

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

SAULO DE OLIVEIRA CANTANHÊDE

SPECTROSCOPIC ANALYSIS OF RED
GIANT STARS IN GALACTIC OPEN CLUSTERS

PORTO ALEGRE
2021

SAULO DE OLIVEIRA CANTANHÊDE

ANÁLISE ESPECTROSCÓPICA DE ESTRELAS GIGANTES
VERMELHAS EM AGLOMERADOS ABERTOS DA GALÁXIA

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, sob orientação do Prof. Dr. Alan Alves Brito, como requisito para obtenção do título de Mestre em Física: Astrofísica.

PORTO ALEGRE

2021

*“Quando contemplo os teus céus, obra dos teus dedos,
e a lua e as estrelas que estabeleceste,
que é o homem, que dele te lembres?
E o filho do homem, para que o visites?
Fizeste-o, no entanto, por um pouco, menor do que Deus
e de glória e de honra o coroaste.”* Salmo 8:3-5

AGRADECIMENTOS

Meu agradecimento principal é dirigido a Deus, o qual é Senhor e sustentador de todas as coisas. Ele me manteve durante todo esse tempo no mestrado, a despeito de anúncios de cortes de bolsas, momentos de cansaço, dores, uma pandemia, muitas alegrias e desafios vencidos. Ele deu e continua dando sentido, motivação, esperança e descanso durante toda essa jornada. Agradeço ao Seu cuidado, amor, bondade, paciência e proteção por mim durante esses seis anos que estive longe de casa.

Agradeço a minha família, pai (Liosmar Cantanhêde), mãe (Rute Cantanhêde) e minha irmã (Ester Cantanhêde), pelo apoio e conselhos que me deram, apesar da saudade, da distância e dos choros de despedida. Este trabalho representa a coroação na dedicação de vocês: de cada noite sem dormir, horas extras, serão e todo o aperreio valeram a pena! Eu não seria nada sem vocês. Muito obrigado!

Agradeço ao Prof. Dr. Alan Alves Brito pela orientação durante os dois anos de mestrado. Obrigado pelas correções, direcionamentos e transmissão de conhecimentos imprescindíveis na minha formação acadêmica. Agradeço também ao Prof. Dr. Rodolfo Smiljanic pela disponibilidade dos dados de pesquisa e bem como as respostas e sugestões às dúvidas, além da confiança durante a pesquisa.

Agradecimento ao Prof. Alan Catarino pelo *insight* inicial de me influenciar ao mestrado desde o Ensino Médio. Obrigado por me mostrar desde o princípio a buscar ser um mestre nas ciências!

Agradeço ao Antônio Pereira, Cláudia Lopes e família pelo apoio e confiança durante todos esses anos. Aprendi muito mais que dividir um imóvel ou móveis; aprendi a conviver com um grande amigo e filho. Obrigado Rodrigo Lopes pela companhia e amizade desde a 2ª série do Ensino Fundamental até o momento, nas conversas de resoluções de problemas e no aprendizado nas coisas simples da vida. Só tenho a agradecer pelo apoio de vocês, pois sem ele a realização deste trabalho seria muito mais difícil de se concretizar. Muito obrigado!

Agradeço aos irmãos da Igreja Adventista do Sétimo Dia Central de Porto Alegre e da Central de Santa Inês III pelo apoio e orações de perto e de longe. Obrigado por sempre lembrarem de mim em suas orações. Vocês foram um ombro amigo e um apoio ao me ajudar no crescimento durante todo esse tempo. Vocês também fazem parte da minha família por onde eu for!

Em especial, quero agradecer: Robert de Jesus, Nádia Chaves e família (sou grato pela amizade, apoio e incentivo, principalmente, ao vir para Porto Alegre), Norton Cardoso e família (obrigado pelo apoio desde que cheguei aqui em Porto Alegre, naquele sábado 3 de janeiro de 2015), aos Pr. Gustavo e Mariana Ferelli, Pr. Jean e Vitória Rocha, Pr. Richard e Mikaela de Oliveira e Pr. Álvaro Martinho e Leda Sampaio (obrigado pelo impacto em minha vida e pastoreio durante esses dois anos). Muito obrigado!

Agradeço aos meus amigos de perto que me acolheram durante esses dois anos, especialmente: Thallis e Thiago Vieira, Tiago Rigoni, Guylherme Ferrão, Larissa Bertoldo, Izabela Stank, Lucian Silveira, Fabielle e Éder Campos, Lucas Teles, e também a toda a galera do UP!, I Can e do grupo de Universitários Adventistas da UFRGS. Agradeço aos meus amigos de longe, mas que moram no meu coração. A despeito e da saudade, obrigado pelas conversas, ligações, encontros e abraços quando nos reencontramos. Em especial: Isabelle Queiroga, Débora Queiroga, Romildo Araújo, Ronald Penha, Mônica Melo, Patrícia Nascimento, Jadson Mateus e Luciano Pinho. Obrigado pela compreensão, apoio, conselhos, cultos de pôr do sol presenciais e virtuais, e, principalmente, companheirismo.

Agradeço aos meus colegas do grupo de pesquisa que fizeram parte da minha vida de forma mais intensa nestes 2 anos: Tuila Ziliotto e João Weckerle, e aos meus colegas de sala: Bruno Henrique da Silva e Mendonça e Elizane Moraes. Muito obrigado pela companhia, ajuda na pesquisa, conversas, apoio e incentivo também.

Agradeço ao Departamento de Astronomia, ao Programa de Pós-Graduação em Física e ao Instituto de Física da UFRGS que me proporcionaram as ferramentas para a aprendizagem e desenvolvimento deste projeto de forma presencial e virtual.

Agradeço ao povo brasileiro que através da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) financiou a bolsa de estudo do Programa de Excelência Acadêmica (PROEX) durante o mestrado, incluindo a sua prorrogação excepcional.

Agradeço aqueles que direta e indiretamente contribuíram para a minha formação acadêmica. Agradeço a cada conselho, conversa, almoço, carona. Obrigado pelo apreço e incentivo. Deus os abençoe grandemente!

RESUMO

Os aglomerados estelares são essenciais para estudar a idade, a distribuição espacial, a dinâmica, a cinemática e a composição química de diferentes populações estelares em diferentes componentes Galácticas. Assim, usamos estrelas gigantes vermelhas de aglomerados abertos para entender melhor o processo de *extra-mixing* através das abundâncias de CNO e razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ por meio de espectros de alta qualidade nas regiões do visível e do infravermelho próximo. Neste projeto, analisamos espectroscopicamente a cinemática e a química de uma amostra de 22 estrelas gigantes do tipo K em 9 aglomerados abertos (NGC188, NGC2682, NGC3680, NGC5822, IC4756, NGC6633, NGC3532, NGC6281 e NGC5460). Os espectros das estrelas do aglomerado NGC188 foram obtidos com o espectrógrafo ESPaDOnS do CFHT, em alta resolução ($R = 68000$), $S/N \sim 15 - 42$ ($\sim 6073 \text{ \AA}$) e intervalo espectral de 3690 a 10480 \AA . O restante da amostra foi observada com o espectrógrafo CRIRES do VLT, em alta resolução ($R = 100000$), $S/N \sim 83 - 152$ ($\sim 46720 \text{ \AA}$) e no intervalo espectral de 45615 a 46784 \AA . Utilizamos o *software* IRAF para o cálculo das velocidades radiais. Para a amostra no visível, utilizamos o *software* MOOG na obtenção dos parâmetros atmosféricos espectroscópicos e abundâncias por meio da análise das larguras equivalentes e síntese espectral de CNO e razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. A partir de parâmetros atmosféricos fotométricos e dados da literatura, por meio do MOOG, calculamos as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Os valores obtidos para cinemática e química são semelhantes aos encontrados na literatura. Os resultados no visível e infravermelho indicam que o processo de *extra-mixing* pode ser analisado e interpretado a partir dos modelos de mistura termoalina e/ou mistura termoalina induzida por rotação, sendo fundamental para compreender a evolução química de estrelas gigantes vermelhas e contribuindo para responder questões fundamentais da evolução estelar.

Palavras-chave: Via Láctea. Aglomerados estelares. Aglomerados abertos. Cinemática. Abundâncias.

ABSTRACT

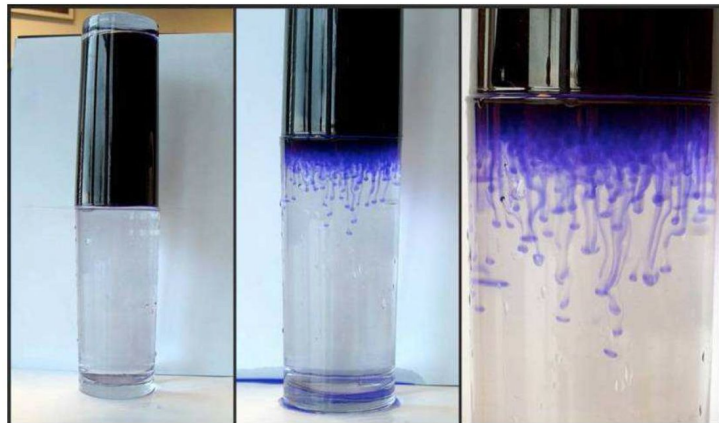
Stellar clusters are key to study the age, the spatial distribution, the dynamic, the kinematics and the chemical composition of different Galactic stellar populations in different Galactic components. To this end, we use red giant stars from open clusters to better understand the extra-mixing process through the CNO abundances and isotopic ratios of $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ using high quality spectra in the visible and near infrared regions. In this project, we analysed spectroscopically the kinematics and chemical composition of a sample of 22 K-type giant stars from 9 open clusters (NGC188, NGC2682, NGC3680, NGC5822, IC4756, NGC6633, NGC3532, NGC6281 and NGC5460). The spectra of the NGC188 cluster were obtained with ESPaDOnS spectrograph at CFHT, with high resolution ($R = 68000$), $S/N \sim 15 - 42$ ($\sim 6073 \text{ \AA}$) and wavelength range of 3690 to 10480 \AA . The rest of the sample was observed with CRIRES spectrograph at VLT, with high resolution ($R = 100000$), $S/N \sim 83 - 152$ ($\sim 46720 \text{ \AA}$) and wavelength range of 45615 to 46784 \AA . We use the IRAF software to calculate the radial velocities. For the visible sample, we use the MOOG software to obtain the spectroscopic atmospheric parameters, abundances by equivalent width analysis, spectral synthesis of CNO and isotopic ratio of $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Through photometric atmospheric parameters and from literature data, using MOOG software, we calculate isotopic ratios of $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ and $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. The values obtained for kinematics and chemistry of the sample are similar to those found in the literature. The results in the visible and infrared indicate that the extra-mixing process can be analyzed and interpreted from models of thermohaline mixing and/or thermohaline mixing induced by rotation, being fundamental to understand the chemical evolution of red giant stars and contributing to answer fundamental questions of stellar evolution.

Keywords: Milky Way. Stellar clusters. Open clusters. Stars. Kinematics. Abundances.

PRESS RELEASE

Fenômeno oceânico pode ajudar a explicar a evolução química das estrelas

Os resultados deste trabalho de pesquisa de mestrado realizado por dois anos, sugerem que o fenômeno de mistura termoalina pode explicar a quantidade de elementos químicos durante a evolução de estrelas gigantes da Via Láctea. Os modelos convencionais não conseguem explicar satisfatoriamente os resultados medidos. A mistura termoalina é um tipo de fenômeno de mistura entre fluidos e nas estrelas, é resultante de reações nucleares que envolvem o processamento do isótopo de hélio (^3He) no interior estelar. A origem e a descrição do fenômeno vêm da oceanologia, onde a mistura termoalina é amplamente usada para modelar regiões onde a água se mistura com diferentes quantidades de sal e temperaturas. Ela apresenta a forma de “dedos alongados” (dedos de sal, em inglês *salt fingers*), como pode ser observada na figura a seguir, onde a água quente salgada está no topo (colorida com corante azul) e a água fria doce no fundo (transparente).



Experimento simples de mistura termoalina realizado com água quente salgada (acima e colorida com corante azul) e água fria doce (abaixo) por E. Glebbeek e R. Izzard (Karakas & Lattanzio, 2014).

Os resultados encontrados foram obtidos a partir da análise da quantidade de carbono, nitrogênio e oxigênio de uma amostra diversificada de 22 estrelas gigantes. Foram obtidos dados de alta qualidade a partir dos observatórios CFHT e VLT, sendo analisados por meio de *softwares* específicos. Os valores encontrados são semelhantes àqueles estimados pelos modelos de mistura termoalina. Assim, esse modelo é uma grande possibilidade em explicar os processos que acontecem durante a evolução química da estrela. Os resultados obtidos contribuem para melhor compreender e ajudar a responder questões fundamentais da teoria de evolução estelar.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Componentes e estruturas presentes na Galáxia	25
Figura 2 – Abundância química em diferentes estágios da evolução Galáctica	27
Figura 3 – Distribuição de aglomerados abertos na Galáxia	29
Figura 4 – Diagramas cor-magnitude (CMDs) dos aglomerados abertos BH99 e Berkeley39	30
Figura 5 – Diagrama de Hertzsprung-Russell (HR) com os principais estágios e regiões relacionados com a evolução estelar	31
Figura 6 – Esquema das reações nucleares envolvidas no ciclo CNO	32
Figura 7 – Comparação entre a energia gerada pelo ciclo próton-próton e ciclo CNO em função da temperatura	34
Figura 8 – Estrutura de uma estrela gigante vermelha	35
Figura 9 – Diagrama HR indicando a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ para uma população estelar sintética com os efeitos de mistura termoalina	38
Figura 10 – $[\text{C}/\text{N}]$ como função de $[\text{Fe}/\text{H}]$ para o modelo de população estelar Besançon Galaxy Model (BGM) comparada com dados da literatura	39
Figura 11 – Experimento simples de mistura termoalina	40
Figura 12 – Razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ modelados a partir da mistura rotacional e termoalina	42
Figura 13 – Razão isotópica de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ em função da massa estelar para modelos padrão de evolução estelar e dados da literatura para estrelas gigantes	42
Figura 14 – Distribuição dos aglomerados abertos na Galáxia analisados neste trabalho	45
Figura 15 – Identificação das estrelas observadas espectroscopicamente em cada aglomerado aberto analisado no trabalho	47
Figura 16 – Região do espectro observado do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10) com a identificação de algumas linhas	48
Figura 17 – Imagem dos espectros para o objeto 13 (NGC5822-1)	50
Figura 18 – Fluxograma dos passos seguidos na redução dos dados	51
Figura 19 – <i>Darks</i> de 20 s obtidos para o <i>run A</i>	52
Figura 20 – <i>Flats</i> obtidos para o <i>run A</i>	52
Figura 21 – Mapa de píxeis defeituosos para o <i>run A</i>	53
Figura 22 – Espectro sintético de absorção do céu de Cerro Paranal	54
Figura 23 – Comparação entre os espectros observados (com linhas telúricas) e corrigidos por linhas telúricas	56
Figura 24 – Diagrama dos passos envolvidos nas transformações entre os sistemas fotométricos	59
Figura 25 – Planckianas para temperaturas efetivas de estrelas de tipos espectrais G, K e M	63
Figura 26 – Representação das três Leis de Kirchhoff da espectroscopia	65

Figura 27 – Representação esquemática da formação de uma linha de absorção e de emissão do átomo de hidrogênio	67
Figura 28 – Representação esquemática envolvida no processo de transporte radiativo	67
Figura 29 – Coeficiente linear de escurecimento de borda como função da cor $B - V$ em um certo comprimento de onda	72
Figura 30 – Representação da componente de velocidade de rotação projetada $v \sin i$	73
Figura 31 – Esquema dos passos realizados na obtenção das abundâncias estelares .	73
Figura 32 – Representação das componentes do movimento de uma estrela	74
Figura 33 – Definição de largura equivalente	77
Figura 34 – Diagramas utilizados no cálculo dos parâmetros atmosféricos espectroscópicos	81
Figura 35 – Exemplo da determinação da velocidade de rotação projetada $v \sin i$ e macroturbulência ζ	82
Figura 36 – Comparação entre os espectros observados e sintético para síntese espectral de CNO e da razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	84
Figura 37 – Síntese espectral para o cálculo das razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	86
Figura 38 – Comparação entre os resultados de velocidade radial heliocêntrica obtidos com a literatura	91
Figura 39 – Resultados para a velocidade radial heliocêntrica do aglomerado NGC188	92
Figura 40 – Ajuste de isócronas ao CMD dos aglomerados analisados	94
Figura 41 – Resultados fotométricos de temperatura efetiva para calibrações fotométricas nas cores $J - K$ e $V - K$	99
Figura 42 – Resultados fotométricos de temperatura efetiva obtidos para calibrações fotométricas nas cores $J - K$, $V - K$, $B - V$ e $J - H$	101
Figura 43 – Temperatura efetiva fotométrica considerada para os objetos	101
Figura 44 – Resultados fotométricos para a gravidade superficial	102
Figura 45 – Resultados fotométricos para a microturbulência	103
Figura 46 – Comparação entre os resultados espectroscópicos e fotométricos dos parâmetros atmosféricos das estrelas do aglomerado NGC188	108
Figura 47 – Velocidade de rotação projetada $v \sin i$ para estrelas gigantes em função da temperatura fotométrica	111
Figura 48 – Razão de abundâncias de C a Eu em função da metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ das estrelas analisadas do aglomerado NGC188 comparadas com a literatura	115
Figura 49 – Comparação das abundâncias obtidas para o objeto 3 (NGC188-2072) com a literatura	119
Figura 50 – Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da razão de abundância de $[\text{N}/\text{C}]$ e comparada com dados e modelos da literatura	121
Figura 51 – Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da massa de <i>turn-off</i> , comparada com dados e modelos da literatura	122
Figura 52 – CMD das estrelas do aglomerado NGC188 com a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	123

Figura 53 – Abundância de nitrogênio $[N/Fe]$ em função da abundância de carbono $[C/Fe]$ para os objetos 1 a 22, comparada com dados e modelos da literatura	127
Figura 54 – Razão isotópica $^{12}C/^{13}C$ em função da razão de abundância de $[N/C]$ para os objetos 1 a 22, comparada com dados e modelos da literatura	127
Figura 55 – Razão isotópica $^{12}C/^{13}C$ em função da massa de <i>turn-off</i> para os objetos 1 a 22, comparada com dados e modelos da literatura	128
Figura 56 – Razão isotópica $^{16}O/^{17}O$ e $^{16}O/^{18}O$ em função da massa de <i>turn-off</i> , comparada com dados e modelos da literatura	131
Figura 57 – Razão isotópica $^{16}O/^{17}O$ e $^{16}O/^{18}O$ em função da razão isotópica $^{12}C/^{13}C$, comparada com dados e modelos da literatura	134
Figura 58 – Atlas do espectro de Arcturus e 10 Leo no infravermelho	161

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dados dos aglomerados abertos analisados no trabalho	46
Tabela 2 – Dados das observações dos objetos analisados no trabalho	49
Tabela 3 – Magnitudes e cores utilizadas nos cálculos dos parâmetros atmosféricos fotométricos	58
Tabela 4 – Linhas espectrais identificadas nos espectros e utilizadas no cálculo da velocidade radial	76
Tabela 5 – Referências da lista de linhas de síntese espectral no infravermelho . . .	85
Tabela 6 – Incerteza das abundâncias medidas por larguras equivalentes (EW) . . .	88
Tabela 7 – Incerteza das abundâncias medidas por síntese espectral	89
Tabela 8 – Incerteza das abundâncias medidas por síntese espectral no infravermelho	90
Tabela 9 – Velocidades radiais heliocêntricas médias $\langle V_h \rangle$ obtidas comparadas com a literatura	93
Tabela 10 – Estágio evolutivo e binaridade para a amostra de estrelas	96
Tabela 11 – Comparação dos resultados dos parâmetros dos aglomerados obtidos na fotometria com a literatura	98
Tabela 12 – Comparação entre os resultados fotométricos e os valores obtidos na literatura	104
Tabela 13 – Comparação entre as abundâncias medidas para Arturus	107
Tabela 14 – Parâmetros atmosféricos derivados espectroscopicamente	108
Tabela 15 – Abundâncias para a amostra de estrelas do aglomerado NGC188	113
Tabela 16 – Dados fotométricos das estrelas analisadas	114
Tabela 17 – Modelos da literatura utilizados na comparação dos resultados para $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	121
Tabela 18 – Abundâncias de CNO e razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ da literatura consi- derados para a amostra e os resultados obtidos para as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	125
Tabela 19 – Modelos da literatura utilizados na comparação dos resultados para $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	130
Tabela 20 – Linhas espectrais identificadas nos espectros das estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10)	157
Tabela 21 – Linhas espectrais identificadas nos espectros dos objetos 11 a 22	159
Tabela 22 – Velocidades radiais observadas v_r e heliocêntricas V_h para as estrelas da amostra comparadas com a literatura	165
Tabela 23 – Resultados de parâmetros atmosféricos obtidos neste trabalho e os parâmetros atmosféricos adotados	166
Tabela 24 – Comparação entre os parâmetros atmosféricos fotométricos e espectros- cópicos	167

Tabela 25 – Abundâncias e razões isotópicas obtidas espectroscopicamente e consideradas neste trabalho a partir da literatura	168
Tabela 26 – Comparação das abundâncias obtidas para o objeto 3 (NGC188-2072) com a literatura	169
Tabela 27 – Larguras equivalentes das linhas utilizadas na análise de abundâncias para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10)	171

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E SÍMBOLOS

AGB	Asymptotic Giant Branch
AR	Ascensão Reta
b	Longitude Galáctica
BC_V	Correção bolométrica na banda V
BDA	Base Données Amas (Dias et al., 2002)
BGM	Besançon Galaxy Model (Lagarde et al., 2017)
CCD	Charge Coupled Device
CFHT	Canada-France-Hawaii Telescope
CGS	Sistema de unidades centímetro–grama–segundo
CIT	California Institute of Technology
CMD	Colour-Magnitude Diagram
CNO	Carbono, nitrogênio e oxigênio
CRIRES	Cryogenic High-Resolution Infrared Echelle Spectrograph
D_0	Energia de dissociação molecular
Dec.	Declinação
DIT	Detector Integration Time
DR2	Data Release 2
DSS	Digitized Sky Survey
EDR3	Early Data Release 3
Elem.	Elemento químico
ESO	European Southern Observatory
ESPaDOnS	Echelle Spectropolarimetric Device for the Observation of Stars
Exp.	Tempo de exposição
eV	Elétron-volt ($1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)
EW	Equivalent Width
$E(B - V)$	Excesso de cor
FDUP	First Dredge-up
FWHM	Full Width at Half Maximum
HITRAN	High-Resolution Transmission Molecular Absorption Database
IC	Index Catalogue
ID	Identificador de uma estrela neste trabalho
IR	Infrared
IRAF	Image Reduction and Analysis Facility
l	Longitude Galáctica
L_{\odot}/L_{sun}	Luminosidade solar ($1 M_{\odot} = 3.83 \cdot 10^{26} \text{ W} = 3.83 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$)
LBLRTM	Line-By-Line Radiative Transfer Model
log g	Logaritmo decimal da gravidade superficial

log gf	Logaritmo decimal do peso estatístico multiplicado pela força do oscilador de uma linha espectral
LTE	Local Thermodynamical Equilibrium
M_{\odot}/M_{sun}	Massa solar ($1 M_{\odot} = 1.988 \cdot 10^{30}$ kg)
M_{TO}	Massa de <i>turn-off</i>
Molec.	Molécula
MMU	Numeração de Mermillod+Mayor+Udry (Mermillod et al., 2008)
MWSC	Milky Way Star Clusters (Kharchenko et al., 2013)
N_{\star}	Número de estrelas analisadas por aglomerado
NGC	New General Catalogue
NIST	National Institute of Standards and Technology
PARSEC	Padova and Trieste Stellar Evolution Code
pc	Parsec ($1 \text{ pc} = 3.086 \cdot 10^{16}$ m)
PI	Principal Investigator
R	Resolução Espectral
R_{GC}	Raio Galactocêntrico
R_0	Raio Galactocêntrico Solar ($R_0 = 8.34$ kpc; Cantat-Gaudin et al., 2018)
R_{\odot}	Raio solar ($1 R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^8$ m)
RGB	Red Giant Branch
SB1	Binária espectroscópica de linha única
SB2	Binária espectroscópica de linha dupla
SDUP	Second Dredge-up
S/N	Razão sinal-ruído
T_{eff}	Temperatura efetiva
TCS	Telescopio Carlos Sánchez
TH	Thermohaline mixing
v_r	Velocidade radial observada
V_h	Velocidade radial heliocêntrica
$v \text{ sen } i$	Velocidade de rotação projetada
VLT	Very Large Telescope
WEBDA	Web version of Base Données Amas (Dias et al., 2002)
ZAMS	Zero Age Main Sequence
2MASS	Two Micron All Sky Survey
ζ	Velocidade de macroturbulência
λ	Comprimento de onda
ΛCDM	Lambda Cold Dark Matter
μm	Micrômetro ($1 \mu\text{m} = 10^{-6}$ m)
ξ	Velocidade de microturbulência
σ	Incerteza
χ	Potencial de excitação
\AA	Ångström ($1 \text{\AA} = 10^{-10}$ m)

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
1.1	Evolução estelar de estrelas de baixa massa	31
1.2	Processo de <i>extra-mixing</i>	37
1.3	Objetivos	43
2	DADOS OBSERVACIONAIS	45
2.1	Objetos estudados	45
2.2	Observações e redução dos dados	49
3	METODOLOGIA	57
3.1	Fotometria	57
3.1.1	Temperatura efetiva	58
3.1.2	Gravidade superficial	60
3.1.3	Microturbulência	60
3.1.4	Incertezas	61
3.2	Espectroscopia	62
3.2.1	Formação de linhas espectrais	62
3.2.2	Velocidade radial	74
3.2.3	Larguras Equivalentes	77
3.2.4	Síntese espectral	81
3.3	Incertezas	87
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	91
4.1	Velocidade Radial	91
4.2	Fotometria	93
4.3	Espectroscopia	106
4.3.1	Abundâncias de CNO	117
4.3.2	Abundâncias de Na, Si, Ca e Sc	117
4.3.3	Abundâncias de Ti, V, Cr e Co	118
4.3.4	Abundâncias de Ni, Y, Ce e Eu	118
4.3.5	Comparação com resultados da literatura	119
4.3.6	Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	120
4.3.7	Razões isotópicas $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	124
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	137
	REFERÊNCIAS	139

APÊNDICE A – RAZÃO DE ABUNDÂNCIAS QUÍMICAS	147
APÊNDICE B – TRANSFORMAÇÕES ENTRE OS SISTEMAS FOTO- MÉTRICOS	149
APÊNDICE C – EQUAÇÃO DE GRAVIDADE SUPERFICIAL	153
APÊNDICE D – LINHAS ESPECTRAIS	157
APÊNDICE E – ATLAS DE ARCTURUS E 10 LEO	161
APÊNDICE F – RESULTADOS DETALHADOS	165
APÊNDICE G – LARGURAS EQUIVALENTES	171

1 Introdução

Desde os primórdios a humanidade observa o céu e busca descrever o que enxerga. Com o passar do tempo, nosso conhecimento, as técnicas utilizadas na observação e entendimento sobre o Universo tem aumentado. Atualmente, através de informações da cinemática, química e os modelos das componentes, estruturas e objetos presentes na nossa Galáxia, a Via Láctea, podemos propor modelos sobre a sua formação. Os modelos clássicos para a formação da Via Láctea foram propostos por Eggen et al. (1962) e Searle & Zinn (1978).

O modelo do *colapso monolítico* formulado por Eggen et al. (1962) a partir de observações da metalicidade¹, idade e momento angular de estrelas anãs cujas órbitas cruzavam a vizinhança solar, propõe que a Galáxia foi formada de um colapso ordenado e rápido da nuvem protogaláctica, da ordem de 10^8 anos. Entretanto, ao analisar a distribuição de idade de uma amostra de estrelas gigantes de aglomerados globulares do halo Galáctico, Searle & Zinn (1978) descobriram um gradiente na idade, levando-os a concluir que o modelo de Eggen et al. (1962) era inconsistente, sugerindo assim que a formação do halo ocorreu por fragmentação da nuvem protogaláctica. Desta forma, Searle & Zinn (1978) sugerem que a Galáxia foi formada a partir da aglutinação de pequenos fragmentos de nuvens e outras galáxias menores num processo caótico e lento, da ordem da idade do universo, em um *cenário hierárquico*.

Recentemente, observações de galáxias distantes e simulações computacionais sofisticadas de formação de grandes estruturas (como *voids* e superaglomerados de galáxias; Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016; Wechsler & Tinker, 2018) indicam que o processo de formação Galáctico é um processo hierárquico. Os resultados estão em concordância com o modelo cosmológico padrão Λ CDM (*Lambda Cold Dark Matter*, em inglês *Lambda Matéria Escura Fria*) onde as galáxias se formaram com o colapso da matéria bariônica dentro de halos de matéria escura com eventos de fusão (*merging*) e/ou acreção de pequenas estruturas (Springel et al., 2005; Schaye et al., 2015; Spergel, 2015; Helmi, 2020).

A Via Láctea é formada por três componentes principais: halo, bojo e disco; onde duas componentes Galácticas são esferoidais (halo e bojo) e uma é discoidal. Entre outros

¹ A metalicidade é uma medida da abundância de elementos mais pesados que hidrogênio e hélio em um objeto. Neste trabalho, consideramos $[\text{Fe}/\text{H}]$ como indicador de metalicidade, tendo em vista que as linhas de ferro são proeminentes e mais fáceis de medir nas estrelas (Salaris & Cassisi, 2005). Para detalhes da notação $[\text{Fe}/\text{H}]$, ver Apêndice A.

objetos, essas componentes podem ser traçadas por estrelas de campo e/ou em aglomerados e associações estelares por meio das suas idades, cinemáticas e abundâncias químicas (Freeman & Bland-Hawthorn, 2002; Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016; Helmi, 2020).

O bojo Galáctico tem raio de ~ 2 kpc ($1 \text{ kpc} = 3.09 \cdot 10^{16} \text{ km} = 3.26 \cdot 10^3$ anos-luz) onde as estrelas pertencentes são predominantemente velhas ($\gtrsim 10$ bilhões de anos). Elas apresentam metalicidades no intervalo entre $-1.5 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim +0.5$ e velocidades altamente aleatórias com alta dispersão ($\sigma \sim 130 \text{ km/s}$; Meléndez et al., 2008; Alves-Brito et al., 2010; Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016; Barbuy et al., 2018). O halo Galáctico apresenta um diâmetro de ~ 100 kpc (Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016) onde podem ser encontradas estrelas velhas (cerca de 10 bilhões de anos), com alta dispersão de velocidades ($\sigma \sim 100 \text{ km/s}$), pobres em metais² em aglomerados globulares e também gás ionizado quente (Helmi, 2020). O halo Galáctico também é composto por uma componente escura mais ou menos esférica (Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016; Wechsler & Tinker, 2018).

A componente discoidal da Galáxia se divide em disco fino e espesso. O disco fino se eleva até cerca de 300 a 400 pc abaixo e acima do plano Galáctico, contendo 95% das estrelas do disco. É composto por estrelas jovens massivas (tipo espectral O e B), além de gás e poeira (Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016). O disco fino apresenta uma formação contínua de estrelas na Galáxia, com um taxa de formação estelar atual $\sim 1.6 M_{\odot}/\text{ano}$ (Helmi, 2020). Os aglomerados abertos se distribuem ao longo do disco fino da Galáxia (Schmeja et al., 2014; Cantat-Gaudin et al., 2018; Cantat-Gaudin & Anders, 2020). O Sol está localizado no disco fino da Galáxia a cerca de 8.34 kpc do centro Galáctico (Cantat-Gaudin et al., 2018).

O disco espesso se eleva cerca de 1 kpc abaixo e acima do plano Galáctico (Bland-Hawthorn & Gerhard, 2016), é mais velho que o disco fino (uma diferença de ~ 1.6 bilhões de anos na vizinhança solar; Kilic et al., 2017), apresenta uma metalicidade de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.5$ menor que o disco fino (Helmi, 2020) e um enriquecimento na abundância química de elementos α ³ quando comparado ao disco fino (Edvardsson et al., 1993; Gilmore et al., 1995; Bensby et al., 2014; Amarsi et al., 2019; Franchini et al., 2021).

² Estrelas pobres em metais ($[\text{Fe}/\text{H}] < -1$) são objetos com abundância de ferro menor do que a abundância solar do mesmo elemento.

³ Elementos formados a partir da captura de partículas α . O, Mg, Si, Ca e Ti são exemplos de elementos α (Maciel, 1999).

Assim, na Figura 1. apresentamos um esquema das principais componentes e estruturas da Galáxia.

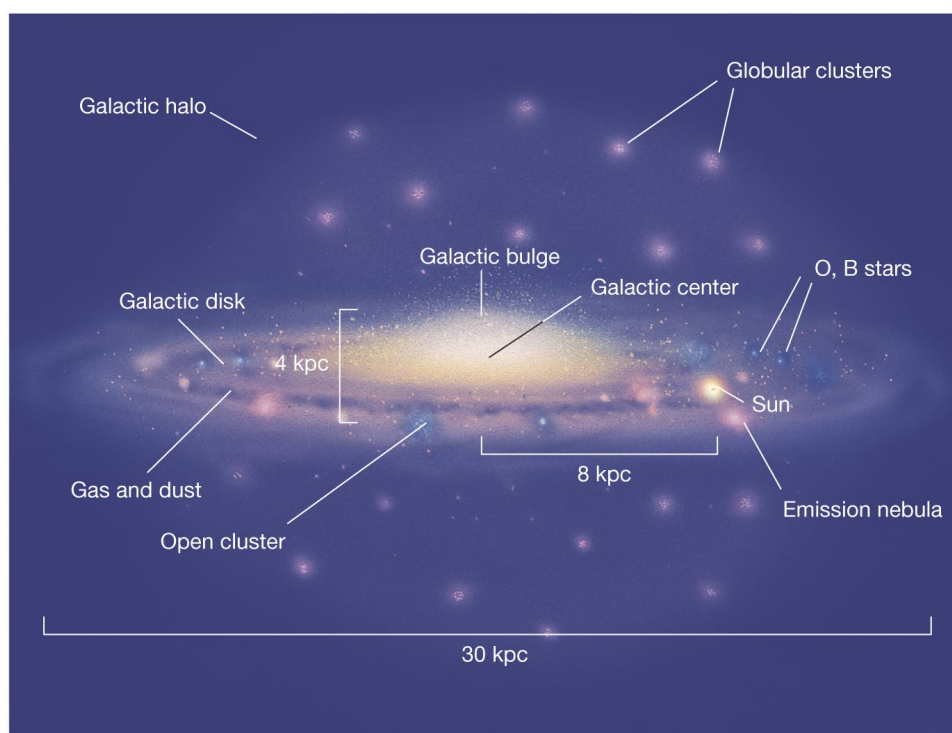


Figura 1 – Esquema representando as componentes e estruturas presentes na Galáxia. Disco: aglomerados abertos, gás e poeira, nebulosas de emissão e estrelas do tipo espectral O e B; bojo: estrelas velhas, gás e poeira; halo: aglomerados globulares. O diâmetro e espessura da Galáxia, bem como a distância do Sol ao centro da Galáxia são indicados na figura (Addison-Wesley, 2008).

Desde as primeiras observações da Galáxia realizadas com o uso do telescópio por Galileu Galilei, em 1610, sabemos que as estrelas se agrupam em aglomerados⁴. Um aglomerado pode ser definido como um grupo de estrelas ligados gravitacionalmente e que é capaz de resistir às perturbações de maré (*tidal disruption*) nas condições da vizinhança solar. Além disso, ele deve ter um número de estrelas suficiente para evitar o processo de evaporação de N -corpos por ao menos um tempo de relaxação⁵ $t_{\text{relax}} \sim 100$ milhões de anos e uma densidade de estrelas maior do que a média da sua vizinhança na Galáxia (Lada & Lada, 2003; Portegies Zwart et al., 2010; Krumholz et al., 2019).

Existem dois tipos de aglomerados estelares na nossa Galáxia: aglomerados globulares e abertos. Os aglomerados globulares estão localizados no bojo e no halo e são

⁴ “A galáxia é de fato nada mais do que um amontoado de inumeráveis estrelas agrupadas juntas em aglomerados...” (Galilei, 1610).

⁵ Tempo de relaxação dinâmica t_{relax} é uma escala de tempo característica para que o sistema esteja em equilíbrio dinâmico, de forma que as interações mútuas entre as estrelas possam não provocar uma desintegração do aglomerado por evaporação.

constituídos por milhões de estrelas que têm idades médias entre 10 a 12 bilhões de anos (Benacquista, 2006; Conroy & Spergel, 2011). Os aglomerados abertos, por sua vez, localizados no disco Galáctico, são formados por dezenas a poucos milhares de estrelas jovens (1 milhão de anos) até relativamente velhas (5 bilhões de anos) que apresentam a mesma composição química (Conrad et al., 2014; Cantat-Gaudin et al., 2018).

Na literatura, os estudos que apresentam as mais completas compilações de aglomerados abertos conhecidos são Dias et al. (2002) e Kharchenko et al. (2013), suplementados por Schmeja et al. (2014), Scholz et al. (2015) e Froebrich (2017). Dois catálogos, em particular, se destacam: WEBDA⁶ (*Web Version of Base Données Amas*; Dias et al., 2002) e MWSC⁷ (*Milky Way Star Clusters*; Kharchenko et al., 2013). WEBDA é um catálogo de aglomerados abertos com uma versão disponível na internet do banco de dados de aglomerados abertos BDA (*Base Données Amas*; Dias et al. 2002). O MWSC é um catálogo que apresenta em sua maioria aglomerados abertos (cerca de 93,4% da amostra do *survey*), mas aglomerados globulares também estão presentes (Kharchenko et al., 2013).

De forma geral, podemos afirmar que os aglomerados estelares são essenciais para estudar a idade, a distribuição, aspectos dinâmicos, cinemáticos e de composição química de diferentes populações e componentes da Galáxia (Joshi, 2017a,b; Dib et al., 2018; Casamiquela et al., 2019). Os aglomerados abertos são úteis para oferecer informações sobre o disco Galáctico, tais como os mecanismos de formação estelar, enriquecimento químico, estrutura, cinemática e evolução do disco, além da própria evolução estelar (Sestito et al., 2006, 2008; Steinmetz et al., 2006; Bragaglia et al., 2008; Cantat-Gaudin et al., 2018, 2020; Castro-Ginard et al., 2018; Soubiran et al., 2018).

Na Figura 2 podemos ver a abundância dos elementos químicos em diferentes estágios da evolução da Galáxia e obtidas a partir da análise de diversas regiões da Via Láctea. Os diferentes estágios compreendem desde a abundância primordial de elementos formados na nucleossíntese primordial (*Big Bang*), passando pelo enriquecimento a partir das primeiras estrelas formadas, os elementos formados no processo *r* (*r-process*⁸) em supernovas até a abundância solar atual (Wiescher et al., 2012).

⁶ <http://webda.physics.muni.cz/>

⁷ <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/558/A53>

⁸ Processo de formação de elementos a partir da captura de nêutrons em condições de alta densidade, como no colapso do núcleo de supernovas. O processo *r* (rápido) tem este nome, pois ele apresenta uma taxa de formação mais rápida do que a taxas de decaimento β (Salaris & Cassisi, 2005).

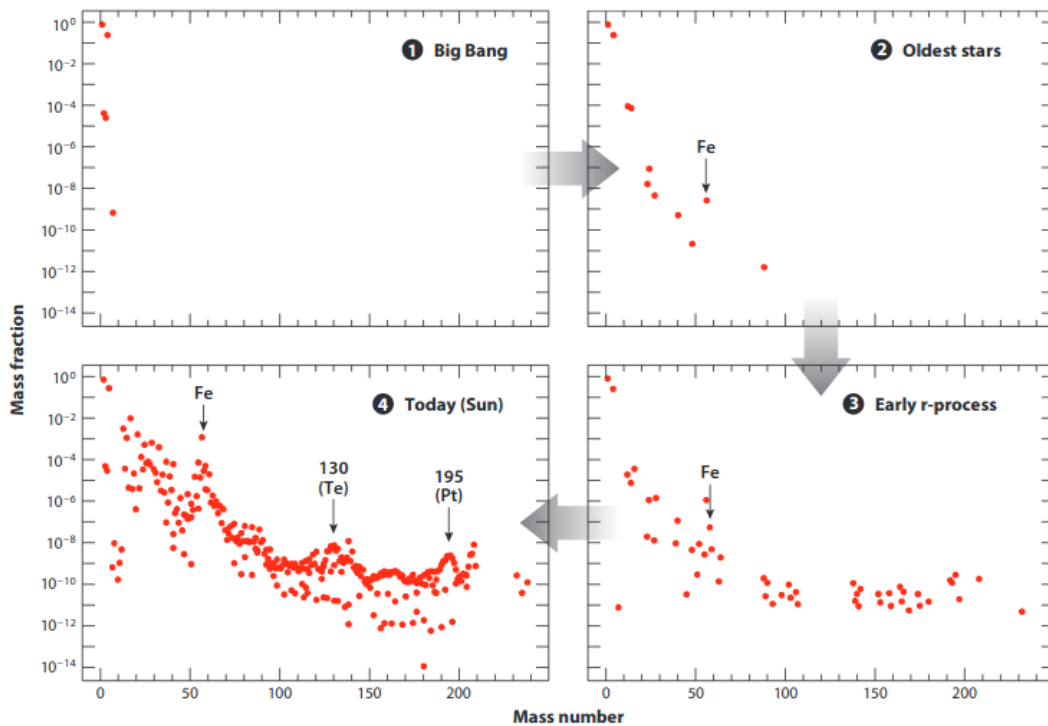


Figura 2 – Abundância química em função do número de massa A de um elemento comparando diferentes estágios da evolução Galáctica obtidas a partir da análise de regiões da Via Láctea. São indicados os estágios de enriquecimento químico: (1) a nucleossíntese primordial instantes após o *Big Bang*, passando pela (2) abundância observada em estrelas pobres em metal do halo Galáctica, (3) os elementos pesados formados pelo processo r em supernovas e (4) a distribuição da abundância observada no Sol atualmente (Wiescher et al., 2012).

Podemos observar nas Figuras 3a e 3b a distribuição espacial e em idade dos aglomerados abertos na Galáxia. Constatamos na Figura 3a que a distribuição de aglomerados abertos, é próximo à nossa posição na Galáxia (distância < 4 kpc). Devido a precisão nas medidas de paralaxe realizadas pelo *Gaia* DR2 (*Data Release 2*), não é possível estimar com acurácia distâncias maiores que 5 kpc (Cantat-Gaudin et al., 2018, 2020). Recentemente, os dados disponibilizados do *Gaia* EDR3 (*Early Data Release 3*) apresentam uma maior precisão e acurácia em paralaxe (aumento de 30%) e movimento próprio (aumento de duas vezes) em comparação com o *data release* anterior. Entretanto, o EDR3 não fornece novos produtos de dados quando comparado ao DR2 (Gaia Collaboration et al., 2021). Além disso, somente objetos que estão a uma distância menores que 1.8 kpc são bem estudados na literatura apresentando parâmetros astrofísicos calculados (Kharchenko et al., 2013).

Pela Figura 3b, notamos que os aglomerados abertos se distribuem no disco da Galáxia, desta forma, encontrar objetos distantes é difícil, observacionalmente, devido a poeira. Assim, é mais fácil obter informações de aglomerados próximos. Notamos ainda, que os aglomerados abertos mais jovens (~ 63 milhões de anos) estão localizados nos braços espirais e no disco da Galáxia, enquanto que os mais velhos (~ 3.2 bilhões de anos) estão distribuídos mais homogeneamente no plano Galáctico. Este efeito é resultado das interações e cinemática envolvendo o disco Galáctico, onde a dispersão de velocidades aumenta pelo resultado de interações gravitacionais com nuvens moleculares gigantes, efeitos da estrutura espiral, da barra Galáctica e até mesmo eventos de *minor mergers* (pequenas fusões) (Cantat-Gaudin et al., 2018, 2020).

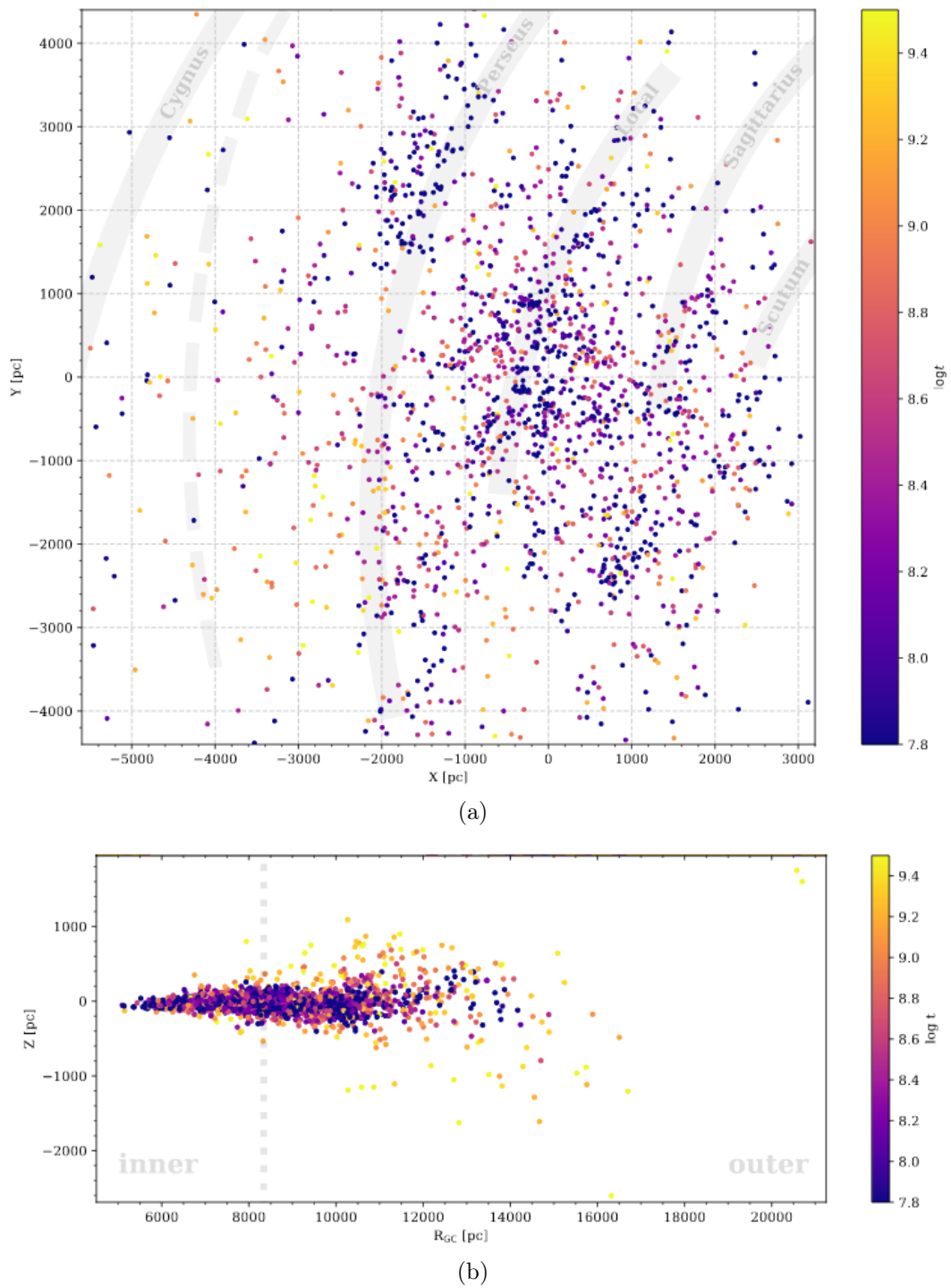


Figura 3 – Distribuição de aglomerados abertos (a) projetados no plano da Galáxia e (b) em função do raio Galactocêntrico R_{GC} , coloridos segundo a idade dos aglomerados ($\log t$). X , Y e Z são as coordenadas retangulares Galácticas e R_{GC} é a distância no plano Galáctico a partir do Centro Galáctico. As áreas sombreadas em (a) indicam os braços espirais e o Sol está na origem do sistema de coordenadas. A linha tracejada em (b) marca o raio Galactocêntrico solar de $R_0 = 8.34$ kpc. (adaptado de Cantat-Gaudin et al., 2020).

Nas Figuras 4a e 4b podemos observar as diferenças nos diagramas cor-magnitude (CMD, em inglês *Color-Magnitude Diagram*) entre aglomerados abertos de diferentes idades, BH99 e Berkeley39. BH99 tem uma idade de $4.03 \cdot 10^4$ anos e Berkeley39 tem $7.94 \cdot 10^9$ anos (Dias et al., 2002). Além de parâmetros estelares, tais como idade, extinção e módulo de distância, encontramos diferenças na população de estrelas de cada objeto. A principal diferença é que o CMD dos aglomerados abertos jovens é dominado por estrelas de Sequência Principal, enquanto que os mais velhos, com idade maior que 1 bilhão de anos, apresentam estrelas no Ramo das Gigantes Vermelhas (RGB, em inglês *Red Giant Branch*).

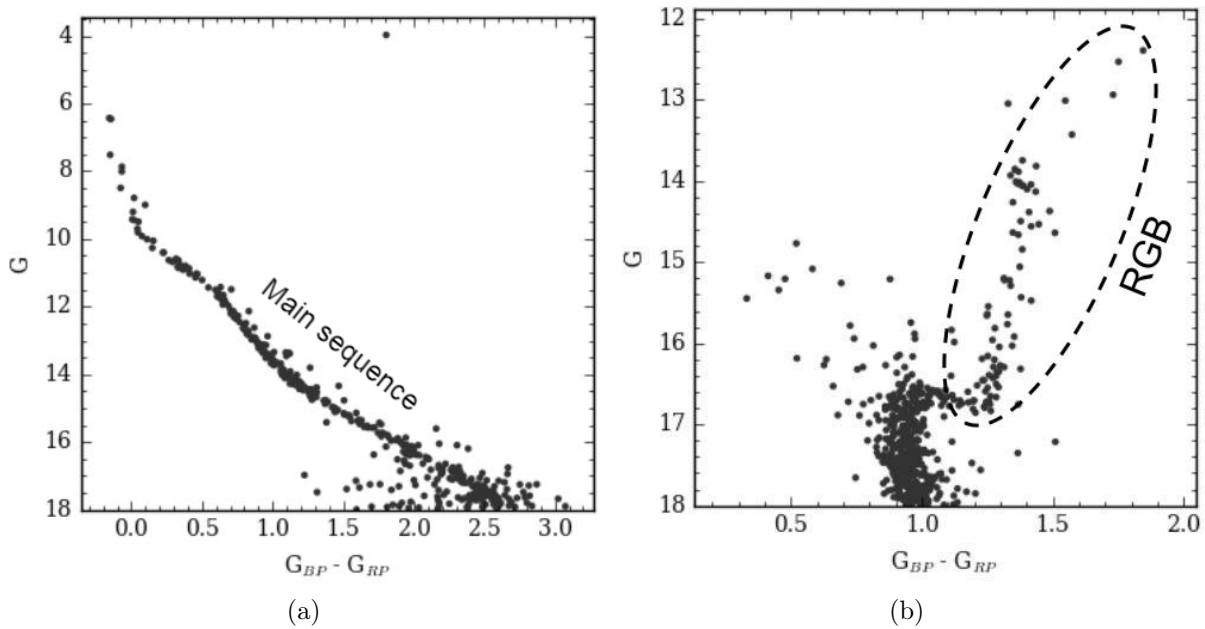


Figura 4 – CMDs dos aglomerados abertos (a) BH99 e (b) Berkeley39 com indicação da Sequência Principal e o Ramo das Gigantes Vermelhas (RGB). G_{BP} e G_{RP} são bandas passantes do *Gaia* entre 3300 e 6800 Å e 6300 a 10500 Å, respectivamente, e G é a magnitude na banda G para estrelas individuais (Cantat-Gaudin et al., 2018).

1.1 Evolução estelar de estrelas de baixa massa

Podemos observar esquematicamente no Diagrama HR⁹ da Figura 5, os principais estágios evolutivos de uma estrela de baixa massa desde a Sequência Principal até o AGB (em inglês, *Asymptotic Giant Branch*, Ramo Assintótico das Gigantes), passando pelo RGB.

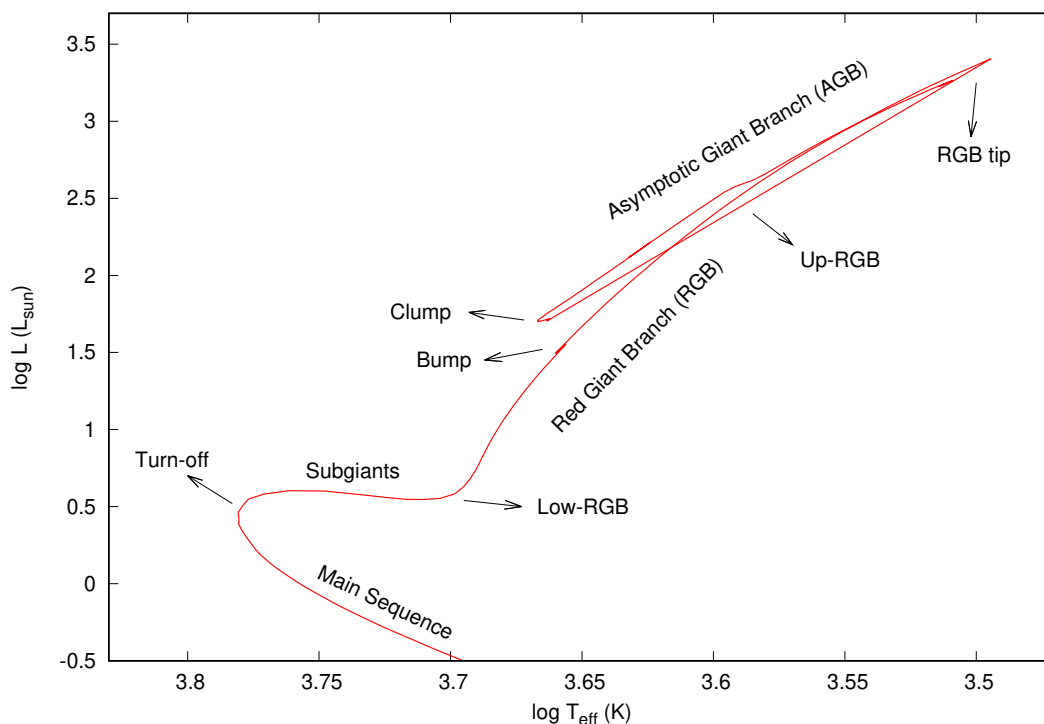


Figura 5 – Diagrama HR esquemático de uma isócrona PARSEC¹⁰ (Bressan et al., 2012) típica de uma estrela de $1.45M_{\odot}$ de um aglomerado aberto velho (idade de $\sim 5 \cdot 10^9$ anos e $[Fe/H] \sim +0.1$ dex) com as indicações dos principais estágios e regiões relacionados com a evolução estelar (Salaris et al., 2002).

A Sequência Principal é uma região no CMD composta por estrelas que o seu núcleo está queimando hidrogênio em hélio e permanece ali até que a abundância central de hidrogênio seja nula (Maciel, 1999; Salaris & Cassisi, 2005). Durante este estágio e em grande parte da sua vida, a estrela queima hidrogênio em hélio por meio de duas reações em cadeia, ciclo próton-próton e ciclo CNO (carbono-nitrogênio-oxigênio).

O ciclo próton-próton é uma sequência de reações de fusão nuclear de quatro prótons (núcleos de hidrogênio 1H) que formam um núcleo de hélio 4He por meio de

⁹ O Diagrama de Hertzsprung-Russel, conhecido como Diagrama HR, apresenta a relação entre a luminosidade e a temperatura efetiva de uma estrela. Observacionamente, o CMD corresponde ao Diagrama HR.

¹⁰ <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

interações fracas (emissão de partículas e^+ e neutrinos ν). Como a seção de choque da reação (probabilidade de interação) é baixa, a queima de hidrogênio e a sua taxa de produção de energia acontecem de forma lenta ($t \sim 10^{10}$ anos; Maciel, 1999; Wiescher et al., 2010).

O ciclo CNO é composto principalmente por dois canais de reação, CNO-I e CNO-II, também conhecidos como ciclo CN e ON, respectivamente. As reações do ciclo CN foram descritas independentemente por von Weizsäcker (1938) e Bethe (1938) e do ciclo ON por Burbidge et al. (1957). A partir de $T \approx 1.7 \cdot 10^8$ K, cerca de $\sim 0.04\%$ das reações terminará pelo ciclo ON (Clayton, 1983). As reações do canal de reação CNO-III foram descritas de forma teórica por Dearborn & Schramm (1994) e experimentalmente por Rolfs & Rodney (1994). As reações estão indicadas no esquema da Figura 6:

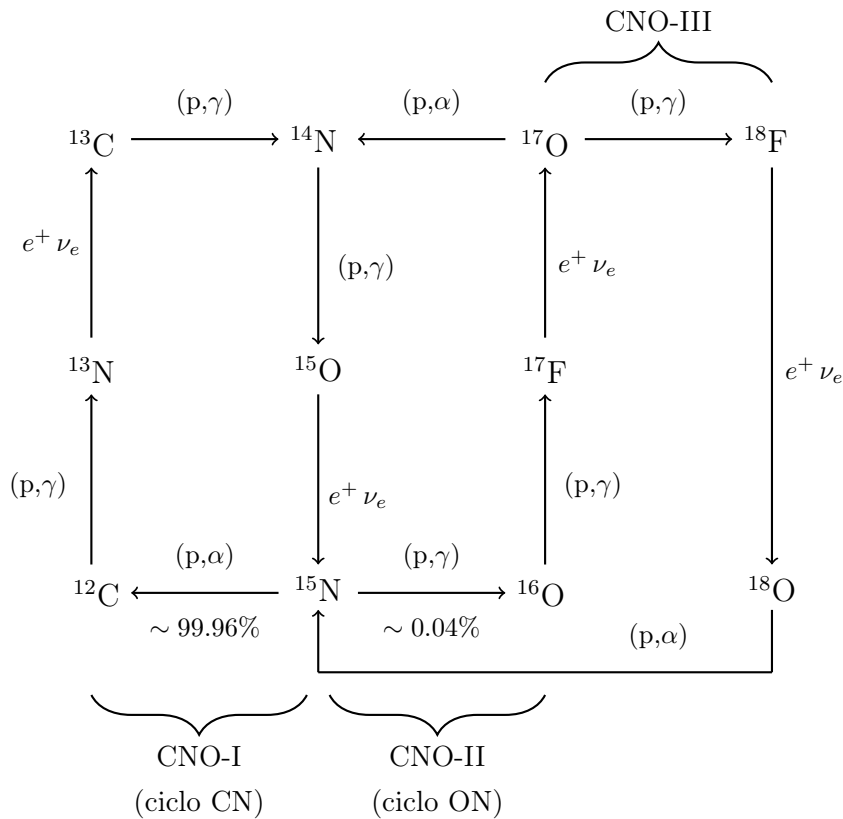


Figura 6 – Esquema das reações nucleares envolvidas no ciclo CNO (baseado em Wiescher et al., 2010; Lebzelter et al., 2015). A notação entre parêntesis próxima às flechas indica as partículas mais leves que foram consumidas e geradas durante a reação nuclear, respectivamente. Assim, por exemplo, (p,α) indica que um próton foi consumido e uma partícula α foi formada durante a reação nuclear. Cerca de $\sim 0.04\%$ das reações terminará pelo canal de reação CNO-II (ciclo ON), a partir de $T \approx 1.7 \cdot 10^8$ K (Clayton, 1983).

Nas equações das reações do ciclo CNO, observa-se que há um equilíbrio entre os núcleos que são produzidos e os que são consumidos de tal forma que, no final da reação encontramos a produção de hélio a partir da queima de hidrogênio. Desta forma, os elementos carbono, nitrogênio e oxigênio são catalisadores da reação (Bethe, 1938). Devido aos diferentes canais de reação existentes no ciclo CNO, há uma mudança nas abundâncias dos elementos catalisadores, de tal forma que as abundâncias de carbono e oxigênio diminuem, enquanto que a abundância de nitrogênio aumenta (Salaris & Cassisi, 2005; Wiescher et al., 2010). Logo, podemos utilizar as alterações nas abundâncias de CNO para obter informações sobre o enriquecimento químico da estrela, considerando que estes elementos compreendem a maior parte da massa dos elementos mais pesados que o hélio na estrela (Tautvaišienė et al., 2015; Bagdonas et al., 2018). Assim, a análise química das abundâncias destes elementos em uma amostra de estrelas gigantes pode nos dar informação sobre a composição química, dinâmica Galáctica e a evolução estelar (Mishenina et al., 2006; Luck & Heiter, 2007; Casamiquela et al., 2019).

A taxa de produção de energia ϵ por meio de uma reação pode ser mais eficiente do que outra, dependendo da massa e metalicidade, como pode ser observado na Figura 7 (Clayton, 1983; Salaris & Cassisi, 2005). As taxas de produção de energia dependem da temperatura para o ciclo próton-próton em $\epsilon_{pp} \propto T^4$ e para o ciclo CNO em $\epsilon_{CNO} \propto T^{18}$. O ciclo próton-próton domina a produção de energia em estrelas onde a temperatura do núcleo $T \lesssim 2 \cdot 10^7$ K, enquanto que o ciclo CNO é dominante em temperaturas mais altas. Mesmo o ciclo CNO apresentando uma taxa de produção de energia muito maior do que o ciclo próton-próton ($\epsilon_{CNO} \sim 10^{12} \epsilon_{pp}$), a sua taxa de reação é menor, pois a barreira coulombiana da reação é mais alta do que a do ciclo próton-próton, sendo necessário uma temperatura mais alta para que a reação aconteça (Wiescher et al., 2010; Pols, 2011).

