log(L_*/L_\odot) + 7.181(\pm 3.416) \quad (3.5)$$

Obtivemos a Equação 3.5 através de regressão linear simples, utilizando-se a Linguagem R (R Core Team 2013). Assim, mesmo considerando-se as anãs com $\log(L_*/L_\odot) > 5.2$, a nossa relação empírica explicitamente diverge do resultado teórico de Vink et al. (2000).

Na Figura 3.40, apresentamos um digrama confrontando as taxas de perda de massa derivadas via análise espectral com os valores teóricos via hidrodinâmica para a perda de massa. Novamente, todos os nossos resultados para a perda de

massa estão aumentados por um fator 3.14, para que possamos compará-los com resultados obtidos através de análises que consideram ventos homogêneos (sem *clumping*). Nesse diagrama, as diferentes classes de estrelas O estão representadas pelas mesmas cores mostradas no digrama anterior. Em linha pontilhada e tracejada, está representada a relação um para um entre a perda de massa espectroscópica e a hidrodinâmica. Os resultados verificados para o momento do vento advêm diretamente dos resultados desse diagrama: as típicas variações nas taxas de perda de massa modificam o momento do vento, de forma mais significativa, do que as variações no raio estelar e velocidade terminal.

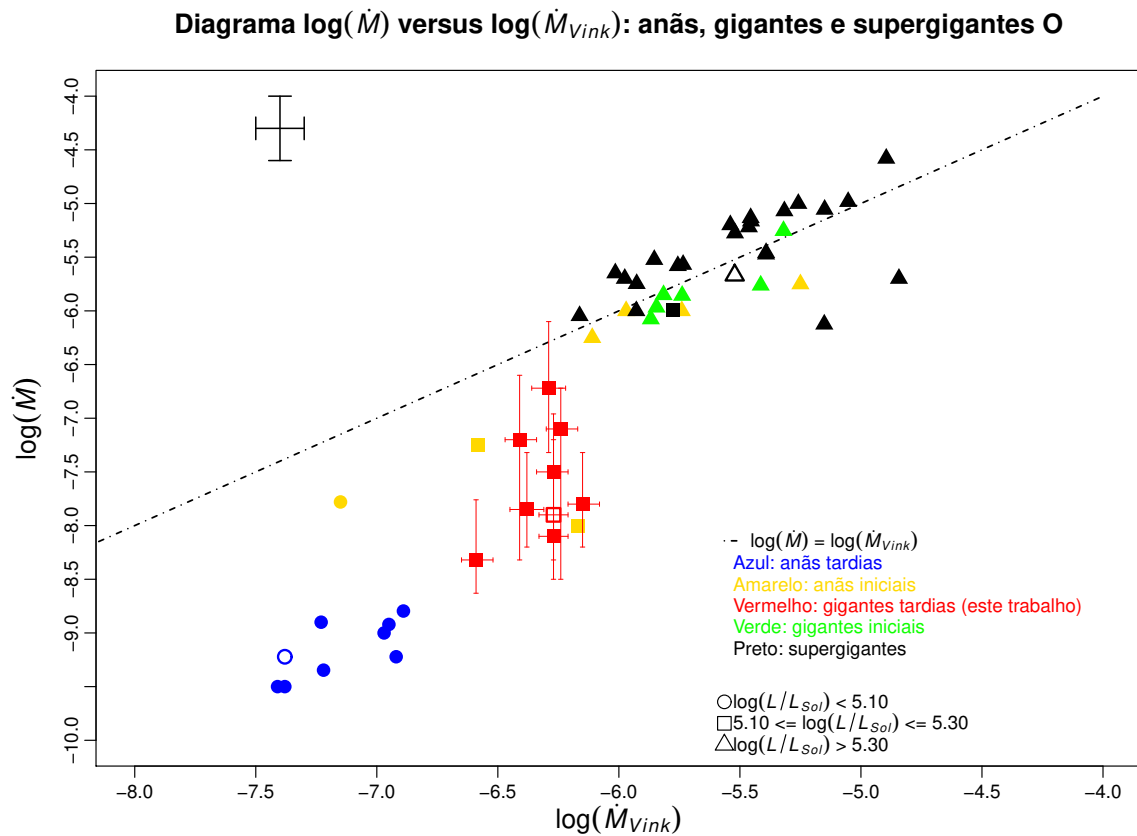


Figura 3.40: Diagrama comparando as perdas de massa derivadas por análises espectroscópicas e as perdas de massa teóricas via hidrodinâmica, para as anãs, gigantes e supergigantes O. Os objetos estão divididos conforme os seus valores de luminosidade (diferentes formas geométricas). As estrelas, com espectros apresentados na Figura 3.41, estão simbolizadas por formas geométricas abertas. Apresentamos os nossos resultados em pontos vermelhos, conjuntamente, com as suas barras de erro. Na parte superior esquerda encontram-se barras de erro representativas para os resultados da literatura. Em linha pontilhada e tracejada preta está a relação um para um entre a perda de massa espectroscópica e teórica. Perceba que a nossa amostra povoa a região de transição para o problema dos ventos fracos.

Encontramos que a nossa amostra de gigantes O tardias apresenta taxas de perda de massa sistematicamente discrepantes às perdas de massa teóricas — somente 1 estrela da nossa amostra (HD 116852) possui a perda de massa compatível (limite superior) com a previsão hidrodinâmica — mesmo assim, tendo o seu valor de perda de massa aumentado pelo fator 3.16. O objeto para o qual encontramos a maior discrepância é HD 156202: ≈ 1.7 dex (conforme o valor de perda de massa indicado no diagrama) e ≈ 2.2 dex (considerando-se a sua perda de massa final de $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$). É notável encontrarmos essa discrepância de ≈ 1.7 dex, mesmo aumentando-se a perda de massa final desse objeto por um fator 3.16. Ressaltamos aqui que esse objeto é o mais tardio da nossa amostra (O9.7), sendo assim o de menor luminosidade. Desta maneira, em princípio, esperávamos que essa estrelas apresenta-se a menor taxa de perda de massa dentre a amostra de gigantes.

Desta forma, a partir desses diagramas, concluímos que gigantes O tardias também apresentam ventos fracos. Esta é a primeira vez que ventos fracos são verificados em estrelas O para além da classe de anãs. Ao povoarmos a região de $L_{\star}/L_{\odot} \approx 5.2$ dex, confirmarmos que essa região é crítica ao problema. Perceba pela Figura 3.39 e 3.40 que nossa amostra claramente “transita” entre o regime de ventos fracos das anãs tardias e o regime de ventos compatíveis com as previsões hidrodinâmicas. Concluímos então que o problema dos ventos fracos não está exclusivamente associado às estrelas O mais jovens (mais próximas da linha de idade zero), pois também encontramos ventos fracos em objetos um pouco mais evoluídos do que as anãs O tardias. Também perceba que objetos em diferentes estágios evolutivos — anãs iniciais (de maior luminosidade), gigantes iniciais e supergigantes O — apresentam acordo com as perdas de massa teóricas. Assim, podemos afirmar que o problema dos ventos fracos está fortemente relacionado com a luminosidade estelar frente aos possíveis efeitos evolutivos.

Mostramos na Figura 3.41, uma comparação das características espectrais no ultravioleta (dados IUE) para uma supergigante, gigante e anã O, sendo todas de tipos tardios (O9-9.7). A estrela gigante (HD 105627) está em nossa amostra e

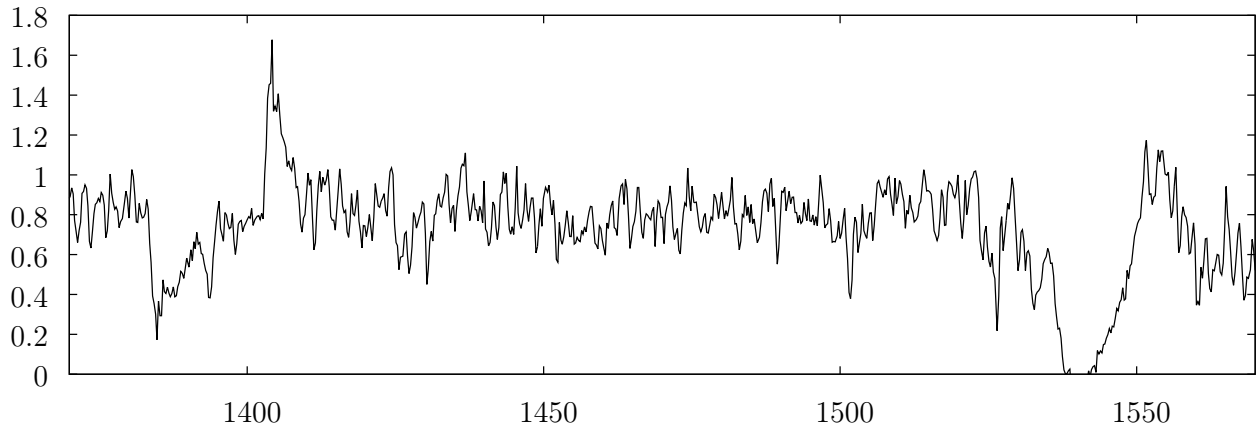
os resultados para as perdas de massa desses objetos estão indicados por formas geométricas abertas no diagrama da \dot{M} derivada versus \dot{M} teórica (Figura 3.40). Os seus valores de perda de massa estão indicados na Figura 3.41¹⁴. Por essa mesma figura, perceba que essas estrelas pertencem a diferentes grupos de luminosidade — HD 209975 é representada por losango ($\log(L_*/L_\odot) > 5.3$), HD 105627 por quadrado ($5.1 \geq \log(L_*/L_\odot) \leq 5.3$) e HD 326329 por ponto ($\log(L_*/L_\odot) < 5.1$). Escolhemos mostrar os espectros IUE desses objetos de diferentes classes de luminosidade, pois eles possuem taxas de perda de massa em regimes distintos: $\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-9} - 10^{-10} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. Isso ocorre porque essas estrelas possuem diferentes valores de luminosidade: menor perda de massa para o objeto menos luminoso (HD 326329, tipo O9.7V). Veja como as linhas de Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ (diagnósticos para a perda de massa) são diferentes dentre esses objetos: essas linhas aumentam de intensidade desde a estrela anã até a supergigante O. Desta maneira, as suas perdas de massa derivadas a partir de análises espectroscópicas¹⁵ são distintas — quanto maiores forem as intensidades das linhas formados no vento, maior será a taxa de perda de massa na modelagem a fim de ajustarmos essas linhas.

¹⁴Note que a perda de massa indicada para HD 105627 é menor (em 0.5 dex) do que a apresentada na Figura 3.40, pois nessa figura mostramos as nossas perdas de massa determinadas multiplicadas por um fator 3.16 (para todos os objetos), por conta do efeito de *clumping*.

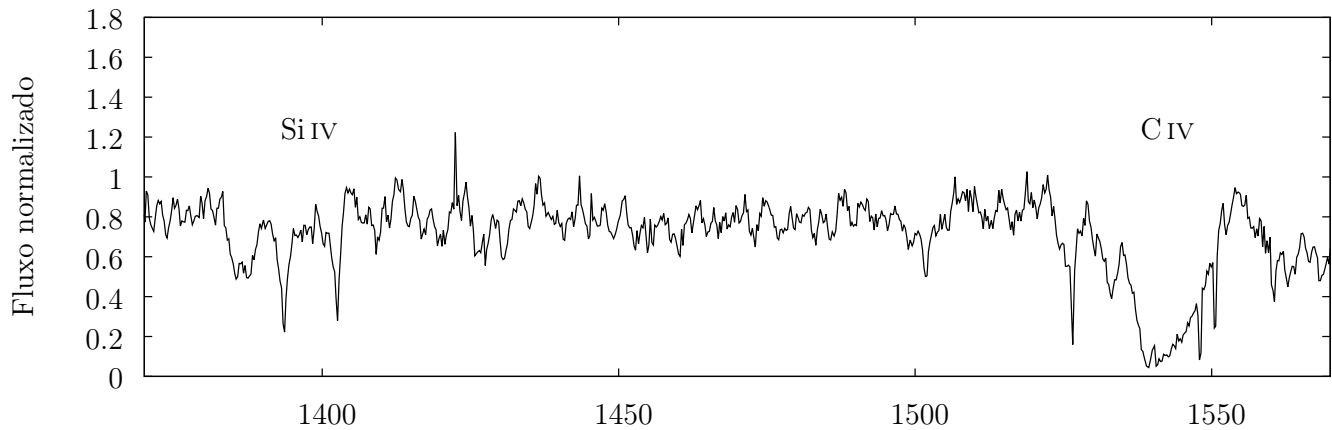
¹⁵Salientamos que o valor indicado para a perda de massa da supergigante HD 209975 é obtido exclusivamente através da região do óptico (Repolust et al. 2004).

Espectros IUE para supergigantes, gigantes e anãs O: linhas de Si IV e C IV

HD 209975 (O9Ib): $\dot{M} = 2.2 \times 10^{-6} M_{\odot}.\text{ano}^{-1}$



HD 105627 (O9III): $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9} M_{\odot}.\text{ano}^{-1}$



HD 326329 (O9.7V): $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-10} M_{\odot}.\text{ano}^{-1}$

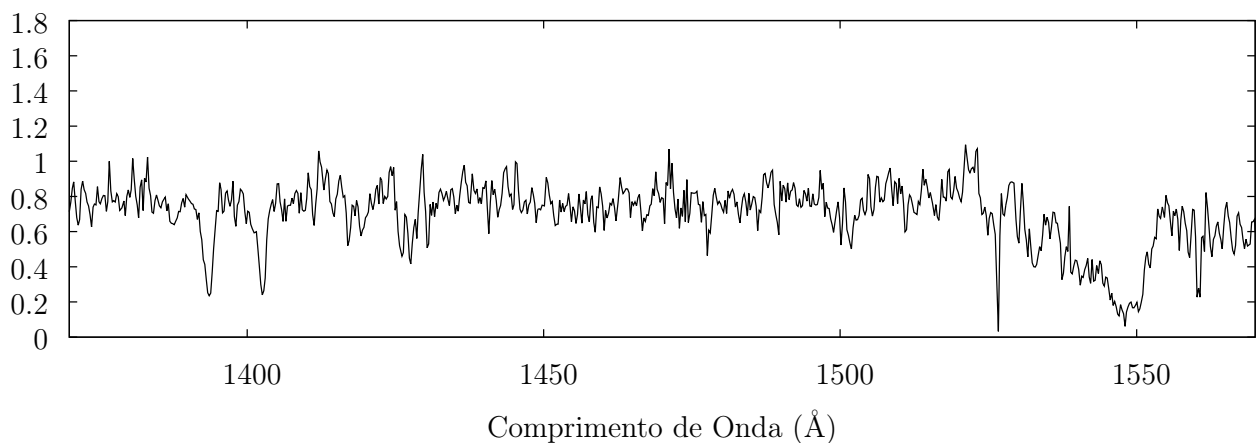


Figura 3.41: Espectros na região do ultravioleta (dados IUE) para uma supergigante, gigante e anã O. A gigante **HD 105627** faz parte da nossa amostra. Esses objetos estão simbolizados por formas geométricas abertas na Figura 3.40. Perceba as discrepâncias nas linhas diagnóstico do vento — Si IV e C IV — dentre esses objetos de diferentes classes de luminosidade.

3.7 Degenerescências: efeitos na perda de massa

Encontramos que gigantes O do tipo tardio apresentam ventos fracos. Buscamos investigar possíveis efeitos de degenerescências criados pelos parâmetros estelares na derivação das perdas de massa da amostra. Nesta parte, discutiremos sobre tais potenciais degenerescências entre a taxa de perda de massa e os seguintes parâmetros: temperatura efetiva, campo de velocidade de microturbulência e as abundâncias químicas de carbono, nitrogênio e oxigênio. Os resultados aqui discutidos quanto à temperatura efetiva foram abordados em Gama de Almeida (2015), por questão de completez, apresentaremos um resumo destes, em conjunto com as análises sobre a microturbulência e as abundância de CNO, sendo estas duas últimas desenvolvidas ao longo do período do mestrado. Dentre a microturbulência e as abundâncias químicas, investigamos com um maior nível de detalhes (análise para cada objeto da amostra) os efeitos produzidos pelas abundâncias químicas na determinação das perdas de massa. Para a microturbulência analisamos duas estrelas, para as quais verificamos parâmetros do vento (perda de massa e velocidade terminal) extremos dentre a amostra. Desta maneira, discutiremos, em maiores detalhes, sobre tais possíveis efeitos de abundâncias.

3.7.1 Temperatura efetiva

A temperatura efetiva é um parâmetro estelar de particular importância quanto à determinação dos parâmetros físicos do vento estelar (e.g., Martins 2011). A variação da temperatura efetiva implica mudanças nas estruturas de ionização no vento (i.e., nas frações de íons no vento), pois a variação desse parâmetro modifica a estrutura de temperatura ponto a ponto no vento. Para efeito de exemplificação, mostramos, na Figura 3.42 (Austin 2011), as frações (integradas na extensão do vento) de carbono e silício em modelos computados pelo CMFGEN para diferentes valores de temperatura efetiva. Salientamos que esses modelos de atmosferas apresentados na Figura 3.42 foram computados para parâmetros típicos de supergigantes O. Veja

como as frações dos estados de ionização desses elementos se alteram conforme varia-se a temperatura efetiva. Desta maneira, a temperatura efetiva impacta nas intensidades das linhas produzidas por elementos.

Em particular, através da Figura 3.42, percebe-se o aumento da fração de íons de Si IV (ponto vermelhos) para $T_{\text{ef}} \approx 30000$ K. Chamamos a atenção, na Seção 2.3, quanto à sensibilidade das linhas de Si IV frente à mudança na temperatura efetiva (7000 K de variação) — reveja a Figura 2.9 e 2.10 — onde encontramos a formação das linhas de Si IV sob a forma de P-Cygni para o modelo com $T_{\text{ef}} = 28000$ K: um aumento na fração de um dado íon implica aumento das intensidades das linhas criados por tal espécie atômica. Em suma, as incertezas derivadas para esse parâmetro potencialmente impactam na derivação da taxa de perda de massa.

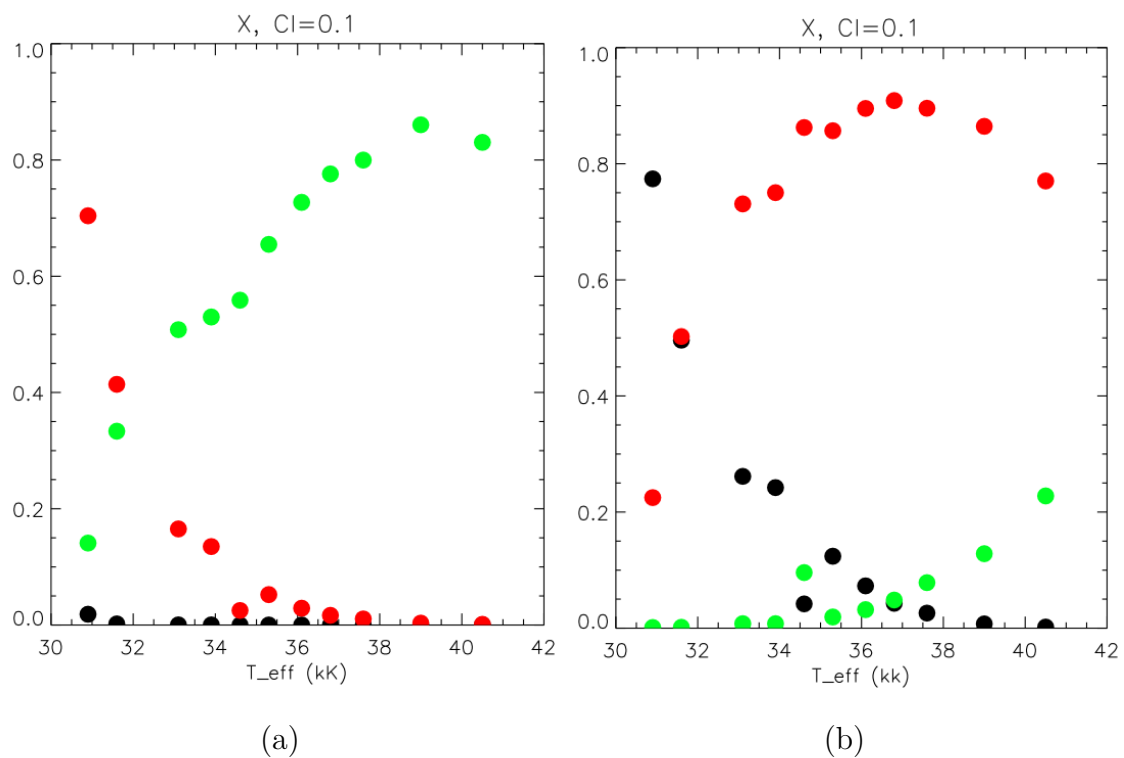


Figura 3.42: Adaptada de Austin (2011). Frações de íons de silício (painel esquerdo) e carbono (painel direito) computadas em modelos CMFGEN para estrelas supergigantes O: segundo estado de ionização em preto, terceiro em vermelho e quarto em verde. Nos títulos indica-se que o fator de *clumping* é igual a 0.1 e que há inclusão de raios-X na modelagem. Note como a fração de Si IV aumenta para a temperatura efetiva em torno de 30000 K.

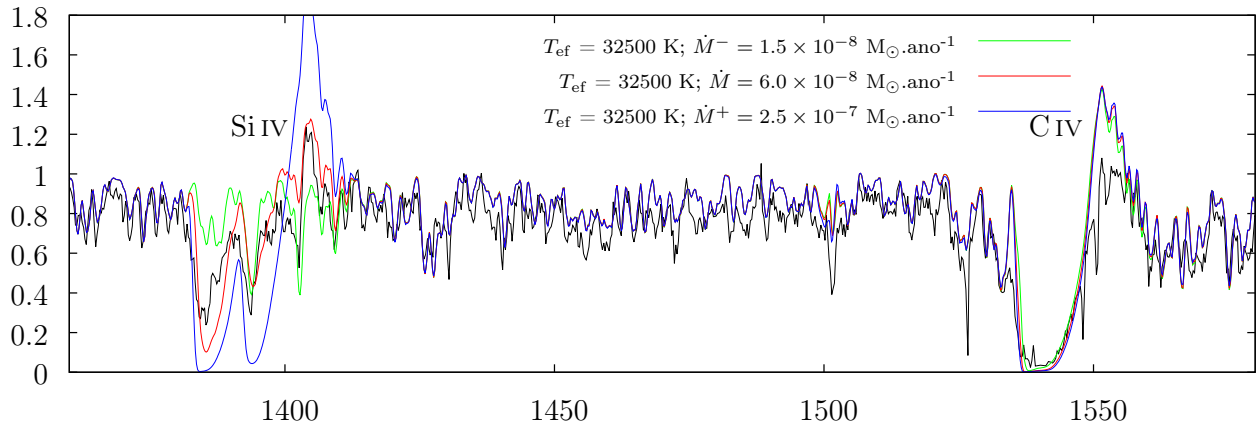
Discutimos aqui sobre o efeito da temperatura efetiva na perda de massa quanto às estrelas HD 156292 e HD 116852, pois esses objetos possuem propriedades do

vento extremas dentre a nossa amostra: HD 156292 apresenta $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}$ ano⁻¹ e $v_{\infty} = 1300 \text{ km s}^{-1}$, enquanto que para HD 116852 temos $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8} M_{\odot}$ ano⁻¹ e $v_{\infty} = 2100 \text{ km s}^{-1}$. Sendo a discrepância na perda de massa por um fator 40, essas são, respectivamente, as estrelas com vento de menor e maior densidade da nossa amostra. Desta maneira, são objetos representativos da amostra quanto à análise de casos limites para os efeitos produzidos na derivação dos parâmetros do vento em virtude de variações nos demais parâmetros físicos da modelagem.

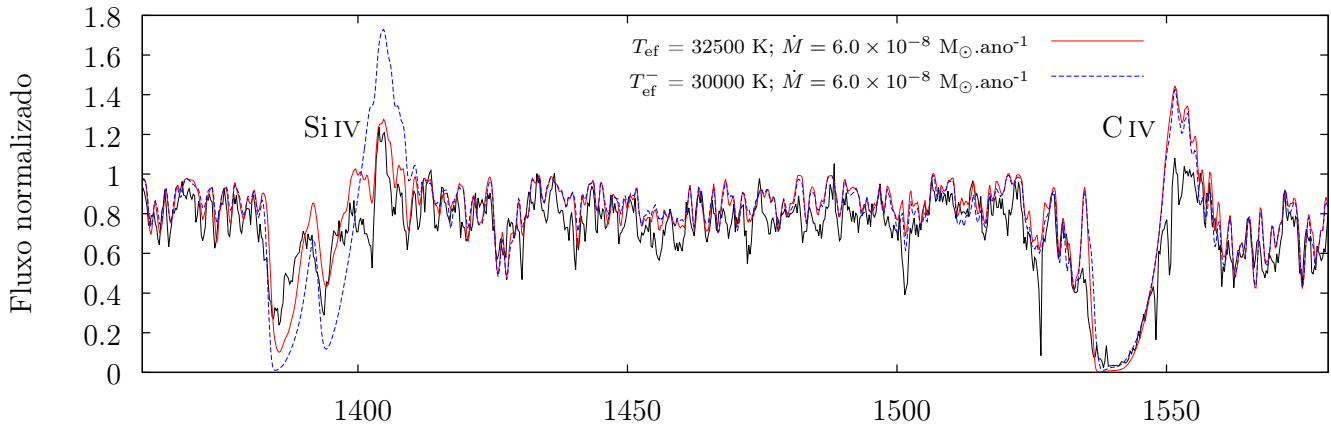
Na Figura 3.43, apresentamos o teste de degenerescência entre a perda de massa e a temperatura efetiva para HD 116852, enquanto na Figura 3.44 encontra-se o teste análogo para HD 156292. Mostramos nessas figuras a região de $\approx 1370 - 1570 \text{ \AA}$, onde se encontram as linhas diagnósticas para a perda de massa. Os dados IUE estão em linha sólida preta. Em cada dessas figuras mostramos nos painéis superiores a comparação entre o modelo final (linha sólida vermelha) frente aos limites derivados para a perda de massa. Nos painéis intermediários encontra-se a comparação entre o modelo final e o limite inferior determinada para a temperatura efetiva, enquanto nos painéis inferiores mostramos essa comparação para o limite superior da temperatura efetiva. Salientamos que esses resultados para a temperatura efetiva são obtidos através da região do ultravioleta, permitindo-se uma análise mais conservadora devido ao fato das barras de erro via ultravioleta serem maiores do que as barras de erro encontradas através das linhas de He I-II no óptico.

HD 116852: $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120 \text{ km.s}^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100 \text{ km.s}^{-1}$

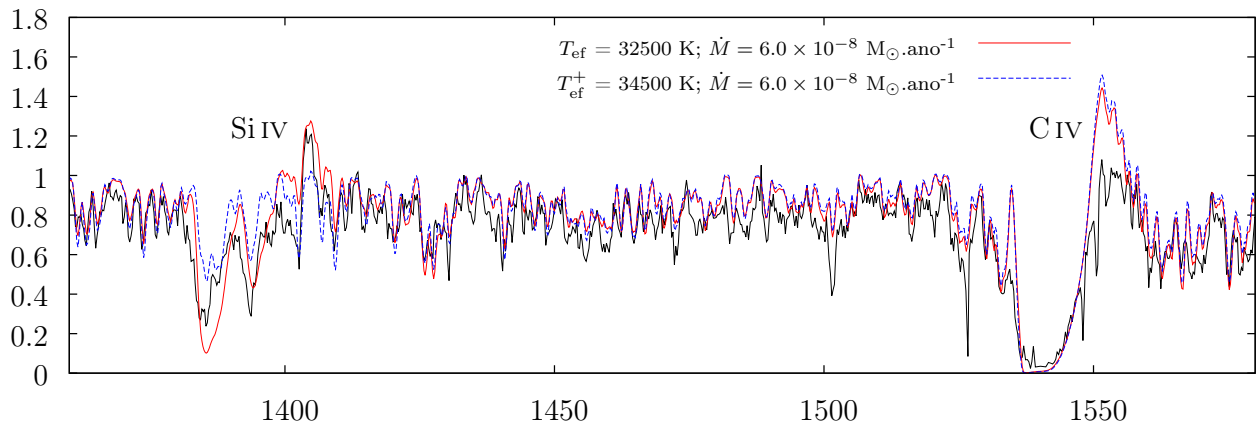
Modelo final e \dot{M} limites



Modelo final e T_{ef} inferior



Modelo final e T_{ef} superior

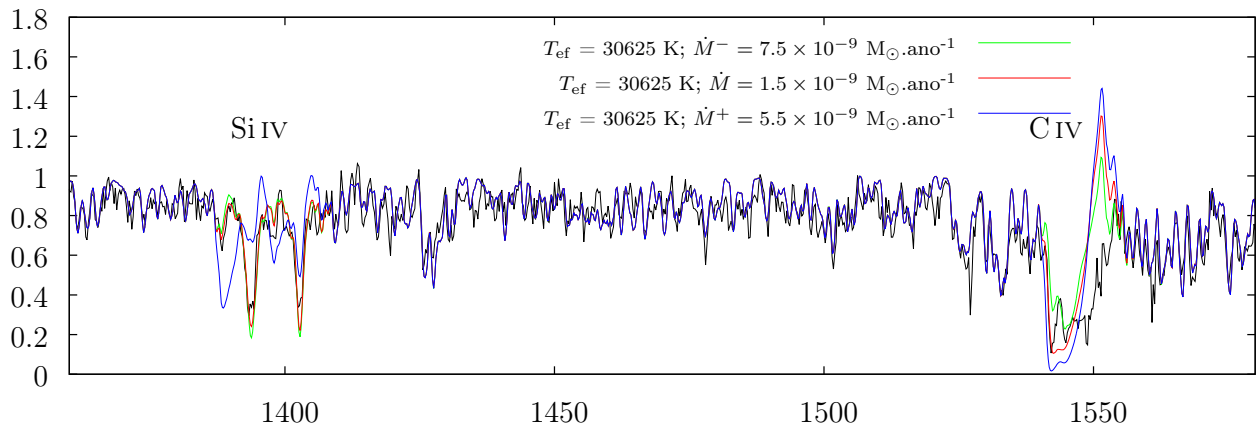


Comprimento de Onda (\AA)

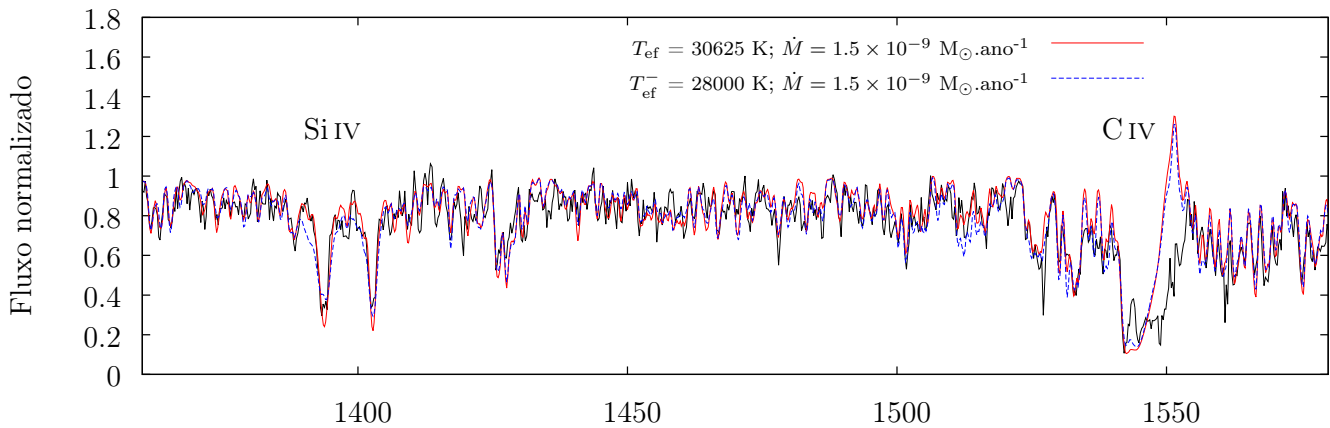
Figura 3.43: Teste de degenerescência entre a perda de massa e a temperatura efetiva para **HD 116852**: efeitos produzidos pela temperatura efetiva na modelagem das linhas diagnóstico para a perda de massa. Os dados IUE estão em linha sólida preta e o modelo final em linha sólida vermelha. No painel superior, mostramos os limites para a perda de massa (superior em linha sólida azul e inferior em sólida verde). Nos painéis seguintes estão os modelos com os limites para a temperatura efetiva (em linha tracejada azul), em comparação ao modelo final. Perceba que o maior efeito é criado pelo limite inferior da temperatura efetiva, entretanto, mesmo assim não há superestimação na derivação da taxa de perda de massa: faz-se necessário diminuir a perda de massa no modelo tracejada azul do painel do meio.

HD 156282: $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100 \text{ km.s}^{-1}$ e $v_{\infty} = 1300 \text{ km.s}^{-1}$

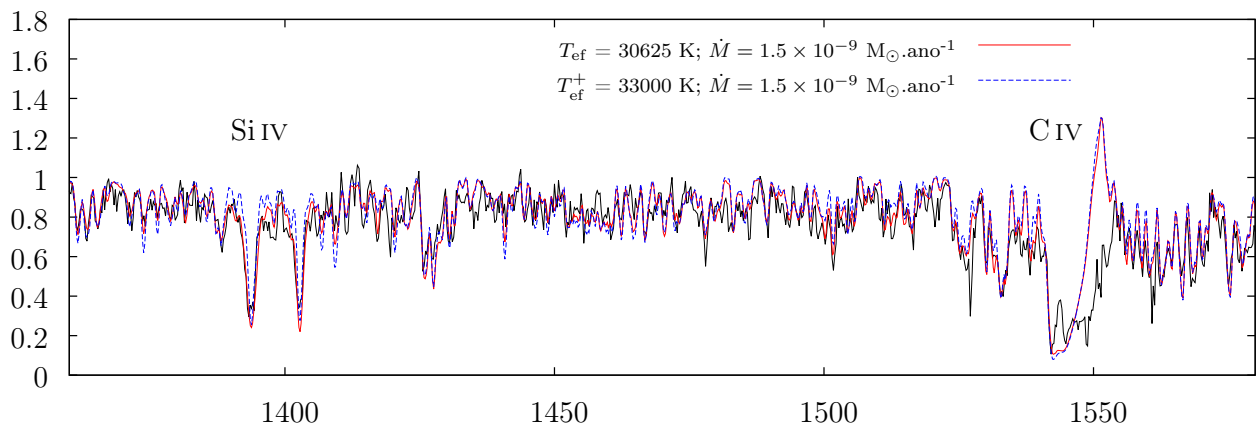
Modelo final e \dot{M} limites



Modelo final e T_{ef} inferior



Modelo final e T_{ef} superior



Comprimento de Onda (\AA)

Figura 3.44: Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**. Note que as barras de erro na temperatura efetiva não produzem efeitos significativos nas linhas de Si IV e C IV frente aos criados pelos limites da perda de massa.

Primeiramente, quanto à estrela HD 156292, encontramos que os efeitos produzi-

dos pela variação na temperatura efetiva sob os perfis de Si IV e C IV são inteiramente reproduzidos pelos limites derivados para a taxa de perda de massa desse objeto. Quanto à HD 116852, verificamos que o maior efeito é criado pelo limite inferior da temperatura efetiva (modelo em linha tracejada azul no painel intermediário da Figura 3.43), entretanto, mesmo para esse caso, a barra de erro superior para a perda de massa reproduz o perfil Si IV criado por tal modelo. Sublinhamos que, neste caso, seria necessário uma diminuição da taxa de perda de massa, ou seja, não há superestimação na derivação da taxa de perda de massa para esse objeto.

Desta forma, concluímos que as barras de erro derivadas para a temperatura efetiva não implicam aumento dos nossos valores para a taxa de perda de massa. Além disso, notamos que os limites para a temperatura efetiva não afetam a modelagem da parte em emissão das linhas de C IV, isto é, continua sendo indispensável considerarmos modelos com $\beta \approx 0.3$ a fim de diminuirmos as intensidades das partes em emissão de tal perfil.

