



Universidade Federal de Sergipe

PRÓ-REITORIA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA

Departamento de Física

Programa de Pós-Graduação em Física

Marcus Vinicius Grilo da Silva

**Abundâncias químicas em estrelas anãs FGK do
aglomerado aberto das Plêiades a partir de espectros
APOGEE**

Tese de Doutorado

**São Cristóvão - SE
Brasil
2024**

Marcus Vinicius Grilo da Silva

Abundâncias químicas em estrelas anãs FGK do aglomerado aberto das Plêiades a partir de espectros APOGEE

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Sergipe, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Física

Orientador: Diogo Martins Souto

São Cristóvão - SE
2024

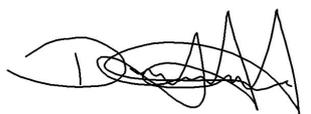
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SERGIPE
Programa de Pós-Graduação em Física

**“Abundâncias químicas em estrelas anãs FGK do
aglomerado aberto das Plêiades a partir de espectros
APOGEE”**

por

Marcus Vinicius Grilo da Silva

Tese de doutorado **APROVADA** em sessão pública no dia cinco de dezembro do ano dois mil e vinte e quatro perante a banca examinadora constituída pelos seguintes professores:



Prof. Dr. Diogo Martins Souto
(DFI-UFS)

Documento assinado digitalmente

gov.br

LUCIANO CASARINI

Data: 10/12/2024 13:04:06-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Luciano Casarini
(DFI-UFS)

Documento assinado digitalmente

gov.br

RODRIGO GEORGETTI VIEIRA

Data: 09/12/2024 19:35:02-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Rodrigo Georgetti Vieira
(DFI-UFS)



Profa. Dra. Katia Cunha
(Universidade do Arizona-EUA)

Documento assinado digitalmente

gov.br

RAFAEL MILONI SANTUCCI

Data: 11/12/2024 17:30:12-0300

Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. Rafael Miloni Santucci
(IESA-UFG)

*Dedico este trabalho.
À minha querida família.
Aos meus grandes amigos.
Que tornam este pequeno espaço
de tempo, neste pálido ponto azul,
uma viagem repleta de momentos
inesquecíveis.*

Agradecimentos

Agradeço a todos que me incentivaram ao longo da construção deste trabalho. Entre estes, quero agradecer aos meus pais por serem exemplares em minha criação e pelos valores ensinados cruciais para minha carreira acadêmica. Sou grato também a todos os familiares que me apoiaram ao longo de todo este caminho.

Ao meu orientador, professor Diogo Souto, sou grato por toda paciência e dedicação na orientação e construção deste trabalho. Sempre foi muito atencioso e presente para tirar dúvidas e me ajudou a tomar as melhores decisões durante esta jornada acadêmica.

Aos amigos, deixo um agradecimento especial. Ao meu amigo de longa data, Jaelsson, cuja amizade e apoio foram sempre constantes. Aos parceiros de sala, Deusalete, Anderson e Nayara, obrigado pelas conversas e pela companhia diária. Aos companheiros do Resun, Romualdo, Jussara, Léo, William, Marcelo e Benjamin, que vivenciei momentos divertidos e de descontração que tornaram os dias mais leves.

Agradeço aos professores que contribuíram para minha formação, compartilhando conhecimento e se mostrando profissionais inspiradores. Em especial, agradeço aos professores da Astrofísica: Marcelo Guimarães, Raimundo Lopes, Tina Armond e Sérgio Scarano.

Agradeço também aos colaboradores do nosso artigo, em especial a Katia Cunha, Rodrigo Vieira, Rafael Guerço e Verne Smith, que gentilmente se disponibilizaram e contribuíram com críticas e sugestões fundamentais para o desenvolvimento do trabalho.

Por fim, agradeço à CAPES pelo apoio financeiro.

“Tenho a impressão de ter sido uma criança brincando à beira-mar, divertindo-me em descobrir uma pedrinha mais lisa ou uma concha mais bonita que as outras, enquanto o imenso oceano da verdade continua misterioso diante de meus olhos.”

(Isaac Newton)

Resumo

Aglomerados abertos são fundamentais para entender a química estelar e os processos físicos internos que ocorrem durante a evolução estelar, os quais podem alterar a homogeneidade química. Neste contexto, utilizamos os dados mais recentes do projeto OCCAM para identificar aglomerados abertos candidatos e não candidatos a exibir evidências de difusão atômica. A difusão atômica descreve o transporte gravitacional em escala atômica que ocorre na atmosfera estelar, influenciado principalmente pela idade e metalicidade estelar. Nossa análise apontou os aglomerados NGC 2682, NGC 188, NGC 752, NGC 6811 e NGC 2632 como potenciais candidatos a mostrar sinais de difusão atômica. Por outro lado, os aglomerados NGC 7789, Ruprecht 147, NGC 6866, Melotte 22, Melotte 20, ASCC 16, ASCC 19, ASCC 21 e Collinder 69 parecem não apresentar tais sinais. Este estudo concentra-se no aglomerado aberto das Plêiades, Melotte 22, demonstrando que a difusão atômica ainda não impacta significativamente as estrelas jovens deste aglomerado. Analisamos em detalhes as abundâncias químicas de doze elementos (C, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn e Fe) em 80 estrelas anãs F, G e K das Plêiades, que cobrem uma extensa faixa de temperaturas efetivas, de aproximadamente 4500 a 6800 K. Utilizamos espectros de alta resolução ($R \sim 22.500$) no infravermelho próximo ($\lambda 1,51\text{--}1,69 \mu\text{m}$), provenientes do SDSS-IV/APOGEE. Na nossa análise de abundâncias em ETL 1D, derivamos uma metalicidade média para as estrelas das Plêiades de $[\text{Fe}/\text{H}] = +0,03 \pm 0,04$ dex, com razões elementares de $[\alpha/\text{Fe}] = +0,01 \pm 0,05$, $[\text{odd-z}/\text{Fe}] = -0,04 \pm 0,08$ e $[\text{iron peak}/\text{Fe}] = -0,02 \pm 0,08$. Esses resultados estão alinhados com dados da literatura e com as expectativas para aglomerados abertos na vizinhança solar. Não detectamos difusão atômica nas Plêiades de forma estatisticamente significativa, o que corrobora com as previsões de modelos teóricos. Nossas análises de linhas espectrais individuais revelaram uma tendência de depleção nas abundâncias à medida que a temperatura efetiva diminui, especialmente em linhas mais fortes. A investigação das causas dessas tendências sugere que a modelagem do alargamento de van der Waals nas listas de linhas pode ser inadequada, particularmente para as anãs K mais frias, que exibem abundâncias até 0,50 dex menores que as estrelas do tipo solar para certos elementos.

Palavras Chaves: Infravermelho, Aglomerados Abertos, Abundâncias, Difusão Atômica.

Abstract

Open clusters are essential for understanding stellar chemistry and the internal physical processes that occur during stellar evolution, which can alter chemical homogeneity. In this context, we utilized the latest data from the OCCAM project to identify open clusters that may or may not exhibit evidence of atomic diffusion. Atomic diffusion describes gravitational atomic-scale transport occurring in the stellar atmosphere, influenced primarily by stellar age and metallicity. Our analysis identified the clusters NGC 2682, NGC 188, NGC 752, NGC 6811, and NGC 2632 as potential candidates to show signs of atomic diffusion. Conversely, the clusters NGC 7789, Ruprecht 147, NGC 6866, Melotte 22, Melotte 20, ASCC 16, ASCC 19, ASCC 21, and Collinder 69 do not exhibit such signs. This study focuses on the open cluster of the Pleiades, Melotte 22, demonstrating that atomic diffusion has not yet significantly impacted the young stars of this cluster. We thoroughly analyzed the chemical abundances of twelve elements (C, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn, and Fe) in 80 F, G, and K dwarf stars from the Pleiades, covering a broad range of effective temperatures, from approximately 4500 to 6800 K. We used high-resolution spectra ($R \sim 22,500$) in the near-infrared ($\lambda 1.51\text{--}1.69 \mu\text{m}$) from SDSS-IV/APOGEE. In our 1D LTE abundance analysis, we derived an average metallicity for the stars of the Pleiades of $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.03 \pm 0.04$ dex, with elemental ratios of $[\alpha/\text{Fe}] = +0.01 \pm 0.05$, $[\text{odd-z}/\text{Fe}] = -0.04 \pm 0.08$, and $[\text{iron peak}/\text{Fe}] = -0.02 \pm 0.08$. These results align with literature data and expectations for open clusters in the solar neighborhood. We did not detect atomic diffusion in the Pleiades in a statistically significant manner, corroborating the predictions of theoretical models. Our analysis of individual spectral lines revealed a trend of abundance depletion as effective temperature decreases, particularly in stronger lines. An investigation of the causes of these trends suggests that the modeling of van der Waals broadening in the line lists may be inadequate, particularly for the cooler K dwarfs, which exhibit abundances of up to 0.50 dex lower than solar-type stars for some elements.

Keywords: Infrared, Open clusters, Abundances, Atomic diffusion

1	Introdução	1
1.1	Populações Estelares	2
1.2	Aglomerados Estelares	5
1.3	Evolução de estrelas de baixa massa	7
1.3.1	Nasce uma estrela: a fase ZAMS	7
1.3.2	Evolução Durante a Queima de Hidrogênio no Núcleo	8
1.3.3	O tempo de vida na Sequência Principal	13
1.3.4	Evolução Pós-Sequência Principal Através da Queima de Hélio	16
1.4	Fases Finais da Evolução Estelar: AGB, Pós-AGB e Anãs Brancas	20
1.4.1	Processos de mistura química	21
1.5	Abundância química estelar	24
2	Conceitos básicos de difusão atômica	26
2.1	Propriedades Gerais da Difusão	26
2.1.1	Ausência de fluxo de massa global	27
2.1.2	Equação da Continuidade: difusão atômica e movimento	28
2.1.3	Fluxos de Partículas, Velocidades e Coeficiente de Difusão	29
2.2	Difusão por um Gradiente de Abundância	32
2.2.1	Equação da Difusão	32
2.2.2	Condições de Contorno e Interpolações	34
3	Os dados observacionais e a análise dos espectros APOGEE	36
3.1	O Projeto APOGEE	38
3.1.1	O Espectrógrafo APOGEE	39
3.1.2	A Seleção dos Alvos do APOGEE	40
3.1.3	Obtenção e redução dos espectros APOGEE	40
3.1.4	Obtenção automática de dados a partir dos espectros APOGEE	41
3.2	Determinação de parâmetros físico/químicos adotada para as estrelas estudadas neste trabalho	44

3.2.1	<i>Download</i> dos Espectros Observados	44
3.2.2	Parâmetros Atmosféricos	45
3.2.3	Método Markov Chain Monte Carlo	45
3.2.4	Determinação das Metalicidades e do $v \sin(i)$ usando MCMC	46
3.2.5	Determinações das abundâncias usando o BACCHUS	48
3.2.6	Excluindo linhas espectrais com tendências espúrias	48
3.2.7	Incertezas nas abundâncias	48
3.2.8	Correções não-ETL	51
4	Busca por assinatura (ou não assinatura) de difusão atômica em aglomerados abertos	53
4.1	Aglomerados Abertos no APOGEE	54
4.1.1	Aglomerados candidatos a apresentar difusão atômica	55
4.1.2	Aglomerados candidatos a não apresentar difusão atômica	56
4.2	O aglomerado aberto das Plêiades	56
4.2.1	Amostra de estudo	60
4.2.2	Resultados de abundâncias	66
4.2.3	Busca por difusão atômica nas estrelas das Plêiades	68
5	Análise sistemática das abundâncias químicas das estrelas das Plêiades	73
5.1	Comparações com a literatura	73
5.1.1	APOGEE DR17	73
5.1.2	Estudos de abundância óptica de alta resolução	76
5.2	Tendências das abundâncias em função de T_{eff}	77
5.3	Investigando possíveis causas das tendências de abundância	80
5.4	Abundâncias das Plêiades no contexto Galáctico	84
6	Conclusões	87
	Referências	90
	APÊNDICES	105
	Apêndice A Formalismo teórico dos processos de difusão atômica	106
A.1	Difusão Atômica	106
A.1.1	Assentamento Gravitacional	106
A.1.2	Equações de Movimento de Partículas Carregadas	108
A.1.3	O Campo Elétrico e as Velocidades de Difusão	110
A.1.4	Equação de Difusão	112
A.1.5	Efeito de um Gradiente Térmico	114
A.2	A Difusão Radiativa	115

A.2.1	Aceleração Radiativa	115
A.2.2	Aceleração por Linhas Espectrais	118
A.2.3	Absorção do Contínuo, Redistribuição e Campo Magnético	120
A.2.4	Difusão Atômica em Estrelas A	121
A.2.5	Difusão Atômica no Sol	121

Apêndice B	Abundâncias das estrelas do aglomerado das Pleiades em função da temperatura efetiva	123
-------------------	---	------------

Lista de Figuras

1.1	Representação atual da estrutura da Galáxia, destacando seus principais componentes: o disco fino, o disco espesso, o bojo e o halo. O Sol está localizado a uma distância entre 7 e 8 kpc do centro Galáctico. Figura reproduzida de (Maciel, 2020).	4
1.2	Figura do aglomerado aberto das Plêiades. Nesta figura nota-se o formato irregular e a quantidade menor de membros estelares (em torno de centenas de estrelas), características típicas dos aglomerados abertos. Figura obtida por Davide De Martin & the ESA/ESO/NASA <i>Photoshop FITS Liberator</i>	7
1.3	Figura do aglomerado globular Ômega Centauri. Esta imagem inclui cerca de 300.000 estrelas, nela vemos o formato esférico e um número superior de membros estelares em relação ao aglomerados abertos. Crédito: ESO/INAF-VST/OmegaCAM.	8
1.4	Diagrama temperatura efetiva em função da luminosidade em relação ao Sol. Figura reproduzida de Pols (2011).	9
1.5	Trajetórias evolutivas no diagrama H-R durante a queima de hidrogênio no núcleo para diferentes massas (indicadas em M_{\odot}) com composição $X = 0,7$ e $Z = 0,02$. A linha pontilhada mais fina representa a ZAMS. Os símbolos indicam estrelas binárias observadas com massa, luminosidade e raio determinados com precisão. A legenda no canto inferior esquerdo mostra o intervalo de massa representado por cada simbolo. A linha pontilhada de cada trilha mostra a continuação da evolução das estrelas quando esgota o hidrogênio no núcleo. Figura reproduzida de Pols (2011).	10
1.6	Diagrama de Kippenhahn (painel superior) e Diagrama HR (painel inferior) mostrando as diferentes fases que uma estrela de $1 M_{\odot}$ e $Z=0,02$ passa após a SP até atingir o ramo das gigantes vermelhas (RGB). Figura reproduzida de Pols (2011).	19
3.1	<i>Sloan Foundation Telescope</i> de 2,5 m ao entardecer, preparado para uma noite de observação. Figura reproduzida de Gunn et al. (2006).	37

3.2	O espelho primário do <i>Sloan Foundation Telescope</i> de 2,5 m fotografado logo após passar pelo processo de realuminização nos laboratórios do Kitt Peak National Observatory, em 13 de outubro de 2000. O orifício central muito grande tem a função de acomodar o amplo campo de visão. Figura reproduzida de Gunn et al. (2006).	37
3.3	Espectrógrafo APOGEE durante o alinhamento a laser da óptica dianteira dentro da sala do instrumento no Observatório Apache Point. Figura reproduzida de Wilson <i>et al.</i> (2019).	39
3.4	Painel superior: exibe a convergência das cadeias MCMC ao longo das iterações, com cada linha representando um dos <i>walkers</i> . O eixo x representa o número de passos e no eixo y estão os respectivos parâmetros, $v \sin i$ e $A(\text{Fe})$. Painel inferior: <i>corner plot</i> que exibe as distribuições marginais e as correlações entre os parâmetros $A(\text{Fe})$ e $v \sin i$	49
3.5	Arquivo de saída do BACCHUS. A figura apresenta o comprimento de onda em função do fluxo normalizado. No painel superior vemos a região do espectro utilizada na definição do pseudo-contínuo na análise. O painel inferior mostra um aumento na linha analisada.	50
4.1	Distribuição da temperatura efetiva (painel esquerdo) e gravidade superficial (painel direito) em função da metalicidade ($[\text{Fe}/\text{H}]$) para os aglomerados abertos selecionados no estudo.	57
4.2	O mesmo que a Figura 4.1, mas para aglomerados abertos mais jovens.	58
4.3	O mesmo que a Figura 4.1, mas para aglomerados abertos mais jovens.	59
4.4	O mesmo que a Figura 4.1, mas para aglomerados abertos mais jovens.	60
4.5	Os painéis esquerdo e direito mostram os diagramas $(J-K_S)$ vs. J e $(G_{BP}-G_{RP})$ vs. G para as estrelas de campo das Plêiades observadas pelo APOGEE (triângulos invertidos cinza), utilizando a fotometria corrigida pela extinção do 2MASS e Gaia DR3, respectivamente. Os círculos laranja representam as estrelas estudadas neste trabalho. As isócronas MIST também são exibidas como linhas pretas sólidas.	66
4.6	Distribuição $[\text{Fe}/\text{H}]$ vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$ com os resultados deste trabalho da análise semi-automática de abundâncias BACCHUS no eixo x e do MCMC no eixo y. O painel inferior mostra o diagrama de resíduos $(x-y)$, onde a diferença média com o respectivo desvio padrão da média é definida como δ . Uma barra de cores é usada para representar as temperaturas efetivas das estrelas.	67
4.7	As abundâncias $([X/\text{H}])$ das estrelas estudadas em função da temperatura efetiva. Uma linha preta sólida indica um modelo de difusão atômica assumindo metalicidade solar e idade de 112 milhões de anos.	72

5.1	Mesmo formato da Figura 4.6 mas comparando os valores de $v_{\sin(i)}$ medidos pela nossa análise MCMC no eixo x e do APOGEE no eixo y. Uma barra de erro típica é apresentada no canto inferior direito da figura.	74
5.2	Comparação das abundâncias deste trabalho e da literatura (APOGEE DR17, círculos com barra de cores; Spina <i>et al.</i> (2018) como um diamante amarelo; Soderblom <i>et al.</i> (2009) como um triângulo verde). Cada painel representa um elemento estudado. Mesmo formato da Figura 4.6.	75
5.3	Painel esquerdo: distribuição de T_{eff} vs. [Mg/H]. O painel superior esquerdo mostra a abundância derivada da linha Mg I λ 15748,988Å, e o painel inferior esquerdo mostra a linha λ 15879,5Å. Painel direito: sínteses espectrais para diferentes valores de T_{eff} variando de 4500 a 7000K em intervalos de 250K, assumindo valores fixos para $\log g = 4,50$, $\xi = 1,0 \text{ km.s}^{-1}$, e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0,00$. O painel superior direito mostra a linha Mg I λ 15748,988Å, e o painel inferior direito mostra a linha Mg I λ 15879,5Å.	78
5.4	Uma porção dos espectros do APOGEE exibindo os espectros observados e os melhores ajustes para uma anã F (2M03385686+2434112; cruces para o espectro observado e linha preta tracejada para o melhor ajuste) e uma anã K (2M03455048+2352262; círculos para o espectro observado e linha preta sólida para o melhor ajuste) centrados na linha Mg I em λ 15748,988Å.	81
5.5	Fator de Landé g das linhas espectrais analisadas em função do comprimento de onda.	83
5.6	Metalicidade estelar em função da distância galactocêntrica (kpc). Círculo laranja preenchido representa nossos resultados e juntamente com os resultados do OCCAM, mostrados como símbolos cinza, com as diferentes linhas representando as inclinações do gradiente de abundância para diferentes idades de Magrini <i>et al.</i> (2023).	85
5.7	Valores de [X/Fe] em função de [Fe/H]. Círculos laranja representam os resultados deste trabalho. Resultados da literatura para outras estrelas nas Plêiades de Soderblom <i>et al.</i> (2009) (pentágonos roxos), Takeda <i>et al.</i> (2016) (triângulos verdes para cima), Spina <i>et al.</i> (2018) (diamantes amarelos) também são apresentados para comparação. Além disso, dados do OCCAM (Myers <i>et al.</i> , 2022) com estrelas do campo das Plêiades são incluídos como (triângulos cinza para cima).	86
B.1	Os diagramas de temperatura efetiva <i>versus</i> abundância de carbono. Cada painel representa uma linha diferente analisada. As cruces pretas denotam as linhas incluídas nas abundâncias finais deste trabalho, enquanto os círculos vermelhos indicam as linhas excluídas de nossos resultados finais de abundância devido a tendências com a temperatura efetiva.	124

B.2	Igual à Figura B.1, mas para o Na.	125
B.3	Igual à Figura B.1, mas para o Mg.	125
B.4	Igual à Figura B.1, mas para o Al.	125
B.5	Igual à Figura B.1, mas para o Si.	126
B.6	Igual à Figura B.1, mas para o K.	126
B.7	Igual à Figura B.1, mas para o Ca.	127
B.8	Igual à Figura B.1, mas para o Ti.	127
B.9	Igual à Figura B.1, mas para o V.	127
B.10	Igual à Figura B.1, mas para o Cr.	128
B.11	Igual à Figura B.1, mas para o Mn.	128
B.12	Igual à Figura B.1, mas para o Fe.	129
B.13	Igual à Figura B.1, mas para o Fe.	130
B.14	Igual à Figura B.1, mas para o Fe.	131
B.15	Igual à Figura B.1, mas para o Fe.	132

Lista de Tabelas

1.1	Características das populações estelares. Tabela reproduzida de Maciel (2020).	4
3.1	Tabela apresentando a estrutura da lista de linhas com seus principais parâmetros de entrada.	43
3.2	Sensibilidades de Abundância Devidas aos Parâmetros Atmosféricos	51
3.3	Correções de abundância não-ETL.	52
4.1	Parâmetros Atmosféricos	63
4.2	Abundâncias Estelares Derivadas	69
B.1	Linhas Adotadas e Não Adotadas	123

Quando olhamos para o vasto céu noturno, os aglomerados estelares emergem como um dos espetáculos mais encantadores para observadores, astrônomos e entusiastas do cosmos. Entre estes, o aglomerado das Plêiades ocupa um lugar especial na cultura dos povos do Hemisfério Sul. Visível a olho nu no Brasil, este aglomerado não é apenas um marco celestial, mas também um ponto de referência cultural enraizado nas tradições de diversas culturas indígenas. Sua presença no céu noturno foi fundamental para o desenvolvimento de calendários e para a previsão de eventos sazonais por esses povos, marcando sua importância tanto na ciência astronômica quanto na vida cotidiana das gerações passadas. Tribos indígenas, como os Guaranis e Tupinambás, observavam o nascer helíaco das Plêiades, que ocorre quando o aglomerado se torna visível no horizonte leste, pouco antes do nascer do sol, marcando o início de um novo ciclo anual (Matsuura, 2014). Para muitos desses povos, o primeiro aparecimento das Plêiades, por volta de 5 de junho, sinalizava o início do ano, período essencial para a organização das atividades agrícolas e rituais, conectando os ciclos celestes aos terrestres.

Este conhecimento astronômico, entrelaçado à vida cotidiana, ajudava a prever eventos importantes, como o começo e o fim das estações. A partir da observação das Plêiades e outras constelações associadas, como o Grande Quadrado de Pégaso, os povos originários conseguiam sincronizar suas práticas agrícolas com o movimento aparente das estrelas. Monumentos e alinhamentos rochosos como os de Monte Alto na Bahia (Matsuura, 2014), reforçam o papel das Plêiades na cosmovisão desses povos para a construção de sistemas de orientação temporal.

Diferentes povos e culturas em todo o mundo usaram os movimentos aparentes dos astros para elaborar calendários e guiar atividades essenciais, como a agricultura e a navegação. O surgimento de novas tecnologias na observação dos astros, tais como lunetas e telescópios, mostrou detalhes físicos, químicos e geográficos dos objetos celestes que revolucionou a nossa compreensão do Universo.

Com o surgimento da espectroscopia, uma nova era na astronomia começou. Essa técnica possibilitou a análise da luz das estrelas e galáxias, revelando a composição química, temperatura e até mesmo a velocidade com que se movem em relação a nós. A espectroscopia é uma ferramenta fundamental na investigação da luz e da matéria e tem sua origem em uma

série de descobertas ao longo dos séculos. Começando com Isaac Newton no século XVII, que observou a decomposição da luz branca em um espectro colorido ao passar por um prisma, seguido por William Hyde Wollaston no início do século XIX, que identificou linhas escuras no espectro solar ao investigar o índice de refração da luz. Mais tarde, Joseph Ritter von Fraunhofer, um habilidoso fabricante de instrumentos de vidro, aprimorou o estudo solar catalogando centenas de linhas escuras em seu espectro. Essas linhas são conhecidas atualmente como linhas de Fraunhofer e são utilizadas para calibrar instrumentos ópticos. Essas contribuições pioneiras estabeleceram as bases para a espectroscopia moderna e expandiram os horizontes da astronomia e da física ao longo dos anos.

Para compreender a formação das linhas espectrais, é necessário entender o comportamento dos elétrons em um átomo. A natureza atômica é teoricamente descrita de forma muito precisa com a mecânica quântica. Hoje, sabemos que os níveis de energia permitidos para um elétron em um átomo são quantizados, ou seja, eles podem assumir apenas valores discretos de energia. Quando um elétron transita de um nível de energia superior para um nível de energia inferior, a energia perdida pelo elétron é emitida na forma de um fóton. A energia do fóton emitido é dada pela diferença de energia entre estes níveis. Por outro lado, a absorção de um fóton por um elétron permite que este transite de um nível de energia inferior para um superior, incorporando a energia do fóton e elevando-se a um estado de energia mais elevado.

Estes fótons emitidos ou absorvidos possuem comprimentos de onda específicos, resultando em linhas espectrais distintas no espectro eletromagnético. Quando os átomos emitem fótons, observamos linhas de emissão no espectro, que correspondem às energias específicas dos fótons liberados durante as transições de energia dos elétrons. Por outro lado, quando os átomos absorvem fótons, observamos linhas de absorção no espectro, onde a intensidade da radiação é reduzida devido à absorção de fótons pelos elétrons.

A assinatura de uma linha espectral com um comprimento de onda específico, seja em emissão ou absorção, é uma evidência da presença de átomos de um dado elemento químico no material observado. Esse fenômeno é fundamental na identificação e análise da composição química de objetos astronômicos, como estrelas, nebulosas e galáxias.

1.1 Populações Estelares

A classificação das estrelas em População I e População II desempenha um papel relevante na compreensão da evolução estelar e da história de nossa Galáxia, a Via Láctea. Essa distinção tem suas origens na observação pioneira realizada pelo astrônomo Walter Baade. Ao estudar a galáxia de Andrômeda, Baade fez uma observação crucial: ele conseguiu distinguir duas populações distintas de estrelas. Nos braços espirais da galáxia, ele identificou estrelas azuis brilhantes, enquanto no núcleo da galáxia, observou estrelas vermelhas mais tênues.

Baade propôs denominar com o termo População I as estrelas azuis dos braços espirais e População II para as estrelas vermelhas do núcleo Galáctico. Essa nomenclatura ainda é utilizada atualmente e não se aplica apenas à galáxia de Andrômeda, mas à nossa própria Via Láctea e a todas as outras galáxias também. No entanto, além da distinção visual entre estrelas azuis e vermelhas, há diferenças significativas em suas características físicas e histórias evolutivas.

Embora a classificação em populações I e II seja útil, as propriedades galácticas variam em detalhes mais complexos. A Galáxia é composta por quatro principais componentes: o bojo, o disco fino, o disco espesso e o halo, cada um com características específicas que refletem diferentes etapas e processos de formação. A Figura 1.1 mostra uma concepção atual da estrutura da Galáxia. O bojo, localizado na região central, é uma estrutura esferoidal que concentra uma mistura de estrelas com idades e metalicidades variadas ($-1,5 < [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0,5$)ⁱ (Maciel, 2020). Esse componente reflete uma formação rápida e dinâmica, marcada por intensos episódios de fusão e formação estelar no início da história da Galáxia. O disco fino é uma região achatada e dinâmica do disco Galáctico, onde predominam estrelas jovens e ricas em metais, com baixa dispersão de velocidades e órbitas quase circulares em torno do centro Galáctico. Ele abriga regiões de formação estelar ativa, como as regiões HII, e apresenta um gradiente químico com metalicidades mais elevadas nas regiões internas. Já o disco espesso, também achatado, mas mais disperso em altura, contém estrelas mais antigas, com maior dispersão de velocidades e menor metalicidade em comparação ao disco fino. Por fim, o halo é uma estrutura aproximadamente esférica que circunda a Galáxia, composta principalmente por estrelas muito antigas e pobres em metais ($[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1,0$; Maciel 2020), distribuídas em órbitas altamente excêntricas e inclinadas.

A classificação de Baade foi ampliada para incluir cinco subcategorias, cada uma refletindo variações mais sutis: população I extrema, com objetos altamente enriquecidos em metais, como regiões HII; população I velha, que é menos enriquecida que a extrema, mas ainda rica em metais e inclui o Sol, por exemplo; população II intermediária, que possui idade e metalicidade intermediária, incluindo nebulosas planetárias tipo II; população II intermediária com metalicidade mais baixa e maior dispersão de velocidades; população II extrema que é pobre em metal, com alta dispersão de velocidades e órbitas excêntricas (exemplo: aglomerados globulares). Essa classificação ainda é utilizada, embora muitas vezes seja preciso um nível maior de detalhamento (Maciel, 2020).

ⁱ A metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ é uma medida logarítmica da abundância relativa de ferro em uma estrela, comparada à do Sol. É definida como:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log_{10} \left(\frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} \right)_{\text{estrela}} - \log_{10} \left(\frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}} \right)_{\odot},$$

em que N_{Fe} e N_{H} representam o número de átomos de ferro e hidrogênio, respectivamente. Um valor de $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ indica que a estrela possui a mesma proporção de ferro para hidrogênio que o Sol. Valores positivos indicam maior riqueza em ferro, enquanto valores negativos refletem menor abundância de ferro em relação ao Sol.

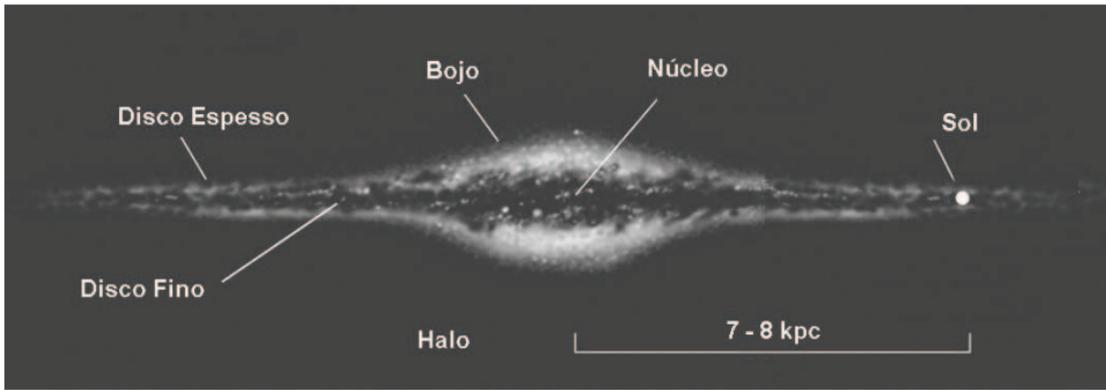


Figura 1.1: Representação atual da estrutura da Galáxia, destacando seus principais componentes: o disco fino, o disco espesso, o bojo e o halo. O Sol está localizado a uma distância entre 7 e 8 kpc do centro Galáctico. Figura reproduzida de (Maciel, 2020).

As populações estelares estão diretamente relacionadas aos principais componentes da Galáxia. No disco fino predomina a população I extrema e velha, com estrelas jovens e ricas em metais; o disco espesso contém a população II intermediária, com estrelas mais antigas e pobres em metais; o bojo abriga uma mistura de população I velha e II intermediária, com grande diversidade de idades e metalicidades; o halo possui exclusivamente população II extrema, formada pelas estrelas mais antigas e pobres em metais.

Os principais critérios para diferenciar as populações estelares são: a idade, a metalicidade $[Fe/H]$, a distribuição espacial e a cinemática. A Tabela 1.1 organiza as populações estelares da Galáxia nas cinco categorias distintas apresentadas (população I extrema, população I velha, população do disco, população II intermediária e população II extrema), baseando-se nesses critérios observacionais que refletem as características físicas e dinâmicas dessas populações. A idade das estrelas é um dos principais critérios de classificação, porque reflete o momento de sua formação em relação à história da Galáxia. Estrelas jovens, como aquelas associadas ao disco fino e aos braços espirais incluem exemplos como regiões HII e estrelas azuis de alta massa. Estrelas de idade intermediária são típicas do disco espesso e do bojo Galáctico. Já as estrelas antigas, que predominam no halo e em aglomerados globulares, têm idades superiores a 10 bilhões de anos, chegando a 13 bilhões de anos (Maciel, 2020), próximo à idade do Universo. Na Tabela 1.1 a idade típica (t) de cada população é avaliada em comparação à idade do Universo ($t_u \sim 14$ bilhões de anos).

	II extrema	II velha	Disco	Pop. I velha	I extrema
z (pc)	2000	500	300	100	60
σ_z (km/s)	75	25	17	10	8
v_r (km/s)	30	170	60	200	220
Z/Z_\odot	0.1	0.25	0.5	0.75	1.0
idade	velha ($\sim t_u$)	velha ($\sim t_u$)	interm. ($< t_u$)	jovem ($\ll t_u$)	muito jovem ($\ll t_u$)

Tabela 1.1: Características das populações estelares. Tabela reproduzida de Maciel (2020).

A metalicidade é outro critério de distinção entre as populações. Estrelas jovens e ricas em metais, classificadas como População I, formam-se em regiões de alta densidade onde o meio interestelar foi enriquecido por gerações anteriores de estrelas. No disco fino, por exemplo, é comum observar $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -0,6$. No disco espesso temos tipicamente $-1 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0,6$. Para o bojo temos $-1,5 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0,5$. E estrelas antigas e pobres em metais do halo, possuem $[\text{Fe}/\text{H}]$ geralmente inferior a $-1,0$ (Maciel, 2020). A Tabela 1.1 mostra a metalicidade média (Z) em comparação com a metalicidade solar ($Z_{\odot} \approx 0,014$) para as diferentes populações.

A distribuição espacial das estrelas também é um critério crucial. Estrelas do disco fino estão próximas ao plano Galáctico e seguem órbitas quase circulares, enquanto as estrelas do disco espesso apresentam maior dispersão vertical, alcançando alturas de até 1–2 kpc acima do plano. Estrelas do bojo concentram-se no centro Galáctico, formando uma estrutura esferoidal ou levemente achatada. Já as estrelas do halo estão espalhadas em grandes distâncias, criando uma estrutura aproximadamente esférica ao redor da Galáxia. A Tabela 1.1 mostra a escala de altura média (z), que mede a distância típica das estrelas em relação ao plano Galáctico, geralmente em parsecs (pc)ⁱⁱ. Estrelas de populações mais jovens, como as da população I extrema, tendem a estar próximas ao plano Galáctico, enquanto as de populações mais antigas, como a população II extrema, podem alcançar grandes alturas.

Além disso, o movimento das estrelas fornece informações sobre suas populações. No disco fino, as estrelas têm baixa dispersão de velocidades (σ_z)ⁱⁱⁱ, com movimentos regulares em torno do centro Galáctico, enquanto no disco espesso, a dispersão é maior, e as órbitas são mais inclinadas. As estrelas do halo apresentam as maiores dispersões de velocidade e órbitas altamente excêntricas, refletindo os processos dinâmicos que marcaram a formação da Galáxia, como fusões de galáxias menores e interações gravitacionais. Assim, estrelas de populações mais antigas apresentam maior dispersão, refletindo órbitas mais aleatórias e inclinadas (ver Tabela 1.1)

1.2 Aglomerados Estelares

Um aglomerado estelar é um grupo de estrelas que se formaram juntas a partir da mesma nuvem de gás e poeira, estando ligadas por um campo gravitacional em comum. Desde as definições clássicas, como a de Trumpler (1930), que descreve aglomerados como grupos com pelo menos 12 estrelas (um número suficiente para distinguir de sistemas estelares múltiplos menores, que frequentemente possuem apenas algumas estrelas ligadas gravitacionalmente), até estudos mais recentes, as características principais desses sistemas têm sido amplamente

ⁱⁱ Um parsec é definido como a distância de um objeto que apresenta uma paralaxe heliocêntrica de 1".

ⁱⁱⁱ A dispersão de velocidades (σ_z) avalia a variabilidade das velocidades das estrelas na direção perpendicular ao plano Galáctico, expressa em km/s.

debatidas. Por exemplo, [Lada and Lada \(2003\)](#) propuseram que um aglomerado precisa ter densidade de massa suficiente, $\gtrsim 1M_{\odot}pc^{-3}$, para resistir às forças externas que tentam dispersá-lo, e durar por pelo menos 100 milhões de anos. [Portegies Zwart et al. \(2010\)](#) os definem como conjuntos de estrelas gravitacionalmente ligadas entre si. Já [McKee et al. \(2015\)](#) sugerem que um aglomerado pode ser definido como uma concentração de estrelas cuja densidade de massa excede significativamente a densidade média Galáctica local, que é de aproximadamente $0,1 M_{\odot}pc^{-3}$ na vizinhança solar.

No entanto, essas definições podem ser restritivas, especialmente para aglomerados jovens ou com estruturas mais complexas. Uma definição ampla e prática, permitindo o estudo de aglomerados em diferentes fases de sua evolução, propõe que aglomerado estelar é um grupo de pelo menos 12 estrelas com densidade média significativamente maior do que a densidade local de estrelas e matéria escura ([Krumholz et al., 2019](#)). Essas estrelas estão fisicamente associadas durante sua formação, mas não há exigências de tempo mínimo de vida ou densidade em relação à nuvem da qual se formaram. Essa abordagem reconhece a diversidade de aglomerados e a transição gradual que ocorre desde a sua formação até sua possível dispersão.

Os aglomerados estelares podem ser classificados em diferentes tipos com base em suas propriedades físicas, idades e estruturas gravitacionais. Os aglomerados abertos são grupos de estrelas gravitacionalmente ligados, geralmente jovens, com idades inferiores a 6 bilhões de anos e massas menores que $5.000 M_{\odot}$ ([Kharchenko, N. V. et al., 2013](#)). Exemplos famosos incluem as Plêiades, como apresentado na Figura 1.2, e as Híades. Esses aglomerados tendem a se dispersar ao longo do tempo devido à interação com o campo gravitacional da Galáxia. Já os aglomerados globulares são muito mais massivos, com massas superiores a $100.000 M_{\odot}$, e antigos, com idades geralmente superiores a 6 bilhões de anos ([Kharchenko, N. V. et al., 2013](#)). Eles formam sistemas esféricos densos de estrelas, frequentemente orbitando o halo galáctico, e podem apresentar múltiplas populações estelares e peculiaridades químicas que os diferenciam dos aglomerados abertos. A Figura 1.3 apresenta como exemplo o aglomerado globular de Ômega Centauri. Os aglomerados abertos por serem mais jovens e formados em regiões do disco fino da Galáxia, apresentam metalicidades superiores às dos aglomerados globulares que pertencem ao disco espesso da Via Láctea, que possuem $[Fe/H] > -0,8$ ([Zinn, 1985](#)).

Outro tipo de agrupamento estelar são as associações, que são grupos de estrelas jovens que ainda não estão gravitacionalmente ligados, ou seja, são instáveis e se dispersam rapidamente. Essas associações estão geralmente associadas à formação estelar recente em regiões ricas em gás e poeira. Também existem os aglomerados jovens massivos (YMCs, em inglês, *young massive clusters*), que são subconjuntos de aglomerados abertos com massas superiores a $10.000 M_{\odot}$ e idades inferiores a 100.000 milhões de anos ([Krumholz et al., 2019](#)). Eles são encontrados em regiões de intensa formação estelar e, em alguns casos, podem evoluir para aglomerados globulares.



Figura 1.2: Figura do aglomerado aberto das Plêiades. Nesta figura nota-se o formato irregular e a quantidade menor de membros estelares (em torno de centenas de estrelas), características típicas dos aglomerados abertos. Figura obtida por Davide De Martin & the ESA/ESO/NASA *Photoshop FITS Liberator*.

1.3 Evolução de estrelas de baixa massa

Um dos objetivos desta Tese é buscar assinaturas (ou a ausência delas) de difusão atômica em estrelas de baixa massa. A difusão atômica é um processo físico que ocorre de forma mais significativa em estrelas com zonas radiativas extensas (Dotter 2016). Isso ocorre quando as estrelas estão no estágio evolutivo do *turnoff*, ou seja, quando elas estão saindo da sequência principal (SP). Para uma maior contextualização, apresentamos a seguir uma breve descrição da evolução de estrelas de baixa massa (menos de $2 M_{\odot}$). Essa descrição utiliza os livros de Pols (2011) e Kippenhahn et al. (2012) como referência.

1.3.1 Nasce uma estrela: a fase ZAMS

As estrelas são originadas em Nuvens Moleculares Gigantes (NMG) compostas de gás (principalmente hidrogênio molecular; H_2) e poeira (Hartmann, 2009). Essas nuvens possuem núcleos densos que eventualmente podem colapsar sob a ação da gravidade, desencadeando o processo inicial de formação estelar. À medida que um núcleo denso colapsa, um objeto central é formado, uma protoestrela, que passa por diversas fases de contração e aquecimento. No interior da protoestrela, o núcleo acreta matéria das camadas externas, aumentando sua densidade e temperatura. Uma estrela estável surge quando seu núcleo atinge a temperatura suficiente (em torno de 10^7 K) para iniciar as reações termonucleares de fusão de hidrogênio (H) em hélio (He), alcançando o estágio de sequência principal de idade zero (ZAMS, do inglês



Figura 1.3: Figura do aglomerado globular Ômega Centauri. Esta imagem inclui cerca de 300.000 estrelas, nela vemos o formato esférico e um número superior de membros estelares em relação ao aglomerados abertos. Crédito: ESO/INAF-VST/OmegaCAM.

zero-age main sequence). Este ponto na evolução estelar marca a transição entre a formação e a fase em que estrelas jovens, recém-formadas, estão em equilíbrio hidrostático e térmico.

No estágio de ZAMS, a estrela deve se posicionar num ponto específico do diagrama de Hertzsprung-Russell (diagrama H-R) em que a massa é um fator determinante. A Figura 1.4 mostra a localização da sequência principal de idade zero no diagrama de H-R para modelos estelares com $X = 0,7$, $Z = 0,02$ (linha azul sólida) e com $X = 0,757$, $Z = 0,001$ (linha vermelha tracejada). Símbolos com formato de mais (+) indicam modelos para massas específicas (em unidades de M_{\odot}). As estrelas devem se distribuir ao longo de uma linha que se estende do canto superior esquerdo (com estrelas de alta massa, quentes e luminosas) ao canto inferior direito (com estrelas de baixa massa, frias e pouco luminosas). Assim, os modelos mostram um aumento de temperatura efetiva estelar com o aumento da massa e luminosidade, com uma inclinação que não é constante, refletindo mudanças estruturais complexas à medida que a massa aumenta. Vemos na Figura 1.4 que a composição química da estrela afeta sua localização na sequência principal.

1.3.2 Evolução Durante a Queima de Hidrogênio no Núcleo

A Figura 1.5 ilustra a localização da sequência principal de idade zero no diagrama H-R e as trajetórias evolutivas de estrelas de diferentes massas com composição de População I (X

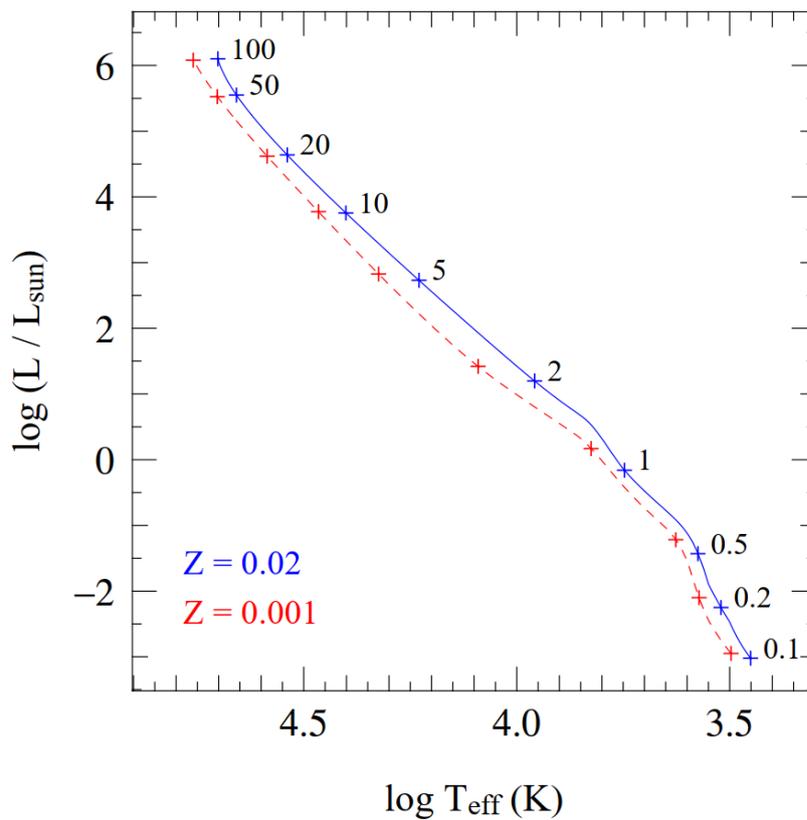


Figura 1.4: Diagrama temperatura efetiva em função da luminosidade em relação ao Sol. Figura reproduzida de Pols (2011).

= 0,7, $Z = 0,02$) durante a fase de queima de hidrogênio no núcleo. As trajetórias evolutivas das estrelas mostram como elas evoluem a partir da ZAMS à medida que queimam hidrogênio em seus núcleos. Essas trajetórias indicam que, ao longo do tempo, as estrelas aumentam em luminosidade e raio devido às mudanças internas em suas estruturas e composição. Estrelas de baixa massa, com massa $M < 1 M_{\odot}$, tendem a evoluir para temperaturas efetivas mais altas com um aumento modesto no raio. Como apresentado na Figura 1.5, a luminosidade dessas estrelas aumenta gradualmente, movendo-se ligeiramente para cima e para a esquerda no diagrama H-R, permanecendo relativamente próximas da ZAMS.

Por outro lado, estrelas de maior massa evoluem para temperaturas efetivas menores com um aumento significativo do raio. A luminosidade dessas estrelas aumenta substancialmente à medida que elas consomem mais hidrogênio. Elas se movem para cima e para a direita no diagrama H-R, afastando-se consideravelmente da ZAMS (Figura 1.5). Este comportamento é confirmado pela comparação das trajetórias evolutivas com estrelas observadas cujos parâmetros foram precisamente determinados, como visto na Figura 1.5. As trajetórias evolutivas refletem as mudanças internas nas estrelas, incluindo a diminuição do hidrogênio no núcleo, a queima de hidrogênio e hélio em camadas externas ao núcleo (*H-burning* e *He-burning*) e o aumento de elementos mais pesados devido à fusão nuclear. Esses processos afetam a pressão,

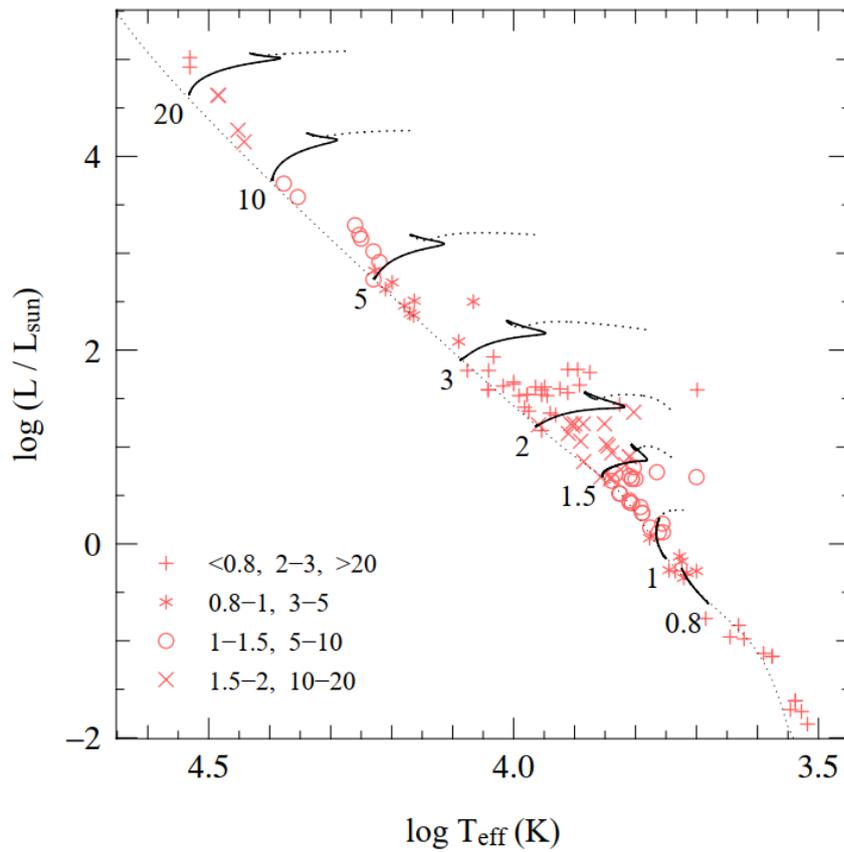


Figura 1.5: Trajetórias evolutivas no diagrama H-R durante a queima de hidrogênio no núcleo para diferentes massas (indicadas em M_{\odot}) com composição $X = 0,7$ e $Z = 0,02$. A linha pontilhada mais fina representa a ZAMS. Os símbolos indicam estrelas binárias observadas com massa, luminosidade e raio determinados com precisão. A legenda no canto inferior esquerdo mostra o intervalo de massa representado por cada símbolo. A linha pontilhada de cada trilha mostra a continuação da evolução das estrelas quando esgota o hidrogênio no núcleo. Figura reproduzida de Pols (2011).

temperatura e luminosidade da estrela, resultando nas trajetórias observadas no diagrama H-R.

Equações Fundamentais da Estrutura Estelar

Durante a fusão de hidrogênio no núcleo, as estrelas permanecem em equilíbrio hidrostático e térmico. Este estado de estabilidade é governado por quatro equações fundamentais de estrutura estelar, que são independentes do tempo. A primeira dessas equações é a equação da continuidade da massa, que descreve como a massa de uma estrela é distribuída internamente. Esta equação estabelece a relação entre a variação de massa e a variação de raio dentro da estrela, assegurando que a massa total seja contabilizada em cada camada esférica, onde:

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (1.1)$$

- m é a massa contida dentro de um raio r .
- r é o raio da camada esférica.

- ρ é a densidade da camada esférica.

A segunda é a equação do equilíbrio hidrostático, que assegura que a pressão em qualquer camada da estrela equilibre a força gravitacional atuando sobre esta. Este equilíbrio mantém a estrutura da estrela estável, prevenindo o colapso ou a expansão descontrolada. A expressão é dada por:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\rho}{r^2}, \text{ onde :} \quad (1.2)$$

- P é a pressão.
- G é a constante gravitacional.
- $m(r)$ é a massa contida dentro do raio r .
- ρ é a densidade.
- r é o raio da camada esférica.

A terceira é a equação de transporte de energia. Ela descreve como a energia gerada no núcleo é transportada para a superfície da estrela. A energia pode ser transportada por radiação, convecção ou condução.

