

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Astronomia

Cesar Henrique Siqueira Mello Junior

# **Elementos Pesados por Captura de Nêutrons nos Estágios Iniciais da Galáxia**

São Paulo

2014



Cesar Henrique Siqueira Mello Junior

# Elementos Pesados por Captura de Nêutrons nos Estágios Iniciais da Galáxia

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientadora: Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Beatriz Leonor Silveira Barbuy

Versão Corrigida. O original encontra-se disponível da Unidade.

São Paulo

2014



*Para Regina.*



# Agradecimentos

Devo agradecer inicialmente à minha orientadora, Beatriz Barbuy, por toda a paciência ao longo dos anos de trabalho em conjunto. Sua dedicação à astronomia e à ciência brasileira são fontes de inspiração.

Agradeço também à Monique Spite e à François Spite, que gentilmente me receberam no Observatório de Paris-Meudon. Sempre presentes e muito dedicados, são exemplos de como simpatia e grande capacidade profissional podem coexistir.

Aos professores Ramachrisna Teixeira, Roberto Costa, Marcos Diaz, Vanessa Hill, Piercarlo Bonifacio, Elisabetta Caffau, Patrick François e Rosine Lallement, devo agradecer pelas úteis discussões e pelas conversas amigáveis.

Gostaria também de agradecer às secretárias Marina Freitas, Aparecida dos Santos, Maria Regina Iacovelli, Maria da Conceição Sano, ao técnico Marco Antonio dos Santos e aos demais membros da equipe de informática, por toda a disponibilidade e por fazerem do Departamento de Astronomia um ambiente mais agradável.

Agradeço ao suporte financeiro da CAPES.

Agradeço também aos amigos e colegas que encontrei ao longo dessa caminhada: Denise, Ana, Luciene, Mariana, Mariane, Alexandra, Tatiane, Bruno, Marina, Rafael, Marcus, Yannick, Céline, Pablo, Lucky e Hui-Chen. Pois conversas e cafés também são fundamentais.

Não menos importante, agradeço à minha família por todo o apoio, desde o começo, sem o qual nada seria possível. Às minhas grandes amigas Paula, Cacilda e Daniele, pelo carinho e pela presença, e a todos os outros amigos que perdoaram minhas ausências.





*“Heaven, heaven’s bodies  
Whirl around me  
Make me wonder  
And they say back then  
Our universe wasn’t even there  
Until a sudden bang  
And then there was light, was sound  
Was matter and it all became  
The world we know”*

Björk

*“In order to arrive at what you do not know  
You must go by a way which is the way of ignorance.  
In order to possess what you do not possess  
You must go by the way of dispossession.  
In order to arrive at what you are not  
You must go through the way in which you are not.  
And what you do not know is the only thing you know  
And what you own is what you do not own  
And where you are is where you are not.”*

T. S. Eliot



## Resumo

Os mecanismos de produção dos elementos químicos mais pesados do que o ferro nos estágios iniciais da evolução da Galáxia ainda permanecem pouco conhecidos. Muitos modelos tentam explicar esses fenômenos de nucleossíntese, e as observações das abundâncias dos elementos envolvidos, nos mais variados ambientes astrofísicos, são fundamentais como vínculos para essa multiplicidade. As estrelas pobres em metais enriquecidas em elementos do processo-r possuem um papel importante nesse contexto e foram os objetos de estudo do presente trabalho. Começando pela solução de um problema de longa data associado ao paradigma da interpretação das abundâncias dos elementos pesados em estrelas pobres em metais, a análise continua com o estudo da estrela CS 31082-001, um dos objetos mais enriquecidos em elementos do processo-r no halo da Galáxia. A determinação detalhada das abundâncias é realizada, e alguns elementos nunca antes identificados na atmosfera dessa estrela ou mesmo em qualquer outra estrela desse tipo são detectados. Em conjunto com resultados anteriores, essa análise faz de CS 31082-001 a estrela r-II melhor estudada até o presente momento, e um objeto ideal para testes de modelos de processo-r. De fato, vários desses testes também foram realizados e avanços na compreensão desse processo são delineados. Finalmente, uma amostra de sete estrelas moderadamente enriquecidas em processo-r foram analisadas, de maneira a avaliar o papel desses objetos no contexto do problema em questão, verificando-se que essas estrelas são traçadores da componente fraca do processo-r. Algumas perspectivas para o trabalho são também delineadas.



# Abstract

The mechanisms of productions of the heavy elements beyond iron, in the early stages of the Galaxy, are still not completely known. Many models try to explain those nucleosynthesis phenomena, and observations of the abundances for the elements involved in several astrophysical sites are basic tools in the evaluation of these models. The r-process enhanced metal-poor stars have a special role in this context and they are the subject of the present work. Starting by the solution of a long-standing problem about the paradigm used in the interpretation of the heavy elements abundances measured in metal-poor stars, in this work we also present the analysis of the star CS 31082-001, one of the most r-process enhanced object in the Galactic halo. With a comprehensive analysis of the abundances, some new elements are presented for the star, or even for any similar object. With the previous results from literature, the present analysis makes CS 31082-001 the most completely studied r-II star so far, and an outstanding star to be used as observational clues for models. In fact, several tests were performed in the present work and some new ideas about the r-process are presented. Finally, a set of seven stars moderately enriched in r-process elements were analysed, in order to evaluate the role of this class of stars in the context of our problem. The results show that those stars trace the weak component of the r-process. Some perspectives are also presented.



## Lista de Figuras

2.1	Linhas H e K do Ca II no espectro reduzido de HD 140283. . . . .	42
2.2	Tripleto do Mg I no espectro reduzido de HD 140283. . . . .	43
2.3	Comparação entre as medidas de EW em HD 140283 para as linhas de ferro. . . . .	45
2.4	Exemplos de ajustes para linhas de ferro em HD 140283. . . . .	48
2.5	Ajuste da banda G em HD 140283. . . . .	49
2.6	Exemplos de ajustes para linhas de vanádio em HD 140283. . . . .	51
2.7	Ajustes das linhas de európio em HD 140283. . . . .	52
2.8	Avaliação das componentes da linha Eu II 4205.05 Å em HD 140283. . . . .	54
2.9	Comparação de HD 140283 com estrelas pobres em metais da literatura. . . . .	59
3.1	Linha Pt I 2929.789 Å no espectro UV reduzido de CS 31082-001. . . . .	68
3.2	Efeito do espalhamento na síntese espectral de CS 31082-001. . . . .	70
3.3	Ajustes da linha de germânio na estrela CS 31082-001. . . . .	77
3.4	Exemplos de ajustes para linhas de Zr II e Nb II em CS 31082-001. . . . .	79
3.5	Três linhas de Mo II analisadas em CS 31082-001. . . . .	81
3.6	Ajuste às linhas de Eu II, Er II e Lu II em CS 31082-001. . . . .	85
3.7	Ajuste às linhas de Hf II, Ta II, W II e Re II em CS 31082-001. . . . .	88
3.8	Comparação entre as abundâncias em CS 31082-001 com valores solares. . . . .	95
3.9	Abundâncias em CS 31082-001 e modelos I. . . . .	98
3.10	Abundâncias em CS 31082-001 e modelos II. . . . .	100
3.11	Análises da abundância de germânio. . . . .	102
3.12	Correlações de abundância para Zr, Ni, Ag e Dy. . . . .	104
3.13	Comparação do Ge com outros elementos. . . . .	105