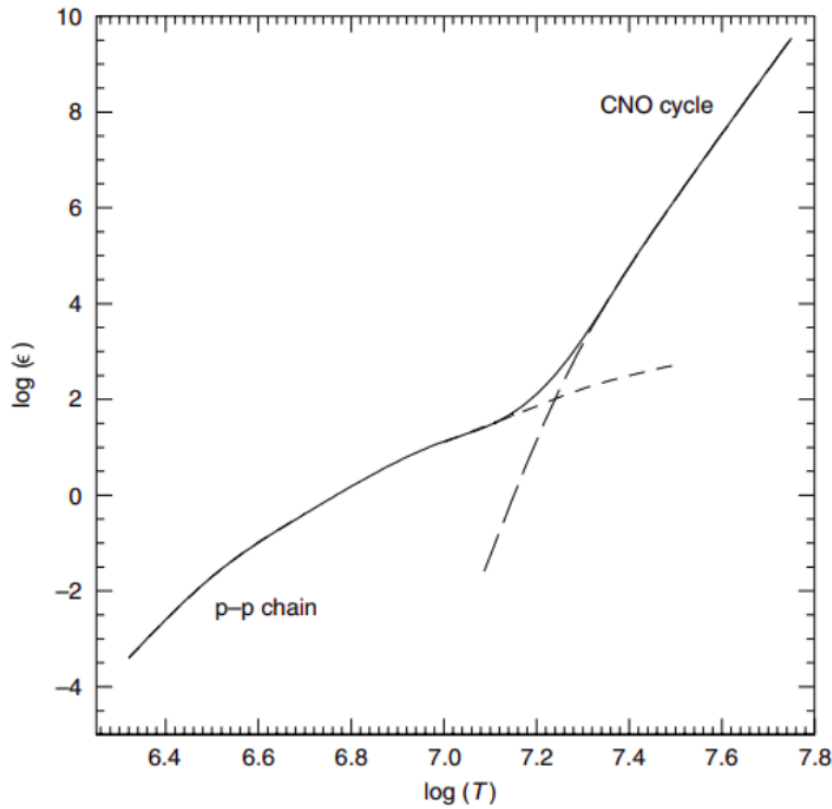


Figura 7 – Comparação entre a energia ϵ (em $\text{erg g}^{-1} \text{s}^{-1}$) gerada pelo ciclo próton-próton e ciclo CNO em função da temperatura central T (adaptado de Salaris & Cassisi, 2005).

O hidrogênio começa a ser queimado quando a temperatura na região central¹¹ das estrelas é aproximadamente $T \approx 6 \cdot 10^6$ K. A esta temperatura, em estrelas de baixa massa ($M \lesssim 1.3 M_{\odot}$), o ciclo próton-próton é mais eficiente para a produção de energia do que o ciclo CNO. O ciclo próton-próton é a principal fonte de energia de estrelas de massa $M \lesssim 0.8 M_{\odot}$, enquanto que o ciclo CNO é dominante em estrelas de massa $M \gtrsim 1.3 M_{\odot}$ (Salaris & Cassisi, 2005).

Conforme a estrela vai consumindo o hidrogênio, a produção de energia diminui e o núcleo se contrai gravitacionalmente. Quando a combustão central de hidrogênio termina, a estrela sai da Sequência principal (*turn-off*) e se torna uma subgigante. Com a contração do núcleo, ocorre um aumento na temperatura e densidade centrais, de forma que a produção de energia pelo ciclo CNO se torna mais eficiente do que o ciclo próton-próton (Wiescher et al., 2010). O núcleo se contrai até que a estrela atinge a região do CMD conhecida como *low-RGB*. Esta contração leva à queima de hidrogênio em uma camada adjacente, que

¹¹ Para que as reações nucleares de fusão sejam eficientes é necessário uma alta densidade, temperatura e pressão. Estas condições são encontradas, primariamente, na região central da estrela (Wiescher et al., 2012).

aquece as camadas vizinhas, levando a sua expansão. Isso pode ser constatado pelo aumento no raio da estrela e diminuição na temperatura superficial. A opacidade¹² aumenta, a convecção passa a dominar a estrela e a sua luminosidade aumenta até atingir a fase de gigante vermelha (Maciel, 1999).

O RGB é uma região no CMD composta por estrelas de baixa massa (entre $0.8 M_{\odot}$ e $\sim 2 M_{\odot}$) que tem uma camada de hidrogênio em fusão ao redor de um núcleo de hélio inerte (isotérmico e sem reações nucleares) e um envelope convectivo (Sparke & Gallagher, 2007; Pols, 2011). Na Figura 8 podemos observar um esquema da estrutura desse tipo de estrela. Estrelas gigantes vermelhas são do tipo espectral K e M, muito maiores ($R_{\star} \gtrsim 10 R_{\odot}$) e mais luminosas ($L_{\star} \gtrsim 10 L_{\odot}$) que as estrelas da Sequência Principal de mesma temperatura efetiva (Karttunen et al., 2007). Estrelas do tipo espectral K têm temperatura efetiva entre 3900 a 5200 K, com espectro dominado por linhas metálicas e linhas fortes de cálcio (dubleto *H* e *K* de CaII em 3968 e 3933 Å, além da linha de CaI em 4227 Å) e da banda G da molécula de CH (~ 4310 Å). Arcturus (α Böötis), Pollux (β Geminorum) e Aldebaran (α Tauri) são exemplos de estrelas do tipo K (Karttunen et al., 2007; Comins & Kaufmann III, 2010).

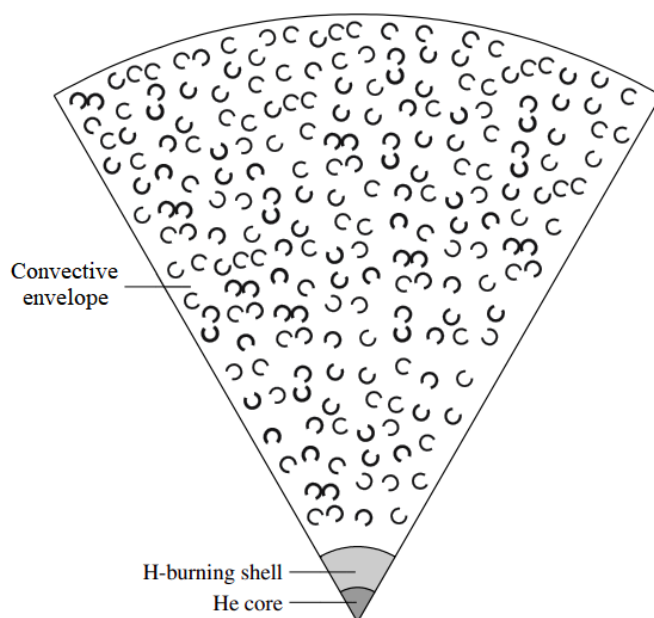


Figura 8 – Estrutura de uma estrela gigante vermelha com a indicação do seu envelope convectivo, da casca de hidrogênio e do núcleo de hélio sem reação nuclear (adaptado de Carroll & Ostlie, 2014).

¹² Medida da absorção de radiação no interior estelar e dependente dos processos de interação entre a radiação e a matéria (Maciel, 1999).

Conforme a casca de hidrogênio vai queimando hidrogênio em hélio e se expandindo em direção a regiões mais externas da estrela, esta se torna mais fina e a taxa de produção de energia diminui, levando a formação de uma região convectiva externa, o que aumenta ainda mais o raio da estrela. Esse aumento no raio produz um aumento na luminosidade estelar com uma temperatura quase constante. Quando a camada convectiva atinge a região onde se encontra o hidrogênio já processado, acaba levando esse material do interior estelar para a superfície. Esse processo é chamado de primeiro *dredge-up* (dragagem). Como consequência, a estrela experimenta uma diminuição momentânea na produção de energia pela camada de hidrogênio, gerando uma redução na sua luminosidade. Assim, as estrelas atravessam este intervalo de luminosidade três vezes, resultando em uma sobredensidade (*bump*) de estrelas naquela região do CMD (Salaris & Cassisi, 2005; Cassisi et al., 2011; Pols, 2011).

A estrela continua no estágio de gigante vermelha alcançando a parte superior do RGB (*up*-RGB) até atingir o RGB *tip*. Neste estágio, as estrelas com $M \lesssim 2.0 M_{\odot}$ passam pelo *flash* de hélio, onde o hélio do núcleo começa a ser queimado inicialmente de forma instável¹³. Depois que a estrela começa a queimar hélio no núcleo, há duas fontes de energia: a queima central de hélio e uma camada que está fundindo hidrogênio em hélio ao redor de uma região rica em hélio. A estrela experimenta uma diminuição na luminosidade e temperatura quando o hélio começa a queimar, seguido de um aumento na temperatura superficial, mas com uma luminosidade constante. Uma vez que o núcleo se expande e diminui a sua densidade, a camada que está queimando hidrogênio em hélio se encontra em regiões mais frias. Assim, a luminosidade da estrela diminui, já que a fonte principal de energia era a queima de hidrogênio. Como todas as estrelas de baixa massa apresentam massas de núcleo de hélio similares, quando há o início da queima do hélio, há um acúmulo (*clump*) de estrelas nesta região do CMD (Salaris & Cassisi, 2005; Mishenina et al., 2006). Assim que o hélio no núcleo se esgota, a estrela evolui para temperaturas efetivas menores e luminosidades maiores, entrando no estágio do Ramo Assintótico das Gigantes (Maciel, 1999).

¹³ Para estrelas com $M \gtrsim 2.0 M_{\odot}$, o início da queima de hélio acontece sem flash de hélio, já que a densidade central é baixa e, na contração, o núcleo é não-degenerado.

1.2 Processo de *extra-mixing*

O modelo padrão de evolução estelar considera simetria esférica e equilíbrio hidrostático, ignorando efeitos devido à difusão, rotação, perda de massa, *overshoot*¹⁴ e campos magnéticos na descrição da estrela (Maciel, 1999; Salaris et al., 2002). Neste modelo, a convecção é o único mecanismo responsável pelo enriquecimento químico superficial da estrela, onde os elementos produzidos no interior são levados para a sua superfície durante o primeiro *dredge-up*. Assim, o material processado no núcleo penetra na atmosfera estelar, mudando a sua composição química. Este é o único evento de mistura esperado durante o RGB (Iben, 1965; Maciel, 1999; Salaris & Cassisi, 2005).

Durante esta fase, as abundâncias superficiais de Li, C, N e Na, junto com a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, são alteradas. Em estrelas de massa baixa ($0.8 \leq M \leq 2.2 M_{\odot}$) e intermediária ($2.2 \leq M \leq 3.0 M_{\odot}$), o material lançado para a superfície pode aumentar as abundâncias de ^{13}C , ^{14}N , ^{17}O e diminuir as abundâncias de Li, ^{12}C e ^{18}O como função da massa estelar inicial e metalicidade. Esses resultados nos indicam que podemos utilizar a abundância destes elementos e a razão isotópica como traçadores dos processos de mistura, dependendo da massa e metalicidade estelar (Mishenina et al., 2006; Zhou et al., 2019). Como o ^{12}C é produzido em escalas de tempo menores do que a de ^{13}C , enquanto que o ^{13}C é produzido no ciclo CNO ao utilizar o ^{12}C existente na estrela (ver esquema de reações nucleares na Figura 6), assim a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ é uma medida do processamento de ^{12}C em relação ao ^{13}C (Henkel et al., 2014).

Podemos observar na Figura 9, como a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ é alterada conforme a estrela evolui durante o RGB, considerando um modelo para o processo de *extra-mixing*. Quando a estrela é uma subgigante, a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ tem valores próximos ao encontrados no Sol ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 89$; Lodders et al., 2009) e durante a fase de gigante vermelha, a razão isotópica diminui alcançando valores $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \sim 20$ (Charbonnel & Lagarde, 2010).

¹⁴ Fenômeno de convecção em que as bolhas ultrapassam (*overshoot*) a região convectiva no interior estelar até serem desaceleradas e seu movimento ser interrompido (Salaris & Cassisi, 2005).

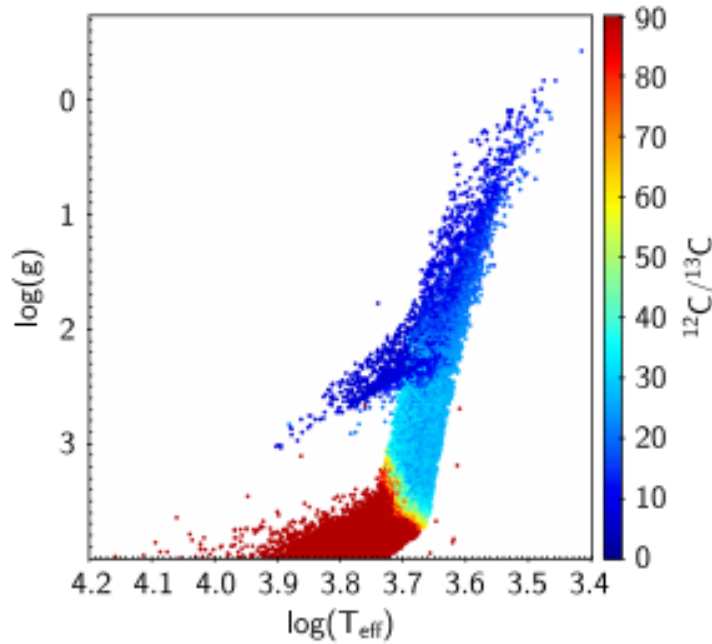


Figura 9 – Diagrama HR indicando a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ para uma população estelar sintética calculada com o modelo BGM (em inglês, *Besançon Galaxy model*, modelo da Galáxia de Besançon) considerando os efeitos de mistura termoalina na descrição do processo de *extra-mixing* (Lagarde et al., 2017).

Observações têm mostrado que, em adição à primeira dragagem, estrelas de baixa massa apresentam um aumento de N e diminuição de C e $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ depois do *bump* luminoso. Entretanto, ao se obter as abundâncias dos elementos CNO em estrelas gigantes, são encontradas anomalias nas abundâncias (aumento para ^{12}C e diminuição para ^{14}N), quando comparamos os resultados com o que os modelos previam. Portanto deve existir um processo de *extra-mixing* (mistura extra) (Chanamé et al., 2005; Smiljanic et al., 2009; Tautvaišienė et al., 2016). Esse fenômeno foi observado em estrelas de campo e de aglomerados abertos e globulares, indicando um processo universal, que independe do ambiente, sendo comum a $\sim 95\%$ das estrelas de baixa massa (Pinsonneault, 1997; Charbonnel & do Nascimento, 1998; Lagarde et al., 2019).

O tipo de processo físico responsável pelo *extra-mixing* ainda é tema de debate na literatura, em que muitos mecanismos físicos podem estar envolvidos: mistura rotacional (*rotational mixing*) (Chanamé et al., 2005), mistura termoalina (*thermohaline mixing*) (Charbonnel & Lagarde, 2010), uma combinação entre mistura rotacional e termoalina (*thermohaline rotational and mixing*) (Charbonnel & Lagarde, 2010; Lagarde et al., 2012). Na Figura 10 observamos uma comparação entre o modelo padrão de evolução estelar, o modelo de síntese de população estelar BGM (Lagarde et al., 2017) que considera a mistura termoalina e dados da literatura para estrelas gigantes de aglomerados abertos e

globulares. Notamos que o modelo padrão não se ajusta bem aos dados de razão $[C/N]$ em função de $[Fe/H]$ dados da literatura para $[Fe/H] \lesssim -0.5$, enquanto que o modelo de mistura termoalina se ajusta bem.

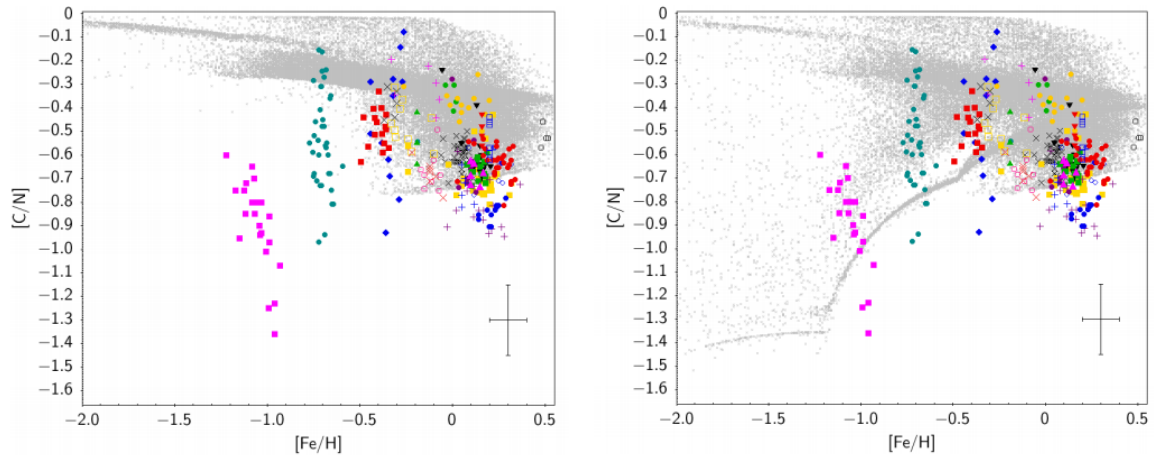


Figura 10 – $[C/N]$ como função de $[Fe/H]$ para o modelo de população estelar BGM (Lagarde et al., 2017) calculada a partir do modelo padrão de evolução estelar (pontos cinzas no gráfico à esquerda) e considerando os efeitos de mistura termoalina (pontos cinzas no gráfico à direita), comparadas com dados da literatura para estrelas de aglomerados abertos e globulares da amostra de Lagarde et al. (2019) (pontos coloridos).

Eggleton et al. (2006) propuseram que o *extra-mixing* é provavelmente causado pela inversão da massa molecular média causado pela reação ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ na parte externa da casca de hidrogênio em combustão em gigantes vermelhas, assim como Charbonnel & Zahn (2007) e Lagarde et al. (2012) identificaram o mecanismo de transporte relacionado com a convecção por dupla difusão frequentemente referida como convecção termoalina (*thermohaline*) (Kippenhahn et al., 1980). Nesta reação nuclear, dois núcleos são transformados em três, e a massa molecular média diminui. Isso leva a uma pequena diminuição local da massa molecular, quando se move da superfície em direção ao centro da estrela (Salaris & Salsisi, 2017).

A convecção termoalina é um tipo de instabilidade dupla-difusa onde há a combinação de gradientes na composição do meio e na temperatura, onde um agente estabilizador se difunde mais rapidamente do que um agente desestabilizador. Um exemplo desse fenômeno é observado nos oceanos na forma de “dedos alongados” (dedos de sal, em inglês *salt fingers*), quando a água quente salgada está no topo e a água fria doce no fundo, onde o agente estabilizador é o calor e o agente desestabilizador é o sal (Denissenkov, 2010; Karakas & Lattanzio, 2014).

Essa instabilidade é controlada pela transferência de calor ao deslocar para baixo uma bolha de água quente salgada, devido ao fato de que a transferência de calor por colisões moleculares é normalmente mais rápida do que o movimento dos íons de cloro e sódio que fazem com que a composição se equilibre. A bolha que afunda será capaz de entrar em equilíbrio térmico com o meio circundante mais rápido do que alcançar o equilíbrio da composição. Uma vez que a água salgada é mais pesada do que a água doce na mesma temperatura, a bolha continua afundando. À medida que este movimento continua, observamos a formação dos dedos de sal da água salgada para a água doce (Salaris & Salsisi, 2017). No interior estelar, o papel do sal é desempenhado pela massa molecular média (Denissenkov, 2010). Na Figura 11 podemos observar este tipo de instabilidade a partir de um experimento simples.

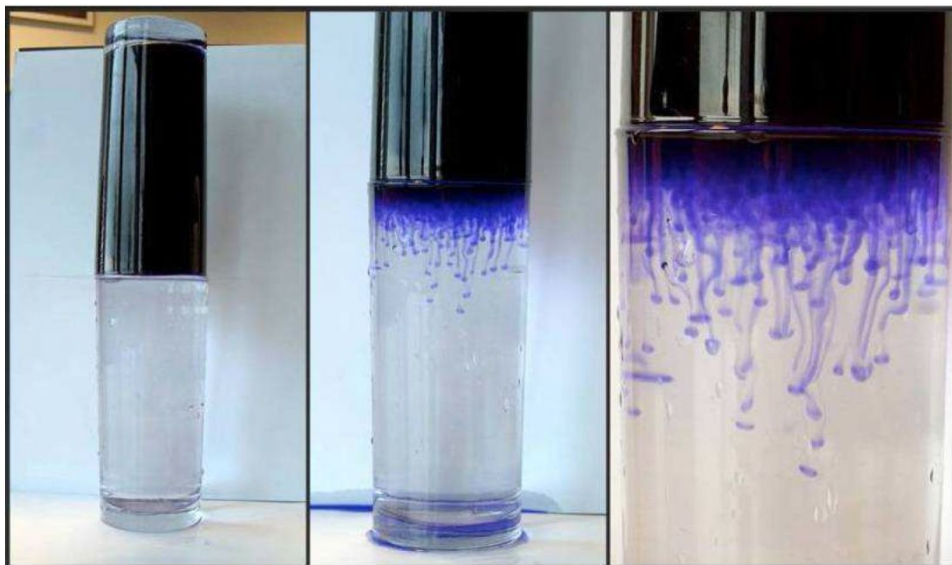


Figura 11 – Experimento simples de mistura termoalina realizado com água quente salgada (acima e colorida com corante azul) e água fria doce (abaixo) por E. Glebbeek e R. Izzard (Karakas & Lattanzio, 2014).

Charbonnel & Lagarde (2010) mostraram que a mistura termoalina explica simultaneamente o comportamento de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $[\text{N}/\text{C}]$ e Li em estrelas RGB de baixa massa. Como as estrelas de massa intermediária queimam o hélio central antes de passarem pelo bump de RGB, este mesmo fenômeno de *extra-mixing* não é esperado ocorrer até que as estrelas alcancem o *early-AGB*¹⁵ (Tautvaišiene et al., 2000; Smiljanic et al., 2009; Charbonnel & Lagarde, 2010).

¹⁵ O *early-AGB*, em inglês, *early Asymptotic Giant Branch*, Ramo Assintótico das Gigantes inicial, é um estágio posterior ao *clump* onde o núcleo da estrela passa a ser de carbono e oxigênio inertes e a fonte de energia da estrela vem de dois envelopes: um de hélio e outro de hidrogênio (Salaris & Cassisi, 2005).

Os modelos de evolução estelar indicam que os isótopos de oxigênio são modificados somente em regiões profundas da estrela. Na queima de hidrogênio, ^{17}O está diretamente relacionado com ^{16}O através do ciclo ON (pelas reações $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}(e^+, \nu)^{17}\text{O}$, ver Figura 6), assim, a razão isotópica $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ é uma medida da abundância inicial de ^{16}O , que é o isótopo mais abundante do ciclo, com variações na abundância inicial por ^{17}O (Lebzelter et al., 2015). Como discutido por Charbonnel & Lagarde (2010), uma mistura induzida por rotação é esperada para menores razões de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, quando comparado aos modelos com velocidades de rotação na Sequência Principal de Idade Zero (em inglês, *Zero Age Main Sequence*, ZAMS) de 110, 250 e 300 km/s. De outra forma, a mistura termoalina deveria afetar fracamente somente a razão $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ e não toda a razão $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$.

Na Figura 12, observamos que as razões $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ modificam seus valores iniciais próximos aos solares¹⁶ conforme a estrela avança no RGB até atingir valores $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \lesssim 20$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O} \sim 500$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} \gtrsim 600$ (Charbonnel & Lagarde, 2010). Além disso, na Figura 13, observamos a comparação entre os modelos padrão de evolução estelar e os dados observacionais das razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ em função da massa da estrela. Para estrelas de baixa massa, a razão isotópica do modelo padrão é mais alta do que a maioria dos valores obtidos na literatura (ver, por exemplo, Halabi & El Eid, 2016).

¹⁶ Os valores solares para as razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ são, respectivamente, 89, 2700 e 489 (Lodders et al., 2009).

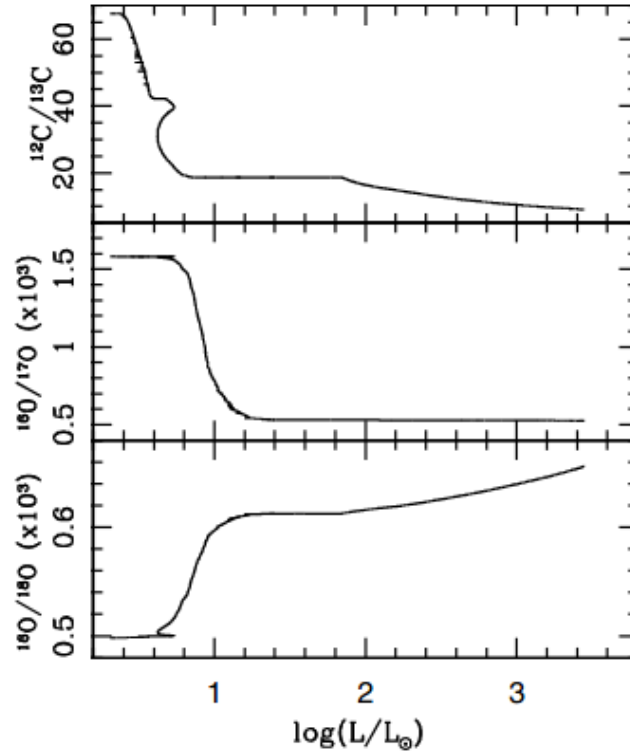


Figura 12 – Razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ obtidos com o modelo que considera a mistura rotacional (com velocidade de rotação inicial de 110 km/s) e termoalina para uma estrela de $1.25M_{\odot}$ (Charbonnel & Lagarde, 2010).

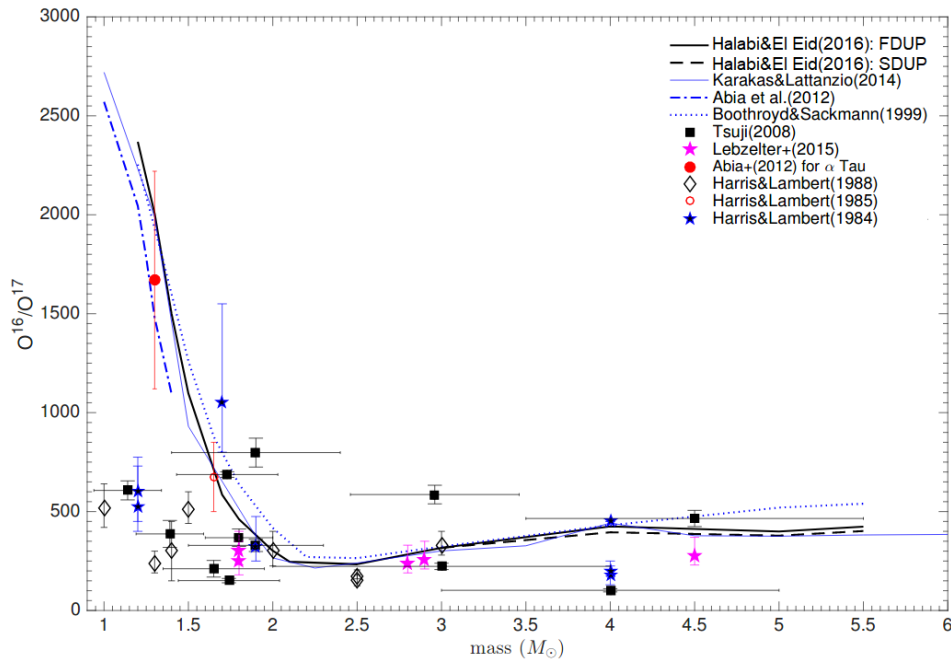


Figura 13 – Razão isotópica de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ em função da massa estelar para modelos padrão de primeiro *dredge-up* (em inglês, *First Dredge-up*, FDUP) e segundo *dredge-up*¹⁷(em inglês, *Second Dredge-up*, SDUP) de evolução estelar (linhas) e dados da literatura para estrelas gigantes (pontos) (Halabi & El Eid, 2016).

¹⁷ Processo que acontece em estrelas de $3 - 5 M_{\odot}$ na fase de AGB onde o alto fluxo de energia produzida pela queima da casca de hélio causa um enriquecimento na parte interna do envelope de hidrogênio que se expande e esfria, fazendo com que essa zona convectiva penetre dentro da zona de depleção de hidrogênio. Assim, as abundâncias superficiais de ^4He e ^{14}N aumentam, enquanto as abundâncias de ^{12}C e ^{16}O diminuem (Salaris & Cassisi, 2005).

Logo, além da razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, podemos utilizar as razões $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ para traçar o fenômeno de mixing e sua dependência com a massa estelar, melhorando nosso entendimento dos processos físicos que afetam a estrutura e a evolução estelar.

Para uma melhor caracterização do fenômeno de *extra-mixing* é necessário um maior número de observações, em quantidade e qualidade, investigando estrelas de diferentes massas e metalicidades (Tautvaišienė et al., 2015). Como os aglomerados estelares apresentam um amplo intervalo de idade e distâncias galactocêntricas, eles são essenciais para estudar a dinâmica e composição química de diferentes populações e componentes da Galáxia, (Joshi, 2017a,b; Peña Suárez et al., 2018). Assim, podemos utilizar estrelas gigantes vermelhas de aglomerados abertos a fim de entender melhor o processo de *extra-mixing* a partir da análise de tendências e/ou correlações entre os parâmetros estelares, como metalicidade, razão isotópica, razão de abundância $[\text{X}/\text{Fe}]$ para vários elementos químicos.

1.3 Objetivos

O objetivo deste trabalho é caracterizar espectroscopicamente uma amostra de 22 estrelas RGB de 9 aglomerados abertos (NGC188, NGC2682, NGC3680, NGC5822, IC4756, NGC6633, NGC3532, NGC6281 e NGC5460), buscando investigar o fenômeno de *extra-mixing* através das abundâncias de CNO e razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ por meio de espectros de alta qualidade na região do visível e do infravermelho próximo. Além de determinar os parâmetros atmosféricos e as abundâncias químicas das estrelas, obtemos informações cinemáticas (velocidade radiais), úteis para a caracterização de pertencimento das estrelas aos aglomerados estudados.

2 Dados Observacionais

2.1 Objetos estudados

Poucos aglomerados abertos apresentam o ramo das gigantes bem populado. Logo, para estudar o fenômeno de *extra-mixing* em estrelas com metalicidade próxima à metalicidade solar é normalmente necessário combinar observações de estrelas em diferentes aglomerados. Como as variações de abundância envolvidas no processo de *extra-mixing* são observadas em estrelas do RGB, buscamos analisar estes objetos em diversos aglomerados abertos para investigar a relação deste fenômeno em função da massa e do estágio evolutivo das estrelas. As estrelas em aglomerados abertos apresentam uma massa bem definida a partir do ajuste de isócronas (mais detalhes na Seção 3.1), compartilham a mesma idade e composição química, além de ser possível descrever o seu estágio evolutivo a partir do CMD do aglomerado. A distribuição na Galáxia da amostra de aglomerados analisados neste trabalho pode ser observada na Figura 14.

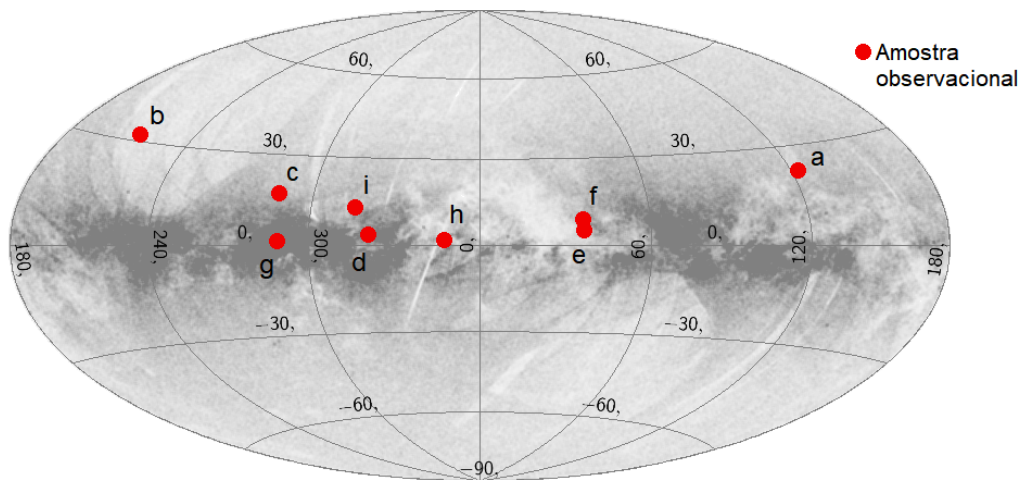


Figura 14 – Distribuição espacial dos aglomerados abertos analisados neste trabalho em coordenadas Galácticas com projeção de Aitoff. Identificação dos aglomerados segundo a Tabela 1.

Os dados dos aglomerados abertos analisados foram obtidos a partir do catálogo WEBDA (Dias et al., 2002) e podem ser observados na Tabela 1 além da indicação do número de estrelas analisadas em cada aglomerado. Para a maioria dos aglomerados abertos da amostra, foram observados uma ou duas estrelas enquanto que para o aglomerado NGC188, observamos 10 objetos (Tabela 1), tendo em vista que ele apresenta muitas estrelas no ramo das gigantes vermelhas em diferentes estágios evolutivos do RGB¹ (*low*, *bump* e *up*-RGB, além do *clump* e *early*-AGB). Um RGB bem populado evita problemas relacionados a desvios nas medidas de idade e composição química da amostra, assim como precisar o estágio evolutivo da estrela. Portanto, este aglomerado é ideal para testar modelos de evolução estelar, sendo importante na caracterização do processo de *extra-mixing* analisado neste trabalho. O restante da amostra analisada consiste de estrelas gigantes vermelhas do *clump* e/ou subindo o RGB (*upper* RGB) em aglomerados que apresentam um intervalo de metalicidade de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.18$ a $+0.11$ e massa entre 1.1 e $5.5 M_{\odot}$. Na Figura 15 estão os *finding charts* dos aglomerados indicando as estrelas que foram analisadas espectroscopicamente.

Tabela 1 – Informações básicas dos aglomerados abertos analisados no presente trabalho (ver catálogo WEBDA; Dias et al., 2002).

Aglomerado Aberto	AR* (hh:mm:ss)	Dec.* (dd:mm:ss)	l (°)	b (°)	Distância (pc)	Idade (10 ⁹ anos)	N _★	ID
NGC188	00:47:28	+85:15:18	122.843	22.384	2047	4.29	10	a
NGC2682	08:51:18	+11:48:00	215.696	31.896	908	2.56	1	b
NGC3680	11:25:38	-43:14:36	286.764	16.919	938	1.19	1	c
NGC5822	15:04:21	-54:23:48	321.573	3.593	917	0.66	2	d
IC4756	18:39:00	+05:27:00	36.381	5.242	484	0.50	1	e
NGC6633	18:27:15	+06:30:30	36.011	8.328	376	0.43	2	f
NGC3532	11:05:39	-58:45:12	289.571	1.347	486	0.31	2	g
NGC6281	17:04:41	-37:59:06	347.731	1.972	479	0.31	2	h
NGC5460	14:07:27	-48:20:36	315.746	12.628	678	0.16	1	i

* Coordenadas equatoriais J2000.

AR: Ascensão Reta; Dec.: Declinação; l: Latitude Galáctica; b: Longitude Galáctica; N_★: Número de estrelas analisadas por aglomerado; ID: Identificador do aglomerado.

¹ Para mais detalhes, ver Figura 5.

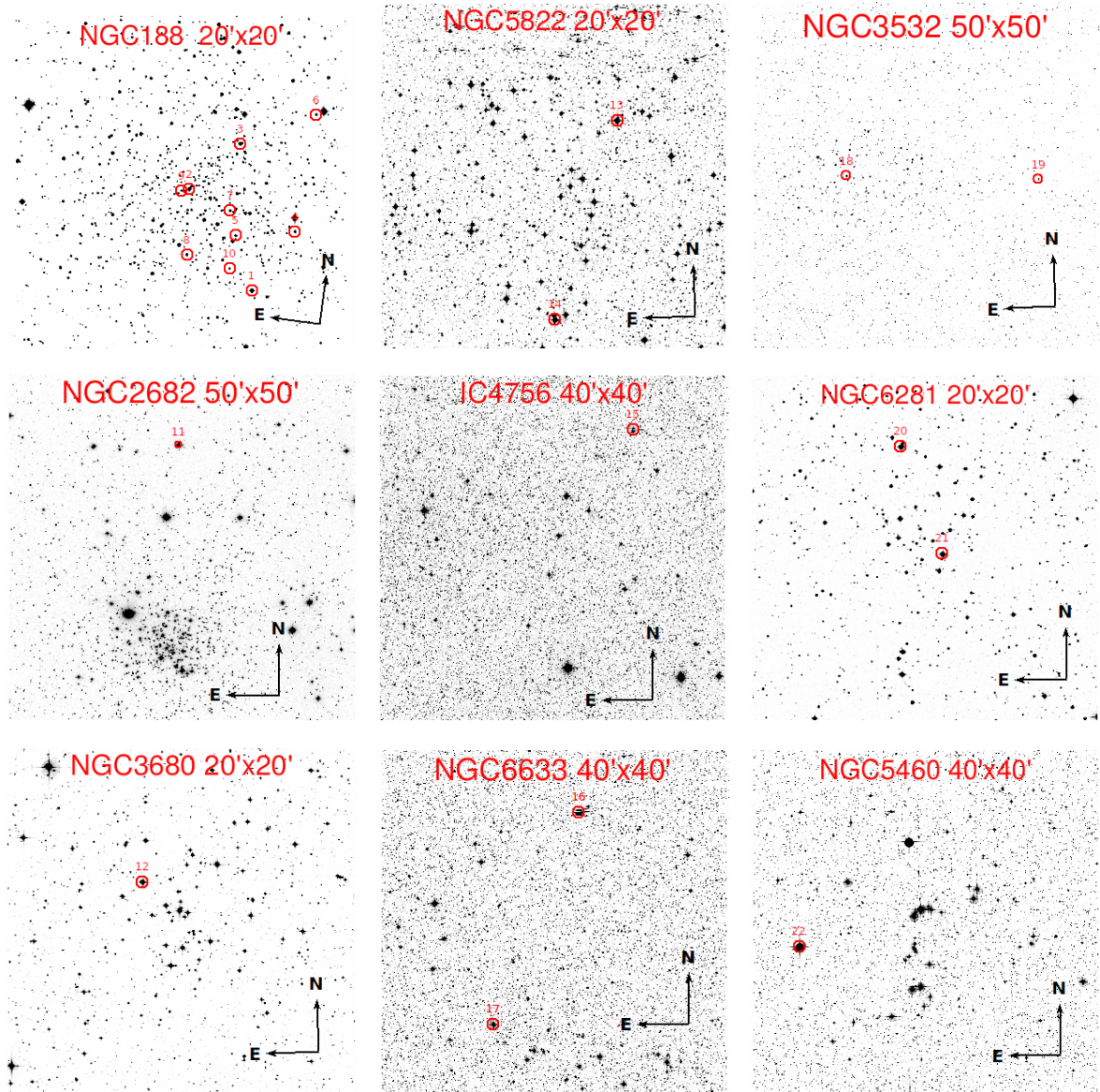


Figura 15 – Identificação das estrelas observadas espectroscopicamente em cada aglomerado aberto analisado no trabalho (ESO - DSS²; *European Southern Observatory - Digitized Sky Survey*).

Foram obtidos espectros de alta resolução na região do visível para estrelas RGB do aglomerado NGC188 e no infravermelho, em torno de $4.6 \mu\text{m}$, para o restante da amostra. Esta região do infravermelho apresenta um grande número de linhas das bandas fundamentais de rotação e vibração da molécula de CO onde muitas linhas dos isotópologos³ $^{12,13}\text{C}^{16,17,18}\text{O}$ são encontradas e podem ser utilizadas para determinar as razões isotópicas $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ (mais detalhes na Seção 2.2). A maior parte desses objetos foi analisada anteriormente na região do visível por Smiljanic et al. (2009), sendo calculada parâmetros atmosféricos, abundâncias e razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ para a amostra. Uma porção do espectro reduzido para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10), pode ser

² <http://archive.eso.org/dss/dss>

³ Moléculas que apresentam a mesma composição química, mas diferem somente em composição isotópica.

observada na Figura 16.

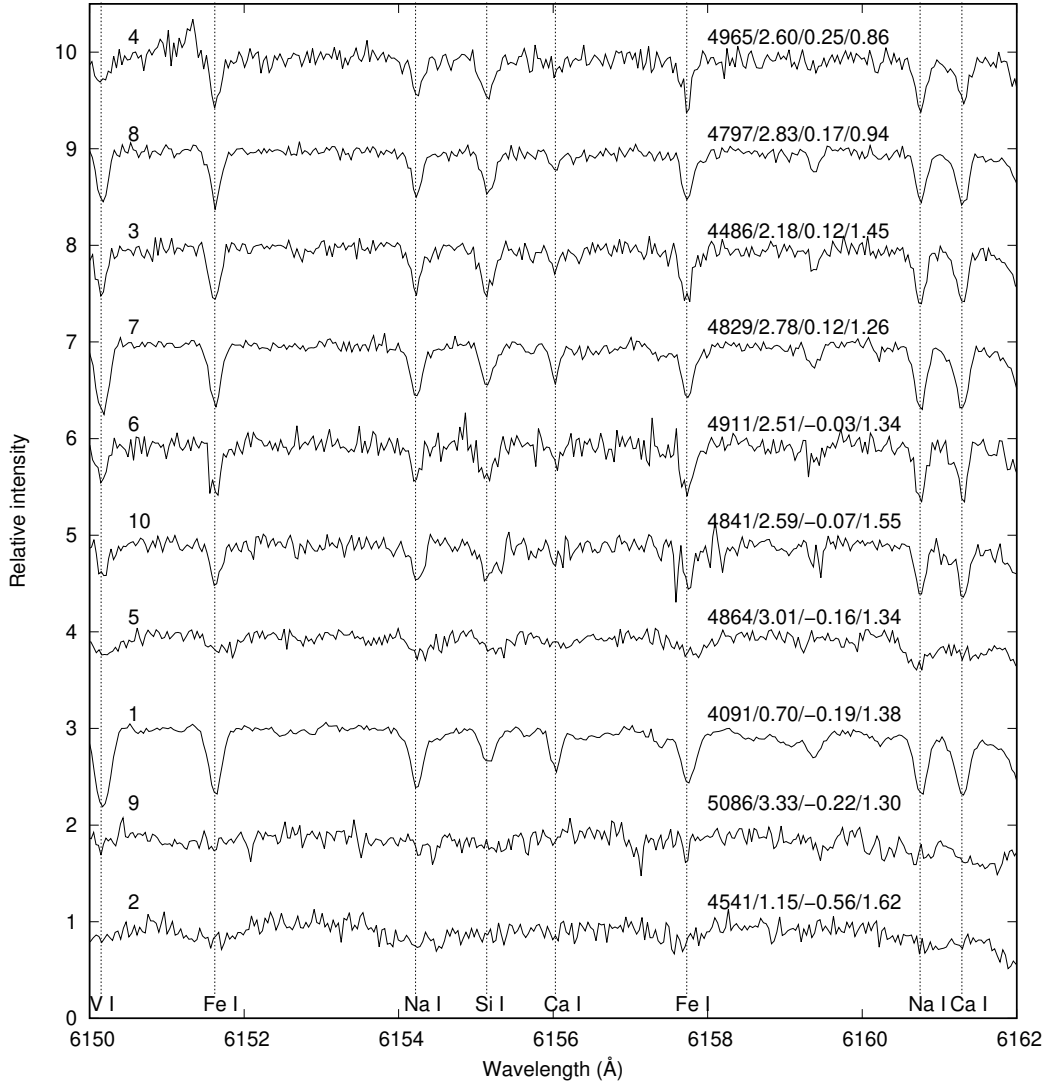


Figura 16 – Região do espectro observado do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10) com a identificação de algumas linhas. Acima de cada espectro, à esquerda, está indicado o ID da estrela (ver Tabela 2) e, à direita, os parâmetros atmosféricos espectroscópicos: temperatura efetiva (T_{eff}), gravidade superficial ($\log g$), metalicidade ($[\text{Fe}/\text{H}]$) e microturbulência ξ (km/s). Os resultados dos parâmetros atmosféricos espectroscópicos podem ser observados na Seção 4. Os espectros estão ordenados de forma decrescente em metalicidade.

Na Tabela 2 estão dispostas informações da observação do espectros, tais como tempo de exposição t_{exp} , razão sinal-ruído (S/N), a data de observação e o instrumento utilizado na observação obtidas ao final da redução. Para calcular a razão sinal-ruído, utilizamos o *software* IRAF⁴ (Image Reduction and Analysis Facility), que contém ferramentas de análise de dados astronômicos através de tarefas (*tasks*) de pacotes. O cálculo foi realizado por meio da *task* do IRAF *splot*, em uma pequena região do espectro contínuo selecionada com o cursor do mouse. A região considerada não apresenta muitas linhas

⁴ <http://www.iraf.noao.edu/>

espectrais e foi escolhida com o auxílio dos atlas de uma estrela de mesmo tipo espectral da amostra, Arcturus, no visível (Hinkle et al., 2000) e infravermelho (Hinkle et al., 1995).

Tabela 2 – Dados das observações dos objetos analisados no trabalho.

Estrela	ID	Exp. (s)	S/N*	Data de Observação
ESPADOnS@CFHT				
NGC188-3018	1	600	36	24/11/2009
NGC188-1001	2	600	25	30/11/2009
NGC188-2072	3	900	30	09/09/2009
NGC188-2026	4	2700	23	01/12/2009
NGC188-1116	5	2700	26	09/09/2009
NGC188-3140	6	3600	20	30/11/2009
NGC188-1061	7	3600	29	01/12/2009
NGC188-2187	8	3600	42	02/12/2009
NGC188-1006	9	3525	15	30/09, 04/10 e 29/11/2009
NGC188-2194	10	3525	18	09/09/2009
CRIRES@VLT				
NGC2682-MMU6495	11	300	157	08/04 e 01/05/2012
NGC3680-44	12	400	122	02/05/2012
NGC5822-1	13	400	137	09/04/2012
NGC5822-240	14	400	169	02/05/2012
IC4756-69	15	400	112	02/05/2012
NGC6633-78	16	60	160	02/05/2012
NGC6633-100	17	400	185	02/05/2012
NGC3532-MMU19	18	300	106	09/04/2012
NGC3532-MMU649	19	300	133	09/04/2012
NGC6281-3	20	300	107	09/04/2012
NGC6281-4	21	300	193	02/05/2012
NGC5460-MMU17	22	100	114	02/05/2012

* S/N medido em ~ 6073 Å para os objetos 1 a 10 (exceto objeto 7, em 6075 Å) e em ~ 46720 Å para os objetos 11 a 22.

ID: Identificador da estrela neste trabalho; Exp.: Tempo de exposição de cada espectro.

2.2 Observações e redução dos dados

As observações para a amostra de estrelas do aglomerado NGC188 foram realizadas sob proposta do PI (*Principal Investigator*) Prof. Dr. Rodolfo Smiljanic, do *Nicolaus Copernicus Astronomical Center*, da *Polish Academy of Sciences*, em Varsóvia, Polônia, sob o programa 09BB02, durante algumas noites dos meses de setembro, outubro e novembro de 2009 (ver Tabela 2). Foram obtidos espectros com o espectrógrafo ESPADOnS (em inglês, *Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars*, Dispositivo Espectropolarimétrico *Echelle* para Observação de Estrelas) do CFHT (em inglês, *Canada-*

France-Hawaii Telescope, Telescópio Canadá-França-Havaí) de 3.6 m localizado em Mauna Kea, Havaí (Manset & Donati, 2003).

Foi utilizado o detector CCD (em inglês, *Charge Coupled Device*, Dispositivo de Carga Acoplada) EEV1 com 2048x4500 píxeis, com píxel de tamanho de 13.5 μm . A região espectral coberta foi de 3690 a 10480 \AA , em 40 ordens. Os espectros obtidos são de alta resolução ($R = 68000$), $S/N \sim 15 - 42$ e no modo “estrela+céu” (“*star+sky*”).

A redução dos dados foi realizada por um dos membros da colaboração através da *pipeline* do CFHT, Upena⁵ (versão 1.0), usando o pacote de redução Libre-ESpRIT (versão 2.12, 20 de abril de 2006; Donati et al., 1997). Os espectros são disponibilizados ao final da redução normalizados, precisando apenas serem removidas as linhas telúricas⁶, que foi realizado utilizando a *task telluric* do IRAF.

O restante da amostra foi observada, sob proposta do PI Prof. Dr. Rodolfo Smiljanic, sob os programas 089.D-0716(A) e 089.D-0716(B), durante as noites de 8 e 9 de abril (*run A*) e 1º e 2 de maio de 2012 (*run B*). Informações sobre os dados das observações também podem ser observadas na Tabela 2. Os espectros foram obtidos a partir do espectrógrafo CRIRES (em inglês, *CRyogenic high-resolution InfraRed Echelle Spectrograph*, Espectrógrafo Echelle Infravermelho de Alta Resolução Criogênico). O espectrógrafo CRIRES está instalado no foco B Nasmyth da unidade de telescópio #1 (Antu) de 8 m do VLT (*Very Large Telescope*) localizado em Cerro Paranal, Chile (Käeuffl et al., 2004).

Foi utilizado um mosaico 4x1 de quatro detectores CCDs (Aladdin III InSb) totalizando 4096x512 píxeis, com píxel de tamanho de 27 μm e escala de píxeis de 0.086 arcsec/píxel. Apesar de o espectrógrafo CRIRES apresentar uma cobertura espectral de 9500 a 52000 \AA , consideramos o intervalo de comprimento de onda de 45615 a 46784 \AA , correspondendo a ordem 12 da grade de difração e comprimento de onda de referência $\lambda_{\text{ref}} = 46376 \text{\AA}$. Os dados foram observados com poder resolutor $R = 100000$, $S/N \sim 83 - 152$ e com uma largura de fenda de 0.2 arcsec. Podemos observar a imagem do espectro de uma estrela de ciência na Figura 17.

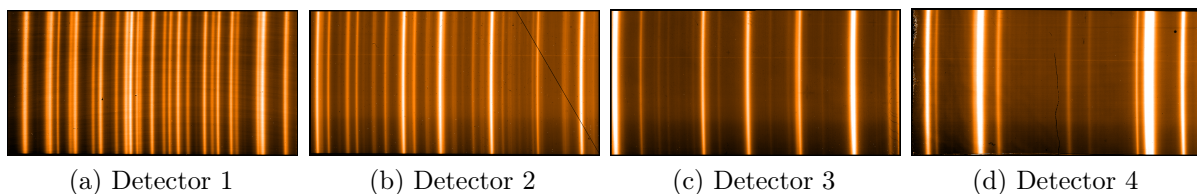


Figura 17 – Imagem dos espectros para o objeto 13 (NGC5822-1).

⁵ <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Upena/>

⁶ Linhas de absorção geradas pelos gases presentes na atmosfera terrestre.

A redução dos dados foi realizada por mim através da *pipeline* disponibilizada pelo ESO, EsoRex⁷ (em inglês, *ESO Recipe Execution Tool*, Ferramenta de Execução de *Recipe* do ESO, versão 3.13.2). O EsoRex é um *software* de linha de comando para executar tarefas de redução de dados manualmente ou incorporadas a partir de *script* personalizados (*recipe*) (Jung, 2019). Com o auxílio do Manual do Usuário (Smoker, 2011) e *Pipeline* do CRIRES (Jung, 2019) e do *cookbook* de redução de dados (Smoker et al., 2013), aprendemos as estratégias utilizadas na redução dos dados a partir da *pipeline* EsoRex. Um fluxograma simplificado dos passos seguidos na redução dos dados pode ser observado na Figura 18.

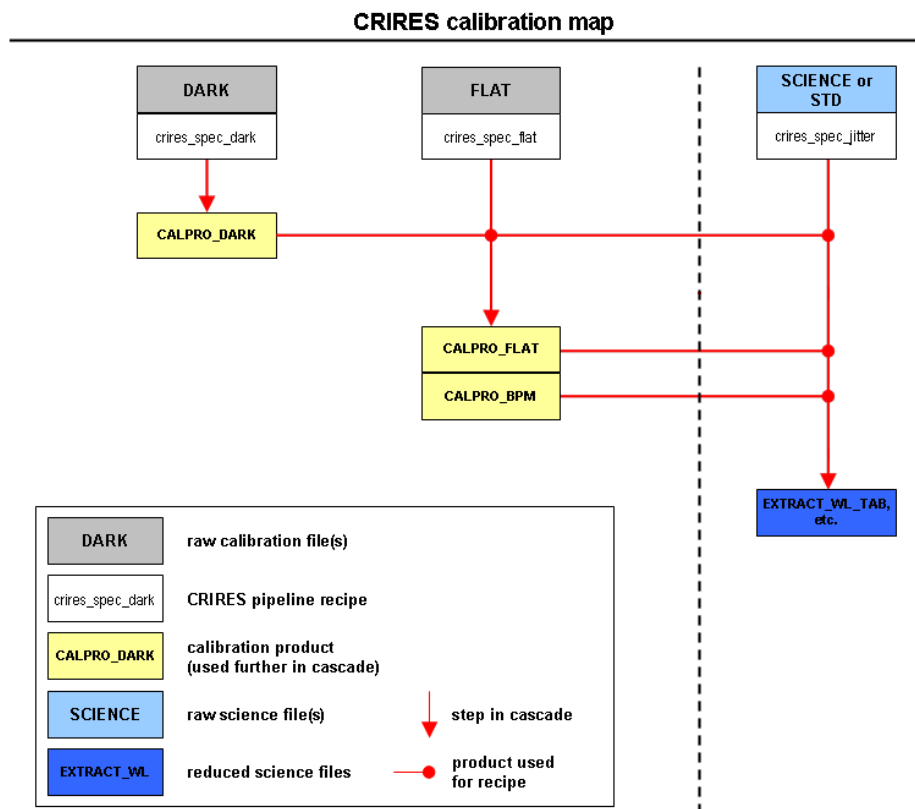


Figura 18 – Fluxograma dos passos seguidos na redução dos dados, conforme indicado nos manuais e *cookbook* disponibilizados pelo ESO (adaptado de ESO, 2008; Jung, 2019).

Os *darks* são imagens de longa exposição em que o detector não está exposto à luz e servem para subtrair a corrente de escuro dos dados. O plano de calibração especifica que três *darks* devem ser obtidos para cada tempo de integração do detector (DIT, em inglês *Detector Integration Time*, Tempo de Integração do Detector) utilizado nas observações dos objetos de ciência e de calibração. A partir destes *darks*, foi produzido um *master*

⁷ <https://www.eso.org/sci/software/cpl/esorex.html>

dark (Figura 19) para cada DIT, com o auxílio da *recipe crires_spec_dark*, com produto de calibração CALPRO_DARK (ver Figura 18). Podemos observar na Figura 19 que nas extremidades dos quatro detectores um brilho fraco (*detector glow*). Uma forma de diminuir esse brilho, é obtendo *darks* com DIT pequenos (< 600 s), de forma que, na média, a contagem média do ruído de leitura e o seu desvio padrão sejam próximos de zero (Smoker et al., 2013).

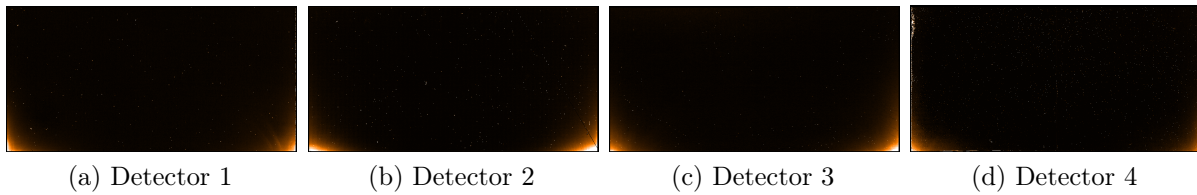


Figura 19 – *Darks* de 20 s obtidos para o *run A*.

Iluminando o detector com uma lâmpada de halogênio ou emissor de infravermelho uniformemente obtemos uma imagem (*flat*) em que buscamos determinar a curvatura espectral geral (*blaze*) dos detectores, variações de ganho de pixel a pixel e o mapa de píxeis defeituosos (*bad pixel map*). Tomando três arquivos de *flat*, o *master dark* correspondente ao DIT utilizado para obtenção dos arquivos de *flat* (5 s) e o arquivo dos coeficientes de não linearidade do detector na data das observações, a partir da *recipe crires_spec_flat*, foram obtidas o *master flat* (Figura 20) e o mapa de píxeis defeituosos do detector (*bad pixel map*) (Figura 21), com produtos de calibração CALPRO_FLAT e CALPRO_BPM, respectivamente (ver Figura 18). Encontramos nos detectores 1, 2 e 4 pontos e linhas escuros causados por píxeis defeituosos que no processo de redução, a *pipeline* leva em conta na correção desses defeitos.

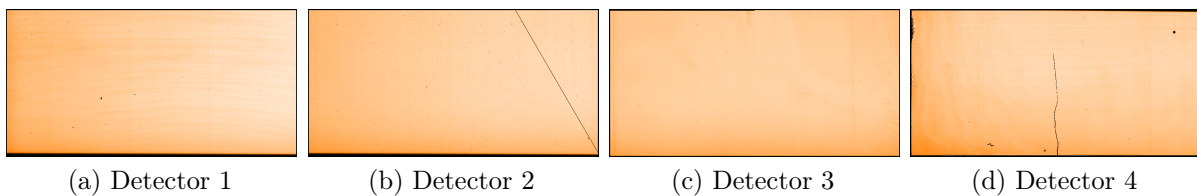


Figura 20 – *Flats* obtidos para o *run A*.

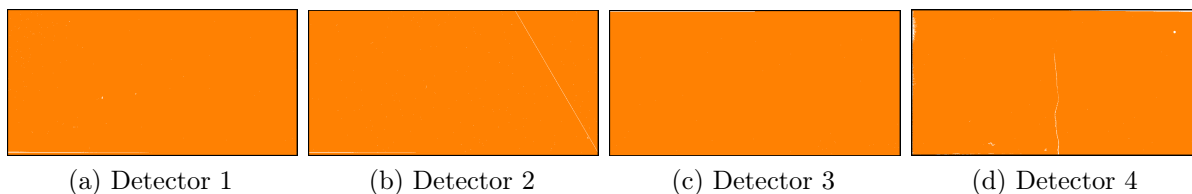


Figura 21 – Mapa de píxeis defeituosos (em branco) para o *run A*.

Utilizamos o modelo físico (*physical model*) da disposição das linhas espectrais no detector na data de observação disponibilizado pelo ESO para calibração em comprimento de onda dos espectros, apesar de Smoker (2011) recomendar que no intervalo espectral observado utilizemos uma lâmpada halógena e de N_2O , já que não encontramos na data de observação esse espectro no intervalo de onda considerado. No intervalo espectral observado, $45615 \leq \lambda \leq 46784 \text{ \AA}$, o modelo físico é uma boa forma de calibração dos espectros, pois apresenta uma pequena variação (< 5 pixel) e deslocamento médio na calibração desprezível (média = 0) (Smoker et al., 2013).

Para a redução dos espectros dos objetos de ciência e de calibração, utilizamos o *master flat* e o mapa de píxeis defeituosos calculados anteriormente, o modelo físico das linhas espectrais no detector e o arquivo dos coeficientes de não linearidade do detector na data das observações, os arquivos com catálogos de linhas espectrais para o intervalo espectral observado do banco de dados HITRAN (em inglês, *High-Resolution Transmission Molecular Absorption Database*, Banco de Dados de Absorção Molecular de Transmissão de Alta Resolução; Gordon et al. (2017)) e de N_2O para a calibração em comprimento de onda (arquivos disponibilizados no *site* do CRIRES⁸), o *master dark* correspondente ao DIT dos espectros a serem reduzidos, além do auxílio da *recipe* `crires_spec_jitter`, produzindo o arquivo de ciência reduzido `EXTRACT_WL_TAB` (ver Figura 18).

Como as regiões analisadas nos espectros apresentam linhas telúricas, realizamos a remoção destas linhas antes de analisarmos os espectros. Na Figura 22 estão indicadas as regiões onde há linhas telúricas e quais as moléculas responsáveis.