Para transporte radiativo:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho L}{16\pi acT^3r^2}. \quad (1.3)$$

- T é a temperatura.
- κ é a opacidade.
- ρ é a densidade.
- L é a luminosidade.
- a é a constante de radiação.
- c é a velocidade da luz.
- r é o raio da camada esférica.

A quarta é a equação de conservação de energia, que descreve a produção de energia no interior estelar devido a reações nucleares e como essa energia é distribuída na estrela. Esta equação descreve que a energia gerada por reações termonucleares no núcleo seja igual à quantidade de energia irradiada na superfície, onde:

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon . \quad (1.4)$$

- L é a luminosidade.
- r é o raio da camada esférica.
- ρ é a densidade.
- ε é a taxa de geração de energia por unidade de massa devido a reações nucleares.

Essas equações combinadas descrevem a estrutura e o comportamento das estrelas ao longo de sua evolução. À medida que o hidrogênio no núcleo é consumido e convertido em hélio, a composição interna da estrela muda, alterando a pressão, temperatura e densidade interna. Essas mudanças internas causam a evolução da estrela no diagrama H-R, movendo-a ao longo da sequência principal e para fases posteriores de sua evolução.

Efeitos das reações nucleares

As reações nucleares em estrelas da sequência principal afetam de duas maneiras significativas a estrutura estelar: elas convertem hidrogênio em hélio e a taxa de geração de energia nuclear é altamente sensível às variações de temperatura. A conversão de hidrogênio em hélio aumenta o peso molecular médio (μ) no núcleo da estrela. Inicialmente, a estrela possui uma mistura de hidrogênio e hélio, mas ao final da fusão de hidrogênio, o núcleo é composto quase inteiramente de hélio, resultando em um aumento significativo no peso molecular, que pode ser mais do que dobrar. Isso contribui para o aumento da luminosidade da estrela, o que pode ser entendido pela relação de homologia $L \propto \mu^4 M^3$. A dependência em μ^4 descreve bem o aumento da luminosidade durante a sequência principal (se μ for considerado como o valor médio para a estrela inteira).

A sensibilidade da taxa de geração de energia nuclear à temperatura é outro fator crítico. As reações nucleares atuam como um termostato nos núcleos das estrelas, mantendo a temperatura central quase constante. A taxa de geração de energia da cadeia próton-próton (cadeia pp; ε_{pp}) é proporcional a T^4 , enquanto a do ciclo CNO (ε_{CNO}) é proporcional a T^{18} . Isso significa que o ciclo CNO é um termostato mais eficiente que a cadeia pp, uma vez que controla a temperatura com maior sensibilidade e evita grandes flutuações. Se a temperatura no núcleo de uma estrela aumenta ligeiramente, no ciclo CNO a geração de energia é ajustada rapidamente para evitar que a temperatura continue aumentando. Durante a queima de hidrogênio no núcleo, a diminuição na abundância de hidrogênio e o aumento da luminosidade exigem um leve aumento na temperatura central (T_c) para sustentar a produção de energia (embora este aumento seja muito sutil).

Além disso, a lei dos gases ideais implica que, com o aumento de μ enquanto T_c per-

manece aproximadamente constante, a relação $P_c/\rho_c \propto T_c/\mu$ deve diminuir. Isso significa que, ou a densidade central (ρ_c) deve aumentar ou a pressão central (P_c) deve diminuir. Se a pressão central diminui, as camadas ao redor do núcleo devem se expandir. Esses efeitos combinados podem alterar a estrutura interna da estrela e influenciam sua evolução. A conversão de hidrogênio em hélio e a regulação da temperatura central através das reações nucleares garantem que a estrela permaneça em equilíbrio hidrostático e térmico durante a sequência principal.

1.3.3 O tempo de vida na Sequência Principal

O tempo que uma estrela passa na sequência principal, representado pela escala de tempo τ_{MS} , é equivalente ao tempo que ela leva para consumir 95% do hidrogênio inicial presente em seu núcleo. A escala de tempo nuclear é determinada a partir da taxa de geração de energia nuclear e pela quantidade total de material nuclear disponível.

A fonte de energia da fusão nuclear vem da conversão de uma pequena fração da massa de repouso dos núcleos de hidrogênio reagentes em energia. Para a fusão do hidrogênio, esta fração (ϕ) é aproximadamente 0,007, o que significa que cerca de 0,7% da massa do hidrogênio é convertida em energia. Essa fração é ainda menor, por um fator de 10 ou mais, para elementos mais pesados.

Podemos expressar a energia total disponível para a fusão nuclear como:

$$E_{\text{nuc}} = \phi M_{\text{nuc}} c^2 = \phi f_{\text{nuc}} M c^2, \quad (1.5)$$

onde M_{nuc} é a massa disponível para fusão nuclear e f_{nuc} é a fração da massa da estrela que pode servir para a reação nuclear.

Em equilíbrio térmico, a luminosidade (L) da estrela é igual à taxa de energia nuclear liberada:

$$L = L_{\text{nuc}} = \frac{dE_{\text{nuc}}}{dt}. \quad (1.6)$$

Integrando essa relação, podemos estimar a escala de tempo nuclear:

$$\tau_{\text{nuc}} = \frac{E_{\text{nuc}}}{L} = \frac{\phi f_{\text{nuc}} M c^2}{L}. \quad (1.7)$$

Para uma estrela como o Sol, com 70% de sua massa inicial em hidrogênio e a fusão ocorrendo nos 10% de sua massa localizados no núcleo, esta equação pode ser simplificada para:

$$\tau_{\text{MS}} \approx 10^{10} \frac{M/M_{\odot}}{L/L_{\odot}} \text{anos.} \quad (1.8)$$

Essa estimativa fornece uma idade aproximada de 10^{10} anos para o Sol. Esta relação mostra que a escala de tempo na SP é proporcional à massa da estrela dividida pela sua luminosidade. Estrelas mais massivas têm luminosidades muito maiores e, portanto, consomem seu suprimento de hidrogênio mais rapidamente, resultando em uma escala de tempo na sequência principal mais curta. Já para estrelas mais frias, anãs M, a escala de tempo pode chegar a ordem de trilhões de anos.

Outra maneira de abordar a escala de tempo da SP é através da análise da variação da abundância de hidrogênio (X) no núcleo da estrela. A taxa de variação de X está diretamente relacionada à taxa de geração de energia nuclear (ϵ_{nuc}) e à energia liberada por unidade de massa na reação de fusão do hidrogênio (q_H):

$$\frac{dX}{dt} = -\frac{\epsilon_{\text{nuc}}}{q_H}. \quad (1.9)$$

Integrando esta equação ao longo de todas as camadas de massa da estrela, obtemos:

$$\frac{dM_H}{dt} = -\frac{L}{q_H}, \quad (1.10)$$

onde M_H é a massa total de hidrogênio na estrela, e L é a luminosidade. Integrando esta relação ao longo do tempo de vida na SP, obtemos a quantidade total de hidrogênio consumido:

$$\Delta M_H = \frac{1}{q_H} \int_0^{\tau_{\text{MS}}} L dt = \frac{\langle L \rangle \tau_{\text{MS}}}{q_H}, \quad (1.11)$$

sendo $\langle L \rangle$ a luminosidade média durante a SP.

Podemos então relacionar a massa total de hidrogênio consumido (ΔM_H) à fração de hidrogênio consumido (f_{nuc}), que é a fração inicial de massa de hidrogênio (X_0) multiplicada por q_c . Ela representa a fração efetiva de massa do núcleo que participa da fusão nuclear e é dada por:

$$\tau_{\text{MS}} = \frac{X_0 q_H q_c M}{\langle L \rangle}. \quad (1.12)$$

Esta equação fornece uma estimativa da escala de tempo da SP em termos dos parâmetros fundamentais da estrela. O tempo total que uma estrela fica na sequência principal depende

de vários fatores além da massa e composição química. A convecção e a mistura de material introduzem incertezas significativas na determinação precisa da escala de tempo na SP e na evolução subsequente.

Relação Massa-Luminosidade

A luminosidade das estrelas na sequência principal aumenta significativamente com a massa. Se assumirmos uma relação massa-luminosidade do tipo $\langle L \rangle \propto M^\eta$, onde η depende da faixa de massa, podemos simplificar a relação para o tempo de vida na sequência principal (Eq. 1.12), de modo que $\tau_{MS} \propto M^{1-\eta}$. Para estrelas na SP, a relação entre luminosidade e massa é aproximadamente $\langle L \rangle \propto M^{3,8}$, com $\eta \approx 3,8$ em média. Isso significa que estrelas mais massivas são muito mais luminosas. Podemos usar essa relação para entender como τ_{MS} varia com a massa.

A escala de tempo nuclear (Eq. 1.12) para a queima de hidrogênio pode ser expressa como:

$$\tau_{MS} \propto \frac{M}{\langle L \rangle}. \quad (1.13)$$

Substituindo a relação $\langle L \rangle \propto M^{3,8}$ na equação acima, obtemos:

$$\tau_{MS} \propto \frac{M}{M^{3,8}} = M^{1-3,8} = M^{-2,8}. \quad (1.14)$$

Isso mostra que a escala de tempo na sequência principal diminui fortemente com o aumento da massa. Estrelas mais massivas têm vidas significativamente mais curtas na SP em comparação com estrelas de menor massa. Isso ocorre porque estrelas mais massivas esgotam seu suprimento nuclear a uma taxa muito mais alta devido à sua maior luminosidade.

Estimativa da Idade de Aglomerados Estelares

Conforme discutido anteriormente, os aglomerados estelares são grupos de estrelas que se formaram aproximadamente ao mesmo tempo, o que significa que podemos assumir, sem perda de generalidade, que todas as estrelas compartilham de uma mesma idade, denotada por τ_{cl} . As estrelas mais massivas do aglomerado, com massas acima de um certo limite M_{TO} (massa da estrela na fase de *turnoff*, quando a estrela já consumiu todo o hidrogênio no núcleo após a fase de SP), têm tempos de vida na sequência principal (τ_{MS}) menores que a idade do aglomerado ($\tau_{MS} < \tau_{cl}$). Portanto, essas estrelas já evoluíram para fases posteriores à sequência principal.

Estrelas com massas menores que M_{TO} permanecem na sequência principal. O ponto

em que as estrelas começam a se desviar da sequência principal em um diagrama H-R de um aglomerado corresponde à massa de desvio M_{TO} . Conhecendo a massa de desvio M_{TO} a partir do diagrama H-R, podemos determinar a idade do aglomerado usando a relação $\tau_{MS}(M_{TO}) = \tau_{cl}$. Esta relação permite estimar a idade de um aglomerado estelar com base na análise da massa e da evolução das estrelas presentes no aglomerado.

1.3.4 Evolução Pós-Sequência Principal Através da Queima de Hélio

Posteriormente a sequência principal, em que temos a fusão de hidrogênio no núcleo, a estrela inicia uma nova etapa de sua evolução. Nesse estágio, o núcleo da estrela está esgotado de hidrogênio (apenas 5% do seu valor inicial), enquanto o envelope ao redor ainda contém hidrogênio abundante. O comportamento da estrela após a sequência principal depende significativamente de sua massa e metalicidade em segunda ordem.

Estrelas de baixa massa, entre $0,8$ e $2 M_{\odot}$, desenvolvem um núcleo de hélio degenerado. Nesse estado, o núcleo é tão denso que a pressão é dominada pela degeneração de elétrons em vez da pressão térmica. Essas estrelas entram em uma fase conhecida como ramo gigante vermelho, durante a qual se expandem e brilham intensamente por um longo período. A queima de hélio no núcleo ocorre num estágio avançado de maneira explosiva, um evento conhecido como *flash* de hélio, devido à instabilidade causada pela degeneração de elétrons.

Limite de Schönberg-Chandrasekhar

Ao longo da sequência principal, as estrelas mantêm um equilíbrio térmico e hidrostático, em que a energia nuclear gerada no núcleo garante a estabilidade da estrela. Ao fim da sequência principal, um núcleo de inerte hélio se forma, cessando a produção de energia nuclear (uma vez que não haja energia suficiente para fundir He). Em volta deste núcleo temos uma casca de queima de hidrogênio e um envelope rico em hidrogênio. Para que este núcleo permaneça estável e isotérmico, o fluxo de energia líquida deve ser zero, $l(m) = \int_0^m \epsilon_{nuc} dm = 0$, implicando que o núcleo deve ser isotérmico ($dT/dr \propto l = 0$) para manter o equilíbrio térmico. No entanto, estrelas completamente isotérmicas feitas de gás ideal são fisicamente impossíveis, pois necessitariam de um gradiente de densidade muito grande para equilibrar a gravidade. O gradiente de pressão necessário para sustentar a estrela contra sua própria gravidade é produzido apenas pelo gradiente de densidade, $dP/dr = (RT/\mu)d\rho/dr$ sem a contribuição de um gradiente de temperatura.

Uma configuração estável é possível se o núcleo da estrela for isotérmico e sua massa for uma pequena fração da massa total da estrela. Acima deste limite, a pressão no núcleo não conseguirá sustentar o peso do envelope externo. Denominamos este limite como limite de Schönberg-Chandrasekhar. A fração máxima de massa do núcleo ($q_c = M_c/M$) é dada por:

$$q_{SC} \approx \frac{\mu_{env}}{0.37\mu_c}, \quad (1.15)$$

em que μ_c e μ_{env} são o peso molecular médio no núcleo e no envelope, respectivamente. Um valor típico para q_{SC} é aproximadamente 0,10, apropriado para um núcleo de hélio com $\mu_c = 1,3$ e um envelope rico em hidrogênio.

Estrelas com massa do núcleo de hélio abaixo do limite podem permanecer em equilíbrio térmico e hidrostático durante a queima da casca de hidrogênio (*H-burning*). Quando a massa do núcleo excede o limite de Schönberg-Chandrasekhar, o núcleo de hélio começa a se contrair, e a temperatura aumenta, gerando um gradiente de temperatura. Isso adiciona à pressão necessária para equilibrar a gravidade, mas também causa um fluxo de calor para fora, mantendo a estrela em contração contínua até que novas reações nucleares comecem.

Em estrelas de baixa massa, o núcleo de hélio pode se tornar suficientemente denso e frio para que a pressão de degeneração dos elétrons se torne significativa. A degeneração dos elétrons é um fenômeno típico em ambientes extremamente densos, onde a pressão resultante da organização quântica dos elétrons pode sustentar materiais contra o colapso gravitacional. Essa pressão é independente da temperatura, permitindo que o núcleo suporte o envelope mesmo se a massa do núcleo for relativamente alta, desde que não exceda a massa de Chandrasekhar. Em núcleos degenerados, a condução eletrônica eficiente mantém o núcleo quase isotérmico, evitando problemas de equilíbrio térmico e hidrostático.

Consequências da Expansão e Contração do Núcleo Estelar

Em estrelas que queimam hidrogênio ou hélio em uma casca ao redor do núcleo, essa camada funciona como um divisor entre o núcleo e o envelope externo. As mudanças no núcleo provocam reações na casca de queima, que por sua vez influenciam o envelope externo. Quando o núcleo de uma estrela se contrai, a densidade do núcleo aumenta, levando a um aumento da temperatura e da pressão no seu interior. Essa contração, no entanto, diminui a pressão na casca de queima. Para manter o equilíbrio térmico, a casca de queima precisa permanecer a uma temperatura constante. Como a temperatura é determinada pela pressão e pela densidade, a diminuição da pressão na casca de queima impulsiona sua expansão, a fim de manter a temperatura constante.

A expansão da casca de queima leva a uma diminuição da pressão no envelope externo da estrela. O envelope, por sua vez, reage expandindo-se para se ajustar à nova pressão. Em contraste com a contração do núcleo, quando o núcleo se expande, sua densidade diminui, levando a uma queda na temperatura e na pressão no seu interior. Essa expansão, por outro lado, aumenta a pressão na casca de queima. Para evitar que essa pressão elevada cause um aumento excessivo na temperatura, a casca de queima se contrai. Essa contração permite que

a temperatura permaneça constante, assegurando que as reações de fusão nuclear continuem ocorrendo de forma estável, em equilíbrio térmico. Essa contração da casca de queima leva a um aumento da pressão no envelope externo da estrela. O envelope, por sua vez, reage contraindo-se para se ajustar à nova pressão. Portanto, existe uma relação inversa entre as mudanças no volume do núcleo de uma estrela e seu envelope externo. O processo de queima em casca ao redor do núcleo é o fator crucial para expansão do raio das estrelas quando elas entram na fase de gigante vermelha.

Na Figura 1.6, temos no painel superior um diagrama de Kippenhahn mostrando a estrutura interna como uma função da coordenada de massa m (eixo da ordenada), em termos de camadas convectivas, semi-convectivas e de reação termonuclear ao longo da evolução após a SP, com a idade correspondente no eixo da abscissa. As áreas cinza indicam regiões convectivas, enquanto as áreas cinza claro correspondem a regiões semi-convectivas. As regiões hachuradas em vermelho representam zonas de geração de energia nuclear, onde os tons de vermelho (escuro e claro) indicam diferentes intensidades dessa geração de energia, $\epsilon_{\text{nuc}} > 5L/M$ aparece em vermelho escuro e $\epsilon_{\text{nuc}} > L/M$ em vermelho claro. E no painel inferior temos um diagrama H-R mostrando a trajetória evolutiva pós-SP. Ambos os painéis são para uma estrela do tipo solar, $M = 1 M_{\odot}$ e $Z = 0,02$. No ponto B, em cerca de 9 bilhões de anos, a fração de massa de hidrogênio no centro da estrela é muito baixa, quase esgotada ($X_C = 10^{-3}$), isso porque quase todo o hidrogênio foi convertido em hélio devido à fusão nuclear. Quando o hidrogênio no núcleo se esgota, a fusão nuclear move-se para uma casca ao redor do núcleo de hélio isotérmico. Entre os pontos B e C, o núcleo de hélio continua aumentando sua massa e se contraindo, tornando-o mais denso e com raio menor. Ao chegar no ponto C, o núcleo torna-se tão denso que a pressão de degenerescência dos elétrons passa a ser a principal força contra a gravidade. Com um núcleo de hélio degenerado, o envelope externo se esfria após sua expansão e torna-se convectivo. A estrela mantém o equilíbrio térmico durante a fase B-C. Este estágio evolutivo corresponde ao ramo das subgigantes no diagrama H-R.

O Ramo das Gigantes Vermelhas

Nas estrelas de baixa massa ($\leq 2M_{\odot}$) a degenerescência de elétrons no núcleo gera um grande contraste de densidade. O núcleo é compacto e consideravelmente mais denso comparado ao envelope estelar externo. Durante a fase de queima de hidrogênio na casca, o envelope expande significativamente, de modo que é extenso e com densidade muito mais baixa, exercendo pouco peso sobre o núcleo compacto. Essa característica em comum das estrelas de baixa massa torna as suas evoluções bem similares durante o ramo das gigantes vermelhas (RGB, do inglês, *red giant brach*).

Devido à expansão do envelope, a pressão em sua base é significativamente menor do que na borda do núcleo e na casca de fusão de hidrogênio que os separa. Por causa da degenerescência, a pressão no núcleo não depende da temperatura, mas apenas da sua massa. Como

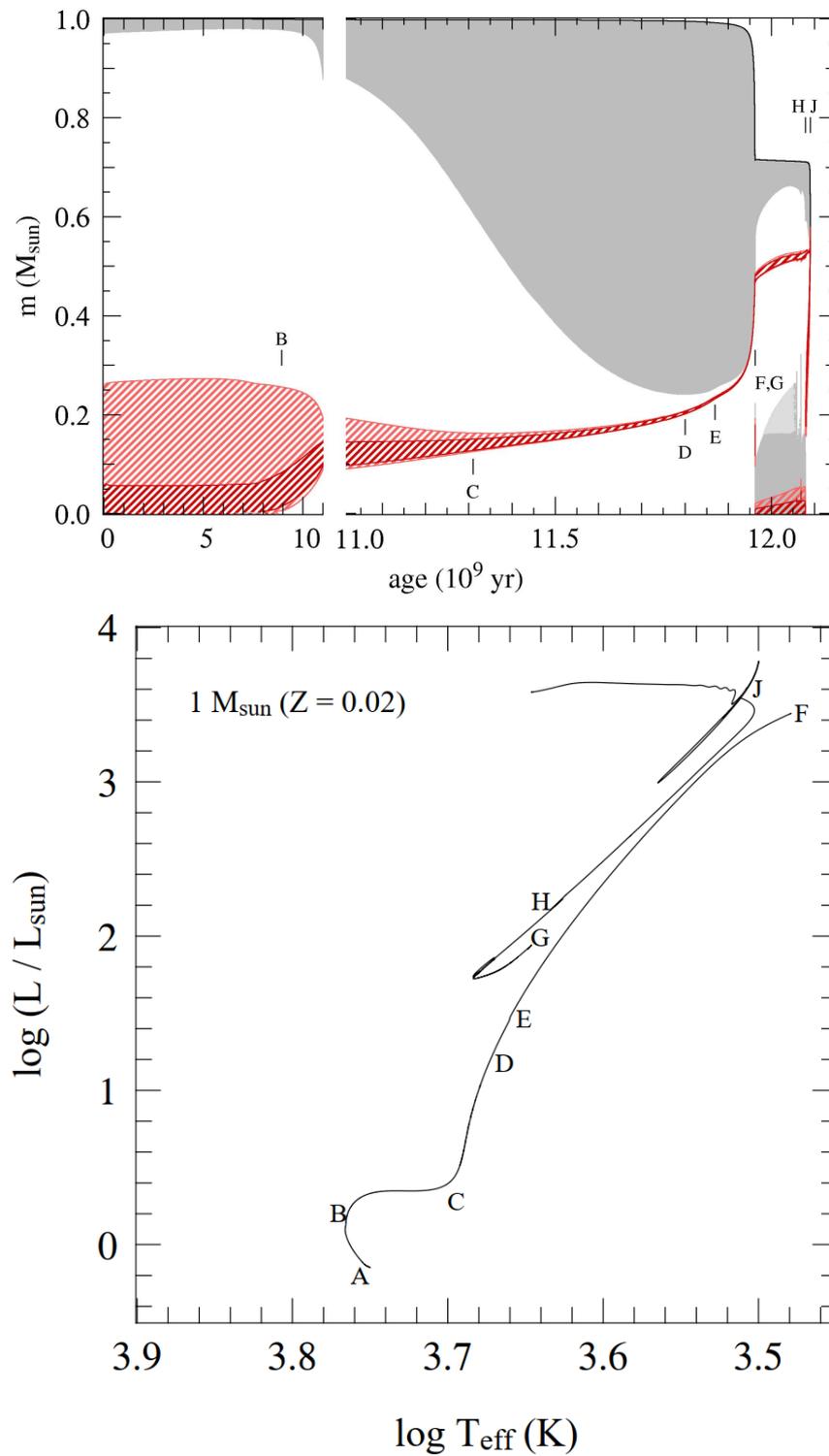


Figura 1.6: Diagrama de Kippenhahn (painel superior) e Diagrama HR (painel inferior) mostrando as diferentes fases que uma estrela de $1 M_{\odot}$ e $Z=0,02$ passa após a SP até atingir o ramo das gigantes vermelhas (RGB). Figura reproduzida de Pols (2011).

a estrutura do núcleo degenerado não depende da temperatura, a estrutura global da gigante vermelha de baixa massa é substancialmente determinada pela massa do núcleo de hélio.

Existe uma relação entre a massa do núcleo de hélio e a luminosidade de uma gigante vermelha que decorre da queima de hidrogênio na casca ao redor do núcleo. Esta queima gera um fluxo contínuo de energia que sustenta a luminosidade da estrela. Para núcleos com massa menor que aproximadamente $0,5 M_{\odot}$, essa relação é bem representada por uma lei de potência, em que a luminosidade da estrela é proporcional a uma potência da massa do núcleo.

Enquanto a massa do núcleo de hélio aumenta devido a fusão de hidrogênio na casca, o núcleo se contrai devido ao aumento da gravidade. Esta contração eleva a temperatura e a pressão no núcleo. Ao mesmo tempo, o envelope externo da estrela se expande, aumentando o raio e a luminosidade da estrela. Com a luminosidade aumentando, a taxa de queima de hidrogênio na casca também deve aumentar para fornecer energia suficiente. Isto acelera o crescimento da massa do núcleo de hélio, tornando a evolução da estrela ao longo do RGB mais rápida. O contraste de densidade entre o núcleo e o envelope aumenta significativamente. A massa contida na casca de queima diminui para cerca de $0,001 M_{\odot}$ à medida que a estrela se aproxima do final do RGB.

Apesar da pequena massa, a taxa de geração de energia por unidade de massa na casca aumenta significativamente devido à alta demanda energética. A maior taxa de geração de energia eleva a temperatura na casca de queima de hidrogênio. Quando a estrela atinge a ponta do RGB, a luminosidade é cerca de 2000 vezes a do Sol, e a massa do núcleo de hélio atinge aproximadamente $0,45 M_{\odot}$. A temperatura no núcleo degenerado atinge cerca de 10^8 K, suficiente para iniciar a fusão do hélio em carbono. No entanto, devido à degenerescência do núcleo, este processo é instável, levando a um processo termonuclear chamado “flash de hélio”, correspondente ao ponto F da Figura 1.6.

1.4 Fases Finais da Evolução Estelar: AGB, Pós-AGB e Anãs Brancas

Após a fase de queima de hélio no núcleo (entre os pontos G e H na Figura 1.6), forma-se um núcleo central composto de carbono e oxigênio. Nas estrelas de baixa massa e massa intermediária, até cerca de $8 M_{\odot}$ (Kippenhahn et al., 2012), este núcleo de C-O torna-se degenerado e a estrela evolui ao longo do ramo das gigantes assintóticas (AGB, do inglês, *asymptotic giant branch*).

No ramo gigante assintótico, a principal fonte de energia é a queima de hidrogênio em uma casca mais distante do núcleo, embora a fusão de hélio ocorra em uma camada mais interna. Conforme a estrela evolui, o hélio produzido pela fusão de hidrogênio nas camadas

externas migra em direção ao núcleo da estrela. Periodicamente, isso resulta em um aumento notável na produção de energia da casca de queima de hélio, conhecido como pulso térmico. Esses pulsos térmicos ocorrem porque a casca de hélio se torna instável, resultando em um aumento na fusão e liberação de energia.

Durante o AGB, a estrela perde uma grande quantidade de massa através de ventos estelares intensos, deixando sua camada rica em hidrogênio (envelope) muito fina, com uma massa entre 10^{-2} e $10^{-3} M_{\odot}$. Quando essa camada atinge uma massa tão baixa, a estrela deixa o AGB, o que marca o início da fase pós-AGB.

Na fase pós-AGB, a estrela começa a entrar em colapso, movendo-se horizontalmente no diagrama H-R em direção a temperaturas efetivas mais altas, mantendo quase a mesma luminosidade. Um dos fatores para este aumento de temperatura é a assinatura do núcleo sendo visível em dados observacionais. Esse comportamento ocorre porque a queima de hidrogênio na camada ao redor do núcleo ainda está ativa, e a evolução é impulsionada pela perda de massa no envelope. A redução progressiva da massa do envelope ocorre tanto pela queima na casca de hidrogênio quanto pela contínua perda de massa para o meio interestelar.

À medida que a estrela se torna mais quente, alcançando temperaturas efetivas em torno de 30.000 K ou mais, a estrela desenvolve um vento fraco e rápido, impulsionado pela radiação ultravioleta, e o forte fluxo de radiação UV destrói os grãos de poeira e ioniza a matéria circumestelar. Isso leva à formação de uma nebulosa planetária, uma estrutura composta por gás ionizado que se expande ao redor da estrela. A nebulosa planetária é criada pela interação do vento rápido da estrela com o vento lento previamente ejetado durante a fase AGB.

Quando a massa do envelope da estrela reduz para cerca de $10^{-5} M_{\odot}$, a fusão de hidrogênio é finalizada. Nesse momento, a temperatura efetiva da estrela atinge cerca de 10^5 K, e a luminosidade começa a diminuir. A estrela então inicia sua fase de resfriamento, transformando-se em um objeto compacto, uma anã branca.

1.4.1 Processos de mistura química

Overshooting Convectivo

Supõe-se que os elementos convectivos no interior de uma estrela se movem com uma velocidade v por uma distância ℓ , e ao atingir essa distância, liberam seu calor no meio circundante. No topo da zona de convecção, sugere-se que todos os elementos convectivos param, não penetrando nas camadas superiores estáveis. No entanto, esta hipótese não é completamente verdadeira. Na realidade, alguns elementos ultrapassam a fronteira superior da zona de convectiva e adentram a região estável acima (a atmosfera estelar, por exemplo). Este fenômeno é descrito pelo processo de *overshooting*.

O *overshooting* gera consequências significativas na evolução das estrelas. Ele promove a mistura de material com diferentes composições químicas além da interface convectiva, afetando a distribuição dos elementos no interior da estrela e pode afetar os processos nucleares que ocorrem em diferentes regiões. O *overshooting* contribui para o transporte adicional de calor, que aumenta a eficiência da mistura convectiva e modifica o perfil de temperatura no interior da estrela. A vida útil da estrela na sequência principal pode ser prolongada, já que este fenômeno permite que mais suprimento nuclear seja misturado e utilizado nas reações nucleares. O *overshooting* também pode alterar a distribuição do hélio e, no fim da sequência principal, a estrela pode apresentar um núcleo de hélio maior. Como resultado, ela terá uma maior luminosidade nas fases evolutivas subsequentes e uma vida mais curta nessas fases. A quantificação precisa do *overshooting* é um desafio significativo. A principal dificuldade reside na estimativa da desaceleração dos elementos convectivos à medida que se afastam da região central da zona convectiva.

Semi-convecção

A semi-convecção refere-se à mistura de elementos na interface da zona de convecção, causada por descontinuidades na composição química. Esse fenômeno ocorre frequentemente fora da zona convectiva, onde a composição química varia à medida que o hidrogênio é convertido em hélio. Nessas regiões, podem ocorrer oscilações sobre-estáveis, que misturam o material de forma gradual, suavizando o gradiente de composição química. A semi-convecção ocorre durante várias fases da evolução estelar. É observada durante a fusão de hidrogênio em estrelas com mais de $10 M_{\odot}$ e durante a fusão de hélio em estrelas de baixa e média massa. Tanto o *overshooting* convectivo quanto a semi-convecção introduzem incertezas significativas nos modelos de evolução estelar. Esses processos afetam a estimativa do tempo de vida na sequência principal, a luminosidade e o raio das estrelas, bem como sua evolução subsequente.

Mecanismos de dragagem

Conforme uma estrela evolui ao longo do ramo das gigantes vermelhas, ocorrem mudanças significativas em sua estrutura interna e composição superficial. Durante este processo, a zona convectiva externa se aprofunda consideravelmente dentro da estrela. No ponto D do diagrama evolutivo na Figura 1.6, essa camada convectiva atinge sua profundidade máxima. À medida que a camada convectiva se aprofunda, ela traz materiais processados nas camadas internas da estrela para a superfície, um processo conhecido como dragagem.

Essas mudanças na camada convectiva têm efeitos notáveis na composição química da superfície da estrela. A abundância de hélio na superfície aumenta devido ao transporte de hélio produzido nas camadas internas durante a fusão nuclear. Ao mesmo tempo, a abundância de hidrogênio na superfície diminui, já que parte deste é convertido em hélio durante o processo de fusão. Além disso, a razão entre carbono e nitrogênio (C/N) na superfície da estrela diminui

significativamente. Isso ocorre devido ao ciclo CN, em que o carbono é convertido em nitrogênio. Quando o material processado pelo ciclo CN é transportado à superfície, a quantidade de carbono diminui e a quantidade de nitrogênio aumenta. Essa assinatura é conhecida como primeira dragagem.

Durante o estágio inicial da fase AGB, em estrelas com massas suficientemente altas ($\lesssim 4M_{\odot}$), ocorre a segunda dragagem. As camadas externas se expandem aumentando a opacidade e favorecendo a penetração da camada convectiva nas camadas internas ricas em hélio e produtos do ciclo CNO. O movimento convectivo traz material das regiões interiores e a composição da superfície é alterada, apresentando um aumento na abundância de hélio e nitrogênio. Isso ocorre porque o material dragado inclui produtos de reações nucleares internas, em que o hidrogênio foi transformado em hélio e o carbono e o oxigênio foram convertidos em nitrogênio pelo ciclo CNO.

Num estágio mais avançado da fase AGB, após o *flash* de hélio, ocorre a terceira dragagem. Durante essa fase, a estrela possui em sua estrutura interna um núcleo denso de carbono e oxigênio (CO), circundado por duas camadas de queima nuclear: uma camada interna de queima de hélio (He) e uma camada externa de queima de hidrogênio (H). O hidrogênio queimado na camada externa contribui para o acúmulo de hélio na região entre as camadas de queima de H e He (a região entrecamadas), o que prepara o cenário para a queima de hélio na camada interna. A queima instável de hélio ocorre quando o hélio na região entrecamadas acumula uma quantidade crítica, que provoca uma grande liberação de energia. Isso gera convecção na região e mistura elementos como carbono-12 e outros produtos da fusão de He por toda essa região.

Após o *flash* de He, a energia liberada faz com que a região entrecamadas se expanda e esfrie. Isso causa a extinção temporária da camada de queima de H, localizada acima da camada de queima de He. Assim, a camada convectiva externa da estrela pode penetrar mais profundamente na estrela. Quando a convecção atinge a região entrecamadas, que foi enriquecida com os produtos do *flash* de He, o material dessa região interna é transportado para as camadas externas da estrela.

Depleção do lítio

O lítio é um elemento leve originado durante o *Big Bang* (Reeves et al., 1990; Walker et al., 1991) e em pequenas quantidades em certos processos nucleares em estrelas. Estrelas recém-formadas podem conter lítio em suas atmosferas, incorporado do meio interestelar durante o processo de formação estelar. No entanto, este elemento não é produzido pelas principais cadeias de reação de fusão nuclear no interior das estrelas.

O lítio é um elemento facilmente destruído em temperaturas superiores a 10^6 K. Nas regiões internas das estrelas, onde as temperaturas são extremamente altas, o lítio é rapida-

mente destruído por reações nucleares (Pinsonneault, 1997). Em estrelas de baixa massa, a convecção pode misturar o material superficial com o material mais profundo. Durante a fase de pré-sequência principal, estrelas jovens têm convecção vigorosa que pode transportar lítio para camadas mais profundas e quentes, onde ele é destruído (Proffitt and Michaud, 1989). Estrelas de baixa massa na sequência principal, como o Sol, continuam a ter zonas convectivas que misturam material e resultam na depleção gradual do lítio. A convecção pode levar o lítio da superfície para regiões mais quentes do interior estelar, onde ele também pode ser destruído. Durante fases posteriores, como o Ramo das Gigantes Vermelhas, a expansão da estrela e a mistura convectiva mais profunda podem reduzir ainda mais a abundância do lítio na atmosfera estelar.

Espera-se uma depleção de lítio mais significativa em estrelas com maiores zonas convectivas durante a sequência principal, pois estas têm uma maior capacidade de misturar o material superficial com regiões mais profundas e quentes. Estrelas com um grau maior de rotação diferencial entre a zona radiativa e o envelope convectivo também tendem a apresentar maior depleção de lítio. A rotação diferencial aumenta a eficiência do transporte de lítio para regiões mais quentes onde ele pode ser destruído.

Observa-se que estrelas mais velhas apresentam menores abundâncias de lítio, indicando que parte do lítio é destruída conforme elas evoluem. Modelos mais recentes são capazes de prever a depleção do lítio, considerando os efeitos da rotação estelar (Llorente de Andrés et al. 2021) e mecanismos adicionais de transporte, como o *overshooting* convectivo e o assentamento gravitacional.

Difusão atômica

Um outro processo que pode modificar a abundância fotosférica de estrelas é o processo de difusão atômica. No capítulo 2 descrevemos este efeito em detalhes.

1.5 Abundância química estelar

O estudo químico estelar é essencial para a compreensão da natureza das estrelas, da evolução química da Galáxia e até mesmo da formação da vida. Graças aos avanços das técnicas observacionais e à construção de modelos teóricos cada vez mais consistentes com os processos físicos observados, grandes descobertas têm sido feitas nos trabalhos sobre a abundância química das estrelas. Muito deste progresso se deve à espectroscopia de alta resolução no infravermelho, que tem permitido explorar as regiões mais densas e obscuras de gás e poeira da Galáxia. Apesar dos notáveis avanços alcançados no estudo químico das estrelas, novas fronteiras do conhecimento sempre estão surgindo e muitas questões permanecem em aberto.

Partindo do pressuposto de que, em aglomerados estelares, as estrelas se originam de

uma mesma nuvem molecular progenitora, espera-se que estas compartilhem uma composição química semelhante. Entretanto, processos físicos internos às estrelas podem alterar a abundância de certos elementos químicos ao longo do tempo. Em particular, este trabalho se concentra num fenômeno que nos últimos anos tem ganhado mais atenção na literatura e que pode afetar de forma significativa a determinação das abundâncias químicas, a difusão atômica.

Por se tratar de um fenômeno que ocorre lentamente ao longo da evolução estelar, esperava-se que a difusão atômica seria detectada apenas em aglomerados globulares, que dispõem de mais tempo para a difusão ocorrer. No entanto, trabalhos recentes (Dotter et al. 2017, Souto et al. 2018, Semenova et al. 2020) mostraram que a difusão é significativa em aglomerados abertos. Neste contexto, utilizaremos nesta Tese espectros do APOGEE (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*; Majewski et al. 2017) para determinar abundâncias químicas com alta precisão, a fim de buscar por assinaturas (ou não assinaturas) de difusão atômica em aglomerados abertos.

Nos próximos capítulos, apresentamos alguns conceitos astrofísicos básicos que serão úteis para o entendimento adequado deste trabalho e alguns aspectos gerais sobre o fenômeno da difusão. O Capítulo 2, discute em mais detalhes a abordagem teórica da difusão atômica. O Capítulo 3 descreve os dados observacionais utilizados e a metodologia aplicada em nossa análise. No Capítulo 4, focamos na busca por evidências do fenômeno da difusão em aglomerados abertos, apresentando os resultados das determinações de abundância para o aglomerado aberto das Plêiades. O Capítulo 5 traz uma discussão dos nossos resultados, bem como os compara com dados disponíveis na literatura. Por fim, o Capítulo 6 apresenta as conclusões do trabalho, sintetizando os principais resultados e suas implicações.

Conceitos básicos de difusão atômica

A difusão atômica é o processo físico responsável por descrever o transporte de elementos químicos da fotosfera de uma estrela para as camadas mais internas por ação da gravidade. Este fenômeno é impulsionado pelo processo de assentamento gravitacional. A difusão ocorre em todas as estrelas, sendo mais relevante em certos estágios evolutivos. Os coeficientes de difusão, que quantificam a taxa de transporte de massa, são previstos teoricamente e variam conforme a composição química e as condições físicas específicas da estrela.

A difusão atômica compete com outros fenômenos de transporte hidrodinâmico, tais como a convecção, mecanismos de dragagem e os ventos estelares. Para que a difusão ocorra de maneira significativa, é necessário que esses outros mecanismos de transportes não ocorram de forma predominante. Em estrelas na fase evolutiva do *turnoff*, a zona radiativa é mais extensa, resultando em menor deslocamento convectivo. Nestas estrelas, a ausência de convecção significativa permite que a difusão atômica atue de maneira dominante.

A difusão é resultante de movimentos caóticos das partículas, ocorre em meios onde há gradientes de propriedades físicas, como temperatura e composição química. A convecção atua como um tipo de difusão em uma escala de tempo dinâmica, misturando elementos de maneira rápida e eficaz. A difusão atômica, por sua vez, é capaz de separar espécies nucleares em um meio homogêneo onde existe um gradiente de temperatura, criando gradientes de elementos que inicialmente se distribuam uniformemente.

2.1 Propriedades Gerais da Difusão

Existem vários processos de difusão que operam nas estrelas: difusão por cisalhamento em estrelas com rotação diferencial, difusão atômica que inclui difusões gravitacionais e radiativas, difusão por turbulência, difusão magnética, etc. Esses vários processos obedecem a algumas propriedades gerais.

2.1.1 Ausência de fluxo de massa global

Considerando um fluido com vários tipos diferentes de partículas i , que têm uma massa m_i , uma concentração n_i e uma velocidade u_i . A velocidade média \bar{u} da mistura é

$$\bar{u} = \frac{\sum_i m_i n_i \langle u_i \rangle}{\sum_i m_i n_i}, \quad (2.1)$$

em que $\langle u_i \rangle$ é a velocidade média das partículas do tipo i . Se $f_i(x, p, t)$ é a função de distribuição da probabilidade, que representa a probabilidade de encontrar partículas de um determinado tipo i na posição x , com momento p e no tempo t , a velocidade média $\langle u_i \rangle$ é dada por:

$$\langle u_i \rangle = \frac{1}{n_i} \int_{\text{ph}} f_i u_i d\tau_{\text{ph}} \quad \text{com} \quad \int_{\text{ph}} f_i d\tau_{\text{ph}} = n_i, \quad (2.2)$$

em que τ_{ph} é o volume do espaço de fase, o qual descreve o estado dinâmico de cada partícula. A velocidade média das partículas é calculada integrando-se sobre todas as posições e momentos possíveis, ponderados pela distribuição de probabilidade.

Na equação (2.1), a densidade de massa parcial é utilizada em vez da densidade numérica parcial, porque ela é mais apropriada para determinar o comportamento global do sistema. Dessa relação vemos que, a ausência do fluxo líquido de massa implica que a velocidade média da mistura é nula. Em termos simples, isso equivale a questionar se a média das velocidades será zero quando não há movimento líquido de partículas (ou seja, $\sum_i n_i \langle u_i \rangle = 0$) ou de massa (ou seja, $\sum_i m_i n_i \langle u_i \rangle = 0$). É importante notar que quando o fluxo líquido de massa é zero, a velocidade média da mistura também é zero, garantindo assim a estabilidade do sistema em relação ao seu centro de gravidade, caso contrário, o centro de gravidade do sistema estaria se movendo.

A velocidade peculiar de uma dada partícula da espécie i é definida como a diferença entre a velocidade média das partículas do tipo i e a velocidade média da mistura, $v_i = u_i - \bar{u}$. A mistura pode ser interpretada aqui como a atmosfera estelar composta por gases com diferentes elementos químicos. Esta velocidade peculiar é importante para entender o comportamento individual das partículas em relação ao movimento médio da mistura. O valor médio v_i para partículas da espécie i é:

$$\langle v_i \rangle = \frac{1}{n_i} \int_{\text{ph}} f_i v_i d\tau_{\text{ph}} = \langle u_i \rangle - \bar{u}. \quad (2.3)$$

Esta é a velocidade de difusão das partículas do tipo i na mistura. De (2.1), tem-se:

$$\sum_i m_i n_i \langle v_i \rangle = 0. \quad (2.4)$$

Isso mostra que não há fluxo líquido de massa associado à difusão. Portanto, apesar das partículas individuais se movimentarem em relação à média da mistura, não há um fluxo líquido de massa resultante da difusão. As variações na composição química devido à difusão são adicionadas às variações devido a reações nucleares, mas não resultam em um fluxo líquido de massa no meio. A difusão também modifica o peso molecular médio (e assim a estrutura hidrostática da estrela), mas não induz nenhum fluxo líquido de massa no meio.

2.1.2 Equação da Continuidade: difusão atômica e movimento

Consideremos uma mistura contendo várias espécies de partículas i com frações de massa X_i assumidas como pequenas. Esta é uma abordagem simplificada na qual as partículas são tratadas como partículas de teste e a densidade total é ρ . Os elementos i recebem um momento líquido que os faz se mover com uma velocidade total média $\langle u_i \rangle = \langle v_i \rangle + \bar{u}$, composta pela velocidade média de difusão $\langle v_i \rangle$ das partículas i em relação ao resto da mistura, somada à velocidade média dos elementos \bar{u} . Aplicamos a equação de continuidade para cada elemento i na mistura. Esta equação descreve como a densidade de massa de cada tipo de partícula varia no tempo e no espaço, expressa como:

$$\frac{\partial(\rho X_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho X_i \langle u_i \rangle) = 0. \quad (2.5)$$

A equação acima descreve a conservação da massa para cada tipo de partícula na mistura. A equação de estado total do gás também deve satisfazer a equação de continuidade, dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}) = 0. \quad (2.6)$$

Essa equação descreve como a densidade total da mistura varia no tempo e no espaço devido ao movimento médio da mistura. Desenvolvendo a Equação (2.5) levando em conta (2.6), obtemos:

$$\rho \frac{\partial X_i}{\partial t} + X_i \nabla \cdot (\rho \langle v_i \rangle) + \rho (\langle v_i \rangle + \bar{u}) \cdot \nabla X_i = 0. \quad (2.7)$$

Esta equação descreve como a abundância de cada tipo de partícula varia no tempo e no espaço, considerando tanto a difusão quanto o movimento da mistura. A variação das abundâncias X_i com o tempo pode ser impulsionada por um gradiente de abundância X_i ou um gradiente do produto $\rho \langle v_i \rangle$. O primeiro caso é típico de instabilidades hidrodinâmicas. O segundo caso é típico da difusão atômica, onde o produto $\rho \langle v_i \rangle$ pode estar relacionado,

por exemplo, aos gradientes de P (pressão) e T (temperatura) no meio. Para uma composição homogênea, ou seja, $\nabla X_i = 0$, da Equação (2.7) podemos estimar a escala de tempo da difusão atômica como:

$$t_{\text{diff}} \approx \frac{\rho}{|\nabla \cdot (\rho \langle v_i \rangle)|} . \quad (2.8)$$

Se a densidade no meio variar mais do que a velocidade, temos:

$$t_{\text{diff}} \approx \frac{1}{\langle v_i \rangle |\nabla \ln \rho|} = \frac{H_\rho}{\langle v_i \rangle} . \quad (2.9)$$

H_ρ é a altura de escala de densidade. Quando um estado estacionário é alcançado, as abundâncias X_i não variam mais. Assim, a partir de (2.7), obtemos:

$$\frac{\nabla X_i}{X_i} = - \frac{\nabla \cdot (\rho \langle v_i \rangle)}{\rho (\langle v_i \rangle + \bar{u})} . \quad (2.10)$$

Essa equação mostra que os gradientes de abundância esperados no caso da difusão são reduzidos por $(1 + \bar{u} / \langle v_i \rangle)$ se houver um movimento global de velocidade \bar{u} .

2.1.3 Fluxos de Partículas, Velocidades e Coeficiente de Difusão

As propriedades da difusão podem ser estudadas na aproximação do caminho livre médioⁱ, o que nos permite concentrar nas propriedades médias de cada tipo de partícula. Portanto, podemos simplificar as notações e desprezar os colchetes indicando a média $\langle v_i \rangle$, que é representado apenas como v_i e isso caracteriza uma partícula média do tipo i .

Nesse contexto, consideremos uma mistura com dois componentes (mistura binária), com um gradiente de abundância X_i dos elementos de teste i ao longo da direção r . As outras quantidades são assumidas constantes no espaço. Seja n_i a concentração numérica e $v_{T,i}$ as velocidades térmicas das partículas i , supostamente isotropicamente orientadas. O fluxo (em número) de partículas i entrando em um elemento de fluido na coordenada r vindo de um nível próximo $r - \delta r$ pode ser calculado por:

$$J_i^+ = \frac{1}{6} v_{T,i}(r - \delta r) n_i(r - \delta r) = - \frac{1}{6} \frac{\partial (v_{T,i} n_i)}{\partial r} \delta r , \quad (2.11)$$

sendo que o fator $1/6$ surge da média de $\cos^2 \vartheta$, onde ϑ é o ângulo de impacto das partículas em um elemento de superfície perpendicular ao eixo r . Como na teoria cinética elementar

ⁱ Distância média que uma partícula percorre entre duas colisões.

dos gases, também se pode obter esse fator considerando um pequeno cubo no fluido. Uma fração $1/6$ das partículas com movimentos aleatórios no nível $r - \delta r$ entra no cubo pelo lado considerado. De forma similar, temos o fluxo de saída $J_i^- = -(1/6)v_{T,i}(r + \delta r)n_i(r + \delta r) = -(1/6)(\partial(v_{T,i}n_i)/\partial r)\delta r$. Somando os fluxos de entrada e saída, obtemos o fluxo total (em número) na direção r ,

$$J_i = J_i^+ + J_i^- = n_i v_i = -\frac{1}{3} \frac{\partial(v_{T,i}n_i)}{\partial r} \ell_i. \quad (2.12)$$

Na equação acima, ℓ_i representa o caminho livre médio das partículas i . O sinal negativo indica que as partículas se movem na direção oposta ao gradiente de concentração. A velocidade v_i expressa a velocidade média de difusão das partículas i . Em termos da massa das partículas i , o fluxo de partículas, por unidade de superfície e tempo, pode ser expresso como:

$$J_i(\text{massa}) = \rho X_i v_i = -\frac{1}{3} \rho \frac{\partial(v_{T,i}X_i)}{\partial r} \ell_i, \quad (2.13)$$

onde a densidade total ρ do gás é esperada ser constante no espaço e no tempo. Isso mostra que tanto um gradiente de velocidade térmica quanto de abundância podem contribuir para a difusão de partículas. A relação acima fornece uma expressão geral da velocidade de difusão v_i em termos do fluxo de massa.

Quando há um gradiente de abundância predominante, ou seja, considerando um processo de difusão devido a um gradiente de abundância apenas, a velocidade de difusão pode ser expressa em termos do gradiente de abundância ∇X_i . O coeficiente de difusão D_i para as partículas i é determinado pelo caminho livre médio ℓ_i e a velocidade térmica $v_{T,i}$. Assim, a velocidade de difusão é expressa por:

$$v_i = -\frac{D_i}{X_i} \nabla X_i, \quad (2.14)$$

com o coeficiente de difusão D_i para as partículas i dado por (2.15),

$$D_i = \frac{1}{3} \ell_i v_{T,i}. \quad (2.15)$$

Também podemos escrever a partir de (2.13),

$$J_i = D_i \rho \nabla X_i. \quad (2.16)$$

Essa equação corresponde a primeira lei de Fick que relaciona o fluxo de difusão ao

gradiente de concentração. Essa lei postula que fluxo de partículas se move de regiões de alta concentração para baixa concentração. Ela fornece outra expressão para o coeficiente de difusão, que pode ou não depender das espécies químicas consideradas, dependendo do processo físico que causa a difusão. A escala de tempo de difusão $t_{i,\text{diff}}$ é proporcional ao quadrado do tamanho da região considerada e é dada como:

$$t_{i,\text{diff}} \sim \frac{\ell_i^2}{D_i}. \quad (2.17)$$

No caso de um meio turbulento, as equações (2.3)-(2.16) podem ser aplicadas para determinar o coeficiente de difusão, que pode ser influenciado tanto por processos atômicos quanto por instabilidades hidrodinâmicas. No entanto, é importante ajustar as expressões para o caminho livre médio (ℓ) e a velocidade térmica (v_T) de acordo com as características do meio turbulento.

Os efeitos da turbulência na distribuição química podem ser tratados de maneira análoga à difusão. Nesse caso, as velocidades turbulentas são aproximadas pela velocidade média v_{turb} , e o caminho livre médio ℓ é considerado constante para todas as espécies. Assim, as equações podem ser ajustadas para representar a difusão induzida pela turbulência, proporcionando uma compreensão mais completa dos processos de mistura em meios turbulentos. Temos:

$$v_{\text{turb}} = -\frac{D_{\text{turb}}}{X_i} \nabla X_i, \quad (2.18)$$

onde o coeficiente de difusão correspondente D_{turb} é dado por:

$$D_{\text{turb}} \approx \frac{1}{3} \ell v_{\text{turb}}. \quad (2.19)$$

As expressões acima são utilizadas para calcular os coeficientes de difusão que surgem devido a processos hidrodinâmicos, como instabilidades de cisalhamento. Quando um fluido está sujeito a turbulência, ocorrem movimentos caóticos e desordenados em diferentes escalas de comprimento e tempo. Esses movimentos podem resultar em mistura rápida e eficiente de diferentes espécies químicas no fluido.