4.1	Espectros observador das estrelas r-I. . . . .	119
4.2	Linha Eu II 4129.725 Å nas estrelas r-I. . . . .	120
4.3	Comparação das EW de Fe I em CS 30315-029. . . . .	122
4.4	Exemplos de determinação da convolução. . . . .	126
4.5	Espectro telúrico sintético. . . . .	127
4.6	Razão N/H obtido por CN e NH nas estrelas r-I. . . . .	129
4.7	Comparação das abundâncias das estrelas r-I. . . . .	134
4.8	Elementos do primeiro pico do processo-r. . . . .	135
4.9	Razão Y/Eu em função de európio nas estrelas r-I. . . . .	136



## Lista de Tabelas

1.1	Reações nucleares das cadeias próton-próton. . . . .	28
1.2	Nomenclatura para estrelas em função da metalicidade. . . . .	35
1.3	Subclasses das estrelas pobres em metais. . . . .	35
2.1	Abundâncias químicas para HD 140283. . . . .	44
2.2	Linhas de Fe I usadas para estabelecer FWHM em HD 140283. . . . .	46
2.3	Linhas de vanádio analisadas em HD 140283. . . . .	50
2.4	Incertezas dos parâmetros atmosféricos nas abundâncias de HD 140283. . . . .	55
2.5	Comparação de resultados com a literatura para HD 140283. . . . .	56
3.1	Abundâncias LTE finais obtidas em CS 31082-001. . . . .	73
3.2	Erros nas abundâncias de CS 31082-001 devido aos parâmetros atmosféricos. . . . .	75
3.3	Idades em CS 31082-001. . . . .	108
3.4	Idades em CS 31082-001 em função de modelos. . . . .	109
4.1	Parâmetros das estrelas r-I obtidos na literatura. . . . .	118
4.2	Log das observações das estrelas r-I. . . . .	121
4.3	Temperaturas das estrelas r-I por diferentes cores. . . . .	123
4.4	Parâmetros atmosféricos adotados para as estrelas r-I. . . . .	124
A.1	Linhas de ferro utilizadas na estrela HD 140283. . . . .	175
A.2	Linhas espectrais utilizadas na estrela CS 31082-001. . . . .	178
A.3	EW para as linhas de Ti e Fe nas estrelas r-I. . . . .	185
A.4	Magnitudes e avermelhamento da amostra r-I. . . . .	189
A.5	Abundâncias finais nas estrelas r-I. . . . .	190

B.1	Abundâncias solares. . . . .	197
-----	------------------------------	-----

# Sumário

1. <i>Uma breve introdução</i> . . . . .	21
1.1 Nucleossíntese primordial . . . . .	22
1.2 Nucleossíntese estelar . . . . .	26
1.2.1 Evolução de estrelas . . . . .	26
1.2.2 Processos de nucleossíntese . . . . .	27
1.2.2.1 Cadeia próton-próton . . . . .	27
1.2.2.2 Ciclo CNO, NeNa, MgAl e processo-rp . . . . .	28
1.2.2.3 Queima do hélio . . . . .	29
1.2.2.4 Estágios avançados de nucleossíntese hidrostática . . . . .	29
1.3 Nucleossíntese de elementos pesados . . . . .	30
1.3.1 O processo-s . . . . .	31
1.3.2 O processo-r . . . . .	32
1.4 Estrelas pobres em metais . . . . .	34
1.4.1 Campanhas observacionais e a busca por estrelas pobres em metais . . . . .	37
2. <i>HD 140283</i> . . . . .	39
2.1 Observações . . . . .	41
2.2 Determinação das abundâncias . . . . .	42
2.2.1 Modelos e parâmetros atmosféricos . . . . .	42
2.2.2 Larguras equivalentes . . . . .	44
2.2.3 Carbono e vanádio . . . . .	47
2.2.4 Abundância de európio . . . . .	49
2.2.5 Abundância de bário . . . . .	54

2.2.6	Análise das incertezas . . . . .	55
2.3	Comparação com a literatura . . . . .	56
2.4	Discussão . . . . .	58
2.5	Conclusões prévias . . . . .	60
3.	<i>CS 31082-001</i> . . . . .	63
3.1	<i>CS 31082-001</i> : histórico . . . . .	65
3.2	Observações . . . . .	66
3.3	Determinação das abundâncias . . . . .	68
3.3.1	Modelo atmosférico e síntese espectral . . . . .	68
3.3.2	Seleção de linhas espectrais . . . . .	70
3.3.3	Dados atômicos adotados . . . . .	71
3.3.4	Abundâncias finais adotadas . . . . .	72
3.3.5	Incertezas . . . . .	74
3.3.6	Elementos do primeiro pico . . . . .	76
3.3.6.1	Germânio . . . . .	76
3.3.6.2	Ítrio . . . . .	77
3.3.6.3	Zircônio . . . . .	78
3.3.6.4	Nióbio . . . . .	79
3.3.6.5	Molibdênio . . . . .	80
3.3.6.6	Rutênio . . . . .	80
3.3.6.7	Ródio . . . . .	81
3.3.6.8	Paládio . . . . .	82
3.3.6.9	Prata . . . . .	82
3.3.7	Elementos do segundo pico . . . . .	82
3.3.7.1	Bário . . . . .	82
3.3.7.2	Cério . . . . .	83
3.3.7.3	Neodímio . . . . .	83
3.3.7.4	Samário . . . . .	83
3.3.7.5	Európio . . . . .	84
3.3.7.6	Gadolínio . . . . .	84
3.3.7.7	Térbio . . . . .	84