3.7.2 Microturbulência

Recordamos sobre a parametrização para a o campo de velocidade de microturbulência (Equação 2.3):

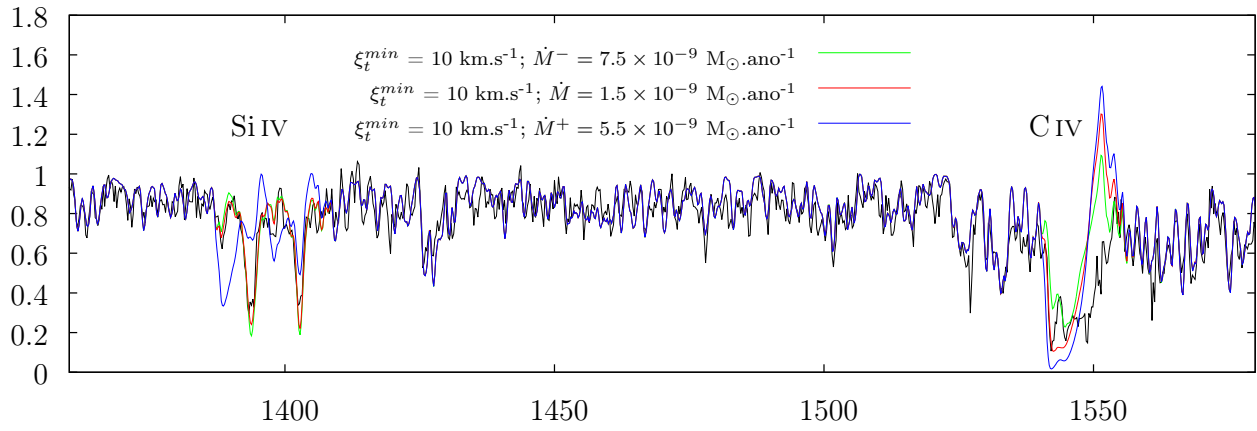
$$\xi_t(r) = \xi_t^{min} + (\xi_t^{max} - \xi_t^{min})v(r)/v_\infty$$

onde ξ_t^{min} descreve o valor da microturbulência na fotosfera ($\xi_t(r = R_*)$) e ξ_t^{max} na região mais externa do vento ($\xi_t(r \rightarrow \infty)$). Em conformidade com os resultados na literatura para estrelas O tardias, inicialmente assumimos $\xi_t^{min} = 10 \text{ km s}^{-1}$ e $\xi_t^{max} = 0.1v_\infty$. Entretanto, percebe-se que a mudança no valor de ξ_t^{min} impacta na microturbulência ponto a ponto no vento. Desta maneira, exploramos possíveis degenerescências entre as taxas de perda de massa e a nossa suposição quanto à velocidade de microturbulência na fotosfera.

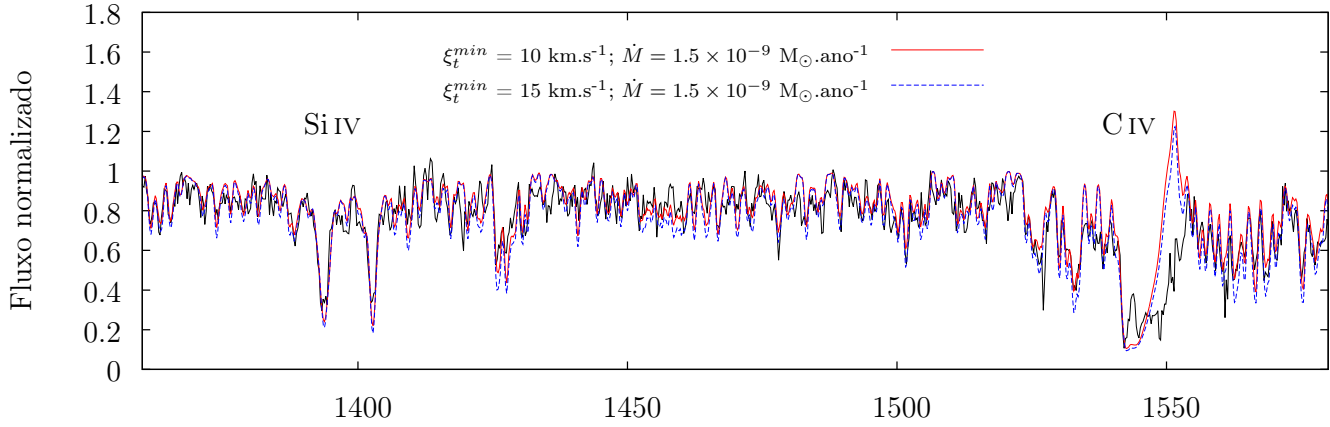
Na Figura 3.45, apresentamos o nosso teste para HD 156292. No painel superior, mostramos o modelo final (linha sólida vermelha) em comparação com as incertezas derivadas para a taxas de perda de massa. Veja que todos esses modelos possuem $\xi_t^{min} = 10 \text{ km s}^{-1}$. Nos painéis seguintes encontram-se modelos com $\xi_t^{min} = 15 \text{ km s}^{-1}$ e $\xi_t^{min} = 20 \text{ km s}^{-1}$ (linhas tracejadas azuis) em comparação com o modelo final. Mostramos o teste análogo para HD 116852 na Figura 3.46, entretanto para valores menores de microturbulência: $\xi_t^{min} = 20 \text{ km s}^{-1}$ e $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$. Esses valores de $\xi_t^{min} \gtrsim 20 \text{ km s}^{-1}$ são casos extremos para estrelas O tardias, pois a velocidade de microturbulência tende a decair para os tipos mais tardios (e.g., Heap et al. 2006). De fato, esse regime de velocidade é típico para estrelas com temperaturas efetivas acima de $\approx 40000 \text{ K}$, enquanto a nossa amostra apresenta valores de $\approx 30000\text{-}35000 \text{ K}$.

HD 156282: $T_{ef} = 30625$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹ e $v_{\infty} = 1300$ km.s⁻¹

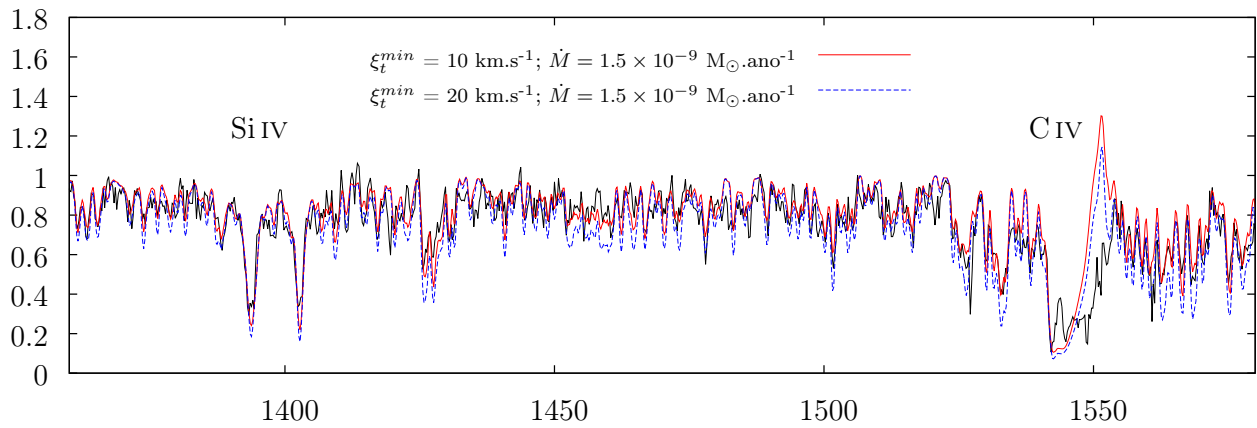
Modelo final e \dot{M} limites



Modelo final e $\xi_t^{min} = 15$ km.s⁻¹



Modelo final e $\xi_t^{min} = 20$ km.s⁻¹

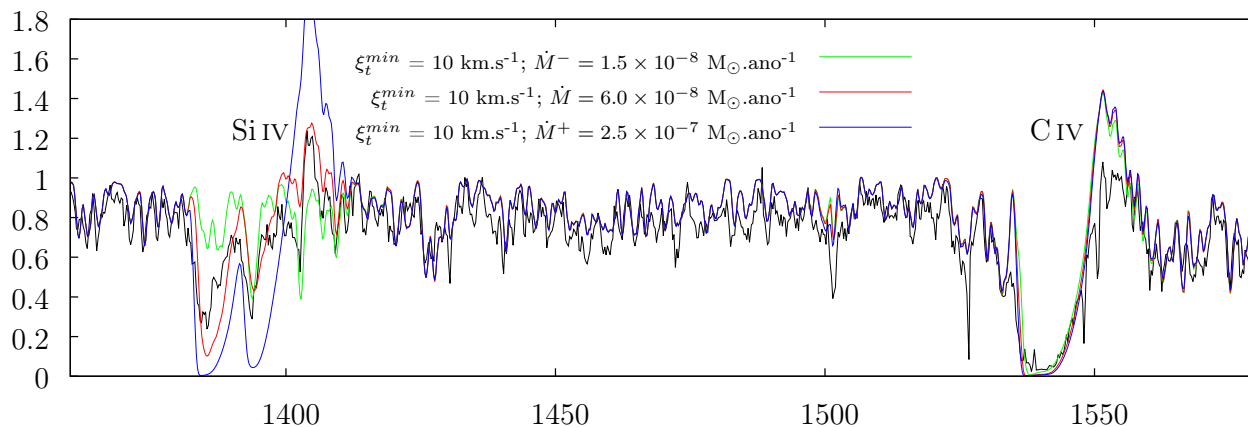


Comprimento de Onda (Å)

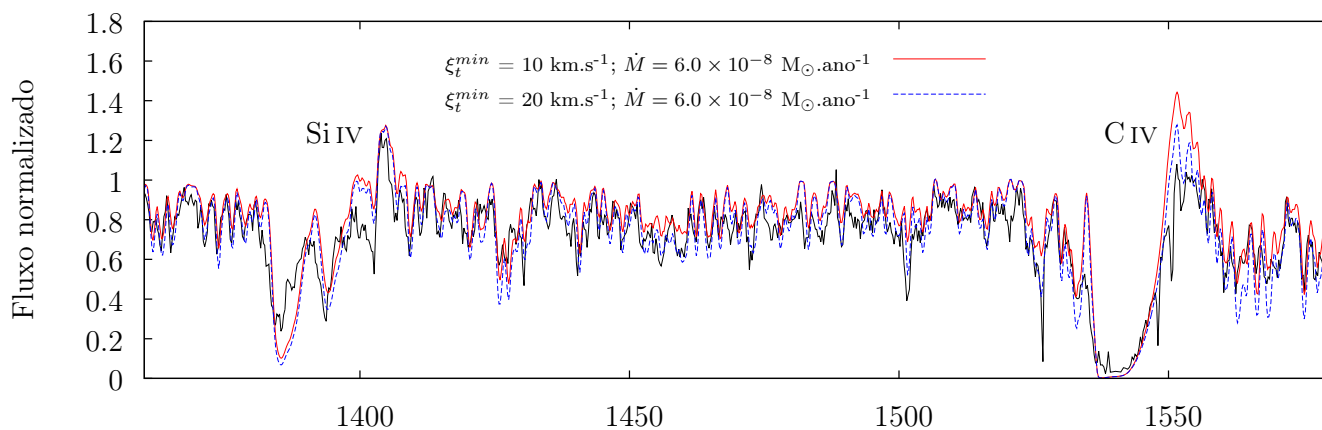
Figura 3.45: Teste de degenerescência entre a perda de massa e a microturbulência fotosférica ξ_t^{min} para **HD 156292**: efeitos produzidos pela temperatura efetiva na modelagem das linhas diagnóstico para a perda de massa. Os dados IUE estão em linha sólida preta e o modelo final em linha sólida vermelha. No painel superior, mostramos os limites para a perda de massa (superior em linha sólida azul e inferior em sólida verde). Nos painéis seguintes estão os modelos com $\xi_t^{min} = 15$ km s⁻¹ e 20 km s⁻¹, em comparação ao modelo final ($\xi_t^{min} = 10$ km s⁻¹). Note que não há alteração significativa nas linhas formadas no vento de forma a implicar mudança na determinação da perda de massa. Além disso, perceba que as linhas de ferro tornam-se mais intensas conforme o aumento de ξ_t^{min}

HD 116852: $T_{ef} = 32500$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120$ km.s⁻¹ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

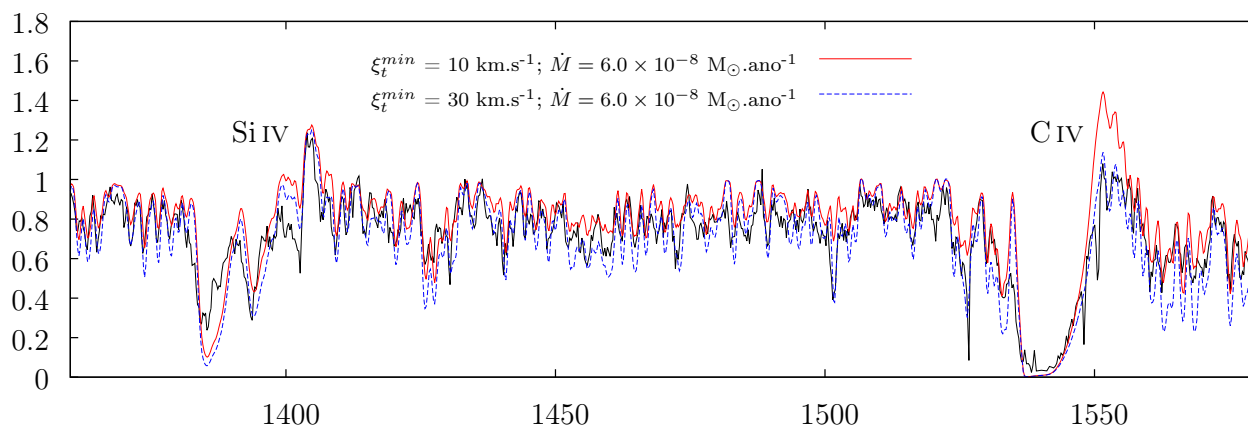
Modelo final e \dot{M} limites



Modelo final e $\xi_t^{min} = 20$ km.s⁻¹



Modelo final e $\xi_t^{min} = 30$ km.s⁻¹



Comprimento de Onda (Å)

Figura 3.46: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**. Mostramos variações na microturbulência para $\xi_t^{min} = 20$ km s⁻¹ e $\xi_t^{min} = 30$ km s⁻¹. Novamente, veja que não precisamos revisar a perda de massa. Note também as linhas de ferro mais intensas para $\xi_t^{min} > 10$ km s⁻¹. Neste caso, o aumento da microturbulência em $\xi_t^{min} = 30$ km s⁻¹ produz uma diminuição significativa na parte em emissão do perfil de C IV sintético.

A partir da Figura 3.45 e 3.46, excluimos a possibilidade de degenerescências entre a perda de massa e a suposição na estrutura de microturbulência. Os modelos em linhas pontilhada azul não alteram de forma significativa os ajustes finais de forma a necessitarmos revisar as perdas de massas derivadas. De fato, os modelos com $\xi_t^{min} > 10 \text{ km s}^{-1}$ provêem ajustes melhores às linhas de Si v λ 1502, sendo esta uma das linhas diagnóstico para a derivação desse parâmetro. No caso, tal linha é bem ajustada por $\xi_t^{min} = 15 \text{ km s}^{-1}$ em HD 156292 (painel intermediário) e $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$ em HD 116852 (painel inferior). Além disso, percebe-se que a parte em emissão do perfil de C IV em HD 116852 é bem ajustada para $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$ (apesar de não existirem mudanças significativas para o caso de HD 156292).

Desta maneira, ξ_t^{min} poderia, em princípio, nos fornecer um bom ajuste à parte em emissão da linha de C IV para HD 116852. Entretanto, encontramos que valores de $\xi_t^{min} \gtrsim 10 \text{ km s}^{-1}$ impactam de forma significativa na determinação das temperaturas efetivas. Isso ocorre pois um aumento na microturbulência fotosférica ξ_t^{min} implica aumento das intensidades de todas as linhas formadas nessa região. Veja como as linhas de ferro (no caso, Fe IV) tornam-se mais intensas na região de $\approx 1370 - 1570 \text{ \AA}$. Recordamos que as linhas Fe III-V mostraram-se particularmente mais sensíveis durante a análise à variação da temperatura efetiva do que as linhas produzidas por Fe IV. Assim, pelo fato das linhas de Fe IV serem mais sensíveis à variação em ξ_t^{min} do que na temperatura efetiva (dentro dos intervalos explorados), o aumento da velocidade de microturbulência potencialmente afeta a nossa determinação da temperatura efetiva pela região do ultravioleta.

A fim de quantificarmos o impacto de ξ_t^{min} na temperatura efetiva, revisamos a determinação da temperatura efetiva de HD 116852 (caso extremo de microturbulência fotosférica), considerando-se $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$. Na Figura 3.47, mostramos na parte superior a comparação entre o nosso modelo final (linha sólida vermelha) e o modelo com $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$. Esses modelos possuem os mesmos parâmetros físicos, à parte da variação em ξ_t^{min} . Para ambos temos $T_{ef} = 32500 \text{ K}$ (valor derivado pelo ultravioleta). Na parte inferior encontra-se o modelo com $\xi_t^{min} = 30 \text{ km s}^{-1}$ e

temperatura efetiva revisada a fim ajustarmos as linhas de ferro ($T_{\text{ef}} = 36000$ K). Apesar das semelhanças entre esse modelo e o modelo final, perceba que encontramos problemas nos ajustes às linhas de Fe III (em ≈ 1900 Å) em virtude do alto valor de temperatura efetiva (aumento de 3500 K). Além disso, temos que $T_{\text{ef}} = 32500_{-2500}^{+2000}$ K pelo ultravioleta, enquanto $T_{\text{ef}} = 33000_{-2375}^{+2000}$ pelo óptico para HD 116852. Assim, tanto pelo ultravioleta quanto pelo óptico, excluimos o valor de $T_{\text{ef}} = 36000$ K para HD 116852.

Em conclusão, encontramos que ξ_t^{min} não impacta nas determinação das perdas de massa. Apesar da linha de Si v λ 1502 em HD 116852 ser melhor ajustada para $\xi_t^{\text{min}} = 30$ km s⁻¹ além da parte em emissão da linha de C IV, esse é um valor extremo de ξ_t^{min} para estrelas O tardias. De fato, um aumento de $\xi_t^{\text{min}} = 10$ km s⁻¹ para $\xi_t^{\text{min}} = 30$ km s⁻¹ implica na necessidade de revisar a temperatura efetiva pelo ultravioleta para além das barras de erro derivadas tanto pelo ultravioleta quanto pelo óptico. Desta maneira, efeitos produzidos por microturbulência não explicam a superestimativa do modelo final na parte em emissão do perfil de C IV em HD 116852, configurando-se o mesmo para HD 156292.

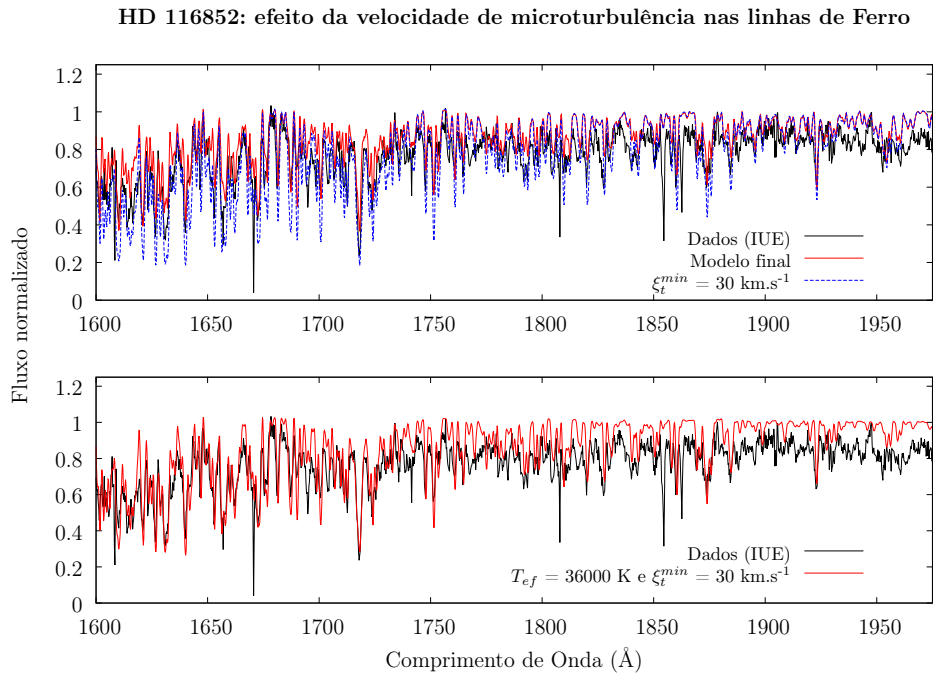


Figura 3.47: Comparação entre o modelo final ($\xi_t^{\text{min}} = 10$ km s⁻¹, linha vermelha) e o modelo variando-se ξ_t^{min} para 30 km s⁻¹ (tracejada azul). Mostramos também a comparação entre o modelo (linha sólida vermelha) com $\xi_t^{\text{min}} = 30$ km s⁻¹ e temperatura efetiva revisada de forma a modelar as linhas de ferro ($T_{\text{ef}} = 36000$ K): veja a dificuldade em modelarmos as linhas de Fe III.

3.7.3 Abundâncias químicas de CNO

Relembramos aqui, que assumimos abundâncias químicas solares. Exploramos o efeito produzido pelas abundâncias químicas de carbono, nitrogênio e oxigênio através de resultados homogêneos, obtidos a partir de uma mesma metodologia, para C/H, N/H e O/H (abundâncias de CNO relativas ao hidrogênio). Para tal finalidade, analisamos os resultados de Martins et al. (2015) para as abundâncias de CNO. Esse trabalho é dedicado à determinação das abundâncias de CNO em estrelas O (amostra de 74 objetos) de diferentes classes de luminosidade (classes V, IV, III, II e I).

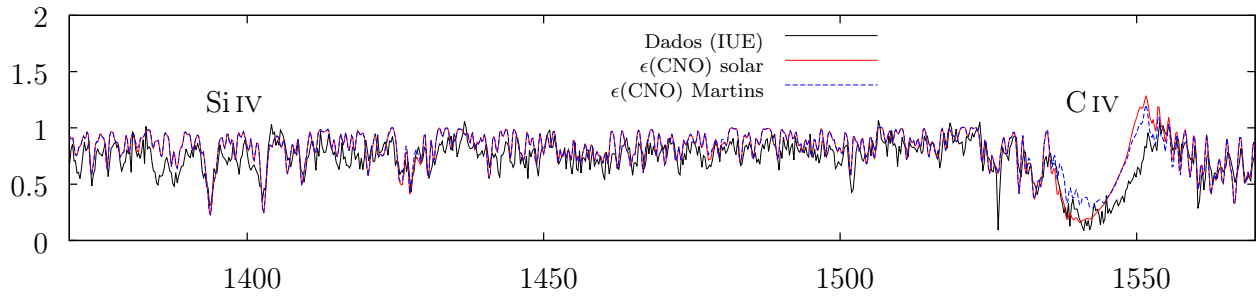
Nossa amostra de gigantes O possui 4 objetos em comum com a amostra de Martins et al. (2015): HD 24431, HD 153426, HD 218195 e HD 36861 (λ Orionis A). Para essas estrelas, utilizamos os valores derivados por Martins et al. (2015) para as abundâncias de CNO. Quanto ao restante da nossa amostra — HD 156292, HD 105627, HD 116852, HD 115455 e HD 135591, que não são analisadas por Martins et al. (2015) — adotamos os valores para as abundâncias $\epsilon(\text{CNO})$ a partir dos resultados obtidos por Martins et al. (2015) para estrelas gigantes O tardias. Para esse último caso, utilizamos os valores extremos encontrados por Martins et al. (2015) para a sua amostra de 12 estrelas O8-9.5III. Assumimos o menor valor de C/H, o maior de N/H e o menor de O/H. Delineamos essa metodologia de forma a sermos consistentes com as predições de modelos evolutivos e determinações via modelos de atmosferas quanto ao comportamento das abundâncias químicas superficiais, de acordo com os diferentes estágios evolutivos de estrelas O, que estão relacionados às diferentes classes de luminosidade.

Ressaltamos que, apesar de termos adotados esses valores de forma a satisfazer-mos essa consistência com os resultados na literatura, eles são adotados de forma conservadora, isto é, adotados a partir de valores extremos encontrados por Martins et al. (2015) para as abundâncias químicas em gigantes O tardias. Conforme discutiremos a seguir, tal fato potencialmente impacta na nossa análise do efeito produzido pelas $\epsilon(\text{CNO})$ nas determinações das taxas de perda de massa.

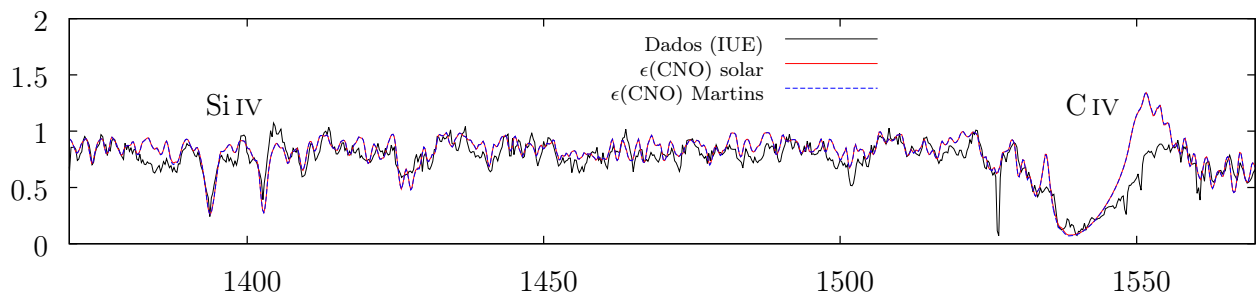
Na Figura 3.48, mostramos as comparações entre os modelos finais (abundâncias solares, em linha sólida vermelha) e os modelos computados com as abundâncias derivadas por Martins et al. (2015) — linha tracejada azul. À parte da variação quanto às abundâncias de CNO, esses modelos possuem os mesmos parâmetros. Não se verifica alteração nas linhas de Si IV para todas as estrelas. Quanto aos perfis de C IV, encontramos mudança somente para HD 24431, existindo uma diminuição da intensidade da parte em absorção. Desta maneira, necessitamos revisar (aumentando-se o seu valor) somente a taxa de perda de massa para HD 24431. Já na Figura 3.49, encontram-se comparações análogas à Figura 3.48. Assumimos as abundâncias de CNO dessas estrelas a partir dos resultados derivados por Martins et al. (2015). Os modelos com variações na abundância química também estão em linha tracejada azul. Perceba que, para esse último caso, são necessárias revisões para as perdas de massa de 3 objetos: HD 156292, HD 105627 e HD 115455. Apesar de não podermos abordar essa questão sob uma perspectiva estatística, consideramos que essa maior fração de estrelas (para as quais é requerido um aumento na perda de massa) deve-se ao fato de consideramos abundâncias químicas de CNO conservadoras, que afetam as intensidades das linhas de carbono.

Efeitos de abundância na \dot{M} : abundâncias de CNO determinadas

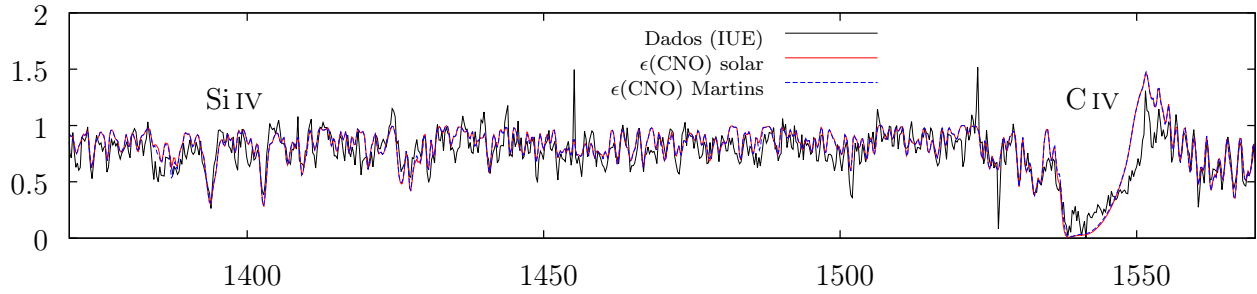
HD 24431



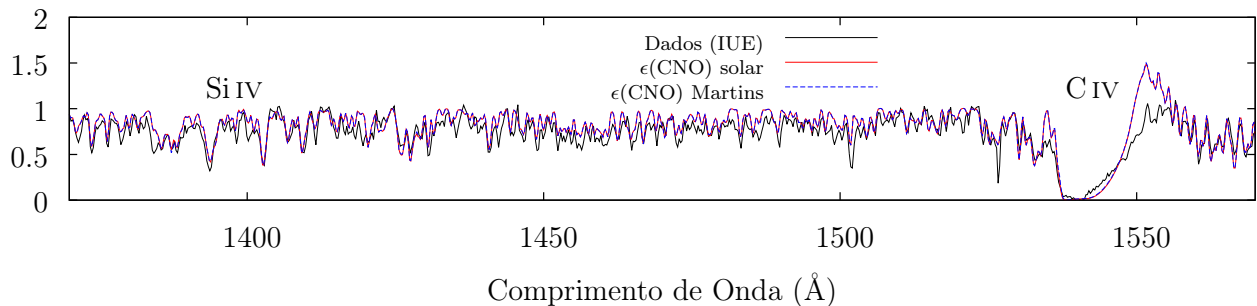
HD 153426



HD 218195



HD 36861



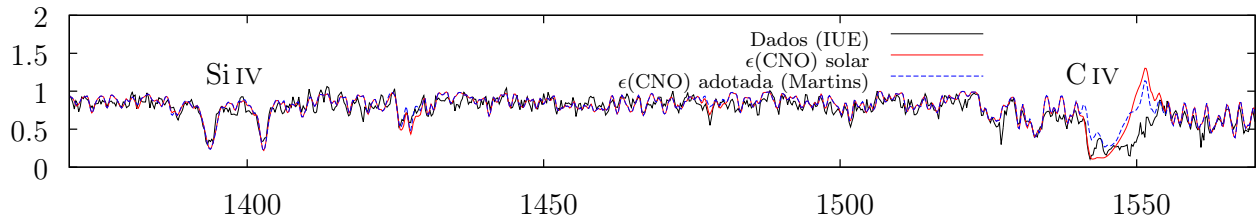
Fluxo normalizado

Comprimento de Onda (\AA)

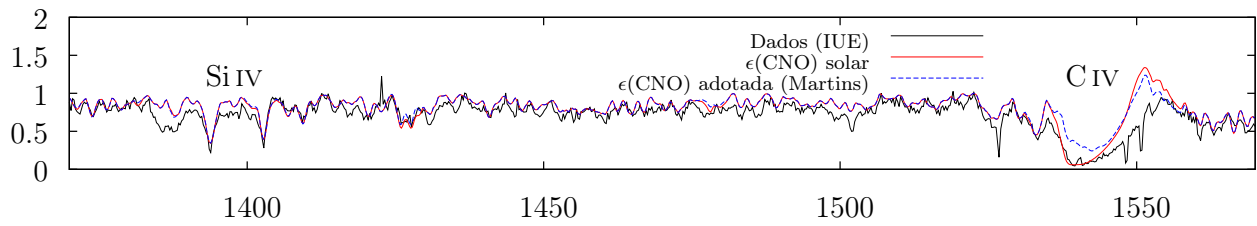
Figura 3.48: Comparação entre os modelos finais (abundâncias solares, linha sólida vermelha) frente aos modelos considerando-se os valores de abundâncias de CNO derivados por Martins et al. (2015) — linha tracejada azul. Análises para **HD 24431**, **HD 153426**, **HD 218195** e **HD 36861**. Perceba que há mudança na linha C IV somente para **HD 24431**.

Efeitos de abundância na \dot{M} : abundâncias de CNO assumidas

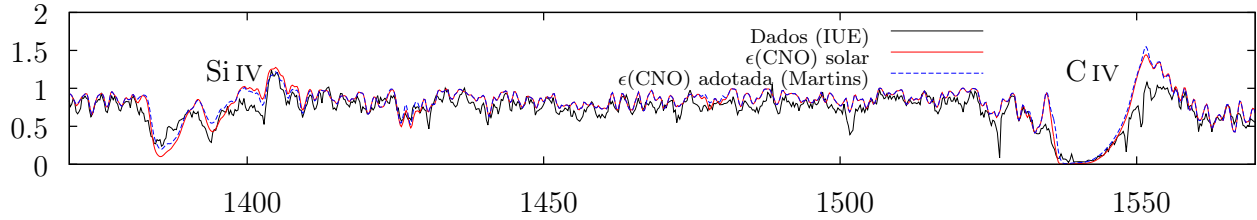
HD 156292



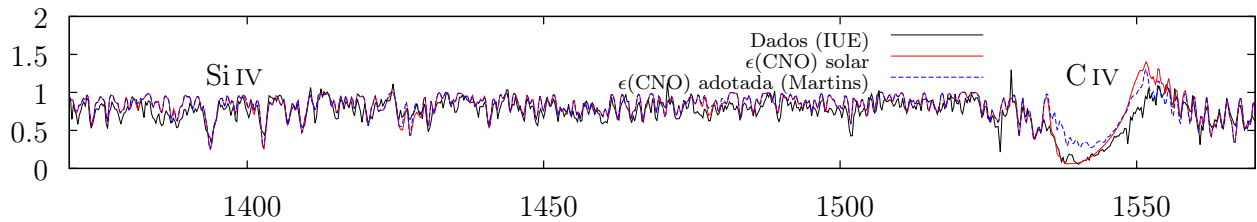
HD 105627



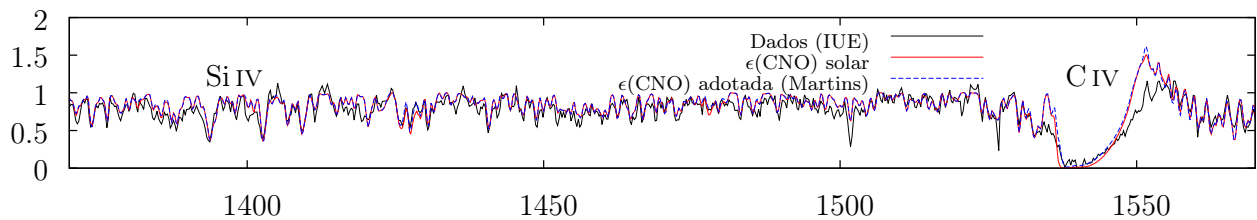
HD 116852



HD 115455



HD 135591



Fluxo normalizado

Comprimento de Onda (\AA)

Figura 3.49: Idem à figura anterior, mas para valores de abundâncias de CNO assumidos através dos resultados de Martins et al. (2015) para gigantes O tardias. Análises para **HD 156292**, **HD 105627**, **HD 116852**, **HD 115455** e **HD 135591**. Salientamos que essas estrelas não fazem parte da amostra de Martins et al. (2015). Veja que há uma fração maior de estrelas com alterações nas linhas de C IV, em comparação a amostra com as $\epsilon(\text{CNO})$ derivadas (figura anterior).

Apresentamos na Tabela 3.3 e 3.4, um resumo dos resultados obtidos para a determinação da perda de massa considerando-se abundâncias químicas de CNO não solares. Na Tabela 3.3, encontram-se as nossas estrelas com $\epsilon(\text{CNO})$ derivadas por Martins et al. (2015), enquanto na Tabela 3.4 estão objetos para os quais assumimos abundância a partir dos resultados desses autores. Em ambas, mostramos os valores de C/H, N/H e O/H utilizados nos modelos em linha tracejada azul nas duas últimas figuras. Indicamos com o marcador “✓” as estrelas para as quais não necessitamos revisar os seus valores de perda de massa. A Tabela 3.3 mostra que as gigantes O tardias apresentam uma tendência de aumento das abundâncias relativas de nitrogênio e diminuição das abundâncias relativas de carbono e oxigênio, em comparação aos valores solares. No geral, considerando-se as barras de erro derivadas, não encontramos mudanças substanciais nos valores revisados para as perdas de massa. Note, que para HD 24431 (dentro do grupo de abundâncias derivadas), o limite superior revisado é igual ao anteriormente determinado.

Estrela	\dot{M}	C, N, O/H solar ($\times 10^{-4}$)	$\dot{M}_{\text{CNO}}^{\text{derivado}}$	C, N, O/H derivado ($\times 10^{-4}$)
HD 24431	$2.5_{-1.5}^{+7.5} \times 10^{-9}$	2.7, 0.7 e 4.9	$5.0_{-2.5}^{+5.0} \times 10^{-9}$	1.3, 0.8 e 3.9
HD 153426	$4.5_{-2.5}^{+10.5} \times 10^{-9}$	2.7, 0.7 e 4.9	✓	2.9, 1.0 e 4.6
HD 218195	$1.0_{-0.75}^{+2.5} \times 10^{-8}$	2.7, 0.7 e 4.9	✓	2.0, 5.0 e 4.6
HD 36861	$2.5_{-2.2}^{+3.5} \times 10^{-8}$	2.7, 0.7 e 4.9	✓	2.2, 1.5 e 4.7

Tabela 3.3: Estrelas com $\epsilon(\text{CNO})$ derivadas por Martins et al. (2015). Taxas de perdas de massa em $M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. \dot{M} : perda de massa derivada utilizando-se abundâncias solares. C, N, O/H solar: abundâncias de CNO solares (Grevesse et al. 2010). $\dot{M}_{\text{CNO}}^{\text{derivado}}$: perdas de massas revisadas considerando-se as abundâncias de Martins et al. (2015). C, N, O/H derivado: abundâncias de CNO obtidas por Martins et al. (2015).