Ao aplicar as equações para derivar os coeficientes de difusão em um ambiente turbulento, observamos que os efeitos da turbulência na distribuição das espécies químicas podem ser tão significativos que a contribuição da difusão atômica se torna menos relevante. Isso significa que, em ambientes turbulentos, onde a mistura hidrodinâmica é rápida e eficaz, a difusão atômica tende a ser menos importante e pode, portanto, ser negligenciada em comparação com a difusão turbulenta.

2.2 Difusão por um Gradiente de Abundância

Em uma região com heterogeneidade química, é comum encontrarmos diversos processos hidrodinâmicos que contribuem para a mistura. Em muitos desses casos, podemos modelar o transporte de elementos químicos e os de momento angular como um processo de difusão. Para isso, utilizamos um coeficiente de difusão específico (D) para representar a taxa na qual esses componentes se dispersam na região.

2.2.1 Equação da Difusão

Consideremos um processo de difusão devido ao movimento de partículas com uma velocidade de difusão v_i dependendo apenas do gradiente de abundância de acordo com a expressão (2.14). Esta expressão satisfaz a condição (2.4),

$$\sum_i m_i n_i v_i = -\rho D \nabla \left(\sum_i X_i \right) = 0, \quad (2.20)$$

devido a $\sum_i X_i = 1$ e à relação entre a concentração n_i e a densidade parcial ρX_i é:

$$n_i = \frac{\rho X_i}{A_i m_u}, \quad (2.21)$$

onde A_i é a massa atômica expressa em unidades de massa atômica m_u . Consideremos um problema unidimensional, onde as partículas i podem difundir ao longo da direção radial r . Assim, (2.14) escreve-se:

$$v_i = -\frac{D}{X_i} \frac{\partial X_i}{\partial r}. \quad (2.22)$$

A variação devido à difusão do número de partículas no elemento de volume V é igual ao fluxo de partículas numa superfície S ,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V n_i dV = - \int_S n_i v_i \cdot dS, \quad (2.23)$$

que expressa a continuidade e a conservação do número de partículas. Aplicando o teorema de Gauss ($\int_V \nabla \cdot A dV = \int_S A \cdot dS$) em (2.23), considerando apenas a componente radial do divergente, temos como resultado uma igualdade de integrais volumétricas. Dessa forma, podemos igualar os integrandos e usando (2.21) e (2.22), obtemos:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_i v_i) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^2 D \frac{\partial \left(\frac{n_i}{\rho} \right)}{\partial r} \right). \quad (2.24)$$

Substituindo n_i por sua expressão como uma função de X_i , de (2.21),

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho X_i) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^2 D \frac{\partial X_i}{\partial r} \right). \quad (2.25)$$

Esta equação pode ser escrita mais geralmente considerando a difusão, com um coeficiente D apropriado em qualquer direção,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho X_i) = \nabla \cdot (\rho D \nabla X_i). \quad (2.26)$$

Somando as expressões (2.25) sobre todas as espécies químicas i , já que $\sum_i X_i = 1$, obtém-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^2 D \frac{\partial}{\partial r} (1) \right) = 0. \quad (2.27)$$

Essa equação expressa a conservação de massa: as difusões das diferentes espécies se compensam ao longo do tempo e do espaço. No caso de duas espécies, isso implica que, sempre que uma partícula de uma espécie difunde em uma direção, há um número proporcional de partículas da outra espécie difundindo na direção oposta. Se a densidade é constante, ela pode ser retirada da derivada temporal em (2.25) e a derivada é então considerada em uma coordenada de massa Lagrangeana M_r ,

$$\rho \left. \frac{\partial X_i}{\partial t} \right|_{M_r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^2 D \frac{\partial X_i}{\partial r} \right). \quad (2.28)$$

Como consideramos um movimento do fluido apenas na direção radial, as derivadas Lagrangeanas d/dt e $\partial/\partial t$ são equivalentes. Se temos um movimento com velocidade u , devemos escrever a equação que expressa a variação de abundância X_i de uma forma mais geral,

$$\rho \frac{dX_i}{dt} = \rho \frac{\partial X_i}{\partial t} + \rho u \cdot \nabla X_i = \nabla \cdot (\rho D \nabla X_i). \quad (2.29)$$

Há uma variedade de mecanismos físicos que causam a difusão de elementos e as expressões dos coeficientes de difusão são diferentes em cada caso.

2.2.2 Condições de Contorno e Interpolações

No centro e na superfície estelar, temos as seguintes condições de contorno:

$$\left. \frac{\partial X_i}{\partial r} \right|_{M_r=0} = \left. \frac{\partial X_i}{\partial r} \right|_{M_r=M} = 0, \quad (2.30)$$

sendo M a massa total. A equação 2.30 nos mostra que as taxas de variação das abundâncias químicas em relação ao raio são nulas. Isso significa que não há variação das abundâncias dos elementos nessas regiões. Essas condições refletem a estabilidade química dessas regiões, onde não há transporte líquido de elementos químicos.

Essas condições de contorno também se aplicam em qualquer outra fronteira dentro da estrela, desde que não haja uma mudança abrupta nas abundâncias dos elementos. Se houver um transporte dos elementos químicos na região adjacente a essa fronteira, pode ser vantajoso usar equações de difusão em ambos os domínios, com coeficientes de difusão locais apropriados. Isso permite modelar com mais precisão o transporte dos elementos químicos em toda a estrutura estelar, levando em consideração as variações locais nas abundâncias e nos processos de difusão.

Ao modelar processos de difusão consideremos uma malha discreta, que é uma representação de uma região contínua no interior estelar, composta por pontos discretos ao longo do raio estelar, formando diferentes camadas. Quando temos coeficientes de difusão diferentes em dois pontos adjacentes da malha, tais como $k-1$ e k , não podemos simplesmente fazer a média linear entre eles. Ou seja, se em dois pontos de malha $k-1$ e k , os coeficientes são D_{k-1} e D_k , a média significativa em uma fração f (contada a partir de $k-1$) da distância entre os pontos $k-1$ e k não é $(1-f)D_{k-1} + fD_k$. Em vez disso, precisamos considerar os tempos de difusão, que são inversamente proporcionais aos coeficientes de difusão (Eq. (2.17)). Assim, a média apropriada dos coeficientes de difusão entre esses dois pontos, considerando uma fração f da distância entre eles (contada a partir do ponto $k-1$), é dada por:

$$D_f = \frac{D_{k-1}D_k}{fD_{k-1} + (1-f)D_k}. \quad (2.31)$$

Essa equação mostra que o coeficiente de difusão médio entre dois pontos de malha depende não apenas dos valores dos coeficientes em si, mas também da proporção da distância entre esses pontos. É importante observar que o coeficiente de difusão resultante, D_f , será dominado pelo menor dos coeficientes de difusão entre D_{k-1} e D_k . Isso significa que, se um dos coeficientes for significativamente menor que o outro, ele terá uma influência maior no coeficiente de difusão médio. Diversas grandezas físicas podem experimentar processos de difusão e equações de difusão podem ser formuladas para essas quantidades, dependendo dos processos

físicos envolvidos.

No caso, por exemplo, da difusão do momento angular em modelos estelares. O momento angular específico, representado por $r^2\Omega$, pode sofrer difusão devido a processos físicos internos. Essa difusão é expressa pela equação diferencial:

$$\rho \frac{d(r^2\Omega)}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^4 D_\Omega \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right). \quad (2.32)$$

Nesta equação, ρ é a densidade do material estelar, Ω é a velocidade angular e D_Ω é o coeficiente de difusão específico para o momento angular. Nos modelos estelares, embora os valores dos raios r possam mudar com o tempo, os passos de tempo de difusão são escolhidos pequenos o suficiente, de forma a permitir que r seja considerado constante durante cada passo. O mesmo se aplica ao coeficiente de difusão e a outras variáveis estruturais. Isso simplifica a equação acima para:

$$\rho r^2 \frac{d\Omega}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho r^4 D_\Omega \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right), \quad (2.33)$$

ou, de forma mais geral,

$$\rho r^2 \frac{d\Omega}{dt} = \nabla \cdot (\rho r^2 D_\Omega \nabla \Omega). \quad (2.34)$$

As condições de contorno são especificadas no centro e na superfície estelar, onde a velocidade angular deve permanecer constante,

$$\left. \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right|_{M_r=0} = \left. \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right|_{M_r=M} = 0. \quad (2.35)$$

Além da difusão, a equação de transporte para o momento angular pode incluir termos que descrevem a advecção do momento angular pela circulação meridional e os efeitos da frenagem magnética. Estes últimos efeitos não são processos de difusão e têm suas próprias expressões na equação de variação do momento angular.

Existem vários métodos para resolver equações de difusão, com destaque para o método das diferenças implícitas. Um ponto fundamental neste processo é de estimar corretamente os coeficientes de difusão entre os pontos de malha. A conexão entre regiões radiativas e convectivas também requer uma análise detalhada neste processo. Mais detalhes sobre o formalismo teórico da difusão atômica é apresentado no apêndice A.

Os dados observacionais e a análise dos espectros APOGEE

O *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) é um projeto ambicioso que visa mapear o céu e entender melhor o universo em que vivemos. O desenvolvimento do SDSS (York et al., 2000) teve início em meados da década de 1980, quando avanços significativos em detectores CCDs (do inglês, *charge-coupled device*) e no processamento computacional sugeriram a viabilidade de realizar um amplo levantamento digital do céu. Este projeto exigiu várias inovações importantes, incluindo o desenvolvimento de: uma câmera óptica grande, mecânica e eletronicamente complexa para coletar os dados de imagem e realizar calibração astrométrica (Gunn et al., 1998); um sistema espectroscópico capaz de obter espectros de centenas de objetos simultaneamente numa ampla gama de comprimentos de onda; um sistema de aquisição de dados confiável; um sistema de processamento de dados capaz de lidar com grandes volumes de dados, entre outros.

Além disso, para atender aos requisitos do SDSS, foi necessário um telescópio com amplo campo de visão (uma vez que o levantamento cobriria uma grande parte da esfera celeste) e plano focal com distorção muito baixa. O telescópio precisava ser capaz de alternar rapidamente entre modos de imagem e espectroscopia para se adaptar às condições variáveis de tempo e visibilidade.

Assim, a equipe do SDSS projetou e construiu um telescópio de campo amplo de 2,5 m, o *Sloan Foundation Telescope*, localizado no Observatório *Apache Point*, na cidade de Novo México, nos Estados Unidos da América. As Figuras 3.1 e 3.2 mostram o *Sloan Foundation Telescope* e o seu espelho primário, respectivamente. Uma das características notáveis deste telescópio é sua capacidade de adaptação às condições meteorológicas, alternando entre modos de observação conforme necessário. A construção deste telescópio representou um marco importante no desenvolvimento do SDSS, fornecendo a capacidade necessária para realizar o amplo levantamento astronômico planejado.

O SDSS passou por quatro fases iniciais, o SDSS-I, SDSS-II, SDSS-III e SDSS-IV, que foram fundamentais para a coleta de dados ópticos e espectroscópicos de milhões de estrelas, galáxias e quasares. Essas fases abordaram uma ampla gama de temas, desde a estrutura da Via Láctea até a expansão do universo e a distribuição de matéria escura. Atualmente, o SDSS está em operação na sua quinta fase (SDSS-V; Kollmeier et al. 2017). Neste trabalho, utilizamos

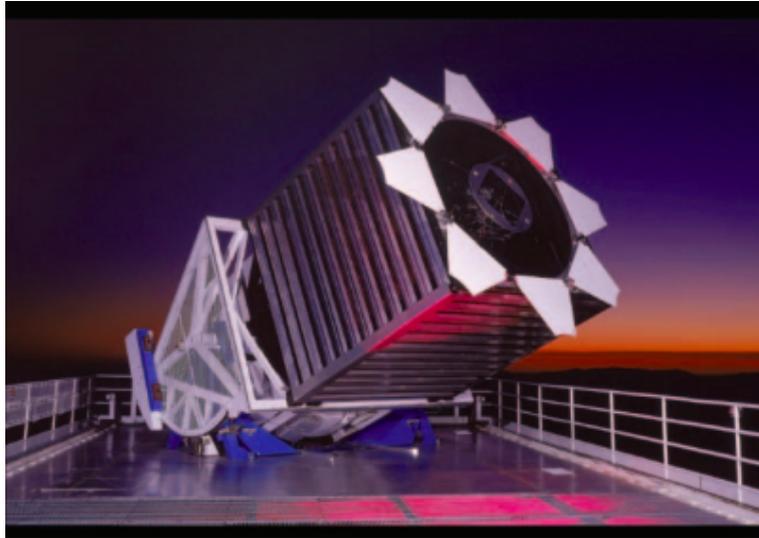


Figura 3.1: *Sloan Foundation Telescope* de 2,5 m ao entardecer, preparado para uma noite de observação. Figura reproduzida de Gunn et al. (2006).



Figura 3.2: O espelho primário do *Sloan Foundation Telescope* de 2,5 m fotografado logo após passar pelo processo de realuminização nos laboratórios do Kitt Peak National Observatory, em 13 de outubro de 2000. O orifício central muito grande tem a função de acomodar o amplo campo de visão. Figura reproduzida de Gunn et al. (2006).

dados da última versão pública dos dados do SDSS-IV/APOGEE, reportada pela décima sétima divulgação de dados, o DR17 (Abdurro'uf et al., 2022).

O SDSS-I, que operou entre 2000 e 2005, realizou um levantamento do céu em cinco bandas ópticas (u, g, r, i, and z; Fukugita et al. 1996) com o SDSS *Legacy Survey* coletando espectros principalmente de estrelas da Via Láctea, galáxias e quasares. Em seguida, de 2005 a 2008, o SDSS-II completou o levantamento do céu com observações adicionais de 1,3 milhões de espectros, cobrindo uma área maior de cerca de 8000 deg^2 da esfera celeste. O SDSS-II executou novos programas como o *Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration* (SEGUE-1; Yanny et al. 2009) e o *Sloan Digital Sky Survey II Supernova Survey* (Frieman et al. 2007; Sako et al. 2007). O SDSS-III (Eisenstein et al., 2011) teve suas operações entre 2008 a 2014, desenvolvendo quatro projetos principais, incluindo o *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS) e o *Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment* (APOGEE-1), além de outras pesquisas estelares e de mapeamento da estrutura em larga escala do universo que ampliaram ainda mais o levantamento espectroscópico.

A quarta fase do SDSS (SDSS-IV) trouxe consigo inovações significativas, expandindo o levantamento para novos domínios científicos, como a arqueologia galáctica, a evolução de galáxias e a cosmologia. Uma das mudanças mais significativas do SDSS-4 em relação aos projetos anteriores foi a inclusão de um telescópio de 2,5 m no hemisfério sul, o *du Pont Telescope*, localizado no Observatório de *Las Campanas*, próximo a cidade de Vallenar, Chile. Isso permitiu observações mais abrangentes, cobrindo partes do céu que antes eram inacessíveis, fornecendo uma visão mais completa do universo e especificamente da nossa Galáxia.

Os principais projetos do SDSS-IV incluem o APOGEE-2; o *Mapping Nearby Galaxies at APO* (MaNGA; Bundy et al. 2014); e o *Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (eBOSS; Dawson et al. 2016). Além desses programas principais, o SDSS-IV também inclui dois subprogramas: o *Spectroscopic IDentification of ERosita Sources* (SPIDERS) investigando fontes de emissão de raios-X, como núcleos ativos de galáxias e aglomerados de galáxias e o *Time Domain Spectroscopic Survey* (TDSS; Morganson et al. 2015) que explora fontes variáveis, como quasares e variáveis estelares.

3.1 O Projeto APOGEE

O APOGEE oferece uma abordagem inovadora ao explorar populações estelares ocultas por poeira na Via Láctea e se destaca em relação a outros levantamentos astronômicos de várias maneiras. Operando no infravermelho próximo, o APOGEE possibilita a observação de estrelas em regiões obscurecidas por poeira, que são inacessíveis no óptico, fornecendo espectros de alta resolução, fundamentais para obter medidas precisas de abundâncias químicas e velocidades radiais. O APOGEE-2 utiliza dois espectrógrafos criogênicos: um no APO (Eisenstein et al.

2011; Wilson et al. 2012; Majewski et al. 2017) e outro no *Las Campanas Observatory* (LCO). Cada espectrógrafo possui 300 fibras, proporcionando cobertura espectral entre 1,51 e 1,70 μm , com alta resolução espectral ($R \sim 22.500$) e alto S/N (> 100) para a maioria dos alvos.

Os principais objetivos científicos do projeto visam aprofundar nossa compreensão sobre a evolução da nossa Galáxia a partir da: obtenção de abundâncias precisas de diversos elementos tais como carbono, nitrogênio, oxigênio, bem como outros metais, que são importantes traçadores da evolução química galáctica; derivar dados cinemáticos a partir de medidas de velocidade radial com alta precisão úteis para limitar modelos dinâmicos para a região do disco, bojo, barra e halo galácticos, assim como identificar subestruturas dentro dessas regiões; explorar as regiões internas da Via Láctea, geralmente negligenciadas devido ao obscurecimento pela poeira interestelar, possibilitando ter medidas mais completas e estatisticamente confiáveis da química e cinemática em diferentes partes da nossa Galáxia, entre outras.

3.1.1 O Espectrógrafo APOGEE

O espectrógrafo APOGEE, que pode ser visualizado na Figura 3.3, é um instrumento criogênico projetado para realizar um levantamento abrangente de cerca de meio milhão das estrelas gigantes vermelhas na Via Láctea a partir de observação no infravermelho próximo. Operando na banda H, o APOGEE é capaz de capturar espectros de alta resolução, cobrindo um intervalo entre 1,51 e 1,70 μm , com uma cobertura espectral de 3×2048 pixels por alvo.

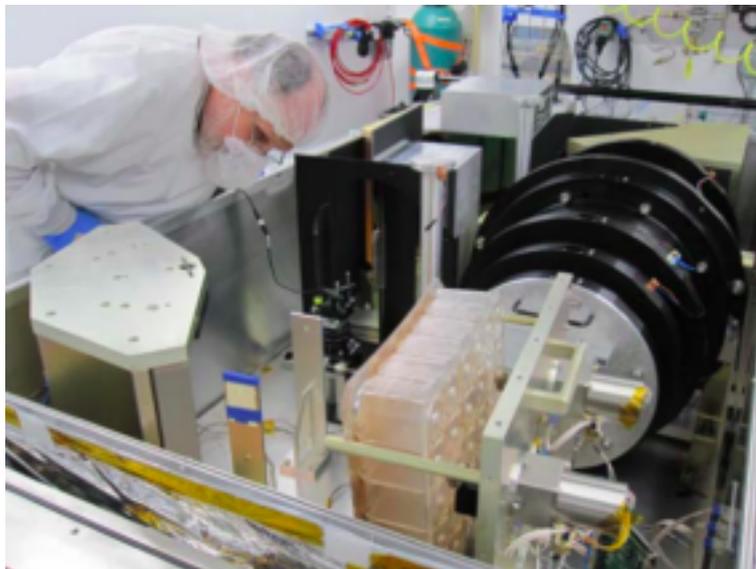


Figura 3.3: Espectrógrafo APOGEE durante o alinhamento a laser da óptica dianteira dentro da sala do instrumento no Observatório Apache Point. Figura reproduzida de Wilson *et al.* (2019).

O espectrógrafo foi desenvolvido para oferecer uma visão sem precedentes da história cinemática e da abundância química em diferentes populações estelares da Via Láctea, incluindo o bojo, o disco e o halo. Observações no infravermelho próximo possibilitam estudos abrangentes, incluindo regiões como o bojo, altamente obscurecido pela poeira, e o disco de baixa

latitude. Isso se deve à redução significativa da extinção de poeira nessa faixa espectral em comparação com os comprimentos de onda visíveis. O APOGEE optou por operar na banda H devido à riqueza de linhas atômicas e moleculares relevantes para análises de abundância química. A luminosidade das estrelas gigantes (seus principais alvos) e a reduzida interferência do fundo térmico nessa região espectral permite observações mais precisas. Com o APOGEE, é possível a determinar parâmetros estelares, como temperatura efetiva, metalicidade e gravidade superficial e abundâncias químicas de 24 elementos com uma precisão superior a 0,1 dex para a maioria das espécies (Holtzman et al. 2015).

3.1.2 A Seleção dos Alvos do APOGEE

Os principais alvos do APOGEE são as estrelas gigantes vermelhas encontradas no disco e halo da Galáxia. Um fator crucial para o êxito desse *survey* está relacionado à seleção criteriosa dos alvos que serão observados. O APOGEE também observou estrelas pertencentes a aglomerados estelares abertos e globulares, que são conjuntos valiosos para pesquisas químicas ou dinâmicas da Via Láctea. Esses aglomerados fornecem um grande número de estrelas com idades, distâncias e velocidades (U, V, W) quase idênticas, que podem ser medidas com mais precisão do que as estrelas isoladas do campo estelar.

O APOGEE-2 observou aglomerados abertos e globulares para fins científicos e de calibração. Durante o APOGEE-2, alguns aglomerados globulares no Hemisfério Norte, como M5, PAL 5, M12, M15 e M71, foram revisitados para aumentar o número de membros observados. Além disso, o APOGEE-2 observou diversos aglomerados globulares e abertos no Hemisfério Sul, inacessíveis ao APOGEE-1. Os alvos nos aglomerados são selecionados com base em parâmetros atmosféricos e/ou abundâncias estelares derivadas de dados de alta resolução, analisando a velocidade radial ou movimento próprio e localização no diagrama cor-magnitude, seguindo uma ordem de prioridade. Uma vez selecionados, esses alvos são agrupados em conjuntos para maximizar o tamanho da amostra. Ademais, fibras adicionais (das 300 disponíveis) são preenchidas com membros do aglomerado de magnitudes maiores (estrelas mais tênues e de menor brilho) ou estrelas do campo selecionadas como parte da amostra principal de gigantes vermelhas do levantamento.

3.1.3 Obtenção e redução dos espectros APOGEE

Em abril de 2011, deu-se início à coleta de dados do APOGEE. O processo de obtenção de dados segue uma sequência organizada. Primeiramente, as fibras ópticas são configuradas, conectando-se 300 fibras a placas de observação do telescópio de 2,5 metros. Durante as observações, 230 dessas fibras são direcionadas para alvos científicos, que são predominantemente estrelas. Além disso, 35 fibras extras são posicionadas em estrelas azuis para medir a absorção telúrica, enquanto outras 35 fibras são alocadas em regiões do céu sem objetos visíveis para ob-

tenção de *dark field*. Os alvos são selecionados com base principalmente no catálogo 2MASS, priorizando estrelas gigantes vermelhas.

As observações começam com exposições individuais de cerca de 500 segundos, onde os detectores são movidos em duas posições diferentes, designadas como A e B, para evitar problemas de subamostragem, seguindo uma sequência ABBA com duas sequências por placa em uma noite típica de observação. Esse processo dura um pouco mais de uma hora de exposição por placa em uma única noite. Após a conclusão das exposições, é realizada uma redução rápida dos dados para fornecer resultados preliminares aos observadores, incluindo a extração dos espectros 1D das imagens brutas. Os dados brutos, que incluem várias leituras dos detectores e informações de calibração, são transferidos para o servidor de arquivo após a compressão, utilizando um algoritmo projetado para reduzir o espaço em disco. A descrição completa do processo de redução dos dados espectroscópicos do APOGEE é apresentada detalhadamente em [Nidever et al. \(2015\)](#).

3.1.4 Obtenção automática de dados a partir dos espectros APOGEE

Modelagem Espectral

A radiação estelar que observamos geralmente consiste em um espectro contínuo com a presença de linhas de absorção. O espectro contínuo deriva da emissão da fotosfera, representando a radiação produzida no interior da estrela, onde as densidades e a taxa de produção de energia são altas o suficiente para manter um equilíbrio termodinâmico local (ETL). Este espectro de radiação pode ser aproximado pelo espectro do corpo negro, seguindo a lei de Planck. Quando essa radiação interage com os átomos e moléculas presentes na fotosfera, podem ser produzidas as linhas de absorção e/ou emissão. Na espectroscopia atômica, as linhas de absorção surgem da transição de elétrons para níveis de energia mais elevados devido à absorção de fótons. Na espectroscopia molecular, as linhas espectrais têm origem na variação de energia das moléculas através de transições eletrônicas, bem como em mudanças nos estados rotacional e vibracional.

A análise de espectros estelares oferece informações valiosas sobre as propriedades e a composição química das estrelas. Um dos métodos utilizados para estudar esses espectros é a síntese espectral, que envolve a geração de um espectro sintético, ou seja, teórico, que pode ser ajustado aos espectros observados. A partir disso, é possível extrair parâmetros estelares e determinar as abundâncias químicas. Para gerar um espectro sintético, são necessários vários elementos, incluindo uma estimativa dos parâmetros estelares (como a temperatura efetiva e a gravidade superficial), modelos de atmosfera estelar e listas de linhas atômicas e moleculares.

No DR17, o código Synspec ([Hubeny and Lanz, 2017](#); [Hubeny et al., 2021](#)) foi adotado para calcular as sínteses espectrais. O Synspec é um pacote escrito em FORTRAN que realiza

a modelagem de atmosferas estelares e diagnósticos espectroscópicos. Existem também *Value Added Catalogs* (VACs)ⁱ (Abdurro'uf et al., 2022) no DR17, que incluem sínteses espectrais feitas com o código Turbospectrum.

Modelos de Atmosfera

Um modelo de atmosfera estelar é uma representação teórica das camadas exteriores de uma estrela, que descreve como a temperatura, densidade, composição química e outras propriedades variam na atmosfera estelar. Essa descrição da atmosfera é feita através de parâmetros como profundidade óptica (τ), temperatura (T), pressão gasosa (P_g) e pressão eletrônica (N_e).

Os modelos de atmosfera estelar são construídos com base em princípios físicos, como as leis da termodinâmica e as equações de equilíbrio radiativo. Eles consideram uma variedade de processos físicos que ocorrem na atmosfera estelar, como convecção, radiação e ionização, e incorporam as propriedades das partículas presentes, como átomos, moléculas e íons.

Esses modelos são fundamentais para entender e interpretar os espectros estelares, pois fornecem informações sobre as condições físicas nas quais a radiação estelar produzida no núcleo pode ser absorvida na atmosfera. Atualmente, há uma variedade de grades de modelos de atmosfera estelar disponíveis na literatura. Alguns exemplos incluem os modelos de Kurucz (Kurucz, 1993), Castelli–Kurucz (Castelli and Kurucz, 2003), ATLAS6 (Kurucz, 2005), MARCS (Gustafsson et al., 2008), entre outros. Cada conjunto de modelos pode ter suas próprias características e aplicabilidades específicas, mas todos buscam descrever com precisão as propriedades das atmosferas estelares para uma variedade de estrelas e condições físicas.

O APOGEE utiliza grades de modelos em Equilíbrio Termodinâmico Local (ETL), desenvolvidas por Kurucz e MARCS, as quais foram derivadas especificamente para o levantamento e estão detalhadamente descritos em Mészáros et al. (2012). O último *data release* do APOGEE (DR17) apresenta os seus resultados apenas utilizando modelos de atmosfera MARCS.

O MARCS é um conjunto abrangente de modelos de atmosfera estelar desenvolvido para estrelas mais frias (FGKM). Ele é construído com base em dados atômicos e moleculares atualizados e oferece uma extensa grade de modelos esféricos (complementados por modelos planos-paralelos para as maiores gravidades superficiais). Os modelos MARCS cobrem uma ampla faixa de parâmetros estelares, incluindo temperatura efetiva (T_{eff}), gravidade superficial ($\log g$), metalicidade ($[M/H]$), abundâncias de elementos como carbono (C) e nitrogênio (N), e microturbulência (ξ). Esses modelos são essenciais para uma variedade de aplicações referentes

ⁱ Um VAC é um catálogo que agrega valor aos dados observacionais básicos ao incluir informações processadas ou derivadas, como parâmetros estelares detalhados, propriedades químicas e orbitais, ou outras análises especializadas. Esses catálogos têm como objetivo enriquecer os dados originais, oferecendo aos pesquisadores informações mais completas e prontas para análise científica.

ao estudo e caracterização estelar.

Lista de Linhas Atômicas e Moleculares

A lista de linhas espectrais do APOGEE para a banda H do espectro eletromagnético cobre a região entre $\lambda = 15.000\text{-}17.000 \text{ \AA}$. Essa lista de linhas foi desenvolvida pelo time do APOGEE e a sua versão mais recente foi incorporada ao DR16, conforme descrito por [Smith et al. \(2021\)](#). Ela é composta por uma combinação de linhas atômicas e moleculares, derivadas de várias fontes, incluindo medidas laboratoriais, cálculos teóricos e dados astrofísicos. As linhas são ajustadas com os parâmetros atômicos, principalmente com os valores $\log gf$ e as constantes de amortecimento (*damping*), utilizando espectros de alta qualidade do Sol e de Arcturus como referência.

A lista de linhas do DR16 apresenta várias atualizações em relação a versão anterior do DR14, incluindo a adição de linhas moleculares de H_2O e FeH , além de uma lista de linhas atômicas mais abrangente, incluindo um número significativamente maior de transições com divisão hiperfina. Também foram incluídas referências e listas de linhas mais recentes para moléculas com maior relevância na banda H, como CO e OH , bem como para C_2 e SiH . Além disso, o DR16 agora contém linhas detectáveis de elementos de captura de nêutrons pesados, como cério, neodímio e itérbio, além de rubídio, que podem ser encontradas em uma pequena fração de gigantes vermelhas do APOGEE. Essa lista de linhas é usada em versões mais recentes do SDSS-V. A Tabela 3.1 mostra uma porção da lista de linhas adotada e seus principais parâmetros utilizados.

Elemento	Comprimento de onda	E' (eV)	$\log(g-f)$	Damping	A (s^{-1})	ξ	Descrição da transição
FE I	15000.045	6.453	-0.778	-7.00	7.0	2.09e+08	x x 0.0 1.0 FE I 4s4D5s g5D 4f 4+[3+]
	15001.635	6.697	-6.633	-6.67	11.0	7.41e+06	x x 0.0 1.0 FE I 3Dsp3P 5F s6g 4+[5+]
	15001.635	6.697	-6.830	-6.67	13.0	7.59e+06	x x 0.0 1.0 FE I 3Dsp3P 5F s6g 4+[5+]
	15001.952	6.697	-5.860	-6.67	13.0	7.59e+06	x x 0.0 1.0 FE I 3Dsp3P 5F s6g 4+[6+]
	15002.348	6.277	-4.507	-6.95	5.0	6.03e+07	x x 0.0 1.0 FE I 4s6D5p n7F 4s6D5d 7P

Tabela 3.1: Tabela apresentando a estrutura da lista de linhas com seus principais parâmetros de entrada.

Utilizando um código de transferência radiativa, modelos de atmosfera e uma lista abrangente de linhas atômicas e moleculares na banda H, é possível criar espectros sintéticos para estrelas com variados parâmetros físicos e composições químicas. O projeto APOGEE desenvolveu uma extensa grade de espectros sintéticos que abrange os parâmetros atmosféricos e químicos de todas as estrelas observadas no projeto. Esta grade, composta por milhares de arquivos, é detalhadamente descrita em [Zamora et al. \(2015\)](#).

ASPCAP

O ASPCAP (*APOGEE Stellar Parameters and Chemical Abundances Pipeline*; [Pérez et al. 2016](#)) é o *pipeline* desenvolvido para analisar espectros estelares obtidos pelo APOGEE. Sua função principal é derivar parâmetros estelares (T_{eff} , $\log g$, $[\text{M}/\text{H}]$, $[\text{C}/\text{M}]$, $[\text{N}/\text{M}]$, $[\alpha/\text{H}]$, ξ)

e abundâncias químicas precisas para mais de 24 elementos a partir desses espectros. Este *pipeline* é capaz de lidar com grandes volumes de dados de forma eficiente, processando milhares de espectros estelares e sintéticos de maneira automatizada.

A determinação dos parâmetros estelares pelo ASPCAP é realizada utilizando a minimização do χ^2 , um método estatístico que compara os espectros observados com um conjunto de espectros sintéticos. Esse processo é conduzido pelo código de otimização chamado FERRE (Prieto et al. 2006; Allende Prieto et al. 2014), escrito em Fortran90. O FERRE é responsável por encontrar os parâmetros da grade de modelo que melhor se ajustam ao espectro observado. O FERRE realiza uma busca iterativa através do espaço de parâmetros disponível, ajustando-os para minimizar a diferença entre os espectros observados e os modelos sintéticos. Isso é feito através de uma série de avaliações do χ^2 , que compara os fluxos observados e modelados em diferentes comprimentos de onda. O processo de determinação dos parâmetros é dividido em duas etapas. Na primeira, determina-se principalmente os parâmetros atmosféricos e na segunda as abundâncias químicas. Mais detalhes sobre o funcionamento do ASPCAP é apresentado por Pérez et al. (2016).

3.2 Determinação de parâmetros físico/químicos adotada para as estrelas estudadas neste trabalho

Nesta seção, detalhamos a metodologia empregada para determinar os parâmetros físico-químicos explorados neste trabalho. Embora nossa abordagem seja em grande parte baseada nas técnicas utilizadas pelo APOGEE, implementamos algumas modificações visando aprimorar a precisão dos resultados e aprofundar as análises. Essas adaptações permitiram uma investigação mais detalhada das características estelares e uma interpretação mais robusta dos resultados.

3.2.1 Download dos Espectros Observados

O SDSS disponibiliza os espectros reduzidos e normalizados das estrelas observadas pelo APOGEE através de seu site oficialⁱⁱ. Um código em Python foi desenvolvido para automatizar o *download* desses espectros.

O primeiro passo do código é a construção dos URLs de *download* dos arquivos FITS que contêm os espectros das estrelas de interesse. Esses URLs são construídos com base nas informações sobre o telescópio usado para a observação, o campo observado e o identificador da estrela. Com os URLs devidamente formados, o próximo passo é o *download* efetivo dos arquivos FITS. Isso é feito utilizando a ferramenta wget, que permite o *download* direto dos arquivos no site do SDSS. Após o *download*, os arquivos FITS são abertos e processados para

ⁱⁱ <https://dr17.sdss.org/infrared/spectrum/search>

extrair as informações relevantes, como os fluxos espectrais das estrelas em diferentes comprimentos de onda. Finalmente, os espectros são salvos em formato de arquivos de texto simples (ASCCI) para posteriormente facilitar a análise. Cada linha desses arquivos de texto contém um par de valores representando o comprimento de onda e o fluxo correspondente (já normalizado pelo *pipeline*).

3.2.2 Parâmetros Atmosféricos

As temperaturas efetivas para as estrelas selecionadas neste estudo foram extraídas diretamente do DR17 do APOGEE, adotando os valores brutos fornecidos pelo ASPCAP, ou seja, sem qualquer calibração adicional. Esta decisão foi baseada na ausência de linhas ionizadas no espectro do APOGEE, que limita a determinação de parâmetros atmosféricos por meio do equilíbrio de ionização ou excitação, como é comumente realizado com linhas de Fe em estudos no ótico. Adicionalmente, estudos anteriores (Jönsson et al. 2020; Souto et al. 2016, 2019) validam a precisão das temperaturas efetivas determinadas pelo APOGEE/ASPCAP, demonstrando sua consistência com valores encontrados na literatura.

As gravidades superficiais ($\log g$) das estrelas foram calculadas usando a equação de Stefan-Boltzmann, expressa da seguinte forma:

$$\log g = \log g_{\odot} + \log \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right) + 4 \log \left(\frac{T_{\text{eff}\star}}{T_{\odot}} \right) - \log \left(\frac{L_{\text{bol},\star}}{L_{\text{bol},\odot}} \right). \quad (3.1)$$

Informações sobre massa estelar e luminosidade foram derivadas através da interpolação de uma isócrona a partir do MESA *Isochrones and Stellar Tracks* (MIST; Choi et al. 2016; Dotter 2016). Os valores solares de referência foram $T_{\text{eff},\odot} = 5772$ K, $\log g_{\odot} = 4,438$ dex, e magnitude bolométrica $M_{\text{bol},\odot} = 4,75$, conforme recomendado pela IAU (Prša et al. 2016). A partir destes valores e com a temperatura efetiva do APOGEE, substituímos estes na equação 3.1 para obter o $\log g$ para cada estrela analisada.

A velocidade de microturbulência (ξ) foi derivada seguindo o mesmo procedimento descrito por Smith et al. (2013) (ver também Souto et al. 2016). O procedimento consiste em variar a ξ de 0,5 a 3,0 em incrementos de 0,5 km.s^{-1} e determinar as abundâncias de ferro a partir das linhas de Fe I. Adotamos o valor que resulta na menor dispersão nas abundâncias das linhas de Fe I em função da velocidade de microturbulência para a estrela.

3.2.3 Método Markov Chain Monte Carlo

O Método de Monte Carlo via Cadeias de Markov (MCMC) é uma técnica amplamente utilizada para amostrar distribuições de probabilidade, especialmente distribuições complexas

em problemas de inferência bayesiana. Ele opera construindo uma cadeia de Markov, que consiste em uma sequência de passos em que o próximo estado depende exclusivamente do estado atual. Após um número suficiente de iterações, essa cadeia converge para a distribuição desejada, a posterior.

No MCMC, os *walkers* desempenham um papel essencial. Eles são soluções que exploram o espaço de parâmetros, propondo novos valores em cada passo e assim mapeando de maneira eficiente a distribuição posterior, identificando as regiões de maior probabilidade. O processo inicial, conhecido como *burn-in*, corresponde às iterações descartadas porque ainda não representam bem a distribuição posterior, sendo necessário mais passos até a estabilização da cadeia.

Outro conceito fundamental é o prior, que reflete o conhecimento prévio sobre os parâmetros antes da observação dos dados. A *likelihood* corresponde a função que mede a compatibilidade entre os dados observados e os valores propostos para os parâmetros. Essa função é essencial para direcionar os *walkers* às áreas de alta probabilidade no espaço de parâmetros, permitindo identificar as estimativas mais confiáveis (Helene and Vanin, 1991; Vuolo, 1996).

A posterior é o objetivo final do MCMC. Ela é proporcional o prior multiplicada pela *likelihood* com base no Teorema de Bayes. A posterior é a distribuição que descreve a probabilidade dos valores dos parâmetros condicionada aos dados observados, permitindo identificar os valores dos parâmetros mais prováveis.

3.2.4 Determinação das Metalicidades e do $v \sin(i)$ usando MCMC

Nós computamos sínteses espectrais usando o código de transferência radiativa TurboSpectrum (Alvarez and Plez, 1998; Plez, 2012) e modelos atmosféricos unidimensionais (1-D) de equilíbrio termodinâmico local (LTE) e planos-paralelos interpolados a partir da grade MARCS (Gustafsson et al., 2008). A síntese utiliza a lista de linhas espectrais do APOGEE para a banda H ($\lambda = 15.000-17.000 \text{ \AA}$), que foi incorporada no SDSS-IV DR16 conforme discutido na Seção 3.1.4.

O primeiro passo nesta análise foi utilizar a técnica de Markov chain Monte Carlo (MCMC) para analisar uma seleção de linhas de Fe I nos espectros do APOGEE, empregando uma grade bidimensional de espectros sintéticos. Os parâmetros livres em nossa análise foram a abundância de ferro ($A(\text{Fe})$) e a velocidade de rotação projetada ($v \sin(i)$). Para construir esta grade sintética, mantivemos valores fixos para a temperatura efetiva, gravidade superficial e microturbulência de cada alvo futuramente estudado. A grade gerada para cada estrela varia a $A(\text{Fe})$ de 6,45 a 8,0 ($[\text{Fe}/\text{H}]$ entre -1,00 e 0,55) em passos de 0,01 dex e $v \sin(i)$ de 1,0 a 40,0 km.s^{-1} em passos de 1 km.s^{-1} .

Para cada estrela estudada, geramos uma grade abrangente composta por 1640 sínteses

espectrais. Para corrigir as variações da *line spread function* (LSF) presentes nos espectros do APOGEE, convoluímos os espectros sintéticos com a LSF para corresponder à resolução do real do APOGEE. Esse processo é importante pois a resolução do APOGEE pode variar em função do comprimento de onda e em cada fibra adotada. Mais detalhes deste processo pode ser encontrado em [Nidever et al. \(2015\)](#); [Wanderley et al. \(2024b\)](#); [Wilson et al. \(2019\)](#).

Calculamos os valores de qui-quadrado entre os espectros observados e sintéticos para cada linha espectral de Fe I analisada (mais de 70 linhas) considerando ajustes em $\pm 5\text{\AA}$ em relação a transição estudada. Nossa seleção de linhas é baseada nos critérios descritos em [Souto et al. \(2018\)](#), com exclusões feitas para linhas fracas ou aquelas impactadas por problemas de redução espectral (ver Seção 3.2.6).

Com os valores de qui-quadrados determinados, podemos aplicar o método do MCMC. Para isto, consideramos a probabilidade posterior dos parâmetros usando o `emcee`ⁱⁱⁱ ([Foreman-Mackey et al., 2013](#)), uma implementação em Python do amostrador *Affine Invariant MCMC Ensemble* ([Goodman and Weare, 2010](#)). Adotamos uma função de verossimilhança proporcional a $\exp(-\chi_{\text{tot}}^2/2)$, em que χ_{tot}^2 corresponde à soma dos χ^2 individuais das linhas. Para valores intermediários da grade testados durante a amostragem com `emcee`, interpolamos os valores de χ_{tot} usando a rotina `griddata`, do Python `Scipy`^{iv}. Para cada simulação, usamos 50 *walkers* (amostradores de caminho aleatório) com 50 passos na fase inicial (*burn-in*) e 100 passos na fase final de amostragem (começando do último estado da cadeia de *burn-in*). Esses valores foram selecionados porque é observado um platô de convergência (conforme ilustrado no painel superior da Figura 3.4).

A Figura 3.4 apresenta os gráficos gerados com o código do MCMC. No painel superior dessa figura temos o gráfico de traço que mostra a evolução dos parâmetros v_{sini} e $A(\text{Fe})$ ao longo das iterações das cadeias de Markov e permite verificar a convergência dessas cadeias. Cada linha representa a trajetória de um “*walker*” (uma cadeia individual). Essas linhas mostram como os valores dos parâmetros variam ao longo do tempo, permitindo avaliar visualmente a convergência das cadeias. Observa-se que as linhas convergem para um valor constante após um certo número de passos (cerca de 20 passos). Isso indica que as cadeias atingiram um estado estacionário, sugerindo que a amostragem MCMC convergiu e, portanto, os resultados são confiáveis. O painel inferior da Figura 3.4 mostra a figura do *corner plot* que apresenta as distribuições marginais e as correlações entre os parâmetros v_{sini} e $A(\text{Fe})$. Cada diagonal da figura representa a distribuição de probabilidade de um único parâmetro, enquanto os gráficos fora da diagonal mostram as correlações entre os pares de parâmetros. Picos agudos nas distribuições marginais indicam uma estimativa mais precisa do parâmetro. Este gráfico nos permitiu visualizar e diagnosticar a convergência das amostras e a forma das distribuições de probabilidade. Salientamos que um perfil similar ao apresentado na Figura 3.4 foi obtido para a grande maioria

ⁱⁱⁱ Disponível online sob a Licença MIT: <https://github.com/dfm/emcee>.

^{iv} Para mais detalhes sobre o pacote SCIPY, consulte [Virtanen et al. \(2020\)](#).

das linhas de Fe I analisadas.

3.2.5 Determinações das abundâncias usando o BACCHUS

As abundâncias de C, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn e Fe foram calculadas usando o *wrapper* BACCHUS (Masseron et al. 2016), no modo semi-automático, que emprega o código de transferência radiativa TurboSpectrum (Alvarez and Plez 1998; Plez 2012) para gerar sínteses espectrais que são diretamente comparadas aos espectros estelares observados. Nós convoluímos os espectros sintéticos assumindo a resolução do APOGEE e os valores de $v \sin(i)$ derivados pelo MCMC. O BACCHUS realiza minimizações de qui-quadrado entre os espectros observados e as sínteses *on the fly*, ou seja, a medida que vai gerando novas sínteses. Esse processo agiliza a determinação dos parâmetros e traz mais velocidade de processamento à análise de abundâncias. Para cada resultado indicado pelo BACCHUS, fizemos uma conferência visual da qualidade do ajuste entre os espectros observados e sintéticos. Aqueles que julgamos ser não satisfatório foram ou analisados manualmente ou removidos da amostra. A Figura 3.5 apresenta o arquivo de saída padrão do BACCHUS, onde podemos avaliar visualmente a qualidade do melhor ajuste obtido.

3.2.6 Excluindo linhas espectrais com tendências espúrias

Para evitar resultados inconsistentes de abundância, excluímos linhas espectrais cujas abundâncias exibiam fortes correlações com a T_{eff} . A partir de uma lista inicial de linhas atômicas apresentada em Souto et al. (2018), removemos duas linhas de C I ($\lambda 15784,7\text{\AA}$, $\lambda 16005\text{\AA}$), três linhas de Mg I ($\lambda 15740,716\text{\AA}$, $\lambda 15748,988\text{\AA}$, e $\lambda 15765,842\text{\AA}$), duas linhas de Al I ($\lambda 16718,957\text{\AA}$, e $\lambda 16750,564\text{\AA}$), quatro linhas de Si I ($\lambda 15888,410\text{\AA}$, $\lambda 15960,063\text{\AA}$, $\lambda 16060,009\text{\AA}$, e $\lambda 16094,787\text{\AA}$), três linhas de Ti I ($\lambda 15334,847\text{\AA}$, $\lambda 15543,756\text{\AA}$, e $\lambda 15715,573\text{\AA}$), uma linha de Mn I, $\lambda 15217,0\text{\AA}$, e 25 linhas de Fe I. K e Ca exibem uma leve tendência de abundância em função de T_{eff} para todas as linhas analisadas, mas, dado que os efeitos são pequenos, as linhas de K I e Ca I foram mantidas na análise. Na Tabela B.1, fornecemos uma lista completa das linhas espectrais adotadas e removidas deste trabalho. A discussão detalhada destas tendências nas abundâncias químicas determinadas será apresentada na Seção 5.2 desta Tese.

3.2.7 Incertezas nas abundâncias

As incertezas nas abundâncias podem ser estimadas a partir das sensibilidades das abundâncias a erros nos parâmetros atmosféricos (como T_{eff} , $\log g$ e microturbulência), na razão sinal-ruído e na normalização do pseudo-contínuo (Jofré et al., 2019). Utilizamos as sensibilidades de abundâncias discutidas em Souto et al. (2018) como referência neste estudo. A Tabela 3.2 reproduz este resultado.

Essa análise de erros consistiu em modificar/perturbar os parâmetros atmosféricos com

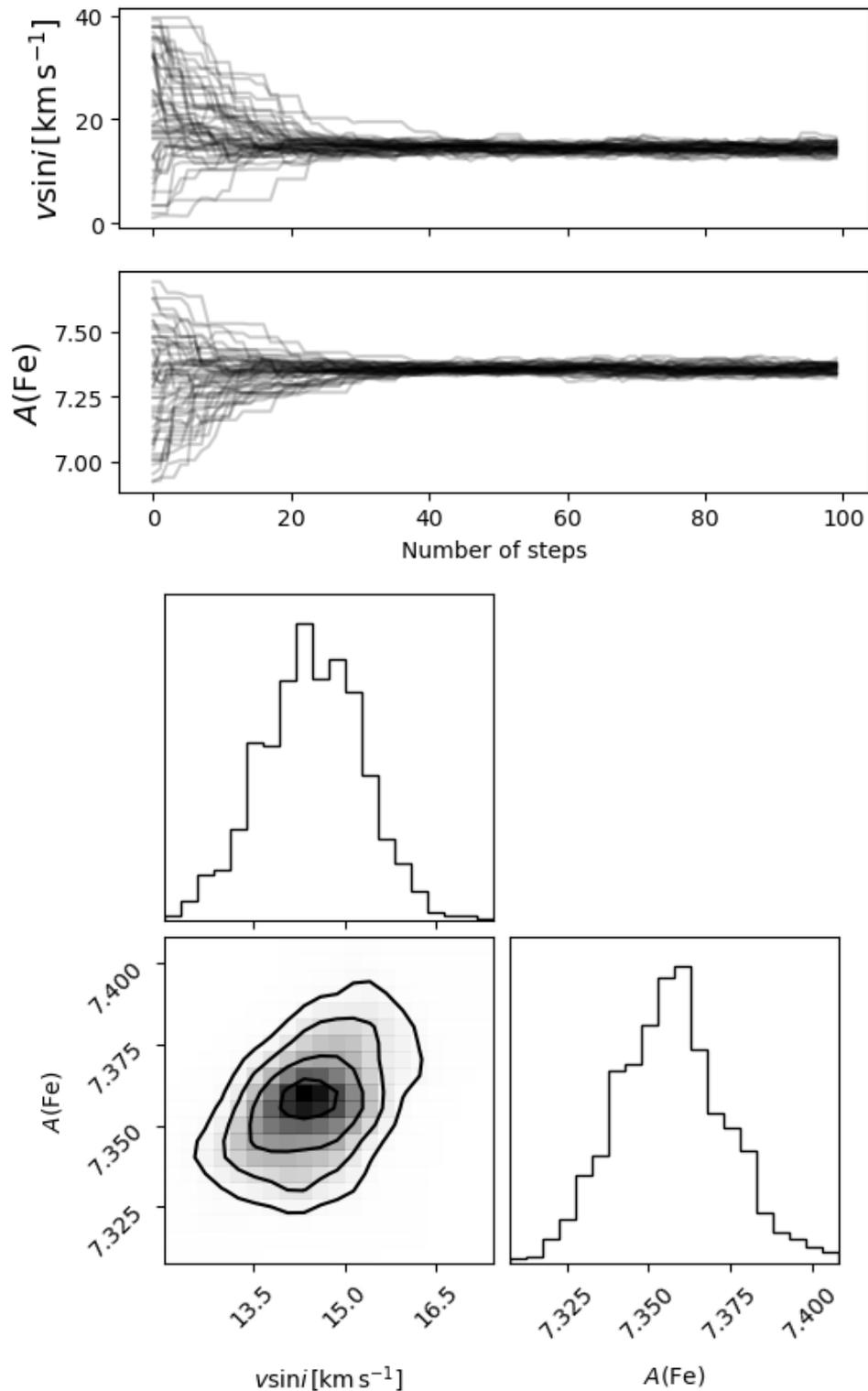


Figura 3.4: Painel superior: exibe a convergência das cadeias MCMC ao longo das iterações, com cada linha representando um dos *walkers*. O eixo x representa o número de passos e no eixo y estão os respectivos parâmetros, $v \sin i$ e $A(\text{Fe})$. Painel inferior: *corner plot* que exibe as distribuições marginais e as correlações entre os parâmetros $A(\text{Fe})$ e $v \sin i$.