3.3.7.8	Disprósio . . . . .	86
3.3.7.9	Érbio . . . . .	86
3.3.7.10	Túlio . . . . .	86
3.3.7.11	Lutécio . . . . .	86
3.3.7.12	Háfnio . . . . .	87
3.3.7.13	Tântalo . . . . .	87
3.3.7.14	Tungstênio . . . . .	87
3.3.7.15	Rênio . . . . .	88
3.3.8	Elementos do terceiro pico . . . . .	89
3.3.8.1	Ósmio . . . . .	89
3.3.8.2	Írídio . . . . .	89
3.3.8.3	Platina . . . . .	89
3.3.8.4	Ouro . . . . .	90
3.3.8.5	Chumbo . . . . .	90
3.3.8.6	Bismuto . . . . .	91
3.3.8.7	Tório . . . . .	92
3.3.9	Correções dos efeitos de NLTE e 3D . . . . .	92
3.4	Comparação com o padrão do Sistema Solar . . . . .	94
3.5	Comparações com modelos de processo-r . . . . .	96
3.6	A origem do germânio . . . . .	101
3.7	Nucleocosmocronologia . . . . .	105
3.7.1	Razões iniciais de abundâncias e idades . . . . .	107
3.7.1.1	Consistência das idades obtidas por U, Th, Bi e Pb . . . . .	110
3.8	Conclusões prévias . . . . .	112
4.	<i>Estrelas moderadamente enriquecidas em processo-r</i> . . . . .	115
4.1	Observações . . . . .	117
4.2	Análise . . . . .	120
4.2.1	Parâmetros atmosféricos . . . . .	121
4.2.1.1	Temperaturas efetivas . . . . .	122
4.2.1.2	Outros parâmetros . . . . .	124
4.2.2	Determinação das abundâncias e incertezas . . . . .	125

4.3	Resultados . . . . .	127
4.3.1	Elementos leves e pico do ferro . . . . .	127
4.3.2	Elementos por captura de nêutrons . . . . .	131
4.4	Discussão e conclusões prévias . . . . .	133
5.	<i>Discussões, conclusões e perspectivas</i> . . . . .	137
	<i>Referências</i> . . . . .	145
	<i>Apêndice</i>	173
A.	<i>Listas de linhas</i> . . . . .	175
B.	<i>Abundâncias solares</i> . . . . .	197

## Uma breve introdução

A origem dos elementos químicos tem sido uma área de pesquisa fundamental na astrofísica. Tendo início com os trabalhos pioneiros de Payne (1925) e Russell (1929) sobre o estudo do espectro solar e de estrelas próximas, o esforço para entender os processos de nucleossíntese permanece ainda hoje como um assunto importante da ciência moderna (Turner, 2003), recebendo contribuição de muitas áreas da física e da astronomia, com nível atual de complexidade consideravelmente elevado.

As formas isotópicas de cada um dos elementos químicos apresentam núcleos com características próprias, mas todos eles se constituem de dois blocos fundamentais, os prótons e os nêutrons, chamados genericamente de nucleons. Em energias muito elevadas essas partículas podem ser produzidas e aniquiladas, de maneira que processos nucleares podem transformar esses elementos. Então, a pergunta fundamental a ser respondida é: quais foram os processos de transformação que produziram os elementos e isótopos que são observados na natureza?

Atualmente sabemos que a estrutura da Galáxia apresenta características importantes para a compreensão da sua formação e evolução, como as diferentes populações estelares identificadas originalmente por Baade (1944). Mais do que isso, sabe-se hoje que essas diferentes populações se formaram em diferentes idades da evolução da Via Láctea. Dessa maneira, a bem conhecida curva de abundância solar, obtida principalmente por medidas terrestres, meteoríticas e pelo espectro do Sol, fornece detalhes da composição isotópica das vizinhanças do nosso planeta, mas não possui a natureza de “curva universal” de abundâncias químicas, seja do ponto de vista de localização espacial, seja em relação à evolução temporal da história da Galáxia. Logo, para o estudo dos processos de nucleossíntese nos estágios iniciais da evolução da Via Láctea, são necessárias observações

específicas que tragam informações sobre o conteúdo químico existente naquele período.

De fato, foi a partir do estudo observacional de uma classe de estrelas denominadas pobres em metais, particularmente com os resultados obtidos por Spite e Spite (1978), que Truran (1981) chegou à conclusão de que nos primeiros estágios de evolução química da Galáxia, o processo-r foi responsável pela produção dos elementos pesados. Novamente, a partir de uma amostra homogênea dessas estrelas, François et al. (2007) encontram que o processo-s começa a ser importante relativamente ao processo-r apenas quando a metalicidade  $[Fe/H]$  média do meio interestelar atinge o valor de -2.6 dex (ou mesmo em metalicidades maiores para alguns cenários mais recentes).

Antes de abordar o desenvolvimento desse trabalho, a saber, a produção de elementos pesados por captura de nêutrons nos estágios iniciais da evolução da Galáxia, é importante fornecer uma visão geral da nucleossíntese, de maneira a contextualizar o trabalho dentro do panorama global do estudo da origem dos elementos químicos. Para isso, na seção 1.1 é discutida a nucleossíntese primordial e a produção dos elementos leves, com atenção especial aos trabalhos de comparação entre previsões teóricas e medidas observacionais. Mesmo não sendo o tema desse trabalho, o problema dos elementos leves é interessante uma vez que mostra como as observações são importantes como vínculos aos modelos teóricos de nucleossíntese. Na seção 1.2 são apresentados os principais mecanismos de síntese estelar em fases hidrostáticas, de maneira mais superficial que a seção anterior e destacando principalmente as reações e os núclídeos envolvidos. Na seção 1.3 os processos de nucleossíntese dos elementos mais pesados que o ferro são apresentados, com especial atenção ao processo rápido de captura de nêutrons, objeto desse trabalho. As estrelas pobres em metais são então apresentadas na seção 1.4, discutindo-se a variedade desses objetos e como eles fornecem informações importantes sobre os processos de nucleossíntese que ocorreram nos anos iniciais da evolução química da Galáxia.

## 1.1 Nucleossíntese primordial

Do ponto de vista teórico é impossível não começar citando o artigo seminal de Alpher, Bethe e Gamow (Alpher et al., 1948), também conhecido por  $\alpha\beta\gamma$ , no qual a Nucleossíntese do Big Bang (BBN, do inglês *Big Bang Nucleosynthesis*) para os elementos leves é delineada. Extrapolando ao passado as condições do Universo obtidas no presente, foi inferido



que nos instantes iniciais da sua evolução existia um ambiente quente e denso o bastante para que todas as partículas estivessem em equilíbrio termodinâmico, devido às altas taxas de interações fracas, fortes e eletromagnéticas<sup>1</sup>.

Essas simetrias foram sofrendo quebras à medida que a temperatura do plasma diminuía como consequência da expansão, produzindo transições de fase do material presente no Universo. Foi, por exemplo, com a quebra da liberdade assintótica da cromodinâmica quântica (QCD, do inglês *quantum chromodynamics*) que os quarks passaram a estar confinados nos nucleons, transição essa conhecida como hadrossíntese, na qual a força forte deixa de estar em equilíbrio termodinâmico com as demais interações (Horvath et al., 2007).