⁸ <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/crires/tools.html>

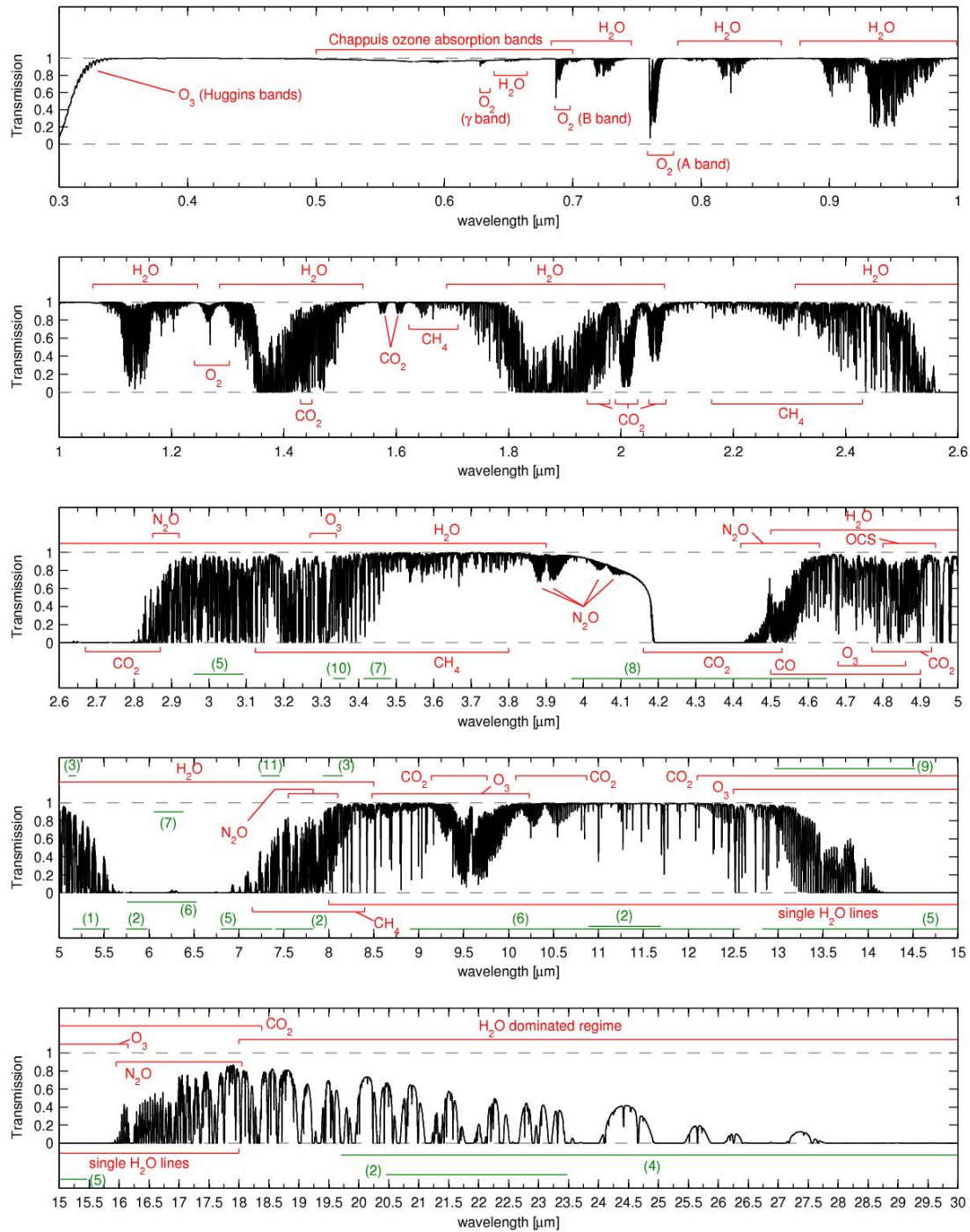
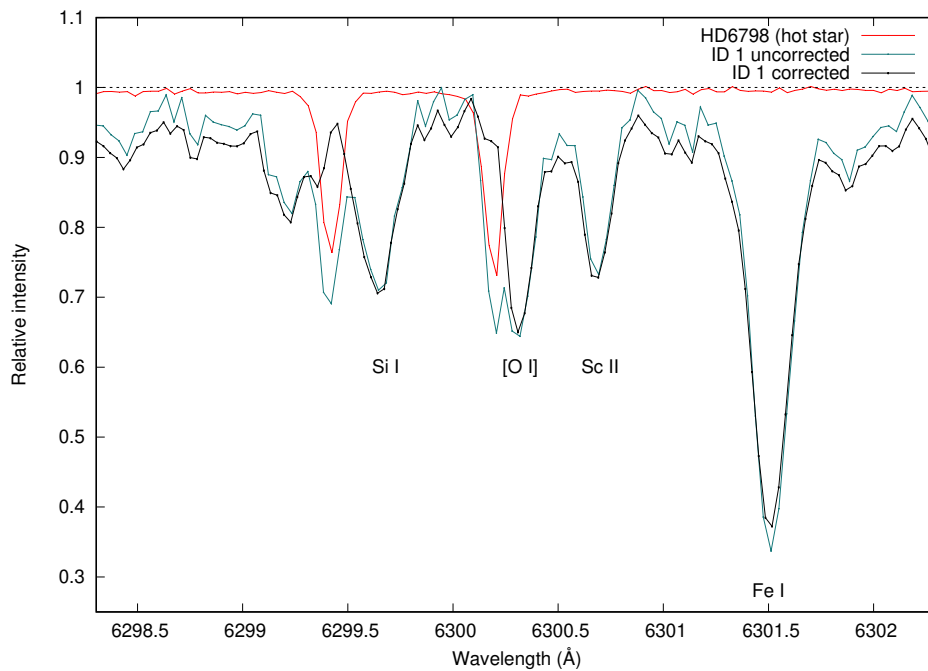


Figura 22 – Espectro sintético ($R \sim 10000$) de absorção do céu entre 0.3 e 30 μm calculado com o código LBLRTM (em inglês, *Line-By-Line Radiative Transfer Model*, Modelo de Transferência Radiativa Linha-por-Linha) a partir do perfil anual do céu de Cerro Paranal. As regiões em vermelho indicam regiões com transmissão mais afetados por linhas telúricas (O_2 , O_3 , H_2O , CO , CO_2 , CH_4 , OCS , e N_2O) e em verde indicam menores contribuições ((1) NO ; (2) HNO_3 ; (3) COF_2 ; (4) H_2O_2 ; (5) HCN ; (6) NH_3 ; (7) NO_2 ; (8) N_2 ; (9) C_2H_2 ; (10) C_2H_6 e (11) SO_2 ; Smette et al., 2015).

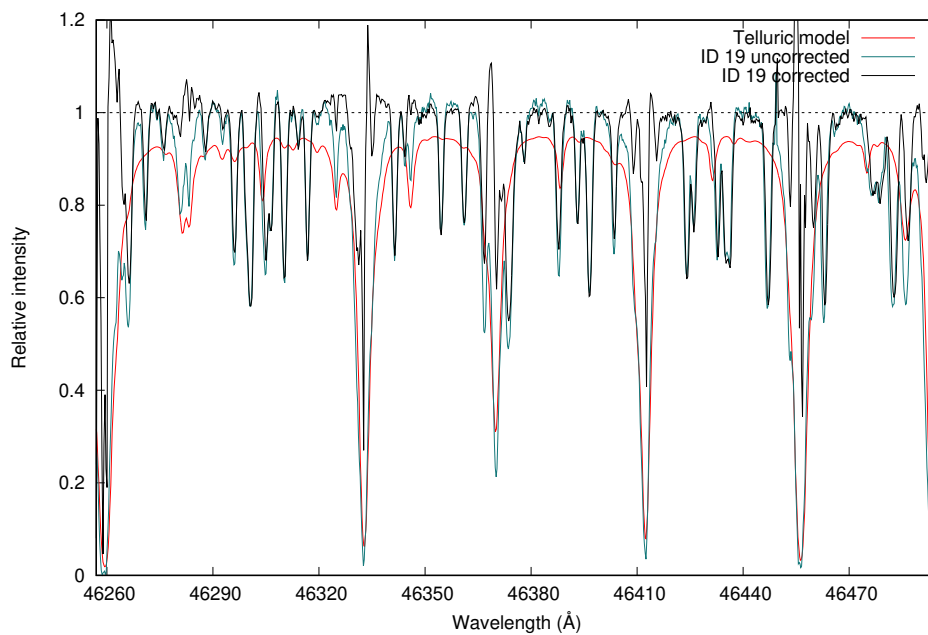
Uma estratégia para a remoção das linhas telúricas consiste em realizar a razão entre o espectro de uma estrela quente (tipo espectral O, B) observada nas mesmas condições da estrela de ciência. Aplicando a *task telluric* do IRAF, as linhas telúricas foram removidas para os espectros da amostra do aglomerado NGC188. O resultado para o objeto 1 (NGC188-3018) pode ser observado na Figura 23a.

A região analisada na amostra do CRIRES apresenta muitas linhas telúricas, como podemos observar na Figura 22, assim utilizamos uma outra abordagem para remoção da contaminação telúrica. Utilizamos o *software* Molecfit⁹ (versão 1.5.9; Smette et al., 2015; Kausch et al., 2015) para este fim, ao inserirmos no código as informações sobre as principais moléculas que dominam as linhas telúricas no intervalo espectral da amostra, CO, N₂O, H₂O e N₂. O software calcula e ajusta a concentração destes gases através de um perfil das condições atmosféricas no instante de observação, gerando um modelo da contribuição telúrica na região do espectro a ser ajustado. Geralmente, a correção é satisfatória para frações de transmissão maiores que 70 a 80% (Noll et al., 2019). A remoção das linhas telúricas em toda a amostra do CRIRES foi realizada segundo esses passos e o resultado para o objeto 19 (NGC3532-MMU649) pode ser observado na Figura 23b.

⁹ <https://www.eso.org/sci/software/pipelines/skytools/molecfit>



(a)



(b)

Figura 23 – Comparação entre os espectros observados (com linhas telúricas) e corrigidos por linhas telúricas com o CFHT (a) e CRIRES (b).

As observações da amostra do CRIRES foram realizadas em duas noites (*runs* A e B), assim os mesmos métodos de extração e redução foram aplicados em ambos os dados. Ao final da redução, os espectros disponibilizados precisaram ser normalizados ao utilizarmos a *task continuum* do IRAF.

3 Metodologia

3.1 Fotometria

Utilizando os dados existentes na literatura para as magnitudes das estrelas dos aglomerados, podemos estimar os parâmetros atmosféricos de temperatura efetiva T_{eff} , gravidade superficial $\log g$ e microturbulência ξ a partir de calibrações fotométricas. As calibrações apresentam um intervalo de aplicabilidade que depende da cor, metalicidade e tipo espectral do objeto analisado, assim buscamos calibrações que se aplicam aos nossos dados.

Foram consideradas magnitudes para os objetos analisados do sistema fotométrico 2MASS (J , H e K_s) e Johnson (B e V) para estimar as temperaturas efetivas T_{eff} . As magnitudes adotadas neste trabalho e suas referências estão indicadas na Tabela 3. Utilizamos o ajuste de isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012) no diagrama cor-magnitude (CMD) dos aglomerados por inspeção visual para determinar o excesso de cor $E(B - V)$, módulo de distância $(m - \mathcal{M})_V$, a idade, metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$, massa de *turn-off* M_{TO} e o estágio evolutivo das estrelas da amostra. Em primeira aproximação, assumimos que pouca ou nenhuma perda de massa ocorreu entre o *turn-off* da Sequência Principal e o estágio em que as estrelas estão no RGB, de forma que, a massa de *turn-off* do aglomerado é uma boa estimativa para a massa das estrelas, já que em estrelas gigantes vermelhas não há uma forte perda de massa (Gilroy & Brown, 1991; Reddy et al., 2013; Stello et al., 2016). Os valores obtidos foram utilizados para estimar os parâmetros atmosféricos fotométricos. A partir do ajuste das isócronas, podemos derivar o estágio evolutivo das estrelas em cada aglomerado, considerando a sua posição relativa no CMD (ver, por exemplo, os principais pontos e as fases do estágio evolutivo de uma estrela CMD da Figura 1 em Lagarde et al., 2012). Neste trabalho, utilizamos a mesma nomenclatura adotada por Smiljanic et al. (2009) para designar o estágio evolutivo das estrelas da sua amostra.

Tabela 3 – Magnitudes e cores utilizadas nos cálculos dos parâmetros atmosféricos fotométricos.

ID	B^a (mag)	V^a (mag)	J^b (mag)	H^b (mag)	K_s^b (mag)	K_J (mag)
1	12.887 ± 0.008	11.368 ± 0.012	8.580 ± 0.026	7.892 ± 0.038	7.652 ± 0.023	7.683 ± 0.023
2	13.053 ± 0.008	11.922 ± 0.009	9.966 ± 0.027	9.398 ± 0.029	9.260 ± 0.021	9.294 ± 0.021
3	13.689 ± 0.008	12.416 ± 0.009	10.208 ± 0.027	9.549 ± 0.031	9.429 ± 0.021	9.462 ± 0.021
4	14.565 ± 0.009	13.618 ± 0.011	11.925 ± 0.027	11.440 ± 0.032	11.381 ± 0.024	11.417 ± 0.024
5	14.871 ± 0.012	13.933 ± 0.011	12.167 ± 0.027	11.676 ± 0.029	11.551 ± 0.021	11.586 ± 0.021
6	14.963 ± 0.009	13.927 ± 0.011	12.072 ± 0.025	11.526 ± 0.030	11.496 ± 0.018	11.532 ± 0.018
7	15.205 ± 0.009	14.158 ± 0.011	12.283 ± 0.025	11.786 ± 0.032	11.698 ± 0.023	11.734 ± 0.023
8	15.132 ± 0.009	14.074 ± 0.009	12.234 ± 0.029	11.700 ± 0.030	11.567 ± 0.023	11.602 ± 0.023
9	15.824 ± 0.008	14.886 ± 0.009	13.197 ± 0.035	12.709 ± 0.036	12.675 ± 0.030	12.712 ± 0.030
10	15.947 ± 0.010	14.950 ± 0.011	13.136 ± 0.027	12.640 ± 0.033	12.589 ± 0.021	12.625 ± 0.021
11	10.850	9.370	6.809 ± 0.021	6.116 ± 0.026	5.933 ± 0.029	5.965 ± 0.029
12	11.290	10.060	7.876 ± 0.023	7.305 ± 0.053	7.165 ± 0.018	7.199 ± 0.018
13	10.330	9.040	6.790 ± 0.035	6.142 ± 0.042	5.966 ± 0.021	5.998 ± 0.021
14	10.760	9.370	7.072 ± 0.024	6.440 ± 0.036	6.254 ± 0.016	6.287 ± 0.016
15	10.290	9.240	7.151 ± 0.02	6.669 ± 0.031	6.537 ± 0.020	6.572 ± 0.020
16	8.740	7.310	5.005 ± 0.294	4.225 ± 0.228	4.087 ± 0.036	4.118 ± 0.036
17	9.440	8.310	6.330 ± 0.020	5.827 ± 0.034	5.674 ± 0.018	5.709 ± 0.018
18	8.687	7.727	6.064 ± 0.027	5.631 ± 0.051	5.463 ± 0.024	5.499 ± 0.024
19	9.014	8.013	6.209 ± 0.021	5.707 ± 0.046	5.550 ± 0.023	5.585 ± 0.023
20	9.040	7.940	6.018 ± 0.023	5.494 ± 0.026	5.357 ± 0.023	5.392 ± 0.023
21	9.250	8.100	6.129 ± 0.020	5.592 ± 0.027	5.455 ± 0.024	5.490 ± 0.024
22	8.680	7.560	5.651 ± 0.027	5.143 ± 0.038	4.93 ± 0.018	4.964 ± 0.018
ID	$(V - K)_{J,0}$ (mag)	$(V - K)_{TCS,0}$ (mag)	$(J - K)_{TCS,0}$ (mag)	$(B - V)_0$ (mag)	$(J - H)_{TCS,0}$ (mag)	
1	3.562 ± 0.023	3.587 ± 0.023	0.866 ± 0.033	1.474 ± 0.014	0.644 ± 0.032	
2	2.504 ± 0.021	2.537 ± 0.021	0.653 ± 0.033	1.086 ± 0.012	0.534 ± 0.031	
3	2.830 ± 0.021	2.861 ± 0.021	0.723 ± 0.033	1.228 ± 0.012	0.617 ± 0.031	
4	2.077 ± 0.024	2.113 ± 0.024	0.498 ± 0.035	0.902 ± 0.014	0.459 ± 0.033	
5	2.223 ± 0.021	2.258 ± 0.021	0.567 ± 0.033	0.893 ± 0.016	0.464 ± 0.031	
6	2.272 ± 0.018	2.306 ± 0.018	0.528 ± 0.030	0.991 ± 0.014	0.514 ± 0.028	
7	2.301 ± 0.023	2.335 ± 0.023	0.537 ± 0.033	1.002 ± 0.014	0.470 ± 0.031	
8	2.349 ± 0.023	2.382 ± 0.023	0.616 ± 0.036	1.013 ± 0.013	0.503 ± 0.034	
9	2.051 ± 0.030	2.086 ± 0.030	0.477 ± 0.044	0.893 ± 0.012	0.462 ± 0.042	
10	2.201 ± 0.021	2.236 ± 0.021	0.501 ± 0.033	0.952 ± 0.015	0.469 ± 0.031	
11	3.194 ± 0.029	3.222 ± 0.029	0.801 ± 0.034	1.403	0.638 ± 0.033	
12	2.683 ± 0.018	2.714 ± 0.018	0.649 ± 0.028	1.165	0.531 ± 0.027	
13	2.781 ± 0.021	2.811 ± 0.021	0.743 ± 0.039	1.215	0.592 ± 0.037	
14	2.823 ± 0.016	2.853 ± 0.016	0.737 ± 0.028	1.315	0.577 ± 0.026	
15	2.064 ± 0.020	2.099 ± 0.020	0.482 ± 0.027	0.830	0.402 ± 0.026	
16	2.478 ± 0.036	2.511 ± 0.036	0.754 ± 0.284	1.170	0.661 ± 0.270	
17	1.888 ± 0.018	1.924 ± 0.018	0.503 ± 0.026	0.870	0.408 ± 0.025	
18	2.160 ± 0.024	2.195 ± 0.024	0.562 ± 0.035	0.935	0.418 ± 0.033	
19	2.360 ± 0.023	2.393 ± 0.023	0.618 ± 0.030	0.976	0.481 ± 0.028	
20	2.013 ± 0.023	2.049 ± 0.023	0.539 ± 0.031	0.905	0.448 ± 0.030	
21	2.075 ± 0.024	2.111 ± 0.024	0.551 ± 0.030	0.955	0.460 ± 0.028	
22	2.226 ± 0.018	2.260 ± 0.018	0.625 ± 0.031	0.968	0.452 ± 0.030	

ID: Identificador da estrela neste trabalho (ver Tabela 2).

Referências para fotometria: (a) nas bandas B e V , Stetson et al. (2004, objetos 1 a 10), Mermilliod et al. (2008, objetos 2, 18 e 19) e WEBDA (Dias et al., 2002, objetos 12 a 17, 20 a 22); (b) nas bandas J , H e K_s por Cutri et al. (2003) do catálogo 2MASS (Skrutskie et al., 2006).

3.1.1 Temperatura efetiva

Para determinar a temperatura efetiva escolhemos as calibrações fotométricas de Alonso et al. (1999, ver errata de Alonso et al. (2001)) para as cores $V - K$ e $J - K$, já que elas são bons indicadores de temperatura para estrelas gigantes G e K (Alonso et al., 1999; da Silva et al., 2006; Huang et al., 2015). Estas calibrações apresentam uma dependência fraca em metalicidade e luminosidade. Por exemplo, para a cor $V - K$, um erro de 0.05

em magnitude implica em um erro de 0.7 a 1.0% em temperatura, e para a cor $J - K$, um erro de 0.03 em magnitude corresponde a um erro de 1.7 a 2.5% em temperatura (Alonso et al., 1999).

As calibrações de Alonso et al. (1999) utilizam o sistema TCS (*Telescopio Carlos Sánchez*). Desta forma, as cores e magnitudes obtidas da literatura (Tabela 3) precisaram ser transformadas para este sistema fotométrico, conforme pode ser observado na Figura 24. As transformações foram realizadas do sistema 2MASS para o sistema CIT (*California Institute of Technology*, Carpenter, 2001) e então para o sistema TCS (Alonso et al., 1998). As diferenças médias entre as cores nos sistemas 2MASS e TCS é de cerca de ~ 0.26 mag para a cor $V - K$ e ~ 0.08 mag para a cor $J - K$. Assim, para uma maior precisão nos resultados fotométricos, é necessário realizar corretamente as correções entre os sistemas fotométricos, bem como propagar as incertezas envolvidas nas calibrações fotométricas. Antes de aplicarmos as calibrações, devemos considerar a extinção interestelar. Como as expressões para a extinção utilizadas neste trabalho são dadas por Rieke & Lebofsky (1985) no sistema Johnson, transformamos as cores do sistema TCS para o sistema Johnson (Alonso et al., 1998) e em seguida retornamos ao sistema TCS com as magnitudes corrigidas.

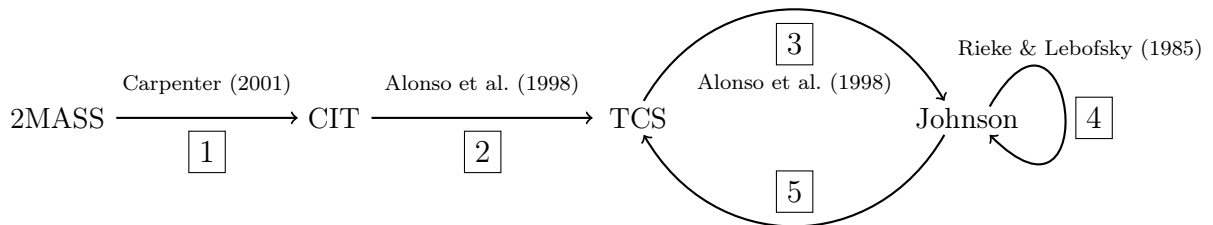


Figura 24 – Diagrama dos passos envolvidos nas transformações entre os sistemas fotométricos.

A demonstração das equações para as transformações entre os sistemas fotométricos pode ser encontrada no Apêndice B (Equações 65, 66 e 72). Aqui apresentamos apenas o resultado final:

$$K_J = K_{s,2MASS} + 0.044 - 0.014 (J - K_s)_{2MASS} \quad (1)$$

$$(V - K)_{TCS,0} = 0.050 + 0.993 (V - K)_J - 2.725 E(B - V) \quad (2)$$

$$(J - K)_{TCS,0} = 0.96 (J - K_s)_{2MASS} - 0.477 E(B - V) - 0.003 \quad (3)$$

A partir dos resultados obtidos para as cores corrigidas $(V - K)_{TCS,0}$ (Equação 2) e $(J - K)_{TCS,0}$ (Equação 3) de cada estrela, calculamos as suas temperaturas fotométricas, considerando os intervalos de aplicabilidade das calibrações.

3.1.2 Gravidade superficial

A partir da temperatura efetiva fotométrica podemos estimar a gravidade superficial da estrela. De forma mais completa, a demonstração desta equação pode ser encontrada no Apêndice C (Equação 88). Ao adotarmos os parâmetros canônicos para o Sol: $T_{\text{eff},\odot} = 5772$ K, $\log g_{\odot} = 4.44$ dex, $\mathcal{M}_{\text{bol},\odot} = 4.74$ mag (ver Mamajek et al., 2015; Prša et al., 2016) e a massa da estrela M_{\star} em massas solares (M_{\odot}), o resultado final obtido foi a expressão:

$$\log g_{\star} = 4.44 + \log \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{5772} \right) + \frac{2}{5} [m_V - 3.09 E(B - V) - (m - \mathcal{M})_V + BC_V - 4.74] \quad (4)$$

O módulo de distância $(m - \mathcal{M})_V$, o excesso de cor $E(B - V)$ e a massa das estrelas M_{\star} podem ser obtidos ao se ajustar isócronas ao CMD dos aglomerados (ver Seção 3.1), enquanto que a correção bolométrica BC_V na banda V da estrela pode ser calculada das relações dadas por Alonso et al. (1999) (Equações 5 e 6) segundo o intervalo de aplicabilidade da temperatura T_{eff} .

$$BC_V = -\frac{0.05531}{X} - 0.6177 + 4.420 X - 2.669 X^2 + 0.6943 X [\text{Fe}/\text{H}] - 0.1071 [\text{Fe}/\text{H}] - 0.008612 [\text{Fe}/\text{H}]^2, \text{ para } 3.50 \leq \log T_{\text{eff}} \leq 3.67 \quad (5)$$

$$BC_V = -\frac{0.09930}{X} + 0.02887 + 2.275 X - 4.425 X^2 + 0.3505 X [\text{Fe}/\text{H}] - 0.05558 [\text{Fe}/\text{H}] - 0.005375 [\text{Fe}/\text{H}]^2, \text{ para } 3.65 \leq \log T_{\text{eff}} \leq 3.96 \quad (6)$$

onde $X = \log T_{\text{eff}} - 3.52$.

3.1.3 Microturbulência

Utilizando os resultados fotométricos para a temperatura e a gravidade superficial, buscamos uma estimativa fotométrica para a microturbulência a partir das relações de Gratton et al. (1996) e *Gaia*-ESO Survey (em comunicação privada com Prof. Dr. Rodolfo Smiljanic). Ao considerar os intervalos de temperatura e gravidade da amostra, utilizamos estas relações:

$$\xi = -0.322 \log g + 2.22, \text{ para } 4027 \leq T_{\text{eff}} \leq 6346 \text{ K e } -0.31 \leq \log g \leq 5.19 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \xi = & 1.47 + 4.58 \cdot 10^{-4} (T_{\text{eff}} - 4798) + 2.16 \cdot 10^{-7} (T_{\text{eff}} - 4798)^2 - 0.508 (\log g - 2.38) - \\ & - 0.0771 (\log g - 2.38)^2 + 0.22 ([\text{Fe}/\text{H}] + 0.71) + 0.0545 ([\text{Fe}/\text{H}] + 0.71)^2, \end{aligned} \quad (8)$$

para $3922 \leq T_{\text{eff}} \leq 7500 \text{ K}$, $0.50 \leq \log g \leq 3.50$ e $-4.50 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0.42$

3.1.4 Incertezas

A partir das expressões das calibrações fotométricas utilizadas, calculamos as incertezas na temperatura fotométrica considerando a lei de propagação de incerteza (Lima et al., 2013). Esta lei permite estimar a incerteza $\sigma(y)$ de uma grandeza de saída y dependente de n grandezas de entrada x_i , onde $i = 1, 2, \dots, n$, e é dada pela expressão:

$$\sigma(y) = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)^2 \sigma^2(x_1) + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2}\right)^2 \sigma^2(x_2) + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n}\right)^2 \sigma^2(x_n)} \quad (9)$$

As calibrações fotométricas para temperatura de Alonso et al. (1999) são descritas por funções θ_{eff} que dependem de uma cor x e da metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ do objeto:

$$\theta_{\text{eff}} = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x [\text{Fe}/\text{H}] + a_4 [\text{Fe}/\text{H}] + a_5 [\text{Fe}/\text{H}]^2 \quad (10)$$

e que a temperatura efetiva T_{eff} é dada por:

$$T_{\text{eff}} = \frac{5040}{\theta_{\text{eff}}}, \quad (11)$$

onde os coeficientes a_i , com $i = 1 \dots 5$, são obtidos a partir de um ajuste para uma amostra de estrelas gigantes (Alonso et al., 1999).

Aplicando a lei da propagação de incerteza às expressões 10 e 11 e considerando a incerteza da calibração da cor encontramos:

$$\sigma(T_{\text{eff}}) = \left(\frac{2.54 \cdot 10^7}{\theta_{\text{eff}}^4} \left((a_1 + 2a_2x + a_3 [\text{Fe}/\text{H}])^2 \sigma_x^2 + (a_3x + a_4 + 2a_5 [\text{Fe}/\text{H}])^2 \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2 \right) + \sigma_{\text{int},x}^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

onde σ_x é a incerteza na cor x , $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}$ é a incerteza na metalicidade e $\sigma_{\text{int},x}$ é a incerteza da calibração da cor x de Alonso et al. (1999) utilizada na calibração ($\sigma_{\text{int},(V-K)_{TCS}} = 40 \text{ K}$ e $\sigma_{\text{int},(J-K)_{TCS}} = 125 \text{ K}$).

Da mesma forma, a incerteza na gravidade superficial $\sigma(\log g)$, cuja expressão pode ser obtida na Equação 4, é dada por:

$$\sigma(\log g) = \sqrt{\frac{3.018}{T_{\text{eff}}^2} \sigma^2(T_{\text{eff}}) + 0.16 \sigma^2(BC_V)}, \quad (13)$$

onde σ_{BC_V} é a incerteza da correção bolométrica na banda V :

$$\sigma(BC_V) = \left(\left(\frac{b_1}{x^2} + b_3 + 2b_4x + b_5 [\text{Fe}/\text{H}] \right)^2 \sigma_x^2 + \left(b_5x + b_6 + 2b_7 [\text{Fe}/\text{H}] \right)^2 \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2 + \sigma_{\text{int}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

em que σ_{int} é a incerteza da calibração e os coeficientes b_i , com $i = 1 \dots 7$, são obtidos ao escrevermos, de forma geral, a correção bolométrica das Equações 5 e 6 como:

$$BC_V = -\frac{b_1}{x} + b_2 + b_3x + b_4x^2 + b_5x [\text{Fe}/\text{H}] + b_6 [\text{Fe}/\text{H}] + b_7 [\text{Fe}/\text{H}]^2 \quad (15)$$

Para a microturbulência, as incertezas para as calibrações de Gratton et al. (1996) e *Gaia*-ESO obtidas pelos mesmos métodos anteriores são, respectivamente:

$$\sigma(\xi) = \sqrt{0.104 \cdot \sigma^2(\log g) + \sigma_{\text{int,Gratton}}^2} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\xi) = & \left(\left(4.58 \cdot 10^{-4} + 4.32 \cdot 10^{-7} (T_{\text{eff}} - 4798) \right)^2 \sigma^2(T_{\text{eff}}) + \right. \\ & + \left(-0.508 - 0.1542(\log g - 2.38) \right)^2 \sigma^2(\log g) + \\ & \left. + \left(0.220 + 0.109([\text{Fe}/\text{H}] + 0.71) \right)^2 \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2 + \sigma_{\text{int,Gaia}}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17) \end{aligned}$$

onde $\sigma_{\text{int,Gratton}} = 0.3$ km/s e $\sigma_{\text{int,Gaia}} = 0.63$ km/s.

3.2 Espectroscopia

Ao observarmos o espectro de uma estrela notamos uma curva característica para a distribuição de energia emitida por comprimento de onda do objeto e linhas de emissão ou absorção características dos elementos que estão presentes na estrela. Apesar de a espectroscopia ter se iniciado no século XVII com os experimentos sobre óptica do físico e matemático inglês Isaac Newton (1666–1672) e ter se desenvolvido durante o século XIX, foi somente no começo do século XX, com o desenvolvimento da Mecânica Quântica, que entendemos melhor os fenômenos envolvidos na formação do espectro de um objeto.

3.2.1 Formação de linhas espectrais

Um modelo adequado para o espectro de uma estrela considera que a radiação (energia) emitida por unidade de tempo, por unidade de área, por unidade de ângulo sólido e por unidade de comprimento de onda (intensidade específica monocromática) e pode ser descrito como o de um corpo negro de temperatura T em equilíbrio térmico. O corpo negro é um objeto teórico que é um absorvedor perfeito, e em equilíbrio térmico,

por consequência, é um emissor perfeito. Desta forma, podemos definir uma temperatura efetiva T_{eff} para uma estrela, como sendo a temperatura de um corpo negro que emite a mesma quantidade de energia por unidade de área e por unidade de tempo (luminosidade) da estrela (Karttunen et al., 2007).

Max Planck (1858-1947), físico alemão, postulou em 1900 que a energia dos fótons é quantizada, $E = h\nu$, onde h é a constante de Planck ($h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$), e assim pode deduzir o espectro do corpo negro. O espectro de um corpo negro a temperatura T também é conhecido como a distribuição espectral de Planck (planckiana) e sua expressão é dada pela Lei de Planck:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (18)$$

onde h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz ($c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$), k é a constante de Boltzmann ($k = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$) e λ é o comprimento de onda (Barbieri, 2007).

Na Figura 25 podemos observar planckianas para temperaturas efetivas típicas de estrelas de tipo espectral semelhantes a da nossa amostra (G, K e M).

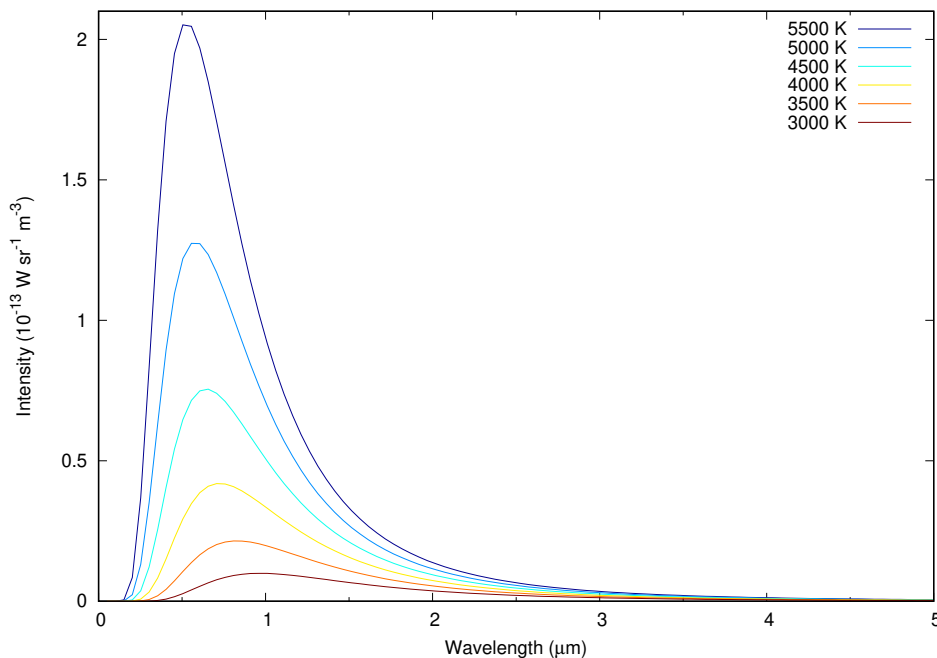


Figura 25 – Planckianas para temperaturas efetivas T_{eff} típicas de estrelas de tipos espectrais G, K e M.

A distribuição de Planck apresenta um máximo de emissão em um comprimento de onda que depende da temperatura T do corpo negro (ver Figura 25). Conforme a

temperatura T aumenta, o comprimento de onda λ_{max} correspondente ao pico da emissão diminui. Wilhelm Wien (1864-1928), físico alemão, descobriu empiricamente em 1893 uma expressão para calcular este resultado, conhecida como Lei de Deslocamento de Wien:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \quad (19)$$

A Lei de Planck prevê a Lei de Deslocamento de Wien (Barbieri, 2007), podendo ser obtida ao buscarmos o máximo da distribuição, isto é, diferenciando a Equação 18 em relação ao comprimento de onda λ e considerando que no comprimento de onda λ_{max} a derivada é nula. A solução desta equação para a variável λ_{max} resulta na expressão da Lei de Deslocamento de Wien (Equação 19).

Jožef Stefan (1835-1893), físico e matemático austríaco, obteve empiricamente em 1879 que fluxo total F de radiação emitida (energia por unidade de tempo e por unidade de área) por um corpo negro em equilíbrio térmico é proporcional a sua temperatura efetiva T elevada à quarta potência (Equação 20). Em 1884, Ludwig Boltzmann (1844-1906), físico austríaco, derivou teoricamente a mesma expressão encontrada por Stefan utilizando argumentos da Termodinâmica Estatística. Assim, a expressão (Equação 20) ficou conhecida como a Lei de Stefan-Boltzmann:

$$F = \sigma T^4 \quad (20)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$).

A Lei de Planck também prevê a Lei de Stefan-Boltzmann (Karttunen et al., 2007). Ela pode ser obtida ao se integrar a expressão (Equação 18) em comprimento de onda e em ângulo sólido (considerando um fluxo emitido isotropicamente) para se obter o fluxo total detectado pelo observador. Um fato interessante é que este resultado relaciona a constante de Stefan-Boltzmann com outras constantes fundamentais presentes na Lei de Planck (a constante de Planck h , a velocidade da luz c e a constante de Boltzmann k).

Os primeiros *insights* para os fenômenos envolvidos na produção das linhas espectrais foram obtidos a partir da espectroscopia. Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887), físico alemão, enunciou em 1860 três leis empíricas ao analisar diversos espectros sobre a formação das linhas espectrais (Carroll & Ostlie, 2014) e que podem ser observadas esquematicamente na Figura 26:

1. Um corpo opaco quente (sólido, líquido ou gasoso) emite radiação em um espectro contínuo (radiação de corpo negro).
2. Um gás quente e difuso produz linhas de emissão.
3. Um gás frio e difuso na frente de uma fonte de um espectro contínuo produz linhas de absorção no espectro contínuo.

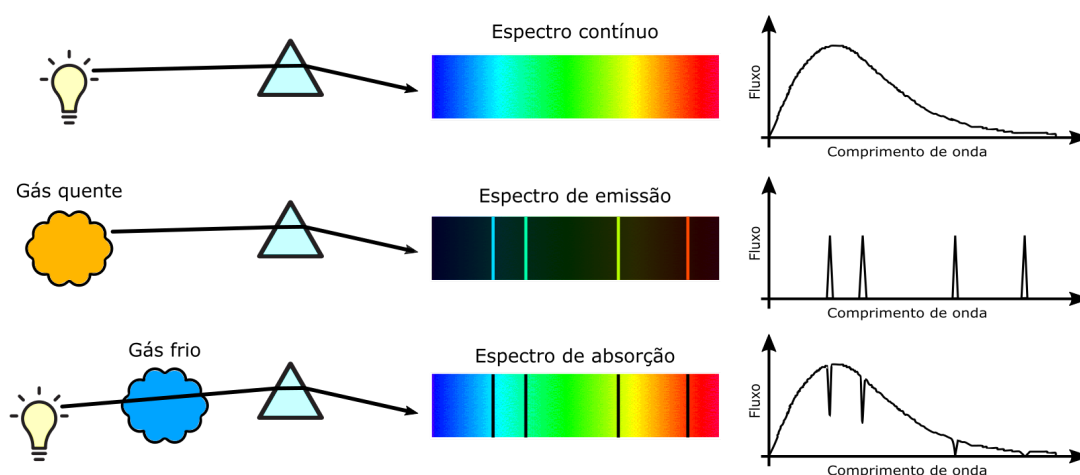


Figura 26 – Representação das três Leis de Kirchhoff da espectroscopia.

Assim, a partir destas leis empíricas, podemos modelar o espectro estelar considerando duas componentes, a fotosfera que emite como um corpo negro (correspondendo ao espectro contínuo) e a atmosfera estelar como um gás frio (responsável pelas linhas de absorção). A origem das linhas de absorção e emissão está relacionada com a absorção e emissão de fótons nos átomos e moléculas presentes na atmosfera.

Niels Bohr (1885-1962), físico dinamarquês, propôs em 1913 um modelo atômico para explicar como as linhas de emissão e absorção eram produzidas ao assumir que (Eisberg & Resnik, 1979):

1. O módulo do momento angular orbital do elétron L é quantizado.

$$L = n\hbar \quad (21)$$

onde $n = 1, 2, \dots$ é chamado de número quântico principal e \hbar é a constante de Planck reduzida, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.055 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$. Esta quantização tem por consequência que a energia orbital do elétron é quantizada.

2. *As órbitas eletrônicas são estacionárias.* O elétron se move em uma órbita circular em torno do núcleo por meio da força coulombiana sem a emissão ou absorção de radiação. Assim, para cada órbita podemos associar um nível de energia n , correspondente ao número quântico principal.
3. *A emissão ou absorção de radiação acontece quando o elétron salta de um nível para outro.* Ao absorver ou emitir radiação, o elétron emite um fóton com energia $E = \Delta E = h\nu$, onde h é a constante de Planck e ΔE corresponde a diferença de energia entre os dois níveis.

Os postulados assumidos por Bohr são uma combinação da Física Clássica e da antiga Mecânica Quântica que utilizam aproximações semi-clássicas. Ao considerarmos a moderna Mecânica Quântica e a equação de Schrödinger para descrever estes fenômenos, encontramos, casualmente, os mesmos resultados (Griffiths, 2011). Assim, podemos aplicar este modelo atômico para explicar a formação das linhas espectrais de absorção e emissão.

Quando o elétron absorve um fóton de energia igual a diferença de energia entre dois níveis, ele salta do nível de menor energia para um nível de maior energia. Desta forma, ao observarmos o espectro contínuo, haverá no comprimento de onda correspondente a energia daquele fóton ($E = \frac{hc}{\lambda}$), uma diminuição no fluxo detectado da fonte, gerando uma linha de absorção.

Caso o elétron esteja em um nível de maior energia, ele irá saltar para um nível de menor energia emitindo um fóton com energia correspondente a diferença de energia entre os níveis inicial e final. Assim, será observado no espectro um aumento no fluxo para aquele comprimento de onda corresponde a energia do fóton. Podemos observar, esquematicamente, a formação das linhas de absorção e emissão na Figura 27 (Carroll & Ostlie, 2014).

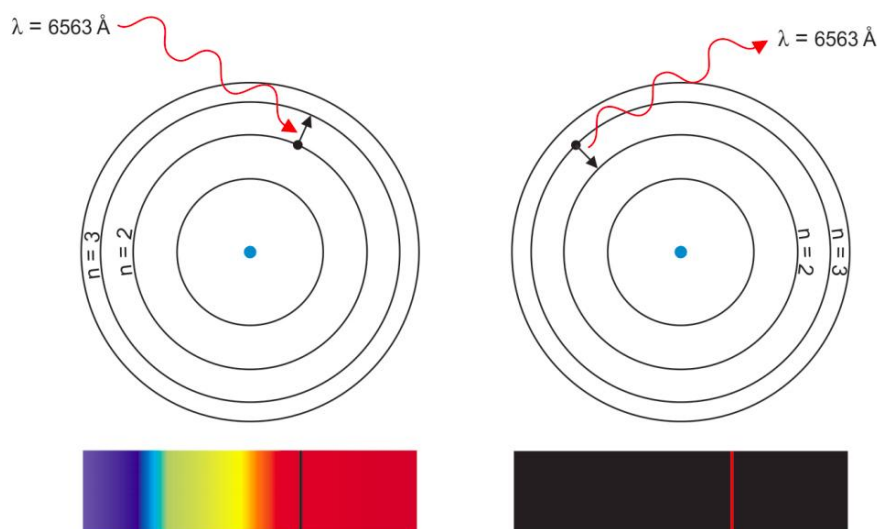


Figura 27 – Representação esquemática da formação de uma linha de absorção (esquerda) e de emissão (direita) para a transição eletrônica entre os níveis $n = 2$ e $n = 3$ do átomo de H (Kepler & Saraiva, 2014).

Nas atmosferas estelares, o processo de formação das linhas espectrais pode ser descrito considerando a transmissão de energia que foi gerada no interior da estrela para fora por meio do transporte radiativo. A partir da propagação de um feixe de radiação em uma certa direção em um meio, por meio das interações entre os fótons e os átomos e/ou moléculas do gás, há absorção e emissão de radiação enquanto o feixe atravessa o gás. Este processo pode ser observado esquematicamente na Figura 28.

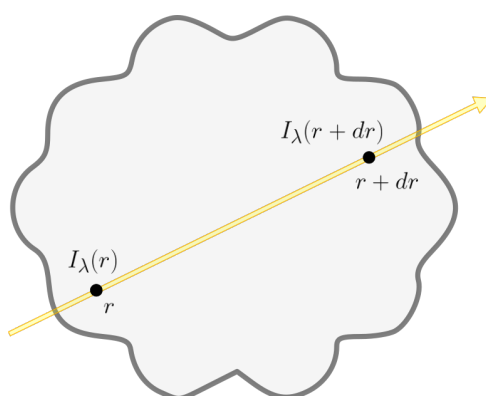


Figura 28 – Representação esquemática envolvida no processo de transporte radiativo.

Assim, considerando a intensidade do feixe luminoso I_λ antes e depois de atravessar uma região entre r e $r + dr$ no gás (ver Figura 28), podemos escrever a variação da intensidade luminosa dI_λ como sendo:

$$I_\lambda(r + dr) - I_\lambda(r) = j_{\lambda\rho} dr - k_{\lambda\rho} I_\lambda dr \Rightarrow dI_\lambda = j_{\lambda\rho} dr - k_{\lambda\rho} I_\lambda dr \quad (22)$$

onde ρ é a densidade do gás, dr é o comprimento percorrido pelo feixe, j_λ é o coeficiente de emissão e k_λ é o coeficiente de absorção, que é definido a partir do livre caminho l médio do fóton:

$$l = \frac{1}{n\sigma_\lambda} = \frac{1}{k_\lambda\rho} \quad (23)$$

em que n é a densidade numérica de absorvedores de radiação no gás e σ_λ é a seção de choque de absorção. Assim, em uma camada de espessura L , a profundidade óptica τ_λ é definida a partir da expressão:

$$\tau_\lambda = \int_0^L k_\lambda\rho dr \Rightarrow d\tau_\lambda = k_\lambda\rho dr \quad (24)$$

Logo, a partir das definições de profundidade óptica (Equação 24) e da função fonte $S_\lambda \equiv \frac{j_\lambda}{k_\lambda}$, que descreve todos os processos de emissão e absorção que acontecem no meio, isto é, destruição, criação e espalhamento de fótons. Então, Equação 22 se torna:

$$\begin{aligned} dI_\lambda &= \left(\frac{j_\lambda}{k_\lambda} - I_\lambda \right) k_\lambda\rho dr \\ dI_\lambda &= (S_\lambda - I_\lambda)d\tau_\lambda \\ \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} &= S_\lambda - I_\lambda \end{aligned} \quad (25)$$

A solução da Equação 25 para uma função fonte S_λ genérica é dada por:

$$I_\lambda(\tau_\lambda) = \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-(\tau_\lambda-t_\lambda)} dt_\lambda + I_\lambda(0) e^{-\tau_\lambda} \quad (26)$$

Considerando o Equilíbrio Termodinâmico Local (*Local Thermodynamical Equilibrium*, LTE), cada camada da atmosfera está em equilíbrio termodinâmico, então em uma dada camada, a expressão para a função fonte S_λ é dada por:

$$S_\lambda = B_\lambda(T) \quad (27)$$

onde $B_\lambda(T)$ é a função de distribuição de Planck (Equação 18). Assim, a lei empírica de Kirchoff para a espectroscopia pode ser expressa como (Maciel, 1999; Gray, 2005):

$$j_\lambda = k_\lambda B_\lambda(T) \quad (28)$$

Na atmosfera estelar, os fenômenos relacionados com a absorção luminosa são as transições ligado-ligado (*bound-bound*), ligado-livre (*bound-free*) e livre-livre (*free-free*). As transições eletrônicas entre dois níveis energéticos de um mesmo átomo são exemplos de transições ligado-ligado, conforme comentado anteriormente. Como no interior estelar os

átomos de H e He estão praticamente ionizados, podem existir elementos mais pesados que não estão ionizados, dando origem a essas transições. O processo de ionização é o responsável pelas transições ligado-livre, quando um elétron absorve um fóton com energia suficiente para escapar do átomo. Com uma alta densidade de átomos de H e elétrons, há a formação de íons H^- , que contribuem sobretudo para a opacidade. Nas transições livre-livre, um elétron é acelerado ao passar próximo de outra carga, como um átomo. Nesse processo, a principal contribuição vem dos átomos de H e He ionizados no interior estelar (Maciel, 1999).

Uma linha espectral apresenta um alargamento pois os níveis de energia não são infinitamente estreitos e os átomos apresentam um movimento relativo ao observador. Os mecanismos principais que determinam o perfil da linha espectral são os alargamentos natural, colisional e térmico (Gray, 2005).

O alargamento natural da linha é devido ao princípio de incerteza quântico em energia ($\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$), tendo em vista que os estados em um certo nível de energia apresentam tempos de vida finita e que estados com curta duração têm grandes incertezas na energia. Assim, um fóton emitido apresenta um intervalo de comprimento de onda, correspondendo a este intervalo de incerteza em energia. O perfil da linha para o alargamento natural da linha é uma lorentziana $L(\omega)$, que pode ser escrita de uma forma normalizada e como função da frequência angular ω , onde $\omega = 2\pi\nu$:

$$L(\omega) = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (29)$$

onde ω_0 é a frequência angular central da distribuição e γ é um parâmetro que especifica a largura do alargamento (Puls, 2018). As larguras observadas das linhas espectrais nas estrelas são sempre maiores do que as larguras do alargamento natural das linhas (Gray, 2005).

O alargamento colisional ou de pressão é resultante da interação colisional entre os átomos de um gás e outras partículas, como íons, elétrons, outros átomos ou moléculas. As colisões geram o decaimento eletrônico nos átomos de níveis excitados para níveis inferiores, reduzindo o tempo de vida de um estado, levando a linhas mais alargadas. O aumento da largura da linha espectral devido a colisão, aumenta conforme a densidade ou pressão, bem como a temperatura (Gray, 2005; Valverde et al., 2016). O perfil da linha para o alargamento colisional é uma lorentziana onde a largura do alargamento γ depende da pressão e da temperatura do gás, sendo calculado a partir de aproximações que levam

em conta o tipo de interação atômica (Stark linear, Stark quadrático ou van der Waals; Gray, 2005).

O alargamento térmico ou Doppler é devido ao movimento térmico ou turbulência de larga escala dos átomos individuais de um gás. Assim, um fóton emitido por um átomo se aproximando de um observador, será detectado com um comprimento de onda menor do que aquele emitido pelo átomo parado. O efeito inverso acontece quando o átomo está se afastando do observador. Além disso, quanto maior a temperatura, maior a velocidade média dos átomos no gás (Valverde et al., 2016). Considerando uma distribuição de velocidades para os átomos na linha de visada dada pela distribuição de Maxwell-Boltzmann, onde o número de átomos $N(v) dv$ com uma velocidade entre v e $v + dv$ é descrita por:

$$N(v) dv = \frac{N}{v_m \sqrt{\pi}} e^{-(v/v_m)^2} dv \quad (30)$$

em que a velocidade mais provável v_m é dada por $v_m = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$, onde k é a constante de Boltzmann, T é a temperatura do gás e m é a massa do átomo. Logo, a partir da equação do efeito Doppler (Equação 38), temos a largura do alargamento Doppler $\Delta\lambda_D$:

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{v_m}{c} \Rightarrow \Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (31)$$

em que λ_0 é o comprimento de onda central da linha espectral. Como a distribuição de velocidades para os átomos é descrito por uma gaussiana, então o perfil da linha para o alargamento térmico é gaussiano com uma largura $\Delta\lambda_D$ (Gray, 2005; Puls, 2018). Portanto, podemos escrever a distribuição para o comprimento de onda λ :

$$N(\lambda) d\lambda = \frac{N}{\Delta\lambda_D \sqrt{\pi}} e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2} d\lambda \quad (32)$$

Em um modelo da atmosfera estelar unidimensional, o alargamento térmico não descreve em detalhes o comportamento em pequena escala do gás. Isso acontece ao considerarmos os movimentos turbulentos no gás associados a células de turbulência em pequena escala dos elementos de volumes da atmosfera estelar, que são muito menores que o livre caminho médio dos fótons (Gray, 2005; Puls, 2018). Desta forma, descrevendo o comportamento turbulento no gás por uma distribuição de velocidades de microturbulência ξ dada pela distribuição de Maxwell-Boltzmann, também considerada no alargamento térmico, então a expressão para a largura $\Delta\lambda_D$ (Equação 31) se torna:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + \xi^2} \quad (33)$$

onde ξ é a velocidade quadrática média de microturbulência. É necessário acrescentar ao modelo de atmosfera estelar este parâmetro livre para que ele possa descrever corretamente o perfil da linha, já que os movimentos de pequena escala do gás, modelados pela microturbulência, podem afetar a transferência de radiação e a descrição do perfil da linha espectral (Gray, 2005).

A combinação do perfil de alargamento térmico (gaussiano) com o perfil de alargamento natural e/ou colisional (lorentziano) é obtido a partir da convolução desses dois perfis e é chamado de perfil de Voigt. Linhas espectrais com este perfil apresentam um núcleo aproximadamente gaussiano e asas apresentam um perfil lorentziano.

Além destes mecanismos principais, o perfil da linha espectral é alterado também pelas velocidades de macroturbulência ζ e rotação da estrela v . Em estrelas frias, esses dois efeitos devem ser levados em conta, já que o alargamento da linha por rotação é comparado com o alargamento por macroturbulência (Sheminova, 2019). Para uma demonstração mais rigorosa destes fenômenos podemos verificar em Gray (2005).

Considerando o tamanho dos elementos de turbulência do gás pequenos quando comparados a profundidade óptica, a microturbulência descreve bem este processo, enquanto que quando o tamanho dos elementos de turbulência são maiores do que a profundidade óptica, é necessário levar em conta a velocidade de macroturbulência para descrever corretamente este resultado. A macroturbulência está relacionada com a granulação, supergranulação, oscilações e outros movimentos em larga escala na superfície estelar, sendo assim um indicador de processos convectivos nas atmosferas estelares (Sheminova, 2019).

O modelo radial-tangencial (Gray, 2005) para a velocidade de macroturbulência considera que as velocidades de macroturbulência podem ser descritas a partir de uma componente radial ζ_R e tangencial ζ_T com respeito ao disco estelar, e ambas de distribuição de velocidades gaussianas. Para obter as velocidades de macroturbulências, devemos integrar ao longo do disco estelar. Na maioria dos casos $\zeta_R = \zeta_T \equiv \zeta_{RT} = \zeta$ (ver discussão em Sheminova, 2019). Isso significa que a velocidade de macroturbulência é isotrópica e que a distribuição do deslocamento Doppler de qualquer comprimento de onda para qualquer mancha de granulação na superfície da estrela é independente da direção observada. Devemos levar em conta que a integração no disco estelar apresenta um efeito significativo.

Enquanto a macroturbulência torna o perfil da linha com um pico mais nítido e asas mais largas, a rotação estelar torna o perfil mais raso. Assim, ao se buscar integrar no disco estelar, podemos representar a intensidade do contínuo I , por uma expressão na

forma linear do escurecimento de borda (*limb-darkening*) na forma:

$$I = I_0(1 - \varepsilon + \varepsilon \cos \vartheta) \quad (34)$$

onde I_0 é a intensidade do contínuo no centro do disco estelar, ϑ é o ângulo de incidência da luz disco estelar, medido com respeito a linha de visada, e ε é o coeficiente linear de escurecimento de borda (*limb-darkening coefficient*), dado a partir da Figura 29. Se $\varepsilon = 0$, o disco estelar é uniformemente iluminado e, se $\varepsilon = 1$, o disco estelar está completamente obscurecido. Assim, consideramos para a nossa amostra $\varepsilon \sim 0.6$ (Gray, 2005).

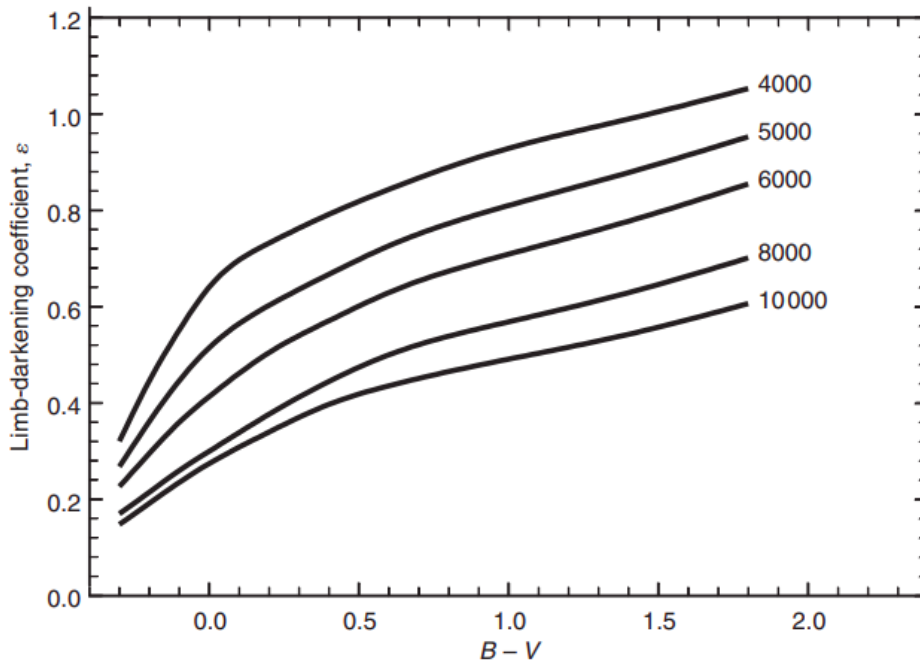


Figura 29 – Coeficiente linear de escurecimento de borda ε como função da cor $B - V$ de uma estrela para um determinado comprimento de onda em angströms (Gray, 2005).

O perfil da linha devido a rotação estelar, considerando um coeficiente linear de escurecimento de borda (Equação 34) é dado pela Equação 35, representando a soma de uma contribuição na forma elíptica (1º termo) e parabólica (2º termo):

$$I(\Delta\lambda) = \frac{2(1 - \varepsilon)}{\pi \Delta\lambda_L (1 - \frac{\varepsilon}{3})} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_L}\right)^2} + \frac{\varepsilon}{2 \Delta\lambda_L (1 - \frac{\varepsilon}{3})} \left(1 - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_L}\right)^2\right) \quad (35)$$

onde $\Delta\lambda_L = \lambda_0 \frac{v \sin i}{c}$, em que $\Delta\lambda_L$ é a largura do alargamento. Este parâmetro depende de $v \sin i$, que é a velocidade de rotação equatorial projetada na direção da linha de visada, onde i é o ângulo do eixo de rotação estelar em relação a linha de visada (Gray, 2005), como pode ser observado na Figura 30.

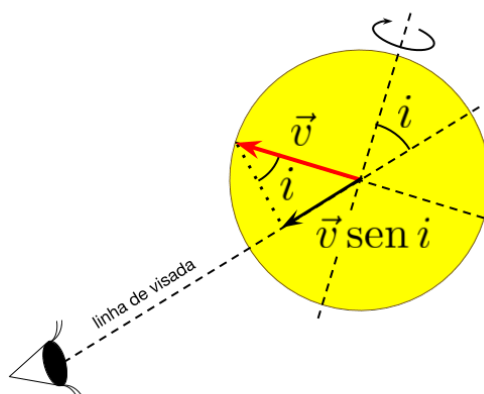


Figura 30 – Representação da componente de velocidade de rotação equatorial projetada na direção da linha de visada $\vec{v} \sin i$, onde i é o ângulo entre o eixo de rotação estelar e a linha de visada.

Na caracterização do perfil da linha, a macroturbulência e a rotação estelar são processos interdependentes, já que a macroturbulência depende de propriedades convectivas, que são afetadas pela rotação estelar. A rotação é dirigida por mecanismos envolvidos com a atividade magnética em camadas convectivas (Sheminova, 2019). Assim, devemos considerar ambos os parâmetros para descrever uma linha espectral.

A partir do conhecimento das linhas espectrais, podemos determinar a velocidade radial, composição química, temperatura, turbulência, densidade, campo magnético e velocidade de rotação de uma estrela. As informações sobre a cinemática são obtidas a partir da velocidade radial, e a composição química da análise de abundâncias, que é realizada de forma geral, por dois métodos: medidas de largura equivalente (*EW*, em inglês, *Equivalent Width*) ou síntese espectral (Jofré et al., 2019). De maneira simplificada, os passos envolvidos nesta análise pode ser observados na Figura 31:

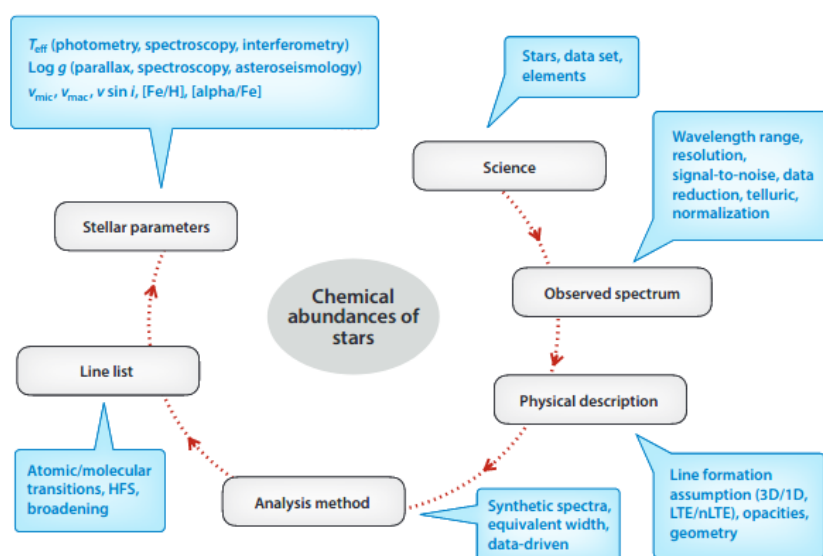


Figura 31 – Esquema dos passos realizados na obtenção das abundâncias estelares (Jofré et al., 2019).

3.2.2 Velocidade radial

A velocidade real \vec{v} de uma estrela pode ser decomposta nas componentes: radial (\vec{v}_r) e transversal (\vec{v}_t), como pode ser observado na Figura 32.

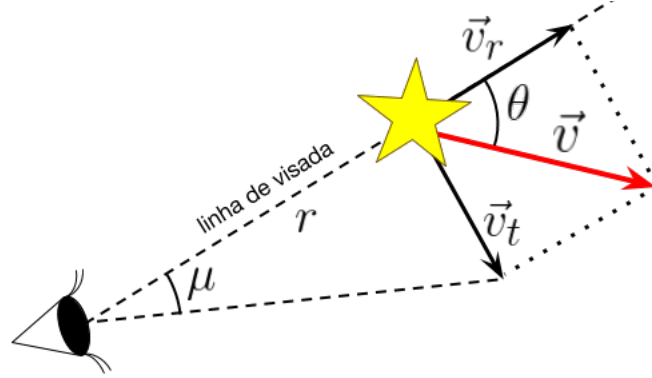


Figura 32 – Representação das componentes radial e tangencial da velocidade real \vec{v} de uma estrela, do seu movimento próprio μ , ângulo θ formado entre o vetor velocidade real \vec{v} e a linha de visada e sua distância r até um observador.

Desta forma, podemos escrever, vetorialmente, a velocidade real da estrela pela equação:

$$\vec{v} = \vec{v}_r + \vec{v}_t. \quad (36)$$

A componente da velocidade real de uma estrela perpendicular à linha de visada, responsável pelo seu movimento próprio μ , é denominada de velocidade transversal \vec{v}_t . Ela está relacionada com o movimento próprio μ do objeto a partir de:

$$v_t = \mu r, \quad (37)$$

onde r é a distância entre o observador e a estrela (Karttunen et al., 2007).

A componente da velocidade real de uma estrela na direção radial, ou seja, ao longo da linha de visada, é denominada de velocidade radial \vec{v}_r , onde $v_r = v \cos \theta$ (ver Figura 32). Assim, a velocidade radial é a velocidade com que a estrela se aproxima ou se afasta de nós e é obtida pelo denominado desvio Doppler. De forma mais completa, podemos observar a demonstração da equação para o efeito Doppler relativístico conferindo no Apêndice B de Cantanhêde (2018). Ao considerarmos que as velocidades das estrelas da Galáxia são muito menores do que a velocidade da luz c , não há erros sensíveis se utilizarmos a aproximação não relativística para a velocidade radial:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c} \quad (38)$$

com $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, em que λ é o comprimento de onda medido pelo observador e λ_0 é o comprimento de onda medido para uma fonte em repouso, isto é, em laboratório (Barbieri, 2007).