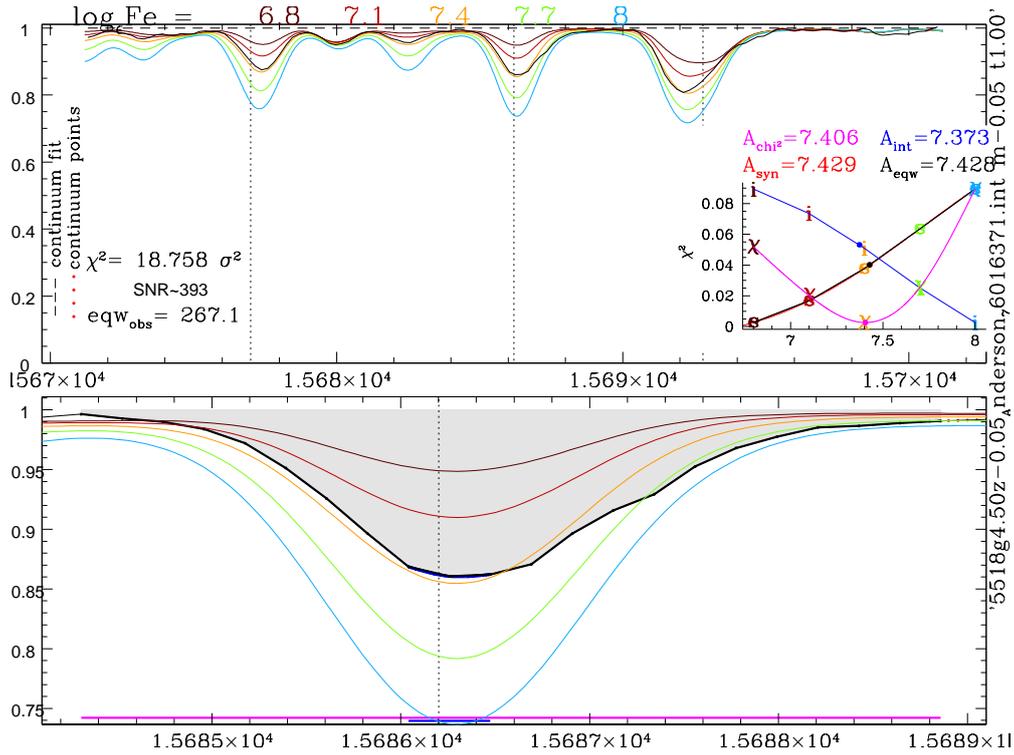


Figura 3.5: Arquivo de saída do BACCHUS. A figura apresenta o comprimento de onda em função do fluxo normalizado. No painel superior vemos a região do espectro utilizada na definição do pseudo-contínuo na análise. O painel inferior mostra um aumento na linha analisada.

base em suas incertezas típicas: $\delta T_{\text{eff}} \pm 50$ K, $\delta \log g \pm 0,20$ dex, $\delta [\text{Fe}/\text{H}] \pm 0,20$ dex, e $\delta \xi \pm 0,20$ km.s⁻¹. Também levamos em consideração as incertezas decorrentes de variações na razão sinal-ruído e na normalização do pseudo-contínuo, utilizando a mesma metodologia de [Melo et al. \(2024\)](#). Para avaliar o impacto da razão sinal-ruído (SNR) em nossos resultados, introduzimos uma quantidade controlada de ruído nos espectros sintéticos, variando o SNR de 100 a 300 em incrementos de 20. Derivamos então as abundâncias desses espectros para avaliar como cada abundância elementar foi afetada pelas variações no SNR. Para a normalização do pseudo-contínuo, ajustamos os espectros em $\pm 0,5\%$ e recalculamos as abundâncias para determinar o impacto em cada elemento estudado. Esta análise foi conduzida utilizando três modelos representativos para as anãs F ($T_{\text{eff}} = 6400$ K, $\log g = 4,30$), anãs G ($T_{\text{eff}} = 5777$ K, $\log g = 4,44$) e anãs K ($T_{\text{eff}} = 4800$ K, $\log g = 4,60$).

Por fim, combinamos todas as incertezas, dos parâmetros atmosféricos, razão sinal-ruído e normalização do pseudo-contínuo, somando os respectivos erros em quadratura. As incertezas nas abundâncias para todos os elementos estão apresentadas nos resultados dos capítulos 4 e 5. A incerteza média da abundância obtida para o ferro é de 0,06 dex, semelhante às incertezas típicas de abundância para todos os elementos. As abundâncias de potássio apresentam as menores incertezas ($\sim 0,04$ dex), enquanto as abundâncias de magnésio e alumínio apresentam as maiores incertezas, de 0,10 e 0,08 dex, respectivamente. Outro indicador para as incertezas de abundância é o desvio padrão da média. O desvio da abundância entre estrelas para todos os

elementos estudados neste trabalho é de cerca de 0,06, em geral concordando com as incertezas propagadas obtidas.

Conforme discutido na Seção 3.2.4, uma análise de MCMC das linhas de Fe I amostradas foi utilizada como um método adicional para determinar as metalicidades estelares neste estudo. A metodologia MCMC pode fornecer uma avaliação independente das incertezas nas medidas de abundância, uma vez que estima diretamente as incertezas nos parâmetros por meio dos desvios padrão dos posteriores marginalizados. No nosso caso, as incertezas médias obtidas pelo MCMC para [Fe/H] foram de $\pm 0,06$ dex (incertezas internas + desvio padrão típico da média), e isso é o mesmo que as incertezas totais para as abundâncias de ferro. Tal resultado confirma que as incertezas estimadas utilizando as sensibilidades de abundância a erros nos parâmetros atmosféricos são boas estimativas das incertezas nas abundâncias derivadas (e vice-versa).

Tabela 3.2: Sensibilidades de Abundância Devidas aos Parâmetros Atmosféricos

Elemento	T_{eff} (+100 K)	$\log g$ (+0.2 dex)	ξ (+0.2 km s ⁻¹)	[M/H] (+0.2 dex)	σ
C	+0.00	+0.02	+0.00	+0.01	0.022
N
O
Na	+0.01	+0.01	+0.00	+0.01	0.017
Mg	+0.03	-0.07	+0.02	-0.06	0.099
Al	+0.02	-0.05	+0.02	-0.05	0.076
Si	+0.02	-0.04	+0.02	-0.03	0.055
K	+0.01	+0.01	+0.00	+0.01	0.017
Ca	+0.02	+0.02	+0.02	+0.03	0.041
Ti	+0.02	-0.03	...	-0.02	0.046
V
Cr	+0.00	+0.01	+0.00	+0.01	0.014
Mn	+0.02	+0.00	+0.01	+0.01	0.024
Fe	+0.02	-0.03	+0.02	-0.02	0.046

3.2.8 Correções não-ETL

Desvios do equilíbrio termodinâmico local (não-ETL) são importantes a se considerar e, em particular, impactam significativamente os espectros ópticos de estrelas evoluídas e pobres em metais (Asplund, 2005). No entanto, no regime do infravermelho próximo, esses efeitos são geralmente menos pronunciados em anãs da sequência principal do tipo FGK (Bergemann et al., 2012; Osorio et al., 2020). O estudo de Osorio et al. (2020) fornece uma análise detalhada dos cálculos de multi-elementos em não-ETL para Na, Mg, K e Ca, cruciais para compreender a influência das interações atômicas na determinação das abundâncias estelares em estrelas de tipo tardio. Esses modelos foram essenciais para o desenvolvimento das grades de espectros sintéticos utilizadas nos resultados do ASPCAP (DR17) do levantamento APOGEE. Osorio

Tabela 3.3: Correções de abundância não-ETL.

Elemento	$T_{\text{eff}} = 4800\text{K}$ $\log g = 4.60$	$T_{\text{eff}} = 5777\text{K}$ $\log g = 4.44$	$T_{\text{eff}} = 6400\text{K}$ $\log g = 4.30$
Fe	0.00	0.00	0.00
Mg	0.00	0.01	0.02
Si	0.00	0.00	-0.01
Mn	0.06	0.12	0.16

et al. (2020) discutem que, enquanto as correções não-ETL foram modestas na banda H (menores que 0,10 para todas as espécies estudadas), no intervalo óptico, elas atingiram até 0,7 dex, destacando a necessidade de considerar o não-ETL na espectroscopia estelar para alcançar precisões melhores que 10%.

Também investigamos os desvios não-ETL nas abundâncias derivadas para cada linha espectral estudada, aplicando correções não-ETL baseadas em Bergemann and Gehren (2008) e na série de estudos de Bergemann et al. (2012, 2013, 2015), que podem ser acessados em nlte.mpia.de. Essas correções utilizaram modelos 1-D em plano-paralelo para estrelas representativas neste estudo (similar a adotada na Seção 3.2.4). Constatamos que os desvios não-ETL para Fe, Mg e Si são negligenciáveis e tipicamente menores que 0,02 dex para cada linha analisada, conforme visto na Tabela 3.3. O manganês mostrou desvios não-ETL mais significativos em todos os intervalos de T_{eff} estudados, variando entre +0,06 e +0,16 dex, com uma correção média de +0,12 dex. Como as correções não-ETL são, em maioria, insignificantes, usamos nossas abundâncias derivadas em ETL em todas as discussões subsequentes nesta Tese, exceto para as abundâncias de manganês discutidas na Seção 4.2.2, que foram corrigidas para não-ETL.

Busca por assinatura (ou não assinatura) de difusão atômica em aglomerados abertos

Sob a suposição de que os aglomerados abertos se originam de uma única nuvem molecular gigante (GMC) progenitora comum (Krumholz et al., 2019), espera-se uma composição química uniforme e bem misturada em um único e simultâneo evento de formação estelar. Consequentemente, os membros dentro desses aglomerados devem compartilhar não apenas a mesma idade, distância galactocêntrica e composição química inicial, mas também diferir apenas em suas massas estelares iniciais, como indicado por estudos como Silva et al. (2006, 2007), Feng and Krumholz (2014) e Bovy (2016). Esse cenário único torna os aglomerados estelares um dos laboratórios astrofísicos mais importantes. Eles são ambientes ideais para investigar interações entre a química estelar e os processos físicos internos ao longo da evolução das estrelas, o que pode contribuir para desvios da homogeneidade química.

Embora estrelas em aglomerados tenham uma composição química similar durante sua formação, ao longo de sua evolução, certos processos físicos internos podem levar a variações na abundância fotosférica de alguns elementos, conforme discutido na Seção 1.4.1 e Capítulo 2. Um dos processos importantes é a difusão atômica, que descreve o transporte de elementos químicos impulsionado pelo assentamento gravitacional e pela aceleração radiativa. Neste processo, elementos presentes na fotosfera estelar podem ser deslocados para camadas mais profundas da estrela, resultando numa diminuição observada da abundância desses elementos na fotosfera (Michaud et al., 2015). Tendências divergentes nas abundâncias químicas em estrelas da sequência principal, *turnoff* e gigantes, como indicado por estudos recentes, não podem ser explicadas exclusivamente por um modelo de evolução estelar baseado principalmente na convecção como o principal mecanismo de mistura (Villanova et al. 2009; Önehag et al. 2014; Schuler et al. 2009; Martin et al. 2017). Assim, a difusão também pode ser uma explicação possível para certas tendências de abundância (Michaud et al., 1984).

Uma vez que o assentamento gravitacional é um processo que ocorre gradualmente ao longo da evolução estelar, inicialmente acreditava-se que esse fenômeno seria observável em estrelas de aglomerados globulares devido às suas idades mais avançadas. Consequentemente, os aglomerados globulares têm sido o foco principal na busca por evidências de difusão atômica, como NGC 6397 por Korn et al. (2007), Lind et al. (2008) e Nordlander et al. (2012); NGC

6752 por Gruyters et al. (2013) e Gruyters et al. (2014); e M30 por Gruyters et al. (2016), Gavel et al. (2021) e Nordlander et al. (2024). Os autores observaram que esses aglomerados apresentavam variações nas abundâncias de certos elementos (entre 0,1-0,3 dex) quando comparada àquelas estrelas em diferentes estágios evolutivos (ou diferentes massas). Hoje em dia é sabido que a difusão atômica é um processo que depende principalmente da idade e da metalicidade estelar (Michaud et al., 2015). Estudos recentes, mostraram evidências da difusão operando em aglomerados abertos, como M67 por Bertelli Motta et al. (2018); Gao et al. (2018); Souto et al. (2018, 2019), NGC 2420 por Semenova et al. (2020) e Coma Berenices por Souto et al. (2021).

4.1 Aglomerados Abertos no APOGEE

Aglomerados abertos podem ser utilizados como marcadores para estudar a evolução química da Galáxia, uma vez que suas distâncias e idades são obtidas com maior precisão do que estrelas de campo. O projeto OCCAM (*Open Cluster Chemical Abundances and Mapping*; Donor et al. 2020; Frinchaboy et al. 2013; Myers et al. 2022) investigou a composição química de aglomerados abertos na Via Láctea com o intuito de compreender a evolução química da Galáxia através da análise de espectros estelares em alta resolução. Para o levantamento mais recente do OCCAM, foram utilizados dados do DR17 do APOGEE para estudar uma amostra de 150 aglomerados. O OCCAM visa criar um conjunto de dados uniforme e abrangente de estrelas pertencentes a centenas de aglomerados abertos na Via Láctea.

Neste trabalho, analisamos estes dados mais recentes do OCCAM (Myers et al., 2022) para identificar aglomerados abertos que são possíveis candidatos (ou não candidatos) a apresentar assinaturas de difusão. Para isso, estudamos as distribuições de T_{eff} versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ e $\log g$ versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ com o intuito de dividir a amostra de aglomerados em duas categorias: aglomerados que exibam depleção aparente na metalicidade no intervalo de temperatura efetiva em torno de 6000 a 7000 K e/ou $\log g$ entre 4,0 e 4,5 e aqueles que não possuem depleção. Nosso objetivo é ter aglomerados abertos que apresentam assinatura de difusão e outros que não apresentem para estudá-los em mais detalhes. Esta faixa de temperatura efetiva e gravidade superficial engloba estrelas que possuem uma zona radiativa mais extensa, a qual propicia uma maior eficiência à difusão atômica.

Estudar aglomerados com estrelas em diferentes estágios evolutivos (ou diferentes massas) é fundamental para identificar sinais de difusão. Selecionamos em nossa amostra os aglomerados que contêm tanto estrelas da sequência principal quanto estrelas evoluídas, eliminando a maioria dos aglomerados do OCCAM que possui principalmente estrelas gigantes. As Figuras 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4 apresentam os aglomerados selecionados neste estudo a partir das observações do OCCAM, ordenados da maior para a menor idade. Nos painéis à esquerda, temos os gráficos T_{eff} vs $[\text{Fe}/\text{H}]$ e nos painéis à direita, $\log g$ vs $[\text{Fe}/\text{H}]$. Os pontos em laranja representam as estrelas pertencentes aos respectivos aglomerados e a curva preta sólida representa a isócrona

MISTⁱ (*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics Isochrones and Stellar Tracks*; Choi et al. 2016; Dotter 2016) com a idade e metalicidade correspondente do aglomerado (reportados pelo OCCAM). Como discutido na seção anterior, a difusão é um processo físico dependente da idade, já que ocorre gradualmente ao longo da evolução das estrelas. Portanto, a idade de um aglomerado é um fator crucial ao investigar a difusão.

4.1.1 Aglomerados candidatos a apresentar difusão atômica

Na busca pela difusão atômica em aglomerados abertos, os trabalhos de Önehag et al. (2014) e Souto et al. (2018) foram pioneiros na identificação de potenciais assinaturas observacionais da difusão. Souto et al. (2018) analisou oito estrelas em diferentes estágios evolutivos (de sequência principal à gigantes vermelhas) no aglomerado aberto M67 (ver painel superior da Figura 4.1 apresentando dados do OCCAM), que compartilha propriedades semelhantes ao Sol, como idade (4 bilhões de anos) e metalicidade ($[Fe/H] \sim 0,00$ dex; Gaia Collaboration 2018). Eles observaram variações sistemáticas na abundância química de vários elementos, com estrelas do *turnoff* apresentando abundâncias ligeiramente menores em comparação com outras classes estelares, um desvio consistente com as previsões dos modelos de difusão (entre 0,1 e 0,2 dex).

É sabido que as estrelas do *turnoff* possuem uma zona radiativa maior, o que aumenta a eficiência do assentamento gravitacional, efetivamente descrita pelos modelos de difusão atômica (Michaud et al., 2015). Após as descobertas de Souto et al. (2018), estudos adicionais corroboraram a presença de difusão em M67, com base em dados dos levantamentos GALAH (*Galactic Archaeology with HERMES*; De Silva et al. 2015) e Gaia-ESO (Gao et al. 2018; Bertelli Motta et al. 2018). Souto et al. (2019) confirmou a assinatura de difusão atômica analisando uma amostra expandida do levantamento APOGEE. Evidências de difusão também foram detectadas em NGC 2420 por Semenova et al. (2020), um aglomerado mais jovem que M67 com uma idade de 2 bilhões de anos (Bossini et al., 2019) e metalicidade sub-solar ($[Fe/H] = -0,16 \pm 0,04$ dex; Souto et al. 2016), embora a intensidade da difusão tenha sido um pouco menor do que em M67. Mais recentemente, Souto et al. (2021) estudou Coma Berenices, um aglomerado aberto mais jovem com aproximadamente 600-800 milhões de anos de idade (Casewell et al. 2006; Kraus and Hillenbrand 2007; Casewell et al. 2014; Tang et al. 2018) e metalicidade quase solar, encontrando uma assinatura de difusão em uma temperatura efetiva de aproximadamente 6400 K, típica de estrelas anãs do tipo F.

Com base na análise das Figuras 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4, podemos selecionar alguns aglomerados abertos da amostra candidatos a apresentar difusão atômica, são eles: NGC 2682, NGC 188, NGC 752, NGC 6811 e NGC 2632. Estes aglomerados apresentam uma depleção na metalicidade no intervalo de $T_{\text{eff}} \sim 6000 - 7000$ K. É justamente nesta faixa onde é esperado ocorrer

ⁱ O projeto MIST oferece um conjunto abrangente de trilhas evolutivas estelares e isócronas geradas usando o MESA (*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics*).

uma assinatura de difusão, conforme visualizado na isócrona representada em cada figura por uma curva sólida preta.

4.1.2 Aglomerados candidatos a não apresentar difusão atômica

Ao analisar visualmente as Figuras 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4, vemos que os aglomerados abertos que não devem exibir assinaturas de difusão são: NGC 7789, Ruprecht 147, NGC 6866, Melotte 22, Melotte 20, ASCC 16, ASCC 19, ASCC 21 e Collinder 69. Esses aglomerados não mostraram uma depleção aparente na metalicidade na faixa de temperatura efetiva em torno de 6000 a 7000 K, em que se espera que a difusão atue de maneira significativa. Além disso, notamos uma grande dispersão nos dados de metalicidades reportados pelo OCCAM, o que sugere que a análise de potenciais membros dos aglomerados precisa ser refinada.

Neste trabalho, selecionamos o aglomerado aberto das Plêiades (Melotte 22), que é mais jovem que os aglomerados anteriormente investigados por [Souto et al. \(2019\)](#), [Semenova et al. \(2020\)](#) e [Souto et al. \(2021\)](#), para analisar a assinatura de difusão atômica. O nosso objetivo é explorar os limites observacionais da difusão atômica. O aglomerado das Plêiades, com uma idade estimada em torno de 112 milhões de anos ([Dahm, 2015](#)), oferece a oportunidade de avaliar o limite de idade em que a difusão pode ser detectada. A seleção deste aglomerado baseia-se na expectativa de que estrelas tão jovens não apresentem efeitos significativos de difusão atômica [Dotter et al. \(2017\)](#).

A análise do aglomerado aberto das Plêiades é essencial para verificar se os modelos teóricos de difusão atômica descrevem adequadamente as observações (e vice versa). Caso encontremos evidências de difusão atômica nas Plêiades, poderíamos considerar duas possíveis implicações: a necessidade de revisão dos modelos teóricos ou a presença de tendências espúrias nos dados de abundâncias do APOGEE, que sugeririam a difusão, mas que na realidade poderiam ser apenas erros sistemáticos nas medições. Este estudo contribui para o suporte às observações anteriores de difusão atômica nos aglomerados M67 e Coma Berenice ([Souto et al. 2018, 2019, 2021](#)), obtidas a partir de espectros do APOGEE.

4.2 O aglomerado aberto das Plêiades

O aglomerado aberto das Plêiades é um dos aglomerados mais extensivamente estudados na literatura, com inúmeras pesquisas realizadas em várias faixas de comprimento de onda para investigar sua natureza química e dinâmica, como por exemplo, Gaia ([Gaia Collaboration, 2018](#)), APOGEE e GALAH. A disponibilidade dos dados do Gaia DR2 e DR3 elucidou o debate sobre a distância das Plêiades ([van Leeuwen 2009; Abramson 2018](#)), inferindo que o aglomerado está situado a uma distância de $135,15 \pm 0,43$ pc ([Lodieu et al., 2019](#)), e assim refutando a estimativa anterior de $120,2 \pm 1,9$ pc ([van Leeuwen, 2009](#)) derivada dos dados do Hipparcos.

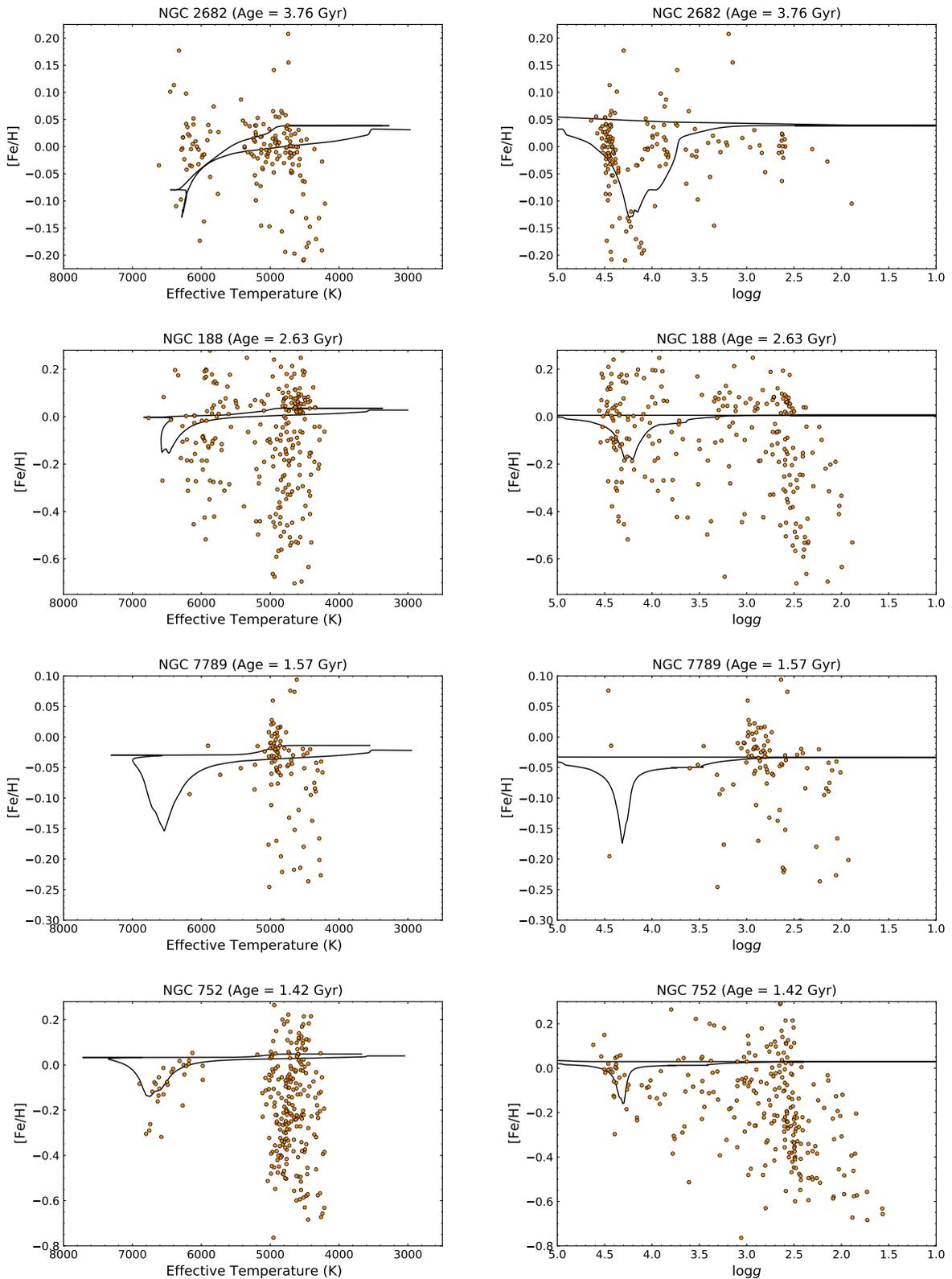


Figura 4.1: Distribuição da temperatura efetiva (painel esquerdo) e gravidade superficial (painel direito) em função da metalicidade ($[Fe/H]$) para os aglomerados abertos selecionados no estudo.

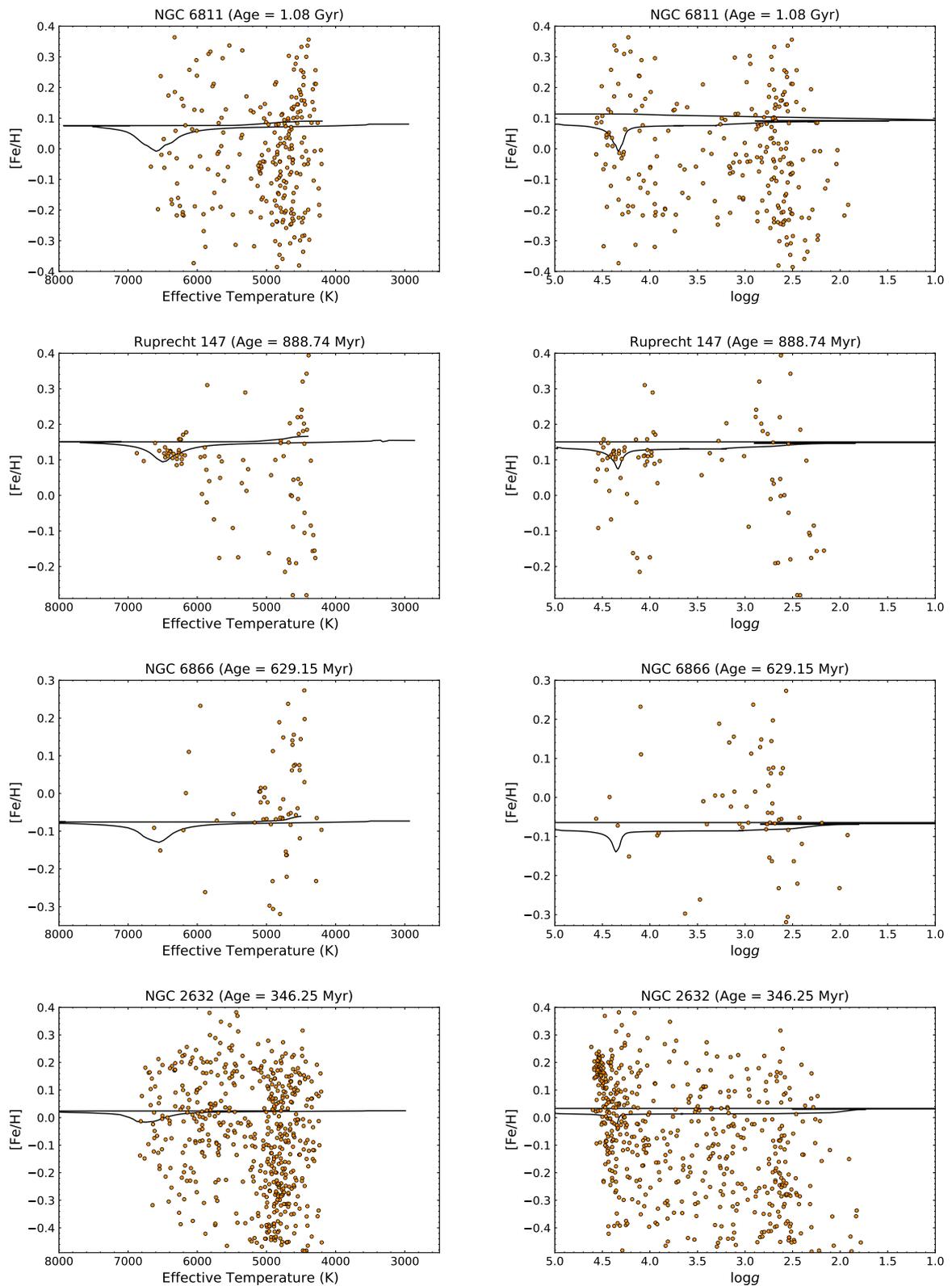


Figura 4.2: O mesmo que a Figura 4.1, mas para aglomerados abertos mais jovens.

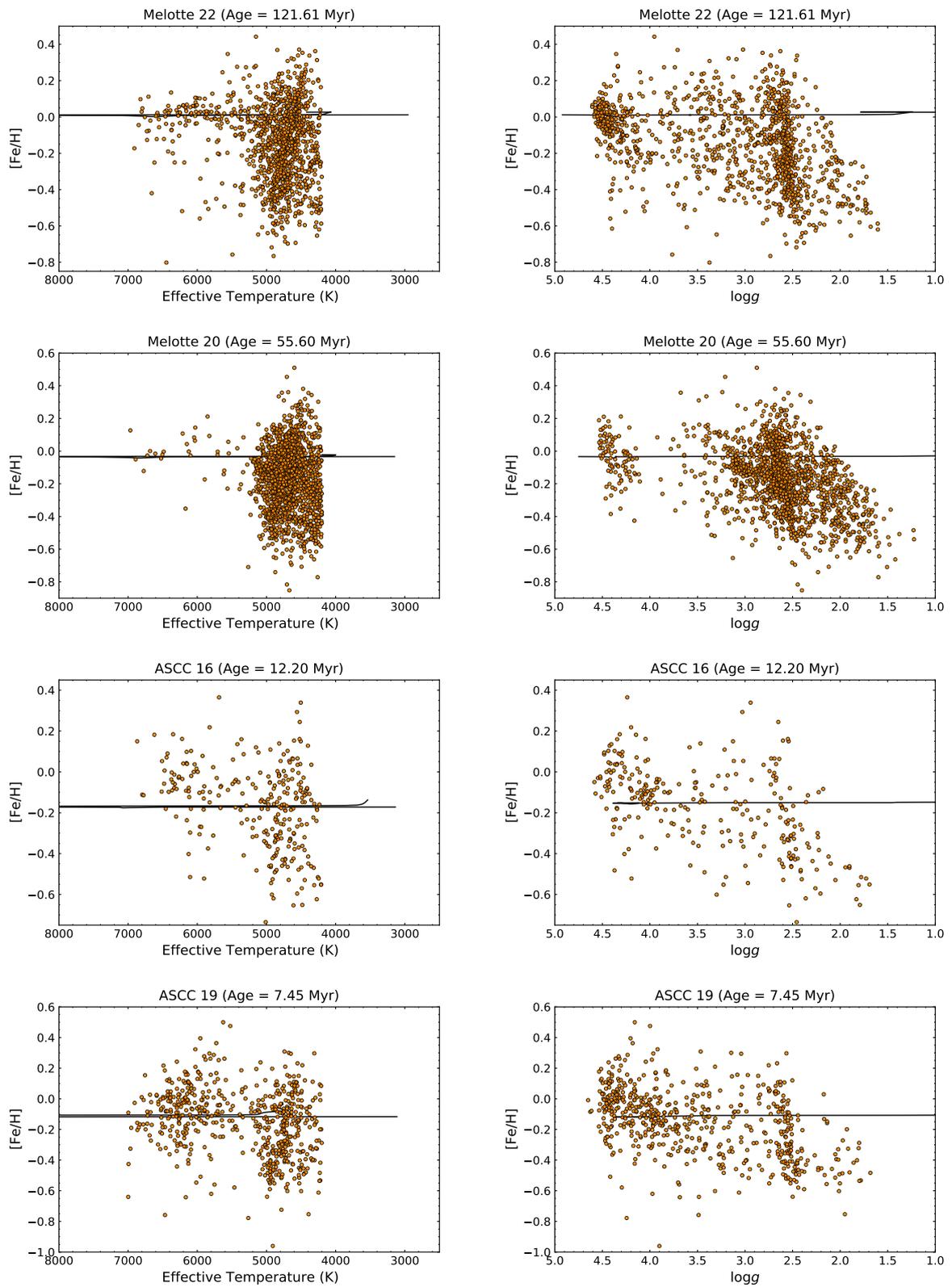


Figura 4.3: O mesmo que a Figura 4.1, mas para aglomerados abertos mais jovens.

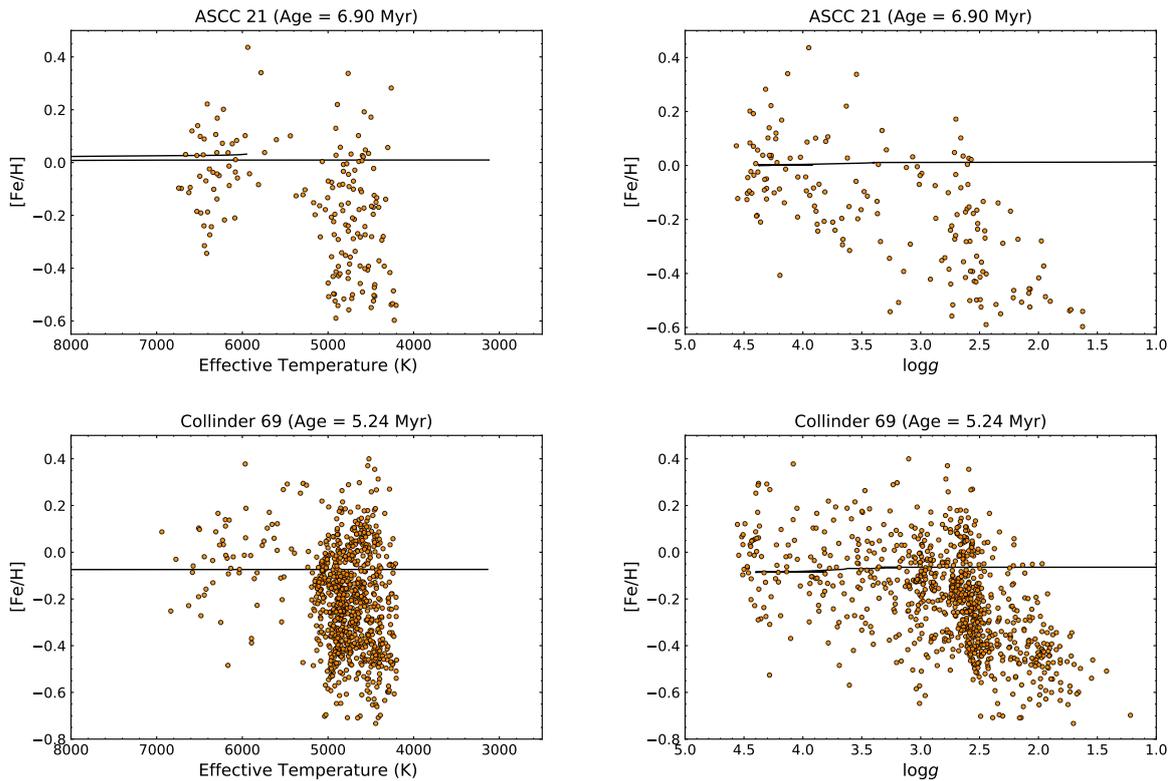


Figura 4.4: O mesmo que a Figura 4.1, mas para aglomerados abertos mais jovens.

Embora o aglomerado das Plêiades esteja muito próximo de nós, ele está localizado em uma posição com avermelhamento mensurável ao longo da linha de visão ($E(B - V) \sim 0,04 \text{ mag}$; O'Dell et al. 1994 e Gaia Collaboration 2018). Este aglomerado consiste em estrelas jovens com metalicidade aproximadamente solar. Algumas determinações de metalicidade incluem valores de $[Fe/H]$ de: $-0,034 \pm 0,024$ (Boesgaard and Friel, 1990); $+0,06 \pm 0,05$ (King et al., 2000); $+0,06 \pm 0,23$ (Groenewegen et al., 2007); $+0,06 \pm 0,02$ (Gebran and Monier, 2008); $+0,03 \pm 0,05$ (Funayama et al., 2009); e $+0,03 \pm 0,02$ (Soderblom et al., 2009). A idade tem sido debatida na literatura frequentemente, variando de 70-130 Myr a partir de determinações usando o ajuste de isócronas (Mermilliod 1981; Vandenberg and Bridges 1984; Mazzei and Pignatto 1989; Gossage et al. 2018), enquanto o método do limite de depleção de lítio (Basri et al. 1996; Stauffer et al. 1998; Barrado y Navascués et al. 2004) sugere uma idade de cerca de $112 \pm 5 \text{ Myr}$ (Dahm, 2015), que assumimos como a idade padrão padrão para as Plêiades.

4.2.1 Amostra de estudo

Utilizamos o trabalho de Lodieu et al. (2019) como referência para nossa análise de seleção de estrelas pertencentes as Plêiades. Lodieu et al. (2019) fornecem uma lista revisada de membros para três aglomerados, incluindo as Plêiades, a partir de uma análise em cinco dimensões ($\alpha, \delta, \pi, \mu_\alpha \cos \delta, \mu_\delta$) utilizando dados do catálogo Gaia DR2 (Gaia Collaboration 2018), complementada por comparações com levantamentos de grande escala conhecidos, como

o *Two Micron All-Sky Survey* (2MASS; Cutri et al. 2003; Skrutskie et al. 2006), o *Sloan Digital Sky Survey Data Release 12* (SDSS; Abolfathi et al. 2018), o *UKIRT Infrared Deep Sky Survey Galactic Clusters Survey* (UKIDSS GCS; Lawrence et al. 2007), o *Wide-field Infrared Survey Explorer* (AllWISE; Cutri et al. 2021; Wright et al. 2010) e o primeiro lançamento de dados do *Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System* (PS1; Chambers et al. 2019; Kaiser et al. 2002).

Os autores obtiveram um total de 1248 membros confirmados do aglomerado das Plêiades, dentro do tamanho radial do aglomerado de 11,6 pc (Lodieu et al., 2019). Com base nessa lista, realizamos um cruzamento de dados com a amostra do APOGEE DR17, resultando em 425 estrelas em comum. Em seguida, removemos 232 anãs M com temperaturas efetivas ($T_{\text{eff}} < 4100$ K) desta lista porque seus espectros apresentam absorções moleculares significativa (particularmente de H_2O) e seu estudo exigiria uma análise além do escopo deste trabalho (ver discussões em Souto et al. 2020, 2021, 2022; Wanderley et al. 2023). Além disso, removemos da amostra 33 estrelas com $T_{\text{eff}} > 7000$ K, pois a maioria de suas linhas atômicas era muito fraca para ser estudada com precisão, resultando em um total de 149 estrelas. Nota-se que usamos os valores não calibrados da temperatura efetiva do APOGEE para esse critério de seleção. Algumas estrelas desta amostra foram sinalizadas no DR17 com alertas, como SUSPECT_BROAD_LINES, SUSPECT_ROTATION e PERSIST_HIGH. Para garantir a qualidade e a confiabilidade dos espectros analisados, realizamos uma análise visual detalhada de cada espectro antes de proceder com a determinação dos parâmetros atmosféricos e de abundâncias em detalhe.

Em seguida, removemos estrelas que apresentavam linhas duplas em seus espectros e que provavelmente são binárias espectroscópicas; estrelas que provavelmente são binárias com base em suas posições no diagrama cor-magnitude; e aquelas com dispersão de velocidade radial superior a $1,0 \text{ km.s}^{-1}$ (usando como referência o estudo de El-Badry et al. 2018). Também removemos estrelas com espectros tendo relação sinal-ruído (SNR) < 100 e aquelas com $v \sin(i) > 30 \text{ km.s}^{-1}$, já que a velocidade de rotação contribui para o alargamento das linhas de absorção, tornando a determinação das abundâncias mais desafiadora. Duas estrelas, 2M03491172+2438117 e 2M03440424+2459233, não foram removidas da amostra pois optamos por mantê-las no estudo para comparar os resultados de abundância com Spina et al. (2018) (Seção 5.1.2). Embora elas exibam uma dispersão de velocidade radial de $17,7 \text{ km.s}^{-1}$ (de 2 visitas do APOGEE) e $2,9 \text{ km.s}^{-1}$ (de 3 visitas do APOGEE), respectivamente, sugerindo que são provavelmente membros de sistemas binários. Nossa amostra final contém 86 estrelas, cobrindo a faixa de temperatura efetiva aproximadamente entre 4500 – 6850 K.

Uma verificação das velocidades radiais das estrelas nesta amostra indicou que algumas delas apresentaram velocidades radiais (VR) que se desviaram significativamente do valor esperado para o aglomerado de $5,54 \pm 0,10 \text{ km.s}^{-1}$ (Gaia Collaboration 2018). Esses desvios

excederam $3\text{-}\sigma$ da incerteza típica da VR dos espectros do APOGEE (1 km.s^{-1}). Para refinar nossos critérios de membros do aglomerado, aplicamos o algoritmo *Hierarchical Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise* (HDBSCAN; Campello et al. 2013), utilizando a velocidade radial como um indicador-chave. Essa abordagem foi escolhida porque Lodieu et al. (2019) não utilizou a velocidade radial, mas temos esta medida precisa a partir dos espectros do APOGEE. O HDBSCAN é um algoritmo de agrupamento baseado em densidade, comumente usado em aprendizado de máquina e análise de dados. Ele se baseia no algoritmo *Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise* (DBSCAN, Sander et al. 1998), mas introduz uma abordagem hierárquica para a extração de agrupamentos, apresentando melhor desempenho quando comparado ao DBSCAN e a métodos semelhantes, como modelos de Mistura Gaussiana (Hunt and Reffert 2021).

Entre os parâmetros de entrada do HDBSCAN, os mais importantes são o *minimum number of points* (m_{Pts}) e o *minimum cluster size* (m_{clSize}). O m_{Pts} é análogo ao parâmetro ϵ no DBSCAN e define os pontos centrais e de borda: pontos com menos de m_{Pts} vizinhos são considerados *outliers*. O m_{clSize} define o número mínimo de pontos necessários para formar um aglomerado. Seguimos a recomendação de Campello et al. (2013) e consideramos o mesmo valor para os parâmetros m_{Pts} e m_{clSize} . Assumimos $m_{\text{Pts}} = m_{\text{clSize}} = 2$. Manter os valores de m_{Pts} e m_{clSize} o mais baixo possível no HDBSCAN pode trazer várias vantagens: i) identificação de agrupamentos menores nos dados; ii) um valor baixo de m_{Pts} permite que o algoritmo classifique mais pontos como *outliers*, o que pode ser útil para identificar pontos de dados raros ou anômalos que não pertencem a nenhum agrupamento; iii) maior flexibilidade para capturar estruturas diversas dentro dos dados; e iv) reduzir esses parâmetros pode incentivar o algoritmo a explorar diferentes níveis de densidade nos dados, potencialmente revelando estruturas hierárquicas ou agrupamentos aninhados que poderiam ser perdidos com valores de parâmetros mais altos.

Aplicamos o HDBSCAN em nossa amostra de 86 estrelas, assumindo a velocidade radial espectroscópica estelar do DR17 e os movimentos próprios ($\mu_{\alpha \cos \delta}$, μ_{δ}) do Gaia DR3 (Gaia Collaboration et al. 2021). Confirmamos 80 estrelas pertencentes às Plêiades, que compõem nossa amostra final apresentada na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Parâmetros Atmosféricos

2MASS ID	J	H	K	pm <i>ra</i> (mas yr ⁻¹)	pm <i>dec</i> (mas yr ⁻¹)	RV (km s ⁻¹)	SNR	<i>vsin(i)</i> (km s ⁻¹)	T _{eff} (K)	logg (cm s ⁻²)	ξ (km s ⁻¹)
2M03450528+2342097	8.205	8.041	8.000	19.75 ± 0.02	-46.40 ± 0.02	6.2	641	21.0 ± 1.2	6848	4.33	1.6
2M03445123+2316082	8.184	8.006	7.984	20.55 ± 0.02	-44.30 ± 0.02	7.1	617	26.5 ± 1.9	6678	4.35	1.6
2M03435880+2352578 ^a	8.600	8.420	8.308	19.88 ± 0.06	-44.69 ± 0.05	6.0	527	14.6 ± 0.9	6577	4.37	1.6
2M03501766+2522464	8.645	8.469	8.382	19.35 ± 0.03	-45.86 ± 0.02	6.5	684	24.5 ± 1.0	6451	4.39	1.6
2M03475252+2356286	8.853	8.639	8.574	19.68 ± 0.03	-46.39 ± 0.02	6.7	486	20.1 ± 0.0	6251	4.43	1.6
2M03482616+2402544 ^b	8.985	8.719	8.663	19.67 ± 0.02	-46.26 ± 0.01	6.5	306	16.2 ± 1.0	6206	4.44	1.6
2M03444075+2449067	8.783	8.540	8.513	20.24 ± 0.03	-45.45 ± 0.02	4.7	581	19.4 ± 0.8	6169	4.45	1.6
2M03394117+2317271	8.920	8.686	8.634	21.29 ± 0.02	-43.71 ± 0.01	6.3	469	28.4 ± 1.4	6159	4.45	1.6
2M03463878+2457346	9.105	8.851	8.763	20.61 ± 0.02	-46.95 ± 0.01	6.4	574	21.0 ± 0.8	6095	4.46	1.6
2M03491172+2438117 ^{a,b}	9.246	9.028	8.949	20.68 ± 0.03	-44.74 ± 0.02	3.9	273	12.5 ± 0.9	6055	4.47	1.6
2M03504007+2355590	9.181	8.941	8.853	18.71 ± 0.03	-44.36 ± 0.02	6.7	559	24.6 ± 0.9	6030	4.48	1.6
2M03385686+2434112 ^a	9.358	9.053	9.041	20.16 ± 0.02	-43.46 ± 0.02	5.9	530	11.2 ± 0.8	6029	4.48	1.6
2M03462267+2434126 ^b	9.274	8.994	8.923	19.68 ± 0.02	-44.99 ± 0.01	6.9	583	12.7 ± 0.7	6024	4.48	1.6
2M03445639+2425574 ^b	9.218	8.945	8.866	19.70 ± 0.03	-46.14 ± 0.02	5.3	587	18.6 ± 0.7	6020	4.48	1.6
2M03462735+2508080 ^b	9.366	9.063	8.993	20.87 ± 0.02	-45.54 ± 0.02	6.6	497	12.5 ± 0.6	6006	4.48	1.6
2M03483451+2326053 ^b	9.197	8.980	8.868	19.37 ± 0.02	-45.08 ± 0.01	6.4	478	15.4 ± 0.8	5979	4.49	1.6
2M03481712+2353253 ^b	9.264	8.976	8.891	17.89 ± 0.02	-45.50 ± 0.01	6.2	284	14.1 ± 1.0	5966	4.49	1.6
2M03464706+2254525 ^b	9.307	9.032	8.928	18.76 ± 0.02	-45.00 ± 0.02	6.8	470	17.3 ± 0.8	5897	4.50	1.2
2M03465491+2447468 ^{a,b}	9.274	9.005	8.977	19.30 ± 0.02	-46.34 ± 0.01	6.0	483	8.7 ± 0.5	5869	4.51	1.2
2M03465373+2335009 ^b	9.350	9.092	8.996	20.80 ± 0.02	-45.15 ± 0.01	6.6	389	8.7 ± 0.6	5857	4.51	1.2
2M03441391+2446457	9.530	9.172	9.062	20.64 ± 0.02	-45.24 ± 0.01	6.5	432	8.9 ± 0.7	5842	4.51	1.2
2M03474044+2421525 ^b	9.340	9.071	8.953	19.32 ± 0.03	-45.46 ± 0.02	5.5	538	15.9 ± 0.7	5800	4.52	1.2
2M03450400+2515282 ^{a,b}	9.435	9.146	9.041	18.65 ± 0.02	-45.41 ± 0.02	5.4	441	12.6 ± 0.7	5796	4.52	1.2
2M03440424+2459233 ^a	9.499	9.168	9.061	18.69 ± 0.23	-47.79 ± 0.13	3.0	536	8.9 ± 0.7	5755	4.53	1.2
2M03440059+2332382	9.650	9.274	9.199	19.56 ± 0.02	-44.75 ± 0.01	7.4	333	12.7 ± 0.6	5706	4.54	1.2
2M03433195+2340266	9.527	9.192	9.103	19.92 ± 0.07	-45.32 ± 0.05	5.5	323	12.0 ± 0.8	5688	4.54	1.2
2M03493312+2347435	9.595	9.294	9.214	19.92 ± 0.02	-43.75 ± 0.01	7.3	396	6.4 ± 0.7	5688	4.54	1.2
2M03405042+2325064	9.531	9.192	9.123	21.70 ± 0.02	-45.50 ± 0.01	5.8	386	11.7 ± 0.7	5656	4.55	1.2
2M03433772+2332096	9.529	9.191	9.124	19.53 ± 0.02	-45.29 ± 0.01	6.4	433	12.3 ± 0.5	5641	4.55	1.2
2M03481769+2502523	9.593	9.256	9.158	19.52 ± 0.02	-47.06 ± 0.02	6.3	479	12.2 ± 0.6	5577	4.56	1.2
2M03403436+2340574	9.585	9.241	9.148	20.55 ± 0.02	-45.63 ± 0.01	5.7	347	10.8 ± 0.7	5566	4.56	1.2
2M03474811+2313053	9.760	9.436	9.324	20.05 ± 0.03	-45.85 ± 0.02	7.6	416	4.8 ± 1.0	5506	4.57	1.2
2M03502089+2428003	9.746	9.397	9.307	20.35 ± 0.03	-45.48 ± 0.02	5.6	455	8.7 ± 0.6	5501	4.57	1.0
2M03454184+2425534	9.801	9.528	9.398	20.51 ± 0.03	-44.71 ± 0.02	7.3	350	7.1 ± 0.8	5471	4.57	1.0
2M03502130+2305470	9.863	9.512	9.385	19.61 ± 0.03	-46.56 ± 0.02	7.4	393	6.8 ± 0.8	5406	4.58	1.0
2M03444398+2413523	9.913	9.566	9.469	21.47 ± 0.03	-46.45 ± 0.02	5.5	412	9.1 ± 0.8	5370	4.59	1.0
2M03392780+2353420	9.957	9.556	9.475	21.16 ± 0.03	-45.35 ± 0.02	5.0	300	5.5 ± 1.1	5368	4.59	1.0

2M03433440+2345429	9.865	9.476	9.370	22.97 ± 0.04	-47.12 ± 0.03	5.3	334	6.3 ± 1.0	5360	4.59	1.0
2M03435070+2414508	9.833	9.429	9.344	21.61 ± 0.03	-44.80 ± 0.02	6.4	413	10.7 ± 0.6	5323	4.59	1.0
2M03470141+2329419	10.037	9.637	9.534	19.07 ± 0.02	-45.02 ± 0.02	6.3	248	8.2 ± 0.9	5271	4.60	1.0
2M03492873+2342440	9.914	9.543	9.428	19.94 ± 0.03	-47.45 ± 0.02	6.1	402	8.2 ± 0.6	5270	4.60	1.0
2M03495035+2342202	10.067	9.699	9.595	19.59 ± 0.03	-44.02 ± 0.02	7.1	346	6.0 ± 0.9	5264	4.60	1.0
2M03505508+2411508	10.116	9.740	9.629	18.86 ± 0.02	-43.39 ± 0.02	6.2	393	9.0 ± 0.8	5216	4.60	1.0
2M03532369+2403542	9.949	9.564	9.439	19.43 ± 0.03	-45.30 ± 0.02	6.9	216	13.7 ± 1.1	5183	4.61	1.0
2M03490232+2315088	10.135	9.758	9.657	19.73 ± 0.02	-44.43 ± 0.02	6.1	304	6.8 ± 1.0	5159	4.61	1.0
2M03461174+2437203	10.062	9.629	9.545	21.20 ± 0.03	-44.70 ± 0.02	6.9	397	8.3 ± 0.8	5106	4.61	1.0
2M03444317+2552319	10.031	9.669	9.520	19.77 ± 0.03	-45.90 ± 0.02	4.1	328	6.2 ± 0.9	5103	4.61	1.0
2M03440484+2416318	9.943	9.494	9.386	20.13 ± 0.02	-45.36 ± 0.02	5.3	205	10.8 ± 0.9	5095	4.61	1.0
2M03573331+2403114	10.454	9.965	9.861	18.76 ± 0.02	-45.31 ± 0.01	6.3	253	2.9 ± 1.4	5016	4.62	1.0
2M03430293+2440110	10.275	9.808	9.727	19.45 ± 0.02	-46.25 ± 0.01	5.6	366	8.2 ± 0.7	5015	4.62	1.0
2M03450326+2350219	10.261	9.835	9.730	20.34 ± 0.02	-45.77 ± 0.01	4.5	158	6.5 ± 1.4	5008	4.62	1.0
2M03513903+2245010	10.435	10.013	9.837	19.60 ± 0.02	-45.60 ± 0.01	6.8	287	3.4 ± 1.3	4997	4.62	1.0
2M03363030+2400440	10.468	10.026	9.903	19.76 ± 0.02	-43.17 ± 0.01	6.0	237	4.4 ± 1.5	4936	4.63	1.0
2M03403072+2429143	10.082	9.659	9.556	21.82 ± 0.04	-44.17 ± 0.03	4.0	332	6.6 ± 1.2	4914	4.63	1.0
2M03444394+2529574	10.391	9.863	9.740	20.32 ± 0.02	-43.83 ± 0.01	5.9	276	7.8 ± 1.0	4906	4.63	1.0
2M03470678+2342546	10.421	9.995	9.839	19.43 ± 0.02	-44.41 ± 0.01	6.6	149	3.3 ± 1.5	4826	4.64	1.0
2M03471480+2522186	10.046	9.515	9.517	19.56 ± 0.02	-45.94 ± 0.02	5.4	364	10.4 ± 0.7	4813	4.64	1.0
2M03434901+2543466	10.294	9.834	9.719	21.27 ± 0.02	-47.77 ± 0.01	5.2	309	10.0 ± 0.9	4800	4.64	1.0
2M03511685+2349357	10.616	10.077	9.957	19.84 ± 0.02	-46.76 ± 0.01	6.5	99	6.7 ± 2.2	4777	4.64	1.0
2M03441120+2322455	9.956	9.512	9.408	22.04 ± 0.03	-46.64 ± 0.02	6.8	374	18.2 ± 0.7	4774	4.64	1.0
2M03505143+2319447	10.632	10.108	10.015	18.89 ± 0.02	-46.33 ± 0.01	7.1	129	4.7 ± 1.9	4736	4.65	1.0
2M03452219+2328182	10.471	9.959	9.848	20.22 ± 0.02	-44.65 ± 0.01	5.9	167	7.9 ± 1.2	4733	4.65	1.0
2M03404256+2542197	10.799	10.240	10.134	20.79 ± 0.02	-45.87 ± 0.01	5.0	262	8.0 ± 1.1	4667	4.65	1.0
2M03440509+2529017	10.605	10.087	10.007	20.77 ± 0.02	-45.66 ± 0.01	5.3	301	8.0 ± 1.0	4667	4.65	1.0
2M03471352+2342515	10.624	10.148	10.009	19.73 ± 0.02	-45.61 ± 0.01	6.6	156	6.2 ± 1.4	4638	4.65	1.0
2M03463938+2401468	10.454	9.986	9.859	20.27 ± 0.02	-46.23 ± 0.01	5.9	171	8.2 ± 1.1	4634	4.65	1.0
2M03420470+2553091	10.784	10.183	10.093	21.06 ± 0.02	-46.90 ± 0.01	4.7	256	9.6 ± 0.9	4623	4.65	1.0
2M03555603+2334021	10.651	10.119	10.009	19.14 ± 0.02	-46.08 ± 0.01	7.2	226	8.7 ± 0.9	4610	4.66	1.0
2M03415906+2555153	10.752	10.167	10.074	20.58 ± 0.02	-45.14 ± 0.01	5.4	252	7.6 ± 1.3	4602	4.66	1.0
2M03422759+2502492	10.736	10.200	10.065	19.37 ± 0.02	-43.27 ± 0.01	5.9	308	8.6 ± 0.7	4599	4.66	1.0
2M03460649+2434027	10.793	10.236	10.113	19.75 ± 0.02	-46.62 ± 0.01	5.5	271	8.3 ± 0.8	4598	4.66	1.0
2M03503457+2430281	10.698	10.197	10.080	19.84 ± 0.02	-45.04 ± 0.02	6.4	307	10.7 ± 0.8	4571	4.66	1.0
2M03401202+2538321	10.208	9.757	9.579	18.35 ± 0.04	-47.55 ± 0.03	3.8	363	15.0 ± 0.8	4570	4.66	1.0
2M03513927+2432561	10.418	9.921	9.808	21.23 ± 0.02	-46.06 ± 0.01	6.4	174	10.4 ± 1.0	4552	4.66	1.0
2M03540892+2420011	10.376	9.845	9.721	16.63 ± 0.03	-46.42 ± 0.02	7.5	323	6.3 ± 1.3	4536	4.66	1.0
2M03413245+2309422	10.845	10.255	10.122	21.49 ± 0.03	-46.00 ± 0.02	5.4	93	6.6 ± 2.1	4531	4.66	1.0
2M03452957+2345379	11.063	10.417	10.251	19.07 ± 0.02	-45.76 ± 0.01	6.3	254	6.3 ± 1.3	4525	4.66	1.0

2M03405126+2335543	10.735	10.209	10.083	21.13 ± 0.02	-45.76 ± 0.01	5.7	124	8.1 ± 1.7	4521	4.66	1.0
2M03432662+2459395	10.477	9.956	9.795	19.04 ± 0.05	-44.59 ± 0.03	5.6	294	9.9 ± 0.9	4514	4.66	1.0
2M03455048+2352262	11.020	10.382	10.219	19.88 ± 0.02	-44.65 ± 0.01	5.0	217	7.6 ± 1.2	4502	4.66	1.0

^a Estrelas estudadas por [Spina et al. \(2018\)](#).