As taxas de interação fraca também foram se tornando menores à medida que a expansão do Universo ocorria, até que algumas espécies de partículas puderam se separar da condição de equilíbrio no plasma. Os neutrinos são, provavelmente, as últimas (e mais leves) das partículas com massa a se desacoplarem do plasma e produzirem um fundo cósmico de partículas. O equilíbrio entre prótons (p) e nêutrons (n) por sua vez é rompido, e uma razão entre a densidade numérica dessas partículas (n/p) é fixada, ainda que o decaimento do nêutron diminua essa razão até o momento em que esses nucleons sejam capturados para formar os núclídeos mais leves. Nesse momento, a temperatura dos fótons já está abaixo da energia de ligação do deutério (2.2 MeV), mas a síntese do <sup>2</sup>H só ocorrerá efetivamente quando a fotodissociação provocada pela cauda de alta energia da distribuição dos fótons deixar de ser eficiente, como consequência da contínua expansão. Uma vez que o deutério é formado, uma rede de reações nucleares passa a ocorrer, produzindo núclídeos mais pesados, até que a BBN eventualmente termine como consequência da expansão, que progressivamente diminui a densidade e a temperatura do Universo.

Importante notar que a descoberta da radiação cósmica de fundo por A. A. Penzias e R. Wilson em 1964 foi fundamental para a confirmação desse modelo, uma vez que havia sido prevista por Gamow e colaboradores como consequência da recombinação e do desacoplamento dos fótons. Vários autores desde então vêm trabalhando no assunto, particularmente P. J. E. Peebles, R. V. Wagoner, W. A. Fowler, F. Hoyle, D. N. Schramm e G. Steigman (Pagel, 2009). Muitos são os trabalhos de revisão da BBN, e alguns exem-

---

<sup>1</sup> Para idades ainda mais novas do Universo é previsto que a força gravitacional também esteja em equilíbrio com as demais interações, mas a descrição dessa fase não é de interesse para a nucleossíntese padrão.

plos interessantes são Malaney e Mathews (1993), Copi et al. (1995), Olive et al. (2000), Steigman (2007), Iocco et al. (2009) e Coc et al. (2012).

Atribui-se ao lítio, tradicionalmente, o limite superior de massa produzido pela BBN, uma vez que a inexistência de núclídeos estáveis com número de massa  $A = 5$  a  $8$  dificulta a produção de elementos além dessa região, mas trabalhos recentes vêm explorando a produção de isótopos mais pesados, como  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$  ou mesmo os elementos CNO, pela adição de reações dentro do contexto da BBN padrão. Além disso, extensões denominadas de inomogêneas para a BBN têm previsto a produção de elementos pesados além do pico do ferro, mas esse tópico ainda é objeto de especulações e discussões, como pode ser visto em mais detalhes nos trabalhos de Rauscher et al. (1994), Matsuura et al. (2005), Rauscher (2007) e Matsuura et al. (2007). Essa nova proposta poderia ser a solução para as múltiplas sequências principais observadas em aglomerados globulares (Moriya e Shigeyama, 2010) e para outros aspectos observacionais (Nakamura et al., 2010).

De fato, os vínculos observacionais são fundamentais quando se deseja avaliar o nível de validade de uma teoria, e no caso da BBN as abundâncias químicas das estrelas extremamente pobres em metais (EMP, do inglês *Extremely Metal-Poor*) vêm sendo utilizadas para essa finalidade. A composição dos elementos químicos nas atmosferas dessas estrelas seria a mesma da nuvem a partir da qual essas estrelas se formaram, salvo quando fenômenos *in loco* estejam atuando. Assim, estrelas de baixa massa ( $M < 0.9 M_{\odot}$ ) teriam se formado nos primeiros anos da Galáxia e os elementos químicos na atmosfera desses objetos seriam similares com a composição proveniente da BBN (ver Spite et al., 2012, para exemplo de discussão). Porém as coisas são um pouco mais complicadas.

O deutério, por ser um isótopo muito frágil, é destruído no interior das estrelas, e sua abundância mais primitiva é determinada por observações de nuvens a altos *redshift*, na linha de visada de quasares distantes. Essa geometria específica faz com que poucas sejam as observações desse tipo (ver Pettini et al., 2008, como exemplo de referência). Por sua vez, o  ${}^4\text{He}$  é produzido nas estrelas, e sua abundância primordial é deduzida a partir de regiões de hidrogênio ionizado (regiões HII) e galáxias compactas azuis, consideradas objetos bastante primitivos. A abundância de  ${}^4\text{He}$  produzida na BBN é encontrada pela extrapolação das medidas até metalicidade zero, mas os resultados são afetados por incertezas sistemáticas (ver Aver et al., 2010; Izotov e Thuan, 2010, para discussão). Já, o  ${}^3\text{He}$  é produzido e destruído no interior das estrelas, fazendo com que a evolução da sua

abundância seja objeto de muita incerteza. Para exemplo de observações desse elemento na Galáxia, ver Bania et al. (2002).

Mas o lítio é certamente o elemento que tem atraído a maior parte da atenção nos últimos anos. Desde que a abundância desse elemento em estrelas EMP foi considerada como fator importante para o diagnóstico do Universo primordial, muitos dados têm aparecido na literatura: Charbonnel e Primas (2005), Asplund et al. (2006), Asplund e Meléndez (2008), García Pérez et al. (2008), Aoki et al. (2009), Hosford et al. (2009), Meléndez et al. (2010) e Schaeuble e King (2012). Spite et al. (2012) chamam a atenção para a dependência crítica desses estudos com a temperatura, e considerando todas as estrelas mais quentes que 5900 K, dentro da faixa  $-2.8 \text{ dex} < [\text{Fe}/\text{H}] < -2.0 \text{ dex}$  de metalicidade, observa-se que a abundância de  ${}^7\text{Li}$  na amostra assume o valor constante  $A(\text{Li})^2 \sim +2.2 \pm 0.06 \text{ dex}$ , resultado esse conhecido como *Spite plateau*. Essa abundância deveria ser o registro do valor primordial produzido na BBN, mas é menor do que a previsão  $A(\text{Li}) = +2.72 \text{ dex}$  obtida usando a densidade bariônica  $\eta = 6.19 \pm 0.15 \times 10^{-10}$  (Spergel et al., 2003). Graças aos novos levantamentos, muitas estrelas EMP foram descobertas e assim a abundância de lítio foi medida em vários objetos do ponto de *turn-off* com metalicidades  $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.8 \text{ dex}$ , revelando que em muitos desses casos o valor obtido é significativamente menor do que o *plateau*, e esse aumento no espalhamento sugere uma dependência com a metalicidade. De fato, um gráfico da abundância de lítio como função da quantidade de ferro presente nessas estrelas deixa evidente uma quebra de continuidade do *plateau* em  $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.8 \text{ dex}$ .