Desta forma, ao medirmos a variação em comprimento de onda $\Delta\lambda$ para uma determinada linha espectral entre o comprimento de onda λ medido no espectro da estrela e o comprimento de onda λ_0 medido em laboratório, podemos calcular a velocidade radial observada da estrela. Então, através destas medidas realizadas ao longo dos espectros observados podemos calcular a velocidade radial v_r da estrela.

Como a velocidade radial heliocêntrica V_h leva em conta a direção do objeto, o tempo de observação e o local de observação, ao considerar os movimentos anual e diurno da Terra, a velocidade radial heliocêntrica pode ser obtida a partir de:

$$V_h = v_r + CH \quad (39)$$

onde CH é a correção heliocêntrica que leva em conta os movimentos anual e diurno do planeta na direção do objeto.

Para execução do cálculo, os espectros obtidos devem apresentar os parâmetros: ascensão reta, declinação, data de observação, época, tempo universal e lugar de observação. Para editar um parâmetro do *header* do espectro, utilizamos a *task hedit*, como por exemplo, o parâmetro correspondente a época de observação *EPOCH* e lugar de observação *OBSERVAT*. A tarefa, de modo geral, consiste em alterar um parâmetro no *header* do arquivo quando o usuário insere um outro valor e o salva no arquivo do espectro. Nos espectros analisados, a época de observação corresponde a J2000 (Tabela 1) e as observações foram realizadas nos telescópios CFHT (objetos 1 a 10) e VLT (objetos 11 a 22).

A *task rvidlines* do IRAF foi utilizada no cálculo das velocidades radiais. Além disso, consideramos calcular a correção heliocêntrica a partir do pacote Astropy¹. Na execução da *task* do IRAF, o usuário deve informar um arquivo de linhas espectrais que serão identificadas no espectro. No processo de criação do arquivo de linhas, consideramos as linhas de absorção mais visíveis e de fácil identificação (linhas mais intensas, dupletos e tripletos) no espectro de estrelas do tipo K, dentro do intervalo de comprimento de onda analisado (3690 a 10480 Å, para os objetos de 1 a 10, e 45615 a 46784 Å, para os objetos de 11 a 22) e que não apresentassem contaminação por linhas telúricas. Especialmente para os objetos 11 a 22, como a região entre 45615 e 46192 Å apresenta muitas linhas telúricas

¹ <https://www.astropy.org/>

intensas e que acabam afetando na determinação do contínuo da região, consideramos calcular as velocidades radiais a partir das linhas espectrais encontradas na região entre 46257 e 46784 Å, que não apresenta muitas linhas telúricas. Buscamos então, em bancos de dados atômicos e moleculares² e na literatura (Goorvitch, 1994), qual o comprimento de onda em repouso λ_0 seria correspondente a linha desse elemento. Foram criadas as listas de linhas para os objetos 1 a 10, com 297 linhas (ver Tabela 20), e para os objetos 11 a 22, com 61 linhas (ver Tabela 21), disponíveis no Apêndice D.

No cálculo da velocidade radial observada v_r , a *task rvidlines* parte da identificação inicial de algumas linhas espectrais realizada pelo usuário com o auxílio do atlas de Arcturus no visível (Hinkle et al., 2000) e Arcturus e 10 Leo no infravermelho (Hinkle et al., 1995; Nicholls et al., 2017) (uma porção do atlas na região espectral analisada no infravermelho neste trabalho pode ser observada no Apêndice E). Buscamos, assim, identificar linhas ao longo do espectro. As linhas consideradas, estão identificadas na Tabela 4.

Tabela 4 – Linhas espectrais identificadas nos espectros e utilizadas no cálculo da velocidade radial (NIST, 2019; Gordon et al., 2017; Goorvitch, 1994)

Objetos 1 a 10		Objetos 11 a 22	
λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Molec.
4226.7300	CaI	46301.889	CO
4861.3300	H β	46306.151	¹³ CO
5167.3200	MgI	46433.865	¹³ CO
5172.6840	MgI	46437.276	¹³ CO
5183.6040	MgI	46582.674	C ¹⁸ O
5889.9500	NaI	46598.349	CO
5895.9240	NaI	46600.118	CO
6562.8100	H α	46771.151	C ¹⁷ O
		46781.706	¹³ CO

Ao se selecionar uma linha, o *software* busca no arquivo qual o comprimento de onda de repouso λ_0 que corresponde a linha identificada e espera do usuário uma confirmação ou que ele insira o valor real do comprimento de onda da linha espectral. Depois da identificação manual de algumas linhas espectrais ao longo do espectro, o usuário pode indicar à *task* que esta faça a identificação automática do restante das linhas presentes no arquivo. Desta forma, com base no valor inserido pelo usuário para o comprimento de onda de repouso λ_0 e a utilização das linhas espectrais presentes no arquivo de linhas, o

² NIST - *National Institute of Standards and Technology - Atomic Spectra Database* (Instituto Nacional de Padrões e Tecnologia - Banco de Dados de Espectros Atômicos; <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>)

HITRAN - *High-Resolution Transmission Molecular Absorption Database* (Banco de Dados de Absorção Molecular de Transmissão de Alta Resolução; <https://hitran.org/>; Gordon et al. (2017))

software calcula a variação em comprimento de onda $\Delta\lambda$ e a velocidade radial observada v_r para cada linha a partir da fórmula da velocidade radial (Equação 38). Ao final, a *task* realiza uma média aritmética simples das velocidades radiais observadas para cada linha e calcula a velocidade radial observada v_r do objeto, que é exibida ao final da execução da *task*. Se os espectros apresentarem todos os parâmetros descritos corretamente, o *software* calcula a velocidade radial heliocêntrica V_h . Os resultados encontrados são salvos em um arquivo.

3.2.3 Larguras Equivalentes

Podemos obter informações sobre a abundância dos átomos ou moléculas de uma certa linha espectral a partir da medida da sua largura equivalente. Podemos definir a largura equivalente (EW) para uma linha espectral de comprimento de onda central λ_0 e fluxo relativo $\frac{F_\lambda}{F_c}$, em que F_λ corresponde ao fluxo do perfil da linha e F_c ao fluxo do contínuo linear na sua vizinhança, como:

$$EW = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \frac{F_c - F_\lambda}{F_c} d\lambda \Rightarrow EW = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} \left(1 - \frac{F_\lambda}{F_c}\right) d\lambda, \quad (40)$$

onde a integral é realizada no intervalo de comprimento de onda entre λ_i e λ_f de um lado a outro da linha espectral, como pode ser visto na Figura 27 (Carroll & Ostlie, 2014).

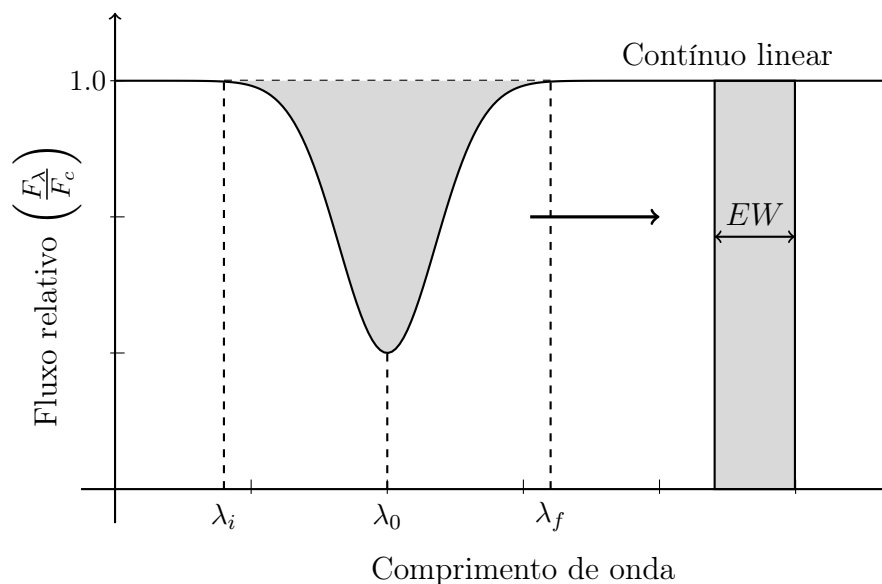


Figura 33 – Definição de largura equivalente (EW).

A largura equivalente EW está relacionada com a largura (medida em unidades de comprimento de onda) para que uma linha espectral de perfil retangular e profundidade unitária possa apresentar a mesma área da linha espectral. A partir dessas medidas

podemos obter informações sobre a força de uma linha espectral e também a forma da linha apresenta informações sobre o ambiente em que ela foi formada (Carroll & Ostlie, 2014).

Para converter as larguras equivalentes em abundâncias, é necessário calcular quantos átomos de um dado elemento podem contribuir para uma linha espectral. Logo, além das medidas de largura equivalentes, devemos conhecer as condições físicas da atmosfera da estrela, que é realizado ao considerarmos um modelo atmosférico. Ao assumirmos o Equilíbrio Termodinâmico Local (LTE), as equações que descrevem as condições físicas da atmosfera estelar são dadas por:

1. A distribuição de energia cinética das partículas é dada pela Lei de Maxwell:

$$n(v) dv = 4\pi n v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv \quad (41)$$

onde $n(v)$ é a densidade numérica de partículas no intervalo de velocidades entre v e $v + dv$, v é a velocidade e m é a massa das partículas, T é temperatura local da camada, k é a constante de Boltzmann. Assim, a pressão mecânica do gás, a partir da Mecânica Estatística, pode ser expressa como $p_{\text{gás}} = nkT$.

2. A distribuição de energia dos fótons segue a Lei de Planck:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (42)$$

onde h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz, k é a constante de Boltzmann, λ é o comprimento de onda e T é a temperatura. Assim, pela Lei de Kirchoff da espectroscopia, o coeficiente de emissão na camada é dado por $j_{\lambda} = k_{\lambda} B_{\lambda}(T)$ (ver Equação 28).

3. A distribuição dos elétrons entre os diferentes estados de excitação dos átomos, íons e moléculas segue a equação de Boltzmann:

$$\frac{N_i}{N_f} = \left(\frac{g_i}{g_f} \right) e^{-\frac{\chi_i - \chi_f}{kT}} \quad (43)$$

onde N_i e N_f é a densidade numérica, g_i e g_f é a degenerescência e χ_i e χ_f são os potenciais de excitação relativo aos estados de energia inicial i e final f , respectivamente, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura de excitação.

4. A distribuição dos átomos entre os diferentes estados de ionização segue a equação de Saha:

$$\log \frac{N_{i+1}}{N_i} = \log \frac{Z_{i+1}}{Z_i} + 2.5 \log T - \frac{5040}{T} \chi_i - \log p_e - 0.176 \quad (44)$$

onde $\frac{N_{i+1}}{N_i}$ é a razão entre a densidade numérica e $\frac{Z_{i+1}}{Z_i}$ é a razão entre as funções de partição entre os estados ionizados i e $i + 1$, χ_i é o potencial de excitação do estado inicial i , p_e é a pressão de elétrons do gás e T é a temperatura do gás. A constante -0.176 que aparece na expressão é decorrente de que as unidades de medida para cada grandeza está expressa no sistema CGS e é derivada a partir de constantes fundamentais, como a massa do elétron m_e , a constante de Boltzmann k e a constante de Planck h .

De forma prática, medimos as larguras equivalentes manualmente utilizando o *software* IRAF, por meio da *task* `splot`. Com o auxílio do atlas de Arcturus (Hinkle et al., 2000), buscamos uma determinada linha espectral e considerando o contínuo local, obtemos a sua largura equivalente. As medidas de largura equivalente foram realizadas utilizando a lista de linhas usada por Smiljanic et al. (2009), atualizada com os parâmetros atômicos mais recentes encontrados em Puls et al. (2018). Também consideramos o parâmetro de amortecimento de van der Waals³ C_6 no cálculo de abundâncias obtidos a partir do banco de dados de Kurucz⁴, entretanto esse parâmetro é opcional na análise das linhas já que para estrelas do tipo espectral G/K este parâmetro não é especialmente importante (Luck & Heiter, 2007). Consideramos linhas espectrais com potencial de excitação $\chi < 5$ eV e $20 < EW < 120$, que nos garantem que as linhas analisadas apresentam um perfil gaussiano. Além disso, como nossa amostra de estrelas do aglomerado NGC188 apresenta um espectro bastante ruidoso ($S/N \sim 15 - 42$), torna difícil as medidas de EW para linhas espectrais mais fracas. Assim, desconsideramos linhas espectrais com $EW < 20$ e que apresentassem dificuldade de obtenção das medidas por conta do ruído. Para garantir que os métodos empregados são consistentes, consideramos medir as larguras equivalentes para Arcturus, que é uma estrela de mesmo tipo espectral da amostra e com resultados disponíveis na literatura.

³ Parâmetro de alargamento de uma linha espectral que descreve as interações instantâneas entre moléculas diferentes, neutras e não-polarizadas. Esse parâmetro é importante em atmosferas de estrelas frias que são dominadas por moléculas (Schweitzer et al., 1996; Gray, 2005)

⁴ Robert L. Kurucz *on-line database of observed and predicted atomic transitions* (Banco de dados on-line de transições atômicas observadas e previstas por Robert L. Kurucz; <http://kurucz.harvard.edu/atoms.html>)

A partir das medidas de largura equivalente, considerando o equilíbrio termodinâmico local (LTE), utilizamos o *software* de análise de linhas e síntese espectral MOOG⁵ (versão 2017; Sneden, 1973) por meio da rotina `abfind` para calcular os parâmetros atmosféricos (temperatura efetiva (T_{eff}), gravidade superficial ($\log g$), velocidade de microturbulência ξ e metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$) e obter as abundâncias dos elementos Na, Mg, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Co, Ni, Y e Ce. Os elementos considerados na análise química nos ajudarão na caracterização da amostra e serão úteis em comparações com resultados já publicados na literatura. Também utilizamos os modelos de atmosfera em uma dimensão plano-paralelas de Kurucz a partir do código ATLAS9 (Castelli et al., 1997).

Para calcular os parâmetros atmosféricos com o MOOG, inicialmente utilizamos um modelo com os parâmetros atmosféricos determinados fotometricamente. A temperatura efetiva T_{eff} foi obtida a partir do equilíbrio de excitação das linhas de FeI, ao buscar remover a relação entre a abundância de FeI e o potencial de excitação dessas linhas (ver Figura 34). A velocidade de microturbulência ξ é obtida ao considerar que a abundância de FeI e a largura equivalente reduzida ($\log(EW/\lambda)$) são independentes, de forma que a inclinação gráfico $[\text{FeI}/\text{H}]$ versus $\log(EW/\lambda)$ seja nula. A gravidade superficial é obtida ao considerarmos o equilíbrio de ionização, quando ambas as abundâncias de FeI e FeII são iguais. Obtemos a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ igualando o valor usado no modelo e no obtido pelo *output* do MOOG. Esse processo foi repetido de forma iterativa até que todas as condições fossem satisfeitas simultaneamente (Sneden, 2002; Bubar, 2010; Sousa, 2014; Sousa & Andreasen, 2018). O resultado final obtido pode ser observado na Figura 34.

⁵ <https://www.as.utexas.edu/~chris/moog.html>

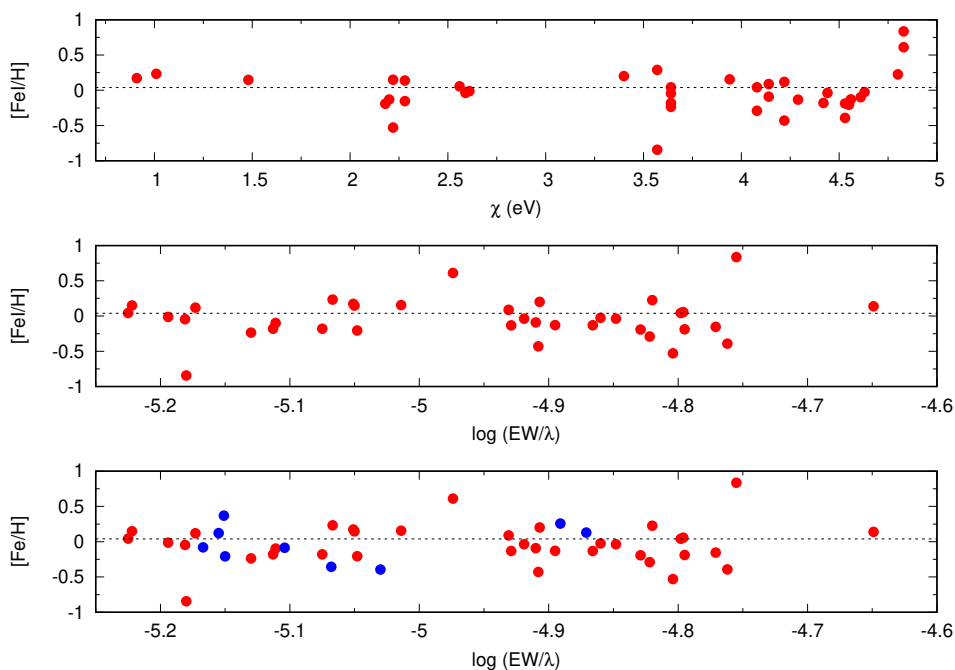


Figura 34 – Diagramas utilizados no cálculo dos parâmetros atmosféricos espectroscópicos para o objeto 6 (NGC188-3140). Abundância de FeI *versus* o potencial de excitação χ das linhas de FeI, empregado para determinar a temperatura efetiva espectroscópica T_{eff} , quando a inclinação do gráfico é nula. Abundância de FeI *versus* a largura equivalente reduzida $\log(EW/\lambda)$, empregado para obter a velocidade de microturbulência ξ , quando a inclinação do gráfico é nula. Abundância de FeI (pontos vermelhos) e FeII (pontos azuis) *versus* a largura equivalente reduzida $\log(EW/\lambda)$, empregado para obter a gravidade superficial espectroscópica, quando a inclinação do gráfico é nula.

Considerando os parâmetros atmosféricos obtidos anteriormente, calculamos as abundâncias para os outros elementos com o MOOG a partir das larguras equivalentes (Na, Mg, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Co, Ni, Y e Ce).

3.2.4 Síntese espectral

Outra forma de obter as abundâncias é pela técnica de síntese espectral. Utilizamos no cálculo, o modelo de atmosfera estelar obtido espectroscopicamente e uma lista de linhas com parâmetros atômicos e/ou moleculares para uma região próxima de uma linha espectral ou banda molecular específica. A lista de linhas utilizada contém os parâmetros: comprimento de onda λ , identificação atômica ou molecular, potencial de excitação χ , peso estatístico multiplicado pela força do oscilador $\log gf$ da linha e energia de dissociação D_0 molecular.

Calculamos a abundância dos elementos que formam estas linhas e/ou bandas moleculares comparando as linhas de absorção sintética ao espectro observado. O cálculo

é repetido de forma iterativa, alterando a abundância de um elemento por vez, até que os perfis sintéticos e observados sejam semelhantes.

Inicialmente, para os objetos 1 a 10, buscamos encontrar a velocidade de macroturbulência ζ e a velocidade de rotação projetada $v \sin i$, seguindo os métodos empregados por Sales Silva et al. (2014), da Silveira et al. (2018), Peña Suárez et al. (2018) e Martinez et al. (2020) para estrelas gigantes vermelhas em aglomerados abertos. A partir destes parâmetros fixados podemos reproduzir o alargamento das linhas espectrais. Buscamos uma região com linhas espectrais sem *blend* onde através da síntese espectral com o MOOG pudéssemos obter estes parâmetros atmosféricos. Linhas com *blend* apresentam um alargamento espectral maior do que linhas isoladas, o que pode superestimar os parâmetros calculados (Carlberg et al., 2011). Assim, escolhemos a linha de FeI em 6302.5 Å para calcular os parâmetros, mantendo um deles constante e ajustando o outro de forma iterativa até que os espectros sintéticos e observados coincidam. Como primeira aproximação, utilizamos a macroturbulência ζ e a velocidade de rotação projetada $v \sin i$ obtida para Arcturus ($\zeta = 3.5$ km/s, $v \sin i = 4.5$ km/s), que apresenta mesmo tipo espectral da amostra. Na Figura 35, podemos ver os ajustes para encontrar a velocidade de rotação projetada $v \sin i$ e a macroturbulência ζ para o objeto 8 (NGC188-2187) e como cada um desses parâmetros afeta o perfil da linha.

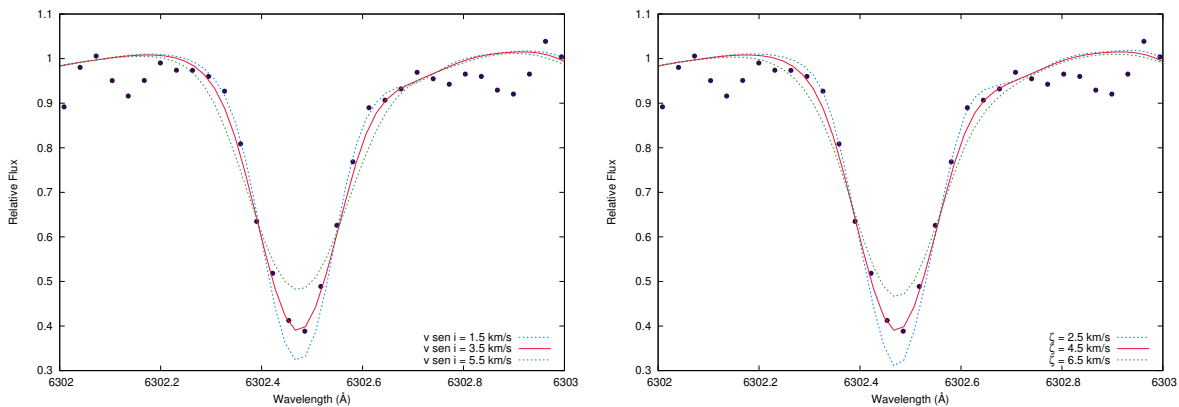


Figura 35 – Exemplo da determinação da velocidade de rotação projetada $v \sin i$ e macroturbulência ζ para o objeto 8 (NGC188-2187).

As abundâncias de C, N e O e a razão $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ foram obtidas através da síntese espectral utilizando o *software* MOOG por meio da rotina `synth`. Consideramos as velocidades de macroturbulência ζ e rotação projetada $v \sin i$ obtidas anteriormente como parâmetros fixados suficientes para descrever o alargamento espectral. Neste trabalho adotamos as abundâncias solares dadas por Asplund et al. (2009), $\log A(\text{C}) = 8.43$, $\log A(\text{N}) = 7.83$ e $\log A(\text{O}) = 8.69$, onde $\log A(\text{X}) = 12 + \log\left(\frac{n_{\text{X}}}{n_{\text{H}}}\right)$ (ver Anexo A, para referência da notação abundâncias químicas), e os parâmetros para as linhas atômicas e moleculares utilizadas por Brooke et al. (2013) e Sneden et al. (2014), sendo disponibilizados em comunicação privada com o Prof. Dr. Rodolfo Smiljanic. Para verificar os métodos empregados, também calculamos as abundâncias em Arcturus e comparamos os resultados com a literatura.

A abundância de carbono foi determinada através da banda de $\text{C}_2(0,1)$ do sistema Swan $\text{A}^3\Pi\text{-X}^3\Pi$ em 5135 \AA . O potencial de dissociação adotado para a molécula de C_2 foi $D_0(\text{C}_2) = 6.27 \text{ eV}$ (Brooke et al., 2013). A abundância encontrada se refere às abundâncias dos isótopos do carbono ($^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$). Obtemos a abundância de nitrogênio através da banda de $\text{CN}(5,1)$ do sistema vermelho $\text{A}^2\Pi\text{-X}^2\Sigma$ em 6332.18 \AA e a abundância de oxigênio foi calculada a partir da linha proibida⁶ $[\text{O I}]$ em 6300.311 \AA . A razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ foi derivada pelo ajuste das linhas de ^{12}CN e ^{13}CN na região de 8005 \AA . A linha proibida apresenta um *blend* com a linha fraca de Ni I em 6300.34 \AA e com as linhas próximas de Sc II em 6300.70 \AA , que está incluída na síntese com dados de Johansson et al. (2003) e Spite et al. (1989), respectivamente.

Inicialmente, determinamos a abundância de oxigênio, com o resultado encontrado, obtemos a abundância de carbono, e por fim a abundância de nitrogênio. Com os valores calculados, encontramos a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Como os espectros são bastante ruidosos ($\text{S/N} \sim 15 - 42$), buscamos a curva que melhor se ajusta ao perfil das linhas e o contínuo local do espectro observado. Os resultados obtidos podem ser observados na Figura 36.

⁶ Linha espectral não permitida pelas regras de seleção da Mecânica Quântica, levando em conta uma aproximação de dipolo elétrico para as transições atômicas. Ao considerarmos ordens mais altas nas aproximações (dipolo magnético e quadrupolo elétrico), as transições são possíveis (Griffiths, 2011).

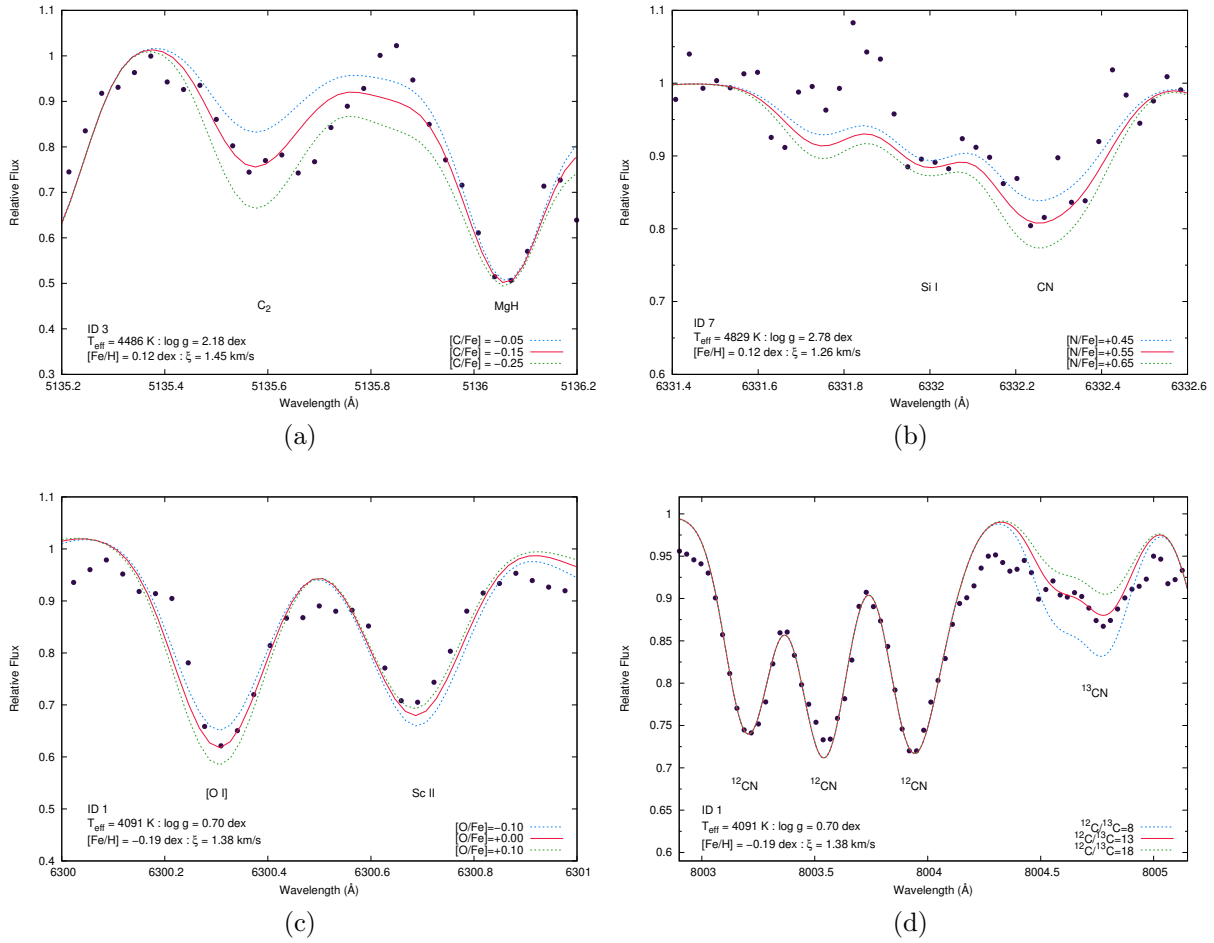


Figura 36 – Comparação entre os espectros observados (pontos pretos) e sintético (linhas azuis, vermelhas e verdes) nas regiões consideradas para síntese espectral de CNO e da razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. A curva de melhor ajuste aos dados observados é a vermelha.

Para a síntese espectral no infravermelho, consideramos os mesmos métodos empregados por Harris & Lambert (1984a,b), Harris et al. (1987, 1988), Abia et al. (2012) e Lebzelter et al. (2015). Para a construção da lista de linhas, utilizamos a metodologia adotada por Abia et al. (2012), ao incluir não somente linhas de CO mas também de outras moléculas. A lista final inclui as linhas moleculares de CO, C₂, CN, OH, SiO, MgH e SiS. Abia et al. (2012) utilizam linhas de H₂O na sua lista, mas como realizamos a síntese espectral com o *software* MOOG, que considera apenas moléculas diatômicas no cálculo, não podemos utilizar estas linhas. Na região de síntese, CO é a molécula que mais contribui para a formação de linhas, enquanto que linhas atômicas e de outras moléculas contribuem pouco (ver Hinkle et al., 1995). As referências para as listas de linhas e seus respectivos potenciais de dissociação D_0 adotados no trabalho podem ser observados na Tabela 5.

Tabela 5 – Referências da lista de linhas de síntese espectral no infravermelho.

Molec.	Ref.	D_0 (eV)	Ref.
CO	Goorvitch (1994)	11.09	Huber & Herzberg (1979)
$^{12}\text{C}_2$	Yurchenko et al. (2018)*	6.27	Snedden et al. (2014)
$^{12}\text{C}^{13}\text{C}$	Yurchenko et al. (2018)*	6.244	Ram et al. (2014)
CN	Snedden et al. (2014)	7.724	Snedden et al. (2014)
OH	Brooke et al. (2013)	4.411	Brooke et al. (2013)
SiO	Barton et al. (2013)*	8.26	Huber & Herzberg (1979)
MgH	Yadin et al. (2012)*	1.34	Huber & Herzberg (1979)
SiS	Upadhyay et al. (2018)*	6.47	Herzberg (1957)

* Parâmetros moleculares espectroscópicos.

Consideramos a lista de linhas de Goorvitch (1994) para a molécula de CO, pois, segundo Pavlenko et al. (2020), esta é uma das listas que melhor reproduz as abundâncias e razões isotópicas encontradas na literatura na região do infravermelho, quando comparada com listas mais recentes. Esta lista de linhas apresenta os parâmetros moleculares para sete isotopólogos⁷ de CO ($^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{17}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ e $^{14}\text{C}^{16}\text{O}$). Entretanto, como as abundâncias dos isotopólogos $^{13}\text{C}^{17}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ e $^{14}\text{C}^{16}\text{O}$ é muito menor do que a abundância dos outros isotopólogos ($\sim 10^{-5}$; Gordon et al., 2017), utilizamos em nossa lista de linhas apenas as linhas moleculares de $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$ e $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$, como realizado por Abia et al. (2012). As linhas espectrais destes isotopólogos podem ser facilmente identificadas e, assim, utilizadas para medir as razões isotópicas (Harris et al., 1988).

Os dados utilizados para as linhas de C_2 , SiO, MgH e SiS foram obtidos a partir dos parâmetros disponibilizados pelo projeto ExoMol⁸, que busca reunir listas de linha de moléculas importantes na análise de atmosferas de planetas extrasolares e estrelas frias. Os parâmetros para as linhas precisaram ser obtidos a partir de parâmetros espectroscópicos (frequência de transição ν , coeficiente de Einstein⁹ $A_{J' \rightarrow J''}$, energia do estado de mais baixo nível $E_{J''}$, número quântico de momento angular rotacional J'' , fator de spin nuclear molecular total \bar{g}) e convertidos para parâmetros astrofísicos a serem utilizados na síntese espectral (comprimento de onda λ , potencial de excitação χ , log gf da linha). Para detalhes da conversão, ver Bernath (2020) e Pavlenko et al. (2020).

Utilizamos a região entre 46620 e 46730 Å para a síntese espectral, que nas observações, corresponde a parte de espectro observada com o detector 4 (46556 – 46784 Å).

⁷ Moléculas que apresentam diferenças somente na sua composição isotópica.

⁸ <http://www.exomol.com/>

⁹ Probabilidade por unidade de tempo de uma transição espontânea entre os estados J' e J'' .

A região apresenta linhas de CO que não estão com *blend*, e não são afetadas por linhas telúricas. Para o cálculo das razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, consideramos os parâmetros atmosféricos fotométricos calculados neste trabalho, as abundâncias de CNO e a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ disponíveis na literatura para cada objeto. Adotamos um alargamento gaussiano de largura à meia altura (*Full Width at Half Maximum*, FWHM) $\sim 1.1 \text{ \AA}$ ao espectro sintético para reproduzir a resolução do espectro observado.

A partir desses valores, estimamos a razão isotópica $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e, em seguida, a razão $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, comparando, respectivamente, as linhas de C^{17}O e C^{18}O menos intensas no espectro sintético ao espectro observado. O processo foi realizado iterativamente até que o espectro sintético reproduzisse da melhor forma as linhas de C^{17}O e C^{18}O no espectro observado. Podemos observar um exemplo da síntese espectral obtida para um objeto da amostra na Figura 37. Como forma de verificação dos métodos adotados, calculamos as razões isotópicas para Arcturus e comparamos com os valores encontrados na literatura.

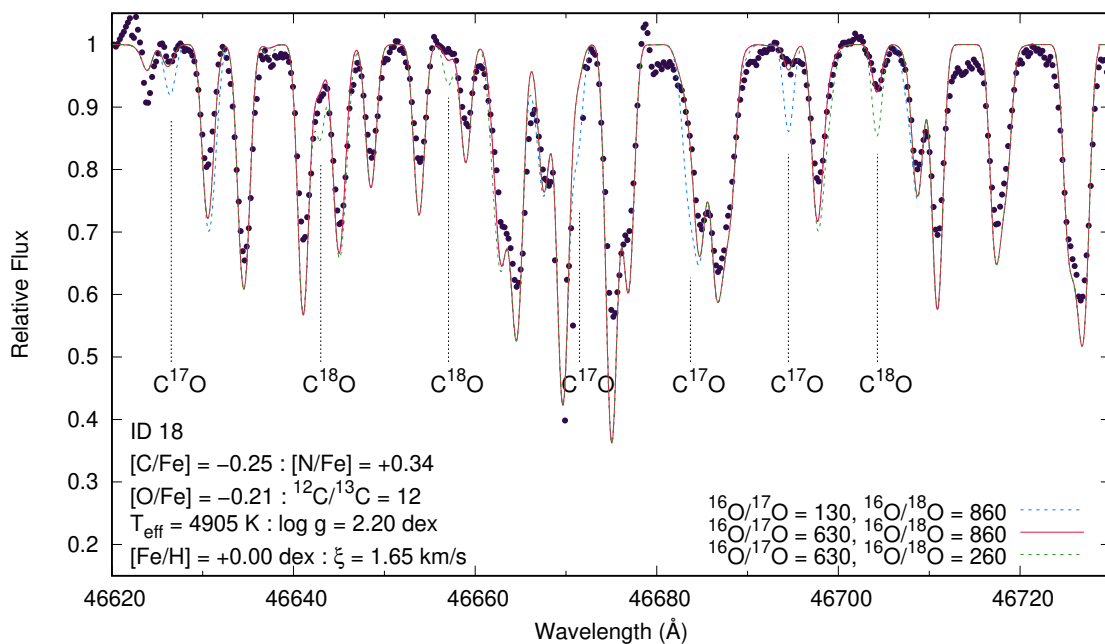


Figura 37 – Síntese espectral para o cálculo das razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Os pontos pretos correspondem ao espectro observado e as linhas coloridas correspondem aos espectros sintéticos. Algumas linhas de C^{17}O e C^{18}O utilizadas na síntese estão marcadas.

Como pode ser observado, o espectro sintético não ajusta completamente ao centro das linhas mais fortes de CO, de forma que a profundidade das linhas sintéticas é maior do que as linhas observadas. Esse resultado também é encontrado em outros trabalhos ao analisarem estrelas gigantes do tipo K em $\sim 5 \mu\text{m}$ (por exemplo: Harris & Lambert, 1984a,b; Harris et al., 1988; Tsuji, 2008) e está relacionado com as limitações do modelo atmosférico

hidrostático ao descrever as camadas externas da estrela. As linhas mais intensas de CO são produzidas nas camadas mais altas da atmosfera e são mais sensíveis às condições encontradas ali, enquanto que as linhas menos intensas são formadas em camadas mais baixas da atmosfera e são insensíveis às condições da alta atmosfera (Harris et al., 1988; Tsuji, 2008). Em estrelas gigantes vermelhas do tipo K e M, as linhas mais intensas são formadas em uma camada de nuvens moleculares frias na alta atmosfera, também conhecida como zona de dissociação molecular quase-estática (*quasi-static molecular dissociation zone*; Tsuji, 2008, 2009). Desta forma, consideramos apenas as linhas menos intensas para o cálculo das razões isotópicas.

3.3 Incertezas

Para estimar as incertezas devido a erros nas medidas de larguras equivalentes σ_{EW} , utilizamos a expressão dada por Cayrel (1988):

$$\sigma_{EW} = \frac{1.5}{S/N} \sqrt{\delta_x \cdot \text{FWHM}} \quad (45)$$

onde S/N é razão sinal-ruído, δ_x é a dispersão espectral e FWHM é a largura à meia altura (*Full Width at Half Maximum*) da linha espectral, que pode ser estimada como $\text{FWHM} \approx \Delta\lambda$, onde $\Delta\lambda$ pode ser obtida a partir da resolução espectral R considerado um comprimento de onda típico do espectro $\lambda_{\text{típico}}$ onde $\Delta\lambda = \frac{\lambda_{\text{típico}}}{R}$. Em nosso caso temos $\lambda_{\text{típico}} \sim \lambda_{\text{médio}} \sim 3395 \text{ \AA}$, então $\text{FWHM} \approx \Delta\lambda \approx 0.05 \text{ \AA}$.

Para os nossos espectros, $S/N \sim 15 - 42$, $R = 68000$ e $\delta_x \approx 0.032 \text{ \AA/pixel}$, logo esperamos que as incertezas nas medidas de EW sejam cerca de $1 - 4 \text{ m\AA}$. Assim, observamos que os erros são dados principalmente pela S/N e a resolução do espectro. Para todas as medidas de largura equivalente, essas incertezas trazem erros que são menores do que as incertezas devidas aos parâmetros atmosféricos, de forma que podemos desprezar essas incertezas com respeito a abundância de ferro (Alves-Brito et al., 2005; Sales Silva et al., 2014).

Para estimar as incertezas em cada parâmetro atmosférico obtido a partir das medidas de largura equivalente, seguimos os métodos empregados em Alves-Brito et al. (2005); Smiljanic et al. (2009); Puls et al. (2018). Buscamos uma estrela com os parâmetros atmosféricos semelhantes a média dos valores obtidos para a amostra. O objeto escolhido para a amostra foi o objeto 6 (NGC188-3140).

O cálculo da incerteza para um parâmetro atmosférico consiste em variar este parâmetro até que a abundância de FeI calculada pelo MOOG seja alterada em um desvio padrão do ajuste linear das linhas de FeI. Os valores encontrados são $\Delta T_{\text{eff}} \approx \pm 128$ K, $\Delta \log g \approx \pm 0.56$ dex, $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \approx \pm 0.05$ dex e $\Delta\xi \approx \pm 0.12$ km/s. Esses resultados são valores típicos encontrados na literatura para estas incertezas (por exemplo: Smiljanic et al., 2009; Alves-Brito et al., 2010).

Para estimar as incertezas nas abundâncias, consideramos derivar novos valores para cada elemento ao variar os parâmetros atmosféricos em um desvio por vez. A incerteza total das abundâncias foi encontrada a partir da quadratura das incertezas, conforme a Equação 46, assumindo que os erros são independentes:

$$\sigma_{\text{total}} = \sqrt{\sigma_{T_{\text{eff}}}^2 + \sigma_{\log g}^2 + \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2 + \sigma_{\xi}^2 + \sigma_{\text{amostra}}^2} \quad (46)$$

onde σ_i é a incerteza de um certo parâmetro atmosférico i (temperatura efetiva (T_{eff}), gravidade superficial ($\log g$), metalicidade ($[\text{Fe}/\text{H}]$) e microturbulência (ξ)) e σ_{amostra} é o desvio padrão da abundância da amostra. Os resultados obtidos para as incertezas nas abundâncias podem ser observados na Tabela 6.

Tabela 6 – Incerteza das abundâncias medidas através de EW para o objeto 6 (NGC188-3140).

[X/Fe]	ΔT_{eff} ± 128 K	$\Delta \log g$ ± 0.56 dex	$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ ± 0.05 dex	$\Delta\xi$ ± 0.12 km/s	σ_{amostra}	σ_{total}
NaI	0.14	0.02	0.08	0.10	0.35	0.40
SiI	0.24	0.05	0.11	0.10	0.13	0.31
CaI	0.16	0.01	0.08	0.09	0.24	0.31
ScII	0.25	0.01	0.18	0.17	0.29	0.45
TiI	0.25	0.07	0.11	0.12	0.24	0.39
VI	0.27	0.09	0.11	0.11	0.12	0.35
VII	0.31	0.01	0.20	0.18	0.26	0.49
CrI	0.17	0.03	0.08	0.09	0.09	0.23
CrII	0.35	0.07	0.20	0.20	0.10	0.47
CoI	0.04	0.01	0.04	0.05	0.17	0.18
NiI	0.11	0.01	0.07	0.07	0.11	0.18
YII	0.24	0.01	0.18	0.19	0.27	0.45
CeII	0.21	0.02	0.17	0.17	0.16	0.36

Vários fatores podem influenciar na determinação de abundância, entre eles estão (1) a acurácia nos parâmetros dos modelos adotados, (2) medidas das larguras equivalentes, (3) qualidade no ajuste dos espectros e (4) erros internos envolvidos no método usados (aproximação termodinâmica considerada, LTE, e modelo atmosférico unidimensional plano-paralelo).

Também determinamos os erros nas abundâncias que foram derivadas usando a síntese espectral de C, N, O e $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Buscamos variações nas abundâncias devido a mudanças em um desvio padrão na temperatura efetiva, gravidade superficial e microturbulência. Os resultados podem ser observados na Tabela 7.

Tabela 7 – Incerteza das abundâncias medidas através de síntese espectral para o objeto 6 (NGC188-3140).

[X/Fe]	ΔT_{eff} $\pm 128 \text{ K}$	$\Delta \log g$ $\pm 0.56 \text{ dex}$	$\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$ $\pm 0.05 \text{ dex}$	$\Delta\xi$ $\pm 0.12 \text{ dex}$	σ_{amostra}	σ_{total}
C	0.03	0.19	0.04	0.03	0.13	0.24
N	0.08	0.18	0.04	0.06	0.15	0.26
O	0.05	0.22	0.05	0.05	0.18	0.30
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	2	3	2	0	2	5

Na última coluna, são indicados a incerteza total calculada compondo quadraticamente as incertezas devidas aos parâmetros atmosféricos (ver Equação 46), da mesma forma para os elementos obtidos via medidas de largura equivalente. Observamos que as abundâncias são fracamente sensíveis à variações na velocidade de microturbulência, desde que linhas menos intensas foram utilizadas na sua determinação. As incertezas na abundância de carbono resultam em variações na abundância de nitrogênio, pois utilizamos linhas moleculares de CN na determinação da abundância de nitrogênio (Sales Silva et al., 2014).

Para o cálculo das incertezas na síntese no infravermelho (objetos 11 a 22), consideramos as incertezas médias encontradas nos parâmetros atmosféricos fotométricos, nas abundâncias de CNO e na razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Os valores são $\Delta T_{\text{eff}} \approx \pm 189 \text{ K}$, $\Delta \log g \approx \pm 0.08 \text{ dex}$, $\Delta\xi \approx \pm 0.50 \text{ km/s}$, $\Delta[\text{C}/\text{Fe}] \approx \pm 0.10 \text{ dex}$, $\Delta[\text{N}/\text{Fe}] \approx \pm 0.13 \text{ dex}$, $\Delta[\text{O}/\text{Fe}] \approx \pm 0.16 \text{ dex}$ e $\Delta^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx \pm 2$. Os valores considerados para os parâmetros são típicos para as incertezas encontradas na literatura. Para uma estrela representativa da amostra com parâmetros atmosféricos semelhantes a média dos valores da amostra. A estrela escolhida foi o objeto 12 (NGC3860-44). Utilizando a mesma metodologia da síntese espectral para a amostra no visível (objetos 1 a 10), calculamos a incerteza para as razões isotópicas no infravermelho compondo quadraticamente as incertezas dos parâmetros atmosféricos, da abundâncias de CNO e da razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Os resultados podem ser observados na Tabela 8.

Tabela 8 – Incerteza das abundâncias medidas através de síntese espectral no infravermelho para o objeto 12 (NGC3860-44).

	ΔT_{eff}	$\Delta \log g$	$\Delta \xi$	$\Delta[\text{C}/\text{Fe}]$	$\Delta[\text{N}/\text{Fe}]$
	$\pm 189 \text{ K}$	$\pm 0.08 \text{ dex}$	$\pm 0.50 \text{ km/s}$	$\pm 0.10 \text{ dex}$	$\pm 0.13 \text{ dex}$
$^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$	420	50	50	100	—
$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	400	70	100	215	—
	$\Delta[\text{O}/\text{Fe}]$	$\Delta^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	σ_{total}		
	$\pm 0.16 \text{ dex}$	± 2			
$^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$	—	—	437		
$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	—	—	470		

Observamos que as razões isotópicas de oxigênio não são sensíveis à variações em um desvio padrão das abundâncias de $[\text{N}/\text{Fe}]$, $[\text{O}/\text{Fe}]$ e na razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, de forma que o aspecto do gráfico não se modifica sensivelmente. Para variações maiores que um desvio padrão, notamos alterações nas asas das linhas espectrais (considerando mudanças $\gtrsim 0.5 \text{ dex}$ em $[\text{O}/\text{Fe}]$), e na profundidade das linhas (para mudanças $\gtrsim 0.2 \text{ dex}$ em $[\text{C}/\text{Fe}]$).

4 Resultados e discussão

4.1 Velocidade Radial

Uma vez aplicada a metodologia explicada na Seção 3.2.2 para o cálculo da velocidade radial, apresentamos na Figura 38 os resultados de velocidade radial heliocêntrica V_h para a amostra de estrelas comparada com os valores da literatura $V_{h,lit}$. Os valores numéricos podem ser encontrados na Tabela 22 no Apêndice F. Para as estrelas do aglomerado NGC188, especialmente, indicamos na Figura 39 um gráfico com as suas velocidades radiais heliocêntricas.

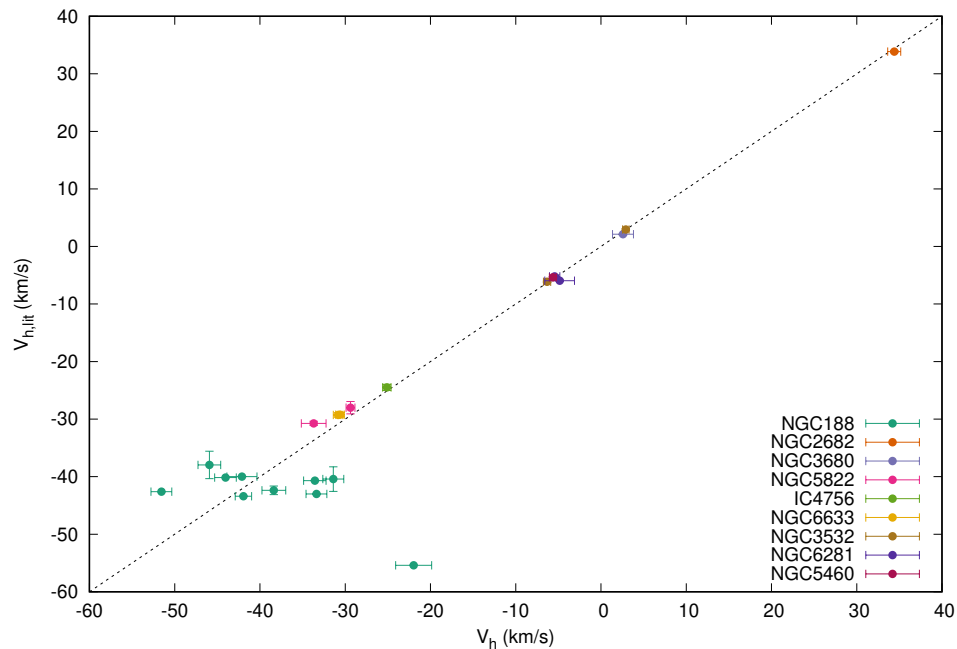


Figura 38 – Comparação entre os resultados de velocidade radial heliocêntrica V_h obtidos com a literatura $V_{h,lit}$.

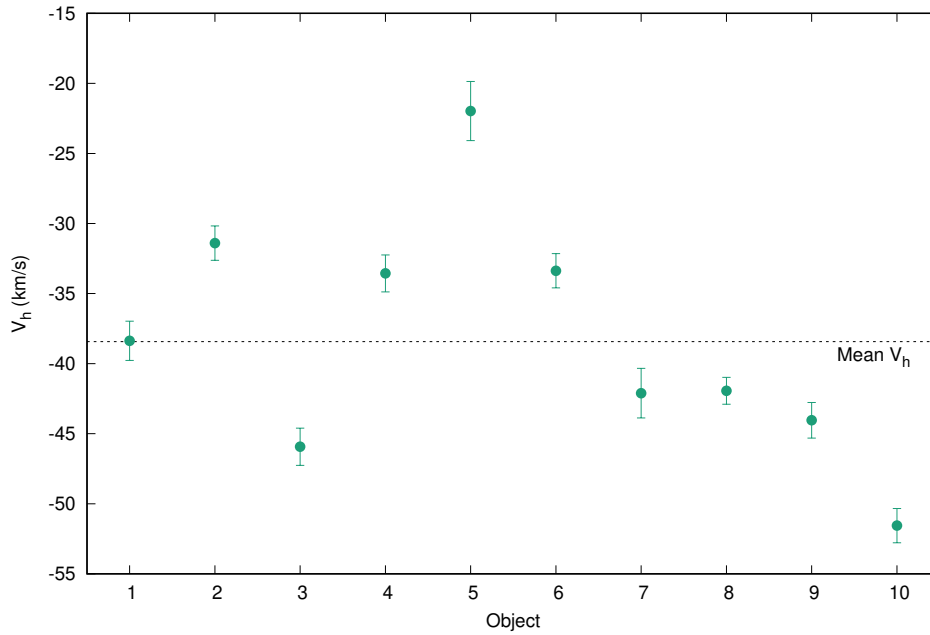


Figura 39 – Resultados para a velocidade radial heliocêntrica do aglomerado NGC188. A velocidade média V_h é de -38.43 ± 1.42 km/s.

No aglomerado NGC188, o objeto 5 (NGC188-1116) apresenta uma grande diferença entre as velocidades radiais heliocêntricas observada e encontrada na literatura (~ 30 km/s). A diferença encontrada pode ser explicada considerando que, segundo Geller et al. (2008, 2009) e Jacobson et al. (2011), o objeto é uma estrela binária espectroscópica e a diferença entre as velocidades radiais heliocêntricas encontradas por Geller et al. (2008) e Jacobson et al. (2011) é de ~ 10 km/s.

Para o objeto 11 (NGC2682-MMU6495), consideramos apenas o espectro obtido em 01/05/2012 (*run B*) no cálculo da velocidade radial, já que o espectro obtido em 08/04/2012 (*run A*) apresenta uma baixa S/N (ver Tabela 2) o que dificulta na identificação das linhas espectrais.

Segundo Mermilliod et al. (2008), a partir de uma análise das velocidades radiais médias do aglomerado NGC3532 ($\langle V_h \rangle = 4.33 \pm 0.34$ km/s), a estrela 19 (NGC3532-MMU649) não pertence a este aglomerado, desta forma consideramos apenas o objeto 18 (NGC3532-MMU19) no cálculo da velocidade radial. Assim, apresentamos na Tabela 9, os valores médios encontrados para velocidade radial heliocêntrica $\langle V_h \rangle$ dos aglomerados abertos comparado com a velocidade radial média encontrada na literatura.

Tabela 9 – Velocidades radiais heliocêntricas médias $\langle V_h \rangle$ obtidas comparadas com a literatura (Soubiran et al., 2018).

Aglomerado Aberto	$\langle V_h \rangle$ (km/s)	$\langle V_{h,lit} \rangle$ (km/s)
NGC188	-38.43 ± 1.42	-41.70 ± 0.19
NGC2682	34.40 ± 0.76	33.80 ± 0.13
NGC3680	2.59 ± 1.23	1.74 ± 0.25
NGC5822	-31.53 ± 1.09	-28.15 ± 0.18
IC4756	-25.11 ± 0.50	-24.74 ± 0.17
NGC6633	-30.72 ± 0.53	-28.62 ± 0.12
NGC3532	2.92 ± 0.38	5.37 ± 0.17
NGC6281	-5.14 ± 1.30	-5.00 ± 0.14
NGC5460	-5.63 ± 0.42	-4.61 ± 1.65

Os resultados encontrados das velocidades radiais heliocêntricas V_h para as estrelas individuais e a média do aglomerado apresentam valores semelhantes aos encontrados na literatura, considerando a incerteza dos dados. Esses resultados nos indicam que as estrelas observadas pertencem aos aglomerados, exceto a estrela 19 (NGC3532-MMU649 Mermilliod et al., 2008), e concordam com os resultados obtidos recentemente por Cantat-Gaudin & Anders (2020) ao pertencimento (*membership*) das estrelas (probabilidade $\gtrsim 60\%$).

4.2 Fotometria

Considerando a metodologia explicada na Seção 3.1, apresentamos na Figura 40 os ajustes de isócronas e os valores encontrados para os parâmetros dos aglomerados a partir dos ajustes (metallicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$, idade, módulo de distância $(m - \mathcal{M})_V$, excesso de cor $E(B - V)$ e massa de *turn-off* M_{TO}). O resultado encontrado para o estágio evolutivo das estrelas da amostra pode ser observado na Tabela 10, além de informações disponíveis na literatura sobre a binaridade das estrelas.

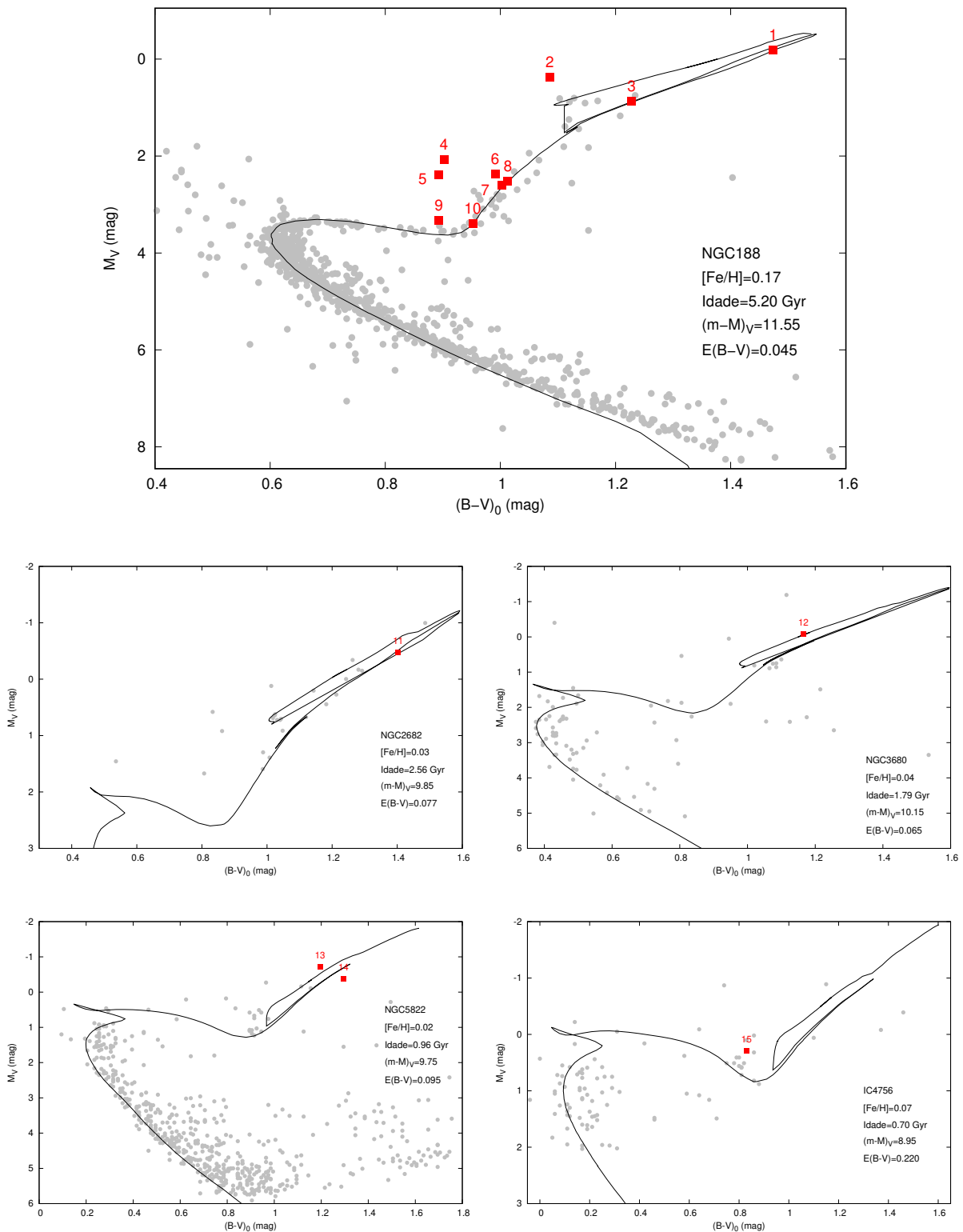


Figura 40 – Ajuste de isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012) ao CMD dos aglomerados analisados (ver Tabela 3 para referências da fotometria dos aglomerados) com os parâmetros dos aglomerados encontrados. As estrelas da amostra estão indicadas com quadrados vermelhos e identificadas com o seu ID deste trabalho (ver Tabela 2) enquanto que o restante das estrelas dos aglomerados estão indicadas com pontos cinzas para um melhor ajuste. (*Continua na próxima página*)

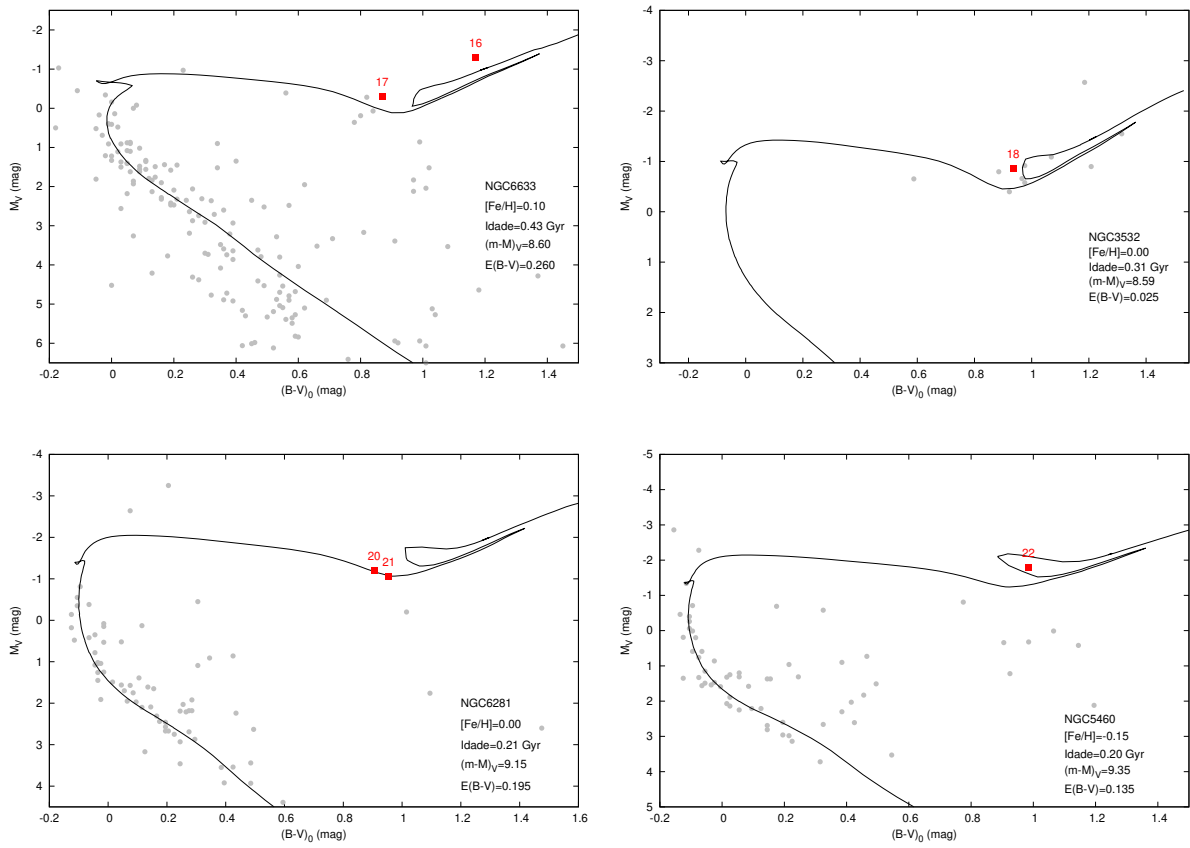


Figura 40 – Continuação

Tabela 10 – Estágio evolutivo e binaridade para a amostra de estrelas.