^b Estrelas estudadas por [Soderblom et al. \(2009\)](#).

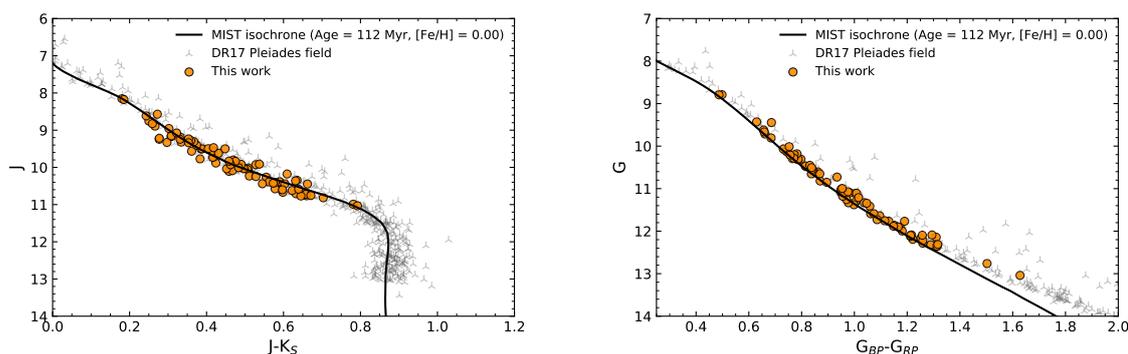


Figura 4.5: Os painéis esquerdo e direito mostram os diagramas (J-K_S) vs. J e (G_{BP}-G_{RP}) vs. G para as estrelas de campo das Plêiades observadas pelo APOGEE (triângulos invertidos cinza), utilizando a fotometria corrigida pela extinção do 2MASS e Gaia DR3, respectivamente. Os círculos laranja representam as estrelas estudadas neste trabalho. As isócronas MIST também são exibidas como linhas pretas sólidas.

Na Figura 4.5, apresentamos diagramas cor-magnitude (CMDs) utilizando dados corrigidos do avermelhamento do 2MASS (Skrutskie et al. 2006) (J-K_S – J; painel à esquerda) e do Gaia DR3 (G_{BP}-G_{RP} – G; painel à direita). Os alvos selecionados são exibidos como círculos laranja, enquanto a amostra de alvos do APOGEE observados no campo das Plêiades é mostrada como triângulos invertidos cinza. Para comparação, também exibimos uma isócrona MIST (Choi et al. 2016; Dotter 2016) com uma idade de 112 Myr e metalicidade solar como uma linha preta sólida, correspondente à idade e metalicidade das Plêiades (Dahm 2015). Todas as magnitudes foram corrigidas para extinção, aplicando o valor médio de extinção das Plêiades de $A_V = 0,12$ (Stauffer et al., 2007) e as relações fornecidas por Wang and Chen (2019). As estrelas selecionadas das Plêiades (círculos laranja) não são evoluídas, ou seja, ainda não atingiram o ponto de *turnoff*, em que as estrelas começam sua fase rápida de esgotamento de hidrogênio. Os pontos que representam a amostra e a isócrona MIST exibida concordam bem.

4.2.2 Resultados de abundâncias

Nesta seção, apresentamos os resultados de abundâncias para doze elementos (C, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn e Fe) em 80 estrelas anãs F, G e K do aglomerado aberto das Plêiades. As abundâncias estelares individuais estão apresentadas na Tabela 4.2, na qual as médias das abundâncias, desvios padrão e incertezas obtidas para o aglomerado são mostradas nas últimas linhas desta tabela.

Determinamos as metalicidades utilizando dois métodos: BACCHUS em modo semi-automático (ver Seção 3.2.5) e uma análise MCMC (ver Seção 3.2.4). Através de nossa análise de abundâncias com o BACCHUS, obtivemos uma abundância média de ferro (um indicador de metalicidade) para o aglomerado de $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0,03 \pm 0,04$ dex, indicando que o aglomerado aberto das Plêiades possui uma metalicidade aproximadamente solar. Usando uma análise MCMC bidimensional que considera tanto $[\text{Fe}/\text{H}]$ quanto $v \sin(i)$, obtivemos o mesmo resul-

tado de metalicidade média, com um desvio padrão ligeiramente maior: $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0,03 \pm 0,05$ dex. A Figura 4.6 fornece uma comparação direta de nossa metalicidade derivada com BACCHUS (eixo x) com a obtida pelo MCMC (eixo y). A barra de cores denota a T_{eff} , enquanto o painel inferior ilustra a diferença residual entre $[\text{Fe}/\text{H}]$ da análise semi-automática do BACCHUS e do MCMC. Nossos resultados mostram uma excelente concordância na escala de metalicidade, com $[\text{Fe}/\text{H}](\text{BACCHUS} - \text{MCMC}) = 0,01 \pm 0,02$ dex, sem tendências sistemáticas com a T_{eff} . Concluindo, as metalicidades derivadas são consistentes entre os métodos, e esses resultados estão bem alinhados com medidas anteriores da literatura (Soderblom et al., 2009; Spina et al., 2018; Takeda et al., 2016).

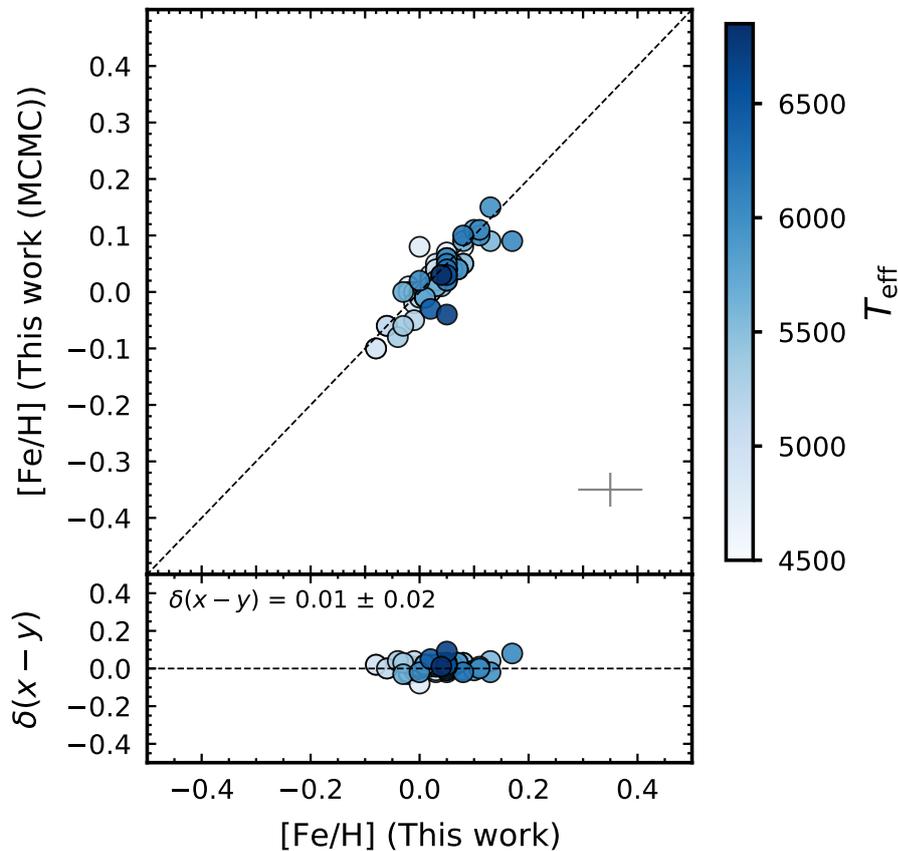


Figura 4.6: Distribuição $[\text{Fe}/\text{H}]$ vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$ com os resultados deste trabalho da análise semi-automática de abundâncias BACCHUS no eixo x e do MCMC no eixo y. O painel inferior mostra o diagrama de resíduos $(x-y)$, onde a diferença média com o respectivo desvio padrão da média é definida como δ . Uma barra de cores é usada para representar as temperaturas efetivas das estrelas.

Para o conteúdo metálico total do aglomerado, denotado como $[\text{M}/\text{H}]$, obtemos um valor de $0,01 \pm 0,06$, reforçando o ferro como um indicador confiável para a metalicidade do aglomerado. A razão média de elementos alfa em relação ao ferro, calculada como a média de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$, $[\text{Si}/\text{Fe}]$ e $[\text{Ca}/\text{Fe}]$, é $[\alpha/\text{Fe}] = 0,01 \pm 0,05$. Para os elementos *odd-z* (Na, Al, K), encontramos $[\text{odd-z}/\text{Fe}] = -0,04 \pm 0,08$, e para os elementos *iron-peak* (V, Cr e Mn), $[\text{iron peak}/\text{Fe}] = -0,02$

$\pm 0,08$. Esses valores, indicativos de rendimentos tanto de supernovas do Tipo I quanto do Tipo II, aproximam-se de níveis solares — um resultado não surpreendente, dada a proximidade das Plêiades ao Sol (135 pc; [Lodieu et al. 2019](#)) e sua relativa juventude (112 Myr; [Dahm 2015](#)). Adotamos como padrão os valores de abundância solar de [Asplund et al. \(2021\)](#).

Examinando os elementos individualmente, encontramos suas abundâncias em estreita proximidade aos valores solares, como $[\text{Ti}/\text{H}] = -0,01 \pm 0,06$, $[\text{Mg}/\text{H}] = 0,00 \pm 0,07$, $[\text{Al}/\text{H}] = 0,00 \pm 0,07$, $[\text{Si}/\text{H}] = 0,03 \pm 0,03$ e $[\text{V}/\text{H}] = 0,03 \pm 0,09$. Alguns elementos exibem abundâncias levemente aumentadas, incluindo $[\text{Na}/\text{H}] = 0,07 \pm 0,04$, $[\text{Cr}/\text{H}] = 0,08 \pm 0,08$ e $[\text{Ca}/\text{H}] = 0,10 \pm 0,05$ dex. Outros mostram razões de abundância levemente reduzidas, como $[\text{C}/\text{H}] = -0,06 \pm 0,06$, $[\text{Mn}/\text{H}] = -0,08 \pm 0,08$ dex e $[\text{K}/\text{H}] = -0,09 \pm 0,08$. A Tabela 4.2 lista as abundâncias estelares determinadas neste estudo.

4.2.3 Busca por difusão atômica nas estrelas das Plêiades

A Figura 4.7 mostra um diagrama de temperatura efetiva versus $[\text{X}/\text{H}]$ para todos os elementos estudados neste trabalho. A figura também inclui uma isócrona do MIST ([Choi et al., 2016](#)), que incorpora processos de difusão atômica assumindo metalicidade solar e uma idade de 112 Myr. O modelo de isócrona com difusão atômica prevê uma depleção de aproximadamente $[\text{Fe}/\text{H}] = 0,02$ dex em T_{eff} em torno de 6500 K.

Embora alguns elementos, como Na, Al, K, Ca e Mn, mostrem tendências inesperadas com a T_{eff} (ver Seção 5.2), o sinal esperado de depleção de abundância em torno de $T_{\text{eff}} \sim 6500$ K devido ao assentamento gravitacional não foi observado de forma estatisticamente significativa. Supondo que as abundâncias das anãs tardias de tipo K representem os valores de abundância originais, ou seja, iniciais do aglomerado, não encontramos diferenças estatisticamente significativas entre as abundâncias das anãs de tipo F e K. Nosso resultado sugere que a difusão atômica ainda não afetou significativamente as estrelas das Plêiades, em concordância com modelos teóricos de difusão atômica.

Tabela 4.2: Abundâncias Estelares Derivadas

2MASS ID	[Fe/H] (MCMC)	[Fe/H]	[C/H]	[Na/H]	[Mg/H]	[Al/H]	[Si/H]	[K/H]	[Ca/H]	[Ti/H]	[V/H]	[Cr/H]	[Mn/H]
2M03450528+2342097	0.03 ± 0.02	0.04	-0.10	...	0.04	-0.08
2M03445123+2316082	-0.04 ± 0.02	0.05	0.13	...	-0.01
2M03435880+2352578	0.03 ± 0.03	0.05	-0.11	0.01	0.04	-0.04	0.12	-0.32
2M03501766+2522464	-0.03 ± 0.02	0.02	0.01	0.02	-0.23
2M03475252+2356286	0.04 ± 0.03	-0.03	-0.10	-0.02	0.02	0.03	0.09	-0.24
2M03482616+2402544	0.10 ± 0.02	0.05	-0.14	0.00	0.09	0.00	0.16	-0.09
2M03444075+2449067	0.05 ± 0.02	0.08	-0.01	0.00	0.00	-0.05	0.15	-0.11
2M03394117+2317271	0.02 ± 0.02	0.05	0.09	0.01	0.04	-0.03	0.09	-0.13
2M03463878+2457346	0.04 ± 0.02	0.05	0.04	...	0.12	-0.05
2M03491172+2438117	0.03 ± 0.01	0.05	-0.08	...	-0.04	0.04	-0.03	-0.09	0.13	0.14	-0.13
2M03504007+2355590	0.02 ± 0.02	0.00	...	0.14	-0.05	0.01	0.02	-0.04	0.06	-0.18
2M03385686+2434112	0.09 ± 0.02	0.17	...	0.20	-0.16	0.08	0.08	-0.01	0.17	0.03
2M03462267+2434126	0.11 ± 0.02	0.11	-0.08	0.11	-0.06	0.06	0.08	0.04	-0.08
2M03445639+2425574	0.06 ± 0.02	0.05	-0.09	0.04	-0.04	0.09	0.04	0.04	0.13	-0.18
2M03462735+2508080	0.10 ± 0.02	0.11	...	0.14	-0.08	0.08	0.09	0.07	0.17	-0.03
2M03483451+2326053	0.04 ± 0.02	0.05	...	0.10	-0.04	0.05	0.02	-0.04	0.07	0.18	-0.22
2M03481712+2353253	0.15 ± 0.02	0.13	...	0.13	-0.08	0.08	0.11	0.09	0.18	0.19	0.01
2M03464706+2254525	0.04 ± 0.02	0.07	...	0.14	0.02	0.12	0.07	-0.12	0.13	0.17	-0.18
2M03465491+2447468	0.04 ± 0.02	0.06	...	0.07	-0.01	0.01	0.01	-0.01	0.14	0.12	-0.19
2M03465373+2335009	0.06 ± 0.02	0.05	...	0.09	0.03	0.05	0.04	-0.03	0.15	0.11	-0.24
2M03441391+2446457	0.04 ± 0.02	0.07	...	0.10	0.03	0.00	0.03	-0.11	0.15	0.14	-0.09
2M03474044+2421525	0.11 ± 0.03	0.10	...	0.07	-0.03	0.18	0.10	-0.02	0.18	0.21	-0.15
2M03450400+2515282	0.05 ± 0.02	0.04	...	0.08	0.03	0.17	0.04	0.07	0.12	0.20	-0.14
2M03440424+2459233	-0.01 ± 0.02	0.02	...	0.02	-0.01	-0.01	-0.04	-0.04	0.12	0.08	-0.18
2M03440059+2332382	0.04 ± 0.02	0.07	...	0.05	-0.04	0.07	0.08	-0.07	0.13	-0.16
2M03493312+2347435	0.09 ± 0.02	0.08	0.02	0.05	0.06	0.07	0.19	0.10	-0.11
2M03433195+2340266	0.00 ± 0.02	-0.03	0.02	0.01	-0.06	0.07	-0.30
2M03405042+2325064	0.01 ± 0.02	0.03	...	0.09	0.00	-0.04	0.03	-0.05	0.11	-0.03	-0.15
2M03433772+2332096	0.02 ± 0.02	0.05	0.07	0.08	0.04	-0.02	0.14	0.07	-0.14
2M03481769+2502523	-0.01 ± 0.03	0.01	...	0.09	0.00	0.00	-0.01	-0.10	0.09	0.10	-0.20
2M03403436+2340574	0.09 ± 0.02	0.13	0.10	0.16	0.09	-0.04	0.22	-0.03
2M03474811+2313053	0.03 ± 0.02	0.04	...	0.08	0.03	0.02	0.04	-0.03	0.13	0.15	-0.12
2M03502089+2428003	0.02 ± 0.02	0.03	...	0.02	-0.03	0.02	0.02	-0.05	0.13	0.07	-0.15
2M03454184+2425534	0.05 ± 0.02	0.08	...	0.05	0.07	0.08	0.05	-0.03	0.17	0.20	-0.13
2M03502130+2305470	0.01 ± 0.02	0.04	...	0.14	-0.02	0.02	0.04	-0.08	0.09	0.13	-0.17
2M03444398+2413523	0.00 ± 0.02	0.02	...	0.03	-0.01	0.00	0.03	-0.11	0.07	0.06	-0.18
2M03392780+2353420	0.05 ± 0.03	0.08	-0.12	0.10	0.09	-0.01	0.06	-0.04	0.17	0.18	-0.13
2M03433440+2345429	-0.06 ± 0.02	-0.03	...	0.06	-0.06	-0.03	-0.05	-0.07	0.11	0.03	-0.26
2M03435070+2414508	-0.08 ± 0.02	-0.04	...	0.07	-0.03	0.02	-0.02	-0.07	0.06	0.09	-0.25

2M03470141+2329419	0.03 ± 0.02	0.05	...	0.07	0.01	0.06	0.06	-0.10	0.10	0.10	-0.16
2M03492873+2342440	0.01 ± 0.02	0.02	-0.08	0.06	0.04	0.01	0.03	-0.10	0.11	0.03	...	0.12	-0.20
2M03495035+2342202	0.04 ± 0.02	0.06	-0.14	0.09	0.02	0.04	0.03	-0.09	0.14	0.16	-0.13
2M03505508+2411508	-0.01 ± 0.02	0.01	...	0.08	-0.01	0.02	0.02	-0.10	0.07	0.13	-0.17
2M03532369+2403542	-0.05 ± 0.02	-0.01	...	0.03	0.00	0.00	0.01	-0.09	0.08	-0.03	-0.27
2M03490232+2315088	0.00 ± 0.02	0.01	-0.08	0.03	-0.02	-0.05	0.01	-0.09	0.05	-0.07	-0.21
2M03461174+2437203	-0.06 ± 0.02	-0.06	0.00	0.02	-0.10	-0.03	-0.03	-0.18	0.06	0.00	-0.41
2M03444317+2552319	0.00 ± 0.02	0.02	...	0.03	0.02	0.01	0.00	-0.15	0.10	0.06	...	0.06	-0.22
2M03440484+2416318	-0.01 ± 0.02	0.00	...	0.10	0.03	0.03	-0.02	-0.06	0.09	-0.27
2M03573331+2403114	0.00 ± 0.02	0.00	0.02	0.04	0.02	-0.03	0.01	-0.17	0.05	0.06	...	0.02	-0.20
2M03430293+2440110	0.04 ± 0.02	0.03	-0.04	0.04	0.06	0.02	0.06	-0.08	0.10	0.08	-0.18
2M03450326+2350219	0.02 ± 0.02	0.03	...	0.02	-0.04	-0.04	0.04	-0.09	0.10	0.07	-0.17
2M03513903+2245010	0.00 ± 0.02	0.00	0.05	0.04	0.02	0.02	0.05	-0.14	0.05	0.07	...	0.12	-0.21
2M03363030+2400440	0.02 ± 0.02	0.03	...	0.12	0.02	0.00	0.04	-0.17	0.12	0.01	...	0.08	-0.23
2M03403072+2429143	-0.10 ± 0.02	-0.08	...	0.02	-0.16	...	-0.01	-0.20	0.02	-0.36
2M03444394+2529574	-0.02 ± 0.03	-0.01	-0.12	0.02	-0.08	-0.03	0.02	-0.14	0.10	-0.07	-0.27
2M03470678+2342546	0.05 ± 0.02	0.03	...	0.04	0.12	-0.04	0.01	-0.11	0.06	0.04	...	0.07	-0.21
2M03471480+2522186	-0.06 ± 0.02	-0.06	0.01	0.12	-0.06	...	-0.01	-0.20	0.01	-0.38
2M03434901+2543466	0.00 ± 0.02	-0.01	...	0.03	-0.01	-0.04	-0.03	-0.20	0.07	0.06	0.08	0.01	-0.28
2M03511685+2349357	0.05 ± 0.02	0.06	-0.07	...	0.11	-0.02	0.07	-0.14	0.08	0.06	-0.19
2M03441120+2322455	0.08 ± 0.02	0.00	...	0.06	-0.12	0.00	0.04	-0.18	0.10	-0.11	-0.34
2M03505143+2319447	0.05 ± 0.02	0.05	...	0.05	0.04	0.00	0.07	-0.12	0.10	-0.02	...	0.16	-0.14
2M03452219+2328182	0.04 ± 0.02	0.04	0.03	-0.02	0.04	-0.09	0.02	-0.05	-0.20
2M03440509+2529017	0.01 ± 0.03	-0.02	-0.13	0.01	0.00	-0.07	0.00	-0.17	0.04	...	0.12	0.02	-0.23
2M03404256+2542197	0.00 ± 0.03	-0.02	-0.09	0.06	-0.03	-0.06	-0.01	-0.19	0.03	-0.05	...	0.02	-0.27
2M03471352+2342515	0.04 ± 0.02	0.03	...	0.05	0.04	-0.02	0.00	-0.16	0.09	0.00	0.12	0.05	-0.12
2M03463938+2401468	0.04 ± 0.03	0.06	-0.03	0.09	0.02	-0.06	0.02	-0.03	0.09	0.03	0.01	0.11	...
2M03420470+2553091	0.07 ± 0.02	0.05	...	0.03	0.05	0.01	0.01	-0.12	0.11	-0.04	-0.10	0.13	-0.16
2M03555603+2334021	0.04 ± 0.02	0.05	-0.07	...	0.09	-0.08	0.04	-0.19	0.11	0.01	0.12	0.07	-0.17
2M03415906+2555153	0.05 ± 0.02	0.04	0.08	-0.06	0.05	-0.17	0.10	0.00	-0.10	0.10	-0.17
2M03422759+2502492	0.05 ± 0.03	0.05	...	0.06	0.06	0.00	0.05	-0.10	0.12	-0.03	...	0.04	-0.15
2M03460649+2434027	0.06 ± 0.03	0.05	-0.05	0.05	0.02	-0.02	0.05	-0.19	0.10	0.05	0.08	0.10	-0.16
2M03503457+2430281	0.02 ± 0.03	0.02	...	0.07	0.01	-0.04	0.03	-0.12	0.04	-0.03	...	-0.02	-0.19
2M03401202+2538321	-0.10 ± 0.03	-0.08	0.02	0.10	-0.09	...	-0.03	0.08
2M03513927+2432561	0.03 ± 0.03	0.02	...	0.04	0.01	-0.08	0.06	-0.19	0.01	-0.07	...	0.09	-0.23
2M03540892+2420011	-0.01 ± 0.03	0.00	-0.04	0.07	-0.02	...	0.03	-0.23	0.02	-0.16	...	-0.04	-0.20
2M03413245+2309422	0.02 ± 0.01	0.02	...	0.06	0.00	-0.07	-0.02	-0.16	0.03	-0.09	...	-0.10	...
2M03452957+2345379	0.05 ± 0.03	0.05	...	0.03	0.07	-0.11	0.05	-0.15	0.09	-0.02	...	0.16	-0.13
2M03405126+2335543	0.08 ± 0.03	0.08	0.13	-0.01	0.02	-0.15	0.08	0.00	0.10	0.13	-0.16
2M03432662+2459395	0.01 ± 0.04	0.03	...	0.08	0.02	-0.05	0.02	-0.09	0.06	-0.08	-0.10	0.05	...
2M03455048+2352262	0.03 ± 0.03	0.04	-0.16	...	-0.04	-0.02	0.03	-0.23	0.04	-0.04	-0.04	0.09	-0.19
Valores Médios do Aglomerado	0.03	0.03	-0.06	0.07	-0.01	0.00	0.03	-0.09	0.10	-0.01	0.03	0.08	-0.18

Valores Medianos do Aglomerado	0.03	0.04	-0.07	0.06	0.00	0.00	0.03	-0.09	0.10	0.00	0.08	0.09	-0.18
Desvio Absoluto Mediano (DAM)	0.02	0.02	0.08	0.04	0.04	0.02	0.02	0.06	0.03	0.00	0.08	0.07	0.05
Desvio padrão da média	0.05	0.04	0.06	0.04	0.07	0.07	0.03	0.08	0.05	0.06	0.09	0.08	0.08
Incertezas Propagadas (valores médios)	0.06	0.06	0.03	0.07	0.10	0.08	0.07	0.03	0.05	0.06	0.06	0.05	0.04

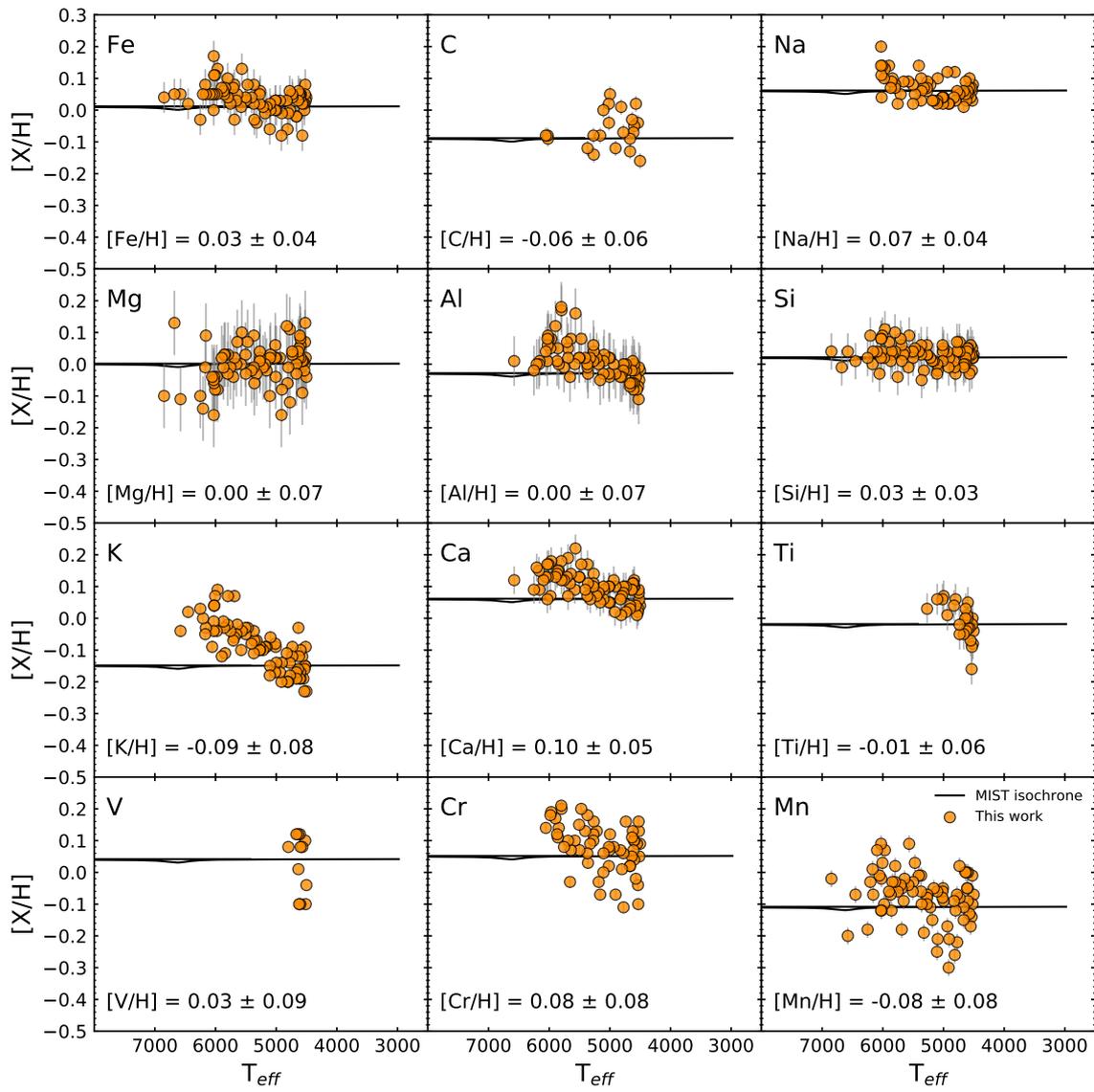


Figura 4.7: As abundâncias ($[X/H]$) das estrelas estudadas em função da temperatura efetiva. Uma linha preta sólida indica um modelo de difusão atômica assumindo metalicidade solar e idade de 112 milhões de anos.

Análise sistemática das abundâncias químicas das estrelas das Plêiades

Neste capítulo, apresentamos uma comparação dos nossos resultados de determinação de abundâncias com aqueles de estudos disponíveis na literatura. Além disso, discutimos as tendências observadas em algumas linhas de absorção, explorando possíveis explicações para essas tendências.

5.1 Comparações com a literatura

5.1.1 APOGEE DR17

Nesta seção, comparamos nossos resultados com os do SDSS-IV APOGEE DR17. Embora o APOGEE tenha como alvo principal de estudo estrelas gigantes vermelhas para entender a evolução química da Galáxia, ele também incluiu numerosas estrelas da sequência principal. Apesar do SDSS-IV já estar finalizado, os resultados do DR17 ainda são amplamente utilizados pela comunidade e o *pipeline* ASPCAP continua sendo um dos *pipelines* para a determinação de parâmetros e abundâncias no atual *survey* SDSS-V *Milky Way Mapper* (MWM), que agora tem uma importante componente focada em estrelas da sequência principal. Consequentemente, nossos resultados podem fornecer dados valiosos para a calibração das abundâncias derivadas pelos *pipelines* do SDSS-V.

A comparação entre nossos valores de $v_{\sin(i)}$, calculados utilizando MCMC (eixo x), e os do APOGEE DR17 (eixo y) é apresentada na Figura 5.1, cujo formato é similar a Figura 4.6. Os resultados estão em ótimo acordo, com uma dispersão pequena, $v_{\sin(i)}$ (Este trabalho - APOGEE DR17) = $0,45 \pm 0,94 \text{ km.s}^{-1}$. Observa-se uma tendência de $v_{\sin(i)}$ como função de T_{eff} , na qual as estrelas anãs F mais quentes exibem valores maiores de $v_{\sin(i)}$ ($\gtrsim 20 \text{ km.s}^{-1}$) em comparação com as anãs K mais frias, que mostram valores menores ($\lesssim 10 \text{ km.s}^{-1}$).

A Figura 5.2 apresenta um diagrama de abundâncias comparativas, em que nossos resultados estão no eixo x e os resultados do APOGEE DR17 (não calibrados), Soderblom et al. (2009) e Spina et al. (2018) estão no eixo y. Esta seção foca nas comparações com o DR17, enquanto a Seção 5.1.2 comparará com os resultados obtidos no óptico. O painel inferior de

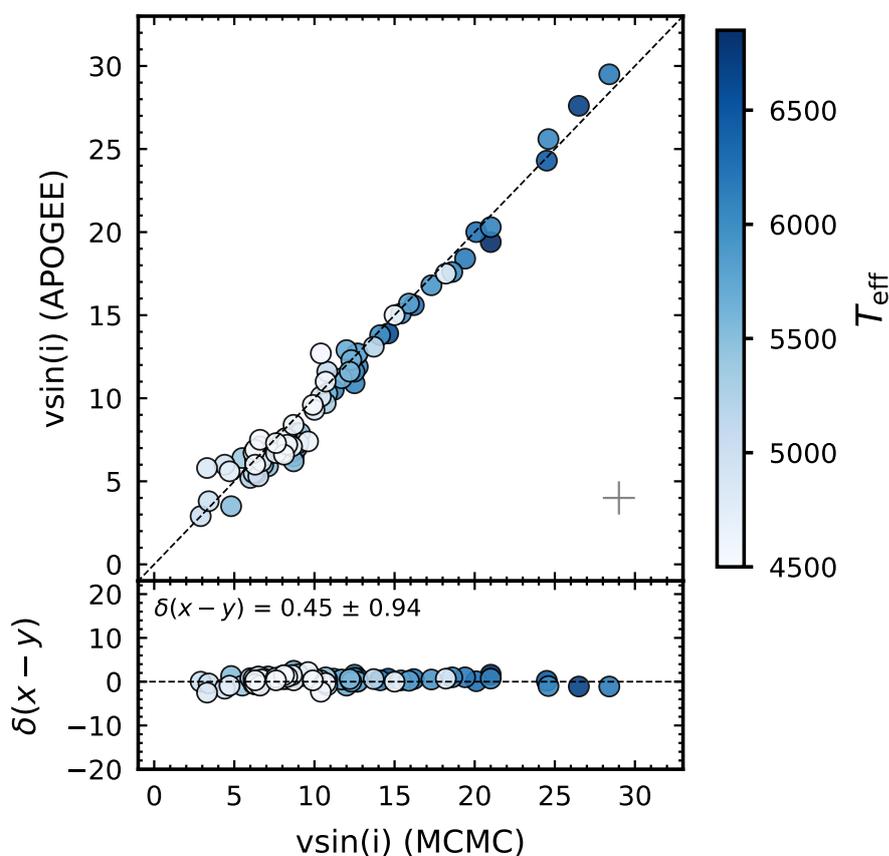


Figura 5.1: Mesmo formato da Figura 4.6 mas comparando os valores de $v\sin(i)$ medidos pela nossa análise MCMC no eixo x e do APOGEE no eixo y. Uma barra de erro típica é apresentada no canto inferior direito da figura.

cada subgráfico mostra a diferença residual (δ) entre nosso trabalho e o APOGEE DR17, com uma barra de cores indicando a T_{eff} . A comparação dos resultados de abundâncias geralmente mostra uma boa concordância, particularmente para Ca (δ (este trabalho - literatura) = $0,04 \pm 0,02$), Cr ($\delta = -0,02 \pm 0,06$), Mn ($\delta = 0,01 \pm 0,05$) e Fe ($\delta = 0,05 \pm 0,03$). No entanto, alguns elementos como C ($\delta = 0,00 \pm 0,10$), K ($\delta = 0,04 \pm 0,08$) e Mg ($\delta = 0,13 \pm 0,08$) exibem maior dispersão, e Na ($\delta = 0,28 \pm 0,16$) mostra uma diferença significativa. A análise da figura indica que os resultados do DR17 para C, Na, Mg, Si e K mostram uma diminuição sistemática nas abundâncias, mais pronunciada para estrelas com menor T_{eff} , como visto nos círculos de cor clara, enquanto os resultados deste trabalho (eixo x) estão agrupados em torno de 0,00. Isso sugere que o DR17 pode apresentar tendências de abundâncias influenciadas pela temperatura efetiva (discutiremos em detalhes na Seção 5.2. Essas tendências indicam que os valores de abundância no DR17, particularmente para alguns elementos como Na e Mg, podem estar subestimados para estrelas de baixa temperatura efetiva, o que é evidenciado pela maior dispersão nos elementos mencionados.

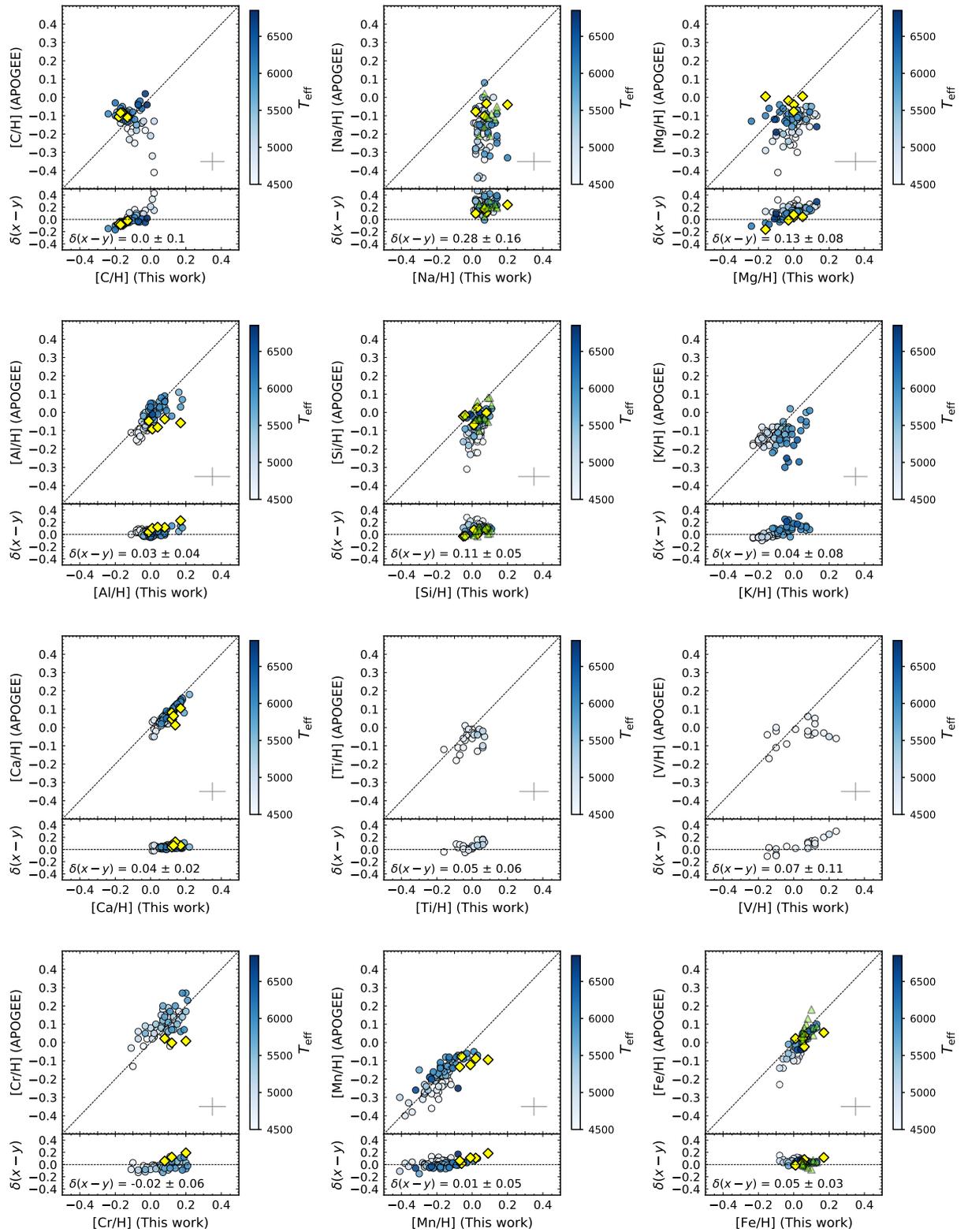


Figura 5.2: Comparação das abundâncias deste trabalho e da literatura (APOGEE DR17, círculos com barra de cores; Spina *et al.* (2018) como um diamante amarelo; Soderblom *et al.* (2009) como um triângulo verde). Cada painel representa um elemento estudado. Mesmo formato da Figura 4.6.

É notável que as abundâncias de Na para as estrelas das Plêiades estudadas no DR17 apresentam grandes desvios e tendências sistemáticas; as abundâncias de Na são derivadas de duas linhas fracas nos espectros do APOGEE. Essas tendências sistemáticas podem ser atribuídas aos desafios enfrentados pelo ASPCAP para medir com precisão linhas fracas. Tais tendências resultam em abundâncias médias de Na com uma grande dispersão (desvio padrão da média de 0,23), o que não é esperado para estrelas em um aglomerado aberto. Em contraste, neste trabalho, obtemos um desvio padrão da média para $A(\text{Na})$ muito mais razoável, de 0,04, para as estrelas das Plêiades estudadas.

5.1.2 Estudos de abundância óptica de alta resolução

As Plêiades é um dos aglomerados estelares mais estudados em nossa Galáxia. Apesar disso, ainda há uma falta de estudos abrangentes de abundância que cubram a ampla faixa de massas estelares do aglomerado. Estudos anteriores têm se concentrado principalmente nas estrelas peculiares e luminosas do aglomerado. Notavelmente, [Hui-Bon-Hoa and Alecian \(1998\)](#) e [Gebran and Monier \(2008\)](#) realizaram análises de abundância em estrelas do tipo A, tanto normais quanto quimicamente peculiares (A_m), assim como em estrelas do tipo F, utilizando espectroscopia óptica de alta resolução. Esses estudos determinaram abundâncias para uma variedade de elementos, incluindo C, N, O, Na, Mg, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Sr, Y, Zr e Ba. Além disso, [Soderblom et al. \(2009\)](#) e [Takeda et al. \(2016\)](#) caracterizaram as abundâncias de C, O, Na, Fe, Si, Ni e Ti em estrelas anãs FG, também baseando-se em espectros ópticos de alta resolução.

Mais recentemente, [Spina et al. \(2018\)](#) exploraram as inomogeneidades químicas nas Plêiades, potencialmente causadas pelo engolfamento de planetas. Os autores utilizaram espectroscopia de alta resolução do UVES no *Very Large Telescope* do *European Southern Observatory*. As cinco estrelas estudadas por [Spina et al. \(2018\)](#) também são examinadas nesta Tese: 2M03385686+2434112, 2M03440424+2459233, 2M03450400+2515282, 2M03465491+2447468 e 2M03491172+2438117. Os parâmetros atmosféricos deste trabalho mostram um bom acordo com [Spina et al. \(2018\)](#), sendo que $\delta T_{\text{eff}} = -31 \pm 39$ K e $\delta \log g = -0,06 \pm 0,04$ dex (δ representa a diferença média, Este trabalho - [Spina et al. 2018](#)). Este é um resultado muito bom para confirmar as escalas de temperatura efetiva do APOGEE, uma vez que os resultados de [Spina et al. \(2018\)](#) são determinados a partir de medidas diferenciais de abundâncias em relação ao espectro solar.

No geral, nossos resultados de abundância concordam bem com os deles, como mostrado pelos símbolos de diamante amarelos na Figura 5.2. Elementos que exibem disparidades significativas nesta comparação são Na ($\delta = 0,16 \pm 0,06$), Al ($\delta = 0,12 \pm 0,06$), Cr ($\delta = 0,12 \pm 0,05$) e Mn ($\delta = 0,10 \pm 0,06$). A presença de linhas fracas nos espectros do APOGEE para Na e Cr dentro do intervalo de parâmetros atmosféricos da nossa amostra estudada, pode indicar

desafios adicionais na medida de suas abundâncias. Elementos como C, Mg, Si e Fe exibem diferenças médias de abundância menores que 0,06 dex, indicando um bom acordo dentro das incertezas.

Treze anãs F e G neste trabalho foram anteriormente estudadas por [Soderblom et al. \(2009\)](#). Elas estão marcadas na Tabela 4.1. O estudo em questão determinou as abundâncias de Fe, Si, Ni, Ti e Na a partir do espectrógrafo echelle óptico de alta resolução Hamilton ($R=40.000$) em 20 estrelas de tipo solar das Plêiades com baixos valores de $v_{\sin(i)}$. Comparações entre nossos resultados e os de [Soderblom et al. \(2009\)](#) geralmente mostram boa concordância, com $\delta[\text{Fe}/\text{H}] = 0,00 \pm 0,04$ e $\delta[\text{Si}/\text{H}] = 0,06 \pm 0,06$. No entanto, existe uma discrepância notável para Na, em que $\delta[\text{Na}/\text{H}] = 0,21 \pm 0,06$, indicando valores significativamente mais baixos em [Soderblom et al. \(2009\)](#), como visto como um triângulo verde na Figura 5.2. O desvio observado nas abundâncias de Na entre este estudo e os relatados por [Soderblom et al. \(2009\)](#) e [Spina et al. \(2018\)](#) pode ser atribuído a efeitos não-LTE que impactam as linhas ópticas de Na I usadas em suas análises, já que estas podem ser significativamente afetadas por desvios de LTE ([Asplund, 2005](#)).

5.2 Tendências das abundâncias em função de T_{eff}

Na Figura 5.3, painéis à esquerda, ilustramos como as abundâncias de magnésio variam com a T_{eff} para duas linhas específicas de Mg I: a linha mais forte $\lambda 15748,988 \text{ \AA}$ (painel superior) e a linha mais fraca $\lambda 15879,5 \text{ \AA}$ (painel inferior). Para a linha mais forte, observamos que, à medida que a T_{eff} diminui, a abundância de Mg derivada da linha $\lambda 15748,988 \text{ \AA}$ declina acentuadamente. Para valores de T_{eff} acima de 6000 K, as abundâncias de Mg não seguem a mesma tendência, tornando-se aproximadamente constantes. Em contraste, o painel inferior esquerdo mostra o comportamento das abundâncias de Mg derivadas da linha mais fraca de Mg I em $\lambda 15879,5 \text{ \AA}$. Neste caso, não vemos uma tendência significativa das abundâncias de Mg em função de T_{eff} .