Existem algumas sugestões na direção de explicar o comportamento do  ${}^7\text{Li}$ , conhecido como primeiro problema do lítio. Esse elemento é destruído por reações nucleares em altas temperaturas, e na presença de convecção, o material da atmosfera da estrela pode acessar camadas mais profundas com temperaturas mais elevada (ver García Pérez et al., 2009, para exemplo de discussão). Ainda que os modelos estelares sugiram que pouca ou nenhuma quantidade de lítio seja destruída em estrelas do *Spite plateau* (Deliyannis et al., 1990), espera-se que a difusão atômica atue em estrelas razoavelmente quentes da sequência principal, e modelos com difusão turbulenta e/ou rotação têm sido sugeridos para reconciliar as observações com as previsões da BBN padrão (Pinsonneault et al., 1999; Richard et al., 2005). A destruição de dois terços do material primordial em estrelas massivas de população III (Piau et al., 2006) também é uma explicação sugerida, e finalmente alguns

<sup>2</sup> Adotamos a notação  $A(\text{X}) = \log \epsilon(\text{X}) = \log n(\text{X})/n(\text{H}) + 12$ , sendo  $n$  a densidade numérica de átomos.

autores utilizam modelos de BBN diferentes do padrão (ver Olive et al., 2012; Kusakabe et al., 2012, para alguns exemplos) no contexto da produção dos elementos leves.

Vale a pena notar que as comparações entre previsões e observações para o caso do  ${}^6\text{Li}$  são ainda mais complicadas. Enquanto as detecções desse isótopo em estrelas EMP (tarefa difícil e de resultados controversos) parecem indicar uma abundância constante de  $A({}^6\text{Li}) = +0.8$  dex, compatível com uma razão  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} = 5\%$ , os cálculos utilizando o modelo padrão da BBN mostram que tal razão deveria ser menor ou igual a  $2 \times 10^{-5}$ . Essa situação vem sendo chamada de segundo problema do lítio, e aparece como um desafio extra aos modelos de nucleossíntese primordial além do modelo padrão. Entretanto, Steffen et al. (2012) demonstraram que a linha de  ${}^6\text{Li}$  provavelmente foi mal identificada, e corresponde a fluxos convectivos em fotosferas de estrelas frias. A identificação de abundâncias de  ${}^6\text{Li}$  seria então uma exceção e não regra geral, e assim deixaria de ser um problema cosmológico.

## 1.2 Nucleossíntese estelar

Uma vez que apenas os elementos mais leves são produzidos durante os primeiros instantes do Universo, outros mecanismos precisam explicar a origem de toda a complexidade química observada na natureza. A resposta para esse problema foi obtida acoplando os mecanismos de nucleossíntese com a evolução estelar, contexto esse delineado no trabalho seminal de Burbidge, Burbidge, Fowler e Hoyle (B<sup>2</sup>FH, Burbidge et al., 1957). A teoria de estrutura e evolução estelar é extensa e seu tratamento está fora da proposta desse texto, mas seguindo os passos de Pagel (2009) apresenta-se um breve esboço dos principais pontos.

### 1.2.1 Evolução de estrelas

Uma geração de estrelas aparece a partir de uma nuvem interestelar, seguindo uma função de massa inicial (IMF, do inglês *initial mass function*) que define a quantidade de estrelas para uma certa massa, que por sua vez pode variar desde  $0.01 M_{\odot}$  ou menos até  $100 M_{\odot}$  ou mais (ver Elmegreen, 2005, como exemplo de discussão e referências). Durante o colapso da nuvem, a energia gravitacional se transforma em energia interna, aumentando as temperaturas até que a primeira cadeia de reações nucleares envolvendo hidrogênio tenha início, e a estrela recém formada adquire uma posição específica na sequência principal

de idade zero (ZAMS, do inglês *zero-age main sequence*) no diagrama Hertzsprung-Russell (HR). De fato, será dentro da faixa da sequência principal que as estrelas vão passar a maior parte de suas vidas, e esse tempo depende da massa inicial do objeto, uma vez que a escala de tempo de evolução de uma estrela é tão maior quanto menor a sua massa.

Quando o hidrogênio é totalmente consumido nas regiões mais internas da estrela, a produção de energia é interrompida, levando à contração desse caroço, agora rico em hélio, e fazendo com que as camadas mais externas sofram expansão. Isso acontece até que o caroço atinja uma temperatura suficiente para iniciar novos processos nucleares. Em estrelas muito massivas, o ciclo descrito acontece várias vezes até que um caroço de silício seja formado.

Uma vez nesse estado evolutivo, as próximas reações nucleares precisam consumir energia para produzir elementos mais pesados, o que somado ao fato do caroço dessa estrela ter massa próxima ao limite de Chandrasekhar, faz com que instabilidades apareçam e levem o sistema a um colapso, até que densidades nucleares sejam alcançadas, dando origem então a objetos compactos (estrelas de nêutrons ou buracos negros). Ao mesmo tempo, uma onda de choque percorre as camadas externas a partir do centro, como resultado da colisão do material com esse objeto compacto recém formado, que junto com um vento de neutrinos de alta anergia ejeta essas camadas externas e produz o fenômeno conhecido por supernova.

Importante notar que esses últimos estágios não são alcançados por estrelas de massas intermediárias ( $M < \sim 8M_{\odot}$ ), nas quais uma vez que o caroço de hélio é consumido em reações nucleares a estrela evolui para o estágio conhecido como ramo assintótico das gigantes (AGB, do inglês *asymptotic giant branch*). Durante esse período a estrela apresenta uma estrutura instável, na qual pulsos térmicos provocam o aparecimento de zonas convectivas, até que fortes eventos de perda de massa produzam o fenômeno conhecido por nebulosas planetárias, que ejeta totalmente o material mais externo, deixando apenas as camadas mais internas da estrela, que passam a ser chamadas de anãs brancas.

## 1.2.2 Processos de nucleossíntese

### 1.2.2.1 Cadeia próton-próton

Sendo o primeiro conjunto de reações nucleares que atua no interior das estrelas, a cadeia próton-próton (pp) pode ser entendida como uma série de reações que transformam quatro núcleos de hidrogênios em um núcleo de  ${}^4\text{He}$ . De fato, o ciclo pp pode atuar de três maneiras diferentes, dependendo da temperatura, conhecidas como cadeia pp-1, pp-2 e pp-3, mas todas elas levam ao mesmo produto. A tabela 1.1 lista as reações envolvidas em cada uma das cadeias, assim como a frequências de ocorrência (Rolfs e Rodney, 1988).

Tabela 1.1 - Reações nucleares das cadeias próton-próton (pp-1, pp-2 e pp-3) de queima de hidrogênio e a frequência de ocorrência de cada uma delas, segundo descrito em Rolfs e Rodney (1988).