ID	Objeto	Estágio Evolutivo	Binaridade	Ref.
1	NGC188-3018	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	1
2	NGC188-1001	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	1
3	NGC188-2072	<i>up</i> -RGB	sim	1, 2
4	NGC188-2026	<i>clump</i>	não	1
5	NGC188-1116	<i>clump</i>	sim	1, 2, 3
6	NGC188-3140	<i>bump</i>	não	1
7	NGC188-1061	<i>bump</i>	não	1
8	NGC188-2187	<i>bump</i>	não	1
9	NGC188-1006	<i>low</i> -RGB	não	1
10	NGC188-2194	<i>low</i> -RGB	sim	1, 2
11	NGC2682-MMU6495	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	4
12	NGC3860-44	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	5
13	NGC5822-1	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	6
14	NGC5822-MMU240	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	6
15	IC4756-69	<i>clump</i>	sim	6
16	NGC6633-78	<i>up</i> -RGB ou <i>early</i> -AGB	não	5
17	NGC6633-100	<i>low</i> -RGB ou <i>clump</i>	não	7
18	NGC3532-MMU19	<i>clump</i>	não	1
20	NGC6281-3	<i>low</i> -RGB ou <i>clump</i>	não	1
21	NGC6281-4	<i>low</i> -RGB ou <i>clump</i>	não	1
22	NGC5460-MMU17	<i>clump</i>	não	1

Referências: (1) Geller et al. (2008), (2) Geller et al. (2009), (3) Jacobson et al. (2011), (4) Mermilliod & Mayor (2007), (5) Mermilliod et al. (1995), (6) Mermilliod & Mayor (1990) e (7) Mermilliod & Mayor (1989).

As estrelas analisadas do aglomerado NGC188, (objetos 1 a 10) em sua maioria, foram identificadas como estando no RGB (*low*, *up* e *bump*). O restante da amostra (objetos 11 a 22) apresenta estrelas em sua maioria identificados, possivelmente, no RGB ou *clump*. Os diferentes estágios evolutivos das estrelas são importantes na caracterização do processo de *extra-mixing* ao longo do RGB.

Além do estágio evolutivo, a Tabela 10 apresenta a indicação que algumas estrelas de nossa amostra foram identificadas na literatura como estrelas binárias. Geller et al. (2009) indica o período de rotação das estrelas binárias espectroscópicas do aglomerado NGC188. O objeto 3 (NGC188-2072) tem um período de 344.01 ± 0.05 dias com uma massa $< 1.14 M_{\odot}$ para a estrela primária e massa $< 1.10 M_{\odot}$ para a estrela secundária. O objeto 5 (NGC188-1116) tem um período de 35.178 ± 0.005 dias com uma massa de $1.14 M_{\odot}$ para a estrela primária e $1.09 M_{\odot}$ para a estrela secundária. O objeto 10 (NGC188-2194) tem um período de 1029 ± 7 dias, com $1.13 M_{\odot}$ para a estrela primária e massa $< 0.64 M_{\odot}$ para estrela secundária. O aglomerado NGC188 apresenta uma rica população binária e uma grande variedade de candidatos de objetos em interação (Geller et al., 2009; Geller & Mathieu, 2012).

Os objetos 3 (NGC188-2072) e 10 (NGC188-2194) foram classificados como binárias espectroscópicas de linha única (SB1), enquanto que o objeto 5 (NGC188-1116) foi classificado como uma binária espectroscópica de linha dupla (SB2) (Geller et al., 2008). As estrelas binárias são classificadas em SB1 quando observamos o espectro de apenas uma das estrelas, enquanto que em SB2 são detectados os espectros de ambas as estrelas. Nos espectros analisados, não detectamos as linhas espectrais da estrela companheira do sistema binário, tendo em vista que a baixa S/N ($S/N \sim 26$, para o objeto 5, NGC188-1116) acaba dificultando a identificação das linhas da outra estrela.

Segundo Mermilliod & Mayor (1990) e Mermilliod et al. (2007), o objeto 15 (IC4756-69), pertencente ao aglomerado IC4756, é uma estrela binária espectroscópica de longo período orbital (1994 dias), com uma massa de $2 M_{\odot}$ para a estrela RGB primária e $0.54 M_{\odot}$ para a estrela secundária, provavelmente uma estrela anã-branca¹ (Smiljanic et al., 2009).

Assim, para estrelas binárias que não interagem entre si, evoluindo como estrelas individuais, conforme indicado por Peña Suárez et al. (2018), não esperamos uma diferença significativa nas abundâncias entre estrelas binárias e não-binárias de um mesmo aglomerado aberto, desta forma, podemos realizar a análise química desprezando possíveis diferenças relacionadas com a binaridade da amostra.

De forma detalhada, os resultados fotométricos obtidos para os parâmetros dos aglomerados (metalidade $[Fe/H]$, idade, módulo de distância $(m - \mathcal{M})_V$, excesso de cor $E(B - V)$ e massa de *turn-off* M_{TO}) e a comparação com os resultados disponíveis literatura podem ser observados na Tabela 11. Como as magnitudes disponíveis na literatura para os aglomerados NGC2682 e NGC3532 apresentam apenas estrelas no ramo das gigantes (ver Figura 40), assumimos os valores de $[Fe/H]$ e idade da literatura para as estrelas analisada nesses aglomerados (objetos 11 e 18).

¹ Estrela remanescente dos estágios finais de evolução estelar para estrelas de baixa massa inicial ($1 < M < 8 M_{\odot}$) em que não há mais reações nucleares no interior estelar, sua luminosidade é devida ao resfriamento e que apresenta massa e raio da ordem do raio da Terra (Maciel, 1999; Salaris & Cassisi, 2005).

Tabela 11 – Comparação dos resultados dos parâmetros dos aglomerados obtidos na fotometria com a literatura.

Aglomerado	[Fe/H]	Idade	$(m - \mathcal{M})_V$	$E(B - V)$	M_{TO}			
Aberto	(dex)	(10^9 anos)	(mag)	(mag)	(M_{\odot})			
NGC188	+0.17	5.20	11.55	0.045	1.45			
NGC2682	+0.03	2.56	9.85	0.077	1.30			
NGC3680	+0.04	1.79	10.15	0.065	1.50			
NGC5822	+0.02	0.96	9.75	0.095	1.53			
IC4756	+0.07	0.70	8.95	0.220	2.16			
NGC6633	+0.10	0.43	8.60	0.260	2.55			
NGC3532	+0.00	0.31	8.59	0.025	2.89			
NGC6281	+0.00	0.21	9.15	0.195	3.21			
NGC5460	-0.15	0.20	9.35	0.135	3.30			
Literatura								
Aglomerado	[Fe/H]	Idade ³	$(m - \mathcal{M})_V^3$	$E(B - V)$	M_{TO}			
Aberto	(dex)	Ref.	(10^9 anos)	(mag)	Ref.	(M_{\odot})	Ref.	
NGC188	+0.11±0.04	1	4.29	11.81	0.085	4	1.1	5
NGC2682	+0.03±0.05	1	2.56	9.97	0.050	4	1.4	6
NGC3680	-0.01±0.06	1	1.19	10.07	0.062	4	1.8	7
NGC5822	+0.08±0.08	1	0.66	10.28	0.312	4	2.5	8
IC4756	+0.02±0.04	1	0.50	9.02	0.192	3	2.7	8
NGC6633	-0.08±0.12	1	0.43	8.44	0.182	3	2.9	8
NGC3532	+0.00±0.07	1	0.31	8.55	0.042	4	3.2	8
NGC6281	+0.06±0.06	1	0.31	8.86	0.192	4	3.3	8
NGC5460	-0.18±0.22	2	0.16	9.44	0.094	4	5.5	9

M_{TO} : Massa de *turn-off*.

Referências: (1) Netopil et al. (2016), (2) Fossati et al. (2012), (3) WEBDA (Dias et al., 2002), (4) Kharchenko et al. (2013), (5) Meibom et al. (2009), (6) Reddy et al. (2013), (7) Peña Suárez et al. (2018), (8) Leão et al. (2018) e (9) Jura (1987).

Os resultados encontrados para os parâmetros dos aglomerados são semelhantes aos valores disponíveis na literatura, dentro das incertezas dos parâmetros. Obtemos valores similares aos encontrados por Wang et al. (2015) para o aglomerado NGC188 utilizando fotometria de multifiltros e ajuste de isócronas e, mais recentemente, por Bossini et al. (2019) para os aglomerados NGC188 e NGC2682, ao utilizar métodos bayesianos no ajuste das isócronas.

Encontramos uma diferença de ~ 0.2 dex em metalicidade quando comparado a Netopil et al. (2016) para o aglomerado NGC6633, entretanto em Kharchenko et al. (2013) encontramos $[Fe/H] = +0.06 \pm 0.01$ para o aglomerado. Desta forma, podemos considerar que o nosso resultado para a metalicidade é coerente com a literatura.

Os valores encontrados para o módulo de distância do aglomerado também são semelhantes aos resultados encontrados recentemente utilizando dados do *Gaia* DR2 (Bossini et al., 2019; Cantat-Gaudin & Anders, 2020; Cantat-Gaudin et al., 2020; Dias

et al., 2021). Diferenças no módulo de distância e o excesso de cor, com relação a literatura, estão relacionados com a inacurácia do ajuste da isócrona a amostra, já que a maior parte das estrelas dos aglomerados se encontra na sequência principal (ver Figura 40). Ainda observamos uma diferença de $2.2 M_{\odot}$ na massa de *turn-off* para o aglomerado NGC5460 quando comparamos com o resultado obtido por Jura (1987). A sua estimativa da massa de *turn-off* considerou a massa total do aglomerado inferida por meio do diâmetro angular do aglomerado aberto. Assim, tendo em vista que o método empregado neste trabalho a partir da análise fotométrica das estrelas do aglomerado é mais preciso para determinar a sua massa de *turn-off* (ver, por exemplo, Smiljanic et al., 2009), consideramos o resultado encontrado como a massa de *turn-off* do aglomerado.

Os valores obtidos para os parâmetros dos aglomerados (Tabela 11) foram utilizados na obtenção dos parâmetros atmosféricos fotométricos das estrelas (temperatura efetiva T_{eff} , gravidade superficial $\log g$ e microturbulência ξ). Os valores numéricos encontrados estão disponíveis em detalhes na Tabela 23 do Apêndice F. Os resultados para a temperatura efetiva fotométrica encontrada a partir da calibração de Alonso et al. (1999) com as cores $J - K$ e $V - K$ podem ser observados na Figura 41.

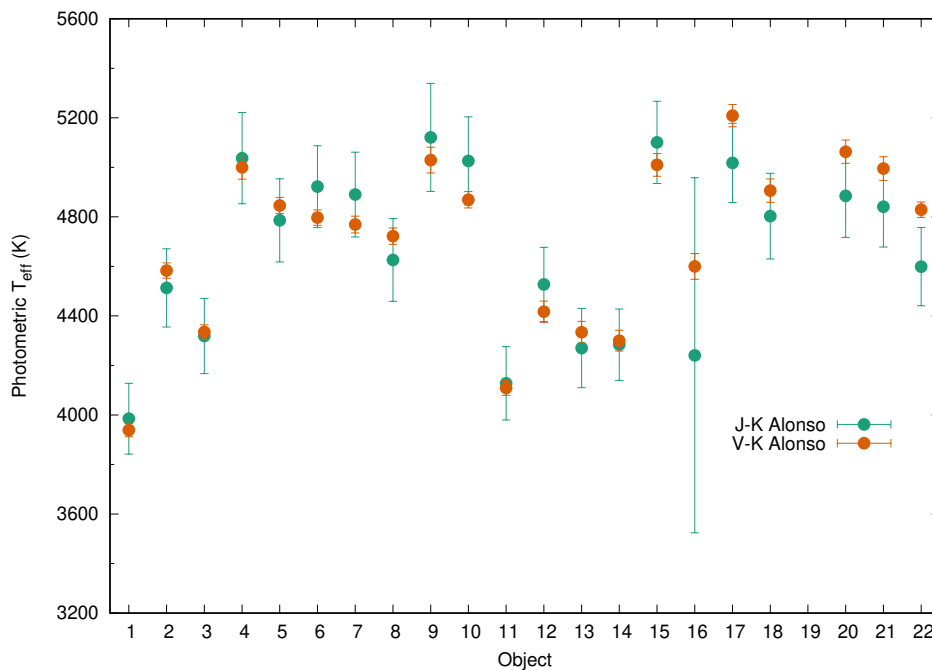


Figura 41 – Resultados fotométricos de temperatura efetiva para calibrações fotométricas nas cores $J - K$ e $V - K$.

A partir da Figura 41, notamos que o objeto 16 (NGC6633-78) apresenta uma incerteza maior na temperatura ($\sigma \sim 430$ K) para a calibração da cor $J - K$. Isso ocorre pois o objeto apresenta uma incerteza muito maior na banda J ($\sigma \sim 0.294$ mag; ver Tabela 3) devido a uma baixa qualidade na sua fotometria JHK_s (Qflg=DDE; Cutri et al., 2003).

Desta forma, para investigar este resultado, buscamos outras calibrações, como van Belle et al. (1999) e Huang et al. (2015) para a cor $V - K$, além de utilizar as calibrações de Alonso et al. (1999) para as cores $B - V$ e $J - H$. Para a cor $J - H$ foi necessário realizar as transformações entre os sistemas fotométricos (ver Figura 24), enquanto que para a cor $B - V$, apenas corrigir o avermelhamento². A diferença média entre os sistemas 2MASS e TCS para a cor $J - H$ é de cerca de ~ 0.05 mag. As expressões utilizadas na transformação desta cor também são demonstradas em detalhes no Apêndice B (Equação 78), com a indicação aqui apenas do resultado final:

$$(J - H)_{TCS,0} = 0.031 + 0.911 (J - H)_{2MASS} - 0.311 E(B - V) \quad (47)$$

As incertezas para estas calibrações também utilizaram os métodos descritos na Seção 3.1.4 enquanto que a calibração de van Belle et al. (1999) depende apenas da cor $V - K$:

$$T_{\text{eff}} = 3030 + 4750 \cdot 10^{-0.187 \cdot (V-K)_0} \quad (48)$$

Para esta calibração (Equação 48), encontramos este resultado para a incerteza:

$$\sigma(T_{\text{eff}}) = 0.431 \cdot (T_{\text{eff}} - 3030) \cdot \sigma_{(V-K)_0} \quad (49)$$

Os resultados obtidos para a temperatura efetiva fotométrica com diferentes calibrações são comparados com as calibrações adotadas anteriormente na Figura 42.

² $(B - V)_0 = (B - V) - E(B - V)$, onde $(B - V)_0$ é a cor $B - V$ desvermelhada e $E(B - V)$ é o excesso de cor.

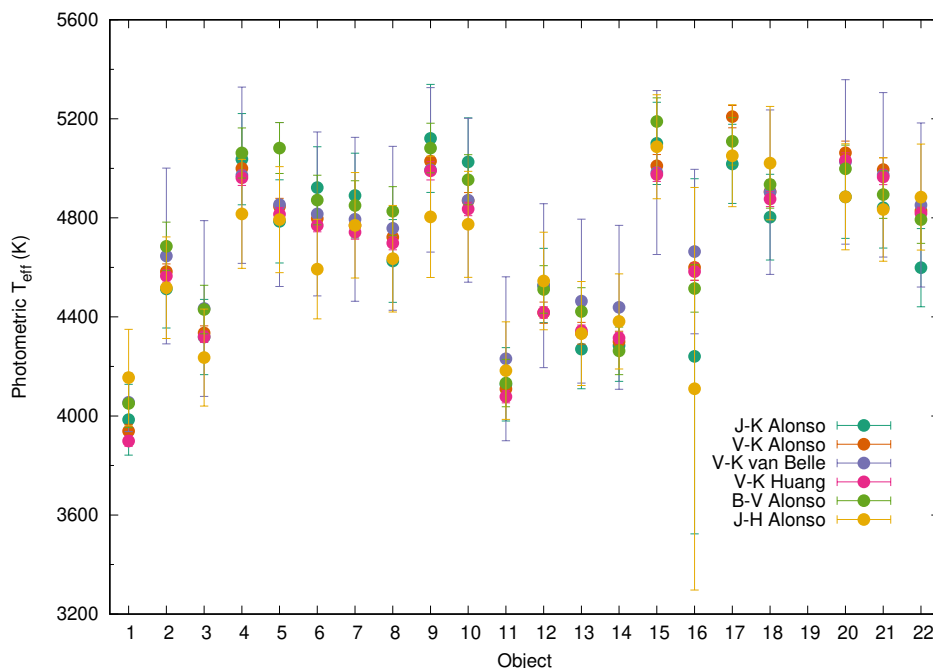


Figura 42 – Resultados fotométricos de temperatura efetiva obtidos para calibrações fotométricas nas cores $J - K$, $V - K$, $B - V$ e $J - H$.

Comparando as Figuras 41 e 42, notamos que apenas a calibração para a cor $J - K$ de Alonso et al. (1999) do objeto 16 (NGC6633-78) apresenta uma grande incerteza enquanto que os valores obtidos a partir de outras calibrações são semelhantes dentro das incertezas, inclusive para os outros objetos. Desta forma, podemos considerar uma temperatura fotométrica para os objetos a partir de uma média aritmética simples das temperaturas obtidas por todas as calibrações. Portanto, o valor considerado para a temperatura efetiva fotométrica pode ser observado na Figura 43.

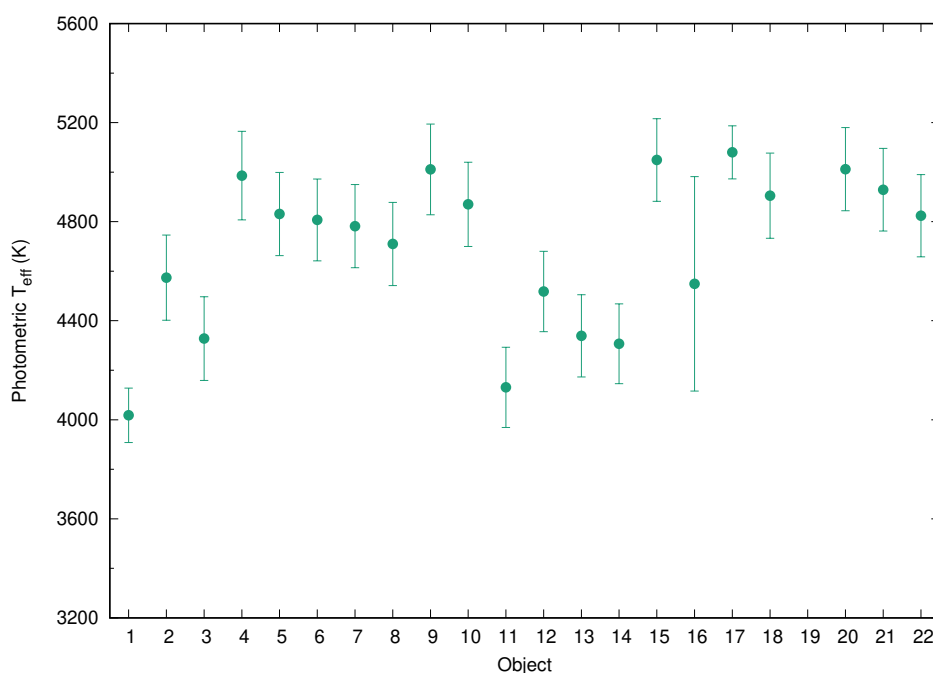


Figura 43 – Temperatura efetiva fotométrica considerada para os objetos.

A partir da temperatura fotométrica encontrada anteriormente, podemos estimar a gravidade superficial a partir da expressão da Equação 4, cujos resultados podem ser observados na Figura 44.

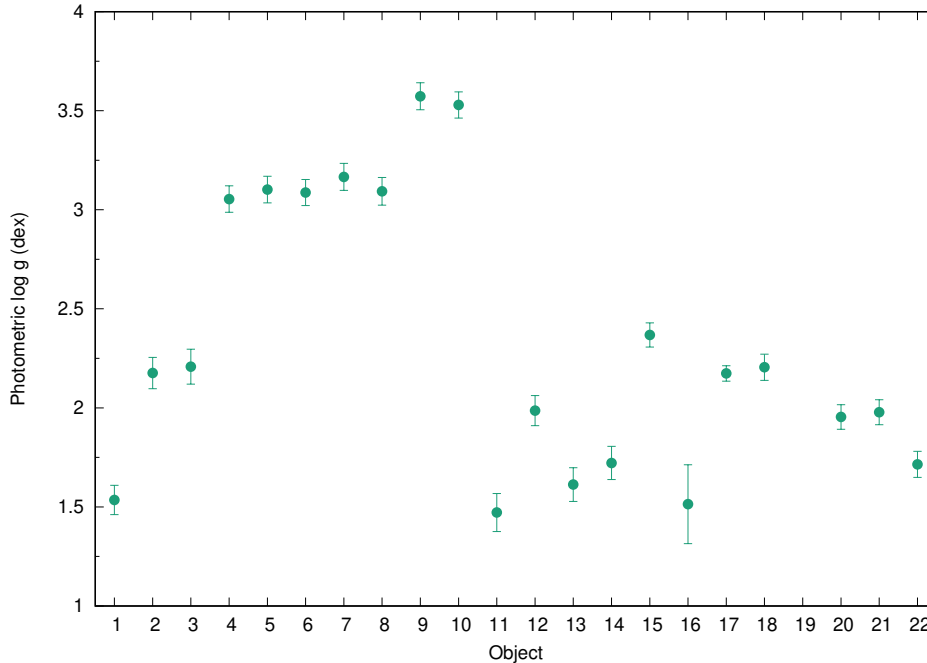
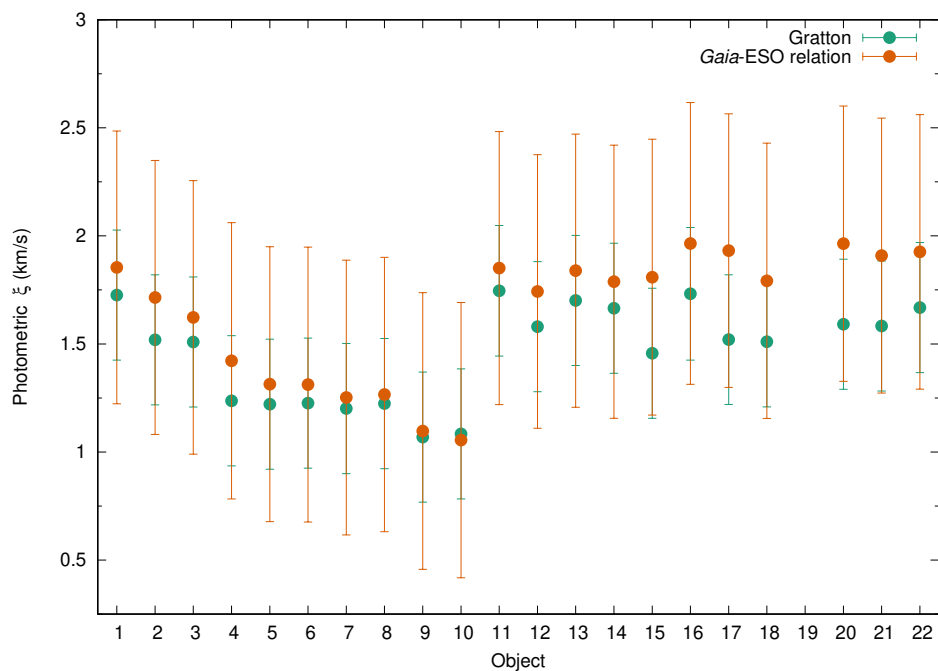


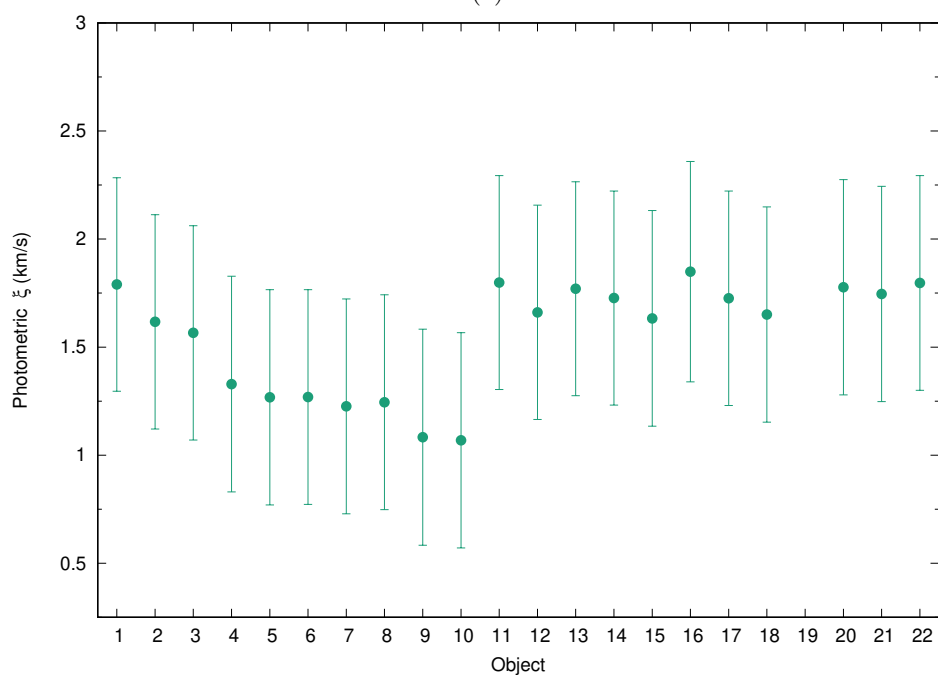
Figura 44 – Resultados fotométricos para a gravidade superficial.

Considerando que o objeto 16 (NGC6633-78) apresenta uma incerteza de $\sigma \sim 430$ K e a expressão para a gravidade superficial (Equação 4) depende da temperatura efetiva fotométrica, assim, encontramos que uma incerteza maior em log g para este objeto ($\sigma \sim 0.2$ dex) quando comparado com o restante da amostra ($\sigma \sim 0.1$ dex).

A partir da temperatura fotométrica e da gravidade encontradas anteriormente, considerando a metalicidade adotada para os aglomerados (Tabela 11), podemos estimar fotometricamente a microturbulência dos objetos a partir das calibrações de Gratton et al. (1996) (Equação 7) e *Gaia*-ESO (Equação 8). Consideramos, assim, a microturbulência obtida via fotometria como a média dos resultados obtidos para as duas calibrações. Os resultados encontrados para a microturbulência dadas pelas calibrações fotométricas podem ser observados na Figura 45a e o resultado considerado da microturbulência fotométrica pode ser observado na Figura 45b.



(a)



(b)

Figura 45 – Resultados fotométricos para a microturbulência dados (a) pelas calibrações fotométricas e (b) o valor considerado para cada objeto.

Observamos que a incerteza na microturbulência dada pela calibração de Gratton et al. (1996) ($\sigma \sim 0.3$ km/s) é menor do que aquela estimada pela relação *Gaia*-ESO ($\sigma \sim 0.6$ km/s), pois não depende da temperatura efetiva fotométrica e da metalicidade do objeto, o que acontece para a calibração *Gaia*-ESO (ver Equação 8).

Assim, podemos reunir na Tabela 12 os resultados fotométricos e comparar com valores obtidos na literatura:

Tabela 12 – Comparação entre os resultados fotométricos obtidos e os valores encontrados na literatura para a amostra.

ID	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[Fe/H] (dex)	ξ (km/s)	Ref.
1	4100 ± 200	1.70 ± 0.20	$+0.06 \pm 0.08$	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4018 ± 110	1.53 ± 0.07	+0.17	1.79 ± 0.49	Este trabalho
2	4574 ± 172	2.18 ± 0.08	+0.17	1.62 ± 0.50	Este trabalho
3	4400 ± 100	2.10 ± 0.20	$+0.13 \pm 0.03$	1.50 ± 0.20	Friel et al. (2010)
	4400 ± 200	2.30 ± 0.20	$+0.06 \pm 0.06$	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4400 ± 50	2.20 ± 0.10	$+0.14 \pm 0.02$	1.50 ± 0.10	Jacobson & Friel (2013)
	4328 ± 169	2.21 ± 0.09	+0.17	1.57 ± 0.50	Este trabalho
4	5100 ± 200	3.20 ± 0.20	$+0.03 \pm 0.08$	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4986 ± 179	3.05 ± 0.07	+0.17	1.33 ± 0.50	Este trabalho
5	4831 ± 168	3.10 ± 0.07	+0.17	1.27 ± 0.50	Este trabalho
6	5000 ± 200	3.30 ± 0.20	$+0.01 \pm 0.06$	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4807 ± 165	3.09 ± 0.07	+0.17	1.27 ± 0.50	Este trabalho
7	4900 ± 200	3.30 ± 0.20	$+0.02 \pm 0.07$	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4782 ± 168	3.17 ± 0.07	+0.17	1.23 ± 0.50	Este trabalho
8	4800 ± 200	3.20 ± 0.20	-0.07 ± 0.07	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4710 ± 168	3.09 ± 0.07	+0.17	1.25 ± 0.50	Este trabalho
9	5011 ± 183	3.57 ± 0.07	+0.17	1.08 ± 0.50	Este trabalho
10	5100 ± 200	3.70 ± 0.20	$+0.07 \pm 0.06$	1.50 ± 0.20	Jacobson et al. (2011)
	4870 ± 170	3.53 ± 0.07	+0.17	1.07 ± 0.50	Este trabalho
11	4250 ± 62	1.00 ± 0.14	$+0.03 \pm 0.05$	—	Netopil et al. (2016)
	4160 ± 71	1.55 ± 0.13	$+0.04 \pm 0.06$	—	Kunder et al. (2017)
	4131 ± 162	1.47 ± 0.10	+0.03	1.80 ± 0.49	Este trabalho
12	4508 ± 200	2.00 ± 0.30	-0.28 ± 0.32	1.70 ± 0.30	Pasquini et al. (2001)
	4475	—	-0.14 ± 0.16	—	Anthony-Twarog et al. (2009)
	4800 ± 50	2.60 ± 0.10	-0.13 ± 0.08	2.10 ± 0.10	Mitschang et al. (2012)
	4500 ± 200	1.70 ± 0.30	-0.15 ± 0.08	1.50 ± 0.30	Peña Suárez et al. (2018)
	4518 ± 162	1.99 ± 0.08	+0.04	1.66 ± 0.50	Este trabalho
13	4800 ± 200	2.50 ± 0.25	$+0.09 \pm 0.21$	2.50 ± 0.50	Luck (1994)
	4470 ± 60	2.00 ± 0.26	$+0.03 \pm 0.10$	1.38 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	4400 ± 200	1.90 ± 0.30	-0.09 ± 0.09	1.40 ± 0.30	Peña Suárez et al. (2018)
	4339 ± 166	1.61 ± 0.08	+0.02	1.77 ± 0.50	Este trabalho
14	4425 ± 60	1.95 ± 0.26	$+0.02 \pm 0.11$	1.34 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	4307 ± 161	1.72 ± 0.08	+0.02	1.73 ± 0.50	Este trabalho
15	5130 ± 60	3.00 ± 0.26	$+0.08 \pm 0.08$	1.31 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	5049 ± 167	2.37 ± 0.06	+0.07	1.63 ± 0.50	Este trabalho
16	4370 ± 60	1.80 ± 0.26	$+0.04 \pm 0.10$	1.51 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	4315 ± 90	1.72 ± 0.23	-0.14 ± 0.13	1.69 ± 0.08	Morel et al. (2014)
	4290 ± 65	1.85 ± 0.16	-0.03 ± 0.12	1.68 ± 0.07	Morel et al. (2014)
	4369	1.46	+0.04	1.62	Luck (2014)
	4370 ± 30	1.83 ± 0.12	-0.20 ± 0.19	—	Boeche & Grebel (2016)
17	4549 ± 433	1.51 ± 0.20	+0.10	1.85 ± 0.51	Este trabalho
	5245 ± 44	3.11 ± 0.06	$+0.35 \pm 0.03$	0.85	Valenti & Fischer (2005)
	5118 ± 29	2.83 ± 0.25	$+0.04 \pm 0.10$	1.65 ± 0.03	Santos et al. (2009)

Continua na próxima página

Tabela 12 – *Continuação*

ID	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[Fe/H] (dex)	ξ (km/s)	Ref.
	4979 ± 72	2.75 ± 0.12	$+0.00 \pm 0.10$	1.58 ± 0.10	Santos et al. (2009)
	5015 ± 60	2.85 ± 0.26	$+0.11 \pm 0.11$	1.44 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	5035 ± 80	2.74 ± 0.19	-0.01 ± 0.11	1.55 ± 0.07	Morel et al. (2014)
	5055 ± 55	2.56 ± 0.05	-0.07 ± 0.10	1.58 ± 0.06	Morel et al. (2014)
	4991 ± 114	2.61 ± 0.22	$+0.00 \pm 0.10$	—	Jacobson et al. (2016)
	5080 ± 107	2.17 ± 0.04	+0.10	1.73 ± 0.50	Este trabalho
18	5000 ± 200	2.36 ± 0.25	$+0.13 \pm 0.02$	2.00 ± 0.50	Luck (1994)
	4995 ± 60	2.65 ± 0.26	$+0.11 \pm 0.11$	1.52 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	4905 ± 172	2.20 ± 0.07	+0.00	1.65 ± 0.50	Este trabalho
20	4915 ± 60	2.30 ± 0.26	$+0.01 \pm 0.09$	1.64 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	5012 ± 168	1.95 ± 0.06	+0.00	1.78 ± 0.50	Este trabalho
21	5015 ± 60	2.50 ± 0.26	$+0.09 \pm 0.07$	1.70 ± 0.08	Smiljanic et al. (2009)
	4929 ± 167	1.98 ± 0.06	+0.00	1.75 ± 0.50	Este trabalho
22	4824 ± 166	1.71 ± 0.07	-0.15	1.80 ± 0.50	Este trabalho

Os resultados fotométricos apresentam diferenças médias de ~ 120 K em temperatura efetiva, ~ 0.3 dex em gravidade superficial e ~ 0.2 km/s em microturbulência quando comparados com os parâmetros espectroscópicos disponíveis na literatura (exceto os objetos 2, 5 e 22, que não apresentam valores na literatura). As diferenças encontradas são da ordem das incertezas da amostra e da literatura, assim os resultados para temperatura efetiva, gravidade superficial e microturbulência concordam com os valores da literatura.

Em metalicidade, os resultados obtidos para as estrelas do aglomerado NGC188 são semelhantes aos valores encontrados na literatura, dentro das incertezas (exceto para os objetos 1, 5, 8, 9 e 10). A metalicidade dos objetos 2, 5 e 9 que não apresentam os parâmetros atmosféricos disponíveis na literatura, considerando as incertezas, se encontram dentro da média dos valores esperados para a média do aglomerado na literatura ($[\text{Fe}/\text{H}] = +0.11 \pm 0.04$; Netopil et al., 2016).

A metalicidade dos objetos 1, 5, 8, 9 e 10 apresentam valores bem diferentes quando comparados aos resultados de Jacobson et al. (2011). Esses resultados são 0.1 a 0.2 dex menores do que outros valores encontrados para espectros de alta resolução na literatura (ver, por exemplo, a metalicidade do objeto 3, NGC188-2072). Segundo Heiter et al. (2014) e Netopil et al. (2016), esse resultado é decorrente do fato de que os espectros utilizados são de resolução intermediária ($R \sim 18000$). Assim, consideramos a metalicidade obtida fotometricamente como sendo coerente com o valor médio encontrado por Netopil et al. (2016) para o aglomerado ($[\text{Fe}/\text{H}] = +0.11 \pm 0.04$) em alta resolução.

Da mesma forma, as diferenças de até 0.2 dex entre as metalicidades consideradas

neste trabalho e as encontradas na literatura para os objetos 12, 13, 16, 18 e 21 são consequências das diferenças em resolução entre os trabalhos anteriores da literatura, bem como da metodologias empregadas para determinar as metalicidades (por exemplo, espectroscopia, fotometria, asterosismologia; Netopil et al., 2016). Assim, o valor considerado para cada objeto apresenta uma concordância com os valores médios dos aglomerados derivados quando comparado aos encontrados na literatura em alta resolução.

4.3 Espectroscopia

Depois de obter os parâmetros atmosféricos por fotometria, utilizando os métodos da Seção 3.2.3, calculamos os parâmetros atmosféricos de forma espectroscópica, como também as abundâncias por meio da medida de larguras equivalentes, para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10). Para o restante da amostra de estrelas (objetos 11 a 22), utilizamos os resultados fotométricos encontrados anteriormente para os parâmetros atmosféricos, tendo em vista que esses espectros foram observados na região do infravermelho próximo ($\sim 4.6 \mu\text{m}$) e não podemos utilizar o mesmo método espectroscópico adotado na região do visível (equilíbrio de excitação e ionização a partir de linhas de Fe), tendo em vista que não é possível identificar essas linhas na região.

Para verificar a consistência dos métodos de análise espectroscópica empregados no trabalho, consideramos aplicar a mesma metodologia em Arcturus. Ela é uma estrela de mesmo tipo espectral da amostra (tipo espectral K), com parâmetros atmosféricos e abundâncias disponíveis na literatura (por exemplo, Alves-Brito et al., 2010; Ramírez & Allende Prieto, 2011; Fanelli et al., 2021). A comparação entre os resultados encontrados para Arcturus neste trabalho e da literatura pode ser observada na Tabela 13.

Tabela 13 – Comparação entre as abundâncias medidas para Arturus.

	Este trabalho	1	2	3
T_{eff} (K)	4244 ± 128	4280 ± 75	4286 ± 30	4283 ± 33
$\log g$ (dex)	1.50 ± 0.56	1.59 ± 0.30	1.66 ± 0.05	1.67 ± 0.06
[Fe/H] (dex)	-0.58 ± 0.05	-0.49 ± 0.05	-0.52 ± 0.04	-0.57 ± 0.01
ξ (km/s)	1.66 ± 0.12	1.74 ± 0.20	1.74	1.60 ± 0.05
[Na/Fe]	0.21 ± 0.13	0.16 ± 0.12	0.11 ± 0.03	0.09 ± 0.03
[Si/Fe]	0.48 ± 0.10	0.26 ± 0.05	0.33 ± 0.04	0.32 ± 0.02
[Ca/Fe]	0.05 ± 0.10	0.04 ± 0.05	0.11 ± 0.04	0.03 ± 0.02
[Sc/Fe]	0.06 ± 0.15	—	0.19 ± 0.06	0.10 ± 0.04
[Ti/Fe]	0.06 ± 0.12	0.21 ± 0.03	0.24 ± 0.05	0.20 ± 0.02
[V/Fe]	0.24 ± 0.19	—	0.20 ± 0.05	—
[Cr/Fe]	0.11 ± 0.12	—	-0.05 ± 0.04	-0.05 ± 0.02
[Co/Fe]	0.20 ± 0.06	—	0.09 ± 0.04	0.02 ± 0.02
[Ni/Fe]	0.09 ± 0.06	—	0.06 ± 0.03	0.04 ± 0.01
[Y/Fe]	-0.20 ± 0.16	—	—	-0.11 ± 0.08

Referências: (1) Alves-Brito et al. (2010), (2) Ramírez & Allende Prieto (2011) e (3) Fanelli et al. (2021).

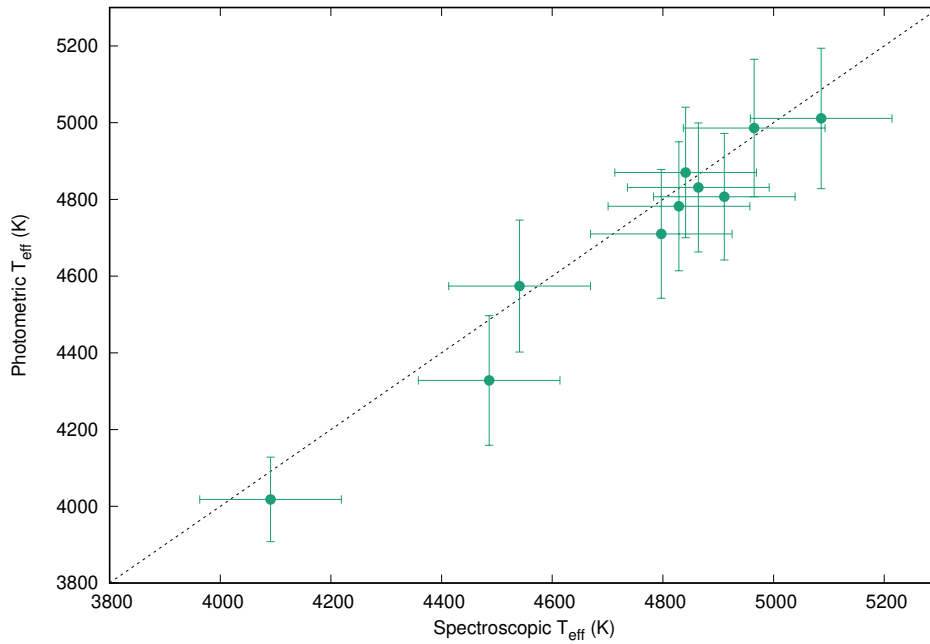
Para a abundância de [Eu/Fe], obtemos 0.23 ± 0.15 dex e encontramos na literatura [Eu/Fe] = 0.30 ± 0.05 (Overbeek et al., 2016). A análise de Arcturus por Alves-Brito et al. (2010) utilizou espectro óptico de alta resolução ($R = 65000$) e alta S/N ($S/N \sim 250$), enquanto que Ramírez & Allende Prieto (2011) consideraram um espectro de alta resolução ($R \sim 100000$) e Fanelli et al. (2021) utiliza espectro de alta resolução ($R = 50000$) no infravermelho próximo. A metodologia utilizada para o cálculo das abundâncias neste trabalho (medidas de EW) foi a mesma adotada pelos trabalhos citados anteriormente. As diferenças encontradas entre os valores calculados neste trabalho e a literatura para os parâmetros atmosféricos e abundâncias em Arcturus são da ordem da incerteza dos dados, desta forma, os resultados encontrados são coerentes com a literatura.

Os resultados obtidos para os parâmetros atmosféricos espectroscópicos da amostra de estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10) podem ser observados na Tabela 14 e foram comparados aos resultados obtidos anteriormente a partir da fotometria (ver Tabela 12) na Figura 46. Os valores numéricos detalhados dos parâmetros encontrados e comparados com a fotometria estão disponíveis em detalhes na Tabela 24 do Apêndice F. Na Tabela 14, também podemos encontrar os resultados obtidos para as velocidades de macroturbulência ζ e rotação projetada $v \sin i$ das estrelas. Esses parâmetros foram obtidos a partir dos métodos empregados na Seção 3.2.4 com o objetivo de calcular a síntese espectral dos elementos CNO.

Tabela 14 – Parâmetros atmosféricos, metalicidades, macroturbulências e velocidades de rotação projetada derivados espectroscopicamente.

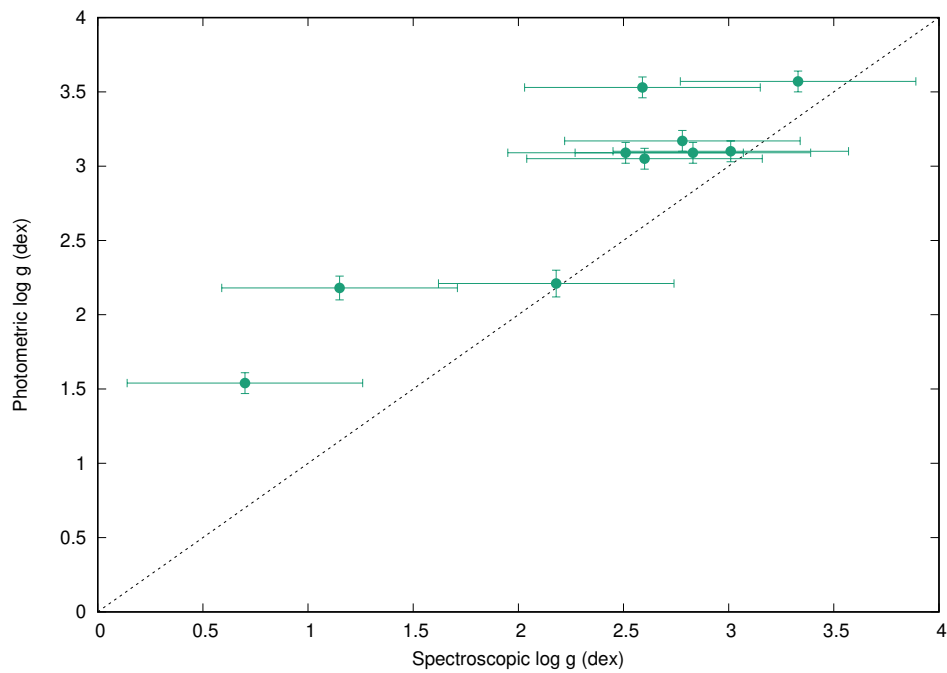
ID	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	ξ (km/s)	[FeI/H]	N	[FeII/H]	N	ζ (km/s)	$v \text{ sen } i$ (km/s)
1	4091	0.70	1.38	-0.19 ± 0.18	36	-0.19 ± 0.33	8	5.5	4.0
2	4541	1.15	1.62	-0.56 ± 0.47	25	-0.56 ± 0.39	7	7.0	4.0
3	4486	2.18	1.45	$+0.12 \pm 0.24$	39	$+0.12 \pm 0.31$	11	5.0	4.0
4	4965	2.60	0.86	$+0.25 \pm 0.24$	40	$+0.25 \pm 0.33$	12	6.0	3.0
5	4864	3.01	1.34	-0.16 ± 0.31	31	-0.16 ± 0.46	6	5.5	4.0
6	4911	2.51	1.34	-0.03 ± 0.29	38	-0.03 ± 0.25	10	4.5	2.5
7	4829	2.78	1.26	$+0.12 \pm 0.29$	40	$+0.12 \pm 0.34$	10	5.5	3.0
8	4797	2.83	0.94	$+0.17 \pm 0.20$	44	$+0.17 \pm 0.21$	9	4.5	3.5
9	5086	3.33	1.30	-0.22 ± 0.32	24	-0.22 ± 0.21	4	4.0	4.0
10	4841	2.59	1.55	-0.07 ± 0.22	38	-0.07 ± 0.26	10	5.5	2.0

N: Número de linhas espectrais identificadas.

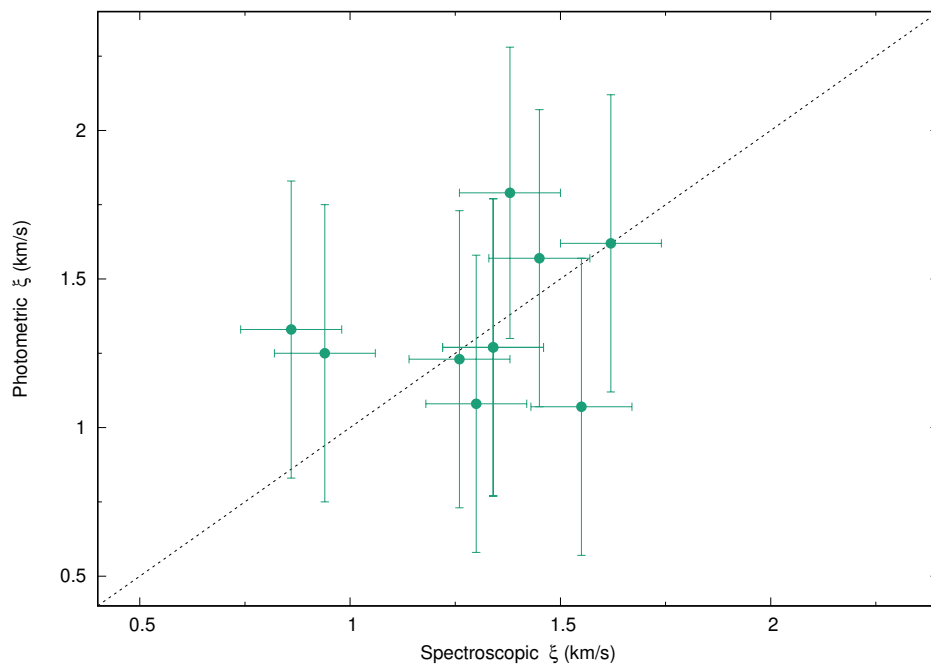


(a)

Figura 46 – Comparação entre os resultados espectroscópicos e fotométricos para (a) temperatura efetiva T_{eff} , (b) gravidade superficial $\log g$ e (c) microturbulência ξ das estrelas do aglomerado NGC188. *Continua na próxima página*



(b)



(c)

Figura 46 – *Continuação*

Quando comparamos os resultados espectroscópicos para temperatura efetiva e microturbulência (Figuras 46a e 46b, respectivamente), os resultados obtidos são semelhantes ao que encontramos na fotometria, dentro da incerteza. Para a gravidade superficial (Figura 46b), o resultado espectroscópico é ligeiramente menor (diferença média de ~ 0.5 dex), mas dentro da incerteza das medidas espectroscópicas ($\sigma = 0.56$ dex).

As incertezas em gravidade superficial espectroscópicas são ~ 7 vezes maiores do que os valores fotométricos, enquanto que as incertezas em microturbulência espectroscópica são ~ 4.2 vezes menor do que os resultados fotométricos. Esses resultados decorrem dos vínculos estabelecidos nas calibrações fotométricas adotadas, que é menor para a gravidade superficial do que para a microturbulência.

As estrelas 1 (NGC188-3018), 2 (NGC188-1001) e 10 (NGC188-2194) apresentam as maiores diferenças em gravidade superficial fotométrica e espectroscópica (~ 1.0 dex), o que pode ser atribuída a baixa S/N dos espectros das estrelas. Uma baixa S/N acaba afetando na identificação e nas medidas de largura equivalente das linhas de FeI e FeII, já que a gravidade superficial é obtida a partir do equilíbrio de ionização das linhas de FeI e FeII.

As velocidades médias dos resultados encontrados em macroturbulência e $v \sin i$ são $\langle \zeta \rangle = 5.3$ km/s e $\langle v \sin i \rangle = 3.4$ km/s, respectivamente. O objeto 2 (NGC188-1001) apresenta o maior valor de macroturbulência obtido e esse fato tem origem na baixa S/N do espectro, que acaba afetando no ajuste do espectro no processo de síntese espectral. Os valores médios são semelhantes aos encontrados para estrelas gigantes do tipo espectral K (ver Tabela B.2; Gray, 2005) e também são semelhantes aos encontrados para Arcturus ($\zeta = 5.0$ km/s e $v \sin i = 1.5$ km/s). Como forma de teste da metodologia adotada para o cálculo das velocidades de macroturbulência e $v \sin i$, calculamos estes parâmetros para esta estrela de referência de gigantes do tipo K. Os resultados de Arcturus são semelhantes aos obtidos por Sheminova (2015) dentro da incerteza ($\zeta = 5.6 \pm 0.2$ km/s e $v \sin i = 1.5$ km/s). Assim, nossos resultados para macroturbulência ζ e $v \sin i$ são coerentes com a literatura para estrelas gigantes do tipo espectral K.

Comparamos na Figura 47 os resultados encontrados para as velocidades de rotação projetada $v \sin i$ aos dados da literatura obtidos para estrelas gigantes de campo do tipo espectral K analisadas por Carlberg et al. (2011).

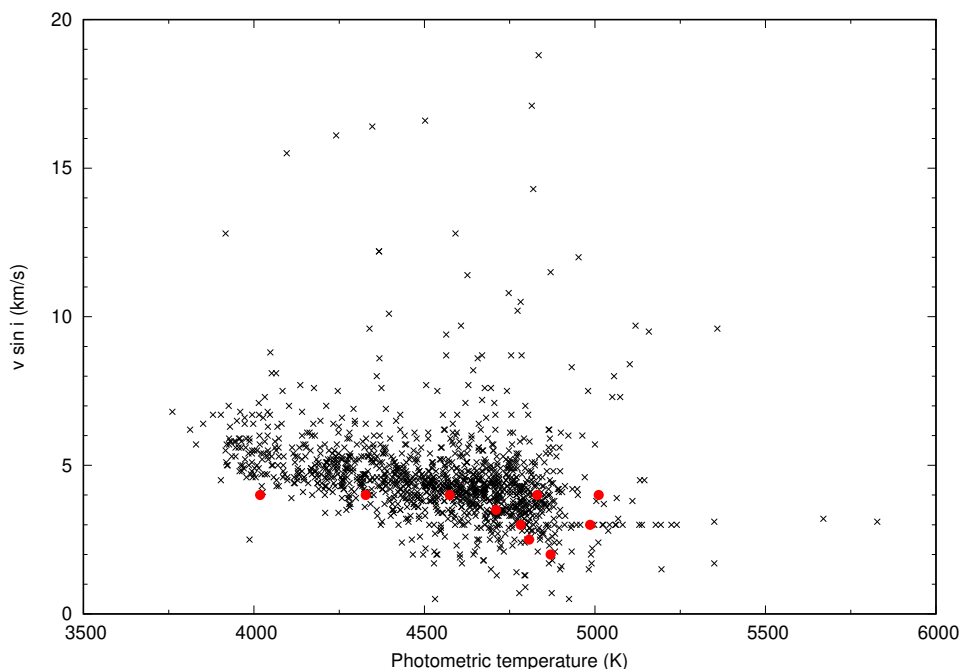


Figura 47 – Velocidade de rotação projetada $v \sin i$ para estrelas gigantes em função da temperatura fotométrica. Símbolos em vermelho indicam as estrelas analisadas e em preto estrelas da amostra de Carlberg et al. (2011).

Os resultados encontrados para $v \sin i$ são semelhantes a valores típicos para estrelas do mesmo tipo espectral da amostra ($2.0 \leq v \sin i \leq 6.0$ km/s; Peña Suárez et al., 2018). Os objetos apresentam uma baixa rotação e podem ser classificados como *slow rotators* ($v \sin i < 10$ km/s; Carlberg et al., 2011). Cerca de $\sim 97\%$ da amostra das estrelas de campo analisada por Carlberg et al. (2011) pode ser classificada como *slow rotators* (ver Figura 47). Assim, os resultados encontrados para $v \sin i$ são similares aos valores existentes na literatura.

A partir dos parâmetros atmosféricos espectroscópicos e das medidas de largura equivalente para os elementos Na, Mg, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Co, Ni, Y, Ce e Eu, podemos calcular as suas abundâncias. As medidas de larguras equivalentes de cada objeto podem ser observadas na Tabela 27 no Apêndice G. As larguras equivalentes para o elemento Mg apresentaram valores superiores ao intervalo considerado para análise de abundâncias ($EW > 120$). Linhas espectrais deste tipo não apresentam um perfil gaussiano, que é o perfil de linha esperado pelos modelos adotados, assim, não podemos calcular as abundâncias de Mg para a amostra. Além das abundâncias calculadas por meio das larguras equivalentes, as abundâncias de CNO e a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, que são os resultados prioritários desta análise espectroscópica, foram obtidas por meio da síntese espectral.

Os valores para as abundâncias e a razão isotópica encontrados para a amostra de estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10) podem ser observados na Tabela 15 (ver Tabela 25 do Apêndice F para valores numéricos detalhados). Na Tabela 16 comparamos as abundâncias médias encontradas com a literatura. As abundâncias médias de V e Cr foram obtidas a partir da média das abundâncias de cada um dos seus estados de ionização. A comparação entre os resultados obtidos para as razões de abundância de C a Eu das estrelas individuais do aglomerado NGC188 e a literatura em função da metalicidade são dispostos na Figura 48. Os dados da literatura utilizados na comparação consistem das abundâncias medidas para estrelas gigantes de campo (Luck & Heiter, 2007), *clump giants* (Mishenina et al., 2006, 2007) e aglomerados abertos (Gratton & Contarini, 1994; Brown et al., 1996; Carretta et al., 2005; Friel et al., 2005; Yong et al., 2005; Jacobson et al., 2008; Smiljanic et al., 2009; Pancino et al., 2010; Friel et al., 2010; Jacobson et al., 2011; Carrera & Pancino, 2011; Začs et al., 2011; Villanova et al., 2009; Santrich et al., 2013; Böcek Topcu et al., 2015, 2016; Drazdauskas et al., 2016a,b; Casamiquela et al., 2019).

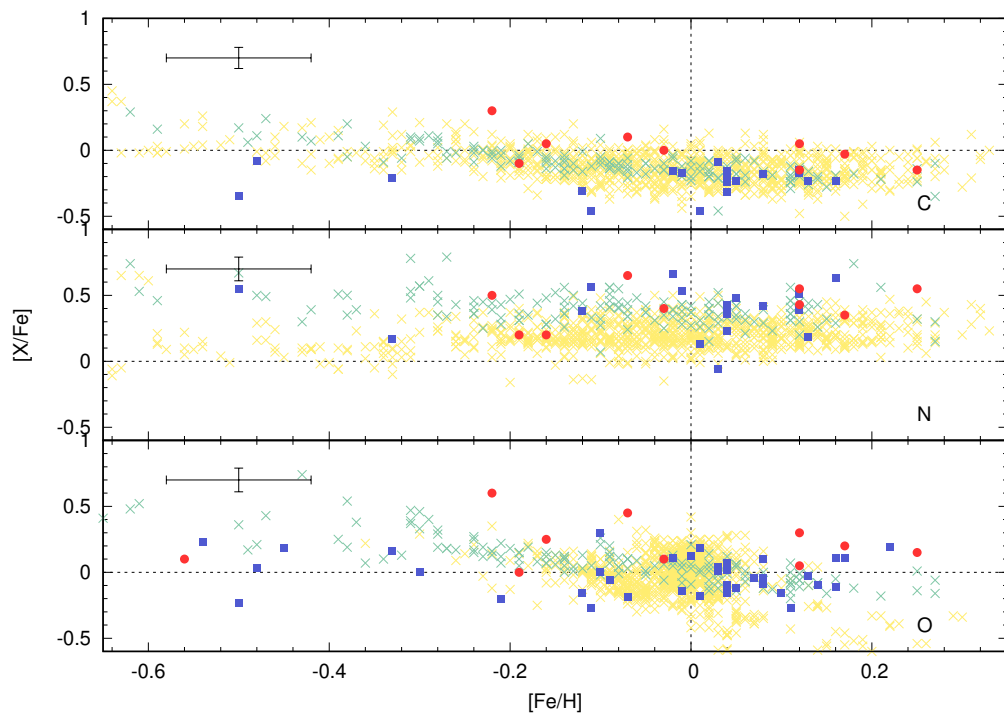
Tabela 15 – Abundâncias para a amostra de estrelas do aglomerado NGC188.

[X/Fe]	ID										σ_{total}	$\langle [X/Fe] \rangle$	$\sigma_{\text{média}}$
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10			
C	-0.10	—	-0.15	-0.15	0.05	0.00	0.05	-0.03	0.30	0.10	0.24	0.00	0.08
N	0.20	—	0.43	0.55	0.20	0.40	0.55	0.35	0.50	0.65	0.26	0.43	0.09
O	0.00	0.10	0.05	0.15	0.25	0.10	0.30	0.20	0.60	0.45	0.30	0.18	0.09
[N/C]	0.30	—	0.58	0.70	0.15	0.40	0.50	0.38	0.20	0.55	—	—	—
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	13	—	13	12	—	13	—	19	—	13	5	13	2
NaI	—	-0.35	0.28	0.23	0.91	0.30	0.18	0.15	-0.31	0.35	0.40	0.23	0.13
SiI	0.28	0.16	0.22	0.27	0.53	0.16	0.23	0.23	—	0.08	0.31	0.23	0.10
CaI	0.18	0.47	-0.06	0.47	0.55	0.16	0.01	0.00	-0.18	0.01	0.31	0.09	0.10
ScII	0.46	—	0.13	0.12	0.78	0.07	0.82	0.06	0.59	0.27	0.45	0.27	0.15
TiI	0.27	0.28	-0.10	-0.12	0.11	0.41	0.19	-0.03	0.72	0.06	0.39	0.15	0.12
VI	0.31	0.49	0.16	0.26	0.38	0.45	0.33	0.31	0.59	0.21	0.35	0.32	0.11
VII	0.22	—	—	—	—	0.59	0.87	—	—	0.85	0.49	0.72	0.24
CrI	0.12	0.03	-0.08	0.02	0.05	0.29	0.05	0.02	0.07	0.16	0.23	0.05	0.07
CrII	-0.05	-0.04	-0.06	-0.03	-0.06	0.25	0.04	0.07	—	0.06	0.47	-0.03	0.16
CoI	0.34	0.04	0.19	0.02	0.11	0.39	0.31	0.19	0.62	0.23	0.18	0.21	0.06
NiI	0.16	0.27	0.04	0.26	0.09	0.12	0.28	0.25	0.04	-0.02	0.18	0.14	0.06
YII	-0.25	-0.53	-0.10	0.15	0.09	0.04	—	0.34	0.30	—	0.45	0.07	0.16
CeII	0.18	—	—	—	—	0.50	—	—	—	—	0.36	0.34	0.25
EuII	-0.16	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	-0.16	—

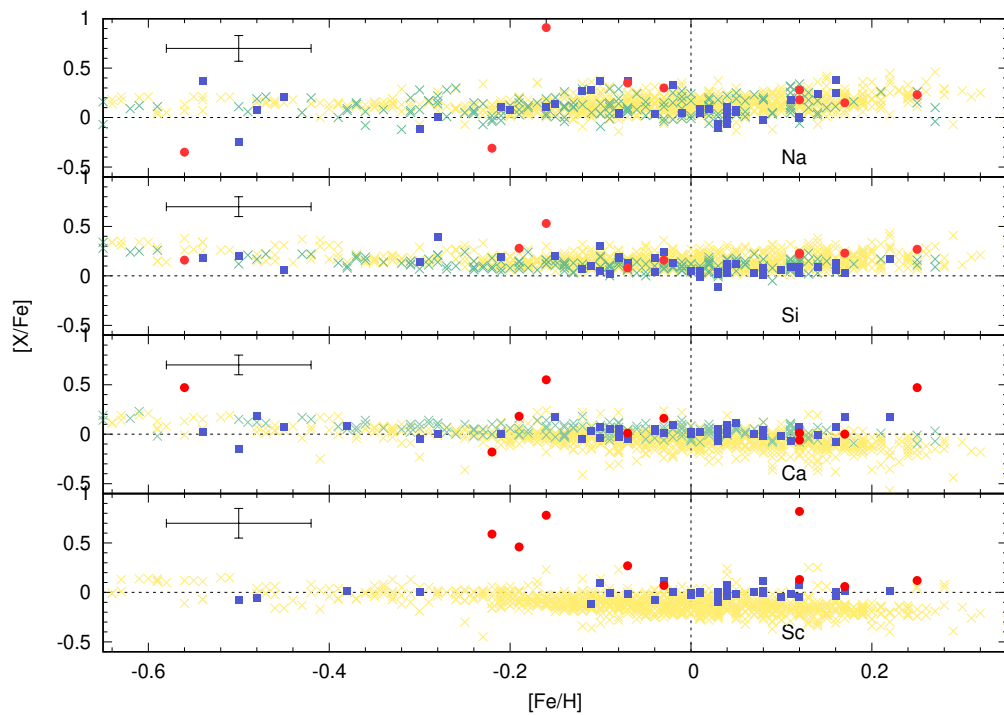
σ_{amostra} : Incerteza total da amostra (ver Tabelas 6 e 7); $\sigma_{\text{média}}$: Desvio padrão da média ($\sigma_{\text{média}} = \frac{\sigma_{\text{amostra}}}{\sqrt{N}}$, onde N é o número de estrelas com abundâncias analisadas).