No painel à direita da Figura 5.3, exibimos os perfis de linhas sintéticas de Mg I para a T_{eff} variando de 4500 a 7000 K em passos de 250 K, enquanto valores fixos de $\log g = 4,50$, $\xi = 1,0 \text{ km.s}^{-1}$ e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0,00$ são adotados. As linhas sólidas amareladas indicam estrelas mais quentes, e as linhas sólidas arroxeadas representam estrelas mais frias com suas respectivas sínteses espectrais. No painel superior direito, observamos que os perfis das linhas de Mg I ficam mais largos nas asas e apresentam uma supressão significativa do pseudo-contínuo de cada linha à medida que a T_{eff} diminui. Como consequência, a FWHM (do inglês, *Full Width at Half Maximum*) para anãs K é cerca de duas vezes maior que a daquelas anãs F tardias. O alargamento observado no perfil da linha é influenciado principalmente pelo aumento das colisões atômicas na atmosfera estelar à medida que as estrelas se tornam mais compactas ao longo do ramo mais frio da sequência principal. No painel inferior direito, podemos ver que

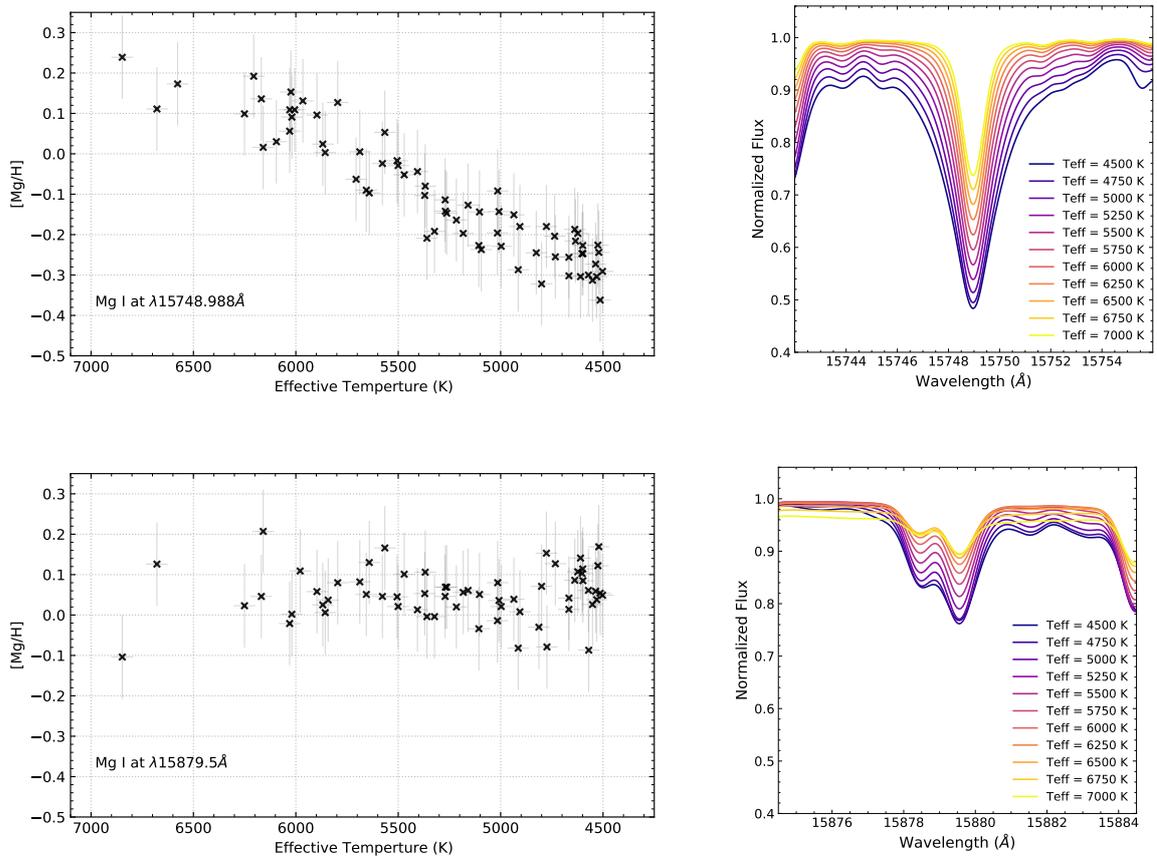


Figura 5.3: Painel esquerdo: distribuição de T_{eff} vs. [Mg/H]. O painel superior esquerdo mostra a abundância derivada da linha Mg I λ 15748,988Å, e o painel inferior esquerdo mostra a linha λ 15879,5Å. Painel direito: sínteses espectrais para diferentes valores de T_{eff} variando de 4500 a 7000K em intervalos de 250K, assumindo valores fixos para $\log g = 4,50$, $\xi = 1,0 \text{ km.s}^{-1}$, e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0,00$. O painel superior direito mostra a linha Mg I λ 15748,988Å, e o painel inferior direito mostra a linha Mg I λ 15879,5Å.

o alargamento da linha e a supressão do pseudo-contínuo para a linha mais fraca de Mg I em $\lambda 15879,5\text{\AA}$ são consideravelmente menores em comparação com o painel superior direito.

Observamos uma tendência similar para as abundâncias de Mg derivadas das linhas de Mg I em $\lambda 15740,716\text{\AA}$ e $\lambda 15765,84\text{\AA}$, de forma semelhante ao painel superior esquerdo da Figura 5.3. No entanto, as linhas de Mg I em $\lambda 15886,2\text{\AA}$ e $\lambda 15954,477\text{\AA}$ não exibem uma tendência substancial com a T_{eff} e se assemelham ao comportamento observado no painel inferior esquerdo da Figura 5.3. Dado que as abundâncias de Mg em estrelas de um aglomerado aberto não devem variar, parece que um fator físico ou analítico está influenciando fortemente os perfis das linhas de Mg I em $\lambda 15740,176\text{\AA}$, $\lambda 15748,988\text{\AA}$ e $\lambda 15765,842\text{\AA}$, e estamos compensando esse efeito alterando as abundâncias de Mg para ajustar aproximadamente as linhas. No Apêndice B, listamos todas as linhas espectrais adotadas neste estudo que não exibem ou apresentam fracas tendências de abundância com a T_{eff} , bem como aquelas linhas excluídas devido a fortes tendências com a T_{eff} .

Camadas mais altas da atmosfera estelar possuem menor densidade, mas podem apresentar maior opacidade para determinados comprimentos de onda devido à presença de espécies químicas específicas. Elementos responsáveis pelas linhas fortes têm altas probabilidades de absorção (elevado coeficiente de absorção) nesses comprimentos de onda. Além disso, a formação de linhas de absorção depende criticamente da população de elétrons em níveis específicos de energia dentro dos átomos ou íons. Esses níveis de energia estão diretamente ligados à temperatura e à densidade locais, que variam com a profundidade na atmosfera estelar. Linhas fortes ocorrem em camadas mais altas, onde a temperatura é menor, porque há uma fração significativa de elétrons nos níveis mais baixos de energia, permitindo as transições para níveis mais altos (Mihalas, 1978). Uma comparação da força relativa das linhas incluídas e excluídas no Apêndice B, em cada elemento, revela que as linhas excluídas são as mais fortes (a divisão é bastante marcante para C I, Mg I, Al I, Si I e Ti I). Como as linhas mais fortes se formam em camadas mais altas das atmosferas estelares, as tendências com a T_{eff} podem estar relacionadas à profundidade de formação e, possivelmente, envolver efeitos não-ETL (embora em nosso caso os desvios do ETL sejam pequenos) ou, por exemplo, estar relacionadas a inadequações no tratamento do alargamento das linhas.

A Figura 4.7 também pode oferecer uma visão geral de todas as abundâncias elementares determinadas em função da temperatura efetiva. Começando com o Fe, cuja abundância é derivada do maior número de linhas (31), não se encontra nenhuma tendência, dentro de uma pequena dispersão de abundância de $\sim \pm 0,05$ dex. As abundâncias de carbono baseiam-se em uma linha fraca de C I, medidas aqui em uma faixa de T_{eff} relativamente restrita, e não exibem nenhuma tendência mensurável com a temperatura efetiva. Os elementos *odd-z*, Na e Al, são representados por apenas duas linhas e uma linha, respectivamente, com as linhas de Na I sendo bastante fracas, enquanto a linha de Al I é mais forte e bem definida. Ambas as abundâncias não

exibem inclinações significativas (dentro das nossas incertezas de medida). Podemos ver que as linhas de Mg I selecionadas neste estudo (conforme discutido acima) resultaram em abundâncias de Mg sem tendências significativas com a temperatura efetiva, enquanto as abundâncias de Si do aglomerado, em particular, são caracterizadas por uma pequena dispersão de $\sim \pm 0,03$ dex. Titânio e vanádio são ambos medidos em uma faixa estreita de temperatura efetiva, de modo que qualquer dependência inerente de T_{eff} não é detectada. Os quatro elementos restantes, K, Ca, Cr e Mn, exibem pequenas tendências em função da T_{eff} , resultando em um aumento de abundância com o aumento da temperatura, todos apresentando inclinações de cerca de $+0,1$ dex ou menos por 1000 K. As abundâncias de cromo baseadas nos espectros APOGEE podem, em geral, ser incertas, devido ao fato de que as abundâncias de Cr se baseiam em uma linha fraca de Cr I. As outras abundâncias elementares que diminuem ligeiramente com a queda da temperatura efetiva (K, Ca e Mn) são derivadas de linhas bem definidas com forças de linha de fracas a moderadas. Esses resultados destacam a utilidade dos aglomerados abertos como verificações nas análises espectroscópicas de estrelas anãs usando os espectros APOGEE.

5.3 Investigando possíveis causas das tendências de abundância

Ajuste do perfil de linha

Para investigar possíveis erros sistemáticos nos ajustes de sínteses espectrais em nossas medidas de abundância em diferentes classes estelares, comparamos os ajustes espectrais obtidos para uma anã F mais quente e uma anã K mais fria. Isso é ilustrado na Figura 5.4, que exibe nossos melhores ajustes sintéticos para a linha de Mg I em $\lambda 15748,988 \text{ \AA}$ em duas estrelas com diferentes temperaturas efetivas: 2M03385686+2434112 ($T_{\text{eff}} = 6029 \text{ K}$) e 2M03455048+2352262 ($T_{\text{eff}} = 4502 \text{ K}$). Os espectros APOGEE de ambas as estrelas possuem SNR elevados, 530 e 217, respectivamente. As cruces e a linha preta tracejada representam os espectros observado e ajustado para 2M03385686+2434112, respectivamente, enquanto os círculos abertos e a linha preta sólida representam os espectros observado e ajustado para 2M03455048+2352262. Nossas sínteses reproduzem as linhas de Mg I com precisão. Por exemplo, o qui-quadrado obtido para 2M03385686+2434112 é 14,0, e para 2M03455048+2352262, é 5,8, valores bastante similares apesar da mudança na intensidade da linha entre as duas estrelas.

Como ilustrado nos painéis à direita da Figura 5.3, também observamos que as asas das linhas espectrais das estrelas da sequência principal mais frias são mais largas, com a largura equivalente (EW) de $1550,8 \text{ m\AA}$ para 2M03455048+2352262, em contraste com $803,2 \text{ m\AA}$ para 2M03385686+2434112. A estrela de menor T_{eff} , 2M03455048+2352262, apresenta um pseudo-contínuo ligeiramente mais baixo na linha $\lambda 15748,988 \text{ \AA}$ em comparação com a estrela

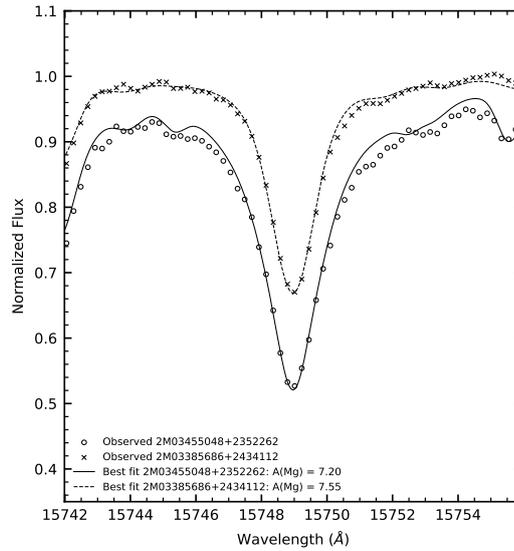


Figura 5.4: Uma porção dos espectros do APOGEE exibindo os espectros observados e os melhores ajustes para uma anã F (2M03385686+2434112; cruzes para o espectro observado e linha preta tracejada para o melhor ajuste) e uma anã K (2M03455048+2352262; círculos para o espectro observado e linha preta sólida para o melhor ajuste) centrados na linha Mg I em $\lambda 15748,988\text{\AA}$.

mais quente, 2M03385686+2434112.

Desvios do ETL e uso de um código de transferência radiativa diferente

A tendência de abundância observada para certas linhas espectrais pode resultar de vários fatores, um dos quais são os desvios do equilíbrio termodinâmico local (ETL). Como discutido na Seção 3.2.8, a maioria das linhas analisadas neste estudo mostrou desvios desprezíveis do ETL ($\sim 0,01$ dex para a maioria), e isso não pode explicar as tendências espúrias de abundância observadas para certas linhas. As linhas de manganês exibiram desvios mais significativos do ETL (em torno de 0,10 dex), no entanto, tais desvios permaneceram aproximadamente constantes ao longo da faixa de T_{eff} da nossa amostra das Plêiades. Por fim, algumas tendências de abundância podem ser atribuídas à necessidade de uma análise de abundância mais abrangente, combinando efeitos não-ETL e 3D. No entanto, essas correções são esperadas como mínimas para anãs G e K (Asplund et al. 2021; Osorio et al. 2020, e referências neles contidas).

Para investigar se um código de transferência radiativa e uma grade de modelos atmosféricos diferentes preveriam perfis distintos para as linhas de Mg I, derivamos as abundâncias de Mg para dez estrelas representativas cobrindo uma faixa de temperatura efetiva (2M03455048+2352262, 2M03513903+2245010, 2M03450326+2350219, 2M03454184+2425534, 2M03502089+2428003, 2M03483451+2326053, 2M03462735+2508080, 2M03462777+2335337, 2M03491230+2313421, 2M03462862+2445323) utilizando o código de transferência radiativa 1D LTE MOOG (Snedden et al. 2012) com modelos atmosféricos de Kurucz (Castelli and Kurucz 2004) e o Turbospectrum com modelos atmosféricos de Kurucz. As abundâncias de Mg

derivadas com MOOG/Kurucz permaneceram semelhantes às deste estudo, que foram derivadas com Turbospectrum/MARCS, e, em particular, as linhas fortes de Mg I exibiram tendências semelhantes de $A(\text{Mg})$ versus T_{eff} como anteriormente, com as anãs K apresentando abundâncias significativamente mais baixas do que as anãs F e G.

Incertezas sistemáticas nos parâmetros adotados

Erros sistemáticos nos parâmetros estelares frequentemente causam tendências nos resultados de abundância. Utilizamos a tabela de sensibilidade (Tabela 3.2) para analisar as mudanças nas abundâncias devido a incertezas na T_{eff} e no $\log g$ e avaliar as alterações nos parâmetros atmosféricos necessárias para alinhar as abundâncias de Mg das linhas de Mg I $\lambda 15740,716 \text{ \AA}$, $\lambda 15748,988 \text{ \AA}$ e $\lambda 15765,842 \text{ \AA}$ das anãs K com as das anãs F. Nossa análise indicou que, para obter abundâncias de Mg semelhantes, seria necessário reduzir a T_{eff} em cerca de 900 K e o $\log g$ em aproximadamente 0,6 dex. Tais mudanças sistemáticas estão completamente fora das incertezas dos parâmetros estelares, e concluímos que essa não é uma solução viável para o problema da tendência nas abundâncias.

Alargamento extra devido ao efeito Zeeman

Estrelas jovens, como aquelas do aglomerado aberto das Plêiades, são conhecidas por serem mais ativas e possuírem campos magnéticos mais intensos (Kippenhahn et al., 2012). A influência da atividade estelar ou dos campos magnéticos nessas estrelas pode introduzir alargamento extra nos perfis de linha correspondentes a transições sensíveis a campos magnéticos (veja Barrado y Navascués et al. 2001; Wanderley et al. 2024a). Nesse sentido, compilamos fatores Landé g para todas as linhas analisadas neste trabalho para investigar possíveis correlações entre a abundância observada e os fatores Landé. A Figura 5.5 mostra os fatores Landé g das linhas espectrais analisadas em função do comprimento de onda (em Ångstrons). As cruzes pretas representam linhas espectrais que não apresentam tendências de abundância, enquanto os círculos vermelhos correspondem a linhas com tendências de abundância observadas. Nossa análise não encontrou correlação entre os valores de Landé g e as tendências de abundância observadas, sugerindo que as tendências de abundância não estão relacionadas aos efeitos dos campos magnéticos estelares.

Alterando os parâmetros de alargamento na lista de linhas

Sob a suposição razoável de que as abundâncias químicas em aglomerados abertos são homogêneas, adotamos a abundância de Mg obtida para uma estrela do tipo solar da nossa amostra como representativa da abundância de Mg no aglomerado das Plêiades. Essa escolha é feita porque o Sol foi utilizado como estrela de referência para ajustar as constantes de amortecimento para linhas fortes na lista de linhas do APOGEE, conforme discutido em Smith et al.

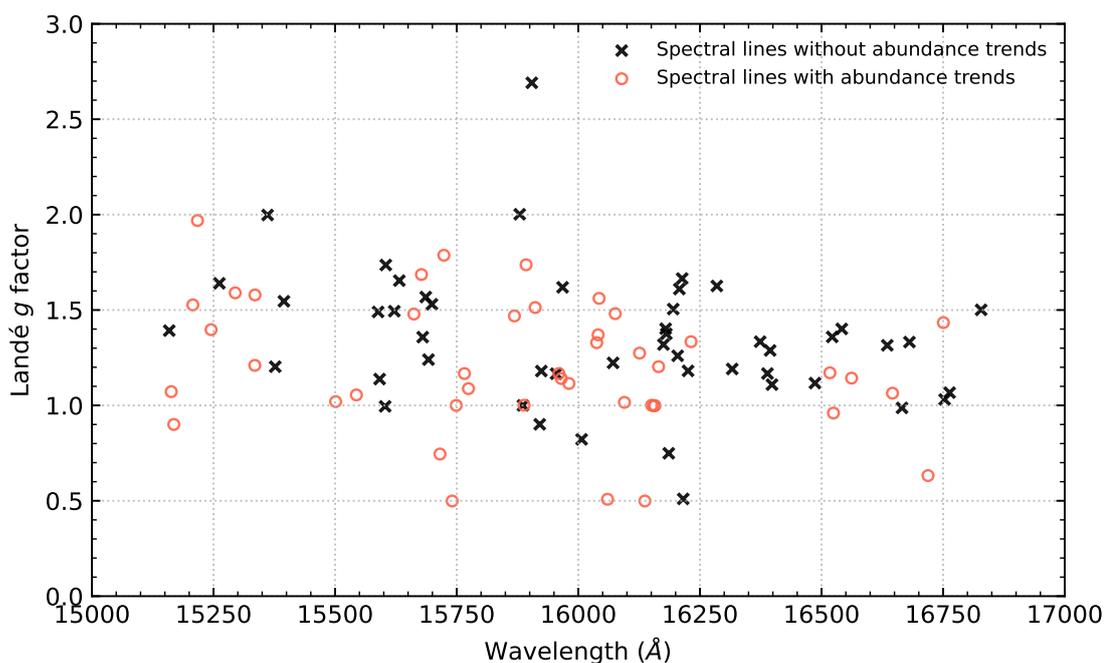


Figura 5.5: Fator de Landé g das linhas espectrais analisadas em função do comprimento de onda.

(2021).

Analisamos o espectro de uma anã K ($T_{\text{eff}} \sim 4500$ K) da nossa amostra e, adotando a abundância de Mg de referência da estrela do tipo solar, ajustamos os valores de amortecimento (*damping value*) de van der Waals para as três linhas fortes de Mg I em $\lambda 15740,716$ Å, $\lambda 15748,988$ Å, e $\lambda 15765,842$ Å a partir dos seus valores padrão na lista de linhas em $-0,52$, $-0,47$ e $-0,68$, respectivamente. Esses ajustes no amortecimento resultaram em perfis de linha mais satisfatórios, e notamos que, para alcançar bons ajustes entre os espectros observados e sintéticos, foram necessários pequenos ajustes adicionais no alargamento Gaussiano adotado, representando a LSF do espectrógrafo APOGEE.

Fizemos o mesmo teste para uma anã F ($T_{\text{eff}} \approx 6500$ K) da nossa amostra, e isso resultou em pequenas alterações positivas de $+0,14$, $0,20$, e $0,13$ nos valores de amortecimento das linhas de Mg I em $\lambda 15740,716$ Å, $\lambda 15748,988$ Å, e $\lambda 15765,842$ Å, respectivamente.

Este estudo foi o que melhor pode explicar, embora não completamente, a variação da abundância encontrada para algumas linhas. Ele sugere que os valores de amortecimento adotados nas listas de linhas devam ser variáveis a medida que temos estrelas com diferentes níveis de colisões atômicas (mais ou menos compactas). Esperamos realizar estudos com outros aglomerados abertos no futuro para confirmar esta suposição e prover uma lista de linhas dedicada para cada faixa de temperatura efetiva estelar.

5.4 Abundâncias das Plêiades no contexto Galáctico

Aglomerados abertos são importantes indicadores para definir os gradientes de metalicidade no disco fino da Galáxia (e.g., Frinchaboy et al. 2013, Cunha et al. 2016, Casamiquela et al. 2021, Spina et al. 2022). Na Figura 5.6, apresentamos a distância galactocêntrica (em kpc) *versus* metalicidade para vários aglomerados abertos Galácticos (símbolos em cinza), com base nos dados da pesquisa OCCAM (Myers et al. 2022). A média da metalicidade obtida neste estudo para as estrelas das Plêiades é mostrada como o círculo laranja preenchido. Para comparar a posição do aglomerado aberto das Plêiades com os gradientes de metalicidade da literatura, mostramos os resultados de Magrini et al. (2023), que são provenientes da amostra de aglomerados abertos do levantamento Gaia-ESO. Magrini et al. (2023) reportam gradientes para aglomerados abertos em diferentes faixas etárias: a linha preta representa aglomerados com menos de 1 Ganos, a linha verde tracejada representa aglomerados abertos com idades entre 1 e 3 Ganos, e a linha azul tracejada representa idades superiores a 3 Ganos. A linha marrom pontilhada ilustra o gradiente para todas as amostras de aglomerados abertos de Magrini et al. (2023) ($[Fe/H] = -0,081 \times R_{GC} + 0,692$ para $R_{GC} \leq 11,2$ kpc e $[Fe/H] = -0,044 \times R_{GC} + 0,376$ para $R_{GC} > 11,2$ kpc). Notavelmente, nosso resultado para as Plêiades está alinhado com a posição geral dos aglomerados abertos da pesquisa OCCAM em uma distância galactocêntrica similar. Ele intersecta a linha de regressão geral (linha marrom tracejada), ficando ligeiramente acima da linha que representa os gradientes para aglomerados com menos de 1 Ganos (linha preta).

Na Figura 5.7, visualizamos nossas abundâncias derivadas em um diagrama $[Fe/H]$ vs. $[X/Fe]$ para todos os elementos estudados neste trabalho (C, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn). Nossos resultados são representados por círculos laranjas. Pentágonos roxos representam resultados de Soderblom et al. (2009), triângulos verdes para cima de Takeda et al. (2016), diamantes amarelos de Spina et al. (2018), e triângulos cinzas apontando para cima exibem dados de aglomerados abertos do catálogo *Open Cluster Chemical Abundance and Mapping* (OCCAM) (Myers et al., 2022). A figura ilustra que nossos resultados de abundância estão em conformidade com as distribuições típicas observadas no disco Galáctico. Notavelmente, nossas determinações de abundância apresentam uma dispersão menor em comparação com estudos anteriores publicados na literatura.

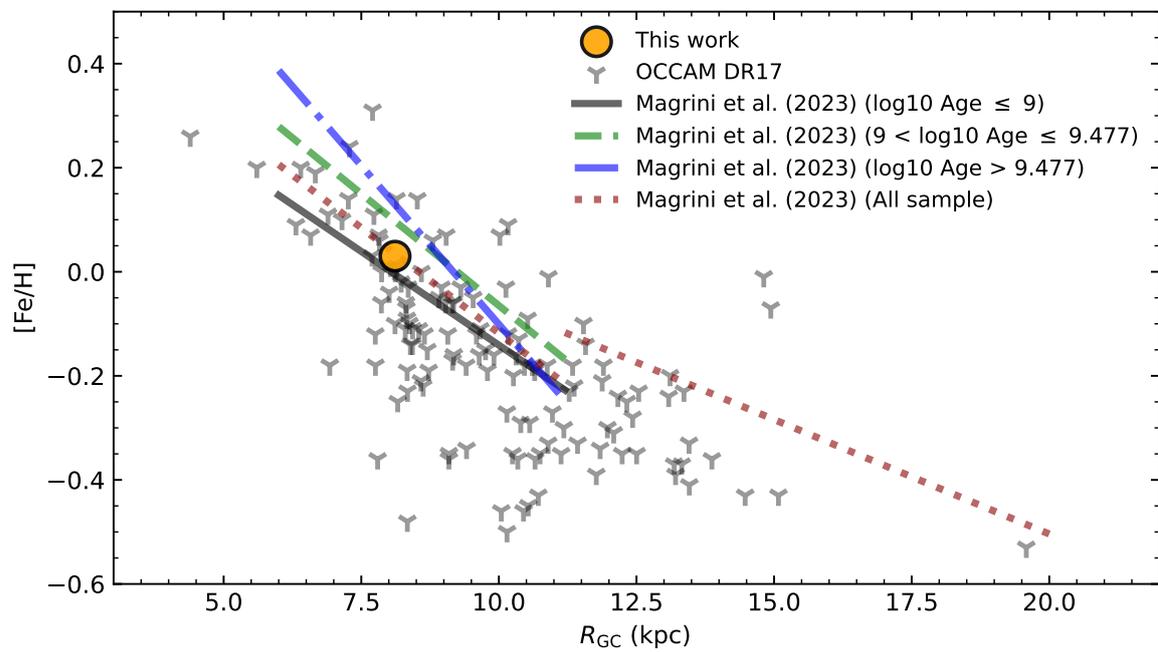


Figura 5.6: Metalicidade estelar em função da distância galactocêntrica (kpc). Círculo laranja preenchido representa nossos resultados e juntamente com os resultados do OCCAM, mostrados como símbolos cinza, com as diferentes linhas representando as inclinações do gradiente de abundância para diferentes idades de [Magrini et al. \(2023\)](#).

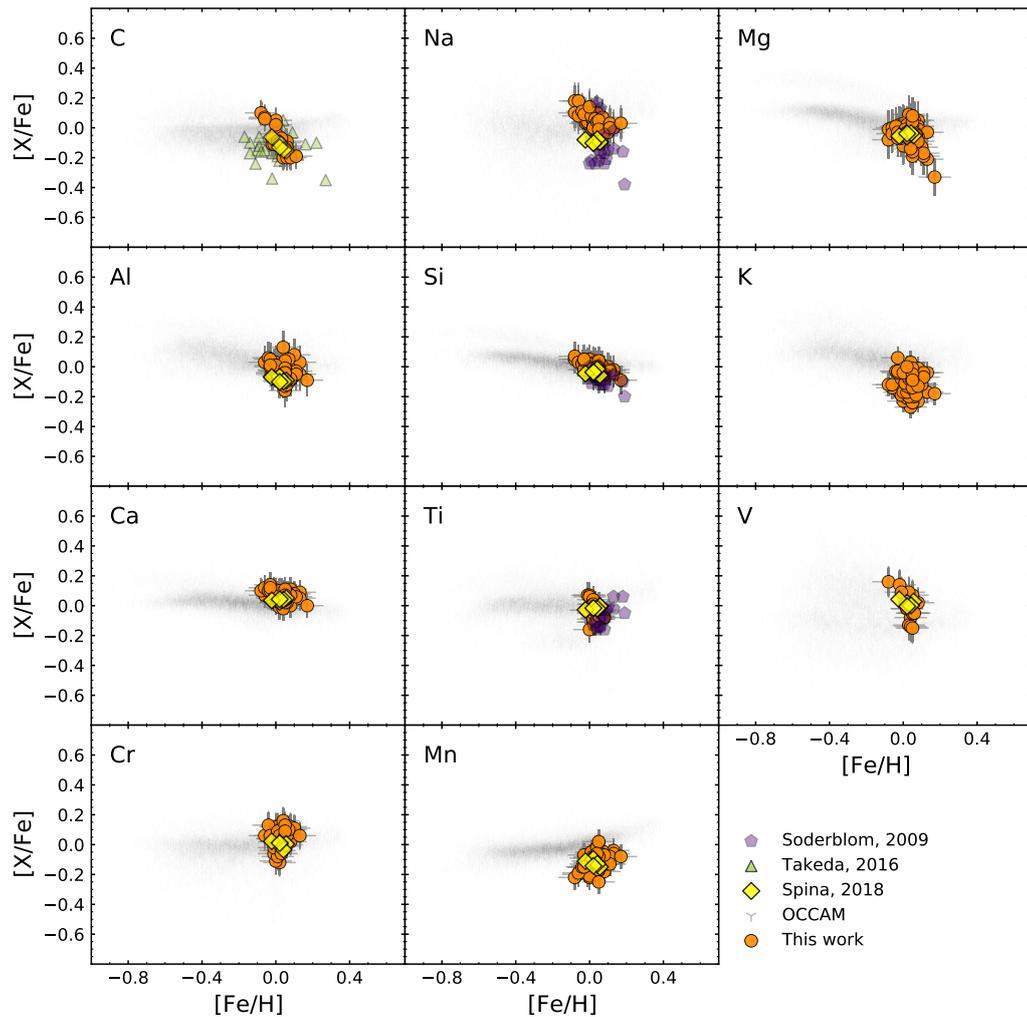


Figura 5.7: Valores de $[X/Fe]$ em função de $[Fe/H]$. Círculos laranja representam os resultados deste trabalho. Resultados da literatura para outras estrelas nas Plêiades de [Soderblom et al. \(2009\)](#) (pentágonos roxos), [Takeda et al. \(2016\)](#) (triângulos verdes para cima), [Spina et al. \(2018\)](#) (diamantes amarelos) também são apresentados para comparação. Além disso, dados do OCCAM ([Myers et al., 2022](#)) com estrelas do campo das Plêiades são incluídos como (triângulos cinza para cima).

Aglomerados abertos são laboratórios astrofísicos fundamentais para o estudo de processos físicos ao longo da evolução estelar. Eles oferecem oportunidades únicas para validar metodologias de determinação de abundâncias químicas em estrelas com diferentes massas, temperaturas efetivas e gravidades superficiais. Ao analisar como essas abundâncias se correlacionam com os parâmetros estelares e os estágios evolutivos, é possível identificar erros sistemáticos nas determinações ou revelar assinaturas de variações químicas intrínsecas às estrelas.

Exploramos os dados mais recentes do projeto OCCAM para analisar aglomerados abertos que possivelmente exibem assinaturas de difusão. Em nossa amostra, selecionamos aglomerados que são potenciais candidatos a apresentar assinaturas dessa difusão, como NGC 2682, NGC 188, NGC 752, NGC 6811 e NGC 2632. Além disso, avaliamos aglomerados que possivelmente não exibem essas assinaturas, incluindo NGC 7789, Ruprecht 147, NGC 6866, Melotte 22, Melotte 20, ASCC 16, ASCC 19, ASCC 21 e Collinder 69. Neste trabalho, estudamos o aglomerado aberto das Plêiades (Melotte 22) em mais detalhe para verificar se os modelos teóricos de difusão atômica estavam coerentes com as observações. Em trabalhos futuros, devemos investigar os outros aglomerados abertos que são candidatos à detecção da difusão atômica. A análise de aglomerados com diferentes idades permitirá uma compreensão mais detalhada da idade em que a difusão se torna detectável e a entender sua evolução ao longo do tempo.

Nesta Tese, determinamos abundâncias químicas de doze elementos (C, Na, Mg, Al, Si, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn, e Fe) a partir de espectros em alta resolução obtidos com o projeto APOGEE e buscamos possíveis assinaturas de difusão para 80 anãs FGK do aglomerado aberto das Plêiades, cobrindo o intervalo de temperatura efetiva de 4500-6850 K. Embora as Plêiades seja um objeto bastante estudado na literatura, ainda careciam de uma investigação abrangente de vários elementos químicos em estrelas com diferentes massas como fornecemos em nossa análise. Além disso, devido ao fato deste aglomerado ser relativamente mais jovem e, a difusão ser função da idade, este estudo nos permitiu explorar o limite de idade em que é possível detectar evidências de difusão.

Nossos resultados indicam que a difusão atômica ainda não opera de maneira signifi-

cante nas estrelas das Plêiades, em concordância com o modelo teórico de evolução estelar que considera a difusão atômica adotado na análise (isócronas MIST). Além disso, os resultados também estão alinhados com o que é previsto pela literatura para estrelas como as das Plêiades, isto é, que o efeito da difusão ainda seria negligenciável na idade desse aglomerado jovem.

Determinamos que as Plêiades tem uma metalicidade média de $[Fe/H] = +0,03 \pm 0,04$ dex. As razões médias de abundância derivadas para as diferentes famílias nucleossintéticas são as seguintes: $[\alpha/Fe] = +0,01 \pm 0,05$, $[odd-z/Fe] = -0,04 \pm 0,08$ e $[iron\ peak/Fe] = -0,02 \pm 0,08$. Considerando que as estrelas das Plêiades têm metalicidade aproximadamente solar, as abundâncias e razões derivadas para os elementos estudados estão em concordância com os *yields* da vizinhança solar. Além disso, a metalicidade média obtida para as Plêiades está em conformidade com os gradientes de metalicidade de aglomerados abertos descritos na literatura.

A amostra desse estudo cobriu uma ampla faixa de temperatura efetiva ~ 2000 K, isso foi fundamental para identificar tendências de abundâncias com T_{eff} em linhas fortes das estrelas mais frias. Para entender as tendências de abundância com a temperatura efetiva observadas em nossas análises, investigamos possíveis causas baseando-se nas linhas fortes de Mg I. Verificamos a qualidade dos ajustes espectrais realizados e testamos diferentes códigos de transferência radiativa e modelos de atmosfera. Consideramos a possibilidade de erros sistemáticos nos parâmetros adotados, examinando se pequenas alterações no valor dos parâmetros eliminaram tais tendências. Além disso, investigamos o impacto de campos magnéticos no alargamento das linhas. Por fim, avaliamos os parâmetros de alargamento na lista de linhas mantendo a abundância de Mg constante enquanto ajustamos os valores da constante de amortecimento de van der Waals. Com base em todas as possíveis causas consideradas para explicar as tendências nas abundâncias observadas, a modificação dos valores de alargamento de van der Waals foi a única análise capaz de produzir bons ajustes dos perfis de linha observados. Portanto, nossos resultados sugerem que a modelagem dos códigos de transferência radiativa e a lista de linhas considera valores do alargamento de Van der Waals inadequados em linhas fortes, principalmente para as anãs K mais frias. Contudo, estudos futuros com anãs K pertencentes a outros aglomerados e em diferentes regiões espectrais serão necessários para explorar e validar esta hipótese. Uma vez confirmada a hipótese, sugerimos que o alargamento de van der Waals seja um parâmetro variável nas listas de linhas, de forma que estrelas com maior taxa de colisões (estrelas mais compactas) apresente resultados mais coerentes.

Uma contribuição relevante deste trabalho no estudo químico de anãs F, G e K, é a seleção de um conjunto de linhas espectrais (Tabela B.1) que podem ser adotadas para uma determinação de abundâncias mais precisa, sem exibir tendências significativas com a temperatura efetiva das estrelas. O *pipeline* de abundâncias do APOGEE, ASPCAP, deriva abundâncias ajustando, ao mesmo tempo, todas as linhas disponíveis para um elemento específico e, por isso, também é afetado pela modelagem inadequada de linhas fortes nos espectros do APOGEE, par-

ticularmente para anãs K.

Referências

- Abdurro'uf, Katherine Accetta, Conny Aerts, et al. The seventeenth data release of the sloan digital sky surveys: Complete release of manga, mastar, and apogee-2 data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 259(2):35, mar 2022. doi: 10.3847/1538-4365/ac4414. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/ac4414>.
- Bela Abolfathi, D. S. Aguado, Gabriela Aguilar, et al. The fourteenth data release of the sloan digital sky survey: First spectroscopic data from the extended baryon oscillation spectroscopic survey and from the second phase of the apache point observatory galactic evolution experiment. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 235(2):42, apr 2018. doi: 10.3847/1538-4365/aa9e8a. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/aa9e8a>.
- G. Abramson. The distance to the pleiades according to gaia dr2. *Research Notes of the AAS*, 2(3):150, aug 2018. doi: 10.3847/2515-5172/aada8b. URL <https://dx.doi.org/10.3847/2515-5172/aada8b>.
- G. Alecian and S. Vauclair. Element Diffusion in Stellar Atmospheres. *Fundam. in Cosmic Phys.*, 8:369–402, January 1983. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1983FCPh...8..369A>.
- C. Allende Prieto, E. Fernández-Alvar, K. J. Schlesinger, et al. Deep sdss optical spectroscopy of distant halo stars - i. atmospheric parameters and stellar metallicity distribution. *A&A*, 568:A7, 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201424053. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424053>.
- R. Alvarez and B. Plez. Near-infrared narrow-band photometry of M-giant and Mira stars: models meet observations. *A&A*, 330:1109–1119, February 1998. doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/9710157. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998A&A...330.1109A>.
- M. Asplund, A. M. Amarsi, and N. Grevesse. The chemical make-up of the sun: A 2020 vision. *A&A*, 653:A141, 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202140445. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140445>.
- Martin Asplund. New light on stellar abundance analyses: Departures from lte and homogeneity. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43(Volume 43, 2005):481–530, 2005. ISSN 1545-4282. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.42.053102.134001>. URL <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.astro.42.053102.134001>.
- David Barrado y Navascués, John R. Stauffer, and Ray Jayawardhana. Spectroscopy of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs in IC 2391: Lithium Depletion and H α Emission.

- ApJ*, 614(1):386–397, October 2004. doi: 10.1086/423485. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...614..386B>.
- D. Barrado y Navascués, R. J. García López, G. Severino, and M. T. Gomez. The effect of stellar activity on the li i 6708, na i 5896 and k i 7699 Å lines - a comparison with the pleiades, field stars and the sun. *A&A*, 371(2):652–666, 2001. doi: 10.1051/0004-6361:20010409. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010409>.
- Gibor Basri, Geoffrey W. Marcy, and James R. Graham. Lithium in Brown Dwarf Candidates: The Mass and Age of the Faintest Pleiades Stars. *ApJ*, 458:600, February 1996. doi: 10.1086/176842. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996ApJ...458..600B>.
- M. Bergemann and T. Gehren. Nlte abundances of mn in a sample of metal-poor stars*. *A&A*, 492(3):823–831, 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200810098. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810098>.
- Maria Bergemann, Rolf-Peter Kudritzki, Bertrand Plez, Ben Davies, Karin Lind, and Zach Gazak. Red supergiant stars as cosmic abundance probes: Nlte effects in j-band iron and titanium lines. *The Astrophysical Journal*, 751(2):156, may 2012. doi: 10.1088/0004-637X/751/2/156. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/156>.
- Maria Bergemann, Rolf-Peter Kudritzki, Matthias Würzl, Bertrand Plez, Ben Davies, and Zach Gazak. Red supergiant stars as cosmic abundance probes. ii. nlte effects in j-band silicon lines. *The Astrophysical Journal*, 764(2):115, jan 2013. doi: 10.1088/0004-637X/764/2/115. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/115>.
- Maria Bergemann, Rolf-Peter Kudritzki, Zach Gazak, Ben Davies, and Bertrand Plez. Red supergiant stars as cosmic abundance probes. iii. nlte effects in j-band magnesium lines. *The Astrophysical Journal*, 804(2):113, may 2015. doi: 10.1088/0004-637X/804/2/113. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/804/2/113>.
- C Bertelli Motta, A Pasquali, J Richer, G Michaud, et al. The Gaia-ESO Survey: evidence of atomic diffusion in M67? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478(1):425–438, 04 2018. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/sty1011. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/sty1011>.
- Ann Merchant Boesgaard and Eileen D. Friel. Chemical composition of open clusters. I. Fe/H from high-resolution spectroscopy. *ApJ*, 351:467, March 1990. doi: 10.1086/168484. URL <https://doi.org/10.1086/168484>.
- D. Bossini, Vallenari, A., Bragaglia, A., Cantat-Gaudin, T., Sordo, R., Balaguer-Núñez, L., Jordi, C., Moitinho, A., Soubiran, C., Casamiquela, L., Carrera, R., and Heiter, U. Age determination for 269 gaia dr2 open clusters. *A&A*, 623:A108, 2019. doi: 10.1051/0004-6361/201834693. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834693>.
- Jo Bovy. The chemical homogeneity of open clusters. *The Astrophysical Journal*, 817(1):49, jan 2016. doi: 10.3847/0004-637X/817/1/49. URL <https://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/817/1/49>.
- Kevin Bundy, Matthew A. Bershad, David R. Law, et al. Overview of the sdss-iv manga survey: Mapping nearby galaxies at apache point observatory. *The Astrophysical Journal*,

- 798(1):7, dec 2014. doi: 10.1088/0004-637X/798/1/7. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/798/1/7>.
- Ricardo J. G. B. Campello, Davoud Moulavi, and Joerg Sander. Density-based clustering based on hierarchical density estimates. In Jian Pei, Vincent S. Tseng, Longbing Cao, Hiroshi Motoda, and Guandong Xu, editors, *Advances in Knowledge Discovery and Data Mining*, pages 160–172, Berlin, Heidelberg, 2013. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-642-37456-2.
- L. Casamiquela, A. Castro-Ginard, F. Anders, and C. Soubiran. The (im)possibility of strong chemical tagging. *A&A*, 654:A151, 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202141779. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141779>.
- S. L. Casewell, R. F. Jameson, and P. D. Dobbie. New stellar members of the Coma Berenices open star cluster. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 365(2):447–453, 01 2006. ISSN 0035-8711. doi: 10.1111/j.1365-2966.2005.09689.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09689.x>.
- S. L. Casewell, S. P. Littlefair, M. R. Burleigh, and M. Roy. Spectroscopically confirmed brown dwarf members of Coma Berenices and the Hyades. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441(3):2644–2649, 05 2014. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/stu746. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stu746>.
- F. Castelli and R. L. Kurucz. New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres. In N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, editors, *Modelling of Stellar Atmospheres*, volume 210, page A20, January 2003. doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0405087.
- F. Castelli and R. L. Kurucz. New grids of atlas9 model atmospheres, 2004. URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405087>.
- K. C. Chambers, E. A. Magnier, N. Metcalfe, et al. The pan-starrs1 surveys, 2019. URL <https://arxiv.org/abs/1612.05560>.
- Jieun Choi, Aaron Dotter, Charlie Conroy, Matteo Cantiello, Bill Paxton, and Benjamin D. Johnson. Mesa Isochrones and Stellar Tracks (MIST). I. Solar-scaled Models. *ApJ*, 823(2): 102, June 2016. doi: 10.3847/0004-637X/823/2/102.
- K. Cunha, P.M. Frinchaboy, D. Souto, B. Thompson, G. Zasowski, C. Allende Prieto, R. Carrera, C. Chiappini, J. Donor, A. García-Hernández, A. E. García Pérez, M. R. Hayden, J. Holtzman, K. M. Jackson, J. A. Johnson, S. R. Majewski, S. Mészáros, B. Meyer, D. L. Nidever, J. O’Connell, R. P. Schiavon, M. Schultheis, M. Shetrone, A. Simmons, V. V. Smith, and O. Zamora. Chemical abundance gradients from open clusters in the milky way disk: Results from the apogee survey. *Astronomische Nachrichten*, 337(8-9):922–925, 2016. doi: <https://doi.org/10.1002/asna.201612398>. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/asna.201612398>.
- R. M. Cutri, M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, et al. *2MASS All Sky Catalog of point sources*. , 2003.
- R. M. Cutri, E. L. Wright, T. Conrow, et al. VizieR Online Data Catalog: AllWISE Data Release (Cutri+ 2013). , art. II/328, February 2021. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014yCat..2328....0C>.

- S. E. Dahm. Reexamining the lithium depletion boundary in the pleiades and the inferred age of the cluster. *The Astrophysical Journal*, 813(2):108, nov 2015. doi: 10.1088/0004-637X/813/2/108. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/813/2/108>.
- Kyle S. Dawson, Jean-Paul Kneib, Will J. Percival, et al. The sdss-iv extended baryon oscillation spectroscopic survey: Overview and early data. *The Astronomical Journal*, 151(2):44, feb 2016. doi: 10.3847/0004-6256/151/2/44. URL <https://dx.doi.org/10.3847/0004-6256/151/2/44>.
- G. M. De Silva, K. C. Freeman, J. Bland-Hawthorn, et al. The GALAH survey: scientific motivation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 449(3):2604–2617, 04 2015. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/stv327. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stv327>.
- John Donor, Peter M. Frinchaboy, Katia Cunha, et al. The open cluster chemical abundances and mapping survey. iv. abundances for 128 open clusters using sdss/apogee dr16. *The Astronomical Journal*, 159(5):199, apr 2020. doi: 10.3847/1538-3881/ab77bc. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/ab77bc>.
- Aaron Dotter. MESA Isochrones and Stellar Tracks (MIST) 0: Methods for the Construction of Stellar Isochrones. *ApJS*, 222(1):8, January 2016. doi: 10.3847/0067-0049/222/1/8. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016ApJS..222....8D>.
- Aaron Dotter, Charlie Conroy, Phillip Cargile, and Martin Asplund. The Influence of Atomic Diffusion on Stellar Ages and Chemical Tagging. *ApJ*, 840(2):99, May 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa6d10. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017ApJ...840...99D>.
- Daniel J. Eisenstein, David H. Weinberg, Eric Agol, et al. Sdss-iii: Massive spectroscopic surveys of the distant universe, the milky way, and extra-solar planetary systems. *The Astronomical Journal*, 142(3):72, aug 2011. doi: 10.1088/0004-6256/142/3/72. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/142/3/72>.
- Kareem El-Badry, Yuan-Sen Ting, Hans-Walter Rix, Eliot Quataert, Daniel R Weisz, Phillip Cargile, Charlie Conroy, David W Hogg, Maria Bergemann, and Chao Liu. Discovery and characterization of 3000+ main-sequence binaries from APOGEE spectra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 476(1):528–553, 01 2018. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/sty240. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/sty240>.
- Yi Feng and Mark R. Krumholz. Early turbulent mixing as the origin of chemical homogeneity in open star clusters. *Nature*, 513(7519):523–525, September 2014. doi: 10.1038/nature13662. URL <https://doi.org/10.1038/nature13662>.
- Daniel Foreman-Mackey, David W. Hogg, Dustin Lang, and Jonathan Goodman. emcee: The mcmc hammer. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125(925):306, feb 2013. doi: 10.1086/670067. URL <https://dx.doi.org/10.1086/670067>.
- Joshua A. Frieman, Bruce Bassett, Andrew Becker, and et al. The sloan digital sky survey-ii supernova survey: Technical summary. *The Astronomical Journal*, 135(1):338, dec 2007. doi: 10.1088/0004-6256/135/1/338. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/135/1/338>.

- Peter M. Frinchaboy, Benjamin Thompson, Kelly M. Jackson, Julia O’Connell, Brianne Meyer, Gail Zasowski, Steven R. Majewski, S. Drew Chojnowski, Jennifer A. Johnson, Carlos Allende Prieto, Timothy C. Beers, Dmitry Bizyaev, Howard Brewington, Katia Cunha, Garrett Ebelke, Ana Elia García Pérez, Frederick R. Hearty, Jon Holtzman, Karen Kinemuchi, Elena Malanushenko, Viktor Malanushenko, Moses Marchante, Szabolcs Mészáros, Dimitri Muna, David L. Nidever, Daniel Oravetz, Kaike Pan, Ricardo P. Schiavon, Donald P. Schneider, Matthew Shetrone, Audrey Simmons, Stephanie Snedden, Verne V. Smith, and John C. Wilson. The open cluster chemical analysis and mapping survey: Local galactic metallicity gradient with apogee using sdss dr10. *The Astrophysical Journal Letters*, 777(1): L1, oct 2013. doi: 10.1088/2041-8205/777/1/L1. URL <https://dx.doi.org/10.1088/2041-8205/777/1/L1>.
- M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, and D. P. Schneider. The Sloan Digital Sky Survey Photometric System. *AJ*, 111:1748, April 1996. doi: 10.1086/117915. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996AJ...111.1748F>.
- Hitoshi Funayama, Yoichi Itoh, Yumiko Oasa, Eri Toyota, Osamu Hashimoto, and Tadashi Mukai. Metallicity Measurements of Pleiades Young Dwarfs. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 61(5):931–939, 10 2009. ISSN 0004-6264. doi: 10.1093/pasj/61.5.931. URL <https://doi.org/10.1093/pasj/61.5.931>.
- Gaia Collaboration. Gaia data release 2 - observational hertzsprung-russell diagrams. *A&A*, 616:A10, 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201832843. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832843>.
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. Gaia early data release 3 - summary of the contents and survey properties. *A&A*, 649:A1, 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202039657. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039657>.
- Xudong Gao, Karin Lind, Anish M Amarsi, et al. The GALAH survey: verifying abundance trends in the open cluster M67 using non-LTE modelling. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 481(2):2666–2684, 09 2018. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/sty2414. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/sty2414>.
- Alvin Gavel, Pieter Gruyters, Ulrike Heiter, et al. Atomic diffusion and mixing in old stars - vii. abundances of mg, ti, and fe in m 30. *A&A*, 652:A75, 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202140770. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202140770>.
- M. Gebran and R. Monier. Chemical composition of a and f dwarfs members of the pleiades open cluster ***. *A&A*, 483(2):567–570, 2008. doi: 10.1051/0004-6361:20079271. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079271>.
- J. F. Gonzalez, F. LeBlanc, M. C. Artru, and G. Michaud. Improvements on radiative acceleration calculations in stellar envelopes. *A&A*, 297:223–236, May 1995. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&A...297..223G>.
- Jonathan Goodman and Jonathan Weare. *Communications in Applied Mathematics and Computational Science (CAMCS)*, volume 5. Cambridge University Press, 2010. doi: 10.2140/camcos.2010.5.65. URL <https://doi.org/10.2140/camcos.2010.5.65>.
- Seth Gossage, Charlie Conroy, Aaron Dotter, Jieun Choi, Philip Rosenfield, Philip Cargile, and Andrew Dolphin. Age Determinations of the Hyades, Praesepe, and Pleiades via MESA

- Models with Rotation. *ApJ*, 863(1):67, August 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aad0a0. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018ApJ...863...67G>.
- M. A. T. Groenewegen, L. Decin, M. Salaris, and P. De Cat. The pleiades eclipsing binary hd 23642 revisited. *A&A*, 463(2):579–587, 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20066303. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066303>.
- P. Gruyters, A. J. Korn, O. Richard, et al. Atomic diffusion and mixing in old stars - iv. weak abundance trends in the globular cluster ngc 6752***. *A&A*, 555:A31, 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220821. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220821>.
- Pieter Gruyters, Thomas Nordlander, and Andreas J. Korn. Atomic diffusion and mixing in old stars - v. a deeper look into the globular cluster ngc 6752***. *A&A*, 567:A72, 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201423590. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423590>.
- Pieter Gruyters, Karin Lind, Olivier Richard, et al. Atomic diffusion and mixing in old stars - vi. the lithium content of m30. *A&A*, 589:A61, 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527948. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527948>.
- J. E. Gunn, M. Carr, C. Rockosi, M. Sekiguchi, K. Berry, et al. The Sloan Digital Sky Survey Photometric Camera. *AJ*, 116(6):3040–3081, December 1998. doi: 10.1086/300645.
- B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U. G. Jørgensen, Å. Nordlund, and B. Plez. A grid of marcs model atmospheres for late-type stars - i. methods and general properties. *A&A*, 486(3):951–970, 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200809724. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809724>.
- Lee Hartmann. *Accretion Processes in Star Formation*. Cambridge Astrophysics. Cambridge University Press, 2 edition, 2009.
- O.A.M. Helene and V.R. Vanin. *Tratamento estatístico de dados em física experimental*. Editora Blucher, 1991. ISBN 9788521216438. URL <https://books.google.com.br/books?id=SZS1DwAAQBAJ>.
- Jon A. Holtzman, Matthew Shetrone, Jennifer A. Johnson, et al. Abundances, stellar parameters, and spectra from the sdss-iii/apogee survey. *The Astronomical Journal*, 150(5):148, oct 2015. doi: 10.1088/0004-6256/150/5/148. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/150/5/148>.
- Ivan Hubeny and Thierry Lanz. A brief introductory guide to tlusty and synspec, 2017. URL <https://arxiv.org/abs/1706.01859>.
- Ivan Hubeny, Carlos Allende Prieto, Yeisson Osorio, and Thierry Lanz. Tlusty and synspec users’s guide iv: Upgraded versions 208 and 54, 2021. URL <https://arxiv.org/abs/2104.02829>.
- A. Hui-Bon-Hoa and G. Alecian. Metal abundances of A-type stars in galactic clusters. II. Pleiades, Coma Berenices, Hyades, and Praesepe. *A&A*, 332:224–234, April 1998. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998A&A...332..224H>.
- Alain Hui Bon Hoa. *Abondances des elements dans les etoiles chimiquement particulieres : la diffusion dans les ap et la detection des premiers stades de stratification dans les am d’amas*

- ouverts*. PhD thesis, Thèse de doctorat dirigée par Alecian, Georges Terre, océan, espace Paris 7 1997, 1997. URL <http://www.theses.fr/1997PA077233>. 1997PA077233.
- E. L. Hunt and S. Reffert. Improving the open cluster census - i. comparison of clustering algorithms applied to gaia dr2 data. *A&A*, 646:A104, 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202039341. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039341>.
- Paula Jofré, Ulrike Heiter, and Caroline Soubiran. Accuracy and precision of industrial stellar abundances. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57 (Volume 57, 2019):571–616, 2019. ISSN 1545-4282. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-091918-104509>. URL <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev-astro-091918-104509>.
- Henrik Jönsson, Jon A. Holtzman, Carlos Allende Prieto, et al. Apogee data and spectral analysis from sdss data release 16: Seven years of observations including first results from apogee-south. *The Astronomical Journal*, 160(3):120, aug 2020. doi: 10.3847/1538-3881/aba592. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/aba592>.
- Nick Kaiser, Herve Aussel, Barry E. Burke, et al. Pan-starrs: a large synoptic survey telescope array. *SPIE Proceedings*, 4836:154–164, December 2002. doi: 10.1117/12.457365. URL <https://lens.org/048-805-416-307-47X>.
- Kharchenko, N. V., Piskunov, A. E., Schilbach, E., Röser, S., and Scholz, R.-D. Global survey of star clusters in the milky way - ii. the catalogue of basic parameters. *A&A*, 558:A53, 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201322302. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322302>.
- Jeremy R. King, David R. Soderblom, Debra Fischer, and Burton F. Jones. Spectroscopic abundances in cool pleiades dwarfs and ngc 2264 stars. *The Astrophysical Journal*, 533(2): 944, apr 2000. doi: 10.1086/308695. URL <https://dx.doi.org/10.1086/308695>.
- R. Kippenhahn, A. Weigert, and A. Weiss. *Stellar Structure and Evolution*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer Berlin Heidelberg, 2012. ISBN 9783642303043.
- Juna A. Kollmeier, Gail Zasowski, Hans-Walter Rix, et al. Sdss-v: Pioneering panoptic spectroscopy, 2017. URL <https://arxiv.org/abs/1711.03234>.
- A. J. Korn, F. Grundahl, O. Richard, L. Mashonkina, P. S. Barklem, R. Collet, B. Gustafsson, and N. Piskunov. Atomic Diffusion and Mixing in Old Stars. I. Very Large Telescope FLAMES-UVES Observations of Stars in NGC 6397. *ApJ*, 671(1):402–419, December 2007. doi: 10.1086/523098.
- Adam L. Kraus and Lynne A. Hillenbrand. The stellar populations of praesepe and coma berenices. *The Astronomical Journal*, 134(6):2340, oct 2007. doi: 10.1086/522831. URL <https://dx.doi.org/10.1086/522831>.
- Mark R. Krumholz, Christopher F. McKee, and Joss Bland-Hawthorn. Star clusters across cosmic time. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57 (Volume 57, 2019):227–303, 2019. ISSN 1545-4282. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-091918-104430>. URL <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev-astro-091918-104430>.