	$p(p, e^+ \nu) d$	
	$d(p, \gamma) {}^3\text{He}$	
${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ (86 %)		${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ (14 %)
	${}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$
	${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$	${}^8\text{B}(e^+, \nu){}^8\text{Be}$
		${}^8\text{Be}(\alpha){}^4\text{He}$
pp-1	pp-2 (99.7 %)	pp-3 (0.3 %)

### 1.2.2.2 Ciclo CNO, NeNa, MgAl e processo-*rp*

No caso de estrelas com temperaturas mais elevadas e formadas a partir do material enriquecido em carbono, nitrogênio e oxigênio por gerações anteriores, a queima do hidrogênio pode acontecer segundo o processo cíclico envolvendo os elementos mais pesados citados como catalisadores. Conhecido como ciclo CNO, esse conjunto de reações atua da mesma maneira global que as cadeias pp, ou seja, transformando quatro hidrogênios em um  ${}^4\text{He}$ . A parte principal das reações envolve carbono ( ${}^{12}\text{C}$  e  ${}^{13}\text{C}$ ) e nitrogênio ( ${}^{13}\text{N}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  e  ${}^{15}\text{N}$ ), enquanto o setor envolvendo oxigênio ( ${}^{16}\text{O}$  e  ${}^{17}\text{O}$ ) apenas atua significativamente em altas energias.

Em energias ainda mais elevadas, o ciclo CNO apresenta um terceiro e um quarto setor de reações, envolvendo a produção e queima de  ${}^{18}\text{O}$ , permitindo por sua vez a atuação de dois novos ciclos de reações: neônio-sódio (NeNa) e magnésio-alumínio (MgAl). A descrição

detalhada das reações nucleares envolvidas nos ciclos apresentados pode ser encontrada em vários trabalhos (por exemplo Rolfs e Rodney, 1988; Kippenhahn e Weigert, 1990; Pagel, 2009; Thompson e Nunes, 2009).

Importante notar que os ciclos que atuam em energias mais elevadas passam a ser significativos apenas nos estágios mais avançados da evolução estelar, como nas gigantes vermelhas. Mais do que isso, em fenômenos energéticos como as novas (explosões na superfície de uma anã branca como consequência da acreção de matéria proveniente de uma companheira binária), os ciclos CNO, NeNa e MgAl aparecem com taxas muito elevadas, sem tempo para que o decaimento- $\beta$  ocorra nos elementos instáveis intermediários, de maneira que a região rica em prótons da tabela de núclídeos é produzida. Uma série de reações nucleares envolvendo núcleos exóticos passa então a atuar, mecanismo esse conhecido por processo-rp, ou processo de captura rápida de prótons.

### 1.2.2.3 Queima do hélio

Após o estágio de queima de hidrogênio, o caroço de hélio passa a sofrer reações nucleares quando as temperaturas atingem valores suficientemente elevados. O processo conhecido como triplo- $\alpha$  faz esse papel.



Na equação 1.2 o carbono é produzido em um estado excitado que na maior parte das vezes decai novamente em 3 partículas  $\alpha$ , mas existe uma probabilidade pequena desse decaimento ocorrer por emissão eletromagnética, levando o carbono ao estado fundamental.

O processo de captura de partícula  $\alpha$  pode continuar através da reação  ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ , mas a taxa de ocorrência dessa transformação é bastante incerta, como consequência de ressonâncias, fazendo com que o conhecimento sobre os estágios avançados de nucleossíntese também apresentem muitas incertezas. Sabe-se que a sequência de capturas  ${}^{16}\text{O}(\alpha,\gamma){}^{20}\text{Ne}(\alpha,\gamma){}^{24}\text{Mg}$  deve ocorrer em temperaturas ainda mais elevadas, como aquelas encontradas nos estágios avançados de evolução estelar e em fenômenos de nucleossíntese explosiva.

Outro canal de reações de interesse é aquele que utiliza o material previamente sintetizado no ciclo CNO,  $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ . Tal canal merece atenção uma vez que possibilita a ocorrência da reação  $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ , uma importante fonte de nêutrons para os processos de captura em estrelas de alta massa. É importante notar que no caso de estrelas de baixa massa, a reação  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  é a fonte de nêutrons mais relevante.

#### 1.2.2.4 Estágios avançados de nucleossíntese hidrostática

Conforme descrito acima, em estrelas de alta massa a queima do hélio é seguida por processos nucleares envolvendo os elementos mais pesados produzidos nas fases anteriores. A queima do carbono, o produto imediato das reações envolvendo o hélio, ocorre principalmente pelos canais  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ ,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  e  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$ .

Uma vez produzido, o sódio também pode participar da cadeia de reações, seguindo  $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$ . Já, o neônio pode se envolver em uma variedade maior de reações, como  $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$  e  $^{20}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{24}\text{Mg}(\alpha,\gamma)^{28}\text{Si}$ . A queima do oxigênio também tende a produzir silício, além de outros elementos.

Finalmente, a queima do silício ocorre via fotodissociação e captura de partículas leves ( $\alpha$ , p, n), sob a condição aproximada de equilíbrio estatístico, produzindo os elementos associados ao pico do ferro. Os estágios seguintes da evolução estelar levam o objeto ao colapso e explosão, ejetando o material sintetizado ao meio interestelar. É importante notar que as estrelas muito massivas devem reter o material das camadas mais internas em um buraco negro, de maneira que não existe contribuição de elementos como aqueles do pico do ferro ao meio, ainda que os elementos mais leves, como carbono, nitrogênio e oxigênio, devam ser ejetados durante a evolução. A produção de elementos pesados também deve ocorrer durante a explosão, conforme discutido a seguir no contexto da nucleossíntese explosiva.

Em estrelas de baixa massa ou massas intermediárias, as regiões centrais não produzem elementos mais pesados do que o carbono e o oxigênio. Os objetos evoluem para os estágios conhecidos por AGB ou para o ramo das gigantes vermelhas (RGB, do inglês *red-giant branch*), passando por fenômenos de mistura e de dragagem (*dredge-up* no original). A produção de energia por processos de nucleossíntese ocorrendo em camadas mais externas acaba por ejetar esse material, produzindo nebulosas planetárias, devolvendo o material enriquecido basicamente em elementos mais leves ao meio interestelar. Elementos pesados



produzidos por captura de nêutrons também são ejetados, conforme discutido a seguir.

### 1.3 Nucleossíntese de elementos pesados

Uma vez que os núcleos associados ao pico do ferro são aqueles que apresentam a maior energia de ligação, as reações nucleares de fusão envolvendo elementos mais pesados são endotérmicas. Mais do que isso, reações envolvendo partículas carregadas passam a apresentar altos valores de barreira Coulombiana quando os núcleos são muito pesados, fazendo com que energias também muito elevadas sejam necessárias para que as reações ocorram. Sendo assim, é preciso que processos de captura de nêutrons atuem na formação desses elementos mais pesados, pois nesse caso não existe barreira Coulombiana (Thompson e Nunes, 2009).