Tabela 16 – Comparação das abundâncias médias obtidas para o aglomerado NGC188 com a literatura.

	[X/Fe]	Ref.		[X/Fe]	Ref.
[Fe/H]	0.12 ± 0.02	Friel et al. (2010)	Sc	-0.01 ± 0.04	Casamiquela et al. (2019)
	-0.03 ± 0.04	Jacobson et al. (2011)		0.27 ± 0.15	Este trabalho
	0.12 ± 0.04	Jacobson & Friel (2013)	Ti	0.05 ± 0.12	Friel et al. (2010)
	0.11 ± 0.04	Netopil et al. (2016)		0.14 ± 0.05	Jacobson et al. (2011)
	0.12 ± 0.04	Overbeek et al. (2016)		0.06 ± 0.05	Casamiquela et al. (2019)
	0.14 ± 0.03	Donor et al. (2018)		-0.12 ± 0.04	Slumstrup et al. (2019)
	0.13 ± 0.01	Carrera et al. (2019)		0.03 ± 0.03	Donor et al. (2020)
	0.03 ± 0.03	Casamiquela et al. (2019)	0.15 ± 0.12	Este trabalho	
	0.04 ± 0.01	Slumstrup et al. (2019)	V	0.03 ± 0.08	Donor et al. (2018)
	0.09 ± 0.02	Donor et al. (2020)		0.01 ± 0.05	Casamiquela et al. (2019)
-0.05 ± 0.08	Este trabalho	-0.03 ± 0.14		Donor et al. (2020)	
C	0.00 ± 0.08	Este trabalho	0.52 ± 0.19	Este trabalho	
N	0.43 ± 0.09	Este trabalho	Cr	0.11 ± 0.08	Friel et al. (2010)
O	-0.04 ± 0.10	Friel et al. (2010)		-0.01 ± 0.06	Donor et al. (2018)
	0.02 ± 0.04	Donor et al. (2018)		-0.01 ± 0.01	Carrera et al. (2019)
	0.05 ± 0.03	Casamiquela et al. (2019)		0.04 ± 0.02	Casamiquela et al. (2019)
	0.00 ± 0.05	Donor et al. (2020)		-0.03 ± 0.05	Slumstrup et al. (2019)
	0.18 ± 0.09	Este trabalho		0.04 ± 0.04	Donor et al. (2020)
0.01 ± 0.12	Este trabalho	Co	0.09 ± 0.07	Friel et al. (2010)	
Na	0.15 ± 0.03		Friel et al. (2010)	0.13 ± 0.11	Donor et al. (2018)
	0.10 ± 0.05		Jacobson et al. (2011)	0.08 ± 0.07	Donor et al. (2020)
	-0.01 ± 0.05	Carrera et al. (2019)	0.21 ± 0.06	Este trabalho	
	0.15 ± 0.03	Slumstrup et al. (2019)	Ni	0.08 ± 0.05	Jacobson et al. (2011)
	-0.01 ± 0.18	Donor et al. (2020)		0.04 ± 0.02	Donor et al. (2018)
0.23 ± 0.13	Este trabalho	0.03 ± 0.01		Carrera et al. (2019)	
Si	0.17 ± 0.08	Friel et al. (2010)		0.09 ± 0.04	Casamiquela et al. (2019)
	0.25 ± 0.05	Jacobson et al. (2011)		0.12 ± 0.03	Slumstrup et al. (2019)
	0.01 ± 0.02	Donor et al. (2018)	0.04 ± 0.03	Donor et al. (2020)	
	0.00 ± 0.01	Carrera et al. (2019)	0.14 ± 0.06	Este trabalho	
	0.09 ± 0.03	Casamiquela et al. (2019)	Y	-0.02 ± 0.06	Slumstrup et al. (2019)
	0.14 ± 0.04	Slumstrup et al. (2019)		0.07 ± 0.16	Este trabalho
0.03 ± 0.01	Donor et al. (2020)	Ce	0.34 ± 0.25	Este trabalho	
0.23 ± 0.10	Este trabalho		Eu	-0.18 ± 0.12	Jacobson & Friel (2013)
Ca	-0.03 ± 0.06	Friel et al. (2010)		-0.12 ± 0.07	Overbeek et al. (2016)
	-0.04 ± 0.06	Jacobson et al. (2011)		-0.16	Este trabalho
	-0.02 ± 0.02	Donor et al. (2018)			
	-0.02 ± 0.01	Carrera et al. (2019)			
	0.04 ± 0.06	Casamiquela et al. (2019)			
	-0.09 ± 0.08	Slumstrup et al. (2019)			
	-0.02 ± 0.04	Donor et al. (2020)			
0.09 ± 0.10	Este trabalho				

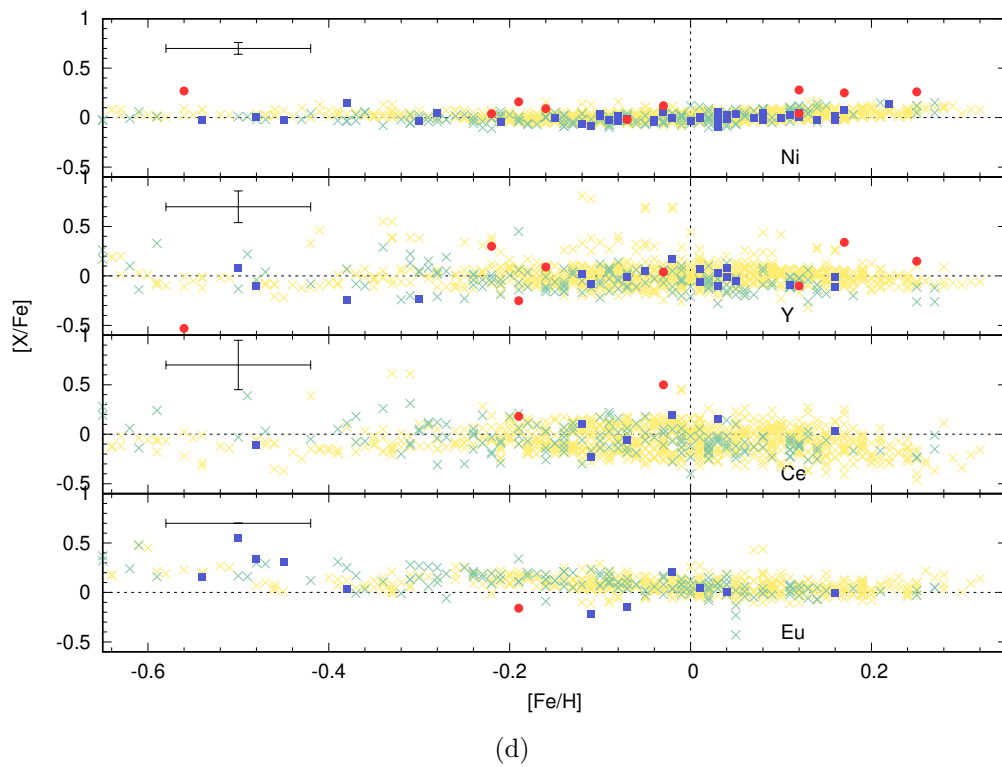
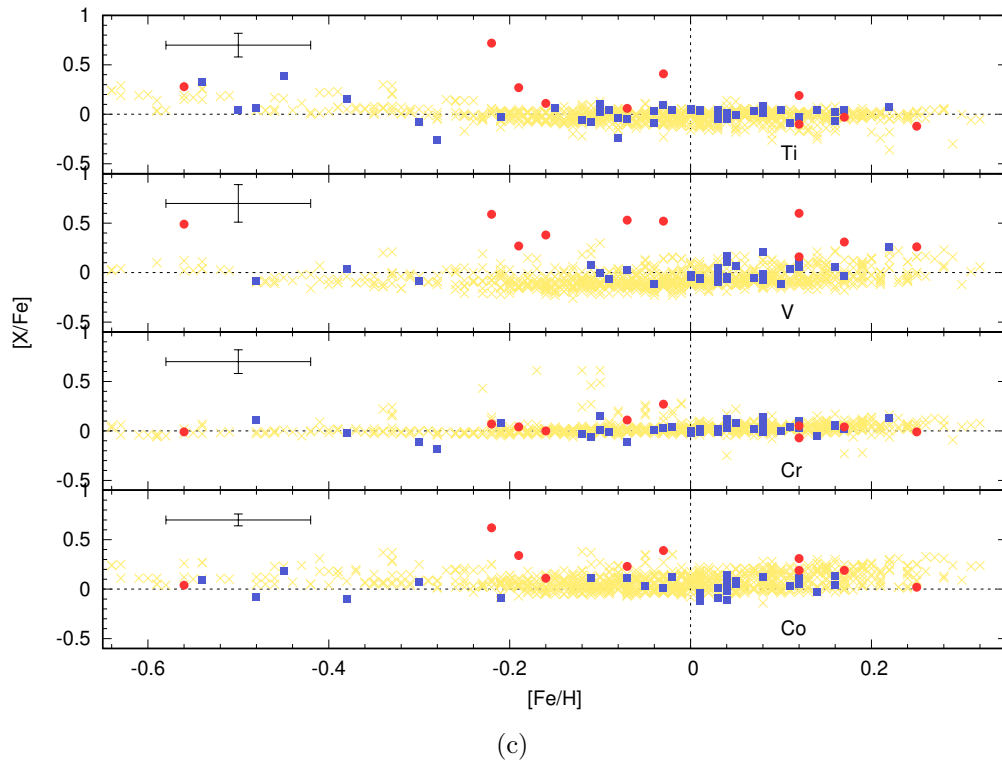


(a)



(b)

Figura 48 – Razão de abundâncias de C a Eu em função da metalicidade $[Fe/H]$ das estrelas analisadas do aglomerado NGC188 (em vermelho) comparadas com a literatura. Os símbolos em amarelo representam estrelas gigantes de campo de Luck & Heiter (2007), os verdes representam *clump giants* de Mishenina et al. (2006, 2007) e em azul as abundâncias médias de aglomerados abertos disponíveis na literatura. *Continua na próxima página*

Figura 48 – *Continuação*

4.3.1 Abundâncias de CNO

Observamos na Figura 48a que as razões de abundância de $[C/Fe]$, $[N/Fe]$ e $[O/Fe]$ obtidas têm valores similares aos encontrados na literatura, uma anticorrelação entre $[C/Fe]$ e $[Fe/H]$ e entre $[O/Fe]$ e $[Fe/H]$. Além disso, encontramos uma superabundância de nitrogênio na amostra ($[N/Fe] > 0.0$ para todas as estrelas). Estes resultados são esperados pelos modelos de evolução estelar e são observados de forma geral em estrelas gigantes, em que o carbono apresenta uma baixa abundância e o nitrogênio mostra um enriquecimento, sendo um indicativo do processo de *extra-mixing* (Mishenina et al., 2006; Luck & Heiter, 2007).

4.3.2 Abundâncias de Na, Si, Ca e Sc

As razões de abundância encontradas para Na, na Figura 48b, têm valores similares aos encontrados na literatura para estrelas gigantes e aglomerados abertos. Os objetos 2 (NGC188-1001) e 9 (NGC188-1006) apresentaram uma baixa razão $[Na/Fe]$, -0.35 e -0.31 , respectivamente, enquanto o objeto 5 (NGC188-1116) apresentou uma alta razão $[Na/Fe]$, 0.91 . Esses resultados podem estar associados com as medidas de largura equivalente realizadas nos espectros de baixa S/N para linhas espectrais destes elementos. Como pode ser observado na Tabela 27 (ver Apêndice G), das duas linhas espectrais de Na escolhidas para análise, alguns objetos apresentaram larguras equivalentes superiores ao intervalo considerado para análise de abundâncias ($EW > 120$).

As abundâncias de Si apresentam valores entre ~ 0.08 e 0.53 dex, com uma dispersão de 0.10 dex com relação a média de 0.23 dex. Os valores obtidos são semelhantes aos encontrados na literatura para o aglomerado (ver Tabela 16), dentro da incerteza, e também para estrelas gigantes e outros aglomerados abertos. Para a abundância de Ca, grande parte da amostra apresenta resultados semelhantes aos encontrados na literatura, entretanto os objetos 2 (NGC188-1001), 3 (NGC188-2072) e 5 (NGC188-1116) apresentam valores maiores do que a média da literatura, o que pode estar relacionado com as medidas de largura equivalente realizadas nos espectros de baixa S/N ($S/N \sim 27$).

O resultado encontrado para $[Sc/Fe]$ é cerca de 0.3 dex maior do que o disponível na literatura por Casamiquela et al. (2019), o que decorre das linhas espectrais consideradas na obtenção das abundâncias. Utilizamos duas linhas espectrais medidas em nove estrelas da amostra, enquanto que Casamiquela et al. (2019) utilizaram outras cinco linhas espectrais no cálculo das abundâncias em seis estrelas.

4.3.3 Abundâncias de Ti, V, Cr e Co

Na Figura 48c, as abundâncias de Ti concordam com os valores da literatura para estrelas gigantes e aglomerados abertos. Observamos que o objeto 9 (NGC188-1006) apresenta uma abundância ~ 0.7 dex maior do que os valores da literatura. Este objeto apresenta uma baixa S/N, o que pode estar associado com as medidas de largura equivalente de Ti para este objeto.

As abundâncias de V encontradas são ~ 0.5 dex maiores do que a da literatura a partir da média entre as medidas de [VI/Fe] e [VII/Fe]. Casamiquela et al. (2019) utilizam cinco linhas espectrais de VI e encontram [VI/Fe] = 0.01 ± 0.05 , com uma diferença de ~ 0.3 dex do que foi obtido neste trabalho. Donor et al. (2018), e mais recentemente Donor et al. (2020), encontraram, respectivamente, [V/Fe] = 0.03 ± 0.08 e [V/Fe] = -0.03 ± 0.14 , com uma grande incerteza. Ao comparar esses resultados com estrelas de campo, Casamiquela et al. (2019) e Donor et al. (2020) observam que a abundância de V apresenta uma grande dispersão. Assim, consideramos que nossos dados estão coerentes com a literatura, apesar da sua grande dispersão.

As abundâncias de Cr e Co apresentam valores com uma média de 0.01 dex e 0.21 dex, respectivamente. As abundâncias encontradas de Cr são próximas aos valores solares e semelhantes aos encontrados na literatura para o aglomerado (ver Tabela 16), dentro da incerteza, bem como para outros aglomerados abertos e estrelas gigantes. Os valores para Co também apresentam valores semelhantes aos da literatura, dentro da incerteza, entretanto, para o objeto 9 (NGC188-1006) obtemos um valor ~ 0.6 dex maior do que os valores da literatura, possivelmente associado às medidas de largura equivalente obtidas em baixa S/N do espectro deste objeto.

4.3.4 Abundâncias de Ni, Y, Ce e Eu

As abundâncias de Ni e Y têm valores que concordam com dados da literatura para estrelas gigantes e aglomerados abertos dentro da incerteza da amostra. As medidas de [Ni/Fe] apresentaram uma menor dispersão quando comparada ao restante da amostra (~ 0.06 dex). Já para a abundância de Y, encontramos uma diferença de ~ 0.09 dex quando comparado ao obtido por Slumstrup et al. (2019). A diferença encontrada pode ser atribuída a que Slumstrup et al. (2019) utilizaram três linhas espectrais obtidas para uma estrela do aglomerado, enquanto que nossos resultados foram obtidos a partir de uma linha espectral em oito estrelas do aglomerado. Notamos que para o objeto 2 (NGC188-1001)

também encontramos um valor ~ 0.5 dex menor do que os valores da literatura, sendo resultado das medidas realizadas em um espectro ruidoso.

As abundâncias de Ce e Eu apresentam poucos dados na literatura, entretanto, as abundâncias obtidas concordam com as médias obtidas para os aglomerados abertos em ~ 0.2 dex (ver Tabela 16). Em sua maioria, as medidas de largura equivalente para os elementos foram menores ou bem próximas ao limite considerado para distinção do ruído espectral ($EW < 20$). Assim, obtivemos poucas abundâncias para as estrelas da amostra. Apesar da dificuldade observacional e dos poucos dados, os resultados obtidos são coerentes com a literatura, dentro das incertezas.

4.3.5 Comparação com resultados da literatura

Encontramos na literatura (em Friel et al., 2010) os resultados disponíveis para as abundâncias apenas para o objeto 3 (NGC188-2072) da nossa amostra. Uma comparação entre os resultados encontrados neste trabalho e na literatura pode ser observada na Figura 49 (ver Tabela 26 do Apêndice F para valores numéricos detalhados).

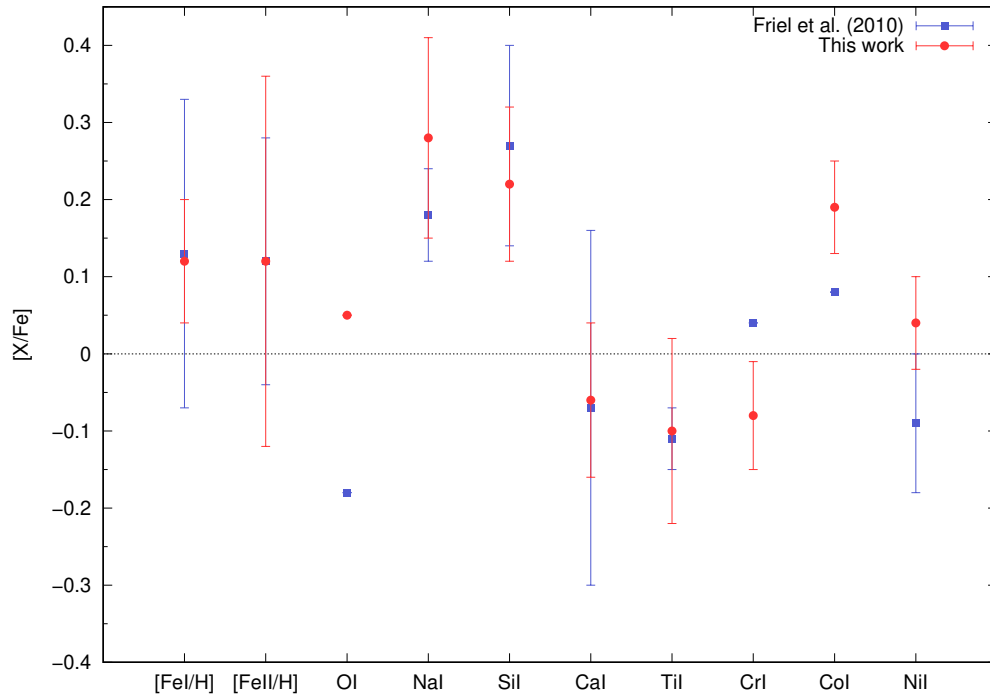


Figura 49 – Comparação das abundâncias obtidas para o objeto 3 (NGC188-2072) com a literatura (Friel et al., 2010).

Para a estrela em comum (objeto 3, NGC188-2072) com a amostra de Friel et al. (2010), os nossos resultados apresentam uma diferença entre 0.1 e 0.2 dex, dentro da ordem da incerteza dos dados. Os resultados são semelhantes aos encontrados para a abundância média dos elementos em outros trabalhos (ver Tabela 16).

A maior diferença encontrada entre os nossos resultados e a literatura é para a abundância de oxigênio (0.2 dex). Friel et al. (2010) encontram $[O/Fe] = -0.18$ calculada a partir de síntese espectral para a linha de $[OI]$ em 6300.3 \AA . Os autores ainda obtêm uma abundância média de oxigênio para o aglomerado NGC188 como sendo $[O/Fe] = -0.04 \pm 0.10$, ao considerar em sua amostra espectros de resolução intermediária ($R \sim 28000$) no óptico ($5000\text{-}8300 \text{ \AA}$) para quatro estrelas no aglomerado. Donor et al. (2018) têm resultados para a abundância de oxigênio analisando o espectro de alta resolução de 13 estrelas do aglomerado na banda H do infravermelho próximo ($1.5\text{-}1.7 \mu\text{m}$), com uma média de $[O/Fe] = 0.02 \pm 0.04$. Analisando 14 estrelas nesta mesma região, Donor et al. (2020) encontram uma média de $[O/Fe] = +0.00 \pm 0.05$ e Casamiquela et al. (2019) com espectros de 5 estrelas em alta resolução ($R \geq 65000$) e no óptico ($4000\text{-}9000 \text{ \AA}$) obtêm $[O/Fe] = 0.05 \pm 0.03$. Ao comparar os valores, há uma diferença de ~ 0.2 dex com relação aos valores calculados aqui, sendo da ordem das incertezas nos nossos dados.

As abundâncias de cromo e cobalto obtidas por Friel et al. (2010) são baseadas em medidas de apenas uma linha espectral, apresentando então uma maior incerteza. Em nossa análise foram medidas 13 linhas espectrais de CrI e 7 linhas de CoI. Desta forma, nossos resultados apresentam uma precisão maior do que os valores de Friel et al. (2010).

4.3.6 Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$

Utilizamos as abundâncias de carbono e nitrogênio para buscar caracterizar o processo envolvido no *extra-mixing*, pois enquanto as abundâncias de carbono e nitrogênio são suscetíveis a mudanças durante a vida da estrela, isso não acontece com o oxigênio. A abundância de oxigênio se mantém aproximadamente constante desde a formação da estrela. Assim, podemos utilizar esta abundância para estudar e traçar a evolução química da Galáxia (Tautvaišienė et al., 2016).

Nas Figuras 50 e 51 podem ser encontrados os resultados da razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da razão de abundância de $[N/C]$ para as estrelas do aglomerado NGC188 e da massa de *turn-off* do aglomerado comparadas aos modelos da literatura obtidos a partir de códigos de evolução estelar (ver Tabela 17 para mais detalhes) e de

outros aglomerados abertos (Smiljanic et al., 2009; Mikolaitis et al., 2010, 2011a,b, 2012; Böcek Topcu et al., 2015, 2016; Drazdauskas et al., 2016a,b; Bagdonas et al., 2018; da Silveira et al., 2018; Peña Suárez et al., 2018; Szigeti et al., 2018; Martinez et al., 2020).

Tabela 17 – Modelos da literatura utilizados na comparação dos resultados para $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$.

Legenda	Modelo	Ref.
<i>standard</i>	Modelo padrão de primeiro <i>dredge-up</i> e segundo <i>dredge-up</i>	1
th+V _{ZAMS} = 0	Somente mistura termoalina (sem rotação)	1
th+V _{ZAMS} = 110	Mistura termoalina induzida por rotação com velocidade inicial V _{ZAMS} = 110 km/s	1
th+V _{ZAMS} = 250	Mistura termoalina induzida por rotação com velocidade inicial V _{ZAMS} = 250 km/s	1
th+V _{ZAMS} = 300	Mistura termoalina induzida por rotação com velocidade inicial V _{ZAMS} = 300 km/s	1
FDUP	Modelo padrão de primeiro <i>dredge-up</i>	2
TH+V	Mistura termoalina induzida por rotação, com velocidade inicial $90 \leq V_{\text{ZAMS}} \leq 137$ km/s	2

V_{ZAMS}: Velocidade de rotação estelar na Sequência Principal de Idade Zero.
Referências: (1) Charbonnel & Lagarde (2010) e (2) Lagarde et al. (2012).

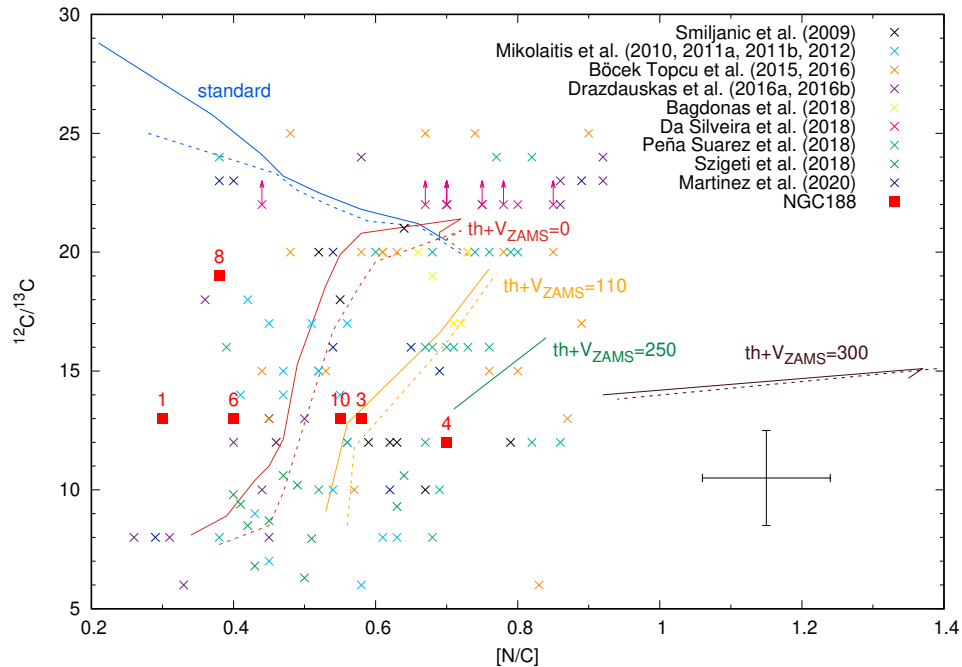


Figura 50 – Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da razão de abundância de $[\text{N}/\text{C}]$ e comparada com dados da literatura de aglomerados abertos e modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) de primeiro *dredge-up* (linhas contínuas) e de segundo *dredge-up* (linhas tracejadas).

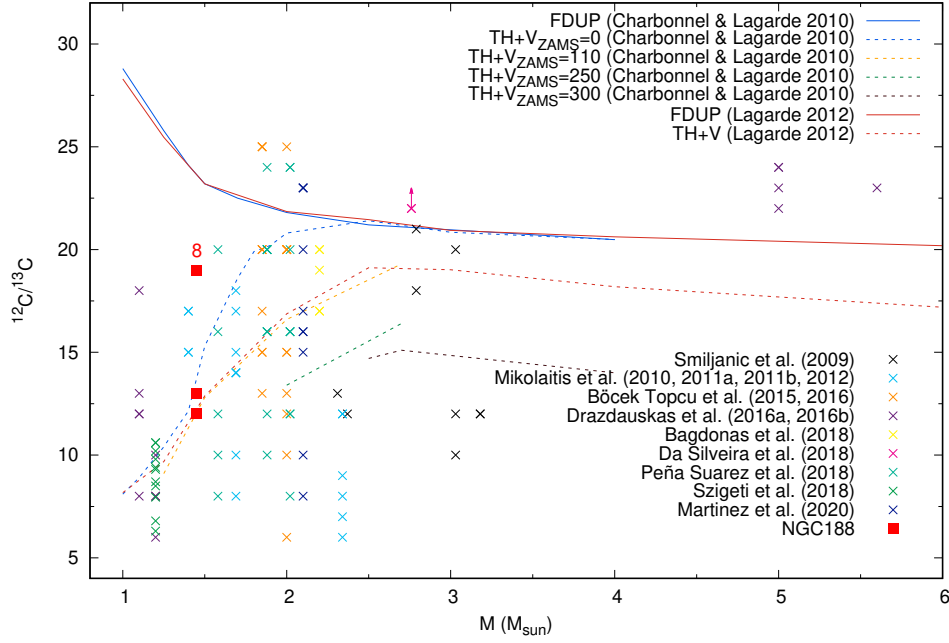


Figura 51 – Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da massa de *turn-off*, comparada com dados da literatura de aglomerados abertos, modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) e Lagarde et al. (2012). As linhas contínuas correspondem aos modelos padrão de primeiro *dredge-up* (FDUP) e as linhas tracejadas correspondem aos modelos com mistura termoalina e mistura termoalina induzida por rotação (TH+V).

Podemos observar na Figuras 50 e 51 que os resultados encontrados para a amostra concordam com outros valores encontrados na literatura para aglomerados abertos, dentro da incerteza. Observamos também que o modelo padrão de primeiro *dredge-up* não consegue explicar a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da razão de abundância de $[\text{N}/\text{C}]$ para estrelas com massa $M \lesssim 3 M_{\odot}$ sendo necessário um modelo de *extra-mixing*. Assim, os modelos que consideram o processo de mistura termoalina e mistura termoalina induzida por rotação são uma possibilidade de explicar os principais processos de *extra-mixing* envolvidos nessas estrelas. A mistura induzida por rotação modifica a estrutura química interna das estrelas na sequência principal e essa assinatura é revelada na abundância medida em estágios posteriores. O modelo adotado por Lagarde et al. (2012) difere do modelo de Charbonnel & Lagarde (2010) ao assumir que a mistura termoalina e a rotação agem juntos, além de considerar que o transporte de momento angular é dominado pela maior quantidade de turbulência nas regiões convectivas, tornando o perfil de abundâncias mais achatado. Assim, quanto maior a velocidade de rotação, menor será a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. O envelope convectivo foi considerado como um corpo rígido rotando durante a sua evolução (Charbonnel & Lagarde, 2010; Lagarde et al., 2012). Os coeficientes de transporte químico associados com os modelos foram simplesmente adicionados na equação de difusão e

possíveis interações entre os dois mecanismos não foram considerados (Tautvaišienė et al., 2016; Bagdonas et al., 2018).

Assim, os modelos que são uma possibilidade para explicar os resultados obtidos e disponíveis são os modelos de mistura termoalina de Charbonnel & Lagarde (2010) ($TH+V_{ZAMS} = 0$ km/s) e mistura rotacional e termoalina de Charbonnel & Lagarde (2010) ($TH+V_{ZAMS} = 100$ km/s) e de Lagarde et al. (2012) (TH+V). Esses resultados também são encontrados para outros aglomerados abertos na literatura (por exemplo, Sales Silva et al., 2014; Tautvaišienė et al., 2015; Bagdonas et al., 2018; Peña Suárez et al., 2018). Os modelos que utilizam a mistura rotacional e termoalina, reproduzem satisfatoriamente as abundâncias das observações de estrelas RGB (Karakas & Lattanzio, 2014; Lagarde et al., 2019).

Podemos observar também, na Figura 52, como a razão isotópica varia ao longo do diagrama CMD do aglomerado e com o estágio evolutivo das estrelas.

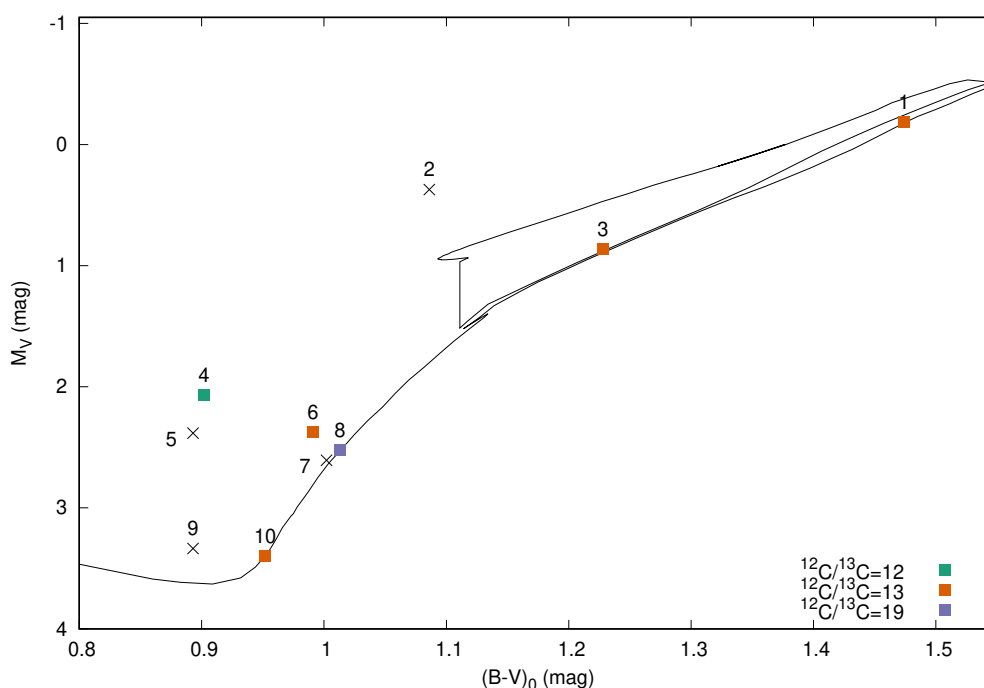


Figura 52 – CMD das estrelas do aglomerado NGC188 com a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ para os objetos analisados. Objetos marcados com “x” não tiveram razões isotópicas calculadas.

Ao analisarmos os resultados encontrados para a razão isotópica e o estágio evolutivo das estrelas na Figura 52, notamos que o objeto 8 (NGC188-2187) apresenta uma razão isotópica maior do que o objeto 6 (NGC188-3140), apesar de ambos se encontrarem no mesmo estágio evolutivo. Isso pode indicar que o processo de *extra-mixing* ainda não atuou

fortemente neste objeto em comparação com o restante da amostra. Como os valores encontrados para a razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \lesssim 20$, concluímos que é provável que grande parte da amostra já tenha experimentado o processo de *extra-mixing*. Segundo Gilroy & Brown (1991) e Smiljanic et al. (2009), estrelas no RGB *tip* e no *clump* apresentam razões isotópicas menores do que aquelas previstas pelo modelo padrão ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 13.1 \pm 2.6$, para $M_{TO} \sim 2.0 M_{\odot}$). Assim, para as estrelas que puderam ser calculadas as razões isotópicas, podemos considerar que os resultados encontrados também são coerentes com a literatura.

4.3.7 Razões isotópicas $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$

Para o cálculo das razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ da amostra do infravermelho (objetos 11 a 22), os valores considerados para as abundâncias de CNO e a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ a partir da literatura, bem como os resultados obtidos para as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, podem ser observados na Tabela 18 (ver Tabela 25 do Apêndice F para valores numéricos detalhados). Escolhemos utilizar medidas disponíveis na literatura, pois não podemos calcular essas quantidades a partir da região analisada no infravermelho ($\sim 4.6 \mu\text{m}$), já que linhas atômicas são muito fracas ou altamente misturadas com outras linhas espectrais. A maior parte das abundâncias e razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ adotadas para a amostra de estrelas neste trabalho foram obtidas a partir da análise de Smiljanic et al. (2009).

Tabela 18 – Valores da literatura para $[C/Fe]$, $[N/Fe]$, $[O/Fe]$ e $^{12}C/^{13}C$ considerados para a amostra e os resultados obtidos para as razões isotópicas de $^{16}O/^{17}O$ e $^{16}O/^{18}O$.

ID	Objeto	$[C/Fe]$	$[N/Fe]$	$[O/Fe]$	$^{12}C/^{13}C$	Ref.	$^{16}O/^{17}O$	$^{16}O/^{18}O$
11	NGC2682-MMU6495	$-0.31 \pm 0.03^*$	$0.13 \pm 0.03^*$	$-0.05 \pm 0.04^*$	$24 \pm 4^*$	1	730 ± 437	280 ± 470
12	NGC3860-44	-0.28 ± 0.10	0.10 ± 0.34	-0.14 ± 0.16	8	3	480 ± 437	710 ± 470
13	NGC5822-1	-0.34 ± 0.13	0.37 ± 0.37	-0.13 ± 0.19	16	3	780 ± 437	1070 ± 470
14	NGC5822-MMU240	$-0.29 \pm 0.06^*$	$0.35 \pm 0.11^*$	$-0.12 \pm 0.08^*$	$16 \pm 5^*$	3	530 ± 437	960 ± 470
15	IC4756-69	-0.60 ± 0.06	0.55 ± 0.07	-0.17 ± 0.11	5 ± 1	4	—	—
16	NGC6633-78	-0.15 ± 0.09	0.42 ± 0.13	-0.04 ± 0.14	18 ± 5	4	930 ± 437	1160 ± 470
17	NGC6633-100	-0.20 ± 0.09	0.46 ± 0.13	-0.03 ± 0.14	21 ± 4	4	330 ± 437	760 ± 470
18	NGC3532-MMU19	-0.25 ± 0.05	0.34 ± 0.07	-0.21 ± 0.11	12 ± 1	4	630 ± 437	860 ± 470
20	NGC6281-3	-0.24 ± 0.05	0.55 ± 0.07	-0.15 ± 0.11	12 ± 1	4	380 ± 437	360 ± 470
21	NGC6281-4	-0.22 ± 0.05	0.40 ± 0.07	-0.08 ± 0.11	12 ± 1	4	430 ± 437	720 ± 470
22	NGC5460-MMU17	$-0.05 \pm 0.13^{**}$	$0.35 \pm 0.12^{**}$	$-0.08 \pm 0.14^{**}$	$10 \pm 2^{**}$	6	750 ± 437	320 ± 470

* Valores médios para as estrelas RGB do aglomerado.

** Valores obtidos para Aldebaran.

Referências: (1) Souto et al. (2019), (2) Tautvaišiene et al. (2000), (3) Peña Suárez et al. (2018), (4) Smiljanic et al. (2009), (5) Morel et al. (2014) e (6) Abia et al. (2012).

Para a maioria dos objetos foram encontradas abundâncias de CNO e razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ disponíveis na literatura, entretanto para os objetos 11 (NGC2682-MMU6495) e 14 (NGC5822-240), que não tinham essas medidas disponíveis, buscamos utilizar os valores médios para as estrelas gigantes do aglomerado. O objeto 15 (IC4756-69) apresenta linhas de ^{17}O e ^{18}O não muito intensas e de difícil identificação, assim, não conseguimos medir as suas razões isotópicas. Para o objeto 22 (NGC5460-MMU17), que não apresenta nem medidas de abundância e razão isotópica ou os valores médios na literatura para estrelas do aglomerado, consideramos utilizar as abundâncias e razão isotópica de Aldebaran, uma estrela do mesmo tipo espectral K, calculada por Abia et al. (2012) na mesma região que analisada neste trabalho ($\sim 4.6 \mu\text{m}$).

As incertezas obtidas para as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ apresentam valores $\gtrsim 430$, o que indica uma grande dispersão para os resultados das razões isotópicas. Os valores obtidos também são similares aos encontrados na literatura (ver, por exemplo, Harris & Lambert (1984a,b), Harris et al. (1987, 1988) e Abia et al. (2012)), o que indica que são consistentes com outros resultados calculados.

Nas Figuras 53, 54 e 55, podemos observar uma comparação entre as medidas de abundância de carbono, nitrogênio e a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ consideradas com valores disponíveis na literatura para aglomerados abertos (Smiljanic et al., 2009; Mikolaitis et al., 2010, 2011a,b, 2012; Böcek Topcu et al., 2015, 2016; Drazdauskas et al., 2016a,b; Bagdonas et al., 2018; da Silveira et al., 2018; Peña Suárez et al., 2018; Szigeti et al., 2018; Martinez et al., 2020) e modelos (ver Tabela 17 para detalhes dos modelos da literatura).

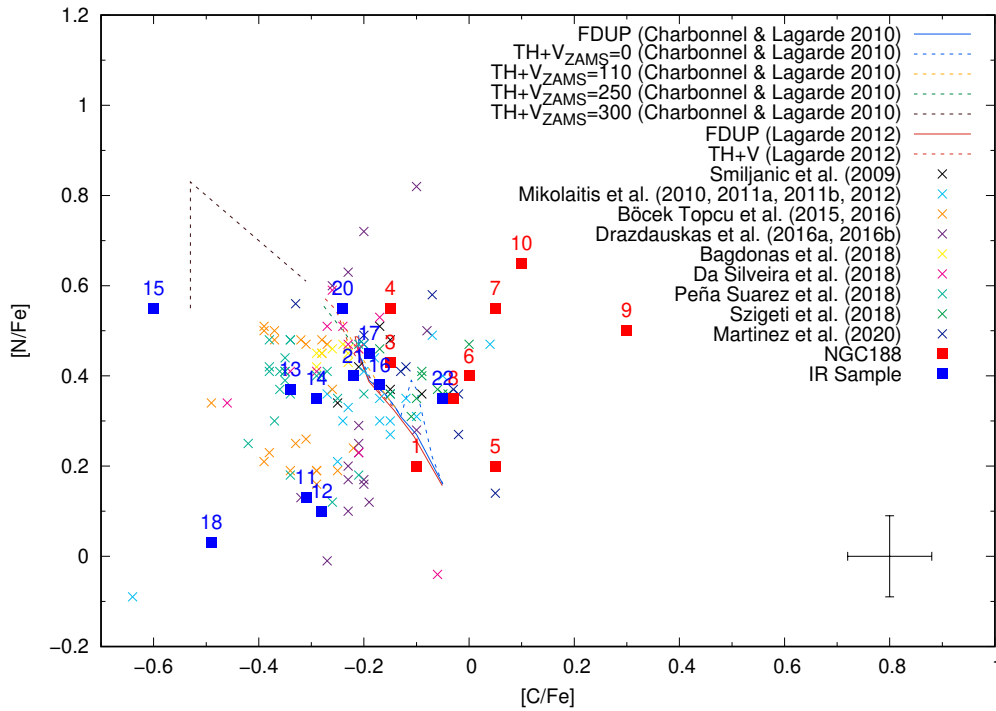


Figura 53 – Abundância de nitrogênio $[N/Fe]$ em função da abundância de carbono $[C/Fe]$ para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10, em vermelho) e a amostra analisada no infravermelho (objetos 11 a 22, em azul), comparada com dados da literatura de aglomerados abertos e modelos padrão de primeiro *dredge-up* (linhas contínuas, FDUP) e com mistura termoalina e mistura termoalina induzida por rotação (linhas pontilhadas, TH+V).

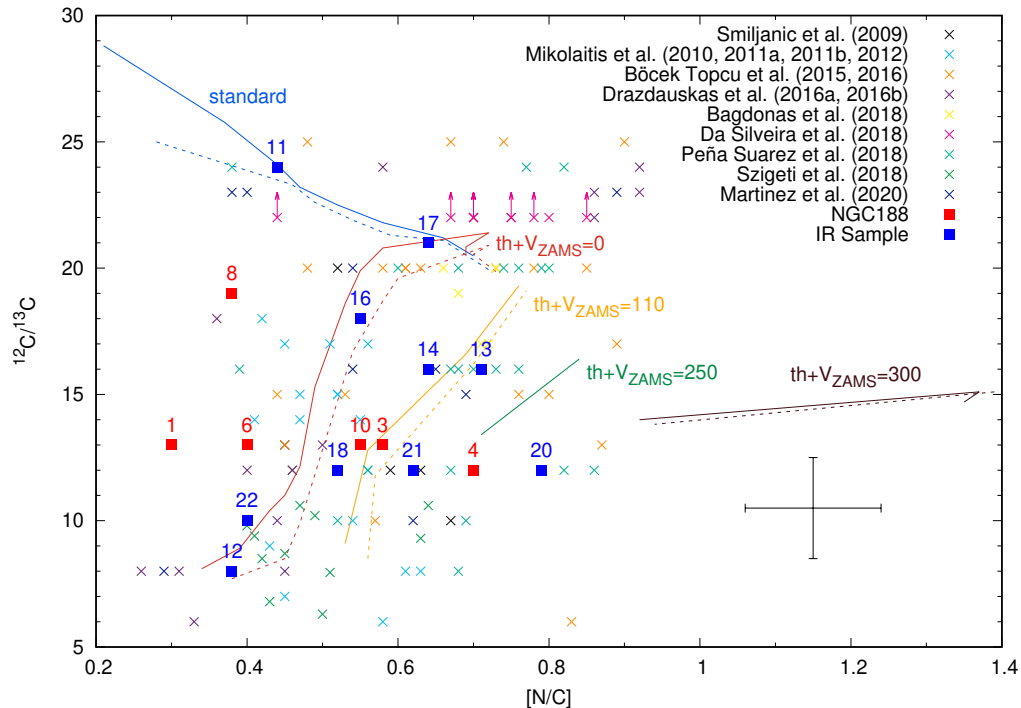


Figura 54 – Razão isotópica $^{12}C/^{13}C$ em função da razão de abundância de $[N/C]$ para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10, em vermelho) e a amostra analisada no infravermelho (objetos 11 a 22, em azul), comparada com dados da literatura de aglomerados abertos e modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) de primeiro *dredge-up* (linhas contínuas) e segundo *dredge-up* (linhas tracejadas).

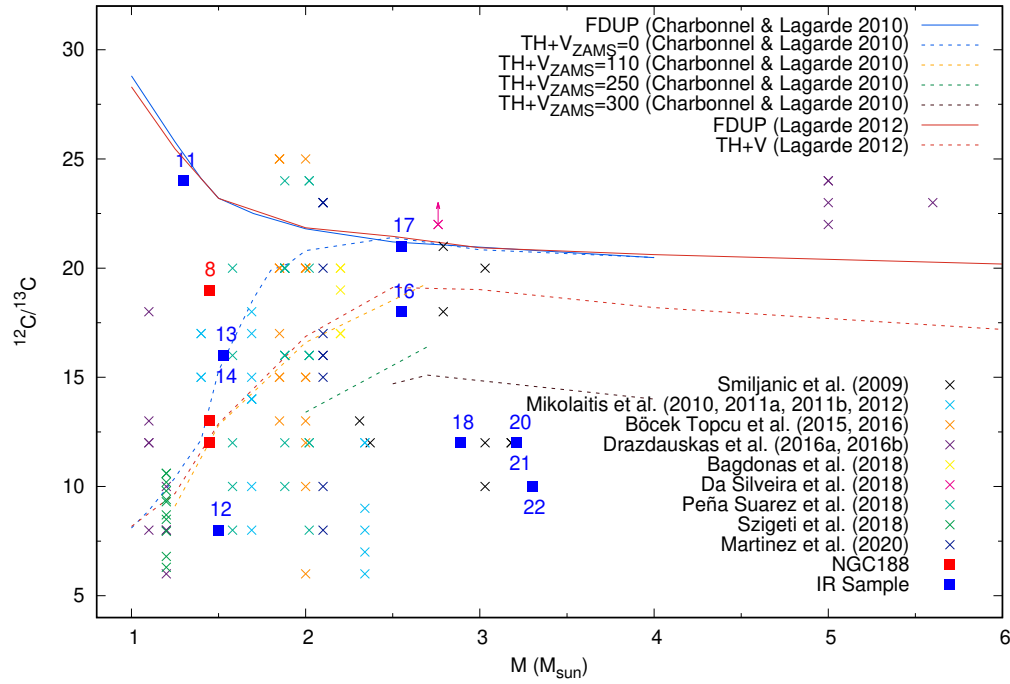


Figura 55 – Razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da massa de *turn-off* para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10, em vermelho) e a amostra analisada no infravermelho (objetos 11 a 22, em azul), comparada com dados da literatura de aglomerados abertos, modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) e Lagarde et al. (2012). As linhas contínuas correspondem aos modelos padrão de primeiro *dredge-up* (FDUP) e as linhas tracejadas correspondem aos modelos com mistura termoalina e mistura termoalina induzida por rotação (TH+V).

Observamos na Figura 53 que os valores adotados para abundâncias de nitrogênio e carbono são típicos de valores encontrados da literatura e que se distribuem próximos dos valores esperados pelos modelos, segundo as suas incertezas. O objeto 15 (IC4756-69) apresenta uma alta abundância de nitrogênio e baixa de carbono. Este objeto é uma estrela binária espectroscópica com uma companheira de baixa massa ($0.54 M_{\odot}$). Smiljanic et al. (2009) ao analisar as abundâncias desse objeto, o desconsiderou da análise, tendo em vista o seu comportamento compatível com aquele observado em estrelas gigantes mais massivas. Recentemente, Van der Swaelmen et al. (2017) discutem que o objeto é provavelmente um sistema de pós-transferência de massa. Esse tipo de objeto apresenta uma evolução diferente de estrelas individuais, justamente pelo fato da interação entre as duas estrelas Karakas & Lattanzio (2014). Desta forma, excluímos este objeto desta análise e discussão a seguir.

A partir das Figuras 54 e 55 observamos que o modelo padrão de primeiro *dredge-up* não consegue explicar os valores de razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função da razão de abundância de $[\text{N}/\text{C}]$ sendo necessário um modelo de *extra-mixing*. Assim, os modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) (TH+V_{ZAMS} = 0 km/s) e mistura termoalina induzida

por rotação de Charbonnel & Lagarde (2010) ($\text{TH} + V_{\text{ZAMS}} = 110 \text{ km/s}$) e de Lagarde et al. (2012) ($\text{TH} + V$) são uma possibilidade para explicar os valores encontrados. Este resultado é similar ao que foi obtido da análise da amostra de estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10) e nos indica que o processo de *extra-mixing* pode ser descrito a partir dos modelos de mistura termoalina e/ou mistura termoalina induzida por rotação. Assim, as condições iniciais de cada estrela influenciam em sua evolução, o que pode ser observado pela grande dispersão dos dados.

Notamos também que o objeto 11 (NGC2682-MMU6495) apresenta uma abundância e razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ bem próximas aos valores indicados pelo modelo padrão. Tautvaišiene et al. (2000) obtêm valores médios maiores para a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ das três estrelas do RGB do aglomerado NGC2682 analisadas em sua amostra do que para as estrelas do *clump* do aglomerado ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C} = 16 \pm 4$). A estrela analisada está subindo o RGB (ver Figura 40), e isso indica que o processo de *extra-mixing* ainda não teria começado a atuar no objeto e que aconteceria depois do *flash* de hélio (Tautvaišiene et al., 2000).

Nenhuma das estrelas da amostra tinha razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ calculadas na literatura. Assim, na Figura 56, buscamos comparar as razões isotópicas encontradas em função da massa de *turn-off* dos aglomerados com os modelos (ver Tabela 19 para mais detalhes) e valores encontrados na literatura para outros objetos (Harris & Lambert, 1984a,b; Harris et al., 1987, 1988; Tsuji, 2008; Abia et al., 2012; Lebzelter et al., 2015).

Tabela 19 – Modelos da literatura utilizados na comparação dos resultados para $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$.

Legenda	Modelo	Ref.
FDUP	Modelo padrão de primeiro <i>dredge-up</i>	1, 2, 3, 4*
TH+V	Mistura termoalina induzida por rotação, com velocidade inicial $90 \leq V_{\text{ZAMS}} \leq 137$ km/s	2
Mudança na composição química inicial**		
C18OHH	$^{16}\text{O}/^{17}\text{O} = 2696$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 249$	5
C16OLL	$^{16}\text{O}/^{17}\text{O} = 1348$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 249$	5
C16OL	$^{16}\text{O}/^{17}\text{O} = 1617$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 299$	5
Mudança nas taxas de reação nuclear para ^{17}O e ^{18}O ***		
O17L	Baixa taxa para ^{17}O e recomendada para ^{18}O	5
O18L	Taxa recomendada para ^{17}O e baixa taxa para ^{18}O	5
O17H	Alta taxa para ^{17}O e recomendada para ^{18}O	5
O18H	Taxa recomendada para ^{17}O e alta taxa para ^{18}O	5
O17BH	Taxa recomendada para ^{17}O por Bruno et al. (2016)	4
O17BL	Taxa recomendada para ^{17}O por Bruno et al. (2016) e composição química inicial $^{16}\text{O}/^{17}\text{O} = 1797$	4

* Taxa de reação nuclear $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ dada por Iliadis et al. (2010) e composição inicial solar ($^{16}\text{O}/^{17}\text{O} = 2696$, Lodders et al., 2009) para modelo de Straniero et al. (2017).

** Valores solares como referência para composição química inicial: $^{16}\text{O}/^{17}\text{O} = 2696$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O} = 499$ (Lodders et al., 2009).

*** Taxas de reação nuclear comparadas aos valores recomendados por Iliadis et al. (2010) para $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ e $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ (ver Figura 6).

V_{ZAMS} : Velocidade de rotação estelar na Sequência Principal de Idade Zero.

Referências: (1) Boothroyd & Sackmann (1999), (2) Lagarde et al. (2012), (3) Karakas & Lattanzio (2014), (4) Straniero et al. (2017) e (5) Lebzelter et al. (2015).

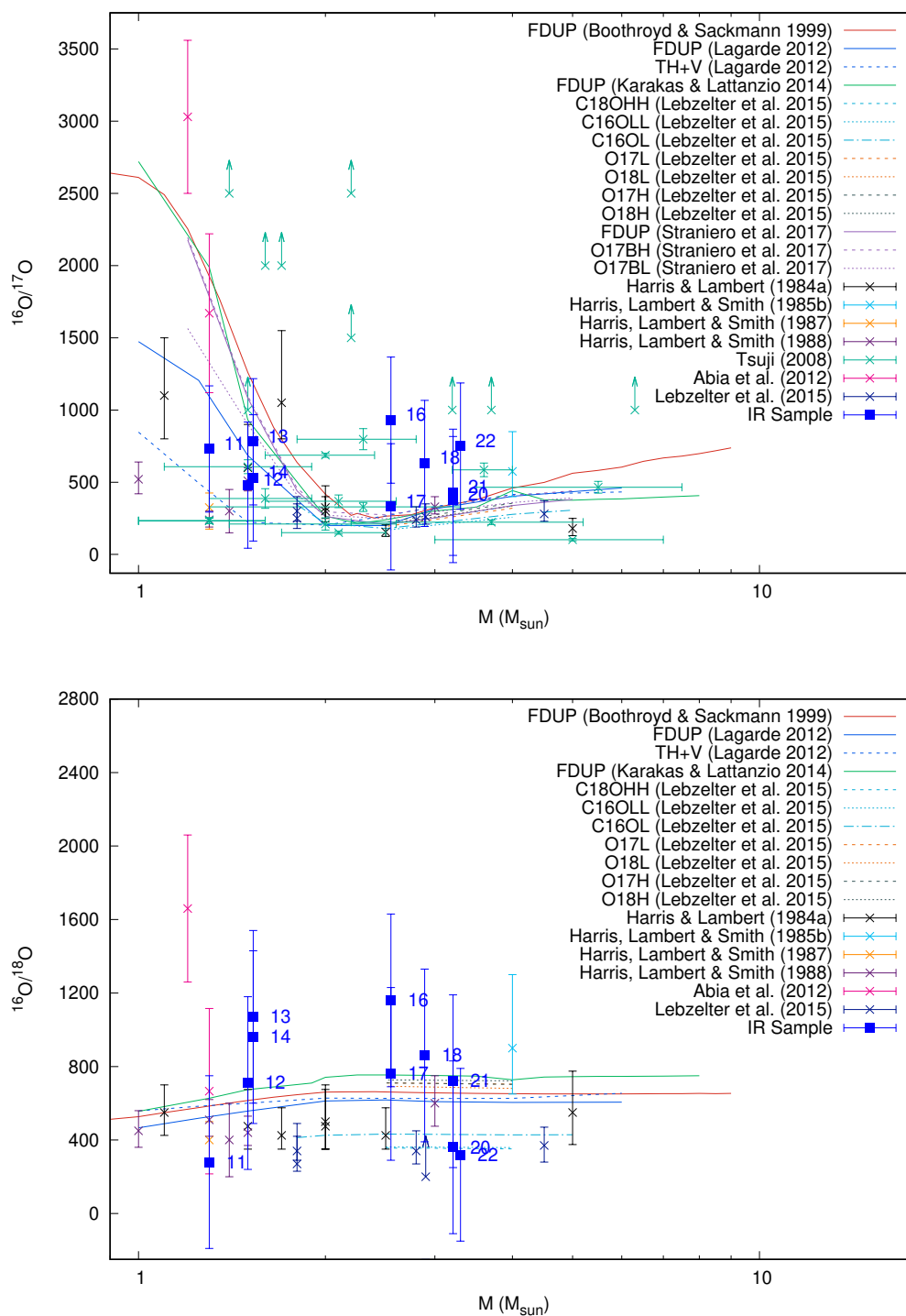


Figura 56 – Razão isotópica $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ em função da massa de *turn-off*, comparada com dados da literatura de outros objetos, modelos padrão de primeiro *dredge-up* da literatura (linhas contínuas, FDUP), mistura termoalina com rotação de Lagarde et al. (2012) (TH+V), modelos de Lebzelter et al. (2015) e Straniero et al. (2017) obtidos a partir de variações na composição química inicial e nas taxas de reação nuclear dos modelos de evolução estelar (linhas tracejada e pontilhada). Para detalhes dos modelos da literatura, ver Tabela 19.

A partir da Figura 56 observamos que os nossos dados apresentam resultados semelhantes aos encontrados na literatura para as razões isotópicas de oxigênio, considerando a incerteza dos dados. Os valores encontrados estão entre $380 \leq {}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O} \leq 930$ e $280 \leq {}^{16}\text{O}/{}^{18}\text{O} \leq 1160$. A grande dispersão dos dados pode ser um indicativo de que as condições iniciais de cada estrela influenciam em sua evolução. São esperados um aumento na razão isotópica de ${}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O}$ e uma diminuição em ${}^{16}\text{O}/{}^{18}\text{O}$, considerando valores solares para as abundâncias iniciais de estrelas entre 1 e $2 M_{\odot}$ (Harris & Lambert, 1984b; Harris et al., 1988). Pelo estágio evolutivo dos objetos da amostra (*up*-RGB e *clump*), esperamos que todos já tenham experimentado o processo de *extra-mixing*, exceto o objeto 11 (NGC2682-MMU6495). Assim, os valores obtidos para as razões isotópicas de oxigênio podem reproduzir os efeitos de *extra-mixing*.

Os valores encontrados para as razões isotópicas de oxigênio da amostra entre 1 e $2 M_{\odot}$ concordam com o que era esperado na literatura, exceto para o objeto 11 (NGC2682-MMU6495), que possivelmente ainda não passou pelo processo de *extra-mixing*. Os resultados encontrados para a amostra são um pouco maiores daqueles obtidos por Lebzelter et al. (2015) para uma amostra de estrelas com massas entre 1.8 e $4.5 M_{\odot}$, onde $250 \leq {}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O} \leq 300$ e ${}^{16}\text{O}/{}^{18}\text{O} \sim 350$. Os resultados apresentam uma diferença entre os intervalos indicados por Straniero et al. (2017), com os modelos de Bruno et al. (2016), em que ${}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O} \sim 1000$ e $640 \leq {}^{16}\text{O}/{}^{18}\text{O} \leq 760$. Os modelos de Lebzelter et al. (2015) e Straniero et al. (2017) não apresentam diferenças significativas com relação ao modelo padrão de primeiro *dredge-up* para a razão isotópica de ${}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O}$ neste intervalo de massa ($1.8 < M < 4.5 M_{\odot}$).

Para estrelas de massa $\lesssim 2 M_{\odot}$, as razões isotópicas de ${}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O}$ atingem valores ~ 500 menores do que era esperado pelo modelo padrão (ver objetos 11 a 14). Os valores encontrados também são observados em razões isotópicas da literatura (por exemplo Harris & Lambert, 1984b; Lebzelter et al., 2015). O modelo de mistura termoalina de Charbonnel & Lagarde (2010) indica que, para uma estrela de $1.25 M_{\odot}$, é esperado que ${}^{16}\text{O}/{}^{17}\text{O} \sim 500$ e ${}^{16}\text{O}/{}^{18}\text{O} \gtrsim 600$. Um modelo posterior de mistura termoalina com rotação de Lagarde et al. (2012) apresenta uma razão isotópica menor do que os valores do modelo padrão e, assim, é um modelo que pode explicar o comportamento da razão isotópica da amostra nesse intervalo de massa. Para massas $\gtrsim 2 M_{\odot}$, os modelos padrão e de mistura termoalina não apresentam grandes diferenças, sem contar que as incertezas da amostra são maiores do que as diferenças entre os modelos.

Na literatura são propostas diversas formas para explicar essa diferença encontrada entre as medidas de razão isotópica de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e o modelo padrão de primeiro *dredge-up*. São alguns exemplos: alta perda de massa antes do primeiro *dredge-up*, mistura devagar durante a Sequência Principal e/ou uma redução na taxa de reação para $^{18}\text{O}(\text{p},\alpha)^{15}\text{N}$ (ver Figura 6) (Harris & Lambert, 1984b), modelos paramétricos para nucleossíntese e circulação de massa (Abia et al., 2012), mistura termoalina (Charbonnel & Lagarde, 2010) e mistura termoalina induzida por rotação (Charbonnel & Lagarde, 2010; Lagarde et al., 2012), difusão de elementos por meio de *overshoot* (Halabi & El Eid, 2016), revisão da taxa de reação de consumo de ^{17}O ($^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$, ver Figura 6) (Straniero et al., 2017) e mudanças na composição e razão isotópica iniciais (Lebzelter et al., 2015; Straniero et al., 2017).

Apesar de existirem diversas propostas, no entanto, muitas delas não discutem o mecanismo físico envolvido no processo de *extra-mixing*, mas buscam alterar parâmetros relacionados com o modelo de evolução estelar (por exemplo Abia et al., 2012; Lebzelter et al., 2015; Halabi & El Eid, 2016; Straniero et al., 2017) e até mesmo não conseguindo explicar satisfatoriamente as razões isotópicas obtidas, sendo assim necessário invocar um modelo que possa descrever o mecanismo físico que atua nesse fenômeno (por exemplo Tsuji, 2008; Abia et al., 2012; Karakas & Lattanzio, 2014; Halabi & El Eid, 2016). Desta forma, observamos que o modelo de mistura termoalina para o *extra-mixing* de Lagarde et al. (2012), pode ser uma possibilidade em explicar a razão isotópica de oxigênio, tendo em vista que ele também pode explicar a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Assim, podemos utilizar este modelo para explicar as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ obtidas.