- Robert Kurucz. ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. *Robert Kurucz CD-ROM*, 13, January 1993. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993KurCD...13....K>.
- Robert L. Kurucz. ATLAS12, SYNTHE, ATLAS9, WIDTH9, et cetera. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8:14, January 2005. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005MSAIS...8...14K>.
- Charles J. Lada and Elizabeth A. Lada. Embedded clusters in molecular clouds. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41(Volume 41, 2003):57–115, 2003. ISSN 1545-4282. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.011802.094844>. URL <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.astro.41.011802.094844>.
- A. Lawrence, S. J. Warren, O. Almaini, A. C. Edge, N. C. Hambly, R. F. Jameson, P. Lucas, M. Casali, A. Adamson, S. Dye, J. P. Emerson, S. Foucaud, P. Hewett, P. Hirst, S. T. Hodgkin, M. J. Irwin, N. Lodieu, R. G. McMahon, C. Simpson, I. Smail, D. Mortlock, and M. Folger. The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379(4):1599–1617, 07 2007. ISSN 0035-8711. doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x). URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12040.x>.
- K. Lind, A. J. Korn, P. S. Barklem, and F. Grundahl. Atomic diffusion and mixing in old stars. II. Observations of stars in the globular cluster NGC 6397 with VLT/FLAMES-GIRAFFE. *A&A*, 490(2):777–786, November 2008. doi: [10.1051/0004-6361/200810051](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810051). URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810051>.
- F. Llorente de Andrés, C. Chavero, R. de la Reza, S. Roca-Fàbrega, and C. Cifuentes. The evolution of lithium in fgk dwarf stars - the lithium-rotation connection and the li desert. *A&A*, 654:A137, 2021. doi: [10.1051/0004-6361/202141339](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141339). URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141339>.
- N. Lodieu, A. Pérez-Garrido, R. L. Smart, and R. Silvotti. A 5d view of the α per, pleiades, and praesepe clusters. *A&A*, 628:A66, 2019. doi: [10.1051/0004-6361/201935533](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935533). URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935533>.
- Walter Junqueira Maciel. *Fundamentos de evolução química da Galáxia*. Universidade de São Paulo. Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, 2020. doi: [10.11606/9786588233016](https://doi.org/10.11606/9786588233016). URL <https://www.livrosabertos.abcd.usp.br/portaldelivrosUSP/catalog/book/1207>. Acesso em: 11 dez. 2024.
- L. Magrini, C. Viscasillas Vázquez, L. Spina, et al. The gaia-eso survey: Mapping the shape and evolution of the radial abundance gradients with open clusters. *A&A*, 669:A119, 2023. doi: [10.1051/0004-6361/202244957](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244957). URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244957>.
- Steven R. Majewski, Ricardo P. Schiavon, Peter M. Frinchaboy, et al. The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE). *AJ*, 154(3):94, September 2017. doi: [10.3847/1538-3881/aa784d](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa784d). URL <https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa784d>.
- A. J. Martin, M. J. Stift, L. Fossati, S. Bagnulo, C. Scalia, F. Leone, and B. Smalley. A spectroscopic study of the open cluster NGC 6250. *MNRAS*, 466(1):613–627, April 2017. doi: [10.1093/mnras/stw3052](https://doi.org/10.1093/mnras/stw3052).

- Thomas Masseron, Thibault Merle, and Keith Hawkins. BACCHUS: Brussels Automatic Code for Characterizing High accuracy Spectra. Astrophysics Source Code Library, record ascl:1605.004, May 2016. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016ascl.soft05004M>.
- O. T. Matsuura, editor. *Lista conforme o índice - História da Astronomia no Brasil (2013)*, volume 1-2. Companhia Editora de Pernambuco, Recife, 2014. URL <http://site.mast.br/HAB2013/index.html>. [online].
- P. Mazzei and L. Pigatto. The Pleiades' age and the sequential star formation. *A&A*, 213:L1–L4, April 1989. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989A&A...213L...1M>.
- Christopher F. McKee, Antonio Parravano, and David J. Hollenbach. Stars, Gas, and Dark Matter in the Solar Neighborhood. *ApJ*, 814(1):13, November 2015. doi: 10.1088/0004-637X/814/1/13. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015ApJ...814...13M>.
- Edypo Melo, Diogo Souto, Katia Cunha, Verne V. Smith, Fábio Wanderley, Vinicius Grilo, Deusalete Camara, Kely Murta, Neda Hejazi, Ian J. M. Crossfield, Johanna Teske, Rafael Luque, Michael Zhang, and Jacob Bean. Stellar characterization and chemical abundances of exoplanet hosting m dwarfs from apogee spectra: Future jwst targets, 2024. URL <https://arxiv.org/abs/2406.00111>.
- J. C. Mermilliod. Comparative studies of young open clusters. *A&A*, 97:235–244, April 1981. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1981A&A...97..235M>.
- G. Michaud, Y. Charland, S. Vauclair, and G. Vauclair. Diffusion in main-sequence stars: radiation forces, time scales, anomalies. *ApJ*, 210:447–465, December 1976. doi: 10.1086/154848.
- G. Michaud, G. Fontaine, and G. Beaudet. The lithium abundance - Constraints on stellar evolution. *ApJ*, 282:206–213, July 1984. doi: 10.1086/162193. URL <https://doi.org/10.1086/162193>.
- Georges Michaud, Georges Alecian, and Jacques Richer. *Atomic diffusion in stars*. Springer, 2015.
- Dimitri Mihalas. *Stellar atmospheres*. W. H. Freeman and Company, 1978. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978stat.book.....M>.
- Eric Morganson, Paul J. Green, Scott F. Anderson, et al. The time domain spectroscopic survey: Variable selection and anticipated results. *The Astrophysical Journal*, 806(2):244, jun 2015. doi: 10.1088/0004-637X/806/2/244. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/244>.
- Natalie Myers, John Donor, Taylor Spoo, Peter M. Frinchaboy, Katia Cunha, Adrian M. Price-Whelan, Steven R. Majewski, Rachael L. Beaton, Gail Zasowski, Julia O'Connell, Amy E. Ray, Dmitry Bizyaev, Cristina Chiappini, D. A. García-Hernández, Doug Geisler, Henrik Jönsson, Richard R. Lane, Penélope Longa-Peña, Ivan Minchev, Dante Minniti, Christian Nitschelm, and A. Roman-Lopes. The open cluster chemical abundances and mapping survey. vi. galactic chemical gradient analysis from apogee dr17. *The Astronomical Journal*, 164(3):85, aug 2022. doi: 10.3847/1538-3881/ac7ce5. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/ac7ce5>.

- Sz. Mészáros, C. Allende Prieto, B. Edvardsson, F. Castelli, A. E. García Pérez, B. Gustafsson, S. R. Majewski, B. Plez, R. Schiavon, M. Shetrone, and A. de Vicente. New atlas9 and marcs model atmosphere grids for the apache point observatory galactic evolution experiment (apogee). *The Astronomical Journal*, 144(4):120, sep 2012. doi: 10.1088/0004-6256/144/4/120. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/144/4/120>.
- David L. Nidever, Jon A. Holtzman, Carlos Allende Prieto, et al. The data reduction pipeline for the apache point observatory galactic evolution experiment. *The Astronomical Journal*, 150(6):173, nov 2015. doi: 10.1088/0004-6256/150/6/173. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/150/6/173>.
- T. Nordlander, A. J. Korn, O. Richard, and K. Lind. Atomic Diffusion and Mixing in Old Stars. III. Analysis of NGC 6397 Stars under New Constraints. *ApJ*, 753(1):48, July 2012. doi: 10.1088/0004-637X/753/1/48. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637X/753/1/48>.
- T. Nordlander, P. Gruyters, O. Richard, and A. J. Korn. Atomic diffusion and mixing in old stars - VIII. Chemical abundance variations in the globular cluster M4 (NGC 6121). *MNRAS*, 527(4):12120–12139, February 2024. doi: 10.1093/mnras/stad3973. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2024MNRAS.52712120N>.
- M. A. O’Dell, M. A. Hendry, and A. Collier Cameron. New distance measurements to the Pleiades and α Persei clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 268(1):181–193, 05 1994. ISSN 0035-8711. doi: 10.1093/mnras/268.1.181. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/268.1.181>.
- Anna Önehag, Bengt Gustafsson, and Andreas Korn. Abundances and possible diffusion of elements in M 67 stars. *A&A*, 562:A102, February 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201322663. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2014A&A...562A.1020>.
- Y. Osorio, C. Allende Prieto, I. Hubeny, Sz. Mészáros, and M. Shetrone. Nlte for apogee: simultaneous multi-element nlte radiative transfer. *A&A*, 637:A80, 2020. doi: 10.1051/0004-6361/201937054. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937054>.
- M. Pinsonneault. Mixing in stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35(Volume 35, 1997):557–605, 1997. ISSN 1545-4282. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.35.1.557>. URL <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev.astro.35.1.557>.
- B. Plez. Turbospectrum: Code for spectral synthesis. Astrophysics Source Code Library, record ascl:1205.004, May 2012. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012ascl.soft05004P>.
- O.R. Pols. *Stellar Structure and Evolution*. Astronomical Institute Utrecht, 2011.
- Simon F. Portegies Zwart, Stephen L.W. McMillan, and Mark Gieles. Young massive star clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48(Volume 48, 2010):431–493, 2010. ISSN 1545-4282. doi: <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081309-130834>. URL <https://www.annualreviews.org/content/journals/10.1146/annurev-astro-081309-130834>.
- Carlos Allende Prieto, Timothy C. Beers, Ronald Wilhelm, Heidi Jo Newberg, Constance M. Rockosi, Brian Yanny, and Young Sun Lee. A spectroscopic study of the ancient milky way:

- F- and g-type stars in the third data release of the sloan digital sky survey. *The Astrophysical Journal*, 636(2):804, jan 2006. doi: 10.1086/498131. URL <https://dx.doi.org/10.1086/498131>.
- Charles R. Proffitt and Georges Michaud. Pre–Main-Sequence Depletion of 6Li and 7Li. *ApJ*, 346:976, November 1989. doi: 10.1086/168079.
- Andrej Prša, Petr Harmanec, Guillermo Torres, et al. Nominal values for selected solar and planetary quantities: Iau 2015 resolution b3. *The Astronomical Journal*, 152(2):41, aug 2016. doi: 10.3847/0004-6256/152/2/41. URL <https://dx.doi.org/10.3847/0004-6256/152/2/41>.
- Ana E. García Pérez, Carlos Allende Prieto, Jon A. Holtzman, et al. Aspcap: The apogee stellar parameter and chemical abundances pipeline. *The Astronomical Journal*, 151(6):144, may 2016. doi: 10.3847/0004-6256/151/6/144. URL <https://dx.doi.org/10.3847/0004-6256/151/6/144>.
- Hubert Reeves, Jaques Richer, Katsuhiko Sato, and Nobuo Terasawa. On the Origin of Lithium. *ApJ*, 355:18, May 1990. doi: 10.1086/168736. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...355...18R>.
- Masao Sako, Bruce Bassett, Andrew Becker, et al. The sloan digital sky survey-ii supernova survey: Search algorithm and follow-up observations. *The Astronomical Journal*, 135(1):348, dec 2007. doi: 10.1088/0004-6256/135/1/348. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/135/1/348>.
- Jörg Sander, Martin Ester, Hans-Peter Kriegel, and Xiaowei Xu. Density-based clustering in spatial databases: The algorithm gdbscan and its applications. *Data Mining and Knowledge Discovery*, 2(2):169–194, 1998. ISSN 1573-756X. doi: 10.1023/A:1009745219419. URL <https://doi.org/10.1023/A:1009745219419>.
- Simon C. Schuler, Jeremy R. King, and Lih-Sin The. Stellar Nucleosynthesis in the Hyades Open Cluster. *ApJ*, 701(1):837–849, August 2009. doi: 10.1088/0004-637X/701/1/837.
- E. Semanova, M. Bergemann, M. Deal, et al. The gaia-eso survey: 3d nlte abundances in the open cluster ngc 2420 suggest atomic diffusion and turbulent mixing are at the origin of chemical abundance variations. *A&A*, 643:A164, 2020. doi: 10.1051/0004-6361/202038833. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038833>.
- G. M. De Silva, C. Sneden, D. B. Paulson, M. Asplund, J. Bland-Hawthorn, M. S. Bessell, and K. C. Freeman. Chemical homogeneity in the hyades. *The Astronomical Journal*, 131(1):455, jan 2006. doi: 10.1086/497968. URL <https://dx.doi.org/10.1086/497968>.
- G. M. De Silva, K. C. Freeman, M. Asplund, J. Bland-Hawthorn, M. S. Bessell, and R. Collet. Chemical homogeneity in collinder 261 and implications for chemical tagging*. *The Astronomical Journal*, 133(3):1161, feb 2007. doi: 10.1086/511182. URL <https://dx.doi.org/10.1086/511182>.
- M. F. Skrutskie, R. M. Cutri, R. Stiening, et al. The two micron all sky survey (2mass). *The Astronomical Journal*, 131(2):1163, feb 2006. doi: 10.1086/498708. URL <https://dx.doi.org/10.1086/498708>.

- Verne V. Smith, Katia Cunha, Matthew D. Shetrone, Szabolcs Meszaros, Carlos Allende Prieto, Dmitry Bizyaev, Ana García Pérez, Steven R. Majewski, Ricardo Schiavon, Jon Holtzman, and Jennifer A. Johnson. Chemical abundances in field red giants from high-resolution h-band spectra using the apogee spectral linelist. *The Astrophysical Journal*, 765(1):16, feb 2013. doi: 10.1088/0004-637X/765/1/16. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/765/1/16>.
- Verne V. Smith, Dmitry Bizyaev, Katia Cunha, et al. The apogee data release 16 spectral line list. *The Astronomical Journal*, 161(6):254, may 2021. doi: 10.3847/1538-3881/abefdc. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-3881/abefdc>.
- Chris Sneden, Jacob Bean, Inese Ivans, Sara Lucatello, and Jennifer Sobeck. MOOG: LTE line analysis and spectrum synthesis. Astrophysics Source Code Library, record ascl:1202.009, February 2012. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012ascl.soft02009S>. Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- David R. Soderblom, Tanmoy Laskar, Jeff A. Valenti, John R. Stauffer, and Luisa M. Rebull. The metallicity of the pleiades. *The Astronomical Journal*, 138(5):1292, sep 2009. doi: 10.1088/0004-6256/138/5/1292. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/138/5/1292>.
- Diogo Souto, K. Cunha, V. Smith, et al. Chemical abundances in a sample of red giants in the open cluster ngc 2420 from apogee. *The Astrophysical Journal*, 830(1):35, oct 2016. doi: 10.3847/0004-637X/830/1/35. URL <https://dx.doi.org/10.3847/0004-637X/830/1/35>.
- Diogo Souto, Katia Cunha, Verne V. Smith, et al. Chemical abundances of main-sequence, turnoff, subgiant, and red giant stars from apogee spectra. i. signatures of diffusion in the open cluster m67. *The Astrophysical Journal*, 857(1):14, apr 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aab612. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aab612>.
- Diogo Souto, C. Allende Prieto, Katia Cunha, Marc Pinsonneault, Verne V. Smith, R. Garcia-Dias, Jo Bovy, D. A. García-Hernández, Jon Holtzman, J. A. Johnson, Henrik Jönsson, Steve R. Majewski, Matthew Shetrone, Jennifer Sobeck, Olga Zamora, Kaike Pan, and Christian Nitschelm. Chemical abundances of main-sequence, turnoff, subgiant, and red giant stars from apogee spectra. ii. atomic diffusion in m67 stars. *The Astrophysical Journal*, 874(1):97, mar 2019. doi: 10.3847/1538-4357/ab0b43. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab0b43>.
- Diogo Souto, Katia Cunha, Verne V. Smith, et al. Stellar characterization of m dwarfs from the apogee survey: A calibrator sample for m-dwarf metallicities. *The Astrophysical Journal*, 890(2):133, feb 2020. doi: 10.3847/1538-4357/ab6d07. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab6d07>.
- Diogo Souto, Katia Cunha, and Verne V. Smith. A metallicity study of f, g, k, and m dwarfs in the coma berenices open cluster from the apogee survey. *The Astrophysical Journal*, 917(1):11, aug 2021. doi: 10.3847/1538-4357/abfdb5. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/abfdb5>.
- Diogo Souto, Katia Cunha, Verne V. Smith, et al. Detailed chemical abundances for a benchmark sample of m dwarfs from the apogee survey. *The Astrophysical Journal*, 927(1):

- 123, mar 2022. doi: 10.3847/1538-4357/ac4891. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac4891>.
- Lorenzo Spina, Jorge Meléndez, Andrew R. Casey, Amanda I. Karakas, and Marcelo Tucci-Maia. Chemical inhomogeneities in the pleiades: Signatures of rocky-forming material in stellar atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 863(2):179, aug 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aad190. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aad190>.
- Lorenzo Spina, Laura Magrini, and Katia Cunha. Mapping the galactic metallicity gradient with open clusters: The state-of-the-art and future challenges. *Universe*, 8(2), 2022. ISSN 2218-1997. doi: 10.3390/universe8020087. URL <https://www.mdpi.com/2218-1997/8/2/87>.
- John R. Stauffer, Greg Schultz, and J. Davy Kirkpatrick. Keck Spectra of Pleiades Brown Dwarf Candidates and a Precise Determination of the Lithium Depletion Edge in the Pleiades. *ApJ*, 499(2):L199–L203, June 1998. doi: 10.1086/311379. URL <https://doi.org/10.1086/311379>.
- John R. Stauffer, Lee W. Hartmann, Giovanni G. Fazio, Lori E. Allen, Brian M. Patten, Patrick J. Lowrance, Robert L. Hurt, Luisa M. Rebull, Roc M. Cutri, Solange V. Ramirez, Erick T. Young, George H. Rieke, Nadya I. Gorlova, James C. Muzerolle, Cathy L. Slesnick, and Michael F. Skrutskie. Near- and mid-infrared photometry of the pleiades and a new list of substellar candidate members* **. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 172(2): 663, oct 2007. doi: 10.1086/518961. URL <https://dx.doi.org/10.1086/518961>.
- Yoichi Takeda, Osamu Hashimoto, and Satoshi Honda. Photospheric carbon and oxygen abundances of F–G type stars in the Pleiades cluster*. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 69(1):1, 12 2016. ISSN 0004-6264. doi: 10.1093/pasj/psw105. URL <https://doi.org/10.1093/pasj/psw105>.
- Shih-Yun Tang, W. P. Chen, P. S. Chiang, Jessy Jose, Gregory J. Herczeg, and Bertrand Goldman. Characterization of stellar and substellar members in the coma berenices star cluster. *The Astrophysical Journal*, 862(2):106, jul 2018. doi: 10.3847/1538-4357/aac7a. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aac7a>.
- Robert Julius Trumpler. Preliminary results on the distances, dimensions and space distribution of open star clusters. *Lick Observatory Bulletin*, 420:154–188, January 1930. doi: 10.5479/ADS/bib/1930LicOB.14.154T. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1930LicOB..14..154T>.
- F. van Leeuwen. Parallaxes and proper motions for 20 open clusters as based on the new hipparcos catalogue. *A&A*, 497(1):209–242, 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200811382. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811382>.
- D. A. Vandenberg and T. J. Bridges. Theoretical zero-age main sequences applied to the Pleiades, Praesepe, and Hyades star clusters. *ApJ*, 278:679–688, March 1984. doi: 10.1086/161836. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJ...278..679V>.
- S. Villanova, G. Carraro, and I. Saviane. A spectroscopic study of the open cluster NGC 6475 (M 7). Chemical abundances from stars in the range $T_{eff} = 4500-10\,000$ K. *A&A*, 504(3): 845–852, September 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200811507. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811507>.

- Pauli Virtanen, Ralf Gommers, Travis E. Oliphant, et al. Scipy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in python. *Nature Methods*, 17(3):261–272, 2020. ISSN 1548-7105. doi: 10.1038/s41592-019-0686-2. URL <https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2>.
- J.H. Vuolo. *Fundamentos da teoria de erros*. Blucher, 1996. ISBN 9788521216636. URL <https://books.google.com.br/books?id=q-uyDwAAQBAJ>.
- Terry P. Walker, Gary Steigman, David N. Schramm, Keith A. Olive, and Ho-Shik Kang. Primordial Nucleosynthesis Redux. *ApJ*, 376:51, July 1991. doi: 10.1086/170255. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991ApJ...376...51W>.
- Fábio Wanderley, Katia Cunha, Diogo Souto, et al. Stellar characterization and radius inflation of hyades m-dwarf stars from the apogee survey. *The Astrophysical Journal*, 951(2):90, jul 2023. doi: 10.3847/1538-4357/acd4bd. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/acd4bd>.
- Fábio Wanderley, Katia Cunha, Oleg Kochukhov, Verne V. Smith, Diogo Souto, Lyra Cao, Kevin Covey, Steven R. Majewski, Cintia Martinez, Philip S. Muirhead, Marc Pinsonneault, C. Allende Prieto, and Keivan G. Stassun. Magnetic fields in m-dwarf members of the pleiades open cluster using apogee spectra. *The Astrophysical Journal*, 971(1):112, August 2024a. ISSN 1538-4357. doi: 10.3847/1538-4357/ad571f. URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ad571f>.
- Fábio Wanderley, Katia Cunha, Verne Smith, Oleg Kochukhov, Diogo Souto, Carlos Allende Prieto, Suvrath Mahadevan, Steven Majewski, Philip Muirhead, Marc Pinsonneault, and Ryan Terrien. Magnetic fields in a sample of planet-hosting m dwarf stars from kepler, k2, and tess observed by apogee, 2024b. URL <https://arxiv.org/abs/2409.06637>.
- Shu Wang and Xiaodian Chen. The optical to mid-infrared extinction law based on the apogee, gaia dr2, pan-starrs1, sdss, apass, 2mass, and wise surveys. *The Astrophysical Journal*, 877(2):116, jun 2019. doi: 10.3847/1538-4357/ab1c61. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab1c61>.
- J. C. Wilson, F. R. Hearty, M. F. Skrutskie, et al. The apache point observatory galactic evolution experiment (apogee) spectrographs. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 131(999):055001, mar 2019. doi: 10.1088/1538-3873/ab0075. URL <https://dx.doi.org/10.1088/1538-3873/ab0075>.
- John C. Wilson, F. Hearty, M. F. Skrutskie, et al. Performance of the Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE) high-resolution near-infrared multi-object fiber spectrograph. In Ian S. McLean, Suzanne K. Ramsay, and Hideki Takami, editors, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, volume 8446, page 84460H. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2012. doi: 10.1117/12.927140. URL <https://doi.org/10.1117/12.927140>.
- Edward L. Wright, Peter R. M. Eisenhardt, Amy K. Mainzer, et al. The wide-field infrared survey explorer (wise): Mission description and initial on-orbit performance. *The Astronomical Journal*, 140(6):1868, nov 2010. doi: 10.1088/0004-6256/140/6/1868. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/140/6/1868>.
- Brian Yanny, Constance Rockosi, Heidi Jo Newberg, and et al. Segue: A spectroscopic survey of 240,000 stars with $g = 14-20$. *The Astronomical Journal*, 137(5):4377, apr 2009. doi:

10.1088/0004-6256/137/5/4377. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/137/5/4377>.

Donald G. York, J. Adelman, Jr. Anderson, John E., et al. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. *AJ*, 120(3):1579–1587, September 2000. doi: 10.1086/301513.

O. Zamora, D. A. García-Hernández, C. Allende Prieto, R. Carrera, L. Koesterke, B. Edvardsson, F. Castelli, B. Plez, D. Bizyaev, K. Cunha, A. E. García Pérez, B. Gustafsson, J. A. Holtzman, J. E. Lawler, S. R. Majewski, A. Machado, Sz. Mészáros, N. Shane, M. Shetrone, V. V. Smith, and G. Zasowski. New h-band stellar spectral libraries for the sdss-iii/apogee survey. *The Astronomical Journal*, 149(6):181, may 2015. doi: 10.1088/0004-6256/149/6/181. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-6256/149/6/181>.

R. Zinn. The Globular Cluster System of the Galaxy. IV. The Halo and Disk Subsystems. *ApJ*, 293:424, June 1985. doi: 10.1086/163249. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1985ApJ...293..424Z>.

APÊNDICES



Formalismo teórico dos processos de difusão atômica

Este apêndice traz complementos teóricos àqueles apresentados no capítulo 2.

A.1 Difusão Atômica

Os processos de difusão podem ocorrer em um meio inicialmente homogêneo em termos químicos. Quando há um gradiente em alguma propriedade, como pressão ou temperatura, os movimentos térmicos das partículas carregadas, como íons e elétrons, podem resultar em movimentos globais de certas espécies químicas. Isso é causado por efeitos microscópicos diferenciais de uma força aplicada sobre essas partículas podendo separá-las, levando a variações em suas concentrações ao longo do gradiente.

A difusão desempenha um papel importante em estrelas com características químicas particulares, chamadas de estrelas quimicamente peculiares. Além disso, a difusão pode influenciar a estrutura interna de estrelas do tipo solar, particularmente na zona radiativa, onde há menos deslocamento convectivo. Nesse contexto, a condição fundamental para que a difusão ocorra, é que não haja outros movimentos em grande escala presentes, como convecção, movimentos turbulentos ou ventos radiativos, cujos efeitos poderiam se sobrepor aos da difusão atômica. A importância da difusão geralmente diminui com a profundidade dentro das estrelas.

A.1.1 Assentamento Gravitacional

Consideremos uma mistura binária, onde teremos partículas i , com uma abundância tão baixa que sua contribuição para a densidade total é insignificante. Esse cenário é conhecido como a aproximação do átomo de teste. Supõe-se que as condições iniciais da mistura mantenham a pressão (P), a temperatura (T) e a densidade (ρ) constantes. Supondo que haja uma aceleração a_i atuando apenas nas partículas i . Essas partículas alcançarão um estado de equilíbrio hidrostático caracterizado pela igualdade da força que age sobre elas por unidade de volume e o gradiente da pressão parcial das partículas i :

$$\frac{\partial P_i}{\partial r} - \rho X_i a_i = 0 . \quad (\text{A.1})$$

Esse equilíbrio é essencial para entender como as partículas se comportam sob a influência da gravidade e como essa dinâmica afeta a distribuição de densidade na mistura binária.

A aceleração a_i é devida às forças $F_i = m_i a_i$ atuando nas partículas i de massa $m_i = A_i m_u$. Tais forças são a força gravitacional, as forças elétricas e outras forças f'_i ,

$$F_i = -A_i m_u g + Z_i e E + f'_i , \quad (\text{A.2})$$

em que E é o campo elétrico. Se a lei do gás perfeito se aplica ao meio, as partículas i obedecem à relação $P_i = (k/m_i) X_i \rho T$ e obtemos

$$\frac{1}{X_i} \frac{\partial X_i}{\partial r} - \frac{F_i}{kT} = 0 . \quad (\text{A.3})$$

O primeiro termo multiplicado por $-D$ dá a velocidade de difusão devido a um gradiente de composição (2.22). Assim, a velocidade de difusão levando em conta a aceleração a_i experimentada pelas partículas pode ser escrita como

$$v_i = -D \left(\frac{1}{X_i} \frac{\partial X_i}{\partial r} - \frac{F_i}{kT} \right) . \quad (\text{A.4})$$

O estado de equilíbrio é o limite das pequenas perturbações devido à difusão, uma vez que no equilíbrio a velocidade de difusão é zero. Pode-se considerar várias fontes de aceleração a_i .

Por exemplo, o gradiente de pressão, é uma fonte comum de aceleração em estrelas, pode afetar a difusão das partículas i , se sua massa $m_i = A_i m_u$ for diferente, tipicamente maior, do que a massa média $m = \mu m_u$ das partículas. A equação do equilíbrio hidrostático global é expressa usando a lei do gás perfeito, relacionando o gradiente de pressão com a gravidade e a temperatura,

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{mg}{kT} . \quad (\text{A.5})$$

A força líquida sobre as partículas de teste é determinada pela diferença de massa entre as partículas e a média das massas das partículas, $F_i = -(m_i - m)g$, o que resulta em

$$\frac{F_i}{kT} = -\frac{(m_i - m) mg}{m kT} = \left(\frac{m_i}{m} - 1\right) \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (\text{A.6})$$

$$\text{de modo que } v_i = -D \left(\frac{1}{X_i} \frac{\partial X_i}{\partial r} + (m_i - m) \frac{g}{kT} \right). \quad (\text{A.7})$$

A segunda equação define a velocidade de difusão v_i da partícula i devido a um gradiente de concentração $\frac{\partial X_i}{\partial r}$ e do efeito da assentamento gravitacional, sendo D o coeficiente de difusão e X_i é a concentração da partícula i .

Essa equação mostra que a difusão de uma partícula ocorre não apenas devido a um gradiente de concentração, mas também devido ao efeito da gravidade, que separa os elementos com base em suas massas diferentes. Além disso, o gradiente de pressão está diretamente relacionado à gravidade, e portanto, também influencia o processo de difusão. Outras forças podem estar envolvidas na difusão, o principal desafio é descrever como essas diferentes forças afetam as diferentes partículas atômicas no meio.

A segunda equação expressa a velocidade de difusão de uma partícula devido ao assentamento gravitacional, sob a suposição de que a distribuição inicial dos elementos é homogênea e as partículas de teste são muito mais massivas do que a média das partículas no meio, ou seja, $m_i \gg m$ e podemos escrever a velocidade de difusão devido ao assentamento gravitacional como

$$v_i \approx -D \frac{m_i g}{kT}. \quad (\text{A.8})$$

Essa equação é útil para obter uma estimativa grosseira da velocidade de difusão atômica, especialmente quando o efeito do assentamento gravitacional é dominante, juntamente com a difusão radiativa. No entanto, deve-se observar que esta é uma simplificação e que outros fatores podem influenciar a difusão atômica em contextos mais complexos. A velocidade é negativa, já que o elemento pesado i está sendo conduzido para regiões mais internas da estrela.

A.1.2 Equações de Movimento de Partículas Carregadas

Num meio ionizado, o movimento das partículas carregadas é influenciado pela força eletrostática, além da força gravitacional e o gradiente de pressão. A transferência de momento devido a colisão também afeta o movimento das partículas.

A equação que expressa o equilíbrio hidrostático das partículas i com fração de massa X_i , número de massa atômica A_i , carga elétrica Z_i , levando em consideração todos esses efeitos é dada por

$$\frac{\partial P_i}{\partial r} = -\rho X_i g + \frac{\rho X_i}{A_i m_u} Z_i e E + \sum_{j \neq i} \mathcal{K}_{ij} (v_j - v_i) + \mathcal{K}_{ie} (v_e - v_i) . \quad (\text{A.9})$$

Sendo que E é o campo elétrico local microscópico produzido pelos deslocamentos das partículas, ρX_i é a densidade parcial de partículas i com uma concentração $n_i = \rho X_i / (A_i m_u)$, \mathcal{K}_{ij} e \mathcal{K}_{ie} são os chamados coeficientes de resistência da partícula i com outras partículas j e com os elétrons, respectivamente. Esses coeficientes em $\text{g cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ expressam a força de resistência por unidade de volume produzida pelas diferenças de velocidades entre as partículas.

Consideremos uma mistura com duas espécies de partículas, 1 e 2. O primeiro termo do lado direito de (A.9) pode ser escrito como $+(\rho X_i / \rho) (\partial P / \partial r)$ com a ajuda da equação para o equilíbrio hidrostático global

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} = -g. \quad (\text{A.10})$$

Assim, temos duas equações de equilíbrio hidrostático para os dois tipos de partículas:

$$\frac{\partial P_1}{\partial r} - \frac{(\rho X_1)}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\rho X_1}{A_1 m_u} Z_1 e E = \mathcal{K}_{12} (v_2 - v_1) + [\mathcal{K}_{1e} (v_e - v_1)] , \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial P_2}{\partial r} - \frac{(\rho X_2)}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\rho X_2}{A_2 m_u} Z_2 e E = \mathcal{K}_{21} (v_1 - v_2) + [\mathcal{K}_{2e} (v_e - v_2)] . \quad (\text{A.12})$$

Também temos duas equações de continuidade como em (2.6):

$$\frac{\partial (\rho X_1)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho X_1 v_1) = 0 , \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{\partial (\rho X_2)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho X_2 v_2) = 0 . \quad (\text{A.14})$$

A conservação do momento durante os movimentos implica em:

$$n_1 A_1 m_u v_1 + n_2 A_2 m_u v_2 + [m_e n_e v_e] = 0 \longrightarrow X_1 v_1 + X_2 v_2 = 0 . \quad (\text{A.15})$$

Podemos negligenciar a transferência de momento pelos elétrons, devido às suas pequenas massas, portanto, desprezamos o termo entre colchetes em (A.15) e os termos de colisão

entre colchetes em (A.11) e (A.12). A concentração de elétrons é dada pela condição de neutralidade elétrica $n_1 Z_1 + n_2 Z_2 = n_e$.

Assim, as equações (A.11), (A.12), (A.13), (A.14) formam um sistema completo para as cinco quantidades desconhecidas: as abundâncias X_1 e X_2 , as velocidades v_1 e v_2 , e o campo elétrico E , que podem ser determinadas.

A.1.3 O Campo Elétrico e as Velocidades de Difusão

Os coeficientes de resistência \mathcal{K}_{12} e \mathcal{K}_{21} , são iguais por simetria ($\mathcal{K}_{12} = \mathcal{K}_{21}$). Isso ocorre porque há conservação de momento em colisões sem transformação química. Ou seja, as interações entre as partículas são simétricas nesse contexto. Ao somar as equações (A.11) e (A.12), usando (A.10) obtém-se uma expressão para o campo elétrico, dada pela equação:

$$eE = \frac{\frac{\partial}{\partial r} (P_1 + P_2) + g\rho (X_1 + X_2)}{\frac{\rho}{m_u} (Y_1 Z_1 + Y_2 Z_2)}. \quad (\text{A.16})$$

O numerador da fração representa a soma dos gradientes de pressão resultantes dos diferenciais de pressão parcial e da aceleração gravitacional atuando nas densidades parciais dos elementos. O denominador representa a densidade média ponderada pelas massas atômicas e cargas das partículas envolvidas.

A Equação (A.16) fornece um produto dado como uma força por unidade de volume, com as unidades em gramas por segundo ao quadrado por centímetro ao quadrado ($\text{gs}^{-2}\text{cm}^{-2}$), o que é uma unidade comum para descrever forças por unidade de área. Notamos que o campo elétrico é influenciado pelos desvios do equilíbrio hidrostático no sistema entre a força gravitacional e os gradientes de pressão parcial.

Introduzimos a variável Y_i , definida como a razão entre a fração molar do elemento i e a massa atômica do elemento i . Essa razão é útil para relacionar a composição química do sistema com outras grandezas físicas,

$$Y_i = \frac{X_i}{A_i}. \quad (\text{A.17})$$

Dividimos (A.12) pela pressão parcial P_2 ,

$$P_2 = n_2 kT = \frac{\rho X_2}{A_2 m_u} kT, \quad (\text{A.18})$$

e obtemos

$$\frac{\partial \ln P_2}{\partial r} + \frac{A_2 m_u g}{kT} - \frac{Z_2}{kT} \left[\frac{\partial}{\partial r} (P_1 + P_2) + g \rho (X_1 + X_2) \right] = -\mathcal{K}_{21} \frac{A_2 m_u}{\rho X_2 kT} v_{21} . \quad (\text{A.19})$$

Em que $v_{21} = v_2 - v_1$. Simplificando

$$\frac{\partial \ln P_2}{\partial r} + \frac{m_u g}{kT} \left(A_2 - \frac{Z_2 A_1 \left(1 + \frac{X_2}{X_1}\right)}{Z_1 + Z_2 \frac{Y_2}{Y_1}} \right) - \frac{Z_2 \left(1 + \frac{Y_2}{Y_1}\right)}{\left(Z_1 + Z_2 \frac{Y_2}{Y_1}\right)} \frac{\partial \ln(P_1 + P_2)}{\partial r} = -\mathcal{K}_{21} \frac{m_u}{\rho Y_2 kT} v_{21} . \quad (\text{A.20})$$

Dessa equação podemos escrever a diferença de velocidade v_{21} , no entanto, podemos simplificar essa expressão definindo P_{ion} como a soma das pressões parciais $P_{\text{ion}} = P_1 + P_2$,

$$\frac{P_2}{P_{\text{ion}}} = \frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{Y_2}{Y_1 + Y_2} = \frac{Y_2}{Y_{\text{ion}}} \quad \text{with} \quad Y_{\text{ion}} = Y_1 + Y_2 . \quad (\text{A.21})$$

Assim, temos

$$\frac{\partial \ln P_2}{\partial r} = \frac{\partial \left(\ln \frac{Y_2}{Y_{\text{ion}}} \right)}{\partial r} + \frac{\partial \ln P_{\text{ion}}}{\partial r} . \quad (\text{A.22})$$

A diferença de velocidade v_{21} torna-se

$$v_{21} = -\frac{Y_2 \rho kT}{m_u \mathcal{K}_{21}} \times \left[\frac{\partial \left(\ln \frac{Y_2}{Y_{\text{ion}}} \right)}{\partial r} + \frac{\partial \ln P_{\text{ion}}}{\partial r} \left(1 - \frac{Z_2 \left(1 + \frac{Y_2}{Y_1}\right)}{Z_1 + Z_2 \frac{Y_2}{Y_1}} \right) + \frac{m_u g}{kT} \left(A_2 - \frac{Z_2 A_1 \left(1 + \frac{X_2}{X_1}\right)}{Z_1 + Z_2 \frac{Y_2}{Y_1}} \right) \right] . \quad (\text{A.23})$$

Escrevemos o termo na frente do colchete como

$$\frac{Y_2 \rho kT}{m_u \mathcal{K}_{21}} = D_{12} \left(1 + \frac{Y_2}{Y_1} \right) , \quad (\text{A.24})$$

de forma consistente com a expressão (2.22). Isso fornece a seguinte expressão para o coeficiente de difusão D_{12} ,

$$D_{12} = \frac{n_1 n_2 kT}{(n_1 + n_2) \mathcal{K}_{21}} \frac{1}{m_u \mathcal{K}_{21}} = \frac{Y_2 \rho kT}{m_u \mathcal{K}_{21}} \frac{Y_1}{Y_1 + Y_2} . \quad (\text{A.25})$$

Se quisermos obter a velocidade de difusão das partículas 2, podemos usar a relação (A.15) para conservação de momento e obter

$$v_{21} = v_2 - v_1 = v_2 \left(1 + \frac{X_2}{X_1} \right). \quad (\text{A.26})$$

O que resulta na velocidade das partículas 2

$$v_2 = \frac{1 + (Y_2/Y_1)}{1 + (X_2/X_1)} D_{12} \times \left[-\frac{\partial \left(\ln \frac{Y_2}{Y_{\text{ion}}} \right)}{\partial r} + \frac{m_{\text{u}} g}{kT} \frac{A_1 Z_2 - A_2 Z_1}{Z_1 + Z_2 (Y_2/Y_1)} + \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2 (Y_2/Y_1)} \frac{\partial \ln P_{\text{ion}}}{\partial r} \right]. \quad (\text{A.27})$$

Esta equação descreve a determinação da velocidade das partículas 2 como uma função de três gradientes diferentes:

O primeiro termo no colchete expressa a difusão devido ao gradiente de abundância do elemento considerado. Se o elemento 2 for um elemento de teste, esse termo é equivalente ao (2.22).

O segundo termo, conhecido como termo gravitacional, é proporcional ao gradiente de pressão global e também considera o efeito do campo elétrico microscópico E (A.16). Para núcleos com uma razão entre o número de massa e a carga é constante, $A_1/A_2 = Z_1/Z_2$, esse termo se anula. Isso ocorre em elementos leves nos quais $A_i = 2Z_i$, como em átomos de ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, e assim por diante.

O terceiro termo é proporcional ao gradiente de pressão dos íons, que geralmente não é significativo.

Além disso, outros termos podem ser adicionados para levar em conta efeitos adicionais, como difusão térmica (Subseção A.1.5), aceleração radiativa (A.2.1) e campos magnéticos (A.2.3).

A.1.4 Equação de Difusão

A equação que descreve a difusão das partículas 2 pode ser obtida ao unir a equação de difusão (2.28) com a expressão (2.22),

$$\rho \frac{\partial X_2}{\partial t} \Big|_{Mr} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^2 X_2 v_2), \quad (\text{A.28})$$

v_2 é dado por (A.27). Esta equação está sujeita às condições de contorno discutidas na Subseção (2.2.2). É importante considerar a interpolação dos coeficientes de difusão em (2.31) se houver também um transporte difusivo na zona adjacente.

Até aqui, não determinamos uma expressão para o coeficiente de difusão D . A equação de Boltzmann que descreve a evolução temporal do fluido e sua solução fornece o coeficiente de difusão D levando em conta as colisões de partículas. Essa equação fornece a variação temporal da função de distribuição $f_i(r, v_i, t)$, onde $f_i(r, v_i, t) dr^3 dv^3$ representa o número de partículas i no elemento de volume dr^3 centrado em r e com velocidade no volume dv^3 centrado em v . A equação de Boltzmann é resolvida sob certas hipóteses, incluindo interações binárias, colisões elásticas, massa negligenciável dos elétrons e o potencial de Debye-Hückel em torno dos íons.

O coeficiente de difusão depende do tipo de interações entre as partículas: carregada-carregada, carregada-neutra ou neutra-neutra. O caso mais importante para as estrelas, já que se trata de um meio ionizado, é o primeiro, ou seja, a interação entre íons. Nesse caso, o coeficiente de difusão para íons do tipo 1 e 2 é,

$$D = \frac{3}{16n} \frac{(2kT)^{5/2}}{(\pi m_r)^{1/2}} \frac{1}{Z_1^2 Z_2^2 e^4 \ln(1 + \xi_{12}^2)}, \quad (\text{A.29})$$

sendo $m_r = A_1 A_2 m_u / (A_1 + A_2)$ a massa reduzida e $n = n_1 + n_2$, a concentração total de partículas. ξ_{12} é dada por

$$\xi_{12} = \frac{4kT}{Z_1 Z_2 e^2} r_D, \quad (\text{A.30})$$

r_D é o raio de Debye-Hückel ⁱ.

Difusão de Íons com Prótons

O coeficiente de difusão no de íons i com prótons p é

$$D_{ip} = 2 \times 10^9 \frac{T^{5/2}}{n_p Z_i^2 \ln [1 + (2.73 \times 10^8 T^3) / (n_p Z_i^2)]}, \quad (\text{A.31})$$

em unidades de $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, onde n_p representa a concentração de prótons. Essa expressão é uma aproximação que considera apenas colisões com um parâmetro de impacto menor que o raio de Debye-Hückel, assumindo um potencial coulombiano. Para parâmetros de impacto maiores que o raio de Debye-Hückel, R_D , o potencial de interação é considerado negligenciável.

ⁱ Corresponde a distância ao redor de uma partícula carregada onde o campo elétrico dela ainda é forte o suficiente para afetar outras partículas, mas fora dessa região, os efeitos são praticamente neutralizados pelo balanço de cargas no ambiente.

A.1.5 Efeito de um Gradiente Térmico

A presença de um gradiente de temperatura também resulta na difusão de partículas, pois isso cria um gradiente nas velocidades térmicas das partículas. Por meio de sucessivas colisões binárias, esse gradiente pode gerar uma velocidade média de difusão não nula para cada tipo de partícula i , mesmo na ausência de movimentos globais.

Consideremos partículas de teste i com densidade constante. Suas velocidades térmicas $v_{T,i}$ se comportam como $T^{1/2}$ e variam com a profundidade. Se considerarmos um plano horizontal no meio estelar, a probabilidade de colisão por unidade de superfície em cada lado do plano é de acordo com (2.11)

$$n_i v_i = \frac{1}{6} v_{T,i}(r+dr) n_i(r+dr) \frac{\sigma_i(r+dr)}{\sigma_i(r)} - \frac{1}{6} v_{T,i}(r-dr) n_i(r-dr) \frac{\sigma_i(r-dr)}{\sigma_i(r)}. \quad (\text{A.32})$$

Desenvolvendo o produto $v_{T,i}(r)\sigma_i(r)$ até a primeira ordem ao longo de um comprimento ℓ_i , que é o caminho livre médio para o elemento i , obtemos para uma concentração constante n_i

$$v_i = \frac{1}{3} v_{T,i} \ell_i \frac{1}{v_{T,i} \sigma_i} \frac{\partial (\sigma_i v_{T,i})}{\partial r}. \quad (\text{A.33})$$

A direção e o tamanho da velocidade de difusão dependem de como a seção transversal varia com T . Átomos neutros têm uma seção transversal σ_i constante com T , assim apenas a dependência de $v_{T,i}$ em T intervém, então $[\partial (\sigma v_T) / \partial r]$ se comporta como $\partial T / \partial r$. Assim, os átomos neutros tendem a se mover dos lugares quentes para os frios. Ao contrário, as partículas ionizadas têm $\sigma_i \sim T^{-2}$, e assim elas tendem a se mover em direção às regiões estelares mais quentes. Levando em conta essas dependências, temos

$$v_i = D \left(\alpha_{T,i} \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \right). \quad (\text{A.34})$$

As dependências de v_T e σ dariam um coeficiente $\alpha_{T,i} = -1.5$ para partículas ionizadas. No entanto, as cargas elétricas das partículas também influenciam os movimentos e isso leva a

$$\alpha_{T,i} = -2.65 \left(\frac{Z_i}{Z_j} \right)^2, \quad (\text{A.35})$$

em que Z_i/Z_j é a razão de carga dos íons considerados, i sendo o íon de teste e j o constituinte básico. O termo entre parênteses em (A.34) deve ser adicionado ao colchete de (A.27) contendo as diferentes contribuições para a velocidade de difusão.

A.2 A Difusão Radiativa

No interior estelar, a força radiativa desempenha um papel significativo nas interações dos íons. Essa força envolve a transferência de momento dos fótons para os íons e a magnitude transferida é influenciada pela opacidade do meio. Temos quatro principais processos de opacidade:

Ligado-ligado: Ocorre entre dois níveis de energia ligados de um átomo. Neste processo, um fóton é absorvido por um elétron, fazendo com que este seja excitado de um nível menos energético para um nível mais energético dentro do átomo. Isso ocorre quando a energia do fóton corresponde à diferença de energia entre os dois níveis do elétron. Posteriormente, o átomo pode emitir outro fóton quando o elétron retorna ao seu estado fundamental. Esse processo contribui para a opacidade porque os fótons são efetivamente absorvidos pelos elétrons em níveis discretos de um átomo.

Ligado-livre: Neste processo, um fóton é absorvido por um átomo, liberando um elétron que estava previamente ligado ao átomo, resultando em um átomo ionizado. Esse tipo de absorção ocorre quando a energia do fóton é suficiente para liberar o elétron de um nível ligado do átomo para o contínuo. Essa transição é responsável pela absorção de fótons em uma variedade de comprimentos de onda, contribuindo assim para a opacidade. No caso inverso, um elétron livre se recombina com um átomo, com a emissão de um fóton (recombinação radiativa).