De fato, conforme apresentado em Burbidge et al. (1957), a origem dos elementos além do pico do ferro é descrita em termos de dois processos principais de captura de nêutrons, o processo-s e o processo-r. O processo-s ocorre com taxas mais lentas do que a meia-vida do decaimento- $\beta$ , enquanto o processo-r ocorre com taxas mais rápidas, mais curtas do que a escala de tempo do decaimento. A diferença nas escalas de tempo estão associadas com diferentes fluxos de nêutrons, que por sua vez são os responsáveis por transformar os núcleos-sementes em núcleos mais pesados; conseqüentemente, ambientes astrofísicos muito diferentes são necessários para explicar esses mecanismos.

No caso do processo-s, a atuação do decaimento faz com que os elementos produzidos permaneçam ao longo do vale de estabilidade- $\beta$  da tabela de nuclídeos, de maneira que as propriedades nucleares dos elementos envolvidos possam ser exploradas em laboratório. Por outro lado, no caso do processo-r, a grande quantidade de nêutrons capturados por intervalo de tempo faz com que elementos muito distantes das condições de estabilidade sejam produzidos, por meio da competição entre fotodissociação e captura de nêutrons. O decaimento dos nuclídeos para a região de estabilidade apenas acontece quando o fluxo de nêutrons é interrompido. Assim, devido ao fato da meia-vida dos elementos envolvidos ser muito pequena, o estudo experimental das propriedades nucleares é muito difícil para a maior parte dos nuclídeos, ou mesmo impossível para a infraestrutura de pesquisa disponível atualmente, e os modelos de processo-r precisam usar previsões teóricas para essas propriedades.

Existe ainda um conjunto pequeno de elementos ricos em prótons, como  $^{124,126}\text{Xe}$ ,  $^{130,132}\text{Ba}$  e  $^{136,138}\text{Ce}$ , que não são produzidos pelos processos citados acima. A origem de tais isótopos é atribuída por Burbidge et al. (1957) ao chamado processo-p, ou processo de captura de prótons, através de reações do tipo  $(p,\gamma)$ . Uma vez que a contribuição desse processo para a abundância total dos elementos pesados é muito pequena (0.1 - 0.2 %), a descrição mais detalhada será subtraída dessa introdução, mas informações podem ser obtidas por exemplo em Lambert (1992) e Arnould e Goriely (2003).

### 1.3.1 O processo-s

Conforme citado, durante a queima do hélio as reações  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$  e  $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$  produzem nêutrons livres, que por sua vez são capturados por núcleos-sementes e produzem elementos mais pesados. Acoplando-se as cadeias de reações nucleares com os modelos de evolução estelar para AGB e RGB é possível prever a atuação do processo-s e a produção de elementos pesados.

Utilizando as seções de choque experimentais disponíveis para as espécies envolvidas nas reações, esses modelos são capazes de fornecer curvas de abundância em função do número atômico dos elementos, e os resultados mostram que o processo-s apresenta três picos nos quais as abundâncias são mais elevadas em relação aos demais elementos. O primeiro pico aparece associado com o estrôncio (Sr), o ítrio (Y) e o zircônio (Zr), muitas vezes denominados elementos-s leves; o segundo pico diz respeito ao bário (Ba), ao lantânio (La), ao cério (Ce), ao praseodímio (Pr) e ao neodímio (Nd), também conhecidos por elementos-s pesados; o terceiro pico é representado pelo chumbo (Pb) e o bismuto (Bi), e indica o ponto final em massa para a produção de elementos via processo-s.

De fato, o processo lento de captura de nêutrons é composto de, ao menos, três componentes diferentes. A componente principal é aquela responsável pelos elementos com número de massa contido em  $88 \leq A \leq 204$ , e ocorre com uma distribuição contínua de exposições a fluxos de nêutrons de valores decrescentes. Por sua vez, a chamada componente fraca do processo é necessária para explicar os elementos com  $A \leq 88$ , e deve ocorrer em estrelas de alta massa. Finalmente, uma componente forte do processo-s deve atuar de maneira a produzir  $\sim 50\%$  do  $^{208}\text{Pb}$  observado no Sistema Solar (Clayton e Rassbach, 1967; Kaeppler et al., 1982).

Muitos são os trabalhos que descrevem em detalhes os modelos de processo-s, mos-

trando como a produção dos elementos varia em função da massa inicial da estrela e da sua metalicidade, assim como em função das propriedades nucleares envolvidas. Como exemplos, ver Straniero et al. (1997), Gallino et al. (1998), Busso et al. (1999), The et al. (2000), Busso et al. (2001), Busso et al. (2004), Herwig (2005), Straniero et al. (2006) e The et al. (2007).

### 1.3.2 O processo-r

O(s) ambiente(s) astrofísico(s) responsável(is) pela produção dos elementos do processo-r ainda não é(são) conhecido(s) com certeza (Wanajo e Ishimaru, 2006; Kratz et al., 2007; Thielemann et al., 2010). Os modelos recentes mais promissores envolvem ventos de matéria rica em nêutrons guiados por neutrinos de alta entropia (*high-entropy neutrino-driven winds*), que produziria os elementos pesados a partir de núcleos-sementes ao redor da esfera de neutrinos em supernovas (Woosley et al., 1994; Wanajo, 2007, e referências por eles citadas). Estudos de evolução química da Galáxia também apoiam esse cenário como fonte dos elementos do processo-r, em particular os eventos de baixa massa ( $\sim 8 - 10 M_{\odot}$ ) como dominantes (Mathews e Cowan, 1990; Ishimaru e Wanajo, 1999).

Conforme descrito anteriormente, uma supernova marca o final da vida de estrelas com massas  $M \geq 8 M_{\odot}$ . O colapso da estrela é interrompido quando a densidade das partes mais internas alcança os valores da densidade nuclear, fazendo com que as camadas externas em contração colidam com esse caroço e produzam uma onda de choque reversa, que por sua vez perde energia por fotodissociação dos elementos do grupo do ferro presentes no material por onde a onda passa. O mecanismo que reacelera a onda ainda não é totalmente conhecido, mas a proposta mais promissora é aquela que envolve neutrinos provenientes do objeto compacto em formação (Janka et al., 2007; Janka, 2012).