Estrela	\dot{M}	C, N, O/H solar ($\times 10^{-4}$)	$\dot{M}_{\text{CNO}}^{\text{adotado}}$	C, N, O/H adotado ($\times 10^{-4}$)
HD 156292	$1.5_{-0.75}^{+4.0} \times 10^{-9}$	2.7, 0.7 e 4.9	$3.0_{-1.5}^{+2.5} \times 10^{-9}$	0.7, 1.6 e 1.1
HD 105627	$4.0_{-2.5}^{+16.0} \times 10^{-9}$	2.7, 0.7 e 4.9	$1.0_{-0.6}^{+2.0} \times 10^{-8}$	0.7, 1.6 e 1.1
HD 116852	$6.0_{-4.5}^{+19.0} \times 10^{-8}$	2.7, 0.7 e 4.9	✓	0.7, 1.6 e 1.1
HD 115455	$5.0_{-3.0}^{+10.0} \times 10^{-9}$	2.7, 0.7 e 4.9	$1.5_{-1.0}^{+2.0} \times 10^{-8}$	0.7, 1.6 e 1.1
HD 135591	$2.0_{-1.85}^{+6.0} \times 10^{-8}$	2.7, 0.7 e 4.9	✓	0.7, 1.6 e 1.1

Tabela 3.4: As nossas estrelas que estão fora da amostra de Martins et al. (2015): assumimos CNO a partir dos resultados Martins et al. (2015). Taxas de perdas de massa em $M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. $\dot{M}_{\text{CNO}}^{\text{adotado}}$: perda de massa revisada considerando-se valores de CNO assumido a partir dos resultados de Martins et al. (2015). C, N, O/H adotado: os valores assumidos para a abundância de CNO. As demais colunas indicam as mesmas grandezas da Tabela 3.3.

A fim de testarmos as nossas conclusões sobre ventos fracos, apresentamos na Figura 3.50 dois diagramas para as perdas de massas derivadas versus às perdas de massas teóricas. Em ambos os casos, as perdas de massa derivadas estão multiplicadas por um fator 3.16. No diagrama da esquerda, encontram-se os resultados derivados considerando-se abundâncias químicas solares (Figura 3.40). Já na direita, mostramos as perdas de massas recalculadas após a análise dos efeitos produzidos pelas abundâncias de CNO (também multiplicadas por um fator 3.16). Apesar de encontramos uma tendência de aumento das perdas de massas derivadas, esta não é significativa a ponto de torná-las compatíveis com os valores hidrodinâmicos. Desta forma, atestamos que não existem efeitos de abundâncias químicas em nossas conclusões sobre ventos fracos em gigantes O do tipo tardio.

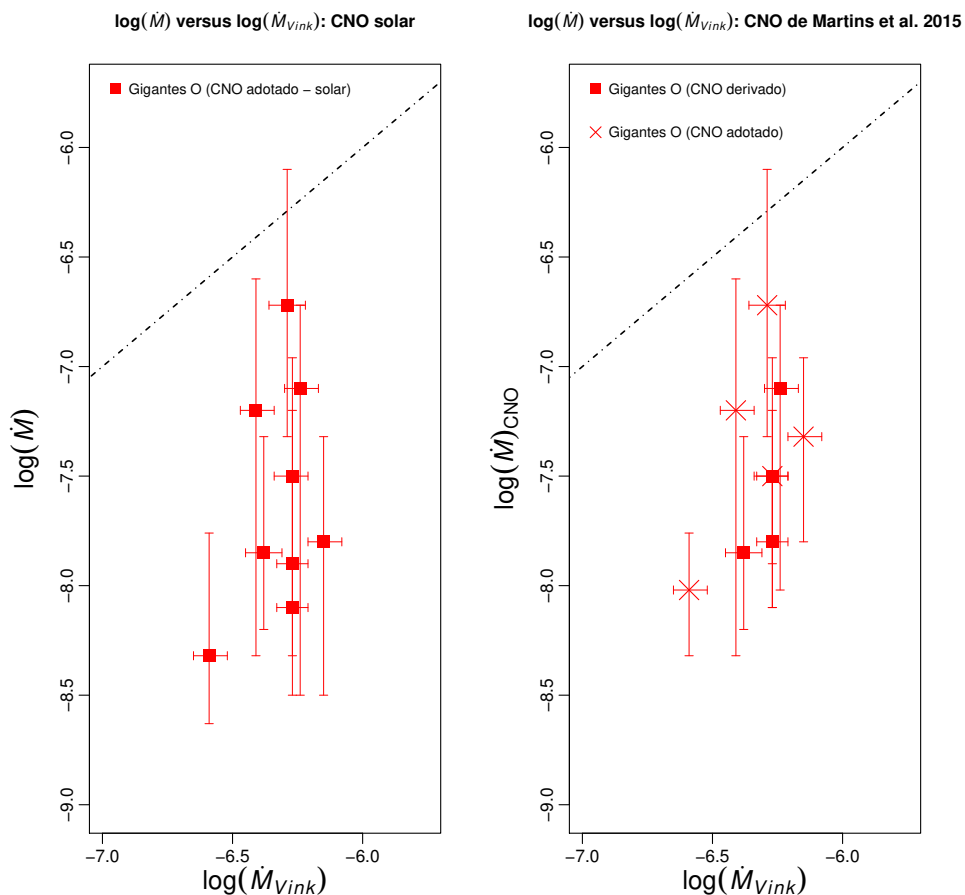


Figura 3.50: Diagrama das perdas de massas espectroscópicas versus às teóricas para as gigantes tardias. Na esquerda, estão os resultados apresentados na Figura 3.50, já na direita, encontra-se o diagrama com perdas de massas derivadas revisadas conforme as Tabela 3.3 e 3.4: valores de CNO adotados em cruces e derivados em pontos. Não há efeitos produzidos por abundâncias químicas em nossas conclusões sobre ventos fracos em gigantes O tardias.

A partir dos modelos com abundâncias de CNO de Martins et al. (2015), verificamos que há uma diminuição nas partes em emissão das linhas de C IV para HD 24431. Levando-se em conta os casos para os quais adotamos os valores de $\epsilon(\text{CNO})$ (Figura 3.49), esse efeito encontra-se para HD 156292, HD 105627 e HD 115455. Entretanto, esse notoriamente menos significativo do que o produzido pela parametrização da lei de velocidade com $\beta \approx 0.3$. Ainda assim, ressaltamos que também há uma diminuição na parte em absorção desses perfis, desta maneira, os modelos com perdas de massa revisadas tendem a reproduzir o mesmo resultado visto considerando-se abundâncias solares. Para efeito de exemplificação, mostramos na Figura 3.51, essa análise para HD 24431. Na parte superior, encontram-se os modelos com a perda de massa original (abundâncias solares) e revisada (abundâncias derivadas), ambos possuem lei de velocidade com $\beta \approx 1.0$. Já na parte inferior confrontamos o modelo com perda de massa original e $\beta = 0.35$ frente ao modelo com perda de massa revisada ($\beta \approx 1.0$). Salientamos que esse modelo com $\beta = 0.35$ possui abundâncias solares (Figura 3.29). Veja que a parte em emissão do perfil de C IV continua mais intensa do que os dados, mesmo considerando-se abundâncias químicas derivadas para esse objeto. Em suma, a nossa falha em modelar a parte em emissão não pode ser, ao menos exclusivamente, explicada por possíveis efeitos de abundâncias químicas e continuamos necessitando de modelos com $\beta < 1.0$ a fim de reproduzirmos a parte em emissão das linhas de C IV.

Por fim, testamos a sensibilidade da linha de N V $\lambda 1240$ em função da variação da taxa de perda de massa e da abundância química. Conforme mostramos na Figura 3.18, essa linha mostra-se mais sensível ao fluxo em raios-X do que à perda de massa. Na parte superior da Figura 3.52, mostramos a comparação entre o modelo final e os limites na perda de massa para HD 218195. Esses modelos possuem abundâncias solares. Na parte inferior, encontra-se a comparação entre o modelo final para essa estrela e o modelo com abundâncias de CNO derivadas por Martins et al. (2015) — em linha tracejada azul. Chamamos a atenção ao fato dessa estrela possuir uma

abundância química de N/H marginalmente¹⁶ maior do que o valor solar — N/H = 0.8×10^{-4} versus 0.7×10^{-4} . Esses dois últimos modelos possuem a mesma taxa de perda de massa (valor derivado considerando-se abundâncias solares). É notória a insensibilidade em N v $\lambda 1240$ em função da variação da perda de massa (≈ 1 ordem de grandeza). Entretanto, perceba como conseguimos modelar bem essa linha a partir de valores derivados para as abundâncias de CNO. Desta maneira, a linha de N v $\lambda 1240$ mostra-se mais sensível a efeitos produzidos pelas abundâncias químicas e por raios-X do que pela taxas de perda de massa.

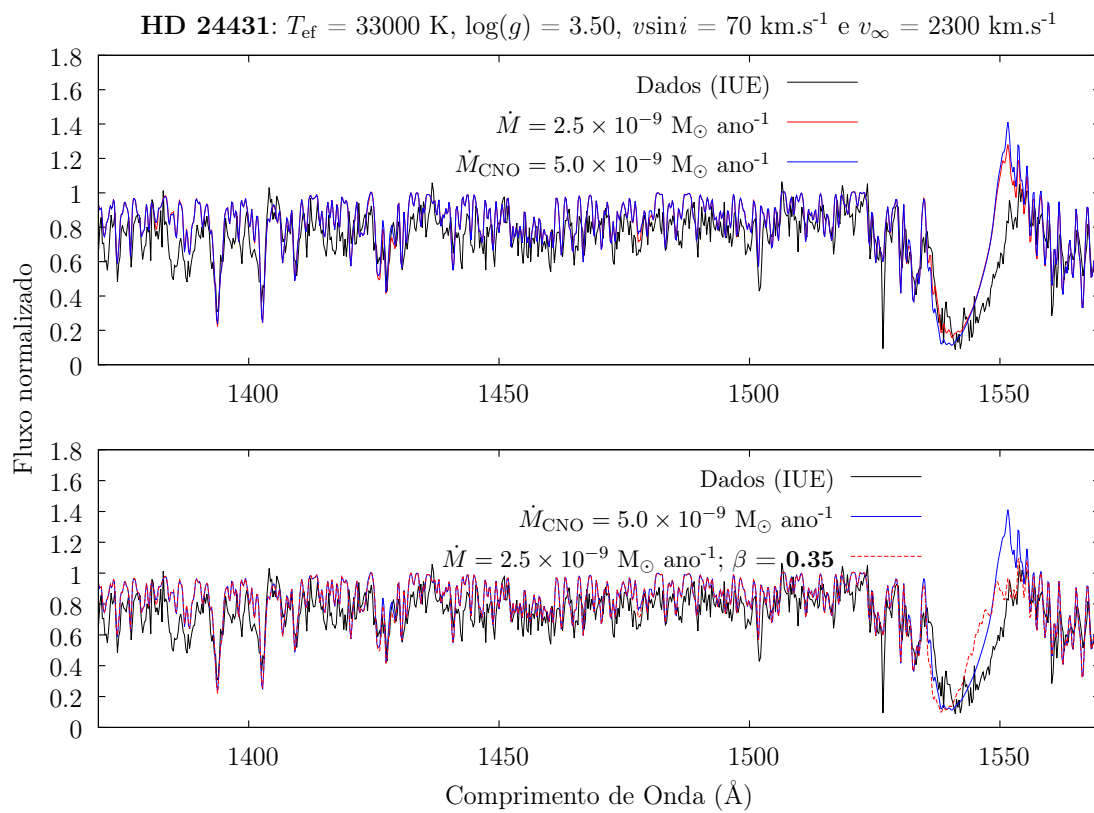


Figura 3.51: Na parte superior mostramos a comparação entre o modelo final (abundâncias solares, linha sólida vermelha) e o modelo com abundância química derivada e perda de massa revisada (linha sólida azul) para **HD 24431** (abundâncias derivadas). Não há diferença entre esses modelos quanto ao ajuste da parte em emissão de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$. A partir do painel inferior, perceba que é necessária uma lei de velocidade com $\beta < 1.0$ (abundância solar, linha tracejada vermelha) a fim de ajustarmos a parte em emissão da linha de C IV.

¹⁶Para essa estrela as barras de erro de Martins et al. (2015) em N/H são $\pm 0.4 \times 10^{-4}$.

HD 218195: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 80$ km.s⁻¹ e $v_{\infty} = 2000$ km.s⁻¹

Abundância de CNO solar

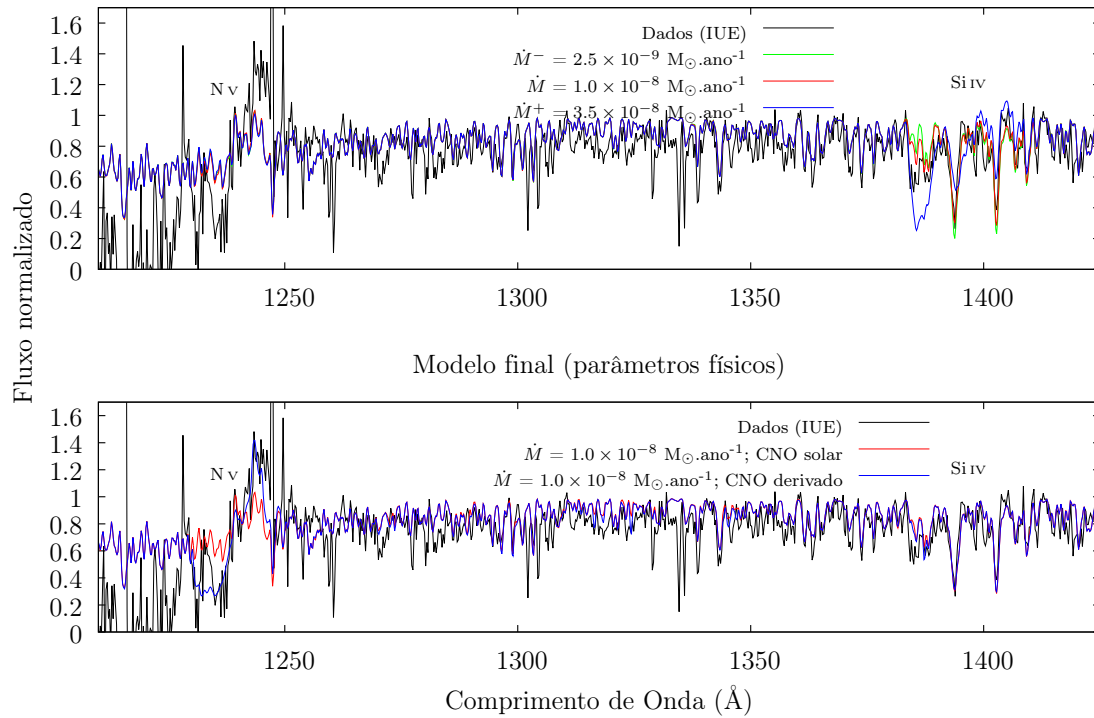


Figura 3.52: No painel superior encontra-se a comparação entre as barras de erro na perda de massa frente ao modelo final (linha sólida vermelha) para região de 1210 – 1425 Å. Estão indicadas as linhas formadas no vento: N v λ 1240 e Si iv λ 1394,1403. Conforme já havíamos discutido, a linha de Si iv mostra-se explicitamente mais sensível do que N v λ 1240 frente à variação na taxa de perda de massa. Os modelos no painel superior possuem abundâncias químicas solares. Já no painel inferior, apresentamos a comparação entre o modelo final e o modelo computado com abundâncias químicas derivadas por Martins et al. (2015) — mesmos parâmetros físicos. No caso, essa estrela possui um valor nominal de N/H (marginalmente) maior do que o valor solar (Tabela 3.3). Note a sensibilidade de N v λ 1240 frente à variação nas abundâncias químicas.

3.8 Região do infravermelho: predições ao problema dos ventos fracos

Analisamos estrelas O8-9.5III através da região do ultravioleta e óptico. Encontramos um claro desacordo entre os modelos com as perdas de massa hidrodinâmicas e os espectros observados para toda a amostra, tanto no ultravioleta quanto no óptico. Nesta seção tratamos sobre as linhas diagnóstico para a perda de massa dessa classe de estrelas O na região do infravermelho próximo. Essa região é significativamente menos explorada, em termos de espectroscopia quantitativa para estrelas de tipo O, em comparação com a região do ultravioleta e óptico. Citamos, por exemplo, os trabalhos de Lenorzer et al. (2004), Schiller & Przybilla (2008), e Najarro et al. (2011). Em particular, a linha de Br α tem sido indicada como potencialmente promissora para a determinação de taxas de perda de massa em estrelas O de distintas classes de luminosidade (e.g., Najarro et al. 2011).

Desta maneira, somos motivados a investigar o uso em potencial de linhas formadas na região do infravermelho próximo ($\approx 1\text{-}5 \mu\text{m}$) para gigantes O tardias, comparando-as com os tradicionais diagnósticos do vento no ultravioleta e óptico (por exemplo, Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$, H α). Assim, podemos averiguar se as linhas no infravermelho são úteis a fim de compararmos os nossos modelos finais (taxas de perda de massa derivadas pela região do ultravioleta) com os modelos computados, considerando-se as perdas de massa hidrodinâmicas. Somos particularmente interessados em investigá-las no contexto do problema dos ventos fracos, que verificamos para as gigantes tardias através da região do ultravioleta, endossado pela análise via região do óptico.

Desenvolvemos nossa análise exclusivamente através da comparação entre modelos computados pelo código CMFGEN nas regiões do ultravioleta, óptico e infravermelho para as estrelas HD 156292 e HD 116852.

Apresentamos na Figura 3.53 e 3.54, as comparações entre os modelos finais (\dot{M} , em linha sólida vermelha) e os modelos computados com perdas de massas

teóricas (\dot{M}_{Vink} , em linha tracejada preta) para HD 156292 e HD 116852. Os modelos apresentam parâmetros físicos constantes conforme os títulos das figuras. Mostramos a região do infravermelho próximo cobrindo $\approx 1-4 \mu\text{m}$, onde estão marcadas algumas das transições criadas pelo hidrogênio: $\text{Pa}\beta$, $\text{Pa}\alpha$, $\text{Br}\gamma$, $\text{Pa}\beta$, $\text{Pf}\gamma$ e $\text{Br}\alpha$. Observamos que a maior parte dessas linhas não são afetadas de forma significativa, mesmo variando-se a taxa de perda de massa em ≈ 2 ordens de grandeza, como no caso de HD 156292 — $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ versus $\dot{M}_{\text{Vink}} = 5.1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Todavia, encontramos que as linhas de $\text{Pa}\alpha$ e $\text{Br}\alpha$ exibem mudanças proeminentes em suas intensidades em função do aumento da perda de massa, tanto para HD 156292, quanto para HD 116852.

HD 156292: T_{ef} óptico = 30000 K, $\log(g)$ = 3.50, $v \sin i$ = 100 km.s⁻¹ e v_{∞} = 1300 km.s⁻¹

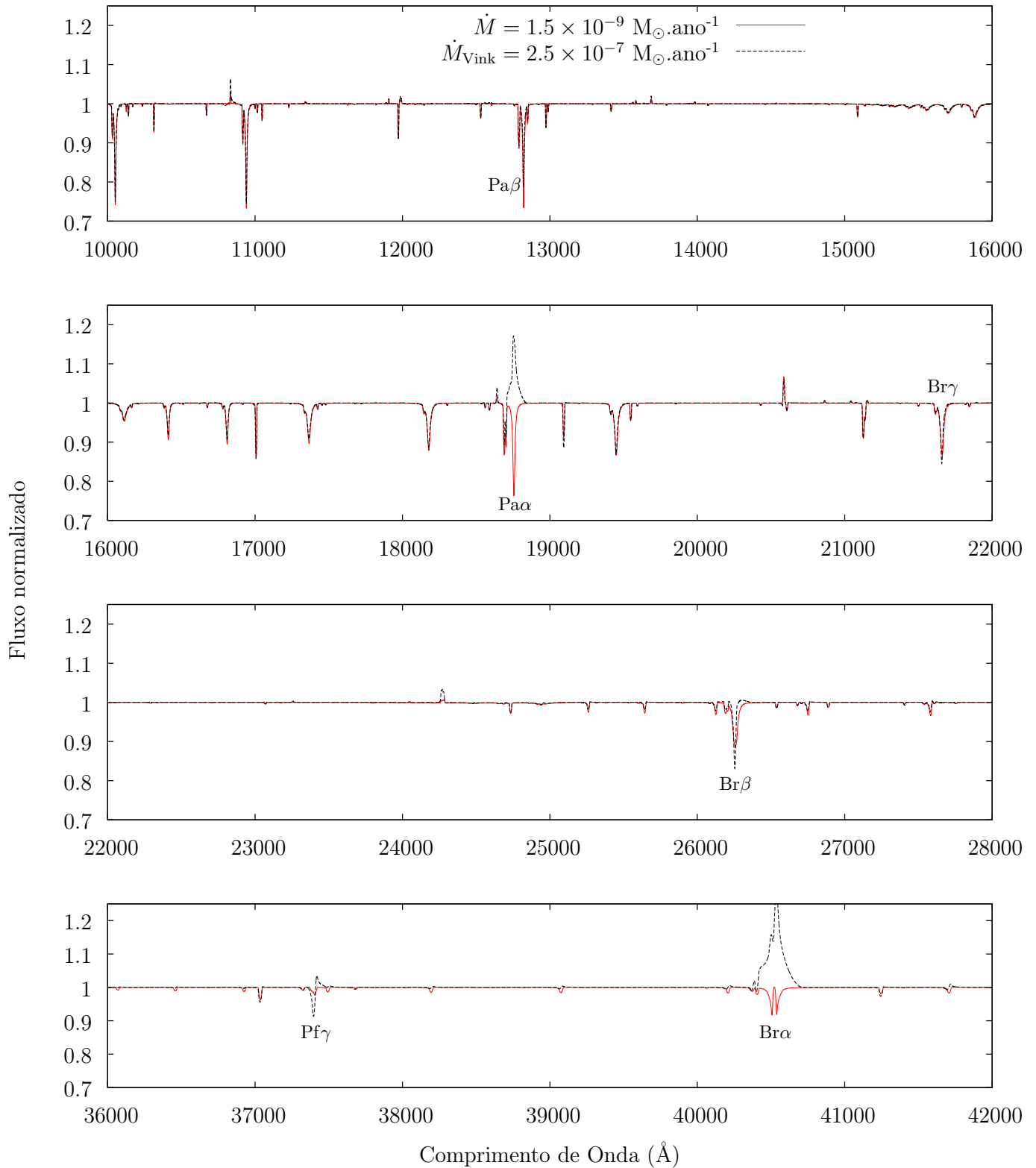


Figura 3.53: Comparação, na região do infravermelho próximo, entre o modelo final (linha sólida vermelha) e o modelo computado com perda de massa teórica (linha tracejada preta) para **HD 156292**. Esses modelos possuem os mesmos parâmetros conforme indicado no título da figura. A temperatura efetiva é derivada a partir da região do óptico. Estão marcadas algumas das transições produzidas por hidrogênio nessa região de $\approx 1 - 4 \mu\text{m}$ (séries de Paschen, Brackett e Pfund).

HD 116852: T_{ef} óptico = 33000 K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120 \text{ km.s}^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100 \text{ km.s}^{-1}$

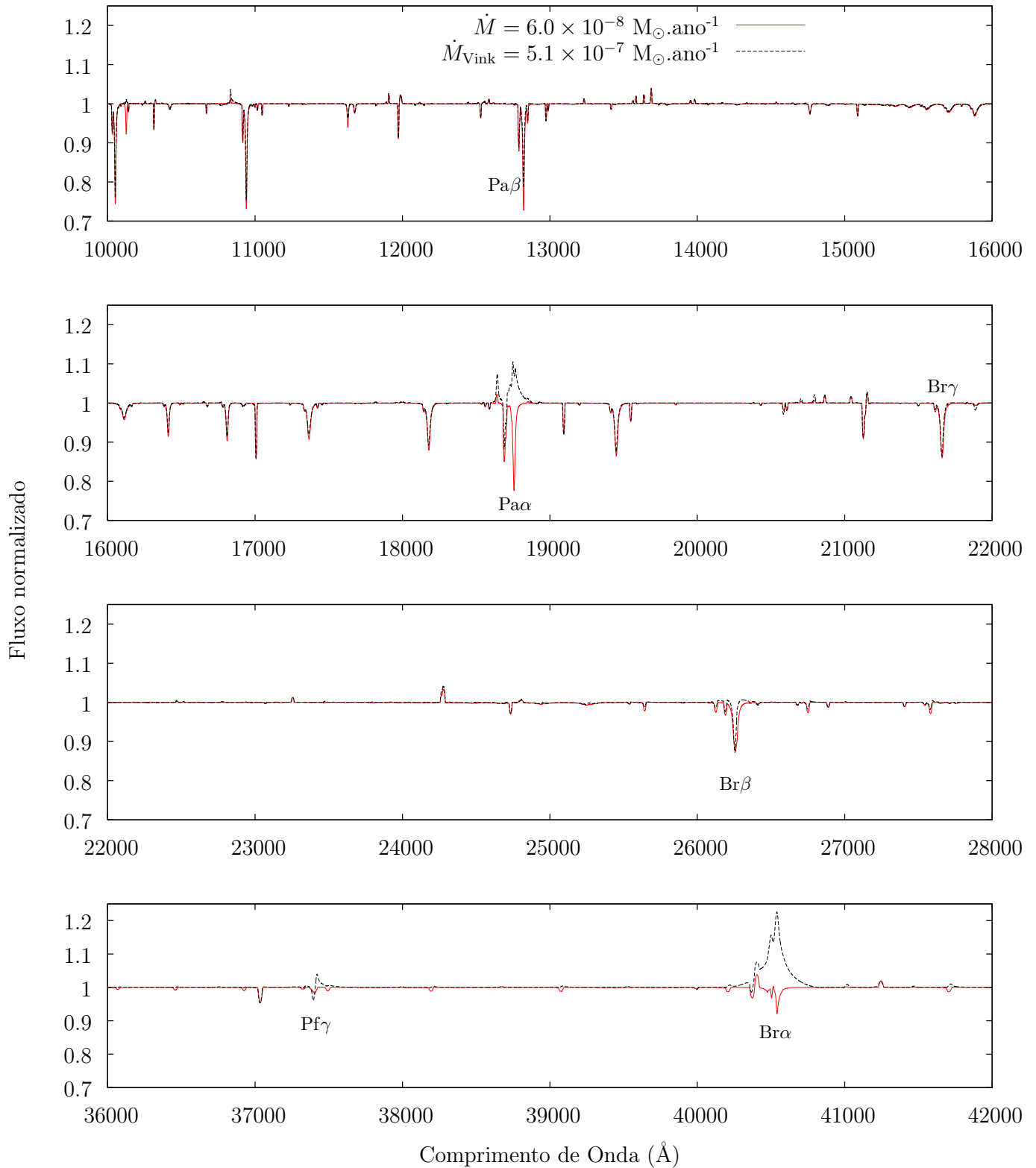


Figura 3.54: Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

Na Figura 3.55, mostramos uma comparação entre as linhas de Pa α , H α , Si IV $\lambda\lambda 1394,1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548,1551$ frente à variação na perda de massa desde $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ até $\dot{M}_{\text{Vink}} = 5.1 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (7 modelos). Estes são computados a partir do modelo final para HD 156292 (também em linha sólida vermelha nessa figura). Vemos que as linhas de Si IV são explicitamente as mais sensíveis à variação na perda de massa, dado o regime de parâmetros físicos explorados para gigantes O tardias — puramente em absorção para $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ e formando perfis P-Cygni para $\dot{M} > 5.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Além disso, veja que C IV $\lambda\lambda 1548,1551$ satura variando-se a perda de massa nesse mesmo intervalo de perda de massa. Através da Figura 3.55 também nota-se que o perfil de Pa α apresenta uma resposta à mudança na perda de massa muito semelhante à H α . Para ambos os perfis, somente há aumento significativo na intensidade frente valores de $\dot{M} \gtrsim 10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$.

A similaridade quanto à variação de Pa α e H α em função da alteração na taxa de perda de massa pode ser compreendida através de uma diagrama de formação de linhas ao longo da extensão do vento. Mostramos esses diagramas na Figura 3.56, conjuntamente, para as linhas de Si IV e C IV. São apresentados os resultados dos mesmos modelos para os quais mostramos o comportamento dos espectros sintéticos na figura anterior. Nesses diagramas, a variável é a região de formação de linha (RFL) em função da distância. Para maiores detalhes, veja a variável ξ definida em Hillier (1987). No caso, mostramos a fração de formação da linha em função da velocidade do vento, desde $v(r) \approx 0$ na fotosfera até $v(r) \rightarrow v_{\infty}$. Em suma, esse tipo de gráfico é útil a fim de verificarmos como se dá a formação de uma dada linha espectral, investigando se há maior contribuição fotosférica ou no vento estelar. Observamos que o comportamento das regiões de formação de Pa α e H α são também bastante semelhantes. Para ambos os casos, constatamos uma formação na fronteira entre a fotosfera e o vento para $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, passando a ter uma formação significativa no vento somente para $\dot{M} \gtrsim 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Desta maneira, Pa α e H α exibem respostas muito semelhantes às variações nas perdas de massa em virtude da similaridade verificada para as suas regiões de formação. Note, novamente, que

os perfis sintéticos dessas linhas somente reagem à variação na perda de massa para $\dot{M} \gtrsim 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Já quanto às linhas de Si IV e C IV, claramente percebemos que estas são formadas ao longo da extensão do vento. Veja, por exemplo, a fração de formação dessas linhas para os valores de velocidade em 800-1000 km s⁻¹, em comparação aos perfis de Pa α e H α .

Relembramos aqui que as linhas de H α nos possibilitaram descartar a validade das taxas de perdas de massa hidrodinâmicas para toda a nossa amostra de gigantes. Desta forma, devido ao fato de Pa α e H α apresentarem respostas semelhantes em função da variação na perda de massa, indicamos que Pa α seja um diagnóstico promissor no contexto do problema dos ventos fracos para gigantes O tardias. Isto é, a partir da análise dessa linha em estrelas gigantes, podemos comparar as perdas de massa derivadas através da região do ultravioleta com os seus valores teóricos. Recordamos também que o perfil de H α não nos possibilita distinguir as perdas de massas derivadas via ultravioleta ($\dot{M} \sim 10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) com os valores teóricos ($\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) para as anãs O tardias. Desta maneira, também concluímos que Pa α não deva ser útil para a análise de ventos fracos em estrelas anãs tardias.

Realizamos testes de degenerescências entre a taxa de perda de massa e os parâmetros estelares (temperatura efetiva, aceleração gravitacional e velocidade de rotação) a fim de verificarmos a robustez de Pa α como diagnóstico para a perda de massa em gigantes. Investigamos isso também quanto às linhas de Pa β , Pa γ , Pf γ e Br α , porém com um foco maior na linha de Pa α em virtude da possibilidade de obtenção de dados dessa linha para 6 estrelas da nossa amostra com o instrumento OSIRIS/SOAR. Desenvolvemos a análise através dos modelos finais e com as perdas de massa teóricas para HD 156292 e HD 116852, explorando dois regimes distintos de perda de massa: os valores derivados através do ultravioleta e os valores hidrodinâmicos. Encontramos que os efeitos criados pela variação na perda de massa ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) são significativamente maiores nas linhas de Pa α previstas para HD 156292 e HD 116852, do que os produzidos por

variações nos parâmetros estelares abordados. Para efeito de exemplificação, mostramos na Figura 3.57 a comparação entre o modelo final de HD 116852 (maior perda de massa derivada da amostra) e modelos com variações na temperatura efetiva, estando o limite inferior de T_{ef} em linha sólida verde, enquanto o superior está em linha sólida azul. Esses são valores de temperatura efetiva obtidos através da região do óptico. No painel superior encontram-se os modelos onde há variação na perda de massa. Perceba que os efeitos pela variação na temperatura efetiva são insignificantes frente ao efeito produzido pela mudança na perda de massa nesse regime de valores. Por questão de completude, mostramos no Apêndice D os demais testes de degenerescências (aceleração gravitacional e velocidade de rotação) para HD 116852. Sublinhamos que os nossos resultados, quanto às degenerescências analisadas através de HD 156292, são qualitativamente iguais aos encontrados para HD 116852.

HD 156292: $T_{ef} = 30000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹ e $v_{\infty} = 1300$ km.s⁻¹

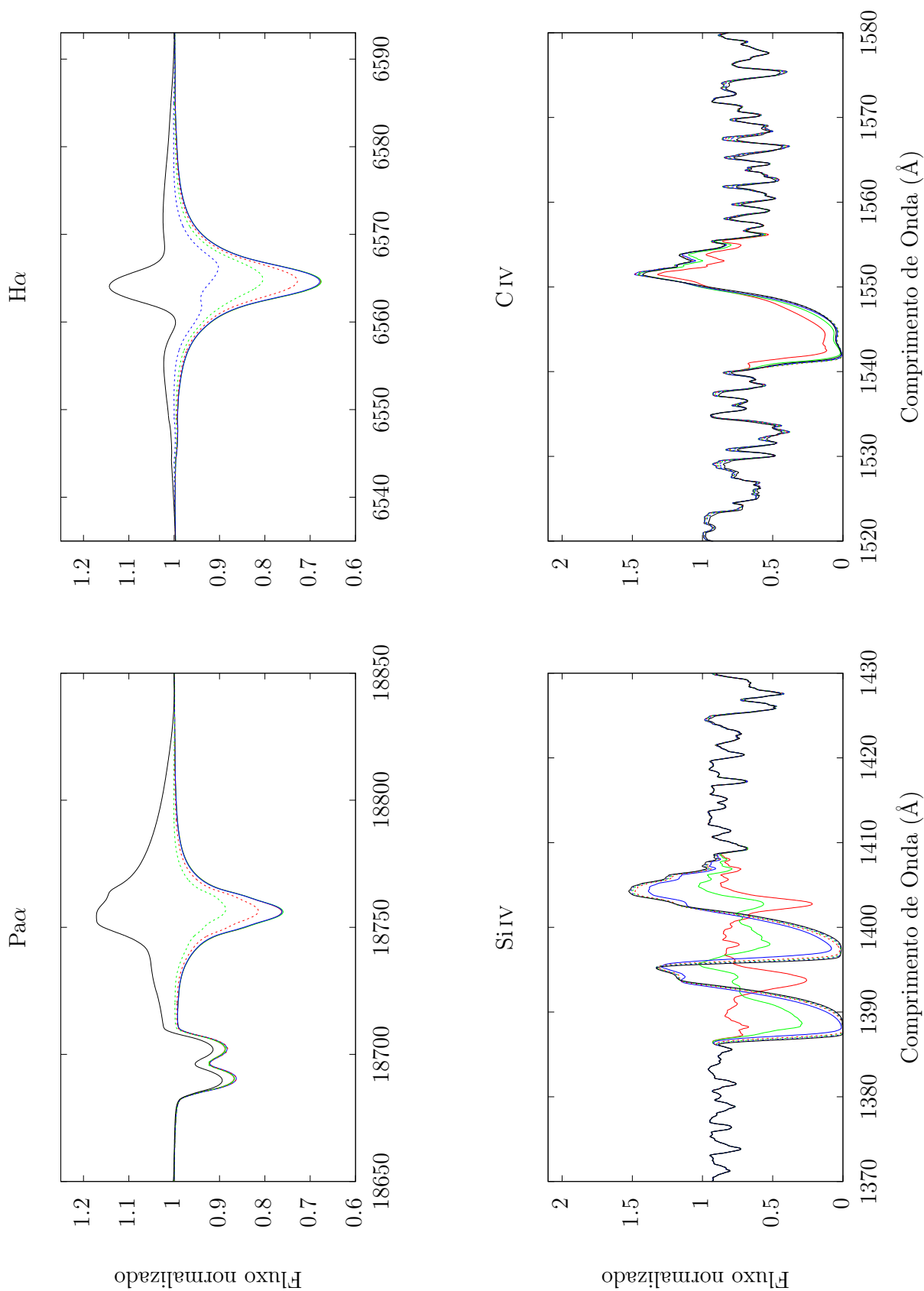


Figura 3.55: Comparação da resposta de Pa α , H α , Si IV $\lambda\lambda 1394, 1403$ e C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$ em função da variação na taxa de perda de massa. Os valores para a perda de massa estão indicados na Figura 3.56. Esses modelos são computados a partir do modelo final (temperatura efetiva via óptico) para HD 156292, que está em linha sólida vermelha ($M = 1.5 \times 10^{-9} M_{\odot}$ ano⁻¹). Note a semelhança entre Pa α e H α frente à mudança na perda de massa.