Livre-livre: Envolve dois estados de energia do contínuo. Essas transições correspondem a mudanças nas órbitas hiperbólicas em um modelo clássico do átomo. A radiação eletromagnética é emitida por partículas carregadas (como elétrons) quando elas são aceleradas ou desaceleradas por campos elétricos devido à interação com outras partículas carregadas. No processo conhecido como Bremsstrahlung, o elétron livre é desacelerado ao interagir com íons ou outros elétrons, passando para uma órbita menos energética e há emissão de um fóton.

Espalhamento eletrônico: Neste processo, os fótons são dispersos por elétrons livres no meio. Os elétrons não estão associados a átomos específicos, mas estão livres para se moverem através do material. Quando um fóton encontra um elétron livre, ele é disperso em uma nova direção, podendo ocorrer uma pequena variação do comprimento de onda (efeito Compton).

Apenas os dois primeiros têm um papel direto na aceleração radiativa dos átomos, pois nesses casos os fótons são absorvidos. Essas acelerações radiativas, juntamente com a aceleração gravitacional, são as principais responsáveis pelos efeitos da difusão atômica.

A.2.1 Aceleração Radiativa

A aceleração radiativa é determinada pela parte não isotrópica do campo de radiação, ou seja, pelo fluxo de radiação, porque é o fluxo de radiação que tem uma direção específica e

que carrega momento. Quando a radiação é absorvida ou refletida pelos átomos, ela transfere parte de seu momento para esses átomos. No entanto, apenas a componente direcional do fluxo de radiação contribui para a transferência de momento na direção vertical. Isso ocorre porque a radiação isotropicamente distribuída não exerce uma força líquida sobre os átomos em uma direção específica.

O fluxo de radiação $F_\nu d\nu$ entre as frequências ν e $\nu + d\nu$ contribui para a transferência de momento na direção vertical. A aceleração radiativa dos átomos B é descrita pelo gradiente da pressão de radiação sobre esses átomos no intervalo de frequência $d\nu$, dado pela equação:

$$g_{\text{rad,B}}(\nu)d\nu = -\frac{1}{\rho_B} \frac{dP_{\text{rad,B}}(\nu)}{dr} d\nu, \quad (\text{A.36})$$

$\rho_B = n_B m_B$ é a densidade parcial de átomos B. A equação de transferência radiativa em uma estrela esférica pode ser descrita considerando a propagação de um feixe de radiação em um meio que sofre absorções e emissões. Assumindo que o campo de radiação estelar é de um corpo negro, temos a seguinte equação básica:

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{dr} + \frac{\rho \kappa F}{c} = 0, \quad (\text{A.37})$$

ou para uma frequência ν ,

$$\frac{dP_{\text{rad},\nu}}{dr} d\nu + \frac{\rho \kappa_\nu F_\nu}{c} d\nu = 0, \quad (\text{A.38})$$

que relaciona o gradiente de pressão ao fluxo em um intervalo de frequência específico. Utilizando essa expressão em (A.36) e a aceleração radiativa é

$$g_{\text{rad,B}}(\nu)d\nu = \frac{\kappa_B(\nu)F_\nu}{c} d\nu, \quad (\text{A.39})$$

sendo $\kappa_B(\nu)$ é a opacidade dos átomos B na frequência ν , e c é a velocidade da luz. Para um meio opticamente espesso em equilíbrio radiativo, o fluxo F_ν é relacionado à derivada da função de Planck por

$$F(\nu)d\nu = -\frac{4\pi}{3} \frac{1}{\kappa(\nu)\rho} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \frac{dT}{dr} d\nu, \quad (\text{A.40})$$

sendo que B_ν depende do raio r através da temperatura $T(r)$, $B_\nu = B_\nu(T(r))$. A opacidade $\kappa(\nu)$ é a opacidade total de todas as fontes na frequência ν . Substituindo a equação (A.40) em (A.39), temos que a aceleração radiativa dos átomos B integrada em todas as frequências é

$$g_{\text{rad},B} = -\frac{4\pi}{3c} \frac{1}{n_B m_B} \int_0^\infty \frac{\kappa_B(\nu)}{\kappa(\nu)} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \frac{dT}{dr} d\nu. \quad (\text{A.41})$$

A opacidade total na frequência ν pode ser separada em dois termos,

$$\kappa(\nu) = \kappa_B(\nu) + \kappa_{\text{other}}(\nu), \quad (\text{A.42})$$

o primeiro termo da soma corresponde a opacidades devido aos átomos B e o segundo a outros átomos. Temos dois casos:

Se a opacidade $\kappa_B(\nu)$ das partículas B dominar, as duas opacidades se cancelam na integral (A.41) e a aceleração radiativa das partículas B segue uma lei de potência inversa em relação à sua densidade, $g_{\text{rad},B} \sim 1/n_B$. Isso significa que quanto mais partículas B houver, menor será a aceleração individual de cada uma, levando a um fluxo saturado.

Se a opacidade das partículas B for negligenciável, não há efeito de saturação, e a opacidade $\kappa_B(\nu)$ será proporcional à densidade das partículas B, n_B , resultando em uma aceleração radiativa constante para cada partícula.

Em uma estrela com luminosidade L_r no nível r , o fluxo radiativo é $F = \frac{L_r}{4\pi r^2}$. Aplicando ao caso de um corpo negro, temos as relações $P_{\text{rad}} = (1/3)aT^4$, de modo que $dP_{\text{rad}}/dr = 4/3aT^3(dT/dr)$, assim o fluxo no nível r é

$$F = \frac{L_r}{4\pi r^2} = -\frac{4acT_{\text{eff}}^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dr}, \quad (\text{A.43})$$

κ é a opacidade média de Rosselandⁱⁱ. Usando (A.43), $F(r)r^2 = F(R)R^2$, $F(R) = \sigma T_{\text{eff}}^4$ e considerando que a constante de Stefan-Boltzmann é $\sigma = ac/4$, podemos escrever o gradiente de T como

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho T_{\text{eff}}^4}{16T^3} \left(\frac{R}{r}\right)^2. \quad (\text{A.44})$$

E substituindo A.44 em A.41 temos a aceleração radiativa igual a

$$g_{\text{rad},B} = \frac{\pi\kappa\rho T_{\text{eff}}^4}{4c} \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{1}{n_B m_B} \int_0^\infty \frac{\kappa_B(\nu)}{\kappa_B(\nu) + \kappa_{\text{other}}(\nu)} \frac{1}{T^3} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu. \quad (\text{A.45})$$

ⁱⁱ A opacidade média de Rosseland é uma medida da capacidade de um meio para absorver e espalhar a radiação eletromagnética. Ela é uma média ponderada da opacidade do material ao longo de um espectro de frequências, levando em consideração a dependência da opacidade com a frequência.

A equação se aplica no caso em que a aceleração seja causada pela absorção de linhas espectrais ou pela absorção do contínuo.

A.2.2 Aceleração por Linhas Espectrais

Cada linha espectral de um dado átomo B contribui para a aceleração radiativa em um meio estelar. O coeficiente de opacidade, representada por $\kappa_B(\nu)$, é fundamental nesse processo e está relacionada à seção transversal, $\sigma_B(\nu)$, pela densidade de número de átomos n_B e pela densidade total ρ do meio por $\kappa_B(\nu) = \sigma_B(\nu)n_B/\rho$. A seção transversal é uma medida da probabilidade de interação entre uma partícula incidente, como um fóton ou um elétron, e um alvo específico, neste caso representado pelo átomo B , em um determinado processo de interação, como absorção ou espalhamento. A seção transversal $\sigma_B(\nu)$ está relacionada à absorção de fótons por átomos ou íons do elemento B em um meio estelar. Ela depende da frequência ν da radiação e da estrutura atômica do elemento B , e fornece uma medida da eficácia com que os átomos do elemento B absorvem a radiação em uma determinada frequência. Quanto maior a seção transversal em uma frequência específica, maior a probabilidade de um fóton ser absorvido por um átomo do elemento B nessa frequência. A seção transversal para uma transição específica do átomo B em um estágio de ionização particular i do nível m para o nível n é dada por

$$\sigma_{B,i,m,n}(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{B,i,m,n} \phi_{B,i,m,n}, \quad (\text{A.46})$$

uma expressão que envolve a carga do elétron e , a massa do elétron m_e , a velocidade da luz c , o fator de oscilador $f_{B,i,m,n}$ e a função de alargamento $\phi_{B,i,m,n}$ dessa transição. O fator de oscilador descreve a probabilidade de uma transição específica ocorrer entre um estado inicial m e um estado final n dentro do átomo ou íon B . Quanto maior o valor de $f_{B,i,m,n}$, maior é a probabilidade de ocorrer uma transição entre esses dois estados de energia. A função de alargamento $\phi_{B,i,m,n}$ é uma medida da largura da linha espectral associada a uma transição específica entre dois níveis de energia em um átomo ou íon B no estágio de ionização i . Esta função descreve como a linha espectral é alargada devido a vários efeitos físicos, como efeito Doppler, colisões, turbulência, efeito Zeeman, entre outros.

Para determinar a seção transversal total, é necessário somar as contribuições de todas as transições permitidas, considerando todos os estágios de ionização.

$$\sigma_B(\nu) = \sum_{i,m} \sum_{n>m} \sigma_{B,i,m,n}(\nu). \quad (\text{A.47})$$

Quando um átomo ou íon sofre recombinação ou desexcitação, a liberação de energia na forma

de fótons não tem uma direção preferencial. Isso contrasta com os processos de absorção e emissão, como as transições de linha espectrais, que contribuem para a aceleração radiativa porque ocorrem predominantemente em direções específicas, influenciando a distribuição de momento dos átomos ou íons no meio estelar. Portanto, devido à sua natureza isotrópica, as linhas de recombinação e de desexcitação não fornecem uma contribuição para a aceleração radiativa, uma vez que os fótons emitidos se dispersam igualmente em todas as direções e não resultam em um movimento líquido dos átomos ou íons em uma direção particular.

A aceleração radiativa de um átomo específico é influenciada pela forma como suas linhas espectrais são alargadas, o que é determinado pela função de alargamento das linhas espectrais $\phi_{B,i,m,n}$. Portanto, a função de alargamento é fundamental para determinar o resultado da integração (A.45). Existem dois tipos principais de alargamento: o alargamento Doppler e o alargamento de Lorentz.

No caso de linhas de Doppler não saturadas, que têm um perfil gaussiano, a função de alargamento é essencialmente independente da densidade de íons n_B . Isso significa que a forma das linhas espectrais não é significativamente afetada pela quantidade de íons presentes.

Por outro lado, para linhas saturadas com perfil de Lorentz, o alargamento varia proporcionalmente à raiz quadrada da densidade de íons n_B . Isso implica que quanto maior a densidade de íons, mais amplas serão as linhas espectrais devido a efeitos de interação entre os átomos.

$$g_{\text{rad}, B} \sim \frac{1}{n_B} \text{ para perfil de Doppler (perfil não saturado) ,} \quad (\text{A.48})$$

$$g_{\text{rad}, B} \sim \frac{1}{n_B^{1/2}} \text{ para perfil de Lorentz (linha saturada) .} \quad (\text{A.49})$$

A expressão para a aceleração radiativa no nível r de um átomo B é derivada sob a suposição de que a soma das forças osciladoras $f_{B,i,m,n}$ de todas as transições possíveis do nível m considerado para todos os níveis superiores n é igual a 1. Isso implica que a intensidade total de todas as transições do nível m é normalizada para 1. Essa expressão é obtida de acordo com um trabalho de [Michaud et al. \(1976\)](#). Ela relaciona a aceleração radiativa $g_{\text{rad},B}$ à temperatura efetiva T_{eff} da estrela, à temperatura T no nível r , ao raio R da estrela e ao número de massa atômica A_B do elemento considerado.

$$g_{\text{rad},B} = 1.7 \times 10^8 \frac{(T_{\text{eff}}/10^4)^4}{A_B (T/10^4)} \left(\frac{R}{r} \right)^2 , \quad (\text{A.50})$$

em cms^{-2} . Essa expressão não se aplica a gases nobres.

A expressão (A.27) considera a influência de vários fatores na velocidade de difusão. A difusão radiativa contribui com $(A_2 m_u / (kT)) g_{\text{rad}}$ e considerando a difusão térmica (Seção A.1.5), temos a expressão completa da velocidade de difusão:

$$v_2 = \frac{1 + (Y_2/Y_1)}{1 + (X_2/X_1)} D_{12} \times \left[-\frac{\partial \left(\ln \frac{Y_2}{Y_{\text{ion}}} \right)}{\partial r} + \frac{m_u g}{kT} \frac{A_1 Z_2 - A_2 Z_1}{Z_1 + Z_2 (Y_2/Y_1)} \right. \\ \left. + \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2 (Y_2/Y_1)} \frac{\partial \ln P_{\text{ion}}}{\partial r} + \alpha_{T,2} \frac{\partial \ln T}{\partial r} + \frac{A_2 m_u}{kT} g_{\text{rad},2} \right], \quad (\text{A.51})$$

os dois últimos termos representam a contribuição da difusão térmica e a difusão radiativa do elemento 2. Geralmente, a difusão gravitacional e a difusão radiativa são os processos principais que governam a velocidade de difusão de elementos no interior estelar.

A.2.3 Absorção do Contínuo, Redistribuição e Campo Magnético

Numa transição ligado-livre, um fóton absorvido compartilha seu momento entre o íon e o elétron ejetado (Hui Bon Hoa, 1997). A fração desse momento carregada pelos elétrons, chamada de f_{elec} . Em alguns casos simples, como no estado $1s$ e nos estados com $n = 2$ do átomo de hidrogênio, podemos determinar f_{elec} . Surpreendentemente, em certos casos, como na configuração eletrônica $1s$, o valor de f_{elec} pode ser maior do que 1, indicando que o elétron deixa o átomo com um momento maior do que o momento do fóton incidente, resultando em um recuo do íon.

Por exemplo, a fração f_{elec} para a configuração eletrônica $1s$ é dada por:

$$f_{\text{elec}} = \frac{8}{5} \frac{h\nu - I_{1s}}{h\nu}, \quad (\text{A.52})$$

I_{1s} é o potencial de ionização do nível $1s$. Essa equação pode resultar em $f_{\text{elec}} > 1.0$. No entanto, essa aproximação é adequada apenas para átomos hidrogenoides, como C, N, O, Ne, Mg, Si, S e Ar nos envelopes estelares. No caso de outros íons, essa expressão não pode ser aplicada. Uma formulação paramétrica para o caso de absorção opticamente espesso é proposta por Alecian. Em geral, um tratamento completo e preciso da aceleração radiativa pela absorção ligado-livre requer estudos mais detalhados dos processos atômicos.

No ambiente estelar, os elementos químicos existem em diversas formas iônicas e estão sujeitos a contínuas reações de ionização e recombinação. Essa complexidade introduz uma dificuldade adicional no cálculo da velocidade de difusão dos elementos. O desafio principal é entender como a aceleração experimentada por um átomo em um determinado estágio de ionização é transferida para o novo íon caso ocorram mais ionizações ou recombinações.

Uma abordagem para lidar com essa questão é considerar que, após uma recombinação ou ionização, um íon retém uma “memória” de seu momento anterior por um certo período de tempo característico. Com essa suposição, foram propostos métodos para tratar estatisticamente a redistribuição das acelerações radiativa e gravitacional entre os diferentes íons (Alecian and Vauclair, 1983).

Outra abordagem (Gonzalez et al., 1995) considera que os átomos em um estágio de ionização i com um número quântico principal baixo n (geralmente $n \leq 2$) têm uma baixa probabilidade de serem ionizados novamente. Sob esse pressuposto, o momento adquirido por esses átomos pode ser assumido como relativamente estável, simplificando o tratamento da redistribuição de momento após recombinações ou ionizações adicionais.

O campo magnético separa as linhas espectrais saturadas em seus componentes de Zeeman, resultando na dessaturação das linhas fortes e pode contribuir para aumentar a aceleração radiativa. Partículas carregadas têm um movimento espiral ao redor das linhas do campo magnético. A componente da velocidade de difusão paralela ao campo não é afetada, enquanto a difusão perpendicular às linhas do campo é modificada.

A.2.4 Difusão Atômica em Estrelas A

As velocidades de difusão com que os elementos se movem através das camadas estelares são muito lentas, e os coeficientes de difusão associados a esses processos são muito pequenos. Isso significa que a difusão atômica que ocorre em longos períodos de tempo em escalas estelares.

Observa-se que os efeitos da difusão diminuem significativamente com a profundidade dentro das estrelas. Isso sugere que a difusão é mais proeminente nas camadas superficiais das estrelas. A difusão atômica é particularmente relevante para estrelas A de rotação lenta, sem zonas convectivas significativas ou ventos estelares. Essas condições propiciam a formação de estrelas quimicamente peculiares (CP, do inglês *Chemically Peculiar*), que exibem características únicas em suas composições químicas devido aos efeitos da difusão.

A.2.5 Difusão Atômica no Sol

A difusão atômica é um processo pelo qual os elementos no interior de uma estrela se movem ao longo da sua evolução devido a diferenças de densidade e temperatura em seu interior. Os estudos mostram que a difusão atômica causa variações significativas nas abundâncias de elementos em diferentes partes das estrelas. No Sol, por exemplo, a difusão atômica reduz a quantidade de hélio na superfície em cerca de 12% em relação ao seu valor inicial, enquanto aumenta a quantidade de hélio no centro. Além disso, a quantidade de elementos metálicos na superfície é reduzida, mas aumenta no centro.

Essas mudanças nas abundâncias de elementos têm implicações importantes para a compreensão da evolução estelar e a determinação da idade de aglomerados estelares. Os estudos também mostram que, ao considerar a difusão atômica, a idade estimada de aglomerados globulares é reduzida em cerca de 10-12%.

Esses resultados mostram a importância de entender e levar em consideração o fenômeno da difusão atômica ao estudar as propriedades do Sol, de outras estrelas e de diferentes tipos de aglomerados estelares.

Abundâncias das estrelas do aglomerado das Pleiades em função da temperatura efetiva

Tabela B.1: Linhas Adotadas e Não Adotadas

Elemento	Linhas Adotadas (Å)	Linhas Excluídas (Å)
Fe I	15395.1	15207.5
	15588.1	15245.0
	15592.2	15294.6
	15604.2	15335.2
	15621.7	15501.1
	15632.1	15662.0
	15686.3	15677.5
	15691.9	15723.6
	15904.4	15774.1
	15920.7	15868.6
	15967.7	15892.6
	16006.8	15911.3
	16071.5	15964.9
	16175.0	15980.7
	16179.5	16037.8
	16180.9	16040.7
	16185.9	16042.7
	16195.1	16075.9
	16204.2	16125.9
	16207.7	16165.0
	16213.5	16231.7
	16225.6	16517.2
	16284.8	16524.5
	16316.4	16561.8
	16394.4	16645.9
	16398.2	
	16486.6	
	16522.1	
	16541.6	
	16665.5	

	16753.1	
C I	15784.7	16004.9
	16021.7	
Na I	16373.9	
	16388.9	
Mg I	15879.5	15740.7
	15886.2	15749.0
	15954.5	15765.8
Al I	16763.4	16719.0
		16750.6
Si I	15361.2	15888.4
	15376.8	15960.1
	16215.7	16060.0
	16680.8	16094.8
	16828.2	
K I	15163.1	
	15168.4	
Ca I	16136.8	
	16150.8	
	16155.2	
	16157.4	
Ti I	15602.8	15334.8
	15699.0	15543.8
	16635.2	15715.6
V I	15924.0	
Cr I	15680.1	
Mn I	15159.0	15217.0
	15262.0	

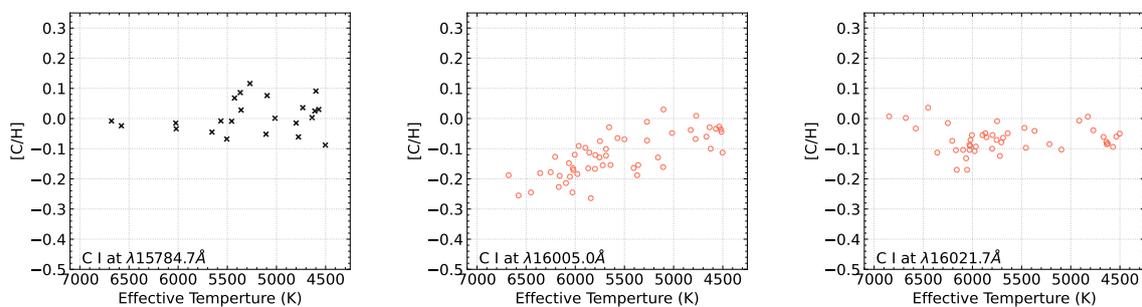


Figura B.1: Os diagramas de temperatura efetiva *versus* abundância de carbono. Cada painel representa uma linha diferente analisada. As cruzes pretas denotam as linhas incluídas nas abundâncias finais deste trabalho, enquanto os círculos vermelhos indicam as linhas excluídas de nossos resultados finais de abundância devido a tendências com a temperatura efetiva.

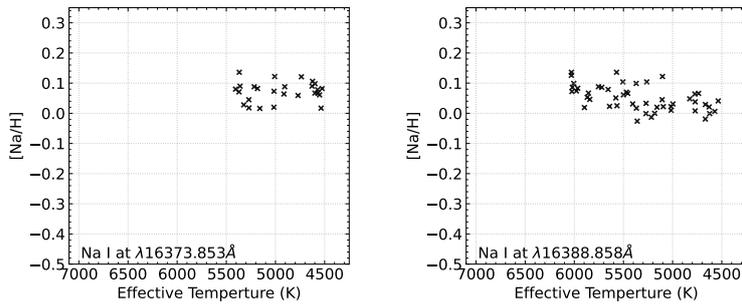


Figura B.2: Igual à Figura B.1, mas para o Na.

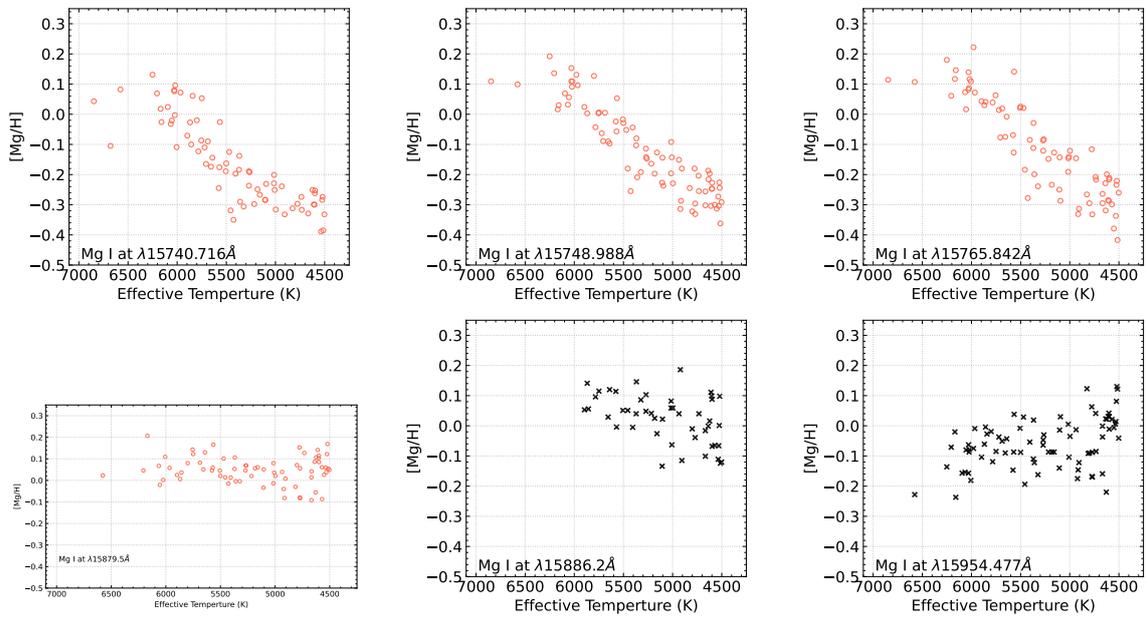


Figura B.3: Igual à Figura B.1, mas para o Mg.

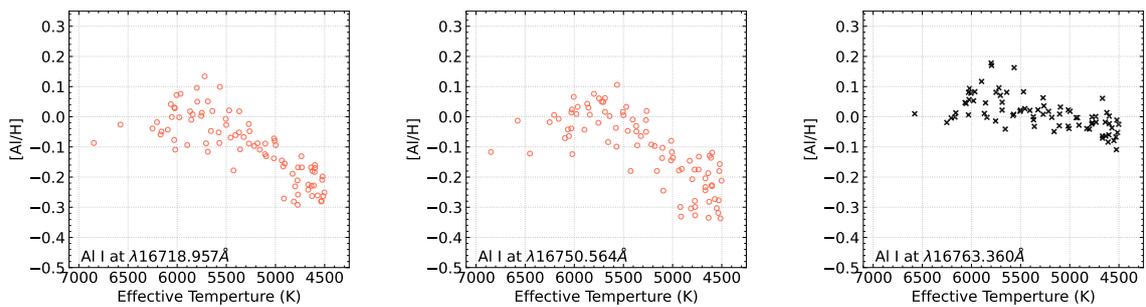


Figura B.4: Igual à Figura B.1, mas para o Al.

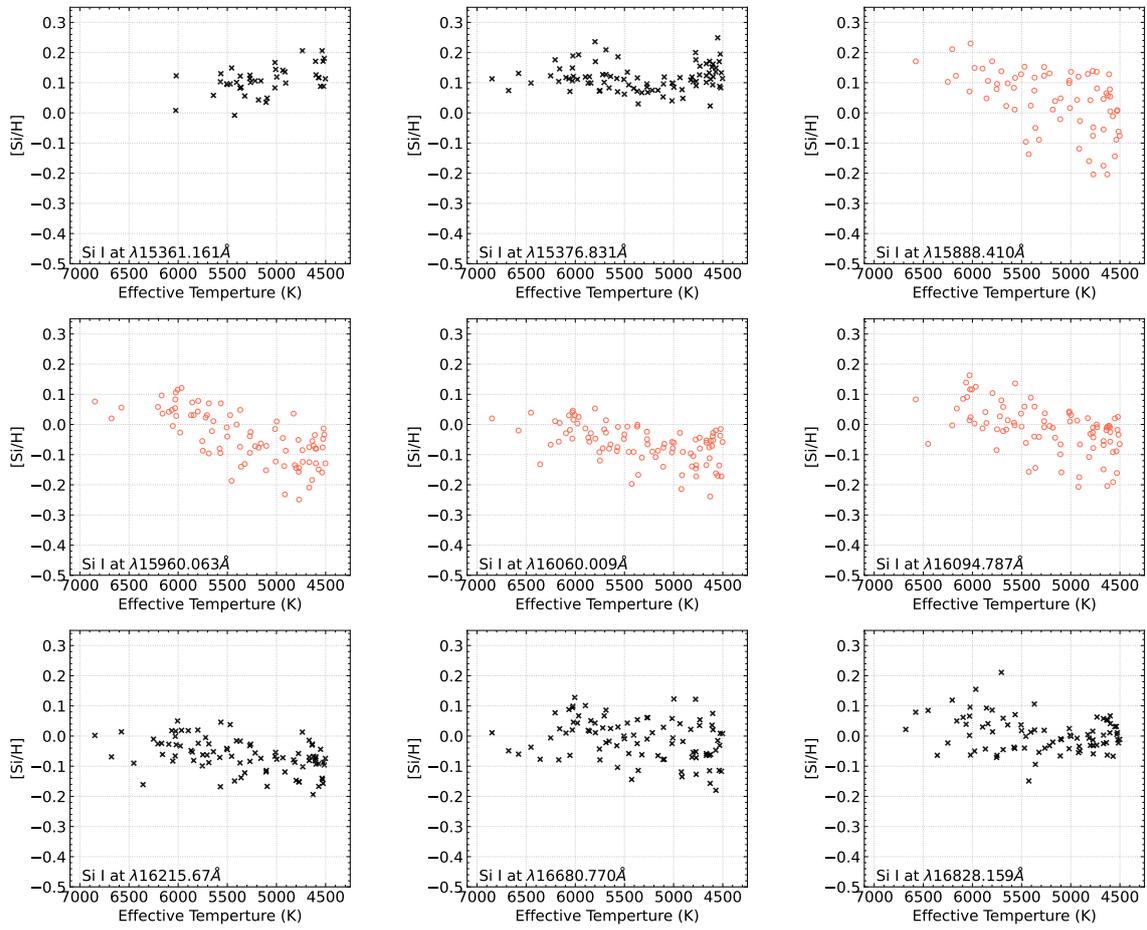


Figura B.5: Igual à Figura B.1, mas para o Si.

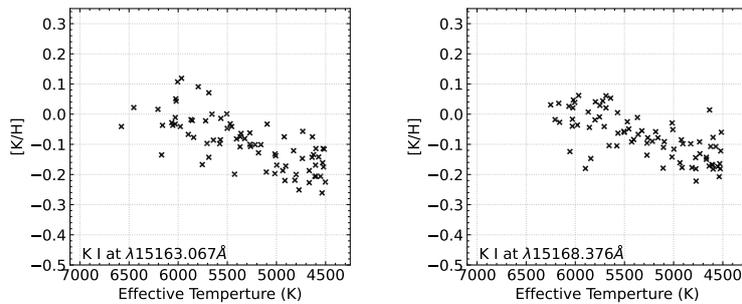


Figura B.6: Igual à Figura B.1, mas para o K.

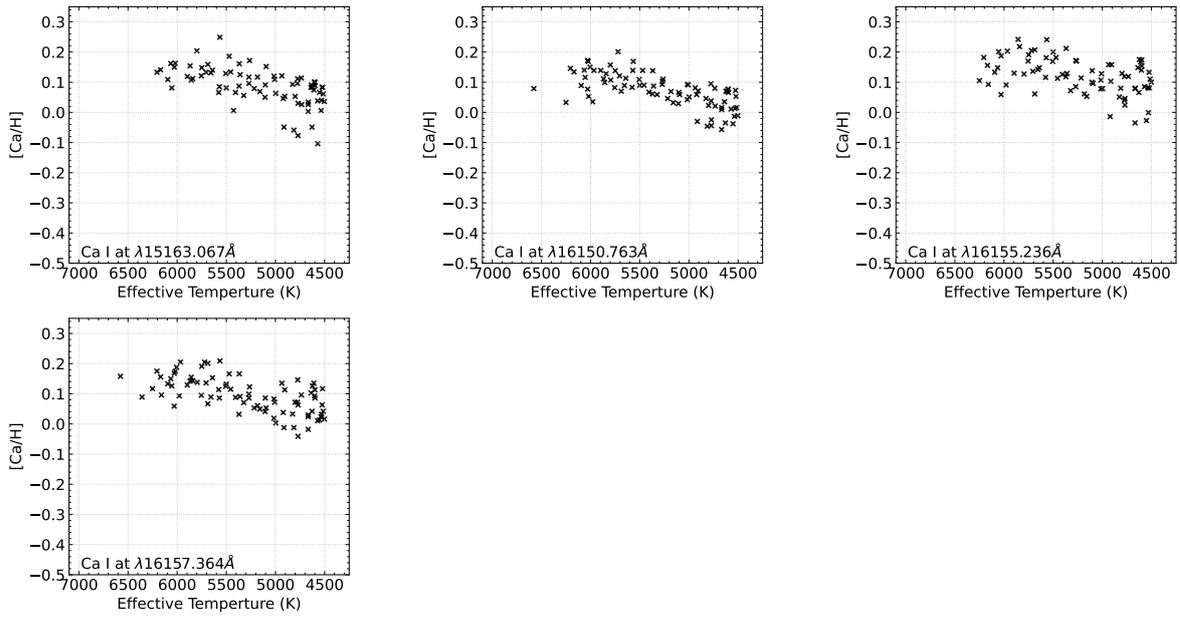


Figura B.7: Igual à Figura B.1, mas para o Ca.

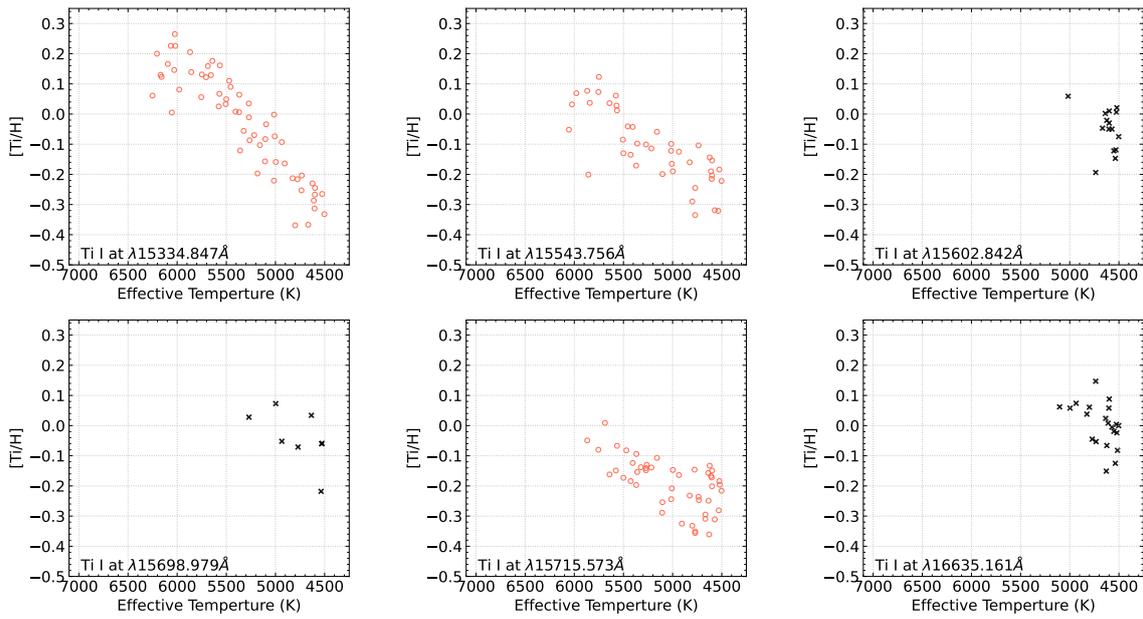


Figura B.8: Igual à Figura B.1, mas para o Ti.

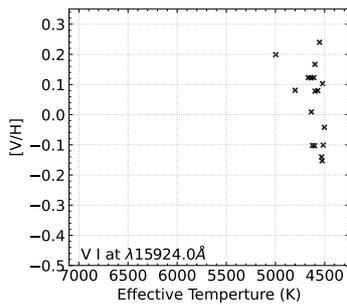


Figura B.9: Igual à Figura B.1, mas para o V.

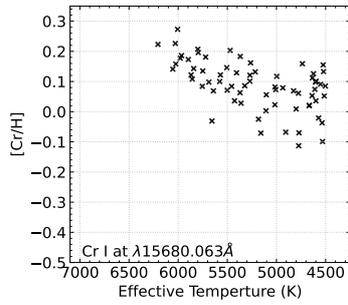


Figura B.10: Igual à Figura B.1, mas para o Cr.

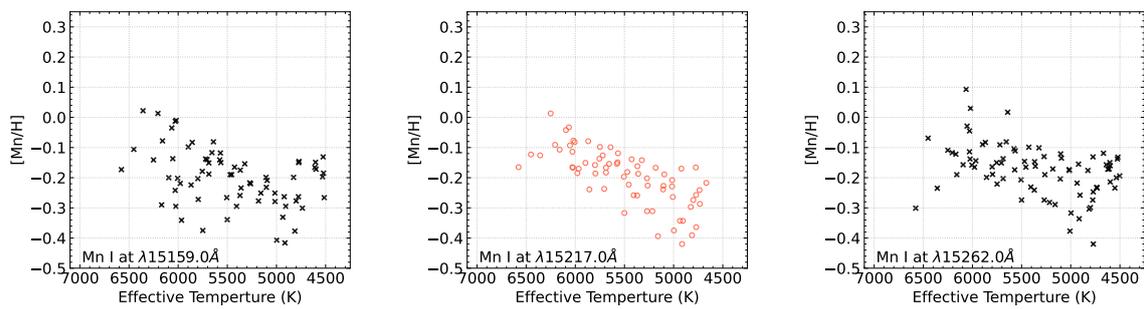


Figura B.11: Igual à Figura B.1, mas para o Mn.

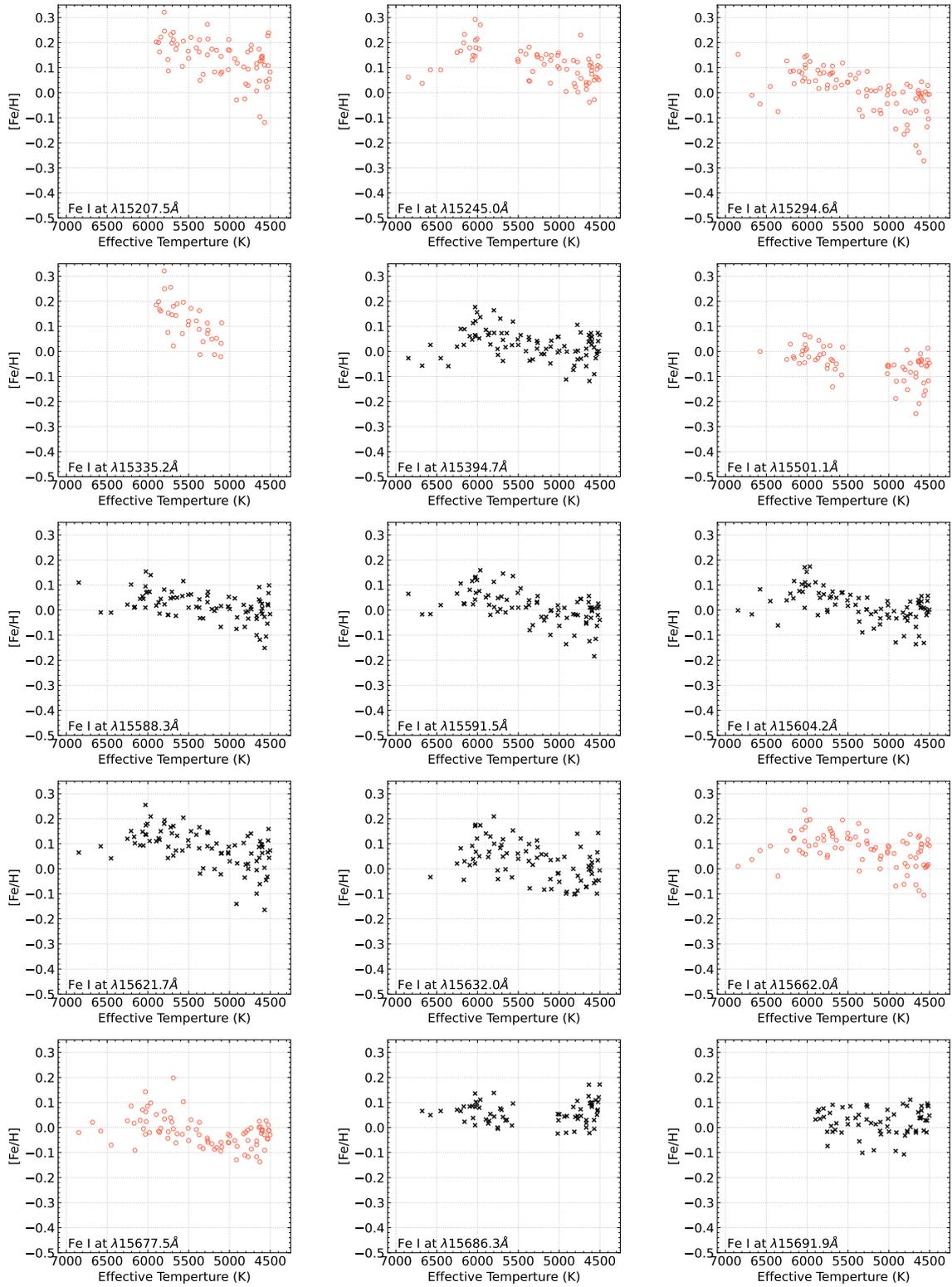


Figura B.12: Igual à Figura B.1, mas para o Fe.

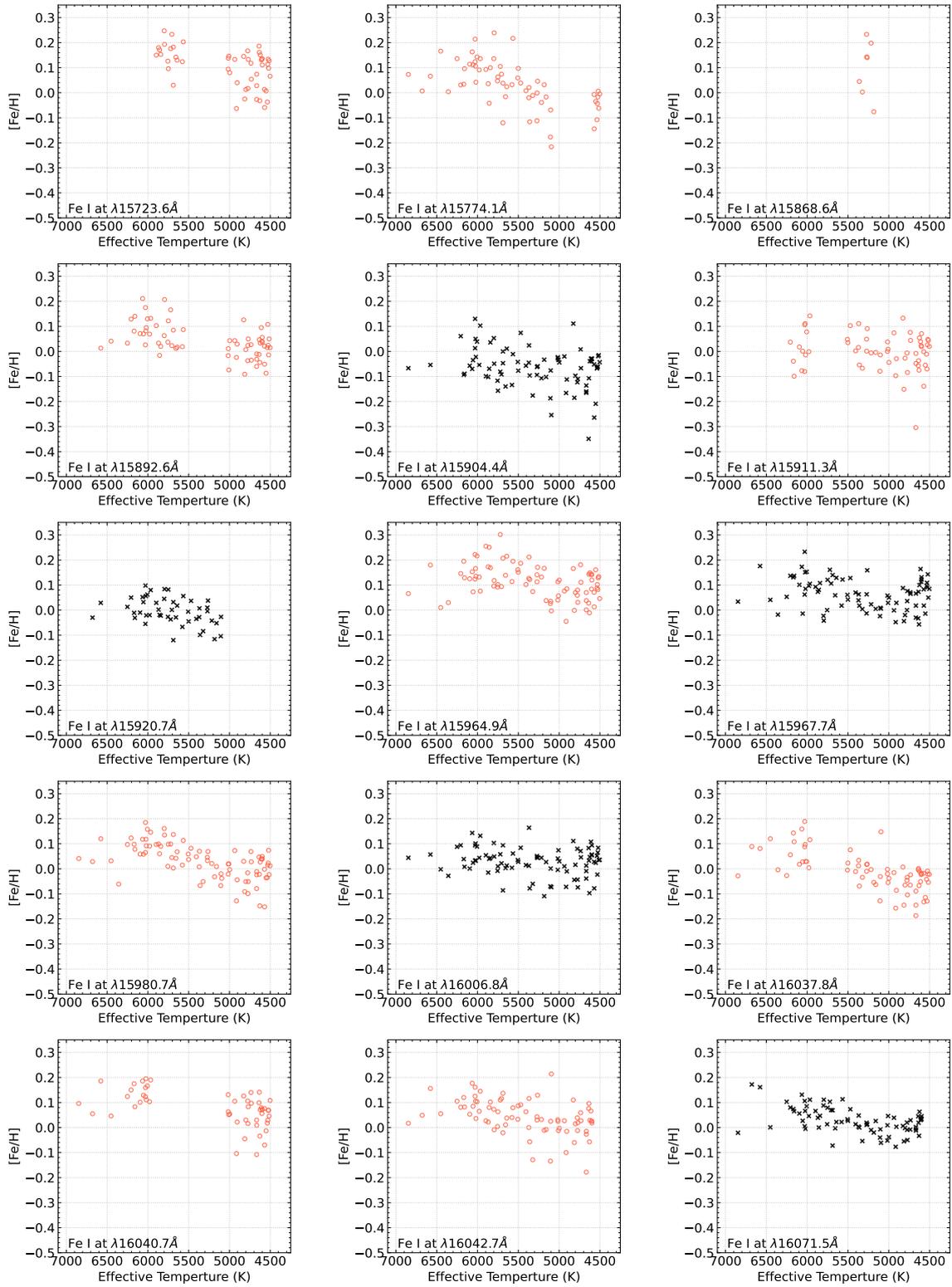


Figura B.13: Igual à Figura B.1, mas para o Fe.

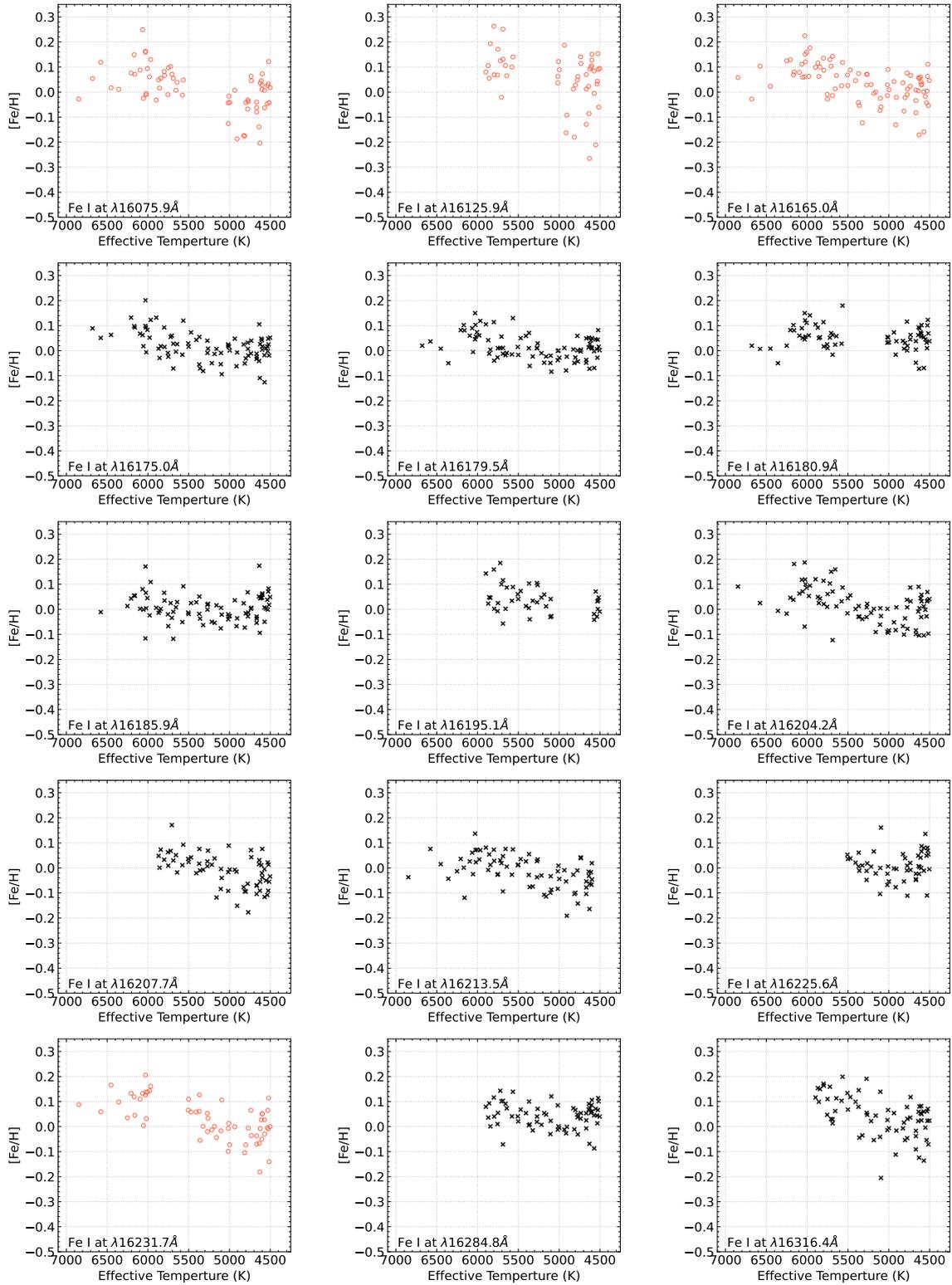


Figura B.14: Igual à Figura B.1, mas para o Fe.

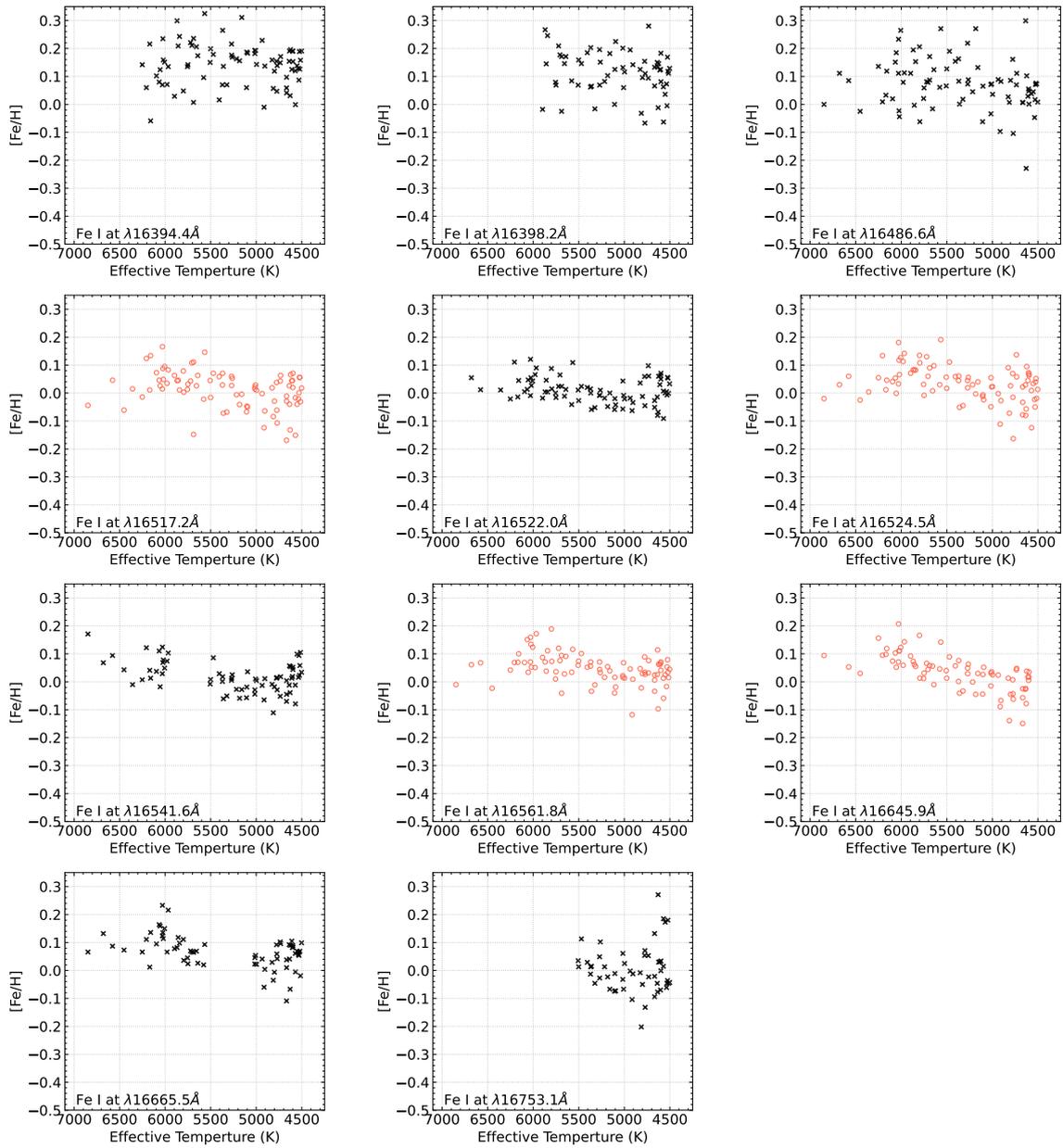


Figura B.15: Igual à Figura B.1, mas para o Fe.