No contexto desse modelo clássico os neutrinos depositam energia no material, provocando um vento de matéria bariônica com velocidades supersônicas de expansão. Seria esse o ambiente astrofísico de atuação do processo-r, e uma série de estudos utilizando modelos analíticos (Qian e Woosley, 1996) e/ou de estado estacionário (Otsuki et al., 2000; Thompson et al., 2001) têm avaliado as condições físicas necessárias para a ocorrência desse mecanismo de nucleossíntese. Os resultados obtidos indicam a necessidade de alta entropia, rápida expansão e baixa fração eletrônica para que a síntese dos elementos de interesse aconteça, e modelos paramétricos (Hoffman et al., 1997; Freiburghaus et al., 1999;

Farouqi et al., 2010) mostram sucesso.

Entretanto, as simulações hidrodinâmicas mais recentes, que realizam um tratamento rigoroso do transporte de neutrinos (Fischer et al., 2010; Hüdepohl et al., 2010), mostram que o vento em expansão é rico em prótons, não em nêutrons, conforme encontrado em simulações anteriores (Woosley et al., 1994). Isso faz com que esse cenário clássico de produção de elementos do processo-r seja colocado em questão. Wanajo et al. (2011) também mostraram que supernovas de baixa massa com caroço de O-Ne-Mg poderiam produzir os elementos-r mais leves, mas não seria capaz de alcançar faixas de massa maiores que  $A \sim 120$ .

Como alternativa, a ejeção de matéria em *mergers* de duas estrelas de nêutrons ou de uma estrela de nêutrons com um buraco negro tem sido sugerida como o ambiente astrofísico de atuação do processo-r principal (Meyer, 1989; Freiburghaus et al., 1999; Surman et al., 2008; Goriely et al., 2011; Korobkin et al., 2012). Entretanto, o papel dos *mergers* desses objetos compactos é assunto controverso. Argast et al. (2004) afirmam que os modelos atuais desses fenômenos não conseguem reproduzir os dados observados em estrelas pobres em metais (ver também De Donder e Vanbeveren, 2004). Por outro lado, Prantzos (2006) sugere que tais eventos não podem ser excluídos como possibilidades de origem para os elementos do processo-r no cenário hierárquico de formação do halo Galáctico a partir de sub-halos.

Conforme discussão recente de Peterson (2011), a origem dos elementos mais leves além do ferro, desde o gálio (Ga) até o cádmio (Cd) ( $31 \leq Z \leq 48$ ), parece ser ainda mais complexa, uma vez que devem aparecer como consequência de múltiplos mecanismos. Esses elementos vêm sendo atribuídos, em diferentes níveis de intensidade, ao processo-s fraco (Clayton, 1968; Käppeler et al., 1989), ao processo primário de produção de elementos leves (LEPP, do inglês *light element primary process*; Travaglio et al., 2004), ao processo-r fraco (Wanajo e Ishimaru, 2006; Farouqi et al., 2010; Wanajo et al., 2011) e ao processo- $\nu p$  em explosões de supernovas (Fröhlich et al., 2006; Pruet et al., 2006; Wanajo, 2006; Arcones e Montes, 2011). Na recente revisão de Arcones e Thielemann (2013), os modelos de vento de neutrinos são apresentados também como bons candidatos para abrigar a produção desses elementos mais leves, ainda que a ocorrência do processo-r principal tenha sido colocada em dúvida, conforme discutido anteriormente.

## 1.4 Estrelas pobres em metais

À medida que o meio interestelar vai sendo enriquecido pelos elementos químicos produzidos nos diferentes processos de nucleossíntese, as novas estrelas que nascem a partir desse material apresentam esse conteúdo químico em sua estrutura. Em particular, aquele material presente nas atmosferas estelares pode ser medido a partir da técnica de espectroscopia. As estrelas pobres em metais são então aqueles objetos que apresentam atmosferas pouco enriquecidas nesses elementos citados. Vale notar que o termo “metais” na astronomia diz respeito a todos os elementos químicos mais pesados que hidrogênio e hélio, mas em geral a metalicidade de uma estrela é medida apenas em termos da quantidade de ferro presente em sua atmosfera relativa ao hidrogênio  $[\text{Fe}/\text{H}]^3$ .

Várias foram as nomenclaturas utilizadas ao longo dos anos para classificar essas estrelas, e autores diferentes em geral utilizaram padrões diferentes para essa finalidade. Com o intuito de facilitar a troca de informações, Beers e Christlieb (2005) sugerem um método para essa classificação, conforme listado na tabela 1.2, baseado em faixas de metalicidades.

Tabela 1.2 - Nomenclatura para estrelas em função da metalicidade, medida pela abundância de ferro relativa ao hidrogênio, segundo Beers e Christlieb (2005).

$[\text{Fe}/\text{H}]$	Nome	Sigla
$> +0.5$	Super rica em metais	SMR (do inglês, <i>Super metal-rich</i> )
$\sim 0.0$	Solar	—
$< -1.0$	Pobre em metais	MP (do inglês, <i>Metal-poor</i> )
$< -2.0$	Muito pobre em metais	VMP (do inglês, <i>Very metal-poor</i> )
$< -3.0$	Extremamente pobre em metais	EMP (do inglês, <i>Extremely metal-poor</i> )
$< -4.0$	Ultra pobre em metais	UMP (do inglês, <i>Ultra metal-poor</i> )
$< -5.0$	Hiper pobre em metais	HMP (do inglês, <i>Hyper metal-poor</i> )
$< -6.0$	Mega pobre em metais	MMP (do inglês, <i>Mega metal-poor</i> )

Muitos foram os trabalhos dedicados à identificação e estudo das estrelas pobres em metais nos últimos anos. De fato, a análise detalhada das abundâncias químicas nesses

<sup>3</sup>  $[\text{A}/\text{B}] \equiv \log (n(\text{A})/n(\text{B}))_* - \log ((n(\text{A})/n(\text{B})))_{\odot}$ , onde  $n(\text{A})$  e  $n(\text{B})$  dizem respeito ao número de átomos dos elementos A e B, respectivamente, o símbolo \* diz respeito ao valor medido na estrela em questão e o símbolo  $\odot$  diz respeito ao valor medido no Sol.

Tabela 1.3 - Definição das subclasses de estrelas pobres em metais, segundo Beers e Christlieb (2005).

Estrelas ricas em elementos de captura de nêutrons.	
r-I	$+0.3 \leq [\text{Eu}/\text{Fe}] \leq +1.0$ e $[\text{Ba}/\text{Eu}] < 0.0$
r-II	$[\text{Eu}/\text{Fe}] > +1.0$ e $[\text{Ba}/\text{Eu}] < 0.0$
s	$[\text{Ba}/\text{Fe}] > +1.0$ e $[\text{Ba}/\text{Eu}] > +0.5$
r/s	$0.0 < [\text{Ba}/\text{Eu}] < +0.5$
Estrelas enriquecidas em carbono.	
CEMP	$[\text{C}/\text{Fe}] > +1.0$
CEMP-r	$[\text{C}/\text{Fe}] > +1.0$ e $[\text{Eu}/\text{Fe}] > +1.0$
CEMP-