Região de formação de linha: ultravioleta, óptico e infravermelho

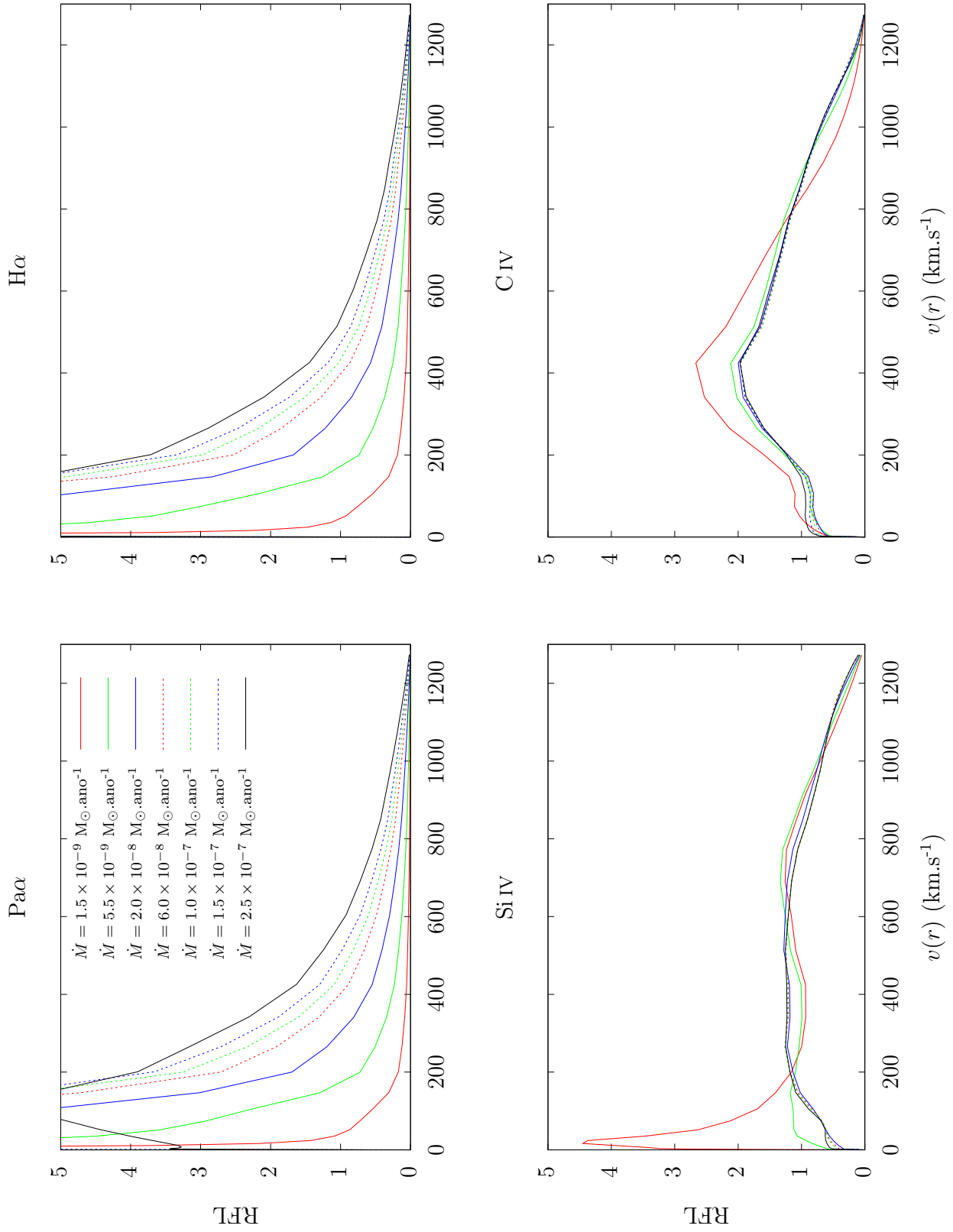
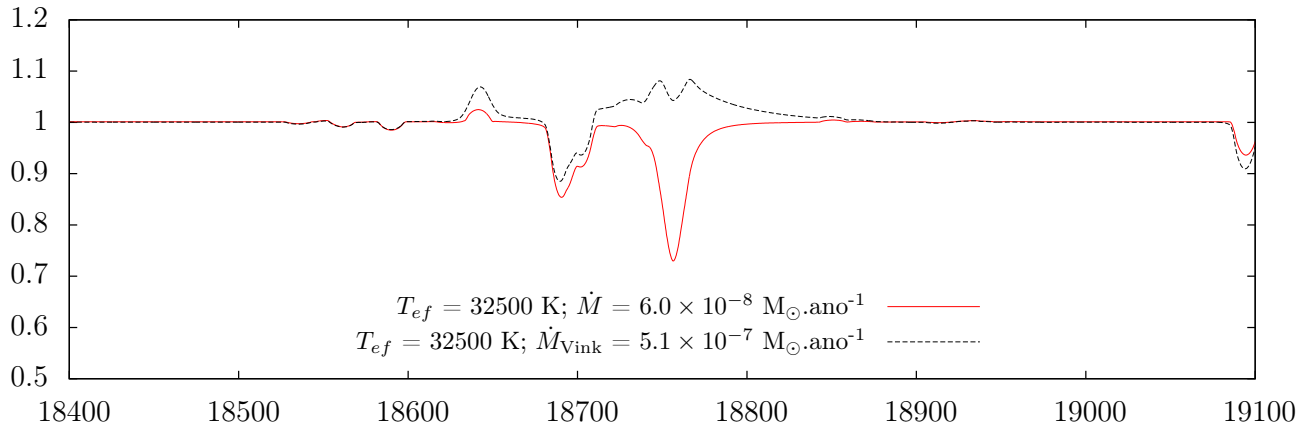


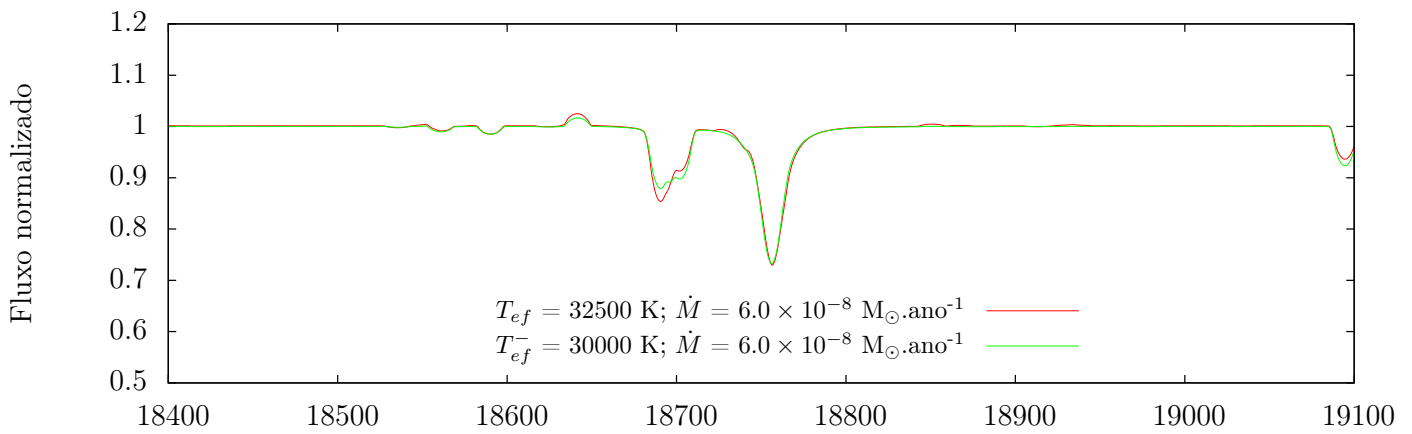
Figura 3.56: As regiões de formação para as linhas mostradas na figura anterior. Esses modelos possuem $v_{\infty} = 1300 \text{ km s}^{-1}$. Veja que os perfis Pa α e H α apresentam um comportamento semelhante frente à variação na perda de massa em razão de apresentarem similaridade quanto às suas regiões de formação no vento.

HD 116852 – Pa α : $\log(g) = 3.50$, $v_{\text{sin}i} = 120 \text{ km.s}^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100 \text{ km.s}^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo final e limite inferior de T_{ef}



Modelo final e limite superior de T_{ef}

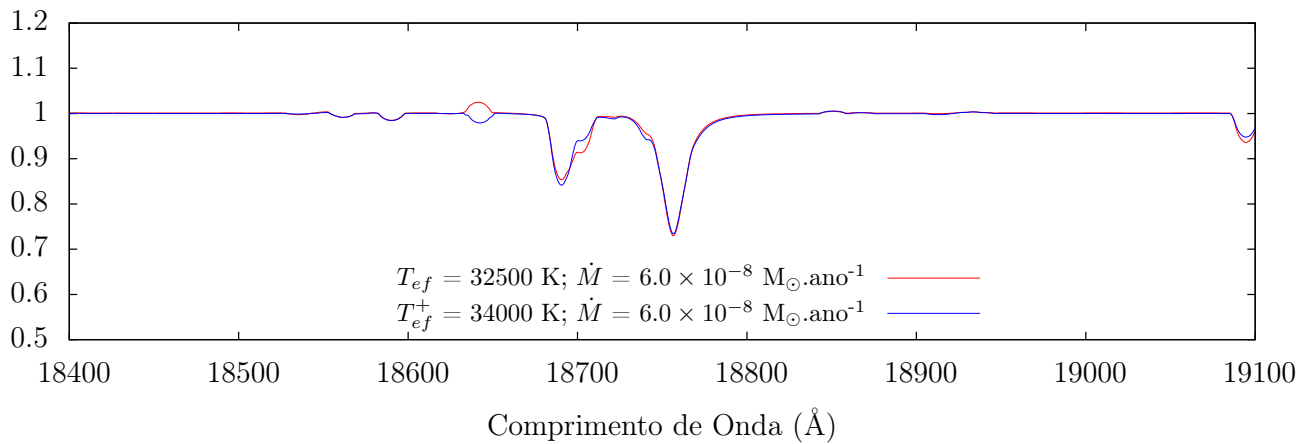


Figura 3.57: Extraída do Apêndice D. Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de temperatura efetiva para **HD 116852**. Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.

3.9 Resumo

Modelamos a região do ultravioleta e do óptico para 9 gigantes de tipos O8-9.5III, determinando os seus parâmetros físicos fotosféricos e do vento. Observamos que a nossa amostra apresenta parâmetros físicos razoavelmente homogêneos: $R_\star \approx 10 - 14 R_\odot$, $M_\star \approx 20 - 26 M_\odot$, $T_{\text{ef}} \approx 30000 - 35000 \text{ K}$, $\log(g) \approx 3.50 - 3.60$, $v_\infty \approx 2000 - 2400 \text{ km s}^{-1}$, $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. Desta maneira, obtivemos uma caracterização física para estrelas gigantes O tardias.

Verificamos que há um bom acordo para a derivação da temperatura efetiva através da análise da região do ultravioleta e do óptico. Quanto às taxas de perda de massa (determinadas via ultravioleta), encontramos um acordo parcial entre o ultravioleta e óptico: para uma parte da amostra conseguimos ajustar os perfis de $\text{H}\alpha$ através das nossas perdas de massa, enquanto que para outra parte os perfis observados não são ajustados. Ressaltamos que as duas estrelas com menores taxas de perda de massa — HD 156292 e HD 105627 — possuem as suas linhas de $\text{H}\alpha$ bem ajustadas pelos modelos finais (veja a Figura 3.28). Além disso, verificamos que os modelos computados com as perdas de massa teóricas explicitamente não reproduzem os perfis de $\text{H}\alpha$: todos os modelos apresentam $\text{H}\alpha$ em emissão, enquanto todos os dados mostram $\text{H}\alpha$ em absorção. Essas discrepâncias sistemáticas também são observadas na região do ultravioleta. Desta forma, podemos excluir a validade das perdas de massa hidrodinâmicas para gigantes O tardias, tanto através do ultravioleta quanto pelo óptico. Recordamos que isso não é sistematicamente verificado para as anãs O do tipo tardio, por conta da baixa sensibilidade de $\text{H}\alpha$ nos intervalos englobado por suas taxas de perda de massa espectroscópicas ($\dot{M} \sim 10^{-10} - 10^{-9} M_\odot \text{ ano}^{-1}$) e teóricas ($\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-7} M_\odot \text{ ano}^{-1}$).

Buscando obter ajustes melhores às partes em emissão dos perfis de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$, verificamos que a estrutura de velocidade do vento é melhor descrita por uma lei beta com $\beta \approx 0.3$. Isso não é esperado tendo-se em vista os resultados na literatura para a estrutura de velocidade de estrelas de tipo O.

Ao compararmos nossos resultados para gigantes O com os obtidos na literatura

para essa classe de estrelas O (Mahy et al. 2015): encontramos acordo para os parâmetros fotosféricos, entretanto, existe um claro desacordo quanto à taxa de perda de massa. Os resultados de Mahy et al. (2015) mostram perdas de massa de $\dot{M} = 1.0 - 5.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ para toda a sua amostra. Apesar de não encontrarmos uma compatibilidade completa entre ultravioleta e óptico quanto à perda de massa, novamente frisamos que HD 156292 e HD 105627 apresentam $H\alpha$ bem ajustado e possuem perdas de massa (via ultravioleta) da ordem de $10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Não encontramos estrelas com perdas de massas tão baixas nos resultados de Mahy et al. (2015).

Comparamos nossos resultados para gigantes O frente às anãs e supergigantes no diagrama HR e observamos que as gigantes povoam uma região específica no diagrama HR, com massas iniciais de $\approx 25 - 28 M_{\odot}$ e idades de $\log(t) \approx 6.7 - 6.8$. Concluimos que as gigantes tardias são objetos mais evoluídos que as anãs O, sendo descendentes das anãs iniciais (em torno dos tipos O6-8V), para as quais verificamos o começo do problema dos ventos fracos.

Povoamos o diagrama do momento do vento versus luminosidade e o diagrama das perdas de massa derivadas versus perdas de massas teóricas. Concluimos que as gigantes O também apresentam ventos fracos, encontrando-se em uma região de luminosidade crítica ao início do problema dos ventos fracos. Desta maneira, também concluimos que a luminosidade estelar impacta na existência de ventos fracos frente aos possíveis efeitos evolutivos: ventos fracos verificados para anãs e gigantes O.

Realizamos testes de degenerescências entre a taxa de perda de massa e parâmetros estelares (temperatura efetiva, microturbulência e abundâncias químicas de CNO). Encontramos que os resultados para as perdas de massa são robustos tendo-se em vista possíveis efeitos criados por essas incertezas nesses parâmetros nas linhas diagnósticas empregadas na derivação da perda de massa. Por fim, exploramos a região do infravermelho próximo, a fim de buscarmos diagnósticos para a perda de massa em gigantes O que possam ser úteis ao problema dos ventos fracos, ou seja, que possam testar as perdas de massa derivadas pelo ultravioleta e óptico em

comparação às perdas de massa teóricas. Concluimos que as linhas de $P\alpha\alpha$ e $Br\alpha$ são potenciais diagnósticos para compararmos os resultados espectroscópicos pelo ultravioleta e óptico com as previsões hidrodinâmicas para a perda de massa da nossa amostra.

Capítulo 4

Conclusões e perspectivas

Apresentamos nesta dissertação uma análise das propriedades físicas de gigantes O no âmbito do chamado problema dos ventos fracos. Até então, esse problema é verificado na literatura para as anãs O tardias (O8-9.5V). Essa questão é um desafio atual à teoria de ventos radiativos e potencialmente impacta nas previsões evolutivas para estrelas de alta massa. Estamos interessados em estudar gigantes O tardias pois esses objetos possuem luminosidades em torno da região aparentemente crítica ao problema dos ventos fracos — $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$. Além disso, em princípio, esses objetos são evoluídos em comparação às anãs O tardias, nos permitindo assim investigar acerca de efeitos evolutivos para o fenômeno dos ventos fracos. À parte dessa motivação primária, buscamos obter uma melhor caracterização física para gigantes O tardias, para as quais apresentam-se poucos resultados na literatura.

Determinamos os parâmetros físicos fotosféricos e do vento para uma amostra representativa de 9 gigantes O Galácticas do tipo tardio (O8-9.5III) através de modelos de atmosferas sofisticados — situação não-ETL, tratamento do efeito de *line blanketing*, atômica robusta — nas regiões do ultravioleta e óptico. Utilizamos o código CMFGEN (ao todo ≈ 500 modelos) e dados espectroscópicos obtidos pelo telescópio IUE (ultravioleta, toda a amostra) e pelos instrumentos FEROS e NARVAL (óptico, 7 objetos). Examinamos os resultados obtidos pelas análises via ultravioleta e óptico, confrontando-se os resultados para as perdas de massa da amostra frente às

suas previsões via simulações hidrodinâmicas. Buscamos comparar os nossos resultados com os resultados na literatura para gigantes O tardias e abordamos o seu estágio evolutivo — em frente às anãs e supergigantes OB — através do diagrama HR. Desenvolvemos uma análise detalhada em busca de possíveis degenerescências para a determinação das taxas de perda de massa, com a finalidade de verificarmos a robustez dos resultados para tal parâmetro, tendo-se em vista implicações às nossas conclusões sobre os ventos fracos para gigantes O. Por fim, exploramos a região do infravermelho puramente via modelos de atmosferas e obtemos previsões para diagnósticos da perda de massa em gigantes O através dessa região, comparando-os com as linhas diagnósticos no ultravioleta e óptico.

Discutimos abaixo os principais resultados deste projeto:

- (i) Obtivemos bons modelos finais para cada estrela da amostra nas regiões do ultravioleta e óptico, que são de qualidade comparável às obtidas na literatura para estrelas de tipo O. Encontramos que as linhas diagnóstico mais úteis na região do ultravioleta para a determinação dos parâmetros fotosféricos e do vento de estrelas O8-9.5III são Fe III-V (temperatura efetiva), Fe IV (velocidade de rotação projetada), Si IV $\lambda\lambda 1394,1403$ (taxa de perda de massa) e C IV $\lambda\lambda 1548,1551$ (taxa de perda de massa e velocidade terminal). As linhas de Fe III-V — especialmente Fe III — são significativamente mais sensíveis à variação na temperatura efetiva do que as linhas de Fe IV para a análise de estrelas O8-9.5III. Pelo fato das linhas de Fe IV serem insensíveis à mudança na temperatura efetiva, tais linhas são diagnósticos preferenciais para uma estimativa da velocidade de rotação. Em comparação com os perfis de Si IV e C IV, verificamos que as linhas de N V $\lambda 1240$ e N IV $\lambda 1718$ — que também possuem formação na região do vento estelar — não se mostraram diagnósticos úteis para a derivação da perda de massa em gigantes O tardias devido à sua baixa sensibilidade frente às variações nesse parâmetro (dentro dos intervalos de perda de massa tipicamente encontrados para a amostra). Essas linhas estão mais sujeitas às variações em abundância química de nitrogênio do que

na taxa de perda de massa.

- (ii) Identificamos que as maiores discrepâncias entre os modelos finais e os dados provêm de linhas que são criadas no meio interestelar. Em geral, não conseguimos reproduzir bem a linha de N V. Novamente, a modelagem dessa linha está mais sujeita aos efeitos produzidos pela abundância química e pelo fluxo de raios-X do que pela perda de massa. Além disso, relembramos que adotamos inicialmente uma abundância química solar para toda a amostra. De forma mais grave, não conseguimos reproduzir bem as partes em emissão das linhas de C IV. Encontramos que uma lei beta de velocidade parametrizada com $\beta < 1.0$ — em torno de 0.3 — tende a reproduzir melhor as partes em emissão dos perfis de C IV. Isso contraria a nossa expectativa pois estrelas O tipicamente apresentam uma parametrização da estrutura de velocidade do vento com $\beta \approx 0.7-1.0$. Descartamos possíveis efeitos introduzidos pelas abundâncias químicas, velocidade de microturbulência e taxa de perda de massa. Desta forma, considerando-se uma estrutura de velocidade com $\beta \approx 0.3$ para gigantes O, sugerimos que em tais estrelas a estrutura de velocidade do vento aproxima-se do seu valor terminal nas regiões mais internas.
- (iii) Possuímos dados de alta resolução na região do óptico para 7 estrelas da amostra, para as quais analisamos usuais linhas diagnósticos nessa região para a derivação dos parâmetros fotosféricos de estrelas de tipo O: perfis de He I-II (temperatura efetiva), linhas fracas produzidas por metais (velocidade de rotação) e linhas da série de Balmer (aceleração gravitacional superficial). Verificamos um bom acordo entre a análise no ultravioleta e óptico para a determinação da temperatura efetiva e velocidade de rotação. Os valores para a aceleração gravitacional, que foram inicialmente adotados neste projeto, mostraram-se consistentes após a análise das linhas de hidrogênio. Também analisamos os perfis de H α frente aos nossos resultados para as perdas de massa (ultravioleta). Encontramos uma compatibilidade parcial dos resultados via ultravioleta quanto à modelagem de H α . Para uma parte da amostra — 4

objetos — verificamos que as perdas de massa via ultravioleta modelam bem as linhas $H\alpha$. Para outra parte — 3 objetos — não conseguimos reproduzir as intensidades dos perfis de $H\alpha$. Derivamos a taxa de perda de massa via $H\alpha$ para a estrela onde averiguamos a maior discrepância entre o modelo final (perda de massa pelo ultravioleta) e os dados em $H\alpha$ — HD 115455. A perda de massa obtida pelo óptico é maior do que a perda de massa via ultravioleta por um fator ≈ 60 . Não descartamos a possibilidade de contaminação em $H\alpha$ de HD 115455, que é a estrela mais luminosa da região H II RCW 75.

- (iv) Caracterizamos as propriedades físicas das atmosferas de gigantes O tardias. Os parâmetros derivados são razoavelmente homogêneos. Quanto aos parâmetros espectroscópicos mais fundamentais, encontramos em geral os seguintes valores: $T_{\text{ef}} \approx 30000 - 35000$ K (ultravioleta e óptico), $\log(g) \approx 3.50 - 3.60$ (óptico), $v_{\infty} \approx 2000 - 2400$ km s⁻¹ (ultravioleta) e $\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ M_☉ ano⁻¹ (ultravioleta). Também verificamos que a amostra apresenta tipicamente $R_{\star} \approx 10-14$ R_☉ e $M_{\star} \approx 20-26$ M_☉. Comparamos os nossos resultados para gigantes O com os obtidos por Mahy et al. (2015) para a sua amostra. Apesar de não possuímos objetos em comum com Mahy et al. (2015), realizamos essa comparação pois esse é um dos trabalhos atuais da literatura com a maior amostra de gigantes tardias (4 objetos), analisando-as através de modelos CMFGEN nas regiões do óptico e ultravioleta. Frisamos que dentre esses 4 objetos, os autores possuem dados no ultravioleta somente para 1 estrela. Encontramos um acordo geral entre os nossos resultados fotosféricos e os obtidos por Mahy et al. (2015) para a sua amostra de gigantes O tardias. Entretanto, verificamos uma discordância explícita quanto às taxas de perda de massa: os autores encontram perdas de massa em torno de $1.0-5.0 \times 10^{-7}$ M_☉ ano⁻¹ através da análise de $H\alpha$. Apesar de averiguarmos algumas discrepâncias entre ultravioleta e óptico quanto à perda de massa, reiteramos que a nossa estrela com menor taxa de perda de massa — HD 156292 com $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9}$ M_☉ ano⁻¹

— possui $H\alpha$ muito bem ajustado pelo modelo final.

- (v) A nossa amostra de gigantes O tardias povoa uma região bem característica do diagrama HR, em comparação com as estrelas anãs e supergigantes. Observamos, conforme a nossa expectativa, que anãs iniciais (O3-7.5V) possuem massas evolutivas maiores do que anãs tardias e o mesmo entre gigantes iniciais e tardias. Determinarmos que gigantes O tardias possuem massas evolutivas no intervalo de $M_{\star} \approx 25\text{--}30 M_{\odot}$ e idades de $\log(t) \approx 6.7 - 6.8$, enquanto as anãs O possuem idades em torno de $\log(t) = 6.5 - 6.7$ e supergigantes OB estão espalhadas no intervalo de $\log(t) \approx 6.0 - 7.0$. Verificamos que as massas espectroscópicas e evolutivas estão em bom acordo para a amostra como um todo. Observamos que gigantes O encontram-se mais próximas ao final da Sequência Principal do que as anãs O, configurando um estágio evolutivo intermediário entre anãs e supergigantes OB.
- (vi) Concluimos que gigantes O do tipo tardio apresentam ventos fracos. Anteriormente, tal problema foi somente constatado para anãs O do tipo tardio. Este trabalho é o primeiro a mostrar ventos fracos em estrelas O gigantes. As taxas de perda de massa determinadas ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) são menores do que as previstas via hidrodinâmica ($\dot{M}_{\text{Vink}} \sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) por um fator de $\approx 0.9\text{--}2.3$ dex. Aumentando-se as nossas perdas de massa por um fator de 3.16 (considerando-se perdas de massa sem *clumping*), verificamos discrepâncias por um fator de $\approx 0.4\text{--}1.8$ dex. Assim, obtemos resultados que são marginalmente compatíveis — de fato, somente 1 estrela, HD 116852 — com as previsões teóricas até resultados que são tipicamente verificados para as anãs O do tardias. Essas discrepâncias em perda de massa implicam nas discrepâncias verificadas para os momentos modificados do vento derivados e previstos. Povoamos o diagrama do momento do vento versus luminosidade e o diagrama da perda de massa derivada versus prevista com os nossos resultados para gigantes O tardias, comparando-os com os obtidos para anãs e supergigantes O. Calculamos uma relação momento-luminosidade empírica

através dos nossos resultados e dos obtidos para anãs O (tardias e iniciais). Confirmamos que a região em luminosidade de $\log(L_*/L_\odot) \approx 5.2$ é crítica para o problema dos ventos fracos — uma região de transição entre objetos com ventos fracos e ventos bem descritos pela hidrodinâmica. De acordo com a nossa análise evolutiva, encontramos que gigantes O tardias são objetos evoluídos (próximo ao final da Sequência Principal) em comparação com as anãs tardias (próximas ao início da Sequência Principal). Desta maneira, atestamos que o problema dos ventos fracos não é exclusivamente criado por efeitos evolutivos e que estrelas O pouco luminosas ($\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$) exibem ventos fracos ao longo de toda a sua fase na Sequência Principal. Recordamos que as simulações hidrodinâmicas mais atuais (Muijres et al. 2012) não conseguem prever a formação do vento para estrelas com luminosidades $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$. Isso é grave levando-se em consideração que os modelos de evolução estelar de ponta (e.g., Ekström et al. 2012; Meynet et al. 2015) utilizam as perdas de massa teóricas \dot{M}_{Vink} ao longo da Sequência Principal para estrelas com massas iniciais maiores que $7 M_\odot$. Nossos resultados indicam que estrelas com $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$ apresentam ventos fracos ao longo da Sequência Principal (escala de tempo de $\sim 10^6 - 10^7$ anos). Ressaltamos que isso potencialmente possui implicações nas propriedades físicas ao final da Sequência Principal — por exemplo, quanto à rotação e abundância química superficial.

- (vii) Essas discrepâncias entre os nossos valores determinados para as taxas de perda de massa e os seus valores teóricos podem ser vistas em termos da modelagem das linhas diagnóstico desse parâmetro no ultravioleta e óptico. Encontramos uma discrepância sistematicamente explícita entre as nossas perdas de massa e as suas previsões teóricas quanto à modelagem da linha de Si IV: os perfis de Si IV ajustados encontram-se, de uma forma geral, puramente em absorção (sem formação de perfil P-Cygni), enquanto os modelos com a \dot{M}_{Vink} produzem proeminentes perfis P-Cygni. Para o caso da linha C IV, as

discrepâncias entre as nossas perdas de massa e os valores teóricos são acentuadas para os casos das estrelas que possuem linhas de C IV sem saturação, pois todos os perfis sintéticos de C IV com \dot{M}_{Vink} encontram-se saturados. Quanto à região do óptico, também encontramos essa discrepância sistematicamente notável entre os valores derivados para a perda de massa (via ultravioleta) e os valores teóricos: todos os modelos com perdas de massa teóricas apresentam H α em emissão, ao passo que todos os nossos modelos finais produzem tal linha puramente em absorção. Tal fato merece destaque pois observamos H α puramente em absorção para essas 7 estrelas da amostra. Relembramos que essa discrepância explícita no óptico não é verificada para o casos das anãs O tardias, nos impossibilitando de descartar sistematicamente o realismo das perdas de massa teóricas em tais estrelas através da análise no óptico

- (viii) Atestamos que a nossa conclusão sobre ventos fracos em gigantes O tardias é robusta frente aos possíveis efeitos provocados por parâmetros estelares nas determinações das perdas de massa. Desenvolvemos testes de degenerescência entre a temperatura efetiva, campo de velocidade de microturbulência e as abundâncias químicas de CNO e encontramos que as incertezas nesses parâmetros não impactam a nossa modelagem das linhas de Si IV e C IV — isto é, nas derivações das perdas de massa — dentro das barras de erro derivadas para esse parâmetro do vento. Desenvolvemos uma análise mais detalhada quanto aos efeitos de abundâncias químicas de CNO nas nossas perdas de massa, pois assumimos valores solares desde o início deste projeto. Dentre os 4 objetos com abundâncias de CNO determinadas na literatura, verificamos que existe mudança na derivação da perda de massa somente para 1 estrela — HD 24431. Mesmo assim, a nossa perda de massa determinada com as abundâncias de CNO de Martins et al. (2015) é completamente consistente com o nosso valor inicialmente determinado (considerando-se abundância química solar). Desta forma, excluímos a possibilidade de efeitos de abundância química para a configuração do problema dos ventos fracos em gigantes O tardias. Recordamos

que Marcolino et al. (2009) exclui tal possibilidade para os ventos fracos em anãs tardias.

- (ix) Para além das regiões do ultravioleta e óptico, investigamos a região do infravermelho ($\approx 1\text{-}5 \mu\text{m}$) a fim de buscarmos por diagnósticos viáveis para a determinação da taxa de perda de massa em gigantes O tardias. Para tanto, concentramos nossos testes para as estrelas da amostra que são extremas quanto aos valores derivados para a perda de massa — HD 156292 e HD 116852. Identificamos que as linhas de $\text{Pa}\alpha$ e $\text{Br}\alpha$ são promissoras para a análise da perda de massa de nossa amostra no contexto do problema dos ventos fracos: os modelos finais produzem tais linhas em absorção, ao passo que os modelos com as perdas de massa teóricas as produzem em emissão. Além dessas discrepâncias explícitas, encontramos que essas linhas são robustas como diagnósticos para a perda de massa frente aos nossos testes de degenerescência entre a perda de massa e parâmetros estelares (temperatura efetiva, aceleração gravitacional e velocidade de rotação) e pela análise das regiões de formação de linhas. Mantivemos nosso foco à linha de $\text{Pa}\alpha$, tendo-se em vista a possibilidade de dados provenientes do instrumento OSIRIS/SOAR (cobertura da região de $\approx 1\text{-}2.4 \mu$). Verificamos que a sensibilidade e a região de formação das linhas de $\text{Pa}\alpha$ e $\text{H}\alpha$ são muito semelhantes. Desta forma, concluímos que $\text{Pa}\alpha$ é promissora para uma abordagem aos ventos fracos — pela comparação entre as taxas de perda de massa via ultravioleta e \dot{M}_{Vink} — em gigantes O tardias.

Por fim, apresentamos a seguir algumas perspectivas atuais e ideias para a continuação desta linha de pesquisa:

- (i) Determinaremos as taxas de perda de massa através da análise de $\text{H}\alpha$ para as demais estrelas nas quais não ajustamos $\text{H}\alpha$, dando-se prosseguimento ao trabalho realizado para a estrela HD 115455. De forma mais crítica, para as estrelas HD 153426 e HD 36861, pois os limites superiores das perdas de massa

via ultravioleta não ajustam $H\alpha$. Isso nos permitirá obter uma comparação melhor entre as regiões do ultravioleta e óptico frente ao problema dos ventos fracos.

- (ii) Os resultados hidrodinâmicos de Muijres et al. (2012) não encontram soluções físicas para a formação de vento em estrelas de tipo O6.5V devido à ausência de íons de Fe V (na base do vento) e à baixa luminosidade desse tipo espectral em comparação com anãs O6V. Desta maneira, consideramos interessante uma análise da estrutura de ionização dos íons de ferro (Fe III-IV-V) nos modelos finais da nossa amostra, buscando-se assim pistas sobre as causas físicas envolvidas no fenômeno do problema dos ventos fracos a partir de modelos de atmosferas. Enfatizamos que estrelas O pouco luminosas — $\log(L_*/L_\odot) \lesssim 5.2$ — apresentam ventos fracos ao longo de toda a sua Sequência Principal. Quanto a possíveis implicações evolutivas produzidas por ventos fracos, consideramos interessante uma análise da evolução das propriedades físicas no regime de ventos fracos, por exemplo, através do código de evolução estelar MESA (Paxton et al. 2011). Recordamos que gigantes O tardias, que possuem massas evolutivas $M_* \approx 25\text{--}30 M_\odot$, serão progenitoras de estrelas supergigantes vermelhas/amarelas — para as quais apresentam-se notórias incertezas quanto às taxas de perda de massa. Desta maneira, salientamos quanto à relevância de conhecermos sobre as propriedades físicas fotosféricas e do vento de gigantes O tardias a fim de ser possível uma melhor compreensão sobre os seus estágios evolutivos posteriores.
- (iii) Identificamos que a linha de Pa α (1.875μ) é interessante para uma abordagem ao problema dos ventos fracos. Consideramos isso importante por conta da pouca quantidade de linhas diagnósticas disponíveis ao longo da região do ultravioleta e óptico (em comparação com os diagnósticos fotosféricos). Motivados a testar o uso da linha de Pa α , a fim de compararmos perdas de massa derivadas através dessa e das linhas do ultravioleta e óptico, submetemos um pedido de observação no infravermelho próximo ($1\text{--}2.4 \mu\text{m}$) pelo instrumento

OSIRIS/SOAR para o início do segundo semestre de 2016. Nosso pedido de tempo foi aprovado, entretanto não conseguimos obter os dados por conta de problemas técnicos do instrumento. Sugerimos que seja interessante uma análise de Pa α em gigantes O pelos instrumentos ARCoIRIS/*Víctor Blanco Telescope* (0.80 - 2.47 μm) e NIRSpec/*James Webb Space Telescope* (1.0 - 5.0 μm) no âmbito dos ventos fracos.

Referências Bibliográficas

Abbott, D. C. 1982a, ApJ, 263, 723

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

Almeida, L. A., Sana, H., de Mink, S. E., et al. 2015, ApJ, 812, 102

Austin, M. J. 2011, PhD thesis, University of London, University College London
(United Kingdom)

Barrado y Navascués, D., Stauffer, J. R., Bouvier, J., Jayawardhana, R., & Cuillandre, J.-C. 2004, ApJ, 610, 1064

Berghoefter, T. W., Schmitt, J. H. M. M., & Cassinelli, J. P. 1996, A&AS, 118, 481

Bianchi, L. & Garcia, M. 2002, ApJ, 581, 610

Böhm-Vitense, E. 1989, Introduction to stellar astrophysics. Vol. 2. Stellar atmospheres.

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

Bouret, J.-C., Lanz, T., Hillier, D. J., et al. 2003, ApJ, 595, 1182

Bouret, J.-C., Lanz, T., Hillier, D. J., et al. 2015, MNRAS, 449, 1545

Cantiello, M., Langer, N., Brott, I., et al. 2009, A&A, 499, 279

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

Chlebowski, T. & Garmany, C. D. 1991, ApJ, 368, 241

- Chlebowski, T., Harnden, Jr., F. R., & Sciortino, S. 1989, *ApJ*, 341, 427
- Conti, P. S. 1975, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 9, 193
- Crowther, P. A., Hillier, D. J., Evans, C. J., et al. 2002, *ApJ*, 579, 774
- Crowther, P. A., Lennon, D. J., & Walborn, N. R. 2006, *A&A*, 446, 279
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 731
- De Becker, M. & Raucq, F. 2013, *A&A*, 558, A28
- de Koter, A., Heap, S. R., & Hubeny, I. 1997, *ApJ*, 477, 792
- de Koter, A., Schmutz, W., & Lamers, H. J. G. L. M. 1993, *A&A*, 277, 561
- de Mink, S. E. & Mandel, I. 2016, *MNRAS*, 460, 3545
- Dean, C. A. & Bruhweiler, F. C. 1985, *ApJS*, 57, 133
- Dessart, L., Hillier, D. J., Woosley, S., et al. 2016, *MNRAS*, 458, 1618
- Doran, E. I., Crowther, P. A., de Koter, A., et al. 2013, *A&A*, 558, A134
- Ducati, J. R. 2002, *VizieR Online Data Catalog*, 2237
- Edmunds, M. G. 1978, *A&A*, 64, 103
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *A&A*, 537, A146
- Ekström, S., Georgy, C., Meynet, G., Groh, J., & Granada, A. 2013, in *EAS Publications Series*, Vol. 60, *EAS Publications Series*, ed. P. Kervella, T. Le Bertre, & G. Perrin, 31–41
- ESA, ed. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*
- Gama de Almeida, E. S. d. 2015, *Monografia, Observatório do Valongo – Universidade Federal do Rio de Janeiro*

- Gehrels, N. & Razzaque, S. 2013, *Frontiers of Physics*, 8, 661
- Georgy, C. 2012, *A&A*, 538, L8
- Gräfener, G. & Hamann, W.-R. 2005, *A&A*, 432, 633
- Grevesse, N., Asplund, M., Sauval, A. J., & Scott, P. 2010, *Ap&SS*, 328, 179
- Groh, J. H. 2014, *A&A*, 572, L11
- Groh, J. H., Hillier, D. J., Daminieli, A., et al. 2009, *ApJ*, 698, 1698
- Groh, J. H., Meynet, G., Ekström, S., & Georgy, C. 2014, *A&A*, 564, A30
- Heap, S. R., Lanz, T., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 638, 409
- Hillier, D. J. 1987, *ApJS*, 63, 965
- Hillier, D. J., Lanz, T., Heap, S. R., et al. 2003, *ApJ*, 588, 1039
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, *ApJ*, 496, 407
- Howarth, I. D. & Reid, A. H. N. 1993, *A&A*, 279, 148
- Howarth, I. D., Siebert, K. W., Hussain, G. A. J., & Prinja, R. K. 1997, *MNRAS*, 284, 265
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Humphreys, R. M. 1978, *ApJS*, 38, 309
- Humphreys, R. M., Davidson, K., & Smith, N. 1999, *PASP*, 111, 1124
- Keller, G. R., Bianchi, L., & Maciel, W. J. 2014, *MNRAS*, 442, 1379
- Kudritzki, R.-P., Lennon, D. J., & Puls, J. 1995, in *Science with the VLT*, ed. J. R. Walsh & I. J. Danziger, 246
- Kudritzki, R. P., Pauldrach, A., & Puls, J. 1987, *A&A*, 173, 293
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*, 452

- Lanz, T. & Hubeny, I. 2003, *ApJS*, 146, 417
- Leitherer, C., Robert, C., & Drissen, L. 1992, *ApJ*, 401, 596
- Lenorzer, A., Mokiem, M. R., de Koter, A., & Puls, J. 2004, *A&A*, 422, 275
- Lépine, S. & Moffat, A. F. J. 2008, *AJ*, 136, 548
- Mahy, L., Rauw, G., De Becker, M., Eenens, P., & Flores, C. A. 2015, *A&A*, 577, A23
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Arias, J. I., et al. 2016, *ApJS*, 224, 4
- Maíz Apellániz, J., Sota, A., Morrell, N. I., et al. 2013, in *Massive Stars: From alpha to Omega*, 198
- Marcolino, W. L. F., Bouret, J.-C., Martins, F., et al. 2009, *A&A*, 498, 837
- Marcolino, W. L. F., Bouret, J.-C., Sundqvist, J. O., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 2253
- Marcolino, W. L. F., Hillier, D. J., de Araujo, F. X., & Pereira, C. B. 2007, *ApJ*, 654, 1068
- Markova, N., Puls, J., Scuderi, S., & Markov, H. 2005, *A&A*, 440, 1133
- Martins, F. 2011, *Bulletin de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 80, 29
- Martins, F., Hervé, A., Bouret, J.-C., et al. 2015, *A&A*, 575, A34
- Martins, F. & Hillier, D. J. 2012, *A&A*, 545, A95
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005a, *A&A*, 436, 1049
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., & Heydari-Malayeri, M. 2004, *A&A*, 420, 1087
- Martins, F., Schaerer, D., Hillier, D. J., et al. 2005b, *A&A*, 441, 735
- Massa, D. 1995, *ApJ*, 438, 376

- Massa, D., Fullerton, A. W., Sonneborn, G., & Hutchings, J. B. 2003, *ApJ*, 586, 996
- Massey, P., Neugent, K. F., Hillier, D. J., & Puls, J. 2013, *ApJ*, 768, 6
- Matteucci, F. 2008, in *IAU Symposium*, Vol. 250, *Massive Stars as Cosmic Engines*, ed. F. Bresolin, P. A. Crowther, & J. Puls, 391–400
- Meynet, G., Chomienne, V., Ekström, S., et al. 2015, *A&A*, 575, A60
- Meynet, G., Eggenberger, P., & Maeder, A. 2011, *A&A*, 525, L11
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Puls, J., et al. 2005, *A&A*, 441, 711
- Mokiem, M. R., de Koter, A., Vink, J. S., et al. 2007, *A&A*, 473, 603
- Muijres, L. E., Vink, J. S., de Koter, A., Müller, P. E., & Langer, N. 2012, *A&A*, 537, A37
- Najarro, F., Hanson, M. M., & Puls, J. 2011, *A&A*, 535, A32
- Nazé, Y. 2009, *A&A*, 506, 1055
- Nomoto, K. 1987, *ApJ*, 322, 206
- Owocki, S. P., Castor, J. I., & Rybicki, G. B. 1988, *ApJ*, 335, 914
- Owocki, S. P. & Rybicki, G. B. 1984, *ApJ*, 284, 337
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3
- Puebla, R. E., Hillier, D. J., Zsargó, J., Cohen, D. H., & Leutenegger, M. A. 2016, *MNRAS*, 456, 2907
- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, *A&A*, 305, 171
- Puls, J., Sundqvist, J. O., Najarro, F., & Hanson, M. M. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1171, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. I. Hubeny, J. M. Stone, K. MacGregor, & K. Werner, 123–135
- Puls, J., Urbaneja, M. A., Venero, R., et al. 2005, *A&A*, 435, 669

- Puls, J., Vink, J. S., & Najarro, F. 2008, *A&A Rev.*, 16, 209
- R Core Team. 2013, *R: A Language and Environment for Statistical Computing*, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria
- Raucq, F., Rauw, G., Gosset, E., et al. 2016, *A&A*, 588, A10
- Rauw, G., Nazé, Y., Wright, N. J., et al. 2015, *ApJS*, 221, 1
- Reed, B. C. 2003, *AJ*, 125, 2531
- Repolust, T., Puls, J., & Herrero, A. 2004, *A&A*, 415, 349
- Sana, H., de Mink, S. E., de Koter, A., et al. 2012, *Science*, 337, 444
- Sana, H., Rauw, G., Nazé, Y., Gosset, E., & Vreux, J.-M. 2006, *MNRAS*, 372, 661
- Schiller, F. & Przybilla, N. 2008, *A&A*, 479, 849
- Schröder, S. E., Kaper, L., Lamers, H. J. G. L. M., & Brown, A. G. A. 2004, *A&A*, 428, 149
- Smith, N. 2014, *ARA&A*, 52, 487
- Sturrock, P. A., Holzer, T. E., Mihalas, D. M., & Ulrich, R. K., eds. 1986, *Physics of the sun. Volume 3: Astrophysics and solar-terrestrial relations*, Vol. 3
- Tramper, F., Straal, S. M., Sanyal, D., et al. 2015, *A&A*, 581, A110
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 1999, *A&A*, 350, 181
- 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
- Walborn, N. R. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, Vol. 33, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 5–14

Wood, P. R. 1997, in IAU Symposium, Vol. 180, Planetary Nebulae, ed. H. J. Habing & H. J. G. L. M. Lamers, 297

Woosley, S. & Janka, T. 2005, Nature Physics, 1, 147

Apêndice A

Barras de erro — taxa de perda de massa: Si iv e C iv

Neste apêndice mostramos os limites determinados para as taxas de perda de massa de toda a amostra, cobrindo a região de $\approx 1370 - 1570 \text{ \AA}$ (perfis de Si iv $\lambda\lambda 1394,1403$ e C iv $\lambda\lambda 1548,1551$). No título de cada figura constam os parâmetros físicos constantes em cada modelo (c.f., Tabela 3.1). Os modelos finais estão em linha vermelha (denotados por \dot{M}) nos painéis intermediários. Nos painéis superiores estão os modelos computados com os limites superiores para \dot{M} (denotados por \dot{M}^+) em linha azul, enquanto nos painéis inferiores encontram-se os limites inferiores (denotados por \dot{M}^-) em linha verde.

HD 24431: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 70$ km.s⁻¹, e $v_{\infty} = 2300$ km.s⁻¹

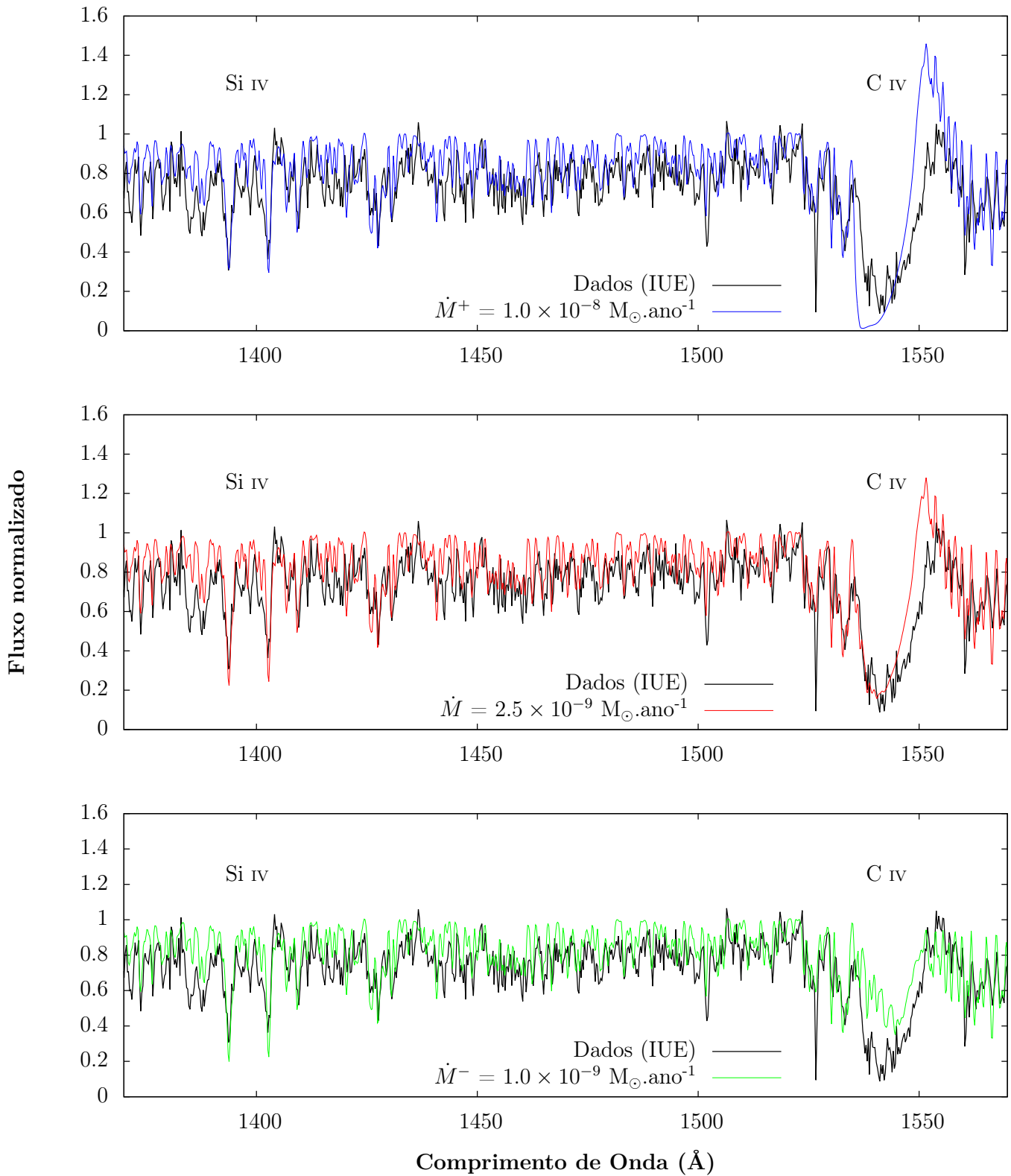


Figura A.1: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Determinação da perda de massa para **HD 24431**. Dados IUE em linha preta. Modelos correspondentes ao limite superior da taxa de perda de massa (\dot{M}^+) em linha azul, valor nominal (\dot{M}) em linha vermelha e limite inferior (\dot{M}^-) em linha verde.

HD 36861: $T_{ef} = 33500$ K, $\log(g) = 3.60$, $v \sin i = 75$ km.s⁻¹ e $v_{\infty} = 2000$ km.s⁻¹

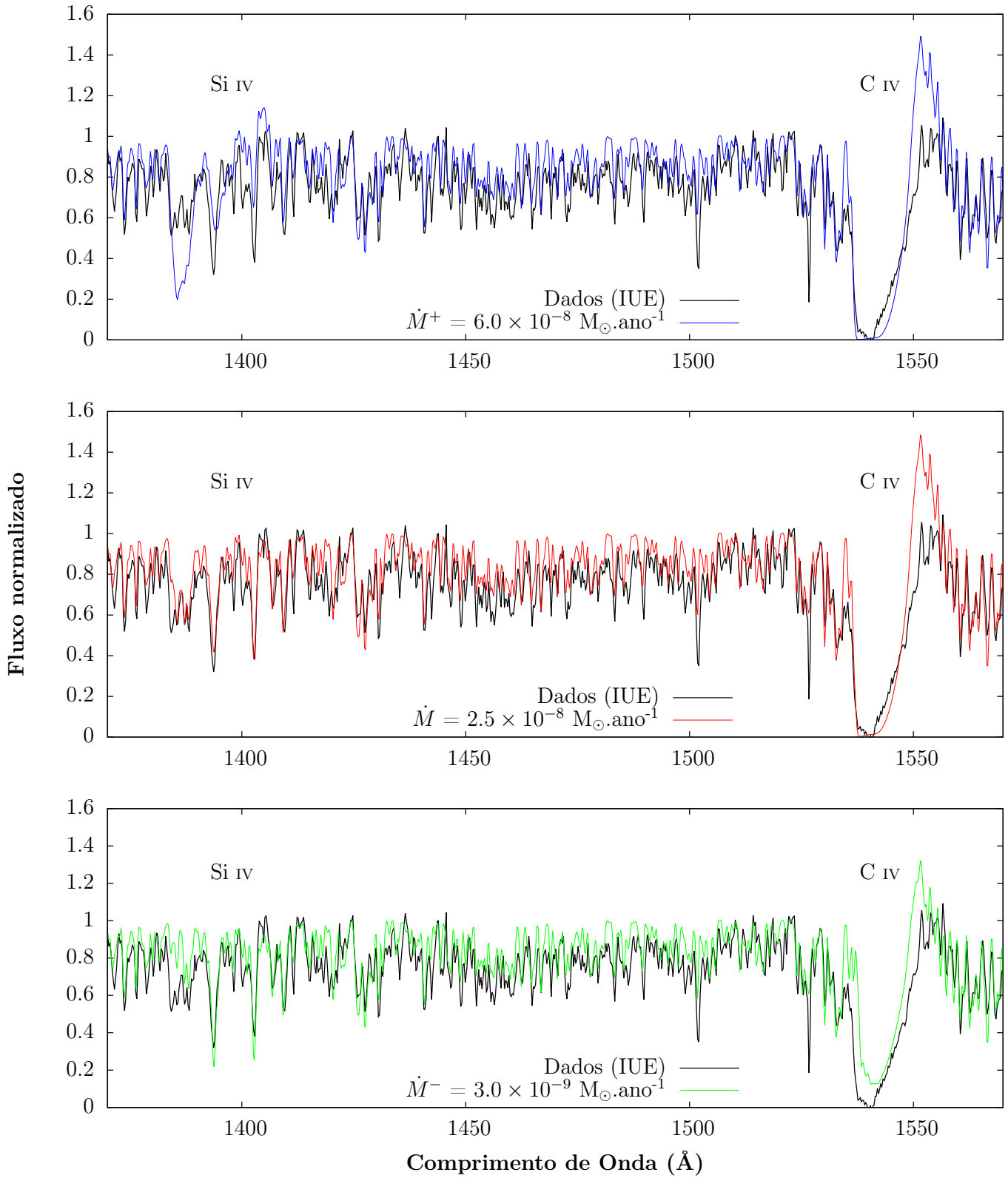


Figura A.2: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.

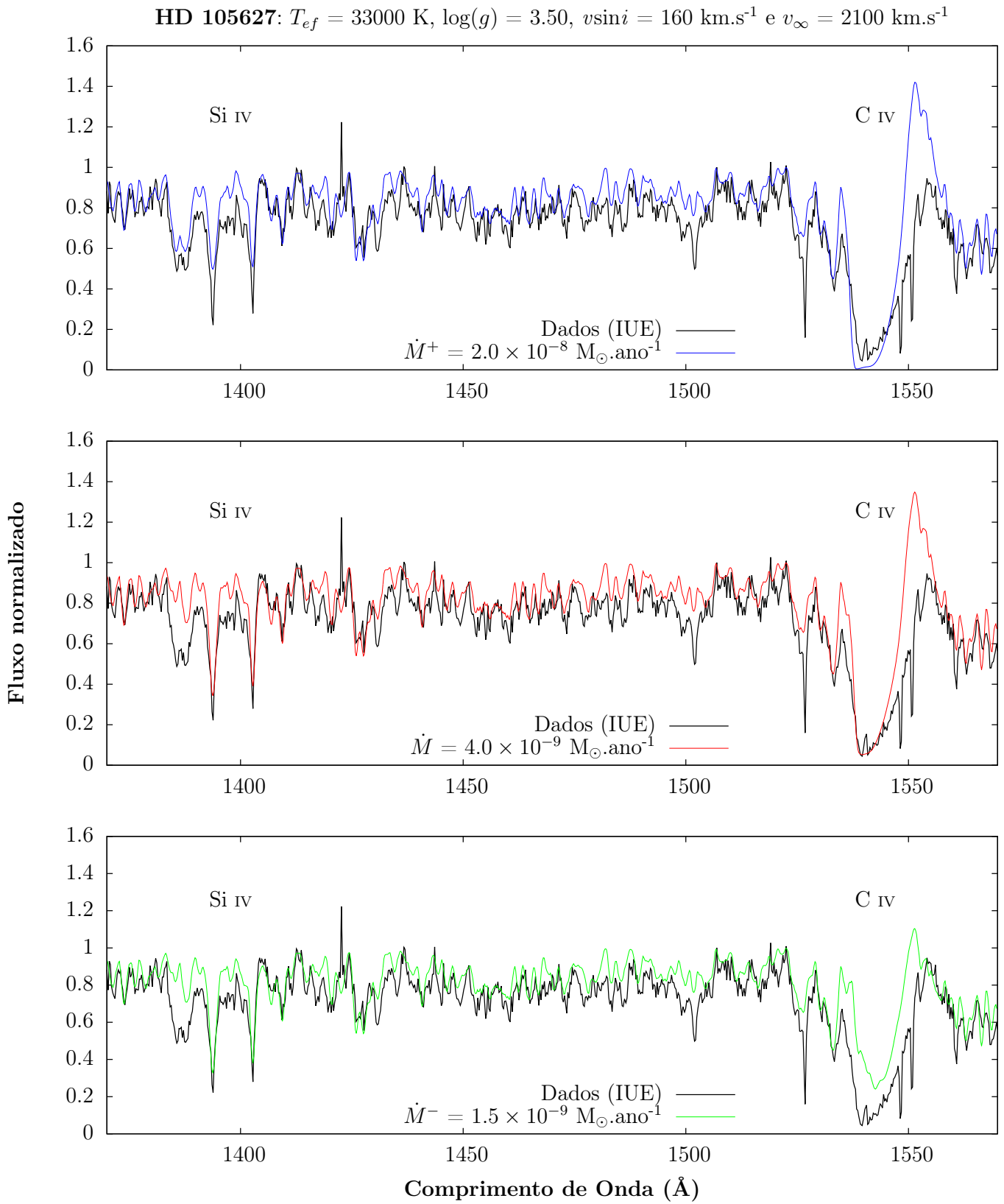


Figura A.3: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

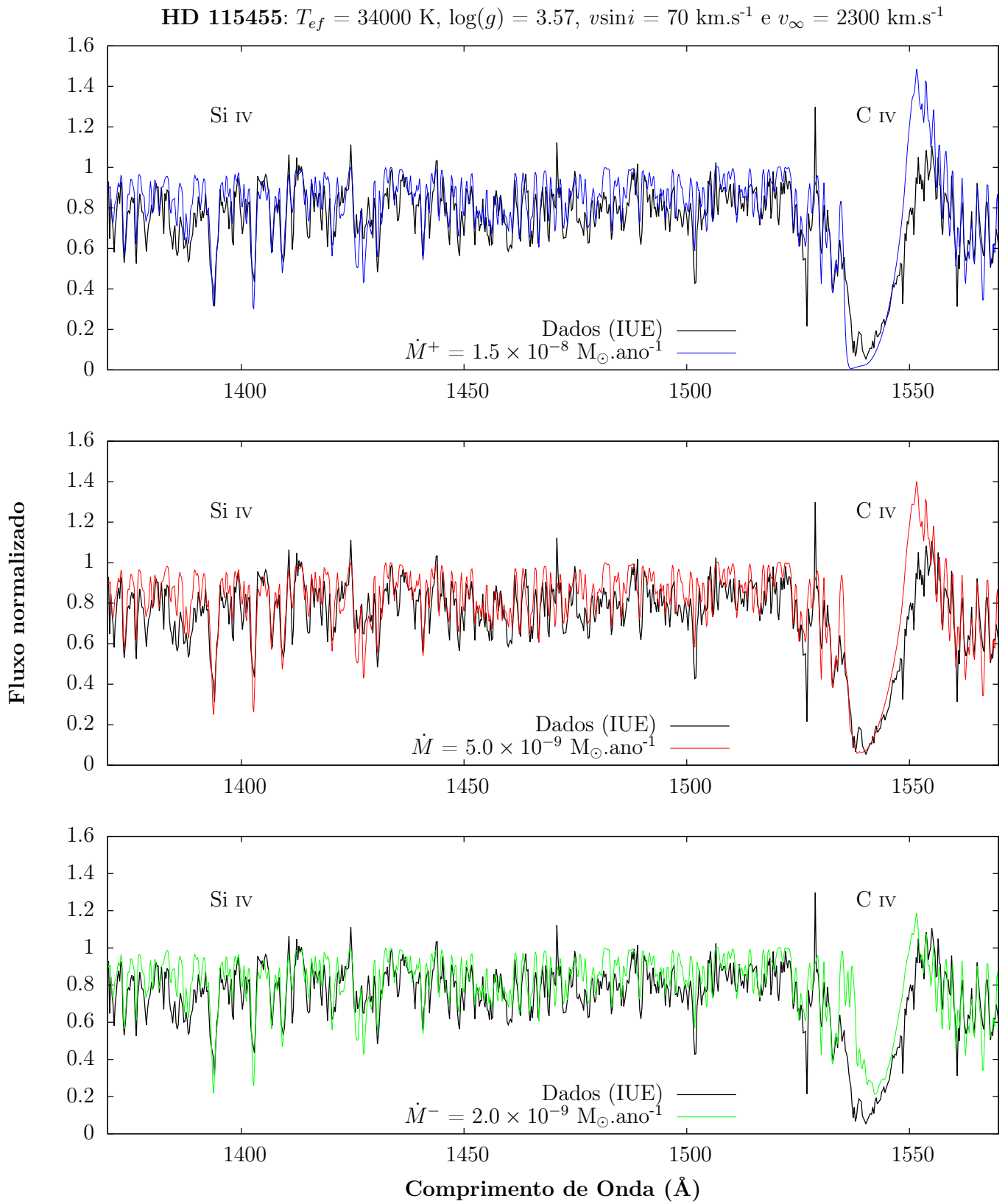


Figura A.4: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.

HD 116852: $T_{ef} = 32500$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120$ km.s⁻¹ e $v_{\infty} = 2100$ km.s⁻¹

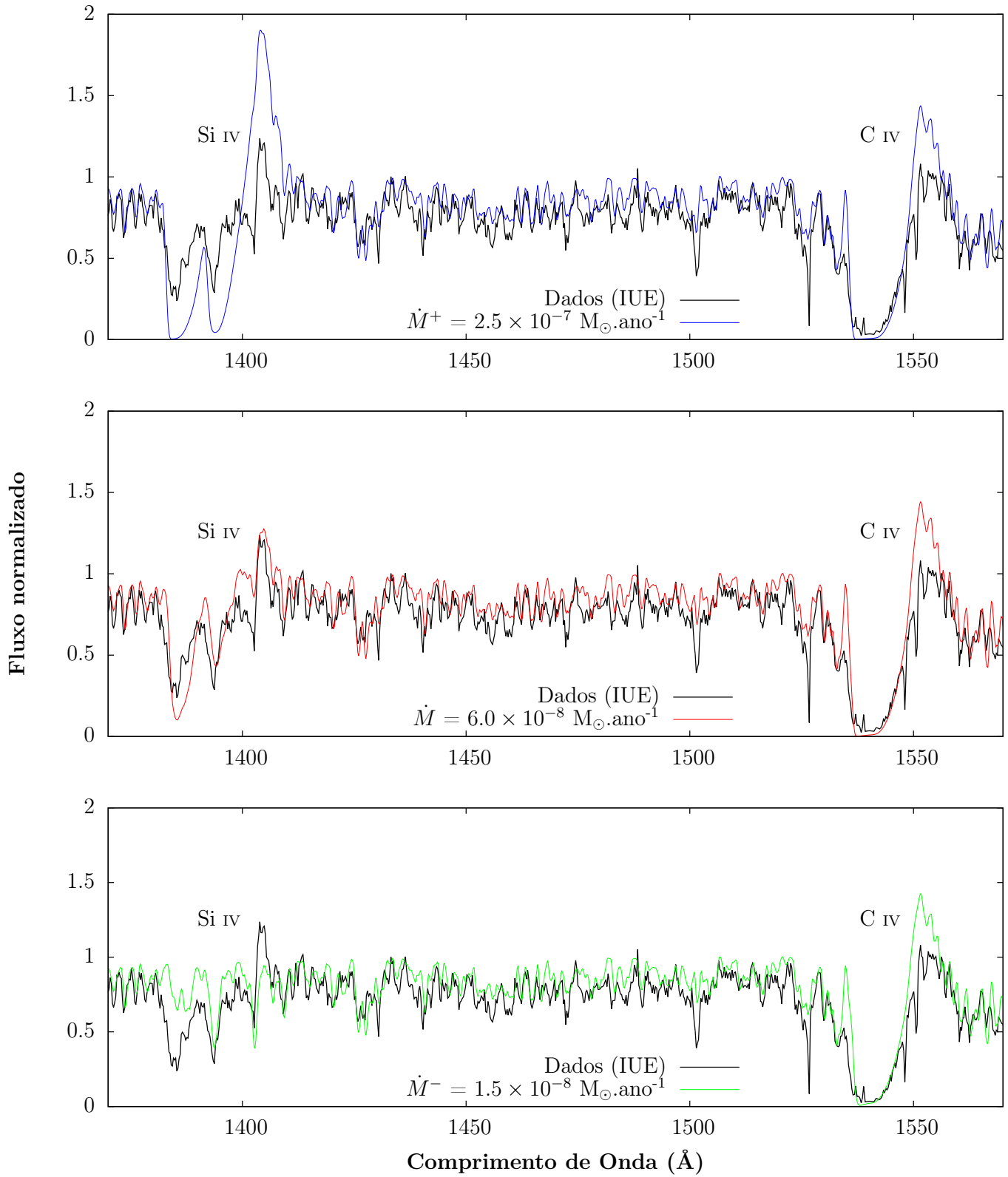


Figura A.5: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

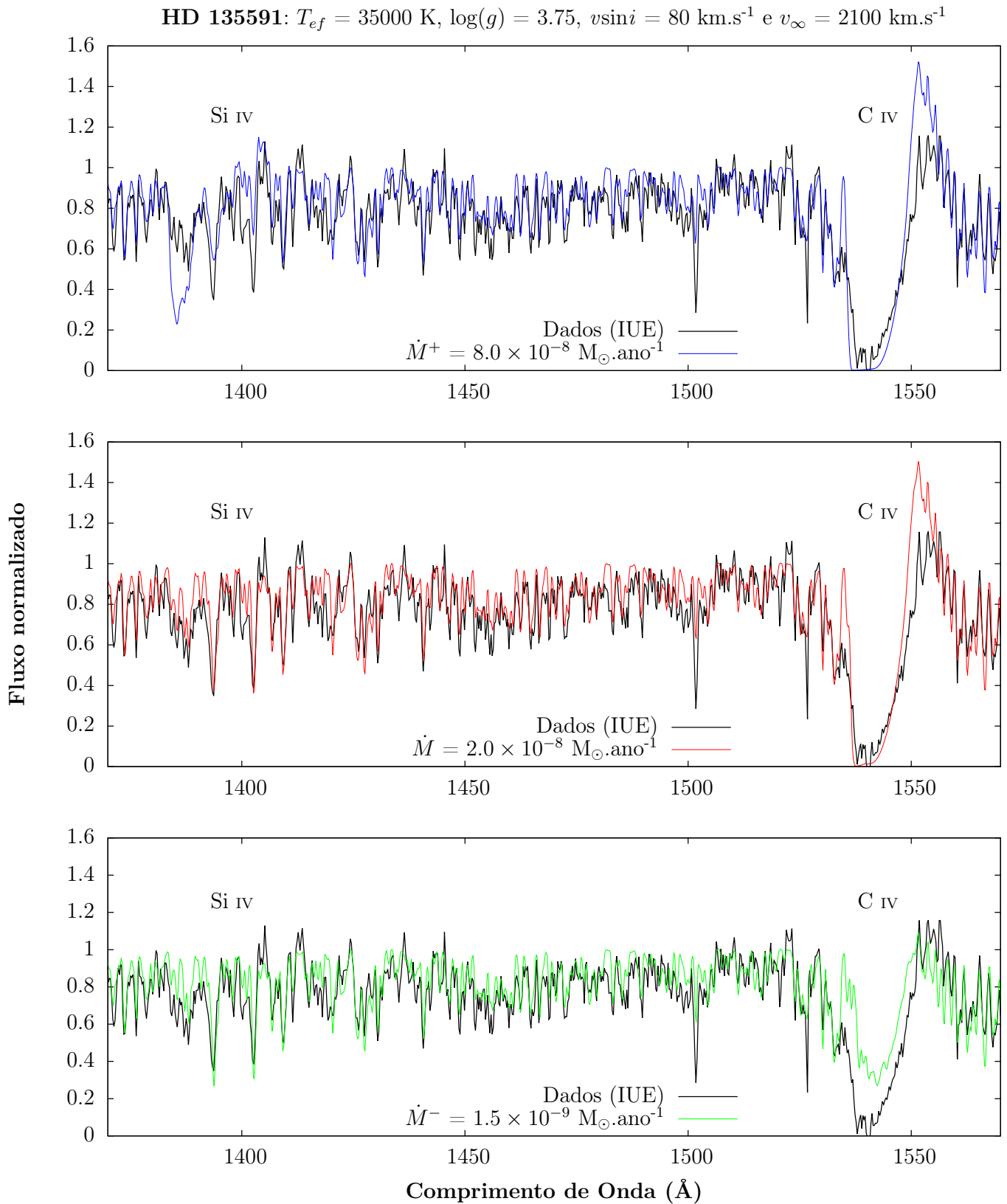


Figura A.6: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 135591**.

HD 153426: $T_{ef} = 32000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 110$ km.s $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2400$ km.s $^{-1}$

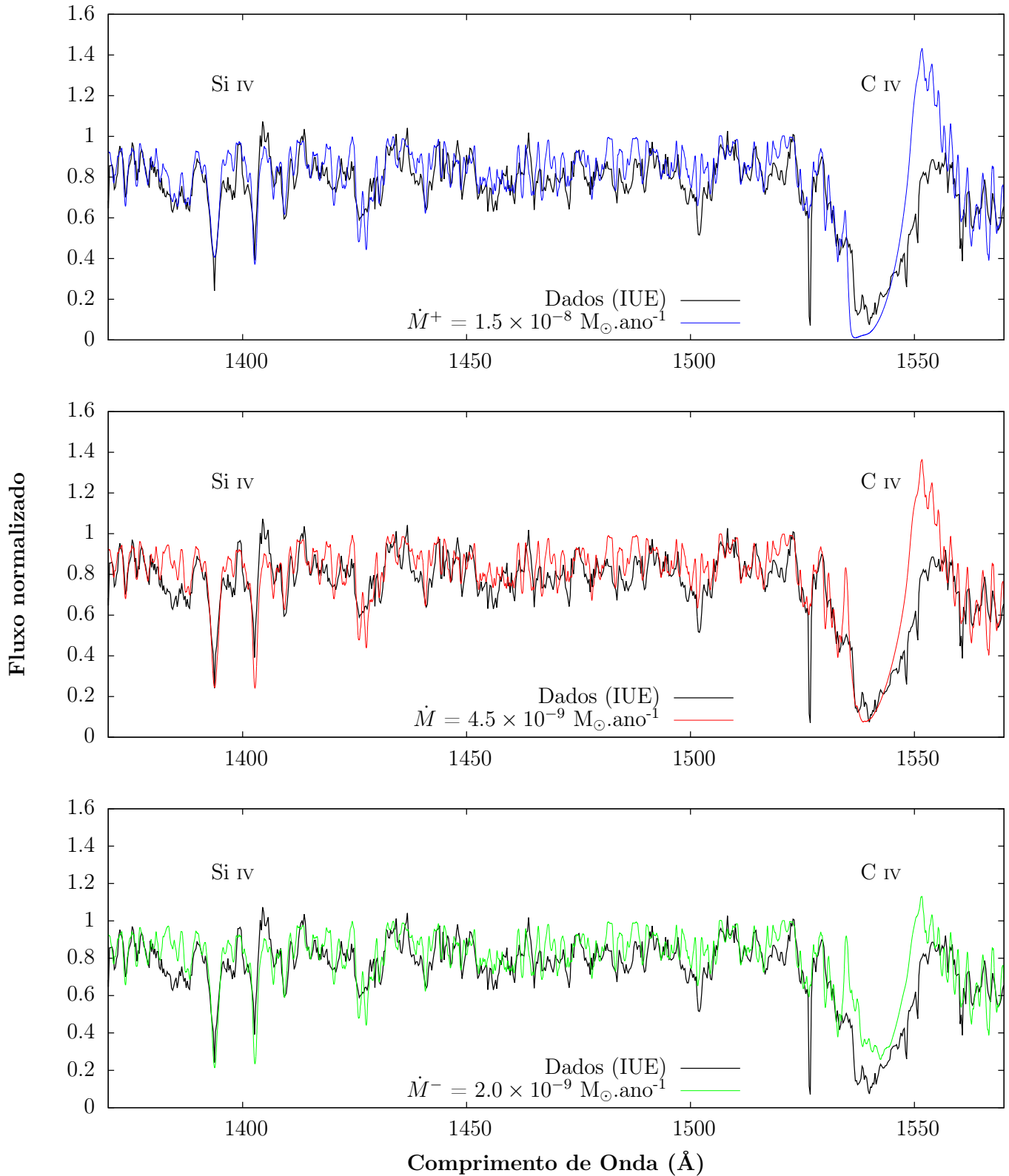


Figura A.7: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

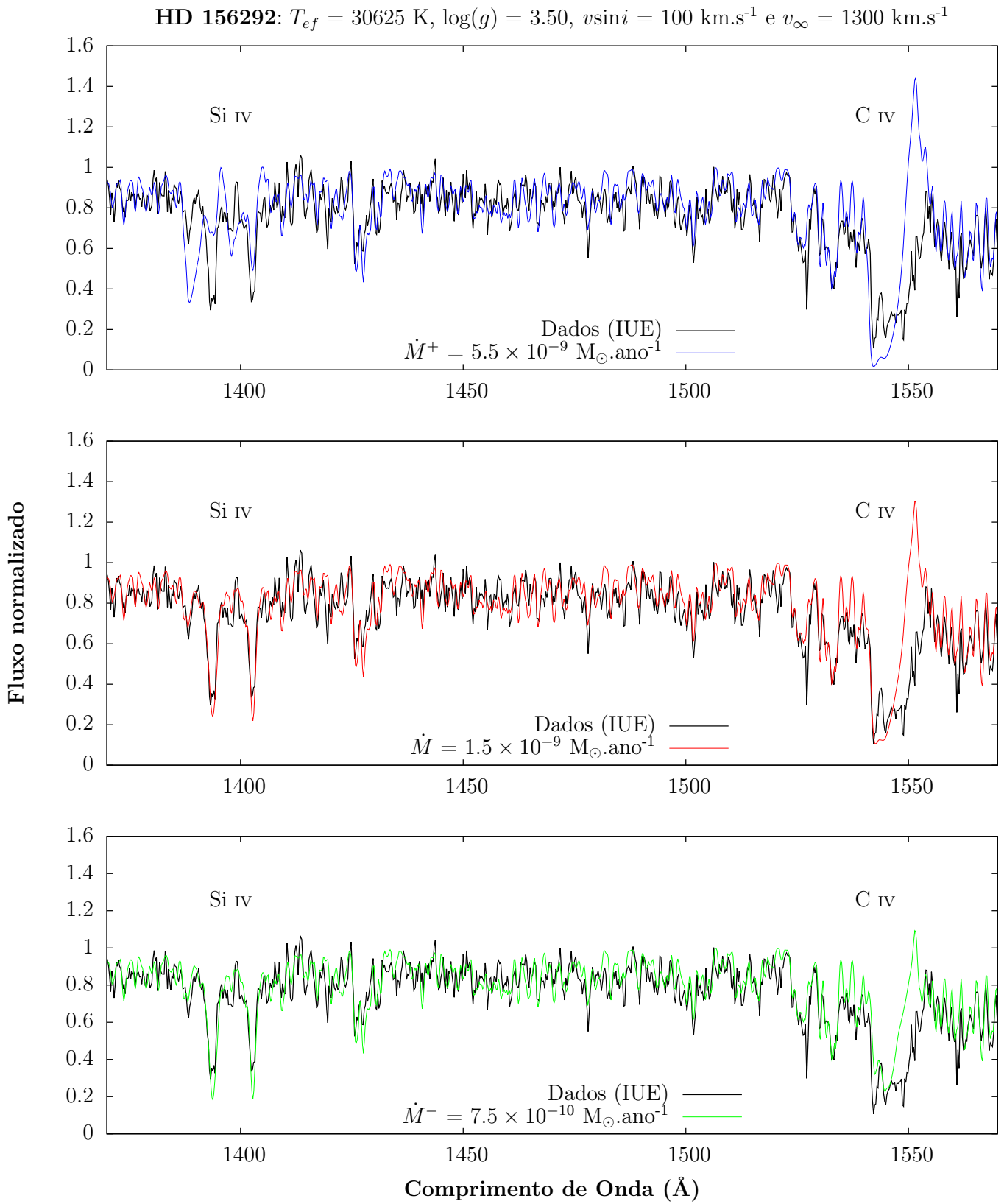


Figura A.8: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**.

HD 218195: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 80$ km.s $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2000$ km.s $^{-1}$

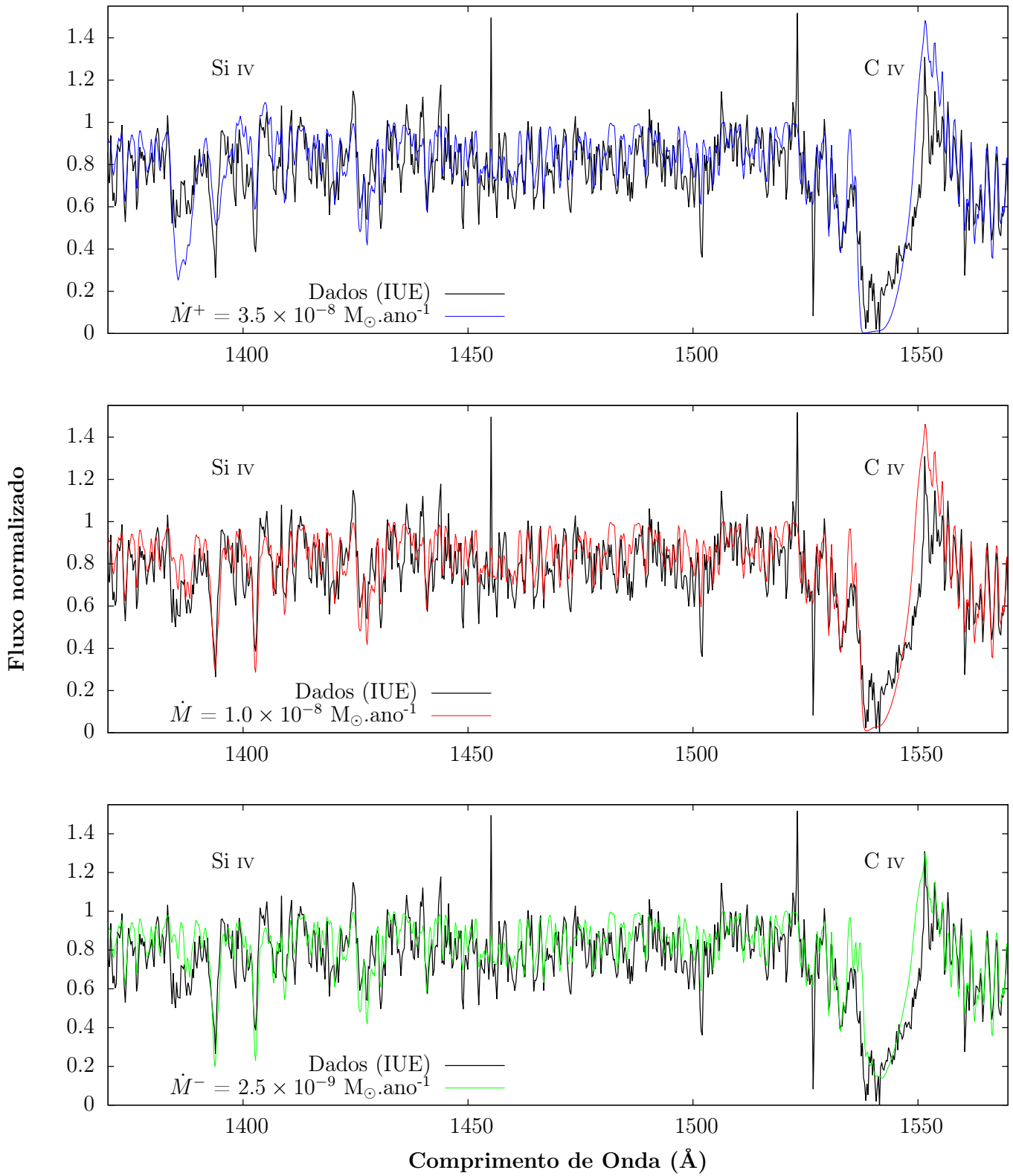


Figura A.9: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 218195**.

Apêndice B

Barras de erro — velocidade terminal

Neste apêndice mostramos os limites determinados para as velocidades terminais de toda a amostra, cobrindo a região de $\approx 1500-1580 \text{ \AA}$ (perfis de C IV $\lambda\lambda 1548, 1551$). No título de cada figura constam os parâmetros físicos constantes em cada modelo (c.f., Tabela 3.1). Os modelos finais estão em linha vermelha (denotados por v_∞) nos painéis intermediários. Nos painéis superiores estão os modelos computados com os limites superiores para v_∞ (denotados por v_∞^+) em linha azul, enquanto nos painéis inferiores encontram-se os limites inferiores (denotados por v_∞^-) em linha verde.

HD 24431: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 70$ km.s⁻¹, e $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹

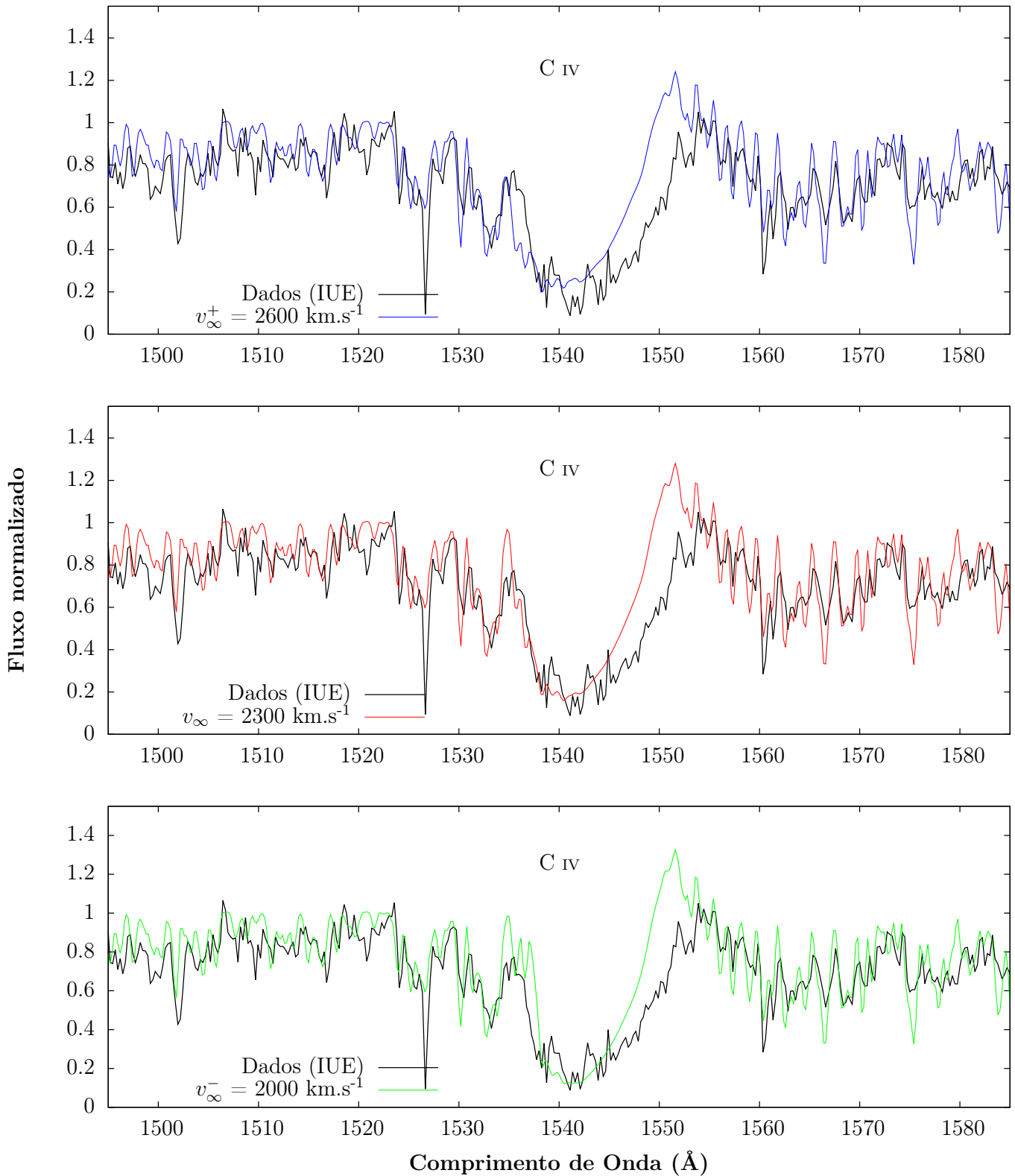


Figura B.1: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Determinação da velocidade terminal para **HD 24431**. Dados IUE em linha preta. Modelos correspondentes ao limite superior da velocidade terminal (v_{∞}^+) em linha azul, valor nominal (v_{∞}) em linha vermelha e limite inferior (v_{∞}^-) em linha verde.

HD 36861: $T_{ef} = 33500$ K, $\log(g) = 3.60$, $v \sin i = 75$ km.s $^{-1}$, e $\dot{M} = 2.5 \times 10^{-8}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$

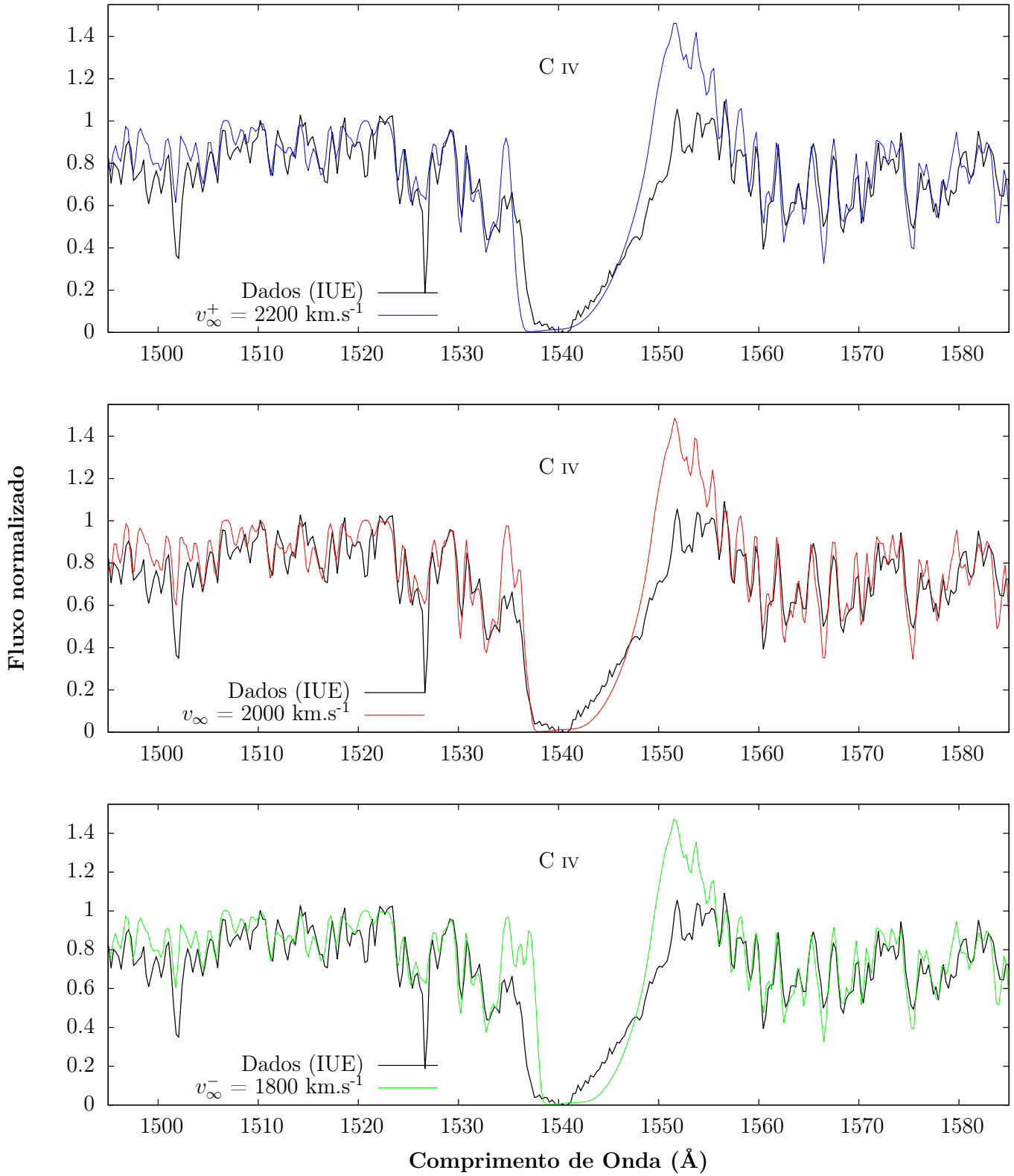


Figura B.2: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.

HD 105627: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 160$ km.s⁻¹, e $\dot{M} = 4.0 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹

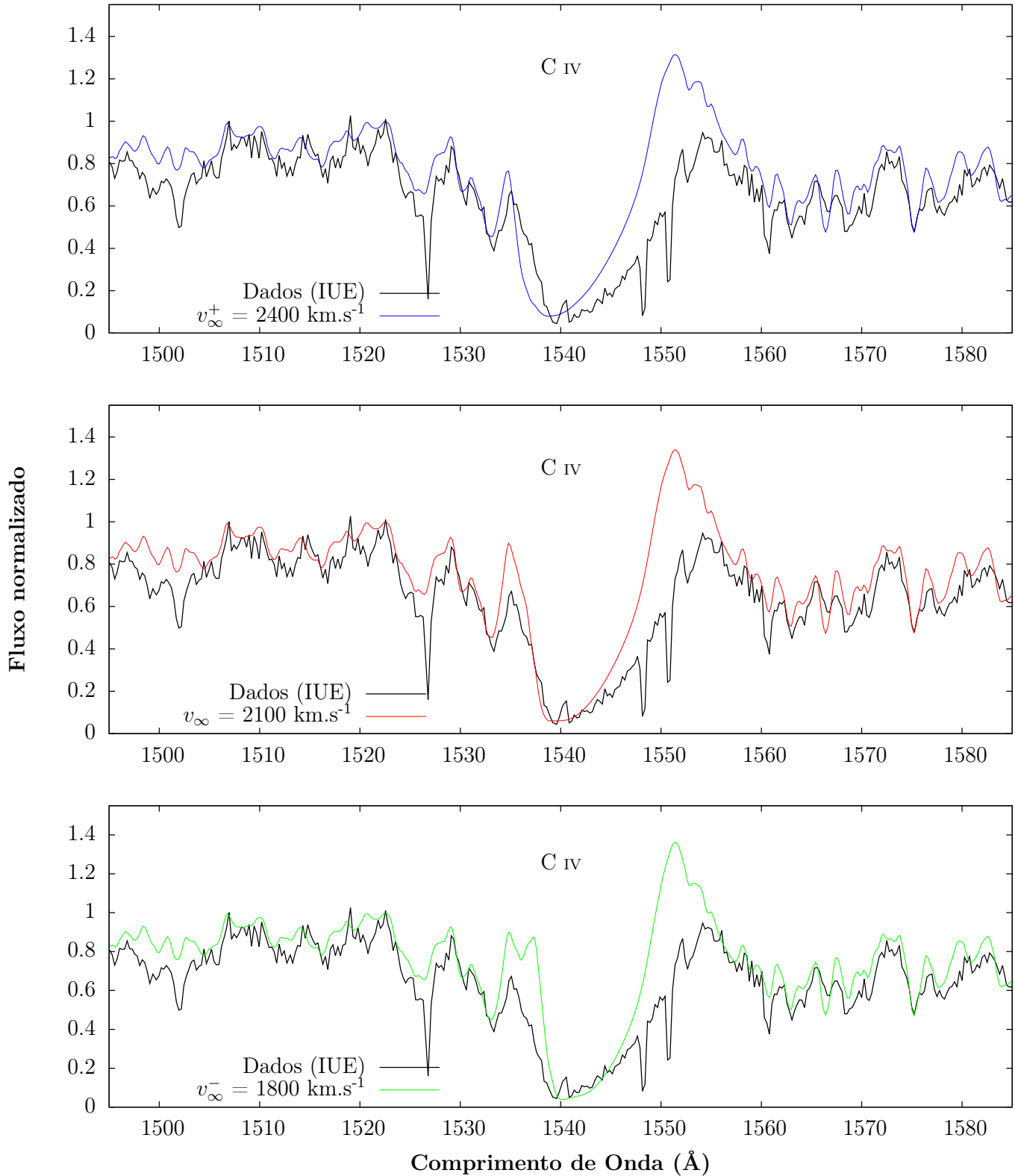


Figura B.3: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 105627**.

HD 115455: $T_{ef} = 34000$ K, $\log(g) = 3.57$, $v \sin i = 70$ km.s $^{-1}$, e $\dot{M} = 5.0 \times 10^{-9}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$

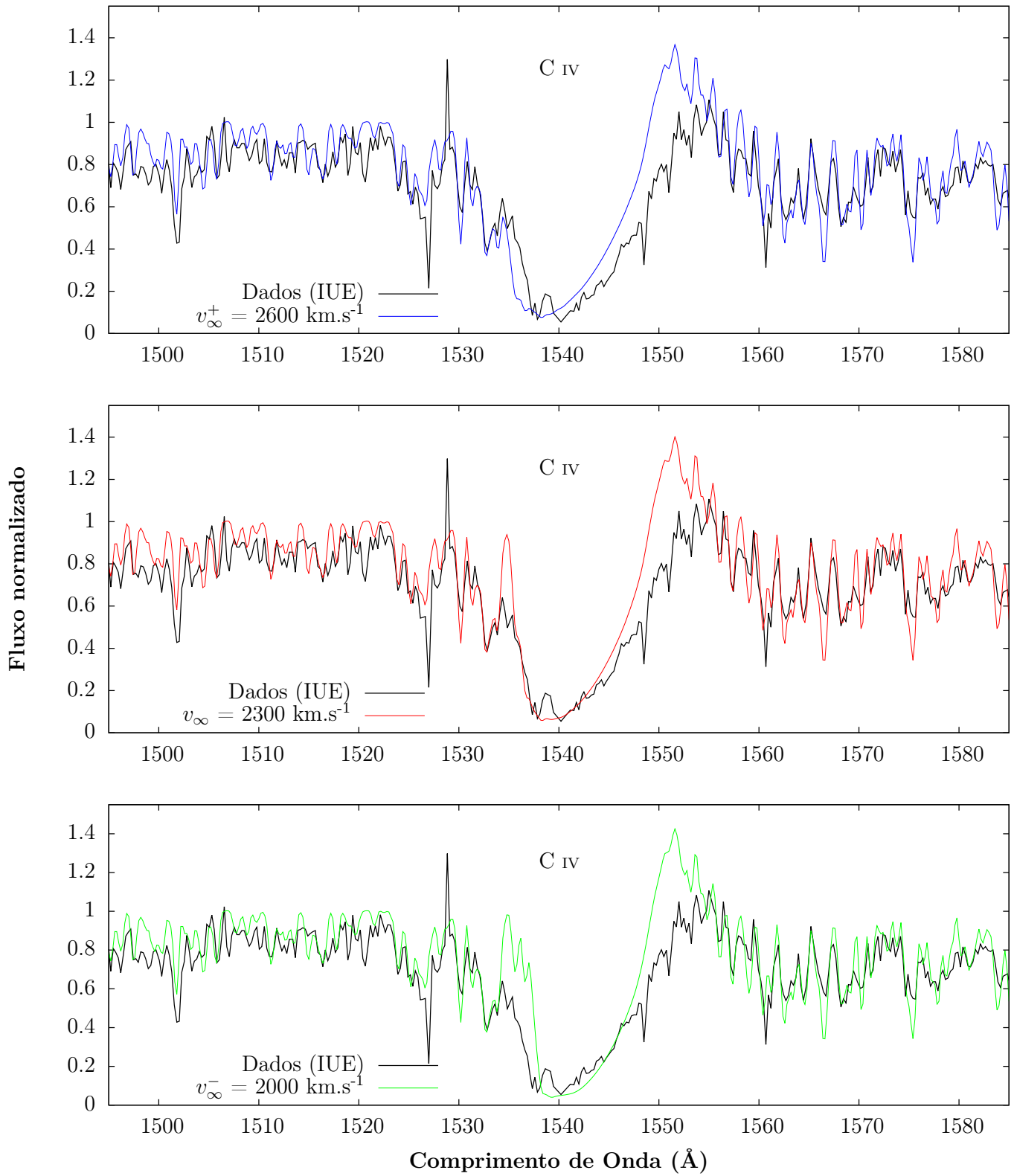


Figura B.4: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 115455**.

HD 116852: $T_{ef} = 32500$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120$ km.s⁻¹, e $\dot{M} = 6.0 \times 10^{-8}$ M_⊙.ano⁻¹

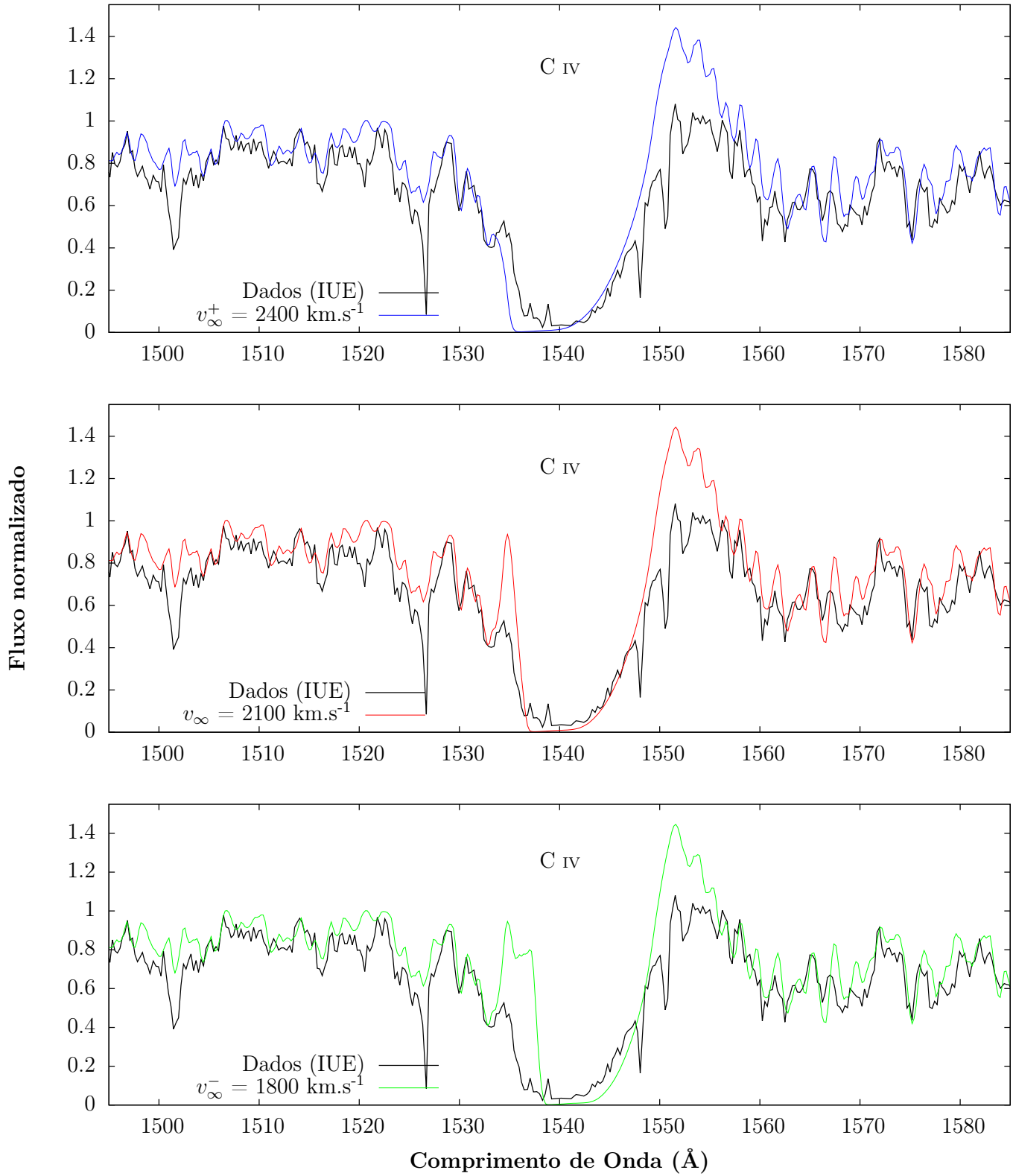


Figura B.5: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 116852**.

HD 135591: $T_{ef} = 35000$ K, $\log(g) = 3.75$, $v \sin i = 80$ km.s $^{-1}$, e $\dot{M} = 2.0 \times 10^{-8}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$

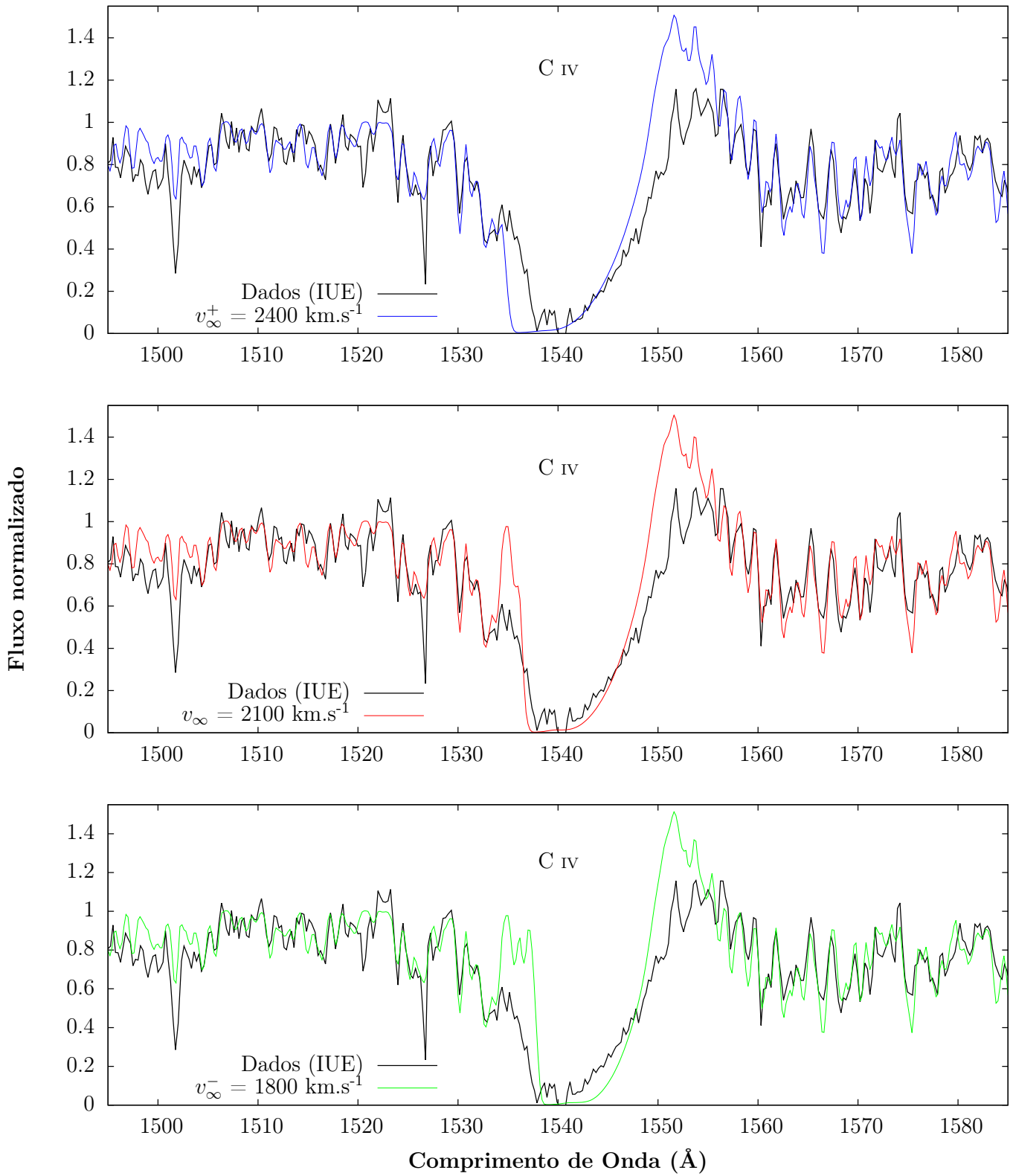


Figura B.6: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 135591**.

HD 153426: $T_{ef} = 32000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 110$ km.s⁻¹, e $\dot{M} = 4.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹

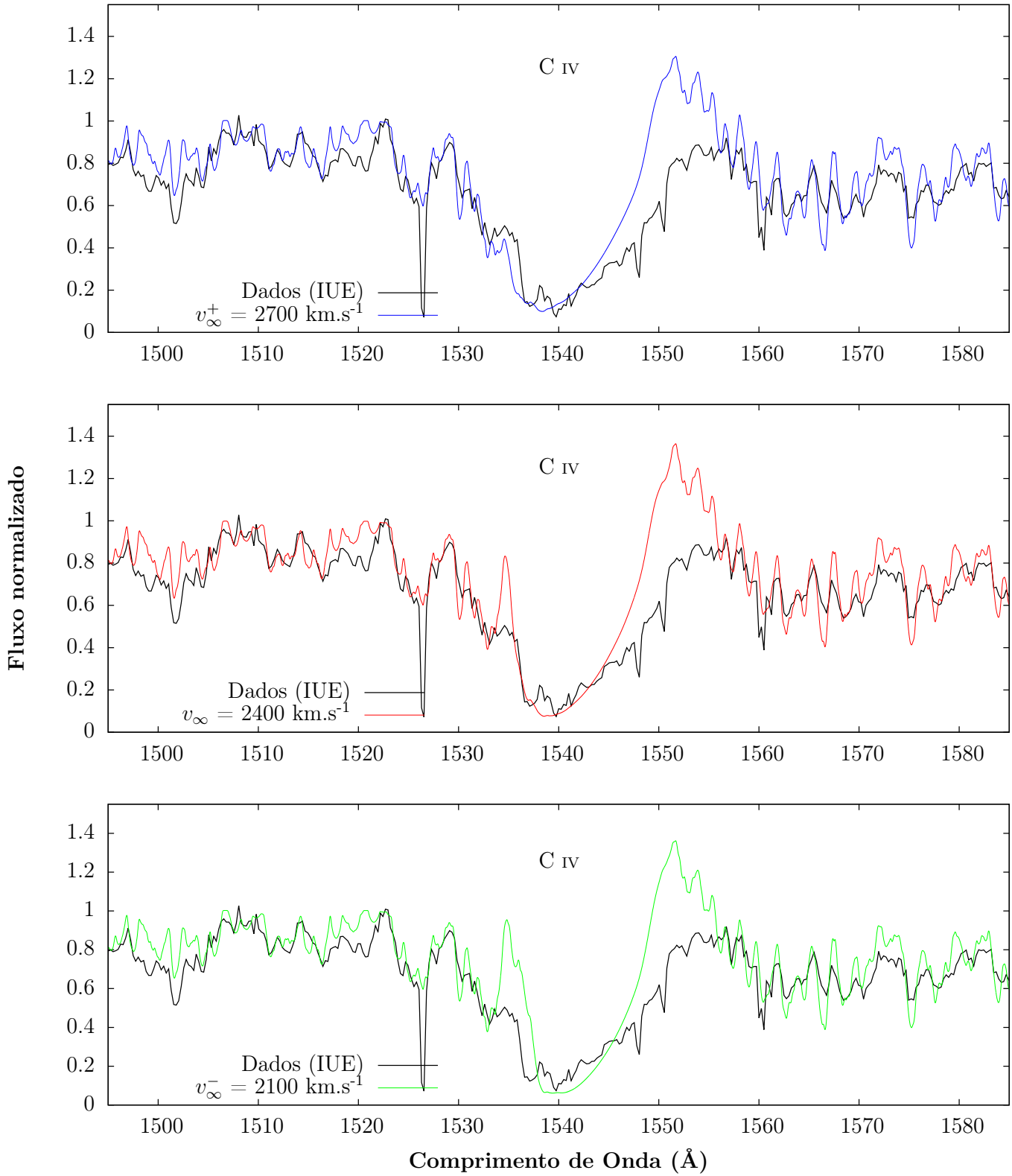


Figura B.7: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 153426**.

HD 156292: $T_{ef} = 30625$ K, $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 100$ km.s⁻¹, e $\dot{M} = 1.5 \times 10^{-9}$ M_⊙.ano⁻¹

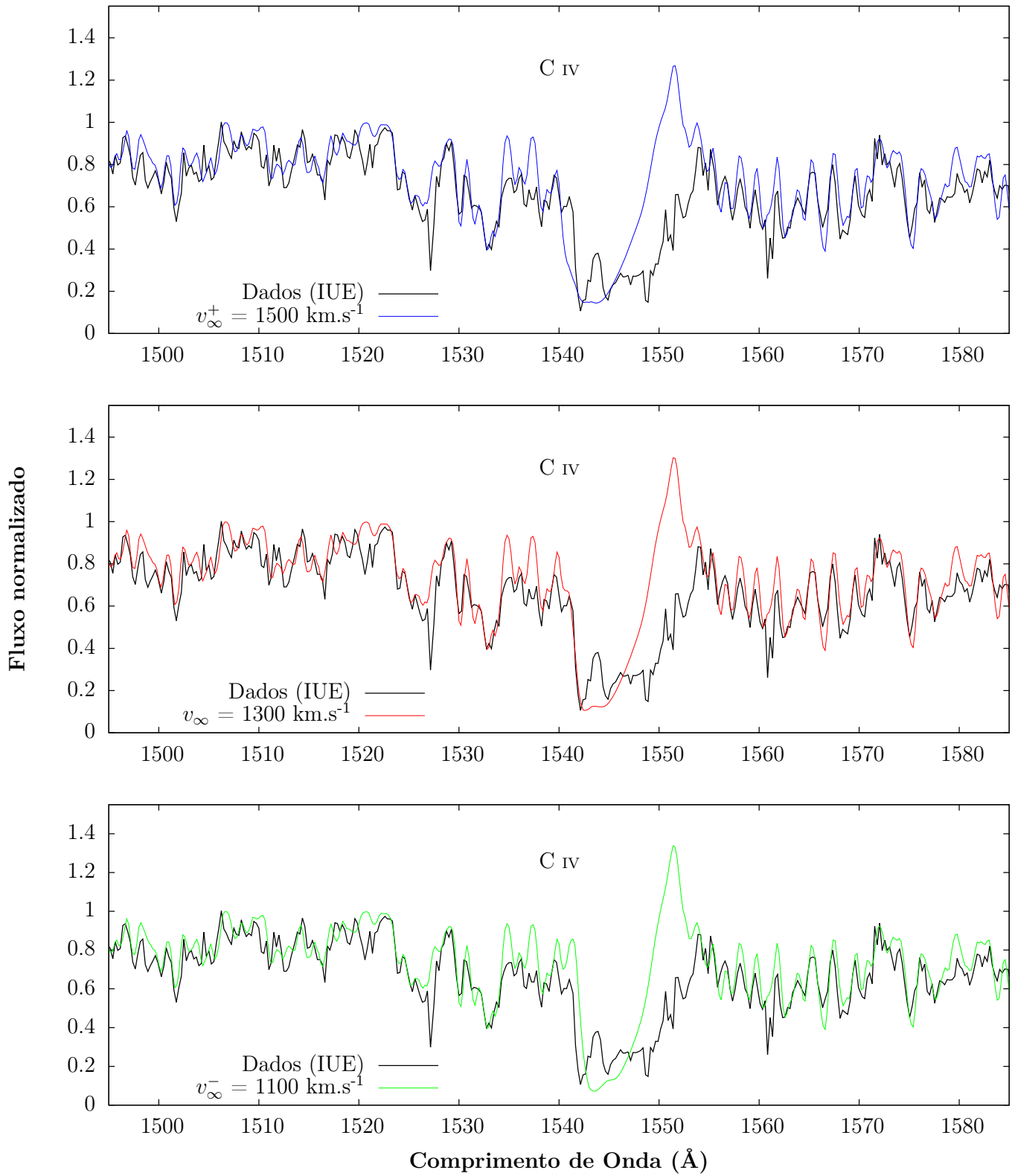


Figura B.8: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 156292**.

HD 218195: $T_{ef} = 33000$ K, $\log(g) = 3.55$, $v \sin i = 80$ km.s $^{-1}$, e $\dot{M} = 1.0 \times 10^{-8}$ M $_{\odot}$.ano $^{-1}$

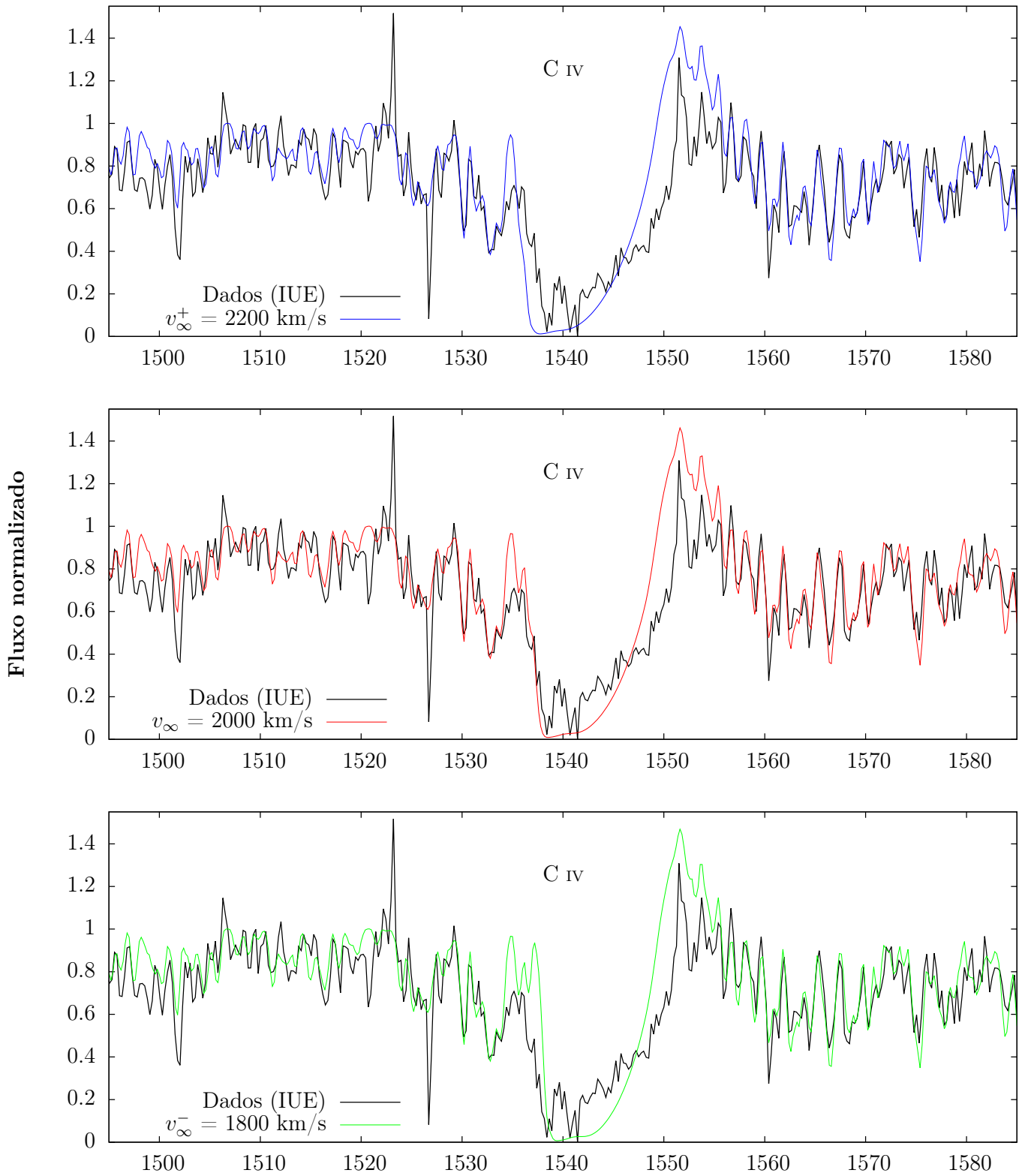


Figura B.9: Reproduzida de Gama de Almeida (2015). Idem à figura anterior, mas para **HD 218195**.

Apêndice C

Discrepâncias relativas — modelos finais no ultravioleta

Neste apêndice mostramos as discrepâncias relativas calculadas (c.f., Equação 2.8) para toda a amostra, cobrindo a região inteira dos dados no ultravioleta ($\approx 1200 - 1975 \text{ \AA}$). No título de cada figura constam os parâmetros físicos finais de cada estrela (c.f., Tabela 3.1). Estão marcadas as posições em comprimento de onda que são correspondentes às linhas formadas na região do meio interestelar através “MI”. As demais linhas listadas são fotosféricas ou formadas na região do vento.

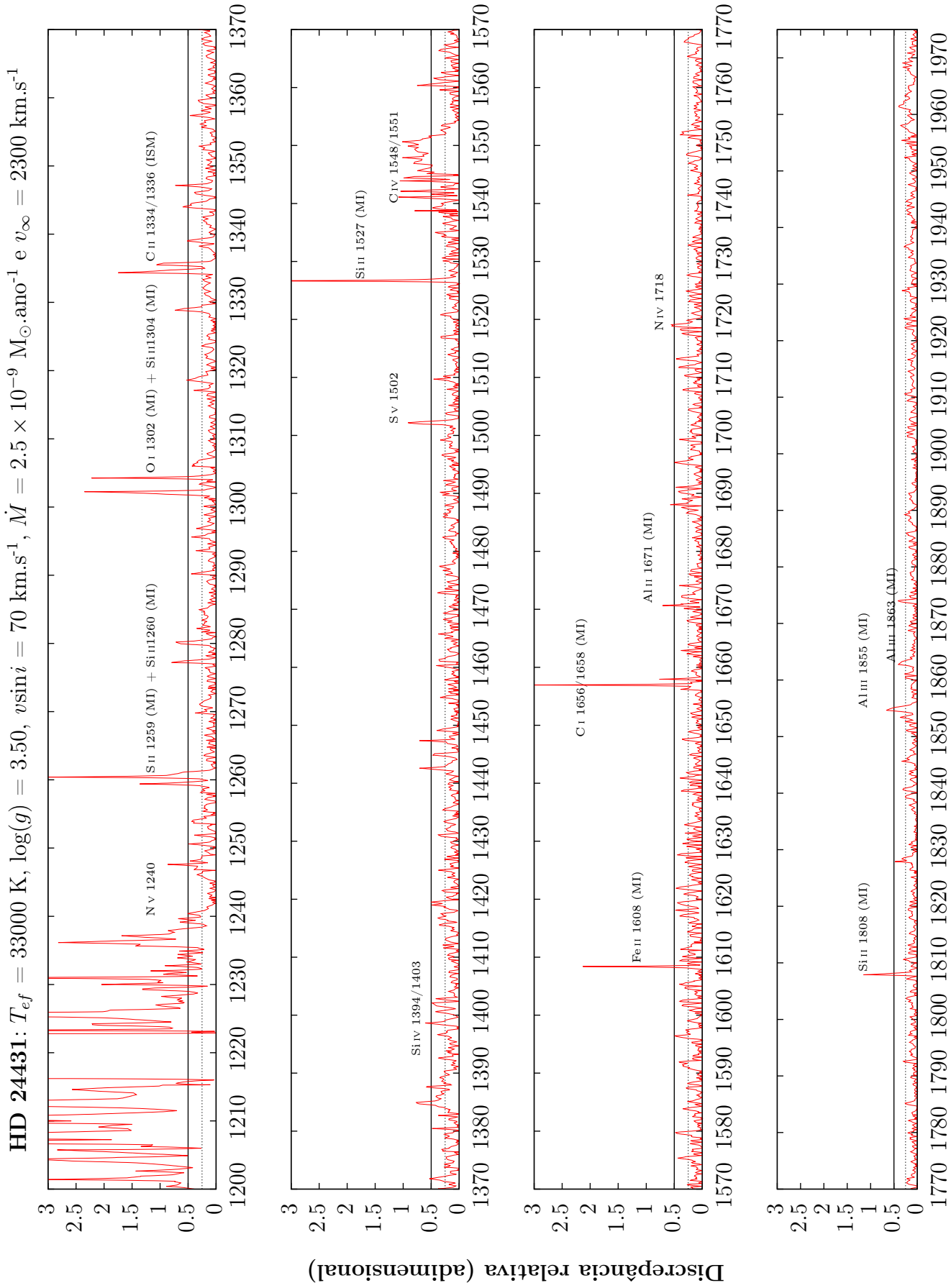


Figura C.1: Cálculo da discrepância relativa entre o modelo final (T_{ef} UV) e dados IUE para **HD 24431**. Estão indicadas as linhas formadas na região do meio interestelar (denotadas por MI) e as linhas formadas na região do vento estelar. A linha pontilhada preta demarca a discrepância de 25%, enquanto a linha sólida preta demarca a discrepância de 50%.

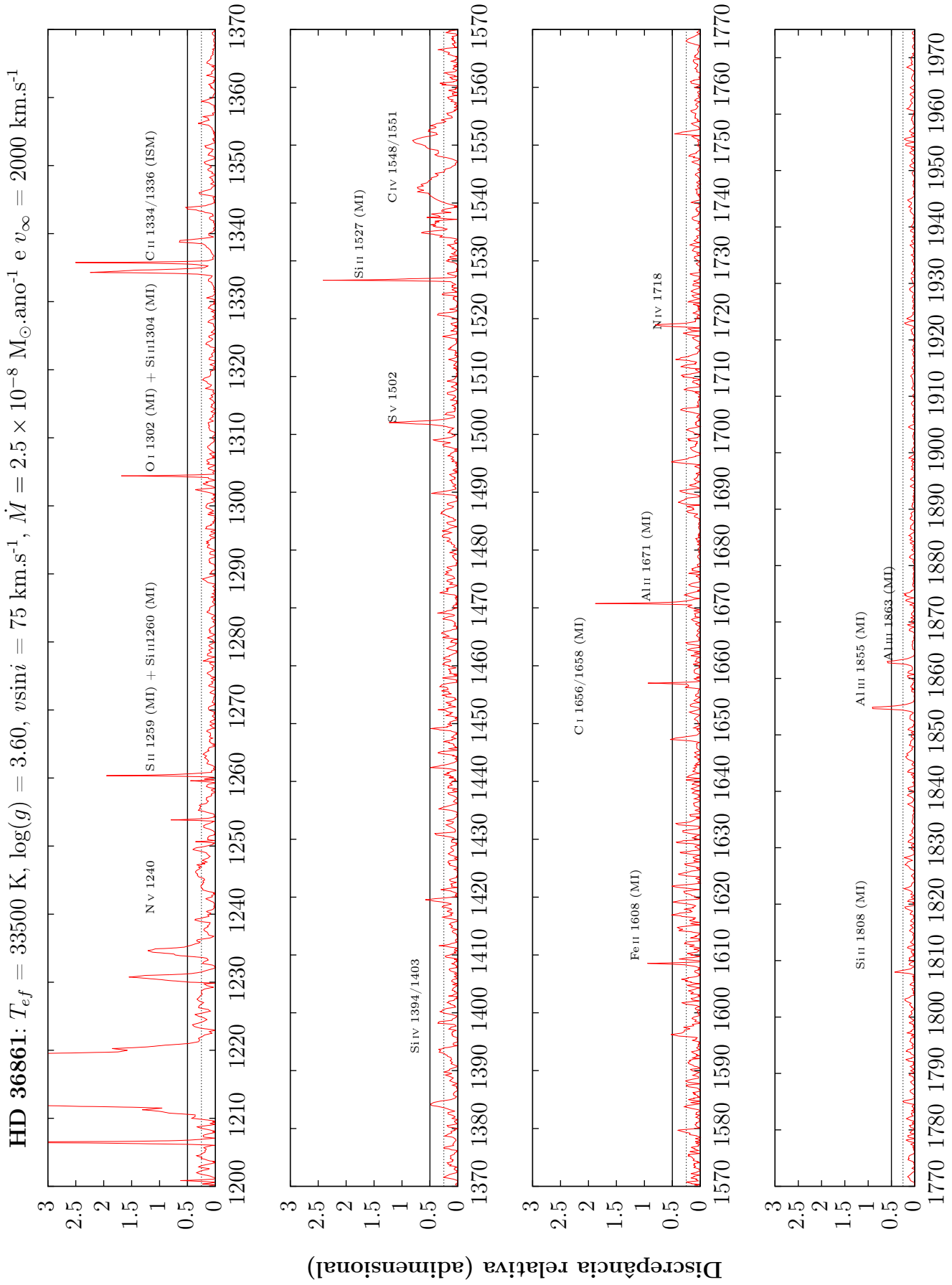


Figura C.2: Idem à figura anterior, mas para **HD 36861**.

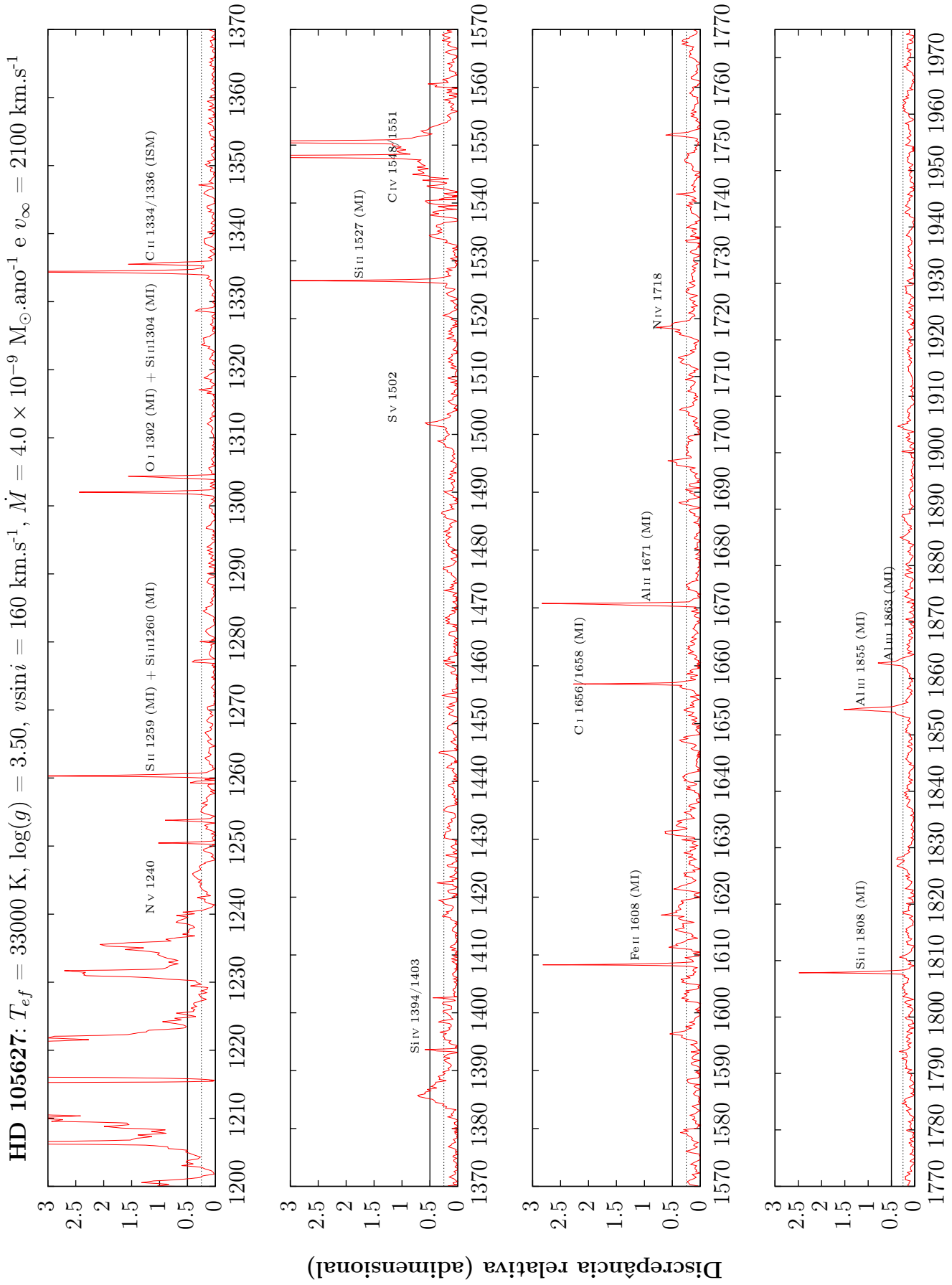


Figura C.3: Idem à figura anterior, mas para HD 105627.

Comprimento de Onda (Å)

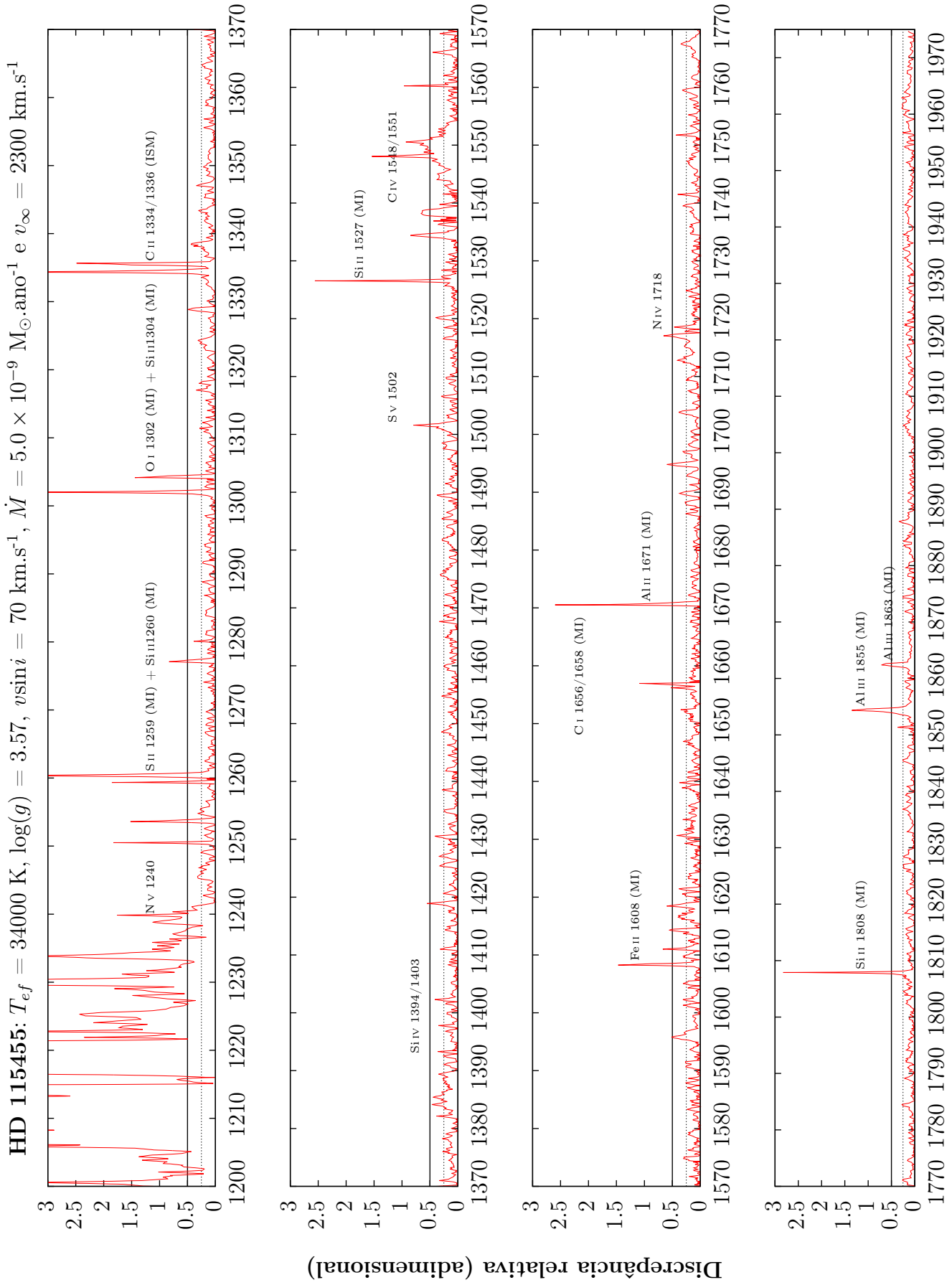
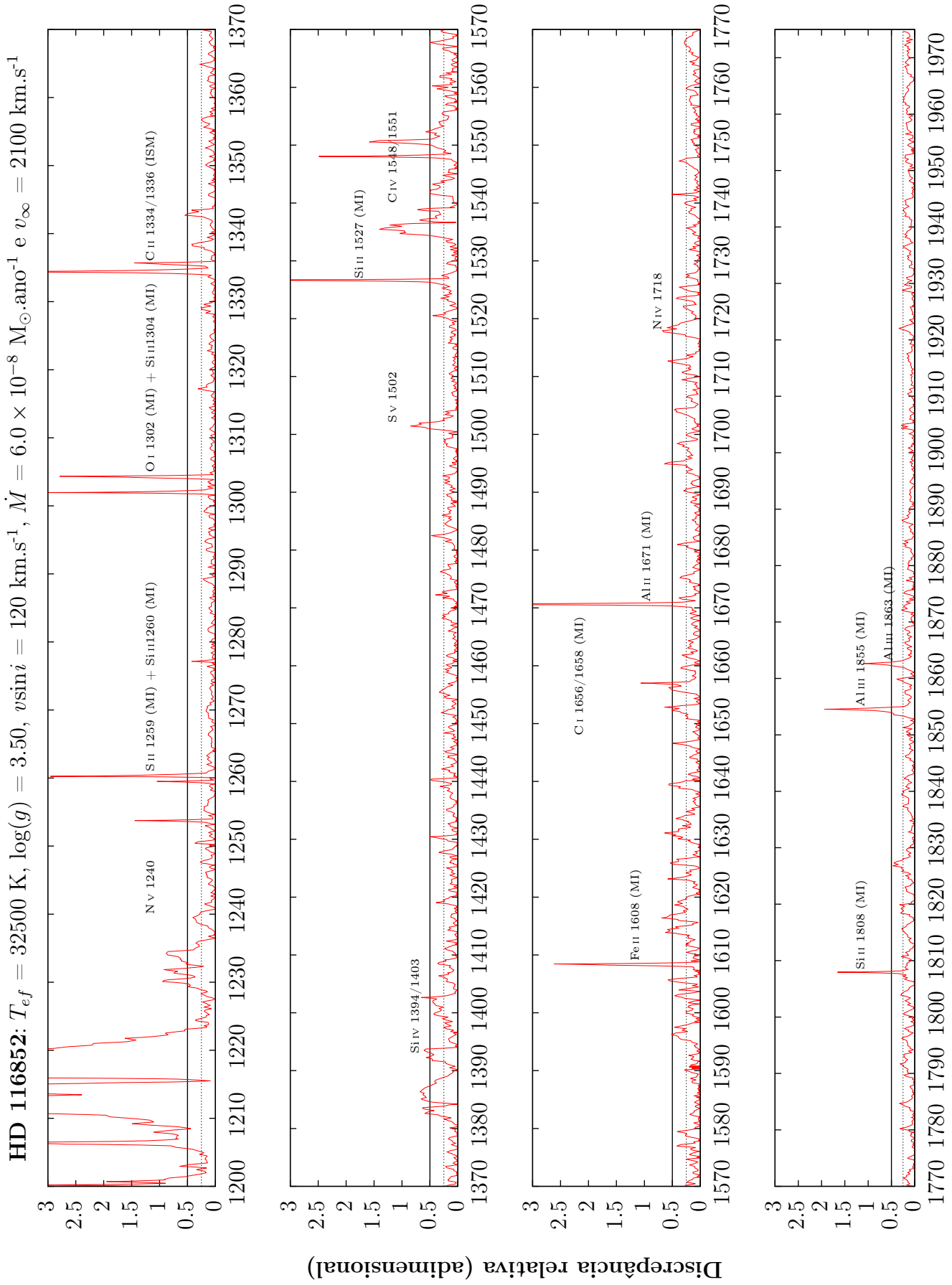
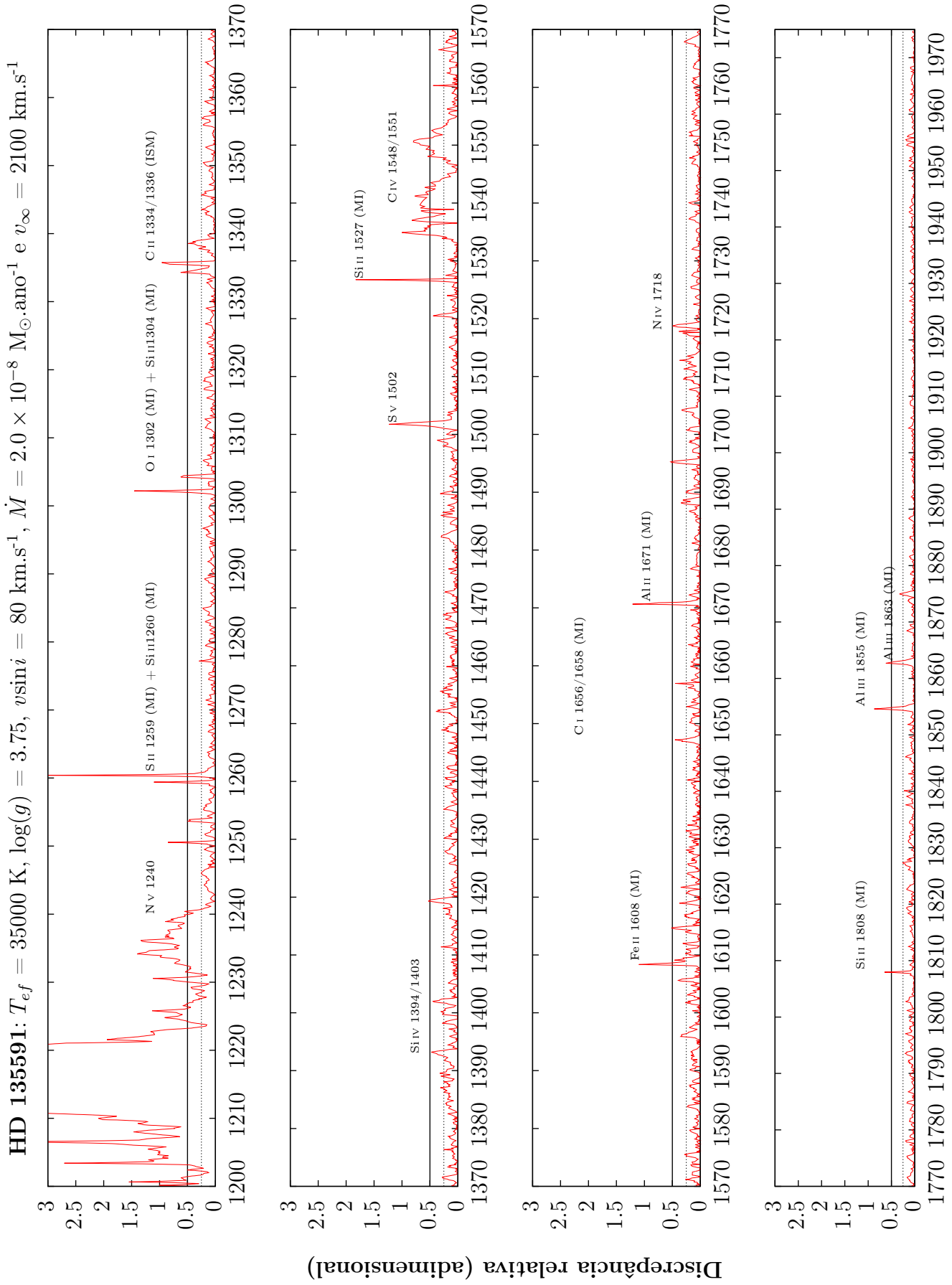


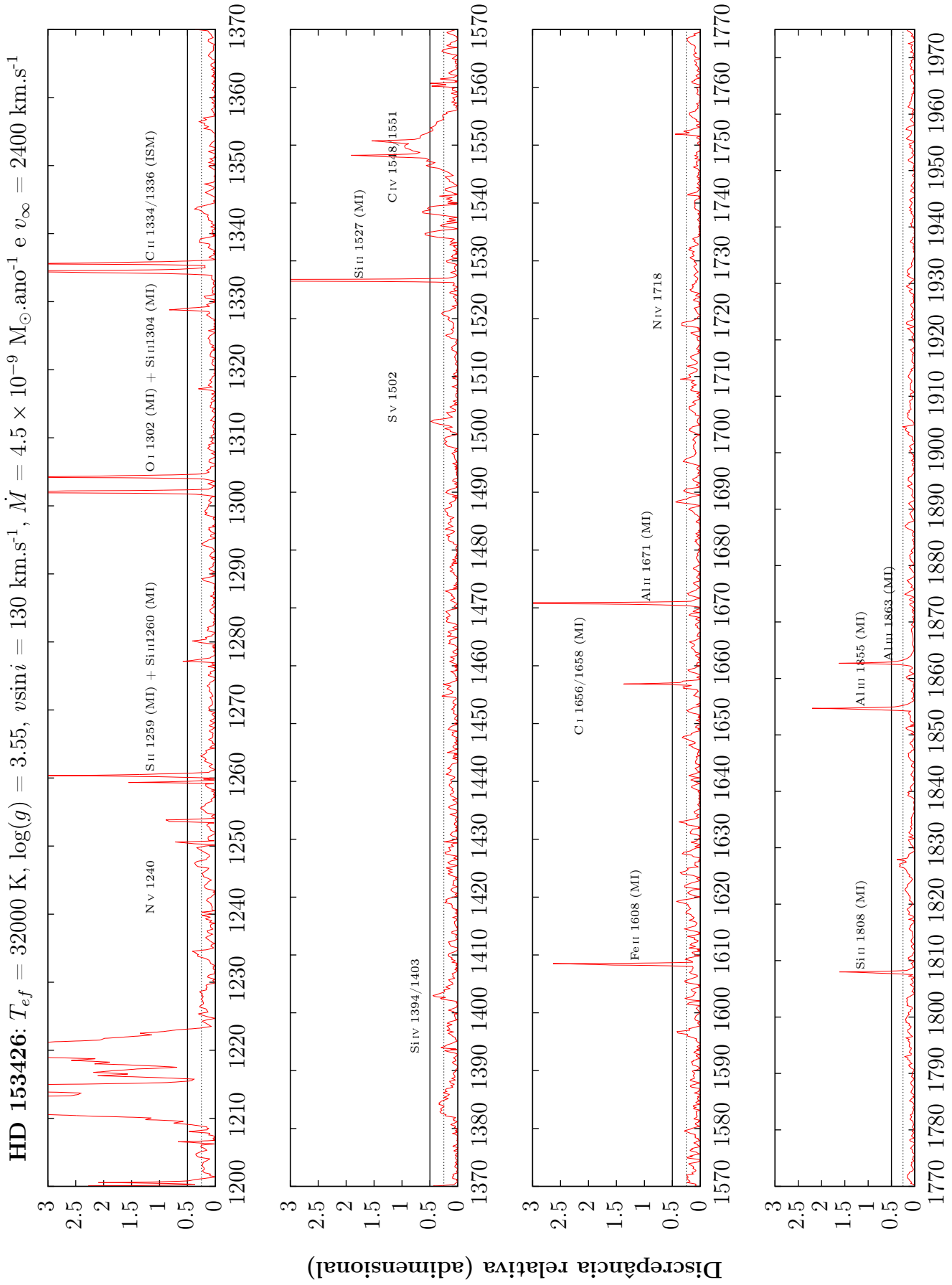
Figura C.4: Idem à figura anterior, mas para HD 115455.



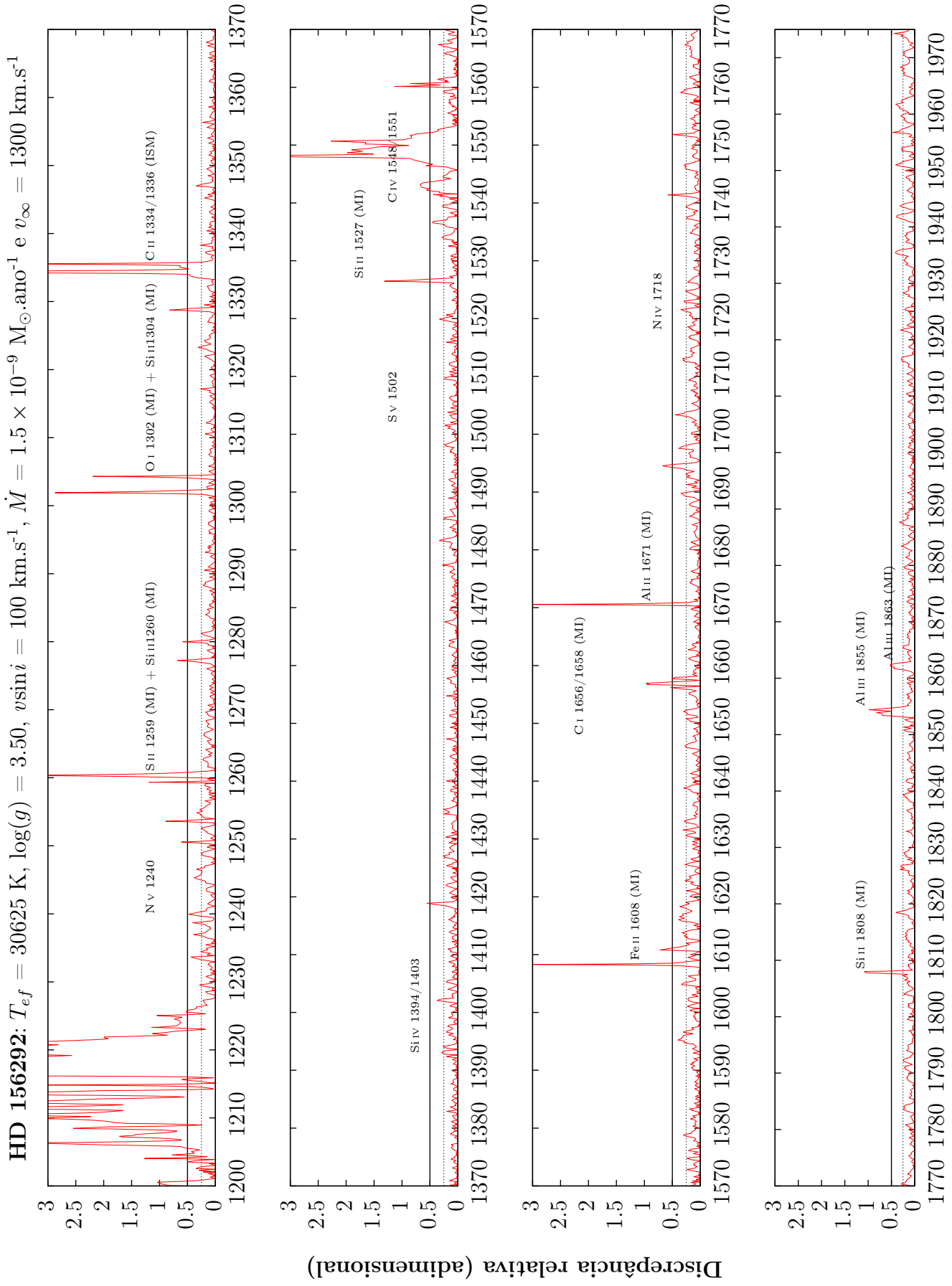
Comprimeto de Onda (Å)



Comprimento de Onda (Å)



Comprimento de Onda (Å)



Comprimento de Onda (Å)

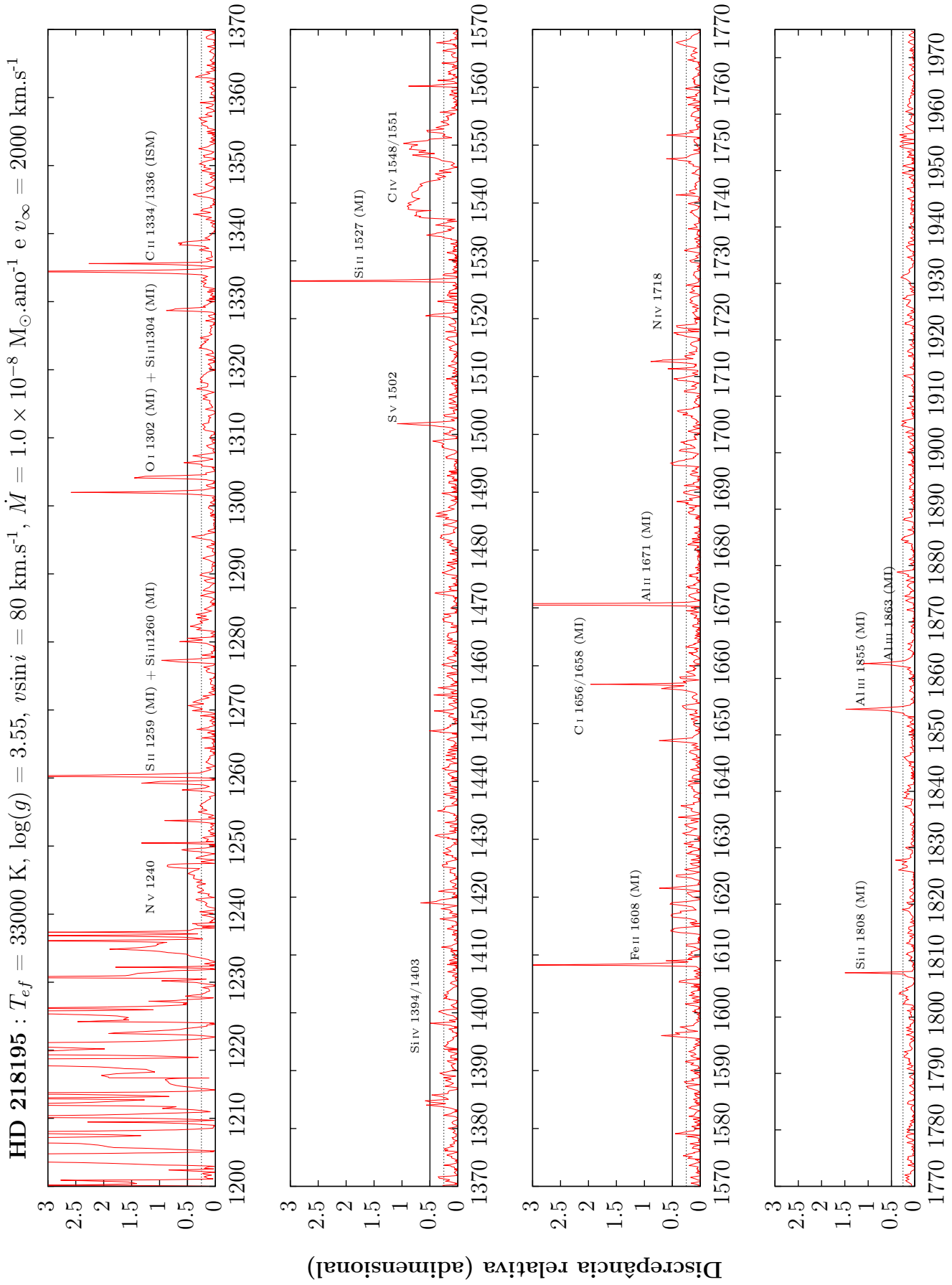


Figura C.9: Idem à figura anterior, mas para HD 218195.

Apêndice D

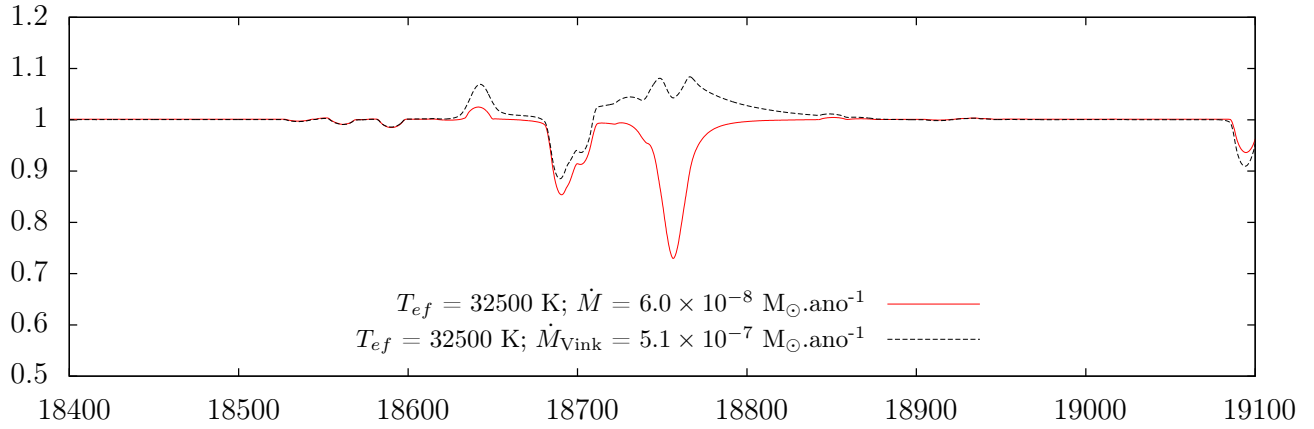
Testes de degenerescência: HD

116852 — linha de Pa α

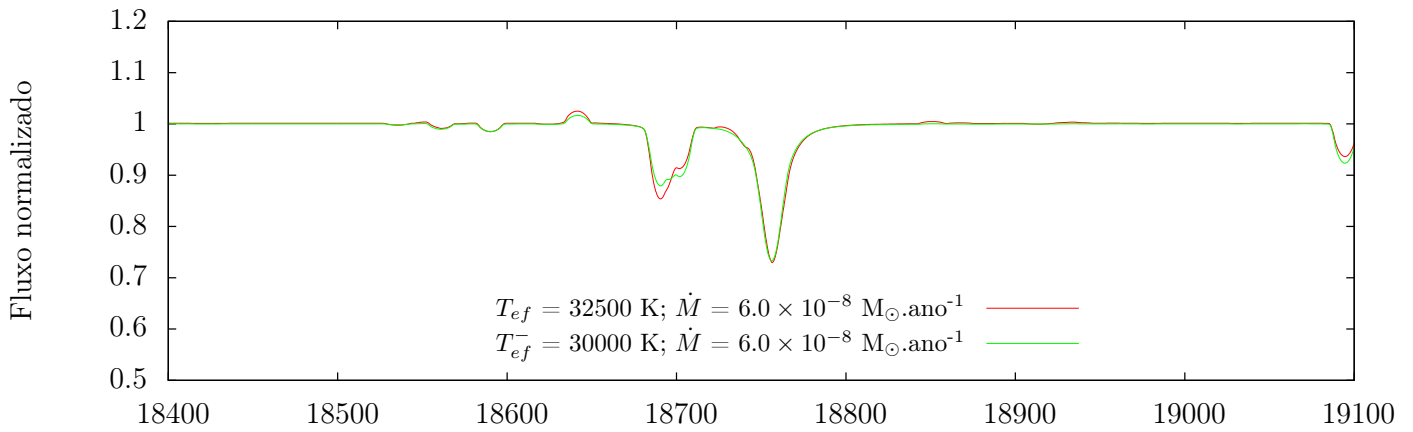
Neste apêndice mostramos os testes de degenerescência entre a taxa de perda de massa e a temperatura efetiva, aceleração gravitacional superficial e velocidade de rotação projetada para a linha de Pa α em HD 116852. Ao título de cada figura encontram-se os parâmetros físicos constantes em cada modelo. Na parte superior de cada figura está a comparação entre o modelo final (linha sólida vermelha) e o modelo computado com a perda de massa teórica para HD 116852 (denotada por \dot{M}_{Vink} , em linha tracejada preta). Na Figura D.1, mostramos a comparação entre o modelo final, o limite inferior da temperatura efetiva (linha sólida verde) e o superior (linha sólida azul) para o regime de perda de massa determinada pelo ultravioleta. Já na Figura D.2 apresentamos o mesmo teste quanto à temperatura efetiva, mas para o regime de \dot{M}_{Vink} . Na Figura D.3 até D.6, estão os testes análogos para a aceleração gravitacional e velocidade de rotação (explorando-se valores diferentes dos parâmetros físicos finais de HD 116852).

HD 116852 – Pa α : $\log(g) = 3.50$, $v_{\text{sin}i} = 120 \text{ km.s}^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100 \text{ km.s}^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo final e limite inferior de T_{ef}



Modelo final e limite superior de T_{ef}

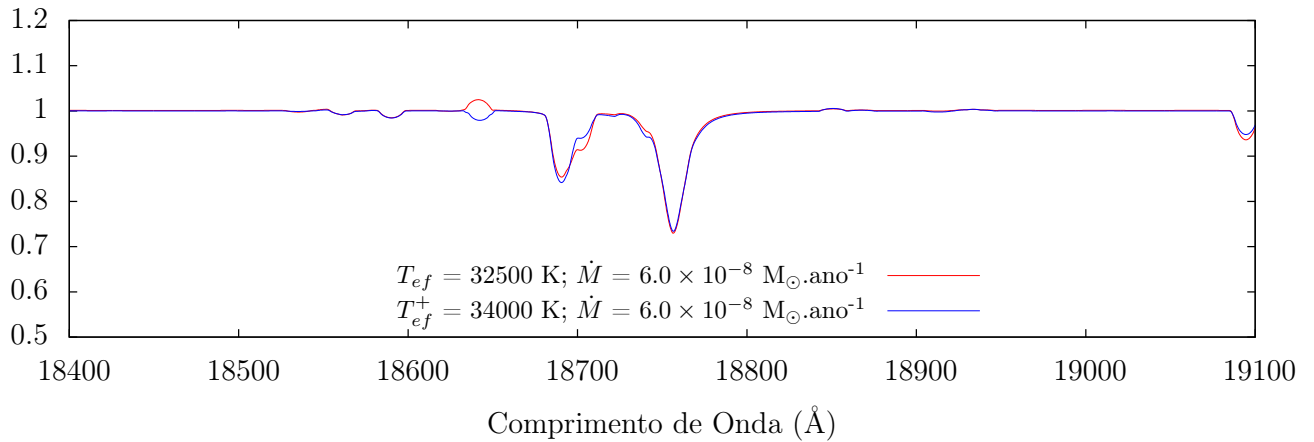
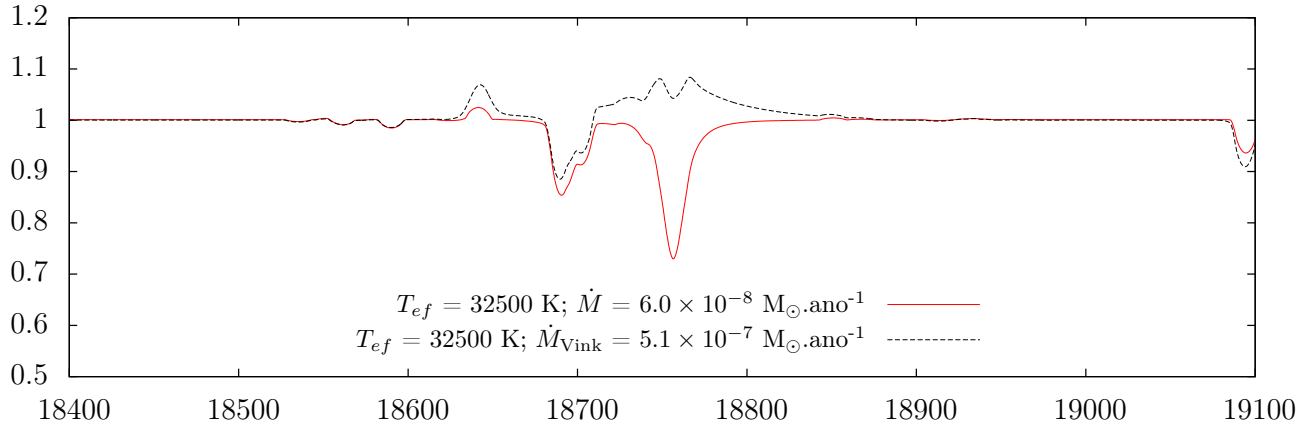


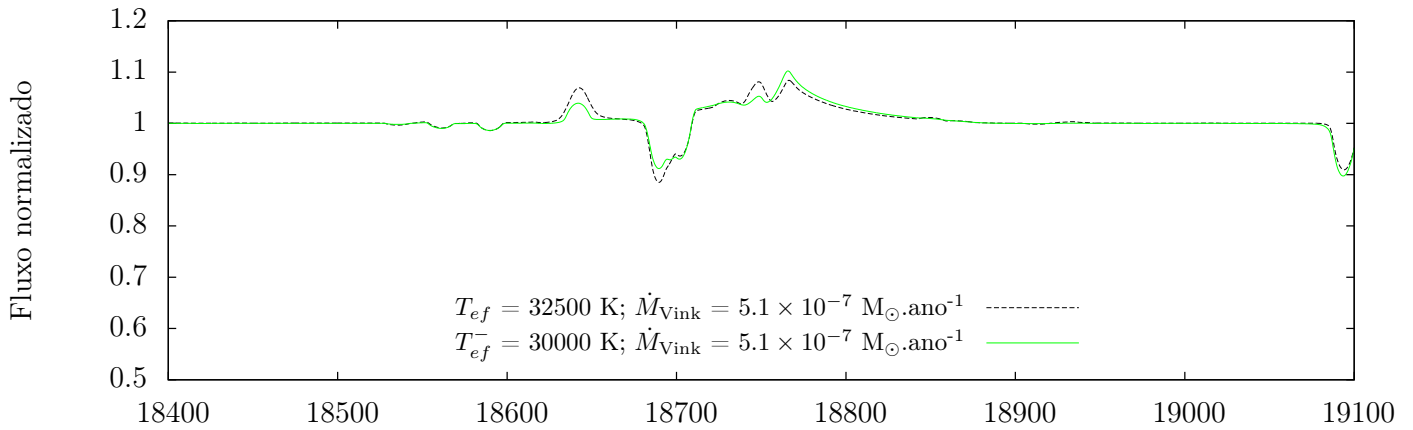
Figura D.1: Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de temperatura efetiva para **HD 116852**. Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.

HD 116852 – Pa α : $\log(g) = 3.50$, $v \sin i = 120 \text{ km.s}^{-1}$ e $v_\infty = 2100 \text{ km.s}^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo com perda de massa teórica e limite inferior de T_{ef}



Modelo com perda de massa teórica e limite superior de T_{ef}

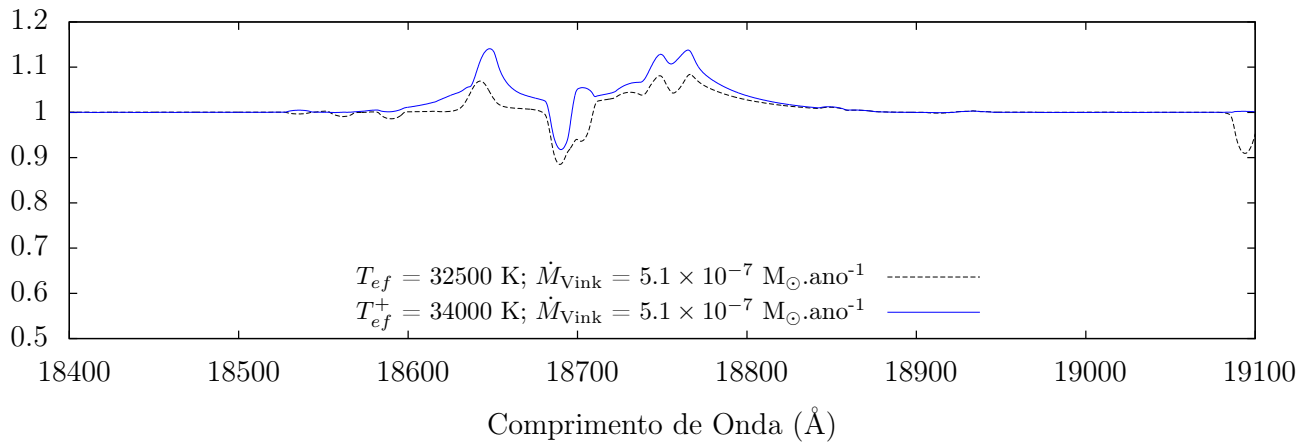
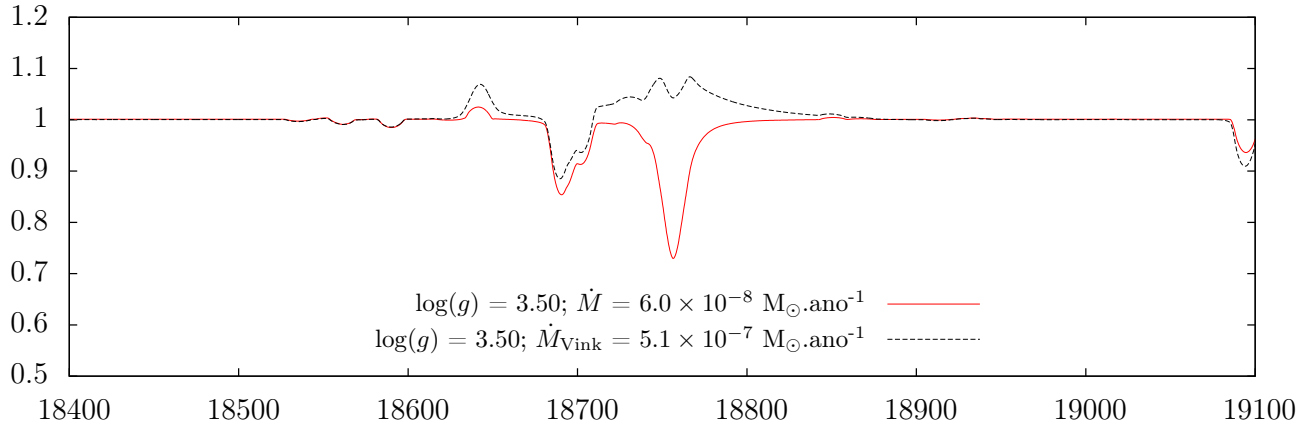


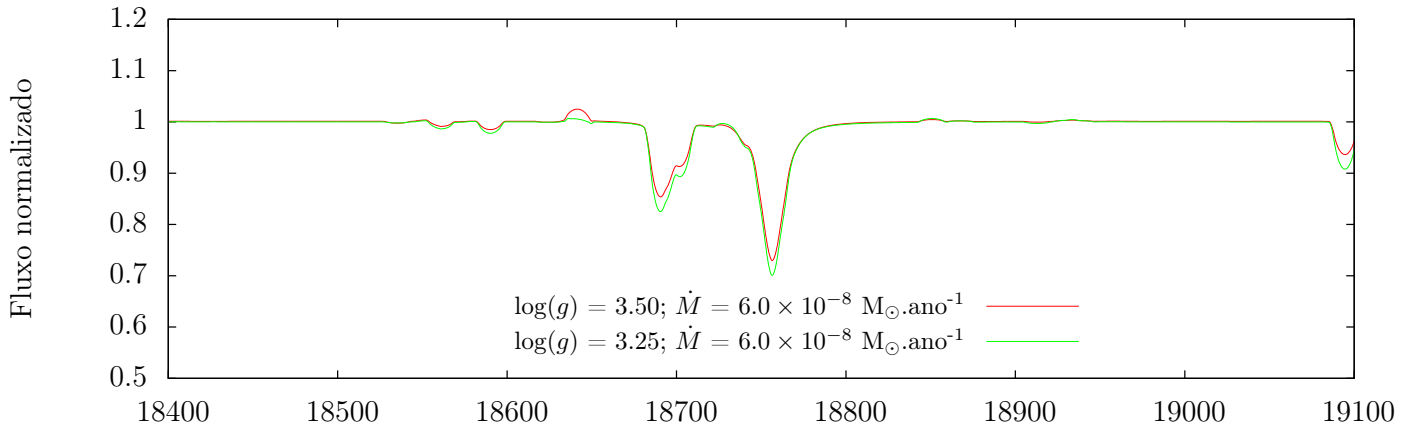
Figura D.2: Idem à figura anterior, mas para o regime de perda de massa teórica.

HD 116852 – Pa α : $T_{ef} = 32500$ K, $v \sin i = 120$ km.s $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo final e $\log(g) < 3.50$



Modelo final e $\log(g) > 3.50$

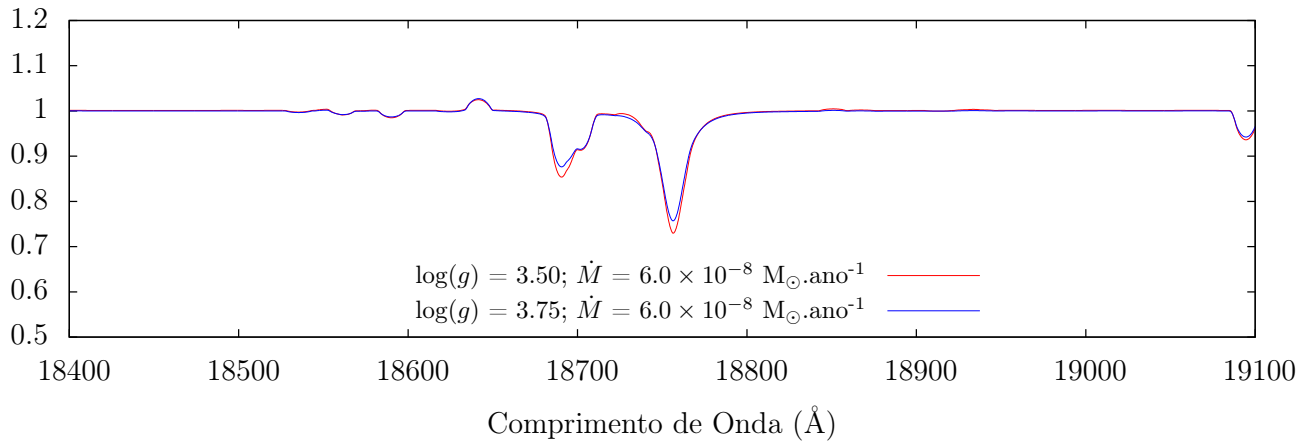
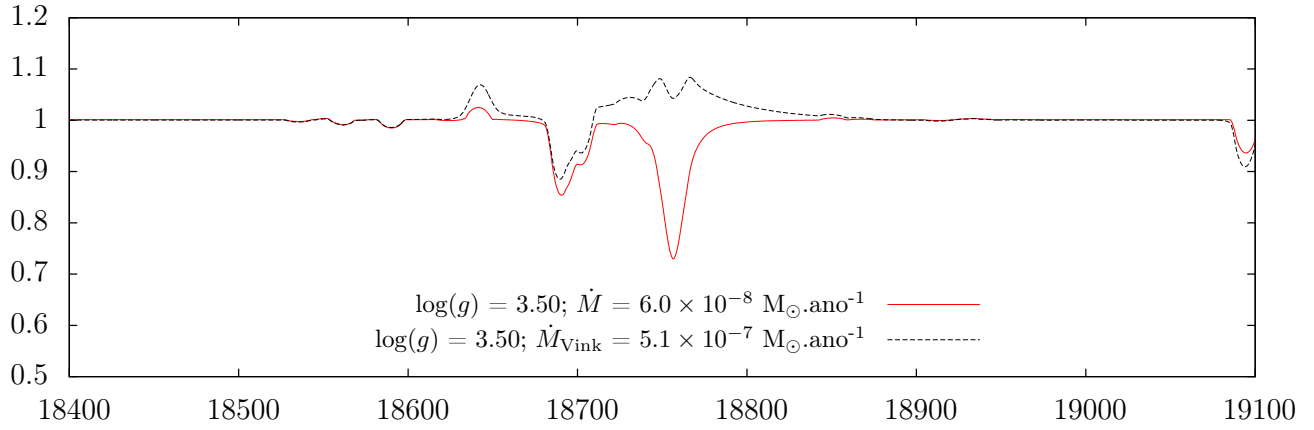


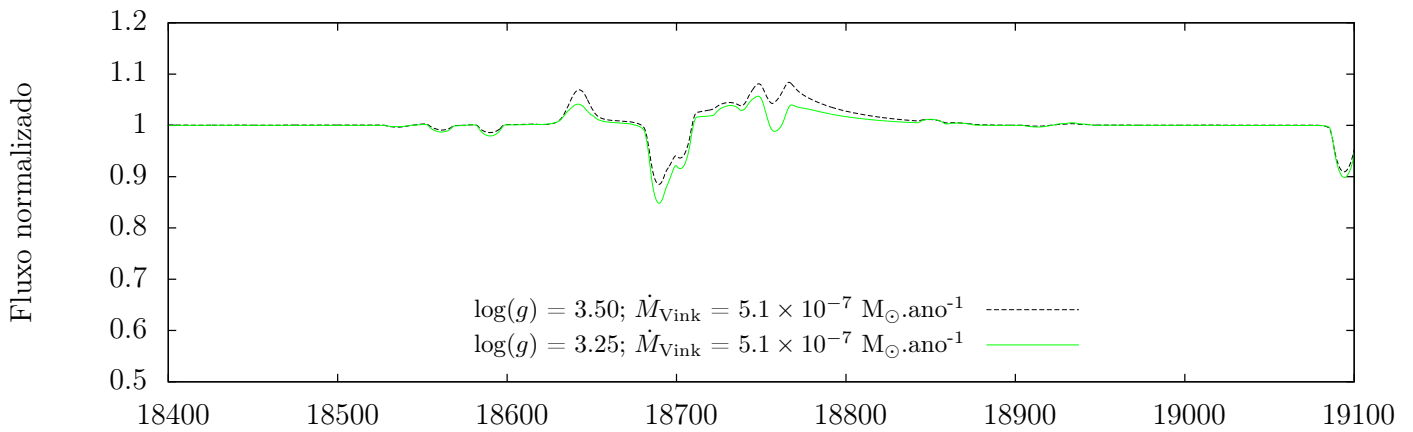
Figura D.3: Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de aceleração gravitacional superficial para **HD 116852**. Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.

HD 116852 – Pa α : $T_{ef} = 32500$ K, $v \sin i = 120$ km.s $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo com perda de massa teórica e $\log(g) < 3.50$



Modelo com perda de massa teórica e $\log(g) > 3.50$

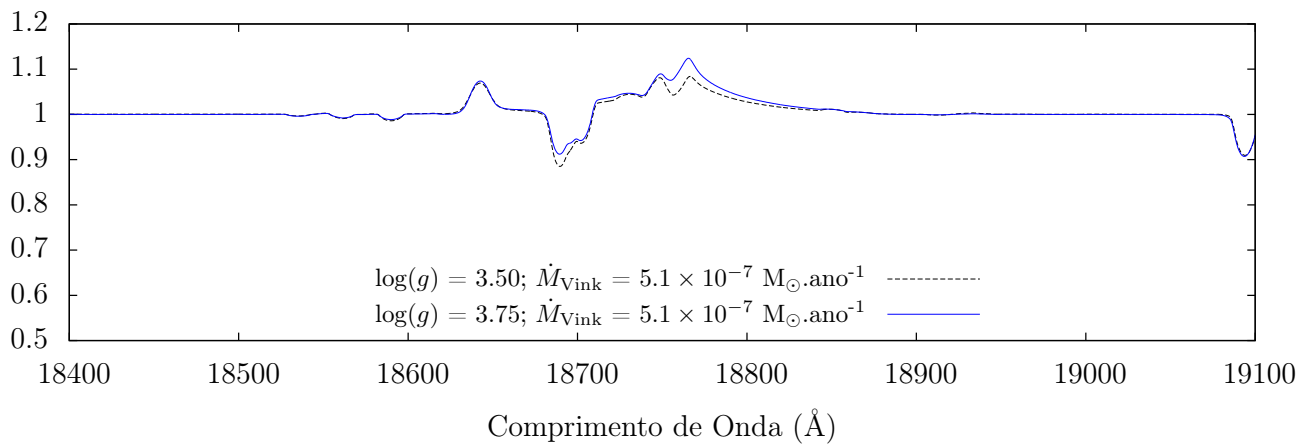
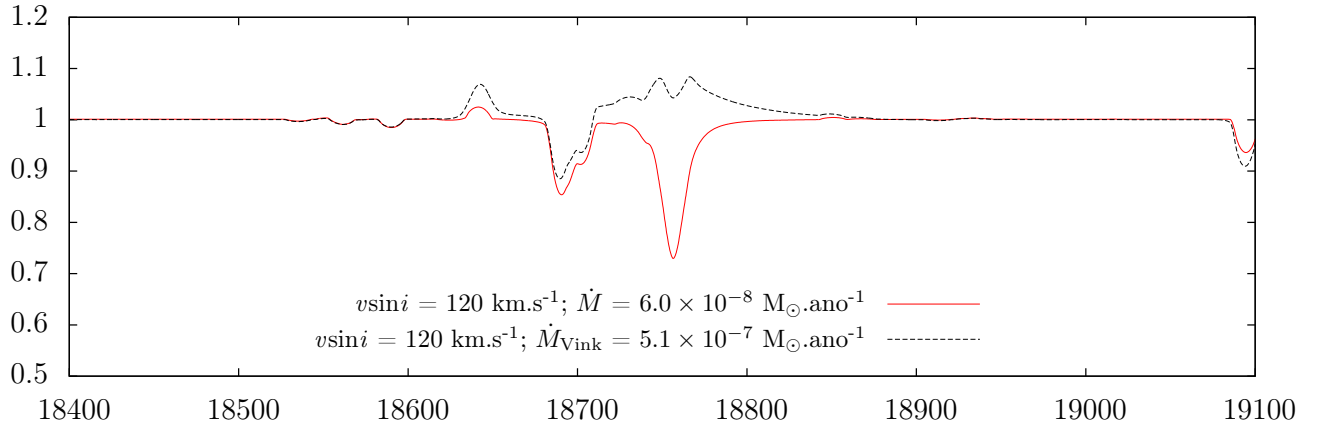


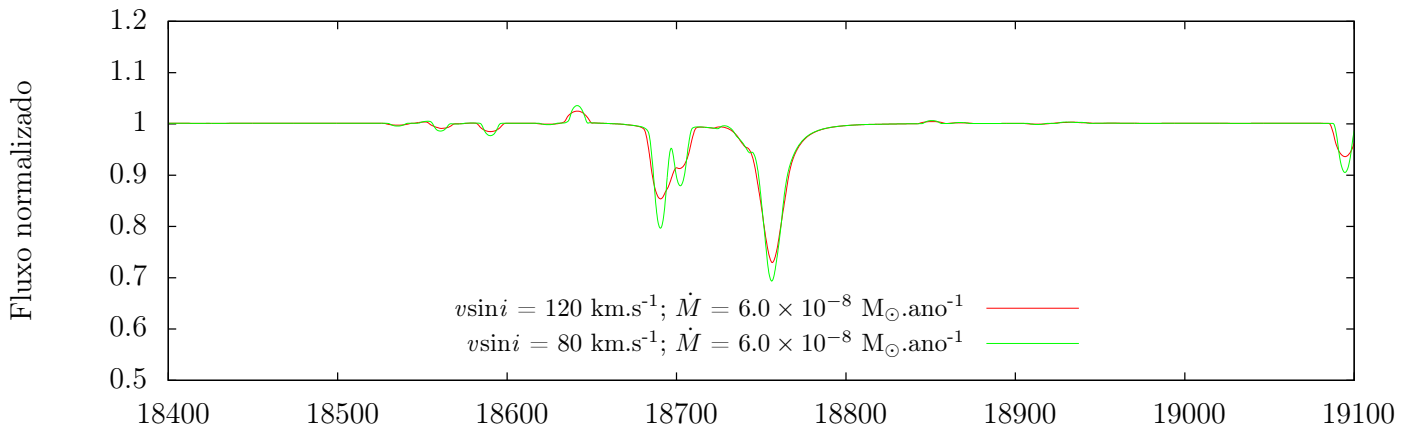
Figura D.4: Idem à figura anterior, mas para o regime de perda de massa teórica.

HD 116852 – Pa α : $T_{ef} = 32500$ K, $\log(g) = 3.50$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo final e $v \sin i < 120$ km.s $^{-1}$



Modelo final e $v \sin i > 120$ km.s $^{-1}$

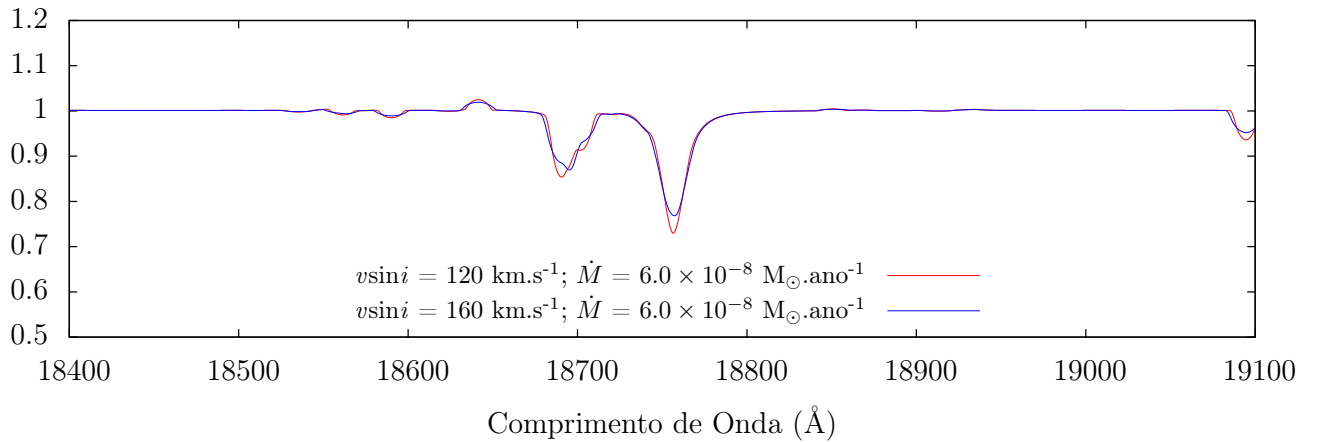
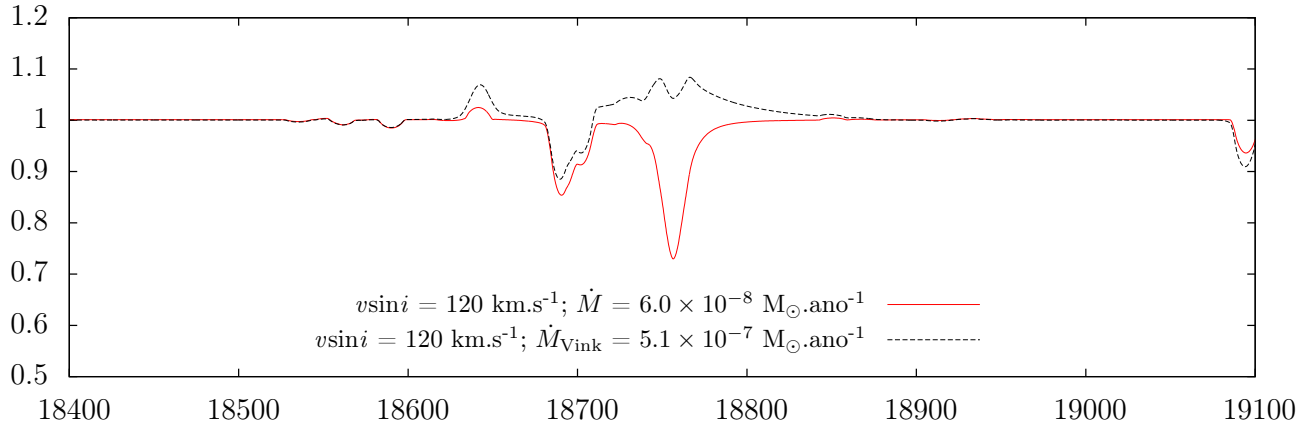


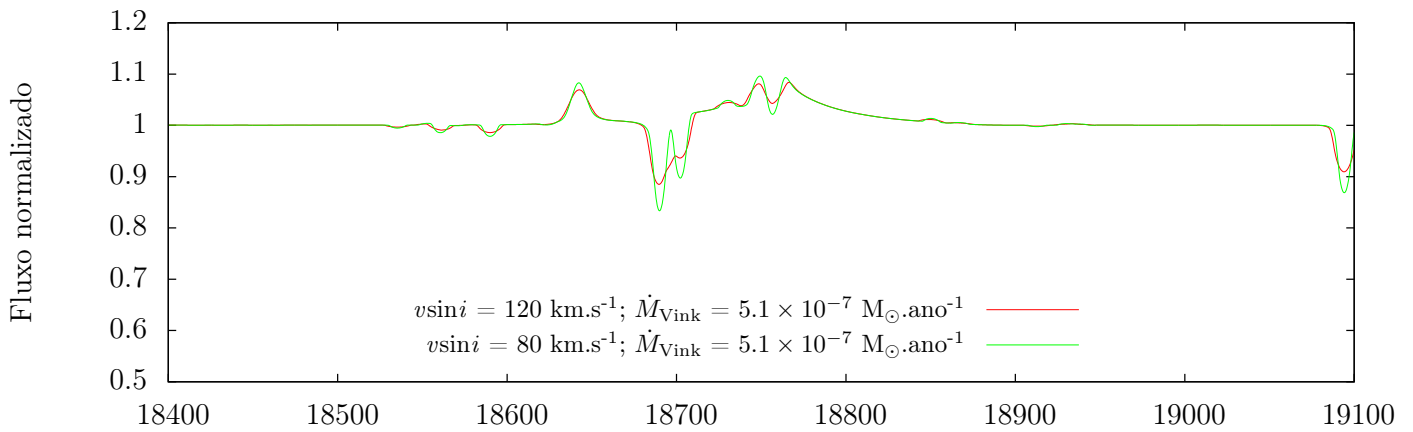
Figura D.5: Teste de degenerescência entre a perda de massa derivada \dot{M} e a perda de massa teórica \dot{M}_{Vink} frente aos efeitos de velocidade de rotação projetada para **HD 116852**. Regime de perda de massa \dot{M} determinada pelo ultravioleta.

HD 116852 – Pa α : $T_{ef} = 32500$ K, $v \sin i = 120$ km.s $^{-1}$ e $v_{\infty} = 2100$ km.s $^{-1}$

Modelo final e com perda de massa teórica



Modelo final e $v \sin i < 120$ km.s $^{-1}$



Modelo final e $v \sin i > 120$ km.s $^{-1}$

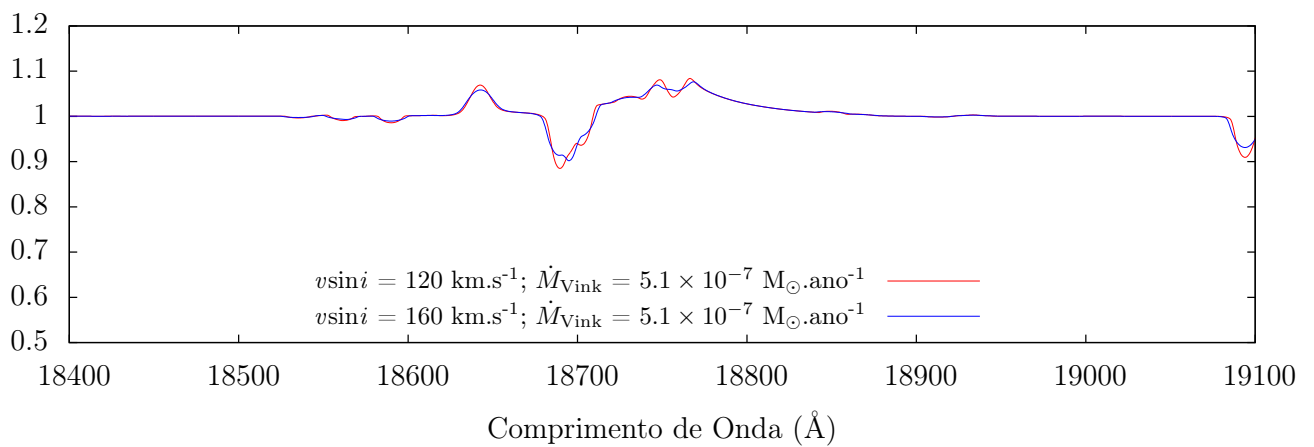


Figura D.6: Idem à figura anterior, mas para o regime de perda de massa teórica.