Para a razão isotópica de $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, não observamos uma diferença significativa entre a amostra e os modelos considerados, tendo em vista que esta razão isotópica não apresenta uma grande dependência com massa da estrela, ao apresentar um comportamento praticamente constante e que pode depender apenas da composição inicial do objeto. Esse comportamento também é observado na literatura para estrelas onde o processo de *extra-mixing* esteve atuando (Harris et al., 1988; Straniero et al., 2017).

O isótopo ^{18}O não é produzido por nenhuma reação pelos ciclos CN (CNO-I) e ON (CNO-II) do ciclo CNO, mas destruída pela reação $^{18}\text{O}(\text{p},\alpha)^{15}\text{N}$ do canal de reação CNO-III (ver Figura 6) que é mais relevante em estrelas massivas (Harris & Lambert, 1984b; Lebzelter et al., 2015). Assim, para a nossa amostra de estrelas, a abundância de ^{18}O reflete a abundância inicial e a taxa de consumo durante a queima de hidrogênio.

Em nossa amostra, para os objetos 16 a 22, notamos uma possível dependência com a composição inicial, segundo os modelos de Lebzelter et al. (2015), entretanto não é possível distinguir dos outros modelos comparados da literatura dentro das incertezas da amostra.

Não podemos determinar com precisão a partir do gráfico da razão isotópica $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ em função da massa de *turn-off* qual dos modelos pode melhor explicar as abundâncias medidas na amostra e na literatura. Considerando que a razão isotópica de carbono diminui conforme a estrela vai evoluindo ao longo do RGB, podemos comparar na Figura 57 as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ em função da razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ para analisar o comportamento das medidas das razões de oxigênio, os modelos e os dados da literatura.

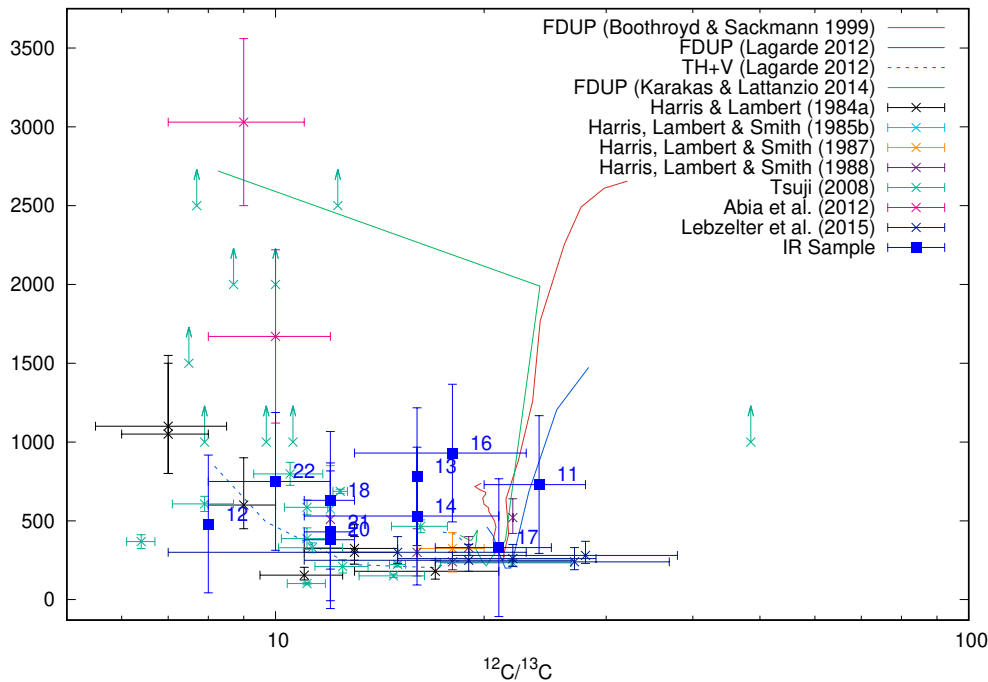


Figura 57 – Razão isotópica $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ em função da razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, comparada com dados da literatura de outros objetos, modelos padrão de primeiro *dredge-up* da literatura (linhas contínuas, FDUP) e mistura termoalina com rotação de Lagarde et al. (2012) (linha tracejada, TH+V). (*Continua na próxima página*)

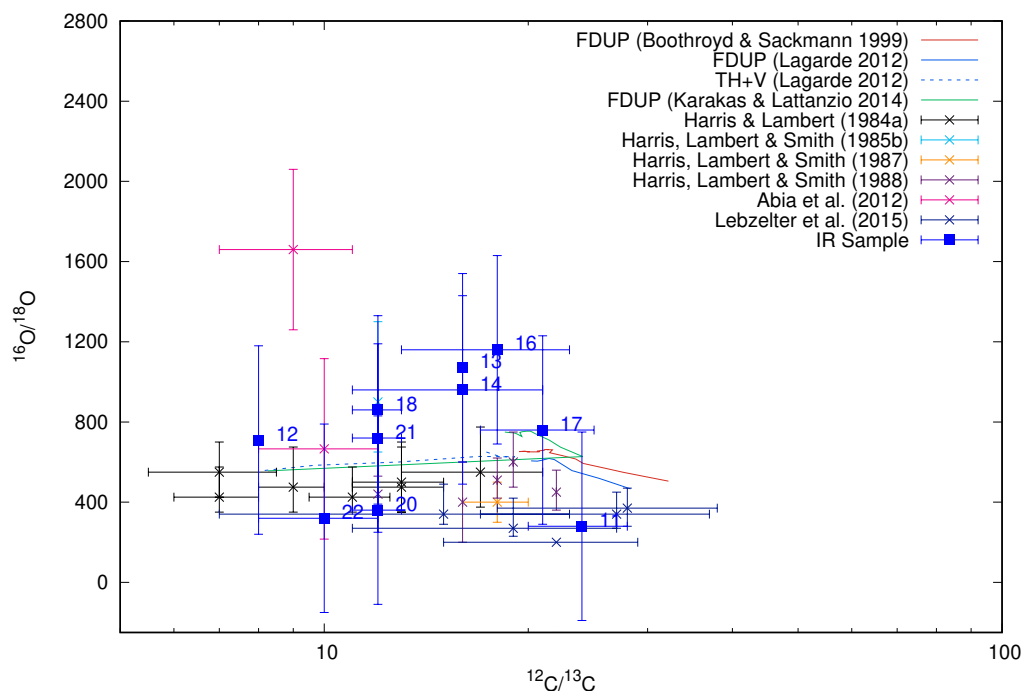


Figura 57 – Continuação

Observamos na Figura 57 diferenças na distribuição da amostra da literatura entre os modelos padrão de primeiro *dredge-up* da literatura (linhas contínuas à direita) e mistura termoalina com rotação de Lagarde et al. (2012) (linha tracejada à esquerda). A maior parte da amostra (exceto o objeto 11, NGC2682-MMU6495) e os dados da literatura se agrupam do lado esquerdo dos gráficos, o que indica que o modelo de mistura termoalina com rotação de Lagarde et al. (2012) explica de forma satisfatória as razões isotópicas de oxigênio encontradas na literatura e calculadas neste trabalho.

Os modelos de Lebzelter et al. (2015), que foram obtidos a partir de variações nos parâmetros de evolução estelar (ver Tabela 19), não apresentam uma dependência significativa das razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ em função de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$, mantendo um valor praticamente constante ($^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 24$). Assim, comparando os modelos da literatura, podemos considerar que o modelo de mistura termoalina de Lagarde et al. (2012) é uma possibilidade para explicar o comportamento da razão isotópica da amostra e da literatura, considerando a incerteza dos dados.

Podemos observar também que a razão isotópica de $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ em função de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ apresenta um comportamento praticamente constante. Este resultado pode ser notado na Figura 56, ao comparar $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ em função da massa do objeto. Desta forma, a abundância de ^{18}O reflete a abundância inicial e a taxa de consumo durante a queima de hidrogênio para a nossa amostra de estrelas.

5 Conclusões e perspectivas

Neste trabalho consideramos uma amostra de nove aglomerados abertos onde 22 objetos foram analisados a partir da espectroscopia no visível (objetos 1 a 10, do aglomerado NGC188) e no infravermelho (objetos 11 a 22). Os espectros dos objetos analisados tiveram suas velocidades radiais heliocêntricas obtidas por meio do desvio Doppler através de tarefas do *software* IRAF. Os resultados obtidos concordam com os valores encontrados da literatura para a velocidade radial, além disso, podemos observar que o objeto 19 (NGC3532-MMU649) não pertence ao aglomerado NGC3532.

Calculamos os parâmetros atmosféricos fotométricos (temperatura efetiva (T_{eff}), gravidade superficial ($\log g$), metalicidade ($[\text{Fe}/\text{H}]$) e microturbulência (ξ)) para toda a amostra a partir das médias das calibrações espectroscópicas de Alonso et al. (1999, $J - K$, $V - K$, $B - V$ e $J - H$), van Belle et al. (1999, $V - K$) e Huang et al. (2015, $V - K$). Os resultados encontrados concordam com os valores obtidos na literatura para os objetos, dentro da incerteza dos dados.

Para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10), calculamos os parâmetros atmosféricos espectroscópicos, além da macroturbulência ζ e a velocidade de rotação projetada $v \sin i$. Os resultados obtidos são semelhantes aos encontrados na literatura para a amostra. Além disso, calculamos a partir da largura equivalente as abundâncias de Na, Si, Ca, Ti, V, Cr, Co, Ni, Y, Ce e Eu. Os valores encontrados são semelhantes aos encontrados para estrelas gigantes de campo e também para aglomerados abertos disponíveis na literatura. A partir da síntese espectral, calculamos as abundâncias de CNO e a razão isotópica de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$. Os resultados são semelhantes aos encontrados na literatura para aglomerados abertos e indicam que o processo de *extra-mixing* pode ser modelado a partir dos modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) e Lagarde et al. (2012) com a mistura termoalina e/ou mistura termoalina induzida por rotação.

Para os objetos 11 a 22, analisados a partir dos espectros obtidos no infravermelho, com os parâmetros atmosféricos fotométricos obtidos anteriormente e dados da literatura para as abundâncias de $[\text{C}/\text{Fe}]$, $[\text{N}/\text{Fe}]$, $[\text{O}/\text{Fe}]$ e razão isotópica $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, podemos calcular as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ através da síntese espectral. Os resultados obtidos são semelhantes aos encontrados na literatura em outros trabalhos, tendo em vista que não há medidas dessas razões isotópicas para esses objetos na literatura. Os resultados indicam que as razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ podem ser modeladas a partir do

modelo de mistura termoalina induzida por rotação de Lagarde et al. (2012).

Desta forma, considerando as observações realizadas no visível e no infravermelho, estes resultados sugerem que os modelos de Charbonnel & Lagarde (2010) e Lagarde et al. (2012) de mistura termoalina e/ou mistura termoalina induzida por rotação podem explicar as abundâncias de CNO e as razões isotópicas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Assim, os resultados encontrados trazem vínculos observacionais cruciais para ajudar a elucidar a evolução química de estrelas gigantes vermelhas e contribuem para responder questões fundamentais da teoria de evolução estelar, tendo em vista que os modelos são aperfeiçoados a partir dos dados observacionais de qualidade como os discutidos no presente trabalho. Vale ressaltar que mais observações devem ser realizadas para entender melhor o processo de *extra-mixing* por meio da análise das razões isotópicas de $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ nesta região pouco explorada do infravermelho ($\sim 4.6 \mu\text{m}$).

Como perspectivas do presente trabalho, estão a publicação dos resultados encontrados em um artigo a ser submetido em um periódico indexado. Além disso, a partir dos conceitos aprendidos e desenvolvidos no decorrer do curso de Mestrado e da vida acadêmica, futuramente continuar trabalhando no Doutorado com a análise de espectros de alta resolução de estrelas gigantes em aglomerados abertos.

REFERÊNCIAS

- Abia C., Palmerini S., Busso M., Cristallo S., 2012, *A&A*, 548, 55
- Addison-Wesley P., 2008. Pearson Education, Boston
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1998, *A&AS*, 131, 209
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1999, *A&AS*, 140, 261
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 2001, *A&A*, 376, 1039
- Alves-Brito A., Barbuy B., Ortolani S., et al. 2005, *A&A*, 435, 657
- Alves-Brito A., Meléndez J., Asplund M., Ramírez I., Yong D., 2010, *A&A*, 513, A35
- Amarsi A. M., Nissen P. E., Skúladóttir Á., 2019, *A&A*, 630, A104
- Anthony-Twarog B. J., Deliyannis C. P., Twarog B. A., Croxall K. V., Cummings J. D., 2009, *AJ*, 138, 1171
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Bagdonas V., Drazdauskas A., Tautvaišienė G., et al. 2018, *A&A*, 615, A165, 13
- Barbieri C., 2007, *Fundamentals of Astronomy*. Taylor & Francis Ltd, Boca Raton
- Barbuy B., Chiappini C., Gerhard O., 2018, *ARAA*, 6, 1
- Barton E. J., Yurchenko S. N., Tennyson J., 2013, *MNRAS*, 434, 1469
- Benacquista M. J., 2006, *Living Reviews in Relativity*, 9, 2
- Bensby T., Feltzing S., Oey M. S., 2014, *A&A*, 562, A71
- Bernath P. F., 2020, *JQRST*, 240, 06687B
- Bethe H. A., 1938, *Phys. Rev.*, 55, 103
- Bland-Hawthorn J., Gerhard O., 2016, *ARA&A*, 54, 529
- Böcek Topcu G., Afşar M., Schaeuble M., Sneden C., 2015, *MNRAS*, 446, 3562
- Böcek Topcu G., Afşar M., Sneden C., 2016, *MNRAS*, 463, 580
- Boeche C., Grebel E. K., 2016, *A&A*, 587, A2
- Boothroyd A. I., Sackmann I. J., 1999, *ApJ*, 510, 232
- Bossini D., et al., 2019, *A&A*, 623, A108
- Bragaglia A., Sestito P., Villanova S., Carretta E., Randich S., Tosi M., 2008, *A&A*, 480, 79
- Bressan A., Marigo P., Girardi L., Salasnich B., Dal Cero C., Rubele S., Nanni A., 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Brooke J. S. A., Bernath P. F., Schmidt T. W., Bacsikay G. B., 2013, *JQSRT*, 124, 11
- Brown J. A., Wallerstein G., Geisler D., Oke J. B., 1996, *AJ*, 112, 1551
- Bruno C. G., et al., 2016, *PhRvL*, 117, 142502
- Bubar E. J., 2010, *Equivalent Width Abundance Analysis In Moog*
- Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., F. H., 1957, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 547
- Cantanhêde S. O., 2018, *Estudo cinemático de estrelas gigantes em aglomerados abertos da galáxia*, Trabalho de conclusão (graduação), Instituto de Física, UFRGS
- Cantat-Gaudin T., Anders F., 2020, *A&A*, 633, A99
- Cantat-Gaudin T., et al., 2018, *A&A*, 618, A93
- Cantat-Gaudin T., et al., 2020, *A&A*, 640, A1
- Carlberg J. K., Majewski S. R., Patterson R. J., Bizyaev D., Smith V. V., Cunha K., 2011, *ApJ*, 732, 39

- Carpenter J. M., 2001, *AJ*, 121, 2851
- Carrera R., Pancino E., 2011, *A&A*, 535, 30
- Carrera R., et al., 2019, *A&A*, 623, 80
- Carretta E., Bragaglia A., Gratton R. G., Tosi M., 2005, *A&A*, 441, 131
- Carroll B. W., Ostlie D. A., 2014, *An Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson Education Limited, London
- Casamiquela L., et al., 2019, *MNRAS*, 490, 1821
- Cassisi S., Marín-Franch A., Salaris M., Aparicio A., Monelli M., Pietrinferni A., 2011, *A&A*, 527, A59
- Castelli F., Gratton R. G., Kurucz R. L., 1997, *A&A*, 318, 841
- Castro-Ginard A., Jordi C., Luri X., Julbe F., Morvan M., Balaguer-Núñez L., Cantat-Gaudin T., 2018, *A&A*, 618, A59
- Cayrel R., 1988, in Cayrel de Strobel G., Spite M., eds, *IAU Symposium Vol. 132, The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Chanamé J., Pinsonneault M., Terndrup D. M., 2005, *ApJ*, 631, 1, 540
- Charbonnel C., Lagarde N., 2010, *A&A*, 522, A10
- Charbonnel C., Zahn J. P., 2007, *A&A*, 467, L15
- Charbonnel C., do Nascimento Jr. J. D., 1998, *A&A*, 336, 915
- Clayton D. D., 1983, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*. University of Chicago Press, Chicago and London
- Comins N. F., Kaufmann III W. J., 2010, *Descobrimos o universo*. Bookman, Porto Alegre
- Conrad C., et al., 2014, *A&A*, 562, A54, 16
- Conroy C., Spergel D. N., 2011, *ApJ*, 726, 13
- Cutri R. M., Skrutskie M. F., van Dyk S., et al. 2003, *NASA/IPAC Infrared Science Archive*
- Dearborn D., Schramm D. N., 1994, *ApJ*, 194, L67
- Denissenkov P. A., 2010, *ApJ*, 723, 563
- Dias W. S., Alessi B. S., Moitinho A., Lépine J. R. D., 2002, *A&A*, 389, 871
- Dias W. S., Monteiro H., Moitinho A., Lépine J. R. D., Carraro G., Paunzen E., Alessi B., Vilella L., 2021, *MNRAS*, 504, 356
- Dib S., Schmeja S., Parker R. J., 2018, *MNRAS*, 473, 849
- Donati J. F., Semel M., Carter B. D., Rees D. E., Collier Cameron A., 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Donor J., et al., 2018, *AJ*, 156, 142
- Donor J., et al., 2020, *AJ*, 159, 199
- Drazdauskas A., Tautvaišienė G., Smiljanic R., Bagdonas V., Chorniy Y., 2016a, *MNRAS*, 462, 794
- Drazdauskas A., Tautvaišienė G., Randich S., Bragaglia A., Mikolaitis Š., Janulis R., 2016b, *A&A*, 589, A50
- ESO 2008, *CRIFRES pipeline: calibration map*
- Edvardsson B., Andersen J., Gustafsson B., Lambert D. L., Nissen P. E., Tomkin J., 1993, *A&A*, 275, 101
- Eggen O. J., Lynden-Bell D., Sandage A. R., 1962, *ApJ*, 136, 748
- Eggleton P. P., Dearborn D. S. P., Lattanzio J. C., 2006, *Science*, 314, 1580

- Eisberg R., Resnik R., 1979, *Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*. Elsevier/Campus, Rio de Janeiro
- Fanelli C., Origlia L., Oliva E., Mucciarelli A., Sanna N., Dalessandro E., Romano D., 2021, *A&A*, 645, A19
- Fossati L., Folsom C. P., Bagnulo S., Grunhut J., Landstreet J., Kochukhov O., Paladini C., Wade G. A., 2012, *ASSP*, 29, 215
- Franchini M., et al., 2021, *A&A*, 161, 9
- Freeman K., Bland-Hawthorn J., 2002, *ARA&A*, 40, 487
- Friel E. D., Jacobson H. R., Pilachowski C. A., 2005, *AJ*, 129, 2725
- Friel E. D., Jacobson H. R., Pilachowski C. A., 2010, *AJ*, 139, 1942
- Froebrich D., 2017, *MNRAS*, 469, 1545
- Gaia Collaboration et al., 2018, *A&A*, 616, A1, 22
- Gaia Collaboration et al., 2021, *A&A*, 649, A1
- Galilei G., 1610, *Siderius Nuncius*. Thomas Baglioni, Veneza
- Geller A. M., Mathieu R. D., 2012, *A&A*, 144, 54
- Geller A. M., Mathieu R. D., Harris H. C., McClure R. D., 2008, *AJ*, 135, 2264
- Geller A. M., Mathieu R. D., Harris H. C., McClure R. D., 2009, *AJ*, 137, 3743
- Gilmore G., Wyse R. F. G., Jones J. B., 1995, *AJ*, 109, 1095
- Gilroy K. K., Brown J. A., 1991, *ApJ*, 371, 578
- Goorvitch D., 1994, *ApJS*, 95, 535
- Gordon I. E., et al., 2017, *JQSRT*, 203, 3
- Gratton R. G., Contarini G., 1994, *A&A*, 283, 911
- Gratton R. G., Carretta E., Castelli F., 1996, *A&A*, 314, 191
- Gray D. F., 2005, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*. Cambridge University Press, New York
- Griffiths D. J., 2011, *Mecânica Quântica*. Pearson Prentice Hall, São Paulo
- Halabi G. M., El Eid M., 2016, *JPhCS*, 706, 012019
- Harris M. J., Lambert D. L., 1984a, *ApJ*, 281, 739
- Harris M. J., Lambert D. L., 1984b, *ApJ*, 285, 674
- Harris M. J., Lambert D. L., Hinkle K. H., Gustafsson B., Eriksson K., 1987, *ApJ*, 316, 294
- Harris M. J., Lambert D. L., Smith V. V., 1988, *ApJ*, 325, 768
- Heiter U., Soubiran C., Netopil M., Paunzen E., 2014, *A&A*, 561, A93
- Helmi A., 2020, *ARAA*, 58, 205
- Henkel C., et al., 2014, *A&A*, 565, A3
- Herzberg G., 1957, *Mém. Soc. R. Sci. Liège*, 18, 397
- Hinkle K., Wallace L., Livingston W. C., 1995, *Infrared atlas of the Arcturus spectrum, 0.9-5.3 μ m*. Astronomical Society of the Pacific, San Francisco
- Hinkle K., Wallace L., Valenti J., Harmer D., 2000, *Visible and Near Infrared Atlas of the Arcturus Spectrum 3727-9300 Å*. Astronomical Society of the Pacific, San Francisco
- Huang Y., Liu X. W., Yuan H. B., Xiang M. S., Chen B. Q., Zhang H. W., 2015, *MNRAS*, 454, 2863
- Huber K. P., Herzberg G., 1979, *Constants of diatomic molecules*. Springer, Boston, p. 8

- Iben Jr. I., 1965, *ApJ*, 142, 1447
- Iliadis C., Longland R., Champagne A. E., Coc A., Fitzgerald R., 2010, *Nucl. Phys.*, 841, 31
- Jacobson H. R., Friel E. D., 2013, *AJ*, 145, 107
- Jacobson H. R., Friel E. D., Pilachowski C. A., 2008, *AJ*, 135, 2341
- Jacobson H. R., Pilachowski C. A., Friel E. D., 2011, *AJ*, 142, 9
- Jacobson H. R., et al., 2016, *A&A*, 591, A37
- Jofré P., Heiter U., Soubiran C., 2019, *ARA&A*, 57, 571
- Johansson S., Litzén U., Lundberg H., Zhang Z., 2003, *ApJ*, 584, L107
- Joshi Y. C., 2017a, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 330, 227
- Joshi Y. C., 2017b, *Stars: From Collapse to Collapse*, 510, 81
- Jung Y., 2019, *CRIRES Pipeline User Manual*. European Southern Observatory, 1.13 edn
- Jura M., 1987, *ApJ*, 313, 743
- Karakas A. I., Lattanzio J. C., 2014, *PASA*, 30, 31
- Karttunen H., Kröger P., Oja H., Poutanen M., Donner K. J., 2007, *Fundamental Astronomy*. Springer, Berlin
- Kausch W., et al., 2015, *A&A*, 576, A78
- Kepler S. O., Saraiva M. F. O., 2014, *Astronomia e Astrofísica*. Livraria da Física, São Paulo
- Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Schilbach E., Röser S., Scholz R.-D., 2013, *A&A*, 558, A53
- Kilic M., Munn J. A., Harris H. C., von Hippel T., Liebert J. W., Williams K. A., Jeffery E., DeGennaro S., 2017, *ApJ*, 837, 162
- Kippenhahn R., Ruschenplatt G., Thomas H. C., 1980, *A&A*, 91, 175
- Krumholz M. R., McKee C. F., Bland-Hawthorn J., 2019, *ARAA*, 57, 227
- Kunder A., et al., 2017, *AJ*, 153, 75
- Käeuffl H.-U., Ballester P., Biereichel P., et al. 2004, in *SPIE*.
- Lada C. J., Lada E. A., 2003, *ARAA*, 41, 57
- Lagarde N., Decressin T., Charbonnel C., et al. 2012, *A&A*, 543, A108
- Lagarde N., Robin A. C., Reylé C., Nasello G., 2017, *A&A*, 601, A27
- Lagarde N., et al., 2019, *A&A*, 621, A24
- Leão I. C., et al., 2018, *A&A*, 620A, 139
- Lebzelter T., Straniero O., Hinkle K. H., Nowotny W., Aringer B., 2015, *A&A*, 578, A33
- Lima P. J., Silva M. T. X., Silveira F. L. V., Eliane A., 2013, *Laboratório de mecânica : subsídios para o ensino de Física experimental*. UFRGS, Instituto de Física, Porto Alegre
- Lodders K., Palme H., Gail H. P., 2009, *Landolt Börnstein*, 4B, 712
- Luck R. E., 1994, *ApJS*, 91, 309
- Luck R. E., 2014, *AJ*, 147, 137
- Luck R. E., Heiter U., 2007, *AJ*, 133, 2464
- Maciel W. J., 1999, *Introdução à Estrutura e Evolução Estelar*. Editora da Universidade de São Paulo, São Paulo
- Mamajek E. E., et al., 2015, *arXiv e-prints*
- Manset N., Donati J.-F., 2003, in *SPIE*.
- Martinez C. F., Holanda N., Pereira C. B., Drake N. A., 2020, *MNRAS*, 494, 1470
- Meibom S., et al., 2009, *AJ*, 137, 5086

- Meléndez J., et al., 2008, A&A, 484, L21
- Mermilliod J. C., Mayor M., 1989, A&A, 219, 125
- Mermilliod J. C., Mayor M., 1990, A&A, 237, 61
- Mermilliod J. C., Mayor M., 2007, A&A, 470, 919
- Mermilliod J. C., Andersen J., Nordstroem B., Mayor M., 1995, A&A, 299, 53
- Mermilliod J. C., Andersen J., Latham D. W., Mayor M., 2007, A&A, 473, 829
- Mermilliod J. C., Mayor M., Udry S., 2008, A&A, 485, 303
- Mikolaitis Š., Tautvaišienė G., Gratton R., Bragaglia A., Carretta E., 2010, MNRAS, 407, 1866
- Mikolaitis Š., Tautvaišienė G., Gratton R., Bragaglia A., Carretta E., 2011a, MNRAS, 413, 2199
- Mikolaitis Š., Tautvaišienė G., Gratton R., Bragaglia A., Carretta E., 2011b, MNRAS, 416, 1092
- Mikolaitis Š., Tautvaišienė G., Gratton R., Bragaglia A., Carretta E., 2012, A&A, 541, A137
- Mishenina T. V., Bienaymé O., Gorbaneva T. I., Charbonnel C., Soubiran C., Korotin S. A., Kovtyukh V. V., 2006, A&A, 456, 1109
- Mishenina T. V., Gorbaneva T. I., Bienaymé O., Soubiran C., Kovtyukh V. V., Orlova L. F., 2007, ARep, 51, 382
- Mitschang A. W., De Silva G. M., Zucker D. B., 2012, MNRAS, 422, 3527
- Morel T., et al., 2014, A&A, 564, 119
- NIST 2019, *Atomic Spectra Database*
- Netopil M., Paunzen E., Heiter U., Soubiran C., 2016, A&A, 585A, 150
- Nicholls C. P., et al., 2017, A&A, 598, A79
- Noll S., et al., 2019, User Manual for *molefit*. European Southern Observatory, 3.12 edn
- Overbeek J. C., Friel E. D., Jacobson H. R., 2016, ApJ, 824, 75
- Pancino E., Carrera R., Rossetti E., Gallart C., 2010, A&A, 511, 56
- Pasquini L., Randich S., Pallavicini R., 2001, A&A, 374, 1017
- Pavlenko Y. V., Yurchenko S. N., Tennyson J., 2020, A&A, 633, 52
- Peña Suárez V. J., Sales Silva J. V., Katime Santrich O. J., Drake N. A., Pereira C. B., 2018, ApJ, 854, 184
- Pinsonneault M., 1997, ARAA, 35, 557
- Pols O., 2011, *Stellar Structure and Evolution*. Astronomical Institute Utrecht, Utrecht
- Portegies Zwart S. F., McMillan S. L. W., Gieles M., 2010, ARAA, 48, 431
- Prša A., et al., 2016, AJ, 152, 41
- Puls A. A., 2018, *Unveiling fluorine abundances in the Milky Way*, Dissertação (mestrado), Instituto de Física, UFRGS
- Puls A. A., Alves-Brito A., Campos F., et al. 2018, MNRAS, 476, 690
- Ram R. S., Brooke J. S. A., Bernath P. F., Sneden C., Lucatello S., 2014, ApJS, 211, 5
- Ramírez I., Allende Prieto C., 2011, ApJ, 743, 135
- Reddy A. B. S., Giridhar S., Lambert D. L., 2013, MNRAS, 431, 3338
- Rieke G. H., Lebofsky M. J., 1985, ApJ, 288, 618
- Rolfs C., Rodney W. S., 1994, ApJ, 194, L63
- Salaris M., Cassisi S., 2005, *Evolution of Stars and Stellar Populations*. John Wiley & Sons Ltd, Chichester
- Salaris M., Salsisi S., 2017, RSOS, 4, 170192

- Salaris M., Cassisi S., Weiss A., 2002, PASP, 114, 375
- Sales Silva J. V., Peña Suárez V. J., Katime Santrich O. J., Pereira C. B., Drake N. A., Roig F., 2014, AJ, 148, 83
- Santos N. C., Lovis C., Pace G., Melendez J., Naef D., 2009, A&A, 493, 309
- Santrich O. J. K., Pereira C. B., Drake N. A., 2013, A&A, 504, A2
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Schmeja S., Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Röser S., Schilbach E., Froebrich D., Scholz R. D., 2014, A&A, 568, A51
- Scholz R.-D., Kharchenko N. V., Piskunov A. E., Röser S., Schilbach E., 2015, A&A, 581, A39, 15
- Schweitzer A., Hauschildt P. H., Allard F., Basri G., 1996, MNRAS, 283, 821
- Searle L., Zinn R., 1978, ApJ, 136, 748
- Sestito P., Bragaglia A., Randich S., Carretta E., Prisinzano L., Tosi M., 2006, A&A, 458, 121
- Sestito P., Bragaglia A., Randich S., Pallavicini R., Andrievsky S. M., Korotin S. A., 2008, A&A, 488, 943
- Sheminova V. A., 2015, KPCB, 31, 172
- Sheminova V. A., 2019, KPCB, 35, 129
- Skrutskie M. F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Slumstrup D., Grundahl F., Silva Aguirre V., Brogaard K., 2019, A&A, 622A, 111
- Smette A., et al., 2015, A&A, 576, A77
- Smiljanic R., Gauderon R., North P., et al. 2009, A&A, 502, 1, 267
- Smoker J., 2011, CRIRES User Manual. European Southern Observatory, 89.2 edn
- Smoker J., Valenti E., Asmus D., Birstow P., Smette A., Hilker M., Wolff B., Jung Y., 2013, CRIRES data reduction cookbook. European Southern Observatory, 93.2 edn
- Snedden C. A., 1973, PhD thesis, The University of Texas at Austin
- Snedden C., 2002, MOOG An LTE Stellar Line Analysis Program
- Snedden C., Lucatello S., Ram R. S., Brooke J. S. A., Bernath P., 2014, ApJS, 214, 26
- Soubiran C., et al., 2018, A&A, 619, A155
- Sousa S. G., 2014, ARES + MOOG: A Practical Overview of an Equivalent Width (EW) Method to Derive Stellar Parameters. p. 297
- Sousa S. G., Andreasen D. T., 2018, in ASSP. p. 275
- Souto D., et al., 2019, ApJ, 874, 97
- Sparke L., Gallagher J., 2007, Galaxies in the Universe: An Introduction. Cambridge University Press, New York
- Spergel D. N., 2015, Science, 347, 1100
- Spite M., Barbuy B., Spite F., 1989, A&A, 22, 35
- Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629
- Steinmetz M., et al., 2006, AJ, 132, 1645
- Stello D., et al., 2016, ApJ, 832, 133
- Stetson P. B., McClure R. D., Vandenberg D. A., 2004, AJ, 116, 1012
- Straniero O., et al., 2017, A&A, 598, A128
- Szigeti L., et al., 2018, MNRAS, 474, 4810

- Tantalo R., Chiosi C., 2004, MNRAS, 353, 917
- Tautvaišienė G., Drazdauskas A., Mikolaitis Š., et al. 2015, A&A, 573, A55, 13
- Tautvaišienė G., Drazdauskas A., Bragaglia A., et al. 2016, A&A, 595, A16, 9
- Tautvaišienė G., Edvardsson B., Tuominen I., Ilyin I., 2000, A&A, 360, 499
- Thornton S. T., Marion J. B., 2011, Dinâmica Clássica de Partículas e Sistemas. Cengage Learning, São Paulo
- Tsuji T., 2008, A&A, 489, 1271
- Tsuji T., 2009, A&A, 504, 543
- Upadhyay A., Conway E. K., Tennyson J., Yurchenko S. N., 2018, MNRAS, 477, 1520
- Valenti J. A., Fischer D. A., 2005, ApJS, 159, 141
- Valverde C., Baseia B., Bagnato V. S., 2016, Rev. Bras. Ensino Fís., 38, e4302
- Van der Swaelmen M., Boffin H. M. J., Jorissen A., Van Eck S., 2017, A&A, 597, A68
- Villanova S., Carraro G., Saviane I., 2009, A&A, 504, 845
- Wang J., Ma J., Wu Z., Wang S., Zhou X., 2015, AJ, 150, 61
- Wechsler R. H., Tinker J. L., 2018, ARAA, 56, 435
- Wiescher M., Görres J., Überseder E., Imbriani G., Pignatari M., 2010, ARNPS, 60, 381
- Wiescher M., Käppeler F., Langanke K., 2012, ARAA, 50, 165
- Yadin B., Veness T., Conti P., Hill C., Yurchenko S. N., Tennyson J., 2012, MNRAS, 425, 34
- Yong D., Carney B. W., Teixeira de Almeida M. L., 2005, AJ, 130, 597
- Yurchenko S. N., Szabó I., Pyatenko E., Tennyson J., 2018, MNRAS, 480, 3397
- Začs L., Alksnis O., Barzdis A., Laure A., Musaev F. A., Bondar A., Sperauskas J., 2011, MNRAS, 417, 649
- Zhou Y., et al., 2019, ApJ, 877, 104
- da Silva L., et al., 2006, A&A, 458, 609
- da Silveira M. D., Pereira C. B., Drake N. A., 2018, MNRAS, 476, 4907
- van Belle G. T., et al., 1999, AJ, 117, 521
- von Weizsäcker C. F., 1938, Phys. Z., 39, 633

APÊNDICE A – Razão de abundâncias químicas

Podemos considerar a notação para a razão de abundâncias químicas de dois elementos X e Y, considerando que a abundância $A(X)$ para o elemento X é proporcional a sua densidade numérica n_X (Tantalo & Chiosi, 2004; Salaris & Cassisi, 2005).

$$A(X) \propto n_X \quad (50)$$

Assim, comparando a razão entre as abundâncias desses elementos, encontramos:

$$\begin{aligned} \frac{A(X)}{A(Y)} &= \frac{n_X}{n_Y} \\ \log \left(\frac{A(X)}{A(Y)} \right) &= \log \left(\frac{n_X}{n_Y} \right) \\ \therefore \log \left(\frac{n_X}{n_Y} \right) &= \log A(X) - \log A(Y) \end{aligned} \quad (51)$$

Definindo a notação $[X/Y]$ para a razão de abundâncias dos elementos X e Y entre uma estrela e o Sol como sendo:

$$\begin{aligned} [X/Y] &\equiv \log \left(\frac{n_X}{n_Y} \right)_* - \log \left(\frac{n_X}{n_Y} \right)_\odot \\ [X/Y] &= \log A(X)_* - \log A(Y)_* - \log A(X)_\odot + \log A(Y)_\odot \end{aligned} \quad (52)$$

Observe que a partir da definição adotada, podemos concluir que:

$$\begin{aligned} [X/Y] &= -(\log A(Y)_* - \log A(X)_* - \log A(Y)_\odot + \log A(X)_\odot) \\ [X/Y] &= -[Y/X] \end{aligned} \quad (53)$$

Considerando o elemento Y como sendo o hidrogênio e definindo $\log A(H) \equiv 12$, obtemos para a abundância de um elemento com relação ao hidrogênio:

$$\log \left(\frac{n_X}{n_H} \right) = \log A(X) - \log A(H) \Rightarrow \log A(X) = 12 + \log \left(\frac{n_X}{n_H} \right) \quad (54)$$

Também podemos escrever da seguinte forma:

$$\begin{aligned} [X/H] &= \log A(X)_* - 12 - \log A(X)_\odot + 12 \\ [X/H] &= \log A(X)_* - \log A(X)_\odot \end{aligned} \quad (55)$$

Considerando, por exemplo, o elemento Fe, então temos:

$$[Fe/H] = \log A(Fe)_* - \log A(Fe)_\odot \quad (56)$$

De forma prática, as abundâncias dos elementos em uma estrela podem ser obtidas a partir da espectroscopia, e do Sol, pode ser encontrada na literatura (por exemplo em Asplund et al., 2009) e assim podemos calcular a expressão para $[Fe/H]$.

Dado três elementos X, Y e Z, podemos encontrar uma relação entre as suas razões de abundâncias:

$$\begin{aligned}
 [X/Y] &= \log A(X)_\star - \log A(Y)_\star - \log A(X)_\odot + \log A(Y)_\odot \\
 [X/Y] &= \log A(X)_\star - \log A(Y)_\star - \log A(X)_\odot + \log A(Y)_\odot + \log A(Z)_\star + \log A(Z)_\odot \\
 &\quad - \log A(Z)_\star - \log A(Z)_\odot \\
 [X/Y] &= \log A(X)_\star - \log A(Z)_\star - \log A(X)_\odot + \log A(Z)_\odot \\
 &\quad - (\log A(Y)_\star - \log A(Z)_\star - \log A(Y)_\odot + \log A(Z)_\odot) \\
 [X/Y] &= [X/Z] - [Y/Z]
 \end{aligned}$$

Assim, considerando Y como ferro e Z como hidrogênio, obtemos uma relação útil entre as abundâncias:

$$[X/Fe] = [X/H] - [Fe/H] \quad (57)$$

Analogamente, também podemos escrever:

$$[X/Y] = [X/Fe] - [Y/Fe] \quad (58)$$

APÊNDICE B – Transformações entre os sistemas fotométricos

- Cor $V - K$

As transformações entre as cores e magnitudes dos sistemas fotométricos 2MASS, CIT, TCS e Johnson envolvidas no cálculo da cor $V - K$ são dadas pelas expressões:

$$K_{s,2MASS} = K_{CIT} - 0.024 \quad (\text{Carpenter, 2001}) \quad (59)$$

$$(J - K_s)_{2MASS} = 1.056 (J - K)_{CIT} - 0.013 \quad (\text{Carpenter, 2001}) \quad (60)$$

$$K_{TCS} = K_{CIT} - 0.022 + 0.006 (J - K)_{CIT} \quad (\text{Alonso et al., 1998}) \quad (61)$$

$$K_{TCS} = K_J - 0.042 + 0.019 (J - K_s)_{2MASS} \quad (\text{Alonso et al., 1998}) \quad (62)$$

$$(V - K)_{TCS} = 0.050 + 0.993 (V - K)_J \quad (\text{Carpenter, 2001}) \quad (63)$$

Assim, isolando a expressão para K_{CIT} na Equação 59, $(J - K)_{CIT}$ na Equação 60 e substituindo na Equação 61 encontramos a expressão para K_{TCS} em função das magnitudes e cores do sistema 2MASS:

$$\begin{aligned} \therefore K_{CIT} &= K_{s,2MASS} + 0.024 \\ \therefore (J - K)_{CIT} &= \frac{(J - K_s)_{2MASS} + 0.013}{1.056} \\ \therefore K_{TCS} &= K_{CIT} - 0.022 + 0.006 (J - K)_{CIT} \\ K_{TCS} &= (K_{s,2MASS} + 0.024) - 0.022 + 0.006 \left[\frac{(J - K_s)_{2MASS} + 0.013}{1.056} \right] \\ K_{TCS} &= K_{s,2MASS} + 0.002 + 0.006 (J - K_s)_{2MASS} \end{aligned} \quad (64)$$

Desta forma, a partir das expressões 62 e 64 podemos obter a magnitude K_J a partir do sistema 2MASS:

$$\begin{aligned} \therefore K_J &= K_{TCS} + 0.042 - 0.019 (J - K_s)_{2MASS} \\ K_J &= [K_{s,2MASS} + 0.002 + 0.006 (J - K_s)_{2MASS}] + 0.042 - 0.019 (J - K_s)_{2MASS} \\ K_J &= K_{s,2MASS} + 0.044 - 0.014 (J - K_s)_{2MASS} \end{aligned} \quad (65)$$

A partir da magnitude K_J podemos calcular a cor $(V - K)_J$ e ao considerar o excesso de cor dado por Rieke & Lebofsky (1985), a expressão 63 se torna:

$$\begin{aligned} \frac{E(K - V)}{E(B - V)} &= -2.744 \Rightarrow \frac{E(V - K)}{E(B - V)} = 2.744 \\ \therefore (V - K)_{J,0} &= (V - K)_J - E(V - K) \\ (V - K)_{J,0} &= (V - K)_J - 2.744 E(B - V) \\ \therefore (V - K)_{TCS,0} &= 0.050 + 0.993 (V - K)_{J,0} \\ (V - K)_{TCS,0} &= 0.050 + 0.993 [(V - K)_J - 2.744 E(B - V)] \\ (V - K)_{TCS,0} &= 0.050 + 0.993 (V - K)_J - 2.725 E(B - V) \end{aligned} \quad (66)$$

• Cor $J - K$

Analogamente, podemos encontrar as transformações para a cor $J - K$ a partir da cor $(J - K_s)_{2MASS}$:

$$(J - K_s)_{2MASS} = 1.056 (J - K)_{CIT} - 0.013 \quad (\text{Carpenter, 2001}) \quad (67)$$

$$(J - K)_{TCS} = -0.015 + 1.014 (J - K)_{CIT} \quad (\text{Alonso et al., 1998}) \quad (68)$$

$$(J - K)_{TCS} = 0.008 + 0.910 (J - K)_J \quad (\text{Alonso et al., 1998}) \quad (69)$$

Assim, isolando a expressão para $(J - K)_{CIT}$ na Equação 67 e substituindo na Equação 68 encontramos $(J - K)_{TCS}$ em função das magnitudes e cores do sistema 2MASS:

$$\begin{aligned} \therefore (J - K)_{CIT} &= \frac{(J - K_s)_{2MASS} + 0.013}{1.056} \\ \therefore (J - K)_{TCS} &= -0.015 + 1.014 (J - K)_{CIT} \\ (J - K)_{TCS} &= -0.015 + 1.014 \left[\frac{(J - K_s)_{2MASS} + 0.013}{1.056} \right] \\ (J - K)_{TCS} &= -0.003 + 0.960 (J - K_s)_{2MASS} \end{aligned} \quad (70)$$

Igualando as Equações 69 e 70, que apresentam o termo $(J - K)_{TCS}$ em comum, encontramos uma relação entre $(J - K)_J$ e $(J - K_s)_{2MASS}$:

$$\therefore (J - K)_J = -0.012 + 1.055 (J - K_s)_{2MASS} \quad (71)$$

Ao considerarmos a extinção para a cor $(J - K)_J$, utilizamos a expressão para $\frac{E(J-K)}{E(B-V)}$ obtida a partir dos excessos de cores para $E(J - V)$ e $E(K - V)$ disponíveis em Rieke & Lebofsky (1985), e as expressões 69 e 71:

$$\begin{aligned} E(J - K) &= A_J - A_K \\ E(J - K) &= A_J - A_V - (A_K - A_V) \\ E(J - K) &= E(J - V) - E(K - V) \\ \therefore \frac{E(J - K)}{E(B - V)} &= \frac{E(J - V)}{E(B - V)} - \frac{E(K - V)}{E(B - V)} \\ \frac{E(J - K)}{E(B - V)} &= -2.220 - (-2.744) = 0.524 \\ \therefore (J - K)_{J,0} &= (J - K)_J - E(J - K) \\ (J - K)_{J,0} &= (J - K)_J - 0.524 E(B - V) \\ (J - K)_{J,0} &= (0.012 + 1.055 (J - K_s)_{2MASS}) - 0.524 E(B - V) \\ \therefore (J - K)_{TCS,0} &= 0.008 + 0.910 (J - K)_{J,0} \\ (J - K)_{TCS,0} &= 0.960 (J - K_s)_{2MASS} - 0.477 E(B - V) - 0.003 \end{aligned} \quad (72)$$

• **Cor $J - H$**

Considerando o mesmo método empregado anteriormente, encontramos as transformações para a cor $J - H$ dadas a partir de:

$$(J - H)_{2MASS} = 1.056 (J - H)_{CIT} - 0.043 \quad \text{Carpenter (2001)} \quad (73)$$

$$(J - H)_{TCS} = -0.008 + 0.980 (J - H)_{CIT} \quad \text{Alonso et al. (1998)} \quad (74)$$

$$(J - H)_{TCS} = -0.010 + 0.942 (J - H)_J \quad \text{Alonso et al. (1998)} \quad (75)$$

Isolando $(J - H)_{CIT}$ na Equação 73 e substituindo na Equação 74, encontramos:

$$\begin{aligned} \therefore (J - H)_{CIT} &= \frac{(J - H)_{2MASS} + 0.043}{1.056} \\ \therefore (J - H)_{TCS} &= -0.008 + 0.980 (J - H)_{CIT} \\ (J - H)_{TCS} &= -0.008 + 0.980 \left[\frac{(J - H)_{2MASS} + 0.043}{1.056} \right] \\ (J - H)_{TCS} &= 0.911 (J - H)_{2MASS} + 0.031 \end{aligned} \quad (76)$$

Igualando os dois termos $(J - H)_{TCS}$ em comum nas equações 75 e 76, encontramos:

$$\therefore (J - H)_J = 0.967 (J - H)_{2MASS} + 0.043 \quad (77)$$

Considerando a extinção para a cor $(J - H)_J$, ao utilizar os excessos de cores $E(J - V)$ e $E(H - V)$ em Rieke & Lebofsky (1985), além das expressões 75 e 77 temos:

$$\begin{aligned} E(J - H) &= E(J - V) + E(V - H) \\ E(J - H) &= E(J - V) - E(H - V) \\ \therefore \frac{E(J - H)}{E(B - V)} &= \frac{E(J - V)}{E(B - V)} - \frac{E(H - V)}{E(B - V)} \\ \frac{E(J - H)}{E(B - V)} &= -2.220 - (-2.550) = 0.330 \\ \therefore (J - H)_{J,0} &= (J - H)_J - E(J - H) \\ (J - H)_{J,0} &= (J - H)_J - 0.33 E(B - V) \\ (J - H)_{J,0} &= (0.967 (J - H)_{2MASS} + 0.043) - 0.33 E(B - V) \\ \therefore (J - H)_{TCS,0} &= -0.010 + 0.942 (J - H)_J \\ (J - H)_{TCS,0} &= 0.031 + 0.911 (J - H)_{2MASS} - 0.311 E(B - V) \end{aligned} \quad (78)$$

APÊNDICE C – Equação de gravidade superficial

Podemos calcular o módulo da aceleração da gravidade superficial de uma estrela g_* considerando a fórmula clássica para a aceleração da gravidade de um corpo esférico de raio R_* sem rotação e nas proximidades da sua superfície. Desta forma, a partir da Lei da Gravitação Universal de Newton e do Princípio Fundamental da Dinâmica (II Lei de Newton) encontramos (Thornton & Marion, 2011):

$$F_g = G \frac{M_* m}{R_*^2} \Rightarrow F_g = g_* m, \text{ onde } g_* = G \frac{M_*}{R_*^2} \quad (79)$$

Para estimar o raio da estrela, consideramos que a sua energia total irradiada por unidade de tempo, isto é, sua luminosidade bolométrica $L_{bol,*}$, pode ser modelada como a de um corpo negro esférico de temperatura efetiva $T_{\text{eff},*}$ em equilíbrio térmico. Desta forma, ao aplicarmos a Lei de Stefan-Boltzmann¹ (ver Seção 3.2.1) e substituirmos na Equação 79, encontramos:

$$L_{bol,*} = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{eff},*}^4 \Rightarrow R_*^2 = \frac{L_{bol,*}}{4\pi \sigma T_{\text{eff},*}^4}$$

$$\therefore g_* = 4\pi G \sigma \frac{M_* T_{\text{eff},*}^4}{L_{bol,*}} \quad (80)$$

Calculando a razão entre as expressões para a gravidade superficial (Equação 80) entre uma estrela e o Sol, obtemos a expressão:

$$\frac{g_*}{g_{\odot}} = \frac{M_*}{M_{\odot}} \cdot \frac{L_{bol,\odot}}{L_{bol,*}} \cdot \left(\frac{T_{\text{eff},*}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^4 \quad (81)$$

Podemos estimar a razão entre as luminosidades bolométricas do Sol e da estrela a partir da diferença entre as suas magnitudes absolutas bolométricas \mathcal{M}_{bol} . Considerando que as magnitudes aparente m_* e absoluta \mathcal{M}_* de uma estrela em determinada banda apresentam uma relação com o fluxo F_* da estrela, que está relacionado com a luminosidade bolométrica do objeto, podemos calcular a diferença entre as magnitudes bolométricas de uma certa estrela e do Sol como sendo:

$$F_{bol,*}(d) = \frac{L_{bol,*}}{4\pi d^2} \Rightarrow F_{bol,*}(d = 10 \text{ pc}) = \frac{L_{bol,*}}{4\pi (10 \text{ pc})^2}$$

$$\therefore m_{bol,*}(d) = -2.5 \log F_{bol,*}(d) + C$$

$$\therefore \mathcal{M}_{bol,*} \equiv m_{bol,*}(d = 10 \text{ pc}) = -2.5 \log F_{bol,*}(d = 10 \text{ pc}) + C$$

$$\therefore \mathcal{M}_{bol,*} - \mathcal{M}_{bol,\odot} = -2.5 \log F_{bol,*}(d = 10 \text{ pc}) + 2.5 \log F_{bol,\odot}(d = 10 \text{ pc})$$

$$-\frac{2}{5} (\mathcal{M}_{bol,*} - \mathcal{M}_{bol,\odot}) = \log \left[\frac{F_{bol,*}(d = 10 \text{ pc})}{F_{bol,\odot}(d = 10 \text{ pc})} \right]$$

¹ O fluxo total de radiação emitida na superfície de um corpo negro em equilíbrio térmico, isto é, a energia total irradiada por unidade de tempo, é proporcional a sua área da superfície e a sua temperatura efetiva T_{eff} elevada à quarta potência: $P_{ot} = \sigma A T_{\text{eff}}^4$, onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$).

$$\begin{aligned}
-\frac{2}{5}(\mathcal{M}_{\text{bol},\star} - \mathcal{M}_{\text{bol},\odot}) &= \log \left[\frac{L_{\text{bol},\star}}{L_{\text{bol},\odot}} \right] \\
\frac{L_{\text{bol},\star}}{L_{\text{bol},\odot}} &= 10^{-\frac{2}{5}(\mathcal{M}_{\text{bol},\star} - \mathcal{M}_{\text{bol},\odot})} \\
\frac{L_{\text{bol},\odot}}{L_{\text{bol},\star}} &= 10^{\frac{2}{5}(\mathcal{M}_{\text{bol},\star} - \mathcal{M}_{\text{bol},\odot})} \quad (82)
\end{aligned}$$

Assim, a gravidade superficial (Equação 81) pode ser obtida a partir da Equação 82 por:

$$\begin{aligned}
g_{\star} &= g_{\odot} \cdot \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \cdot \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^4 \cdot 10^{\frac{2}{5}(\mathcal{M}_{\text{bol},\star} - \mathcal{M}_{\text{bol},\odot})} \\
\therefore \log g &= \log g_{\odot} + \log \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{T_{\text{eff},\odot}} \right) + \frac{2}{5}(\mathcal{M}_{\text{bol},\star} - \mathcal{M}_{\text{bol},\odot}) \quad (83)
\end{aligned}$$

Podemos calcular a magnitude bolométrica da estrela $\mathcal{M}_{\text{bol},\star}$ a partir da sua magnitude absoluta $\mathcal{M}_{V,0}$ e da correção bolométrica BC_V na banda V , a partir de:

$$\mathcal{M}_{\text{bol},\star} = \mathcal{M}_{V,0} + BC_V \quad (84)$$

A magnitude absoluta $\mathcal{M}_{V,0}$ pode ser expressa a partir da magnitude aparente $m_{V,0}$ da estrela e do seu módulo de distância $(m - \mathcal{M})_V$, pela expressão:

$$\mathcal{M}_{V,0} = m_{V,0} - (m - \mathcal{M})_V \quad (85)$$

A partir do valor da literatura para a razão da extinção total para a seletiva ($R = 3.09 \pm 0.03$, Rieke & Lebofsky, 1985), a magnitude aparente $m_{V,0}$ pode ser estimada da magnitude obtida na literatura m_V por:

$$\begin{aligned}
R &= \frac{A_V}{E(B - V)} \Rightarrow A_V = R \cdot E(B - V) \Rightarrow A_V = 3.09 E(B - V) \\
\therefore m_{V,0} &= m_V - A_V \Rightarrow m_{V,0} = m_V - 3.09 E(B - V) \quad (86)
\end{aligned}$$

Assim, a partir dos resultados encontrados nas Equações 85 e 86, podemos escrever a Equação 84 como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{M}_{\text{bol},\star} &= \mathcal{M}_{V,0} + BC_V \\
\mathcal{M}_{\text{bol},\star} &= m_{V,0} - (m_{V,0} - \mathcal{M}_{V,0}) + BC_V \\
\mathcal{M}_{\text{bol},\star} &= m_V - 3.09 E(B - V) - (m - \mathcal{M})_V + BC_V \quad (87)
\end{aligned}$$

Ao adotarmos os parâmetros canônicos para o Sol: $T_{\text{eff},\odot} = 5772$ K, $\log g_{\odot} = 4.44$ dex, $\mathcal{M}_{\text{bol},\odot} = 4.74$ mag (ver Mamajek et al., 2015; Prša et al., 2016) e a massa da estrela M_{\star} em massas solares (M_{\odot}), a expressão da gravidade superficial (Equação 83) se torna:

$$\begin{aligned}
\log g_{\star} &= 4.44 + \log \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{5772} \right) + \\
&+ \frac{2}{5} [m_V - 3.09 E(B - V) - (m - \mathcal{M})_V + BC_V - 4.74] \quad (88)
\end{aligned}$$

Também encontramos a partir das Equações 82 e 87 a luminosidade da estrela em função dos parâmetros fotométricos do aglomerado, avermelhamento $E(B - V)$ e módulo de distância $(m - \mathcal{M})_V$, como sendo:

$$\begin{aligned} \therefore \frac{L_{bol,\star}}{L_{bol,\odot}} &= 10^{-\frac{2}{5}(\mathcal{M}_{bol,\star} - \mathcal{M}_{bol,\odot})} \\ \log \left(\frac{L_{bol,\star}}{L_{bol,\odot}} \right) &= -\frac{2}{5} [m_V - 3.09 E(B - V) - (m - \mathcal{M})_V + BC_V - 4.74] \end{aligned} \quad (89)$$

De outra forma, podemos expressar, a partir da Equação 83, a luminosidade da estrela a partir dos parâmetros atmosféricos espectroscópicos, temperatura efetiva T_{eff} e gravidade superficial $\log g$, como sendo:

$$\begin{aligned} \therefore \log g_\star &= \log g_\odot + \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{T_{\text{eff},\odot}} \right) + \log \left(\frac{L_{bol,\odot}}{L_{bol,\star}} \right) \\ \log g_\star &= \log g_\odot + \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{T_{\text{eff},\odot}} \right) - \log \left(\frac{L_{bol,\star}}{L_{bol,\odot}} \right) \\ \log \left(\frac{L_{bol,\star}}{L_{bol,\odot}} \right) &= \log g_\odot + \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{T_{\text{eff},\odot}} \right) - \log g_\star \\ \log \left(\frac{L_{bol,\star}}{L_{bol,\odot}} \right) &= 4.44 + \log \left(\frac{M_\star}{M_\odot} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff},\star}}{5772} \right) - \log g_\star \end{aligned} \quad (90)$$

APÊNDICE D – Linhas espectrais

Tabela 20 – Linhas espectrais identificadas nos espectros das estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10) (NIST, 2019).

λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Elem.
3859.9110	FeI	4199.0950	FeI	4461.6528	FeI	4690.1380	FeI
3865.5230	FeI	4215.5200	SrII	4466.5518	FeI	4693.6700	TiI
3872.5010	FeI	4216.1838	FeI	4468.5000	TiII	4700.1579	FeI
3878.0180	FeI	4222.2131	FeI	4469.3756	FeI	4702.9910	MgI
3878.5730	FeI	4226.7300	CaI	4489.7391	FeI	4721.0006	FeI
3899.7070	FeI	4227.4266	FeI	4491.4050	FeII	4729.0192	FeI
3900.5400	TiII	4233.1720	FeII	4501.2700	TiII	4731.4530	FeII
3902.9460	FeI	4233.6028	FeI	4508.2880	FeII	4735.8439	FeI
3905.5230	SiI	4235.9370	FeI	4515.3390	FeII	4736.7734	FeI
3906.4800	FeI	4246.8220	ScII	4520.2240	FeII	4741.5297	FeI
3917.1800	FeI	4250.1195	FeI	4522.6340	FeII	4757.5780	FeI
3920.2580	FeI	4250.7869	FeI	4531.1482	FeI	4759.2760	TiI
3922.9120	FeI	4254.3300	CrI	4533.2400	TiI	4779.9850	TiII
3930.2970	FeI	4260.4744	FeI	4533.9700	TiII	4786.8070	FeI
3933.6630	CaII	4271.1538	FeI	4541.5240	FeII	4788.7569	FeI
3944.0100	AlI	4271.7605	FeI	4554.0400	BaII	4802.8797	FeI
3949.9530	FeI	4274.7980	CrI	4555.8930	FeII	4820.4150	TiI
3951.1640	FeI	4282.4030	FeI	4563.7650	TiII	4831.6430	VI
3961.5200	AlI	4289.7160	CrI	4571.0956	MgI	4845.6482	FeI
3968.4690	CaII	4294.1240	FeI	4571.9750	TiII	4861.3300	H β
3970.0720	H ϵ	4300.0500	TiII	4576.3400	FeII	4869.4639	FeI
4005.2420	FeI	4301.9140	TiII	4583.8370	FeII	4871.3180	FeI
4012.3850	TiII	4302.5300	CaI	4588.1990	CrII	4872.1380	FeI
4045.8120	FeI	4307.9020	FeI	4589.9500	TiII	4875.4870	VI
4063.5940	FeI	4325.7620	FeI	4602.0010	FeI	4875.8776	FeI
4067.9777	FeI	4340.4700	H γ	4602.9410	FeI	4882.1434	FeI
4070.7707	FeI	4383.5450	FeI	4607.3300	SrI	4885.4306	FeI
4071.7380	FeI	4389.2440	FeI	4607.6469	FeI	4886.3318	FeI
4073.7623	FeI	4395.0300	TiII	4623.0900	TiI	4890.7550	FeI
4077.7100	SrII	4399.7700	TiII	4625.0453	FeI	4891.4920	FeI
4101.7400	H δ	4404.7504	FeI	4630.1203	FeI	4892.8589	FeI
4121.8026	FeI	4415.1225	FeI	4635.8462	FeI	4907.7318	FeI
4132.0580	FeI	4416.8300	FeII	4637.5034	FeI	4909.3835	FeI
4136.9977	FeI	4417.7200	TiII	4643.4634	FeI	4910.0169	FeI
4143.8680	FeI	4425.4400	CaI	4645.1870	TiI	4910.3258	FeI
4178.8620	FeII	4427.3100	FeI	4651.2800	CrI	4910.5648	FeI
4181.7540	FeI	4442.3390	FeI	4652.1560	CrI	4913.6180	TiI
4187.0390	FeI	4443.8000	TiII	4657.2060	TiII	4917.2300	FeI
4187.7950	FeI	4454.3810	FeI	4678.8458	FeI	4918.0125	FeI
4198.2750	FeI	4454.7800	CaI	4683.5597	FeI	4918.9940	FeI

Continua na próxima página

Tabela 20 – *Continuação*

λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Elem.	λ (Å)	Elem.
4920.5031	FeI	5162.2729	FeI	5775.0800	FeI	6717.6850	CaI
4922.2750	CrI	5166.2822	FeI	5793.9140	FeI	7723.2080	FeI
4923.9270	FeII	5169.0330	FeII	5809.2180	FeI	8498.0200	CaI
4924.7695	FeI	5171.5964	FeI	5855.0760	FeI	8542.0900	CaI
4928.3360	TiI	5172.6840	MgI	5857.4510	CaI	8662.1400	CaI
4930.3154	FeI	5183.6040	MgI	5889.9500	NaI		
4938.8138	FeI	5197.5770	FeII	5895.9240	NaI		
4939.2391	FeI	5206.0400	CrI	5902.4730	FeI		
4939.6867	FeI	5225.5261	FeI	5916.2470	FeI		
4946.3881	FeI	5226.8623	FeI	5956.6940	FeI		
4950.1060	FeI	5227.1895	FeI	6024.0580	FeI		
4957.2986	FeI	5232.9403	FeI	6027.0500	FeI		
4957.5968	FeI	5234.6250	FeII	6065.4822	FeI		
4962.5719	FeI	5247.0500	FeI	6093.6440	FeI		
4969.9176	FeI	5250.2080	FeI	6096.6650	FeI		
4981.7400	TiI	5266.5554	FeI	6102.7200	CaI		
4982.4999	FeI	5269.5374	FeI	6120.2490	FeI		
4983.8529	FeI	5369.9620	FeI	6122.2200	CaI		
4994.1295	FeI	5383.3692	FeI	6136.6153	FeI		
4999.5070	TiI	5393.1676	FeI	6136.9940	FeI		
5001.0090	TiI	5397.1280	FeI	6151.6180	FeI		
5002.7927	FeI	5404.1510	FeI	6162.1730	CaI		
5009.6480	TiI	5405.3580	FeI	6165.3600	FeI		
5014.9425	FeI	5405.7752	FeI	6173.3350	FeI		
5016.1660	TiI	5410.9098	FeI	6187.9900	FeI		
5018.4400	FeII	5415.1993	FeI	6200.3130	FeI		
5020.0300	TiI	5424.0682	FeI	6213.4300	FeI		
5022.2355	FeI	5429.6967	FeI	6219.2810	FeI		
5028.1264	FeI	5434.5238	FeI	6240.6460	FeI		
5039.9540	TiI	5445.0424	FeI	6246.3188	FeI		
5044.2114	FeI	5446.9168	FeI	6252.5554	FeI		
5064.6570	TiI	5501.4653	FeI	6393.6013	FeI		
5068.7658	FeI	5506.7791	FeI	6400.0012	FeI		
5074.7483	FeI	5528.4050	MgI	6439.0700	CaI		
5083.3386	FeI	5569.6181	FeI	6482.7980	NiI		
5090.7740	FeI	5572.8424	FeI	6493.7810	CaI		
5107.4474	FeI	5576.0888	FeI	6495.7420	FeI		
5107.6411	FeI	5581.9650	CaI	6498.9390	FeI		
5109.6520	FeI	5586.7559	FeI	6562.8100	H α		
5123.7200	FeI	5588.7490	CaI	6574.2280	FeI		
5127.3593	FeI	5594.4620	CaI	6648.0810	FeI		
5131.4687	FeI	5661.3480	FeI	6677.9870	FeI		
5133.6885	FeI	5701.5440	FeI	6703.5670	FeI		
5137.3822	FeI	5705.4640	FeI	6707.8350	LiI		

Tabela 21 – Linhas espectrais identificadas nos espectros dos objetos 11 a 22 (Goorvitch, 1994; Gordon et al., 2017)

λ (Å)	Molec.	λ (Å)	Molec.	λ (Å)	Molec.
46261.384	^{13}CO	46412.422	CO	46641.062	^{13}CO
46267.568	CO	46414.574	C^{17}O	46642.996	C^{18}O
46268.385	C^{18}O	46433.865	^{13}CO	46661.977	C^{18}O
46285.852	C^{17}O	46437.276	^{13}CO	46669.656	CO
46294.965	C^{18}O	46448.072	CO	46675.036	CO
46301.889	CO	46460.955	C^{18}O	46676.877	^{13}CO
46306.151	^{13}CO	46464.085	CO	46683.652	C^{17}O
46317.954	^{13}CO	46464.822	C^{18}O	46694.512	C^{17}O
46326.269	C^{17}O	46470.598	C^{17}O	46704.256	C^{18}O
46331.643	C^{18}O	46480.382	C^{17}O	46710.903	^{13}CO
46332.075	CO	46493.117	CO	46730.883	C^{18}O
46332.768	CO	46493.214	^{13}CO	46739.982	^{13}CO
46349.732	C^{17}O	46572.180	^{13}CO	46740.214	CO
46350.664	C^{18}O	46574.859	CO	46741.507	CO
46371.244	^{13}CO	46582.674	C^{18}O	46752.763	CO
46374.472	CO	46594.023	C^{18}O	46753.373	C^{17}O
46375.448	^{13}CO	46598.349	CO	46766.453	C^{18}O
46395.833	C^{18}O	46600.118	CO	46771.151	C^{17}O
46397.578	CO	46614.716	^{13}CO	46781.706	^{13}CO
46397.942	C^{17}O	46614.918	C^{17}O		
46407.283	C^{18}O	46618.877	C^{17}O		

APÊNDICE E – Atlas de Arcturus e 10 Leo

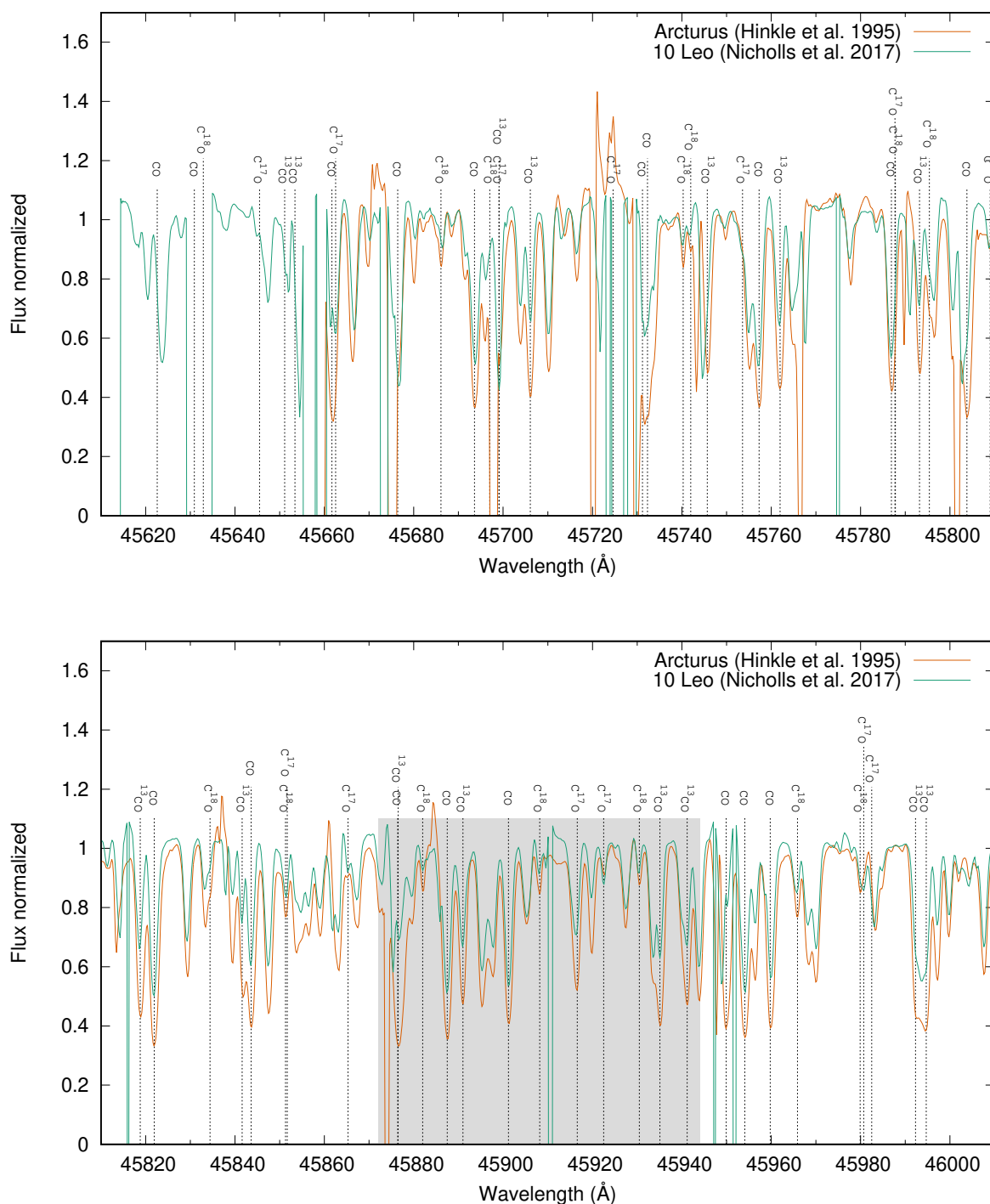


Figura 58 – Atlas do espectro das estrelas Arcturus (Hinkle et al., 1995) e 10 Leo (Nicholls et al., 2017) no intervalo espectral analisado neste trabalho ($45620 \leq \lambda \leq 46784$ Å). As linhas espectrais foram identificadas a partir do catálogo HITRAN (Gordon et al., 2017). A região sombreada é o intervalo entre os detectores do CRIFES. (*Continua nas próximas páginas*)

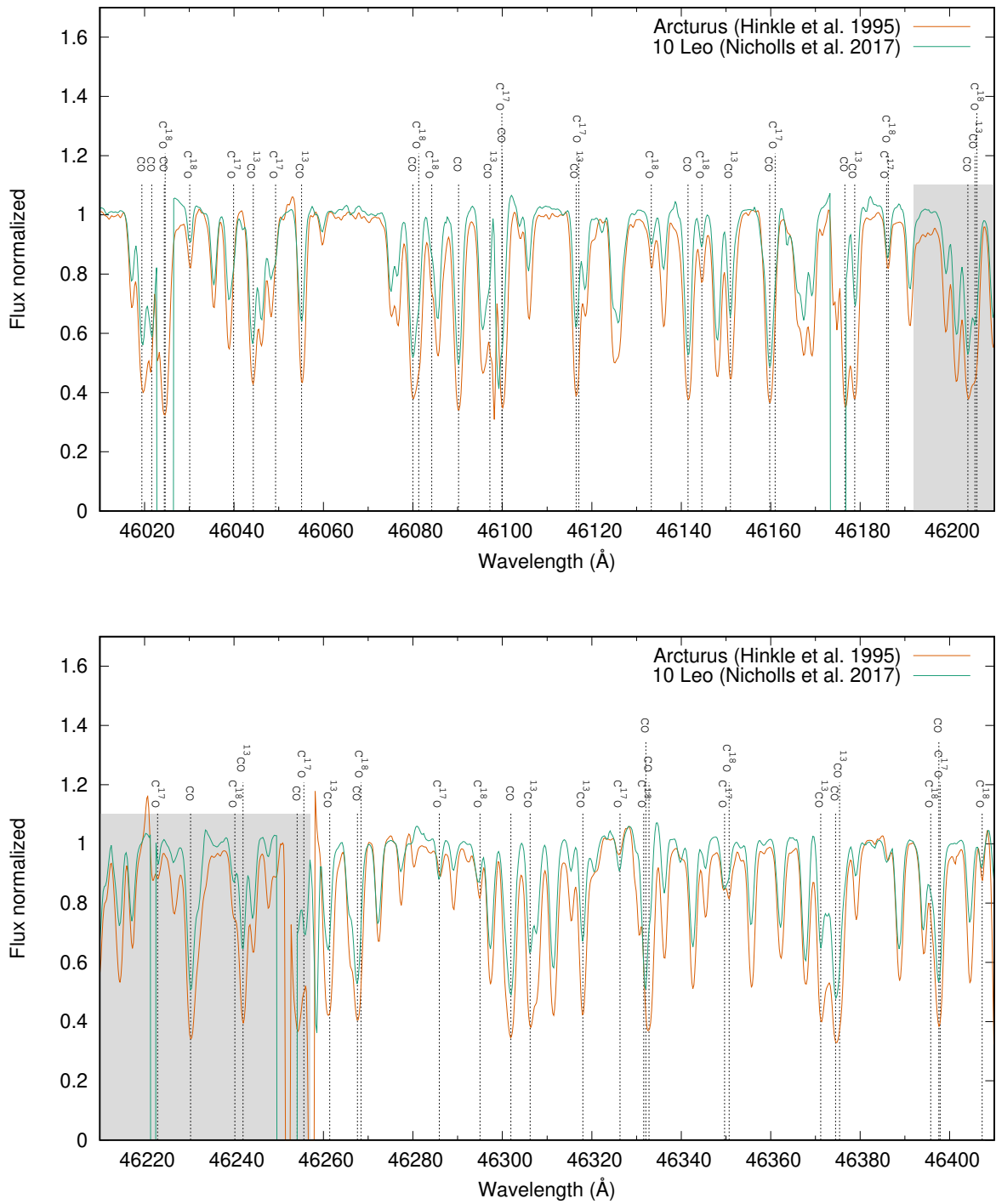
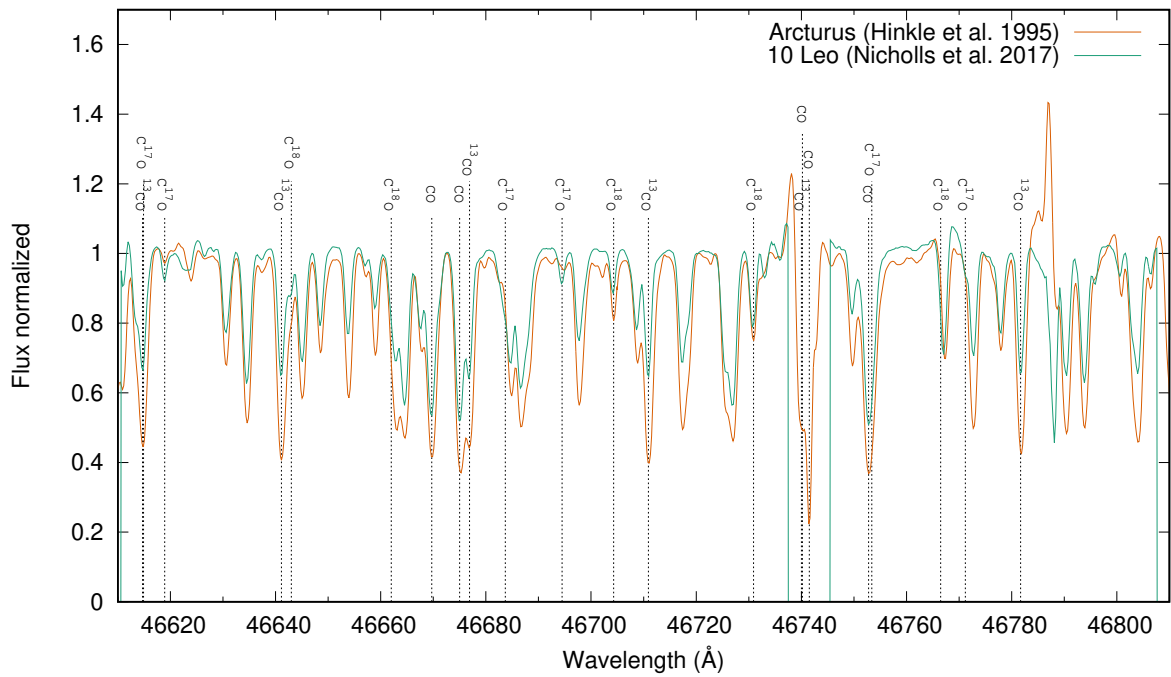
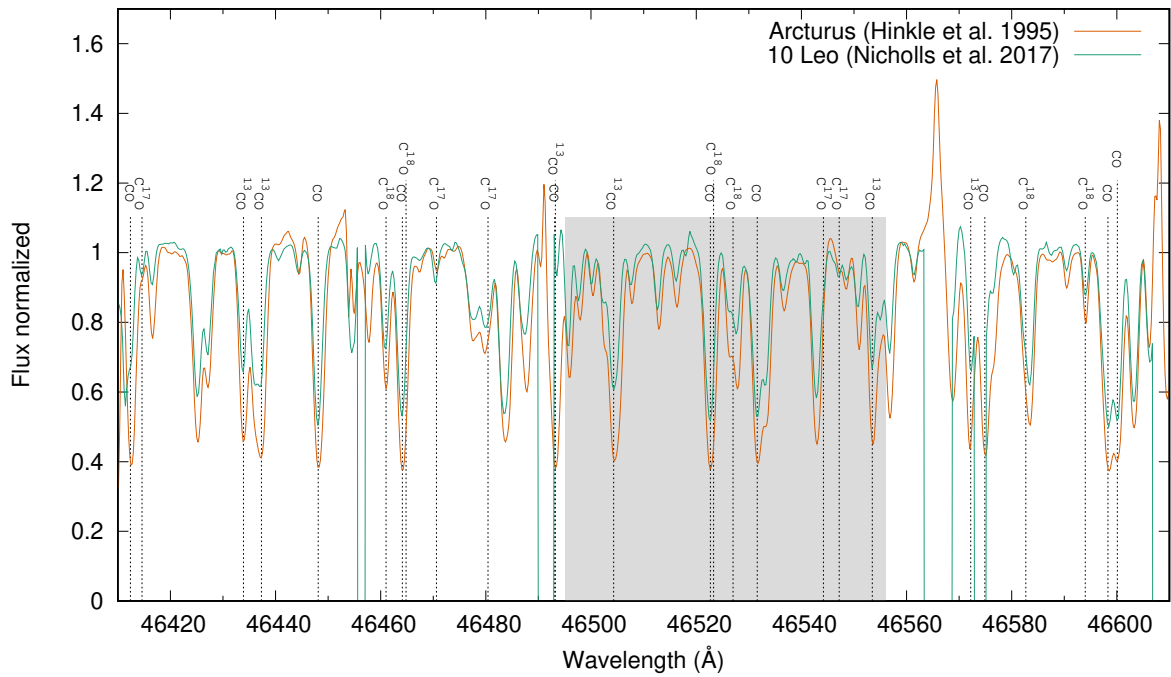


Figura 58 – Continuação

Figura 58 – *Continuação*

APÊNDICE F – Resultados detalhados

Tabela 22 – Velocidades radiais observadas v_r e heliocêntricas V_h para as estrelas da amostra comparadas com os valores da literatura.

ID	Objeto	v_r (km/s)	V_h (km/s)	$V_{h,lit}$ (km/s)	Ref.
1	NGC188-3018	-34.88 ± 1.40	-38.37 ± 1.40	-42.37 ± 0.74	1
2	NGC188-1001	-29.13 ± 1.23	-31.40 ± 1.23	-40.42 ± 2.13	1
3	NGC188-2072	-33.54 ± 1.33	-45.93 ± 1.33	-37.96 ± 2.38	1
4	NGC188-2026	-31.51 ± 1.32	-33.56 ± 1.32	-40.7	2
5	NGC188-1116	-9.57 ± 2.11	-21.97 ± 2.11	-55.4	2
6	NGC188-3140	-31.07 ± 1.22	-33.37 ± 1.22	-43.0	2
7	NGC188-1061	-40.06 ± 1.77	-42.11 ± 1.77	-40.0	2
8	NGC188-2187	-40.11 ± 0.96	-41.94 ± 0.96	-43.4	2
9	NGC188-1006	-35.44 ± 1.27	-44.04 ± 1.27	-40.16	3
10	NGC188-2194	-39.17 ± 1.22	-51.56 ± 1.22	-42.6	2
11	NGC2682-MMU6495	63.88 ± 0.76	34.40 ± 0.76	33.86 ± 0.19	1
12	NGC3860-44	-12.73 ± 1.23	2.59 ± 1.23	2.12 ± 0.18	1
13	NGC5822-1	-30.63 ± 1.45	-33.96 ± 1.45	-30.74 ± 0.36	1
14	NGC5822-MMU240	-37.39 ± 0.52	-29.38 ± 0.52	-28.01 ± 1.08	1
15	IC4756-69	-28.41 ± 0.50	-25.11 ± 0.50	-24.49 ± 0.53	4
16	NGC6633-78	-14.45 ± 0.50	-30.61 ± 0.50	-29.22 ± 0.38	1
17	NGC6633-100	-15.89 ± 0.56	-30.83 ± 0.56	-29.28 ± 0.40	1
18	NGC3532-MMU19	-16.38 ± 0.38	2.92 ± 0.38	2.94 ± 0.14	5
19	NGC3532-MMU649	-27.76 ± 0.43	-6.32 ± 0.43	-6.13 ± 0.15	1
20	NGC6281-3	-26.62 ± 1.74	-4.84 ± 1.74	-5.95 ± 0.13	5
21	NGC6281-4	-17.98 ± 0.60	-5.43 ± 0.60	-5.21 ± 0.13	5
22	NGC5460-MMU17	-30.93 ± 0.42	-5.63 ± 0.42	-5.36 ± 0.14	5

Referências: (1) Gaia Collaboration et al. (2018), (2) Jacobson et al. (2011), (3) Geller et al. (2008), (4) Mermilliod & Mayor (1990) e (5) Mermilliod et al. (2008).

Tabela 23 – Resultados de temperatura efetiva T_{eff} fotométrica obtidos para as cores utilizadas neste trabalho e os parâmetros atmosféricos adotados ($\langle T_{\text{eff}} \rangle$, $\log g$ e $\langle \xi \rangle$).

ID	Objeto	T_{eff} (K)					
		$J - K^a$	$V - K^a$	$V - K^b$	$V - K^c$	$B - V^a$	$J - H^a$
1	NGC188-3018	3985 ± 143	3939 ± 27	4055 ± 118	3899 ± 21	4051 ± 98	4155 ± 195
2	NGC188-1001	4513 ± 158	4583 ± 31	4646 ± 355	4565 ± 25	4685 ± 98	4518 ± 205
3	NGC188-2072	4319 ± 152	4335 ± 29	4434 ± 355	4320 ± 23	4430 ± 98	4236 ± 196
4	NGC188-2026	5037 ± 184	5000 ± 48	4972 ± 356	4962 ± 31	5062 ± 101	4816 ± 220
5	NGC188-1116	4786 ± 168	4846 ± 33	4854 ± 331	4815 ± 27	5082 ± 103	4793 ± 214
6	NGC188-3140	4922 ± 165	4797 ± 31	4816 ± 331	4769 ± 25	4872 ± 100	4593 ± 201
7	NGC188-1061	4890 ± 171	4769 ± 34	4794 ± 331	4742 ± 28	4850 ± 100	4770 ± 213
8	NGC188-2187	4626 ± 167	4722 ± 33	4758 ± 331	4698 ± 27	4827 ± 99	4635 ± 215
9	NGC188-1006	5121 ± 218	5029 ± 52	4994 ± 332	4990 ± 37	5082 ± 100	4804 ± 245
10	NGC188-2194	5026 ± 178	4869 ± 33	4871 ± 331	4836 ± 27	4954 ± 101	4774 ± 214
11	NGC2682-MMU6495	4128 ± 148	4109 ± 30	4231 ± 331	4078 ± 25	4133 ± 96	4183 ± 197
12	NGC3860-44	4527 ± 150	4417 ± 43	4526 ± 331	4418 ± 23	4511 ± 96	4545 ± 197
13	NGC5822-1	4270 ± 160	4334 ± 44	4464 ± 331	4344 ± 23	4422 ± 96	4333 ± 210
14	NGC5822-MMU240	4284 ± 144	4300 ± 42	4439 ± 331	4315 ± 21	4263 ± 96	4382 ± 192
15	IC4756-69	5101 ± 166	5010 ± 46	4983 ± 331	4975 ± 28	5189 ± 96	5087 ± 210
16	NGC6633-78	4241 ± 717	4600 ± 52	4664 ± 332	4583 ± 35	4515 ± 96	4110 ± 813
17	NGC6633-100	5018 ± 160	5209 ± 45	—	—	5109 ± 96	5051 ± 206
18	NGC3532-MMU19	4803 ± 173	4906 ± 47	4904 ± 332	4876 ± 30	4935 ± 96	5021 ± 229
20	NGC6281-3	4885 ± 168	5063 ± 47	5026 ± 332	5032 ± 31	4998 ± 96	4885 ± 214
21	NGC6281-4	4841 ± 163	4995 ± 48	4974 ± 332	4965 ± 31	4894 ± 96	4834 ± 209
22	NGC5460-MMU17	4599 ± 158	4829 ± 31	4852 ± 331	4818 ± 25	4826 ± 96	4884 ± 214

ID	Objeto	$\langle T_{\text{eff}} \rangle$ (K)	$\log g$ (dex)	ξ^d (km/s)	ξ^e (km/s)	$\langle \xi \rangle$ (km/s)
1	NGC188-3018	4018 ± 110	1.54 ± 0.07	1.73 ± 0.30	1.85 ± 0.63	1.79 ± 0.49
2	NGC188-1001	4574 ± 172	2.18 ± 0.08	1.52 ± 0.30	1.71 ± 0.63	1.62 ± 0.50
3	NGC188-2072	4328 ± 169	2.21 ± 0.09	1.51 ± 0.30	1.62 ± 0.63	1.57 ± 0.50
4	NGC188-2026	4986 ± 179	3.05 ± 0.07	1.24 ± 0.30	1.42 ± 0.64	1.33 ± 0.50
5	NGC188-1116	4831 ± 168	3.10 ± 0.07	1.22 ± 0.30	1.31 ± 0.64	1.27 ± 0.50
6	NGC188-3140	4807 ± 165	3.09 ± 0.07	1.23 ± 0.30	1.31 ± 0.64	1.27 ± 0.50
7	NGC188-1061	4782 ± 168	3.17 ± 0.07	1.20 ± 0.30	1.25 ± 0.64	1.23 ± 0.50
8	NGC188-2187	4710 ± 168	3.09 ± 0.07	1.22 ± 0.30	1.27 ± 0.64	1.25 ± 0.50
9	NGC188-1006	5011 ± 183	3.57 ± 0.07	1.07 ± 0.30	1.10 ± 0.64	1.08 ± 0.50
10	NGC188-2194	4870 ± 170	3.53 ± 0.07	1.08 ± 0.30	1.05 ± 0.64	1.07 ± 0.50
11	NGC2682-MMU6495	4131 ± 162	1.47 ± 0.10	1.75 ± 0.30	1.85 ± 0.63	1.80 ± 0.49
12	NGC3860-44	4518 ± 162	1.99 ± 0.08	1.58 ± 0.30	1.74 ± 0.63	1.66 ± 0.50
13	NGC5822-1	4339 ± 166	1.61 ± 0.08	1.70 ± 0.30	1.84 ± 0.63	1.77 ± 0.50
14	NGC5822-MMU240	4307 ± 161	1.72 ± 0.08	1.67 ± 0.30	1.79 ± 0.63	1.73 ± 0.50
15	IC4756-69	5049 ± 167	2.37 ± 0.06	1.46 ± 0.30	1.81 ± 0.64	1.63 ± 0.50
16	NGC6633-78	4549 ± 433	1.51 ± 0.20	1.73 ± 0.31	1.97 ± 0.65	1.85 ± 0.51
17	NGC6633-100	5080 ± 107	2.17 ± 0.04	1.52 ± 0.30	1.93 ± 0.63	1.73 ± 0.50
18	NGC3532-MMU19	4905 ± 172	2.20 ± 0.07	1.51 ± 0.30	1.79 ± 0.64	1.65 ± 0.50
20	NGC6281-3	5012 ± 168	1.95 ± 0.06	1.59 ± 0.30	1.96 ± 0.64	1.78 ± 0.50
21	NGC6281-4	4929 ± 167	1.98 ± 0.06	1.58 ± 0.30	1.91 ± 0.64	1.75 ± 0.50
22	NGC5460-MMU17	4824 ± 166	1.71 ± 0.07	1.67 ± 0.30	1.93 ± 0.64	1.80 ± 0.50

ID: Identificador da estrela neste trabalho

Referências de calibrações fotométricas: (a) Alonso et al. (1999), (b) van Belle et al. (1999), (c) Huang et al. (2015), (d) Gratton et al. (1996) e (e) Relação *Gaia*-ESO.

Tabela 24 – Comparação entre os parâmetros atmosféricos fotométricos e espectroscópicos.

ID	Objeto	Fotometria					Espectroscopia				
		T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[Fe/H]	ξ (km/s)	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[Fe/H]	ξ (km/s)		
1	NGC188-3018	4018 ± 110	1.53 ± 0.07	+0.17	1.79 ± 0.49	4091 ± 128	0.70 ± 0.56	-0.19 ± 0.05	1.38 ± 0.12		
2	NGC188-1001	4574 ± 172	2.18 ± 0.08	+0.17	1.62 ± 0.50	4541 ± 128	1.15 ± 0.56	-0.56 ± 0.05	1.62 ± 0.12		
3	NGC188-2072	4328 ± 169	2.21 ± 0.09	+0.17	1.57 ± 0.50	4486 ± 128	2.18 ± 0.56	+0.12 ± 0.05	1.45 ± 0.12		
4	NGC188-2026	4986 ± 179	3.05 ± 0.07	+0.17	1.33 ± 0.50	4965 ± 128	2.60 ± 0.56	+0.25 ± 0.05	0.86 ± 0.12		
5	NGC188-1116	4831 ± 168	3.10 ± 0.07	+0.17	1.27 ± 0.50	4864 ± 128	3.01 ± 0.56	-0.16 ± 0.05	1.34 ± 0.12		
6	NGC188-3140	4807 ± 165	3.09 ± 0.07	+0.17	1.27 ± 0.50	4911 ± 128	2.51 ± 0.56	-0.03 ± 0.05	1.34 ± 0.12		
7	NGC188-1061	4782 ± 168	3.17 ± 0.07	+0.17	1.23 ± 0.50	4829 ± 128	2.78 ± 0.56	+0.12 ± 0.05	1.26 ± 0.12		
8	NGC188-2187	4710 ± 168	3.09 ± 0.07	+0.17	1.25 ± 0.50	4797 ± 128	2.83 ± 0.56	+0.17 ± 0.05	0.94 ± 0.12		
9	NGC188-1006	5011 ± 183	3.57 ± 0.07	+0.17	1.08 ± 0.50	5086 ± 128	3.33 ± 0.56	-0.22 ± 0.05	1.30 ± 0.12		
10	NGC188-2194	4870 ± 170	3.53 ± 0.07	+0.17	1.07 ± 0.50	4841 ± 128	2.59 ± 0.56	-0.07 ± 0.05	1.55 ± 0.12		
11	NGC2682-MMU6495	4131 ± 162	1.47 ± 0.10	+0.03	1.80 ± 0.49	—	—	—	—		
12	NGC3680-44	4518 ± 162	1.99 ± 0.08	+0.04	1.66 ± 0.50	—	—	—	—		
13	NGC5822-1	4339 ± 166	1.61 ± 0.08	+0.02	1.77 ± 0.50	—	—	—	—		
14	NGC5822-240	4307 ± 161	1.72 ± 0.08	+0.02	1.73 ± 0.50	—	—	—	—		
15	IC4756-69	5049 ± 167	2.37 ± 0.06	+0.07	1.63 ± 0.50	—	—	—	—		
16	NGC6633-78	4549 ± 433	1.51 ± 0.20	+0.10	1.85 ± 0.51	—	—	—	—		
17	NGC6633-100	5080 ± 107	2.17 ± 0.04	+0.10	1.73 ± 0.50	—	—	—	—		
18	NGC3532-MMU19	4905 ± 172	2.20 ± 0.07	+0.00	1.65 ± 0.50	—	—	—	—		
20	NGC6281-3	5012 ± 168	1.95 ± 0.06	+0.00	1.78 ± 0.50	—	—	—	—		
21	NGC6281-4	4929 ± 167	1.98 ± 0.06	+0.00	1.75 ± 0.50	—	—	—	—		
22	NGC5460-MMU17	4824 ± 166	1.71 ± 0.07	-0.15	1.80 ± 0.50	—	—	—	—		

Tabela 25 – Abundâncias e razões isotópicas obtidas espectroscopicamente e consideradas neste trabalho a partir da literatura.

ID	Objeto	[C/Fe]	[N/Fe]	[O/Fe]	Ref.	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	Ref.	$^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$	$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$
1	NGC188-3018	-0.10 ± 0.08	0.20 ± 0.09	0.00 ± 0.09	1	13 ± 2	1	—	—
2	NGC188-1001	—	—	0.10 ± 0.09	1	—	—	—	—
3	NGC188-2072	-0.15 ± 0.08	0.43 ± 0.09	0.05 ± 0.09	1	13 ± 2	1	—	—
4	NGC188-2026	-0.15 ± 0.08	0.55 ± 0.09	0.15 ± 0.09	1	12 ± 2	1	—	—
5	NGC188-1116	0.05 ± 0.08	0.20 ± 0.09	0.25 ± 0.09	1	—	—	—	—
6	NGC188-3140	0.00 ± 0.08	0.40 ± 0.09	0.10 ± 0.09	1	13 ± 2	1	—	—
7	NGC188-1061	0.05 ± 0.08	0.55 ± 0.09	0.30 ± 0.09	1	—	—	—	—
8	NGC188-2187	-0.03 ± 0.08	0.35 ± 0.09	0.20 ± 0.09	1	19 ± 2	1	—	—
9	NGC188-1006	0.30 ± 0.08	0.50 ± 0.09	0.60 ± 0.09	1	—	—	—	—
10	NGC188-2194	0.10 ± 0.08	0.65 ± 0.09	0.45 ± 0.09	1	13 ± 2	1	—	—
11	NGC2682-MMU6495	-0.31 ± 0.03*	0.13 ± 0.03*	-0.05 ± 0.04*	2	24 ± 4*	3	730 ± 437	280 ± 470
12	NGC3680-44	-0.28 ± 0.10	0.10 ± 0.34	-0.14 ± 0.16	4	8	4	480 ± 437	710 ± 470
13	NGC5822-1	-0.34 ± 0.13	0.37 ± 0.37	-0.13 ± 0.19	4	16	4	780 ± 437	1070 ± 470
14	NGC5822-240	-0.29 ± 0.06*	0.35 ± 0.11*	-0.12 ± 0.08*	4	16 ± 5*	4	530 ± 437	960 ± 470
15	IC4756-69	-0.60 ± 0.06	0.55 ± 0.07	-0.17 ± 0.11	5	5 ± 1	5	180 ± 437	1960 ± 470
16	NGC6633-78	-0.15 ± 0.09	0.42 ± 0.13	-0.04 ± 0.14	6	18 ± 5	5	930 ± 437	1160 ± 470
17	NGC6633-100	-0.20 ± 0.09	0.46 ± 0.13	-0.03 ± 0.14	6	21 ± 4	5	330 ± 437	760 ± 470
18	NGC3532-MMU19	-0.25 ± 0.05	0.34 ± 0.07	-0.21 ± 0.11	5	12 ± 1	5	630 ± 437	860 ± 470
20	NGC6281-3	-0.24 ± 0.05	0.55 ± 0.07	-0.15 ± 0.11	5	12 ± 1	5	380 ± 437	360 ± 470
21	NGC6281-4	-0.22 ± 0.05	0.40 ± 0.11	-0.08 ± 0.11	5	12 ± 1	5	430 ± 437	720 ± 470
22	NGC5460-MMU17	-0.05 ± 0.13**	0.35 ± 0.12**	-0.08 ± 0.14**	7	10 ± 2**	7	750 ± 437	320 ± 470
ID	Objeto	[Na/Fe]	[Si/Fe]	[Ca/Fe]	[Sc/Fe]	[Ti/Fe]	[V/Fe]	[Cr/Fe]	[Co/Fe]
1	NGC188-3018	—	0.28 ± 0.10	0.18 ± 0.10	0.46 ± 0.15	0.27 ± 0.12	0.27 ± 0.19	0.04 ± 0.12	0.34 ± 0.06
2	NGC188-1001	-0.35 ± 0.13	0.16 ± 0.10	0.47 ± 0.10	—	0.28 ± 0.12	0.49 ± 0.19	-0.01 ± 0.12	0.04 ± 0.06
3	NGC188-2072	0.28 ± 0.13	0.22 ± 0.10	-0.06 ± 0.10	0.13 ± 0.15	-0.10 ± 0.12	0.16 ± 0.19	-0.07 ± 0.12	0.19 ± 0.06
4	NGC188-2026	0.23 ± 0.13	0.27 ± 0.10	0.47 ± 0.10	0.12 ± 0.15	-0.12 ± 0.12	0.26 ± 0.19	-0.01 ± 0.12	0.02 ± 0.06
5	NGC188-1116	0.91 ± 0.13	0.53 ± 0.10	0.55 ± 0.10	0.78 ± 0.15	0.11 ± 0.12	0.38 ± 0.19	0.00 ± 0.12	0.11 ± 0.06
6	NGC188-3140	0.30 ± 0.13	0.16 ± 0.10	0.16 ± 0.10	0.07 ± 0.15	0.41 ± 0.12	0.52 ± 0.19	0.27 ± 0.12	0.39 ± 0.06
7	NGC188-1061	0.18 ± 0.13	0.23 ± 0.10	0.01 ± 0.10	0.82 ± 0.15	0.19 ± 0.12	0.60 ± 0.19	0.05 ± 0.12	0.31 ± 0.06
8	NGC188-2187	0.15 ± 0.13	0.23 ± 0.10	0.00 ± 0.10	0.06 ± 0.15	-0.03 ± 0.12	0.31 ± 0.19	0.04 ± 0.12	0.19 ± 0.06
9	NGC188-1006	-0.31 ± 0.13	—	-0.18 ± 0.10	0.59 ± 0.15	0.72 ± 0.12	0.59 ± 0.19	0.07 ± 0.12	0.62 ± 0.06
10	NGC188-2194	0.35 ± 0.13	0.08 ± 0.10	0.01 ± 0.10	0.27 ± 0.15	0.06 ± 0.12	0.53 ± 0.19	0.11 ± 0.12	0.23 ± 0.06
ID	Objeto	[Ni/Fe]	[Y/Fe]	[Ce/Fe]	[Eu/Fe]	[Zr/Fe]	[Ba/Fe]	[La/Fe]	[Pr/Fe]
1	NGC188-3018	0.16 ± 0.06	-0.25 ± 0.16	0.18 ± 0.25	—	—	—	—	—
2	NGC188-1001	0.27 ± 0.06	-0.53 ± 0.16	—	—	—	—	—	—
3	NGC188-2072	0.04 ± 0.06	-0.10 ± 0.16	—	—	—	—	—	—
4	NGC188-2026	0.26 ± 0.06	0.15 ± 0.16	—	—	—	—	—	—
5	NGC188-1116	0.09 ± 0.06	0.09 ± 0.16	—	—	—	—	—	—
6	NGC188-3140	0.12 ± 0.06	0.04 ± 0.16	0.50 ± 0.25	—	—	—	—	—
7	NGC188-1061	0.28 ± 0.06	—	—	—	—	—	—	—
8	NGC188-2187	0.25 ± 0.06	0.34 ± 0.16	—	—	—	—	—	—
9	NGC188-1006	0.04 ± 0.06	0.30 ± 0.16	—	—	—	—	—	—
10	NGC188-2194	-0.02 ± 0.06	—	—	—	—	—	—	—

* Valores médios para as estrelas RGB do aglomerado.

** Valores obtidos para Aldebaran.

Referências: (1) Este trabalho, (2) Souto et al. (2019), (3) Tautvaišienė et al. (2000), (4) Peña Suárez et al. (2018), (5) Smiljanic et al. (2009), (6) Morel et al. (2014) e (7) Abia et al. (2012).

Tabela 26 – Comparação das abundâncias obtidas para o objeto 3 (NGC188-2072) com a literatura.

[X/Fe]	Este trabalho	Friel et al. (2010)
[FeI/H]	0.12 ± 0.08	0.13 ± 0.20
[FeII/H]	0.12 ± 0.24	0.12 ± 0.16
OI	0.05	-0.18
NaI	0.28 ± 0.13	0.18 ± 0.06
SiI	0.22 ± 0.10	0.27 ± 0.13
CaI	-0.06 ± 0.10	-0.07 ± 0.23
TiI	-0.10 ± 0.12	-0.11 ± 0.04
CrI	-0.08 ± 0.07	0.04
CoI	0.19 ± 0.06	0.08
NiI	0.04 ± 0.06	-0.09 ± 0.09

APÊNDICE G – Larguras equivalentes

Tabela 27 – Larguras equivalentes das linhas utilizadas na análise de abundâncias para as estrelas do aglomerado NGC188 (objetos 1 a 10).

λ (Å)	Elem.	χ (eV)	log gf	1 (mÅ)	2 (mÅ)	3 (mÅ)	4 (mÅ)	5 (mÅ)	6 (mÅ)	7 (mÅ)	8 (mÅ)	9 (mÅ)	10 (mÅ)
6154.22	NaI	2.10	-1.560	126.2	214.5	111.9	81.7	114.2	70.0	82.7	89.8	28.4	98.3
6160.75	NaI	2.10	-1.260	147.3	41.0	128.9	105.7	151.5	109.4	108.6	97.1	42.2	96.5
5528.42	MgI	4.34	-0.470	440.3	255.8	244.5	162.6	344.6	257.9	279.4	428.0	—	312.8
5711.09	MgI	4.34	-1.750	149.8	162.6	168.6	148.8	186.9	153.1	205.8	138.2	—	186.1
5772.15	SiI	5.06	-1.790	61.9	36.0	77.5	81.2	67.0	64.4	73.1	61.8	28.6	48.8
6125.03	SiI	5.59	-1.660	29.4	18.6	40.6	65.1	78.2	48.1	41.7	48.4	20.0	49.9
6131.58	SiI	5.59	-1.840	25.1	28.0	38.8	41.3	30.5	38.7	32.6	45.0	16.2	31.8
6131.86	SiI	5.59	-1.770	39.1	36.0	42.5	29.4	15.5	32.4	39.0	35.4	22.1	20.3
6142.53	SiI	5.59	-1.430	36.2	28.2	44.2	55.6	26.1	36.4	54.6	41.4	24.2	32.3
6145.08	SiI	5.59	-1.500	50.8	29.4	49.0	57.4	25.7	46.5	47.1	51.0	23.1	39.0
6155.14	SiI	5.59	-0.890	81.8	76.0	89.7	107.4	85.6	106.7	115.9	102.4	17.1	91.6
5867.57	CaI	2.92	-1.490	93.4	122.3	76.6	99.0	73.0	71.8	66.7	57.8	44.9	31.7
6122.23	CaI	1.88	-0.180	289.3	313.2	259.8	254.4	277.5	172.4	202.3	231.5	124.6	230.3
6156.03	CaI	2.51	-2.580	72.4	37.3	57.7	69.1	86.0	51.7	39.8	38.7	26.1	67.5
6161.29	CaI	2.51	-1.370	157.8	208.4	139.8	148.1	157.9	85.6	107.4	113.0	84.6	101.0
6166.44	CaI	2.51	-1.140	157.1	193.0	135.4	93.9	126.0	97.6	108.3	104.2	69.8	95.8
6169.04	CaI	2.51	-0.800	185.6	405.3	155.1	132.4	148.3	140.9	142.4	146.2	141.5	153.4
6169.56	CaI	2.51	-0.480	196.9	172.9	170.0	148.7	190.9	159.2	155.1	159.8	29.5	141.3
6493.78	CaI	2.51	-0.280	192.0	146.0	180.5	168.4	171.6	180.6	159.2	150.7	93.3	173.4
6499.65	CaI	2.51	-0.970	165.6	185.9	143.7	162.0	111.3	150.7	190.6	143.4	80.2	143.9
5318.34	ScII	1.35	-1.890	60.3	27.9	45.8	47.6	4.7	43.5	42.1	37.9	32.6	42.2
5334.22	ScII	1.49	-2.200	91.8	11.3	40.2	20.5	39.7	15.4	87.3	13.0	35.2	35.2
5145.47	TiI	1.45	-0.540	159.7	79.8	127.5	77.5	45.1	83.8	97.7	84.2	23.9	70.6
5295.78	TiI	1.06	-1.590	128.3	38.0	85.9	46.5	57.7	70.2	58.0	58.1	19.4	77.6
5299.98	TiI	1.05	-1.750	154.7	27.8	88.3	40.2	42.0	37.5	77.2	62.7	51.3	52.6
5338.33	TiI	0.82	-2.730	97.2	32.8	73.5	29.0	71.5	98.9	92.6	59.6	20.5	37.8
5351.07	TiI	2.77	0.010	0.0	25.0	54.7	28.9	6.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
5766.33	TiI	3.28	0.220	72.5	30.0	56.4	24.3	40.1	44.1	45.7	31.1	48.6	48.7
6121.01	TiI	1.87	-1.420	89.5	42.1	63.0	51.7	21.1	50.2	29.6	47.1	12.7	21.7
6126.22	TiI	1.06	-1.480	164.2	139.2	122.9	73.9	123.8	109.3	89.7	83.2	95.1	87.4
6497.68	TiI	1.44	-2.020	110.4	102.9	70.9	5.6	11.7	37.3	37.8	31.0	39.6	21.1
5846.27	VI	3.12	0.700	47.6	19.0	49.0	30.3	16.3	22.0	20.1	39.3	30.3	29.8
6002.65	VI	1.05	-1.570	105.6	94.3	76.3	45.2	51.1	23.4	34.7	44.8	54.9	21.7
6039.69	VI	1.06	-0.650	152.5	69.5	108.0	64.5	141.3	94.1	97.7	73.4	13.6	60.3
6111.65	VI	1.04	-0.720	185.9	78.5	141.0	75.1	80.9	80.9	102.5	96.7	87.1	78.0
6119.53	VI	1.06	-0.360	162.5	139.7	116.1	72.0	41.9	93.6	92.8	78.7	41.6	86.4
6135.37	VI	1.05	-0.910	157.0	129.8	113.9	55.2	73.1	77.5	91.7	80.6	42.9	76.3
6150.15	VI	0.30	-1.680	203.1	159.6	146.7	96.1	101.1	85.2	77.9	99.0	41.7	68.7
6504.19	VI	1.18	-1.280	121.6	44.8	91.8	54.7	23.0	51.3	71.8	63.6	38.6	78.1
5303.22	VII	2.27	-2.040	32.4	17.0	25.9	4.7	10.6	32.9	29.1	16.8	10.8	27.6
6028.28	VII	2.48	-1.990	18.5	7.2	21.6	21.9	13.2	30.4	36.5	18.9	19.7	35.9
5122.12	CrI	1.03	-3.240	146.5	8.1	137.8	56.7	44.0	65.0	58.5	56.9	42.4	65.3
5296.69	CrI	0.98	-1.360	273.0	207.0	200.5	146.2	170.6	168.6	150.4	146.4	50.7	191.9
5300.75	CrI	0.98	-2.000	182.5	62.1	142.8	103.6	198.6	115.8	104.6	117.3	54.2	117.2
5304.18	CrI	3.45	-0.770	62.8	21.6	54.1	32.3	12.1	72.2	34.9	45.6	34.7	30.7
5312.88	CrI	3.43	-0.550	64.1	62.8	36.5	41.1	15.3	35.4	57.6	43.8	31.3	53.5
5318.78	CrI	3.43	-0.670	80.2	25.5	65.2	49.1	6.1	68.9	44.2	21.6	68.6	63.2
5329.12	CrI	2.90	-0.140	163.2	43.4	123.8	96.4	106.5	77.3	126.6	246.4	73.6	162.8

Continua na próxima página

Tabela 27 – *Continuação*

λ (Å)	Elem.	χ (eV)	log gf	1 (mÅ)	2 (mÅ)	3 (mÅ)	4 (mÅ)	5 (mÅ)	6 (mÅ)	7 (mÅ)	8 (mÅ)	9 (mÅ)	10 (mÅ)
5340.44	CrI	3.42	-0.730	76.2	41.9	70.3	58.6	10.1	113.9	53.2	56.1	40.1	140.1
5348.32	CrI	1.00	-1.210	0.0	176.5	202.0	154.8	165.7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
5783.07	CrI	3.31	-0.400	103.4	65.2	79.3	65.0	72.2	73.4	79.9	59.9	38.7	73.2
5783.87	CrI	3.31	-0.560	130.3	45.1	106.7	77.6	50.4	92.8	81.6	88.3	36.6	75.7
5787.99	CrI	3.31	-0.080	112.4	32.1	106.0	82.4	78.6	73.8	88.8	78.8	91.2	77.1
5788.39	CrI	3.00	-1.490	73.4	34.5	53.3	16.6	22.1	32.2	30.4	35.3	17.2	23.2
5844.61	CrI	3.00	-1.770	61.6	12.0	43.7	20.4	8.1	31.2	24.4	39.8	44.7	33.8
5863.96	CrI	3.11	-1.970	36.2	31.9	34.8	31.6	14.7	13.0	82.0	36.6	14.7	83.3
6135.78	CrI	4.80	0.550	51.8	63.0	42.1	44.5	35.8	47.7	45.4	44.9	56.8	37.8
6501.21	CrI	0.98	-3.730	101.8	36.4	72.7	30.1	15.5	54.0	54.4	47.3	20.8	44.6
6630.02	CrI	1.03	-3.240	135.8	70.2	98.0	48.9	45.2	53.8	62.2	56.4	19.0	42.2
5305.87	CrII	3.81	-1.910	34.7	43.7	34.0	38.3	32.5	31.6	42.7	28.7	10.2	39.9
5310.70	CrII	4.05	-2.230	26.9	23.1	21.4	28.7	7.3	30.4	23.6	17.3	16.4	40.3
5313.59	CrII	4.06	-1.620	34.6	52.3	47.3	54.4	9.7	54.5	52.5	25.9	27.4	36.3
5334.88	CrII	4.05	-1.720	59.3	25.3	48.0	59.7	31.8	119.2	46.1	42.1	17.8	55.4
5133.69	FeI	4.18	0.360	225.3	191.9	220.7	178.4	—	218.5	180.5	186.4	141.5	184.4
5141.75	FeI	2.42	-2.240	191.8	14.9	179.3	129.3	—	148.1	153.4	150.7	18.8	124.6
5143.73	FeI	2.20	-3.690	103.0	71.1	113.8	68.2	67.8	70.1	86.3	76.0	98.1	103.2
5293.97	FeI	4.14	-1.840	81.4	18.1	68.9	49.3	40.7	62.1	67.6	57.9	16.8	56.4
5294.55	FeI	3.64	-2.810	56.3	31.8	47.8	48.7	20.6	34.9	49.0	37.9	17.1	40.9
5295.32	FeI	4.42	-1.670	56.5	19.1	51.9	29.1	51.7	40.8	47.2	43.0	49.7	72.1
5307.36	FeI	1.61	-2.910	196.9	205.1	170.8	135.3	—	176.6	142.9	142.4	—	183.2
5315.07	FeI	4.37	-1.550	74.8	25.3	87.1	48.3	147.5	—	49.0	61.1	63.2	57.4
5320.05	FeI	3.64	-2.490	70.4	62.9	58.9	40.3	26.1	44.8	51.8	44.9	28.7	58.4
5321.11	FeI	4.44	-1.090	98.2	44.8	77.6	68.1	73.2	75.5	88.3	77.1	24.6	79.8
5322.05	FeI	2.28	-2.800	142.0	92.6	129.1	104.3	82.9	119.3	145.5	97.4	77.3	117.3
5326.14	FeI	3.57	-2.090	96.0	56.7	95.9	73.7	104.1	35.2	40.1	93.8	39.5	65.4
5339.94	FeI	3.27	-0.630	183.2	253.7	184.7	164.7	—	179.8	251.4	180.7	136.3	196.0
5358.10	FeI	3.29	-3.400	0.0	14.1	44.7	27.3	14.3	0.0	0.0	0.0	—	0.0
5367.47	FeI	4.42	0.443	134.9	176.2	153.7	153.5	—	144.8	173.3	142.3	—	168.3
5369.97	FeI	4.37	0.536	135.6	157.4	171.2	171.3	—	135.6	179.1	154.3	152.9	197.8
5568.81	FeI	3.64	-2.950	18.6	36.8	47.3	36.9	22.6	33.2	15.1	25.7	26.1	34.1
5759.27	FeI	4.65	-2.070	24.2	16.3	23.9	27.5	28.6	18.8	31.1	24.6	11.1	20.4
5760.35	FeI	3.64	-2.490	73.4	43.6	66.9	46.6	55.9	42.7	41.5	54.7	53.3	57.6
5775.09	FeI	4.22	-1.080	95.1	26.5	95.5	76.8	83.0	71.3	91.8	89.0	58.5	90.8
5778.47	FeI	2.59	-3.430	95.1	35.5	93.8	63.6	61.2	69.6	66.0	69.3	31.1	53.5
5784.69	FeI	3.40	-2.670	91.1	29.2	83.9	72.4	57.3	71.7	68.0	58.3	51.5	58.2
5838.42	FeI	3.94	-2.290	69.3	19.1	62.2	26.5	5.9	56.5	57.4	39.7	39.0	45.6
5849.70	FeI	3.69	-2.990	47.0	11.7	38.8	36.3	15.3	21.1	33.7	34.4	21.6	17.8
5852.19	FeI	4.55	-1.300	125.3	33.7	111.5	75.3	53.3	52.4	74.3	81.1	14.7	48.8
5853.18	FeI	1.48	-5.270	90.1	17.5	74.2	28.7	18.8	52.2	58.0	51.6	36.1	46.9
5855.09	FeI	4.61	-1.478	57.1	37.5	49.9	49.5	15.6	45.3	58.4	57.6	39.5	43.6
5856.08	FeI	4.29	-1.328	70.1	32.0	65.4	62.5	68.8	69.0	87.0	70.9	47.8	67.0
5858.77	FeI	4.22	-2.260	60.9	17.2	52.1	57.0	35.7	39.3	49.2	45.9	29.6	46.5
5859.61	FeI	4.53	-0.600	107.0	94.9	105.7	93.3	91.0	93.9	102.1	106.9	—	115.5
5862.36	FeI	4.53	-0.250	113.4	76.6	125.1	117.4	81.4	101.5	94.3	114.6	21.3	114.2
6003.03	FeI	3.88	-1.100	126.7	82.6	130.6	131.1	151.1	126.6	110.0	118.4	82.6	128.7
6007.96	FeI	4.63	-0.750	85.8	9.9	132.8	88.7	92.7	82.9	91.8	82.2	85.5	85.2
6008.58	FeI	3.87	-0.980	155.2	240.0	177.2	114.7	141.2	125.7	140.4	119.5	122.0	127.6
6015.25	FeI	2.22	-4.680	72.4	36.9	62.7	10.8	38.8	36.1	50.9	34.9	15.5	22.5
6019.36	FeI	3.57	-3.360	52.0	31.6	47.6	34.4	—	30.3	51.5	34.3	21.0	24.2
6024.07	FeI	4.55	-0.110	130.4	231.4	134.1	108.7	182.9	234.4	140.7	154.1	—	156.1
6027.06	FeI	4.08	-1.089	105.6	172.8	110.4	88.5	117.5	90.8	115.1	101.3	67.3	91.9
6034.04	FeI	4.31	-2.420	37.9	36.3	43.2	45.6	32.3	26.5	12.1	31.7	29.9	9.2
6035.34	FeI	4.29	-2.590	24.2	24.6	47.4	29.9	—	25.4	27.9	34.4	—	19.4
6054.10	FeI	4.37	-2.300	37.4	54.7	53.1	40.0	37.7	16.7	53.8	34.1	15.8	32.4

Continua na próxima página

Tabela 27 – *Continuação*

λ (Å)	Elem.	χ (eV)	log gf	1 (mÅ)	2 (mÅ)	3 (mÅ)	4 (mÅ)	5 (mÅ)	6 (mÅ)	7 (mÅ)	8 (mÅ)	9 (mÅ)	10 (mÅ)
6120.25	FeI	0.91	-5.970	96.9	86.5	66.2	50.0	144.4	54.4	28.4	47.2	30.0	49.0
6151.62	FeI	2.18	-3.370	140.8	176.0	140.3	102.5	95.6	91.3	107.4	106.2	15.4	89.9
6157.73	FeI	4.08	-1.220	144.8	124.9	96.7	151.1	91.5	98.1	93.6	89.4	—	83.9
6165.37	FeI	4.14	-1.474	87.2	52.8	95.6	125.0	94.3	75.9	77.4	74.8	28.8	66.6
6173.34	FeI	2.22	-2.880	172.6	196.5	144.9	100.0	172.7	97.0	136.3	126.9	—	127.8
6475.63	FeI	2.56	-2.940	138.5	153.1	130.8	109.2	73.1	103.6	112.5	120.1	26.5	118.2
6481.87	FeI	2.28	-2.984	161.7	210.5	137.0	122.1	24.5	109.7	114.6	121.3	76.2	127.4
6483.94	FeI	1.48	-5.650	67.8	33.8	52.8	30.7	6.7	24.2	11.5	33.3	15.0	30.1
6495.74	FeI	4.83	-0.920	57.9	218.2	90.4	98.2	36.9	114.2	55.5	39.4	56.8	63.9
6496.47	FeI	4.80	-0.610	102.4	122.7	92.1	87.7	76.1	98.3	87.8	93.5	52.0	109.4
6498.95	FeI	0.96	-4.687	194.4	185.9	145.8	108.6	90.8	128.9	154.3	109.7	70.6	140.2
6627.56	FeI	4.55	-1.590	55.3	21.0	63.1	47.5	34.0	27.3	56.4	54.1	35.8	64.9
6633.42	FeI	4.83	-1.490	57.9	77.4	60.9	46.6	27.5	70.5	76.2	55.2	34.9	56.8
6633.76	FeI	4.56	-0.799	83.7	99.1	98.4	84.5	61.0	84.5	94.7	89.6	54.0	108.3
6646.98	FeI	2.61	-3.990	82.8	73.4	65.6	36.6	35.0	42.5	39.7	43.6	24.3	37.1
6648.08	FeI	1.01	-5.918	115.1	21.9	93.1	46.1	44.4	57.0	51.8	61.5	23.4	56.9
5132.67	FeII	2.81	-4.100	49.9	10.1	39.4	42.2	10.2	25.4	47.5	35.7	18.8	30.4
5256.94	FeII	2.89	-4.050	29.1	25.3	57.2	34.4	24.6	41.4	17.5	29.1	27.2	49.0
5264.81	FeII	3.23	-3.230	44.4	57.5	46.2	44.8	37.5	70.8	53.2	47.5	42.9	47.3
5325.56	FeII	3.22	-3.260	50.0	73.1	52.7	53.0	49.5	28.3	53.3	41.1	49.4	79.9
5414.08	FeII	3.22	-3.480	33.4	35.2	32.8	36.8	64.9	25.9	34.8	28.2	19.8	43.0
5425.26	FeII	3.20	-3.400	57.5	24.0	42.1	62.3	25.7	69.8	34.5	39.4	23.7	50.3
6084.10	FeII	3.20	-3.900	29.0	27.7	45.3	67.3	17.4	42.6	58.8	39.1	10.3	24.4
6113.33	FeII	3.22	-4.110	21.1	32.4	17.7	27.1	16.7	43.2	25.5	24.7	11.1	25.8
6129.70	FeII	3.20	-4.700	9.6	31.6	16.1	12.3	10.9	29.3	13.6	11.8	12.7	26.2
6149.24	FeII	3.87	-2.800	50.1	35.1	30.5	46.8	22.8	43.5	32.9	37.2	22.3	40.1
6247.56	FeII	3.89	-2.400	23.6	83.1	40.6	75.2	31.7	53.4	42.7	40.5	36.5	57.1
6369.46	FeII	2.89	-4.290	20.8	25.4	16.0	43.7	15.2	33.7	23.8	18.0	15.9	27.2
6416.93	FeII	3.89	-2.900	50.7	22.3	50.9	50.3	42.0	43.7	50.2	43.0	34.0	59.3
6456.39	FeII	3.90	-2.200	44.9	160.1	57.6	80.1	36.9	60.3	67.9	59.6	—	53.1
5301.04	CoI	1.70	-1.990	117.1	159.4	115.3	64.0	80.1	74.5	86.6	79.7	50.9	92.6
5325.28	CoI	4.21	-0.100	41.1	25.8	49.8	36.9	26.2	70.5	46.4	39.8	44.0	27.5
5342.70	CoI	4.00	0.550	72.0	36.3	62.6	43.4	15.8	97.1	95.3	51.3	79.7	59.4
5352.05	CoI	3.56	0.060	0.0	38.3	71.7	46.8	75.3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
5359.20	CoI	4.13	0.010	27.2	16.8	27.5	26.1	2.8	40.9	42.9	0.0	21.4	22.9
5369.59	CoI	1.73	-1.730	160.5	137.9	130.4	103.9	51.1	86.0	186.2	101.2	148.1	125.8
6117.00	CoI	1.78	-2.570	93.9	154.1	78.4	53.0	32.1	40.0	56.3	44.4	70.2	59.5
6490.34	CoI	2.03	-2.580	108.0	80.1	65.4	31.6	7.5	17.7	34.2	35.6	18.9	20.2
6632.47	CoI	2.27	-2.060	93.9	43.3	73.6	35.9	36.5	49.7	49.0	47.9	32.3	55.7
5137.08	NiI	1.67	-1.940	155.4	120.1	159.3	127.6	104.0	163.1	152.8	134.9	96.4	138.7
5593.74	NiI	3.90	-0.930	76.1	52.2	64.5	79.7	56.9	79.4	74.5	72.9	20.1	83.8
5760.83	NiI	4.09	-0.850	95.0	45.5	94.7	65.6	55.9	38.7	66.8	66.9	43.8	39.7
5847.01	NiI	1.67	-3.480	124.2	131.8	99.0	68.5	80.5	74.2	80.9	75.5	45.7	15.8
6007.31	NiI	1.67	-3.400	106.0	130.5	95.8	73.1	46.5	78.5	77.9	66.1	54.1	60.8
6053.68	NiI	4.22	-1.110	59.2	31.4	34.5	54.9	128.2	53.7	67.9	61.0	24.3	33.6
6111.06	NiI	4.07	-0.900	61.4	110.0	61.6	88.0	65.5	57.8	71.5	68.5	64.9	43.5
6128.99	NiI	1.67	-3.430	116.2	14.2	93.5	90.2	89.9	78.3	84.9	77.4	16.2	75.6
6130.13	NiI	4.25	-1.030	37.6	36.1	42.9	37.4	19.2	37.2	50.4	41.5	10.4	36.8
6635.15	NiI	4.40	-0.830	55.8	55.0	49.0	43.8	14.6	50.5	65.6	51.8	42.0	55.3
6643.64	NiI	1.67	-2.220	209.4	183.4	181.6	136.1	114.1	147.4	144.5	151.9	82.9	148.7
5119.12	YII	0.99	-1.360	62.1	32.5	51.6	47.9	34.8	46.6	27.2	50.8	35.6	21.8
5289.82	YII	1.03	-1.850	21.3	24.4	19.1	8.1	8.6	25.5	9.6	14.2	19.0	19.2
5330.58	CeII	0.87	-0.400	26.2	9.4	27.3	11.4	5.3	40.9	9.6	9.0	18.9	16.6
6043.39	CeII	1.21	-0.480	37.4	12.2	17.0	22.7	17.4	25.3	20.1	18.2	21.2	25.8
6645.11	EuII	1.37	0.170	36.4	14.4	29.0	19.6	13.1	22.6	22.4	17.5	8.6	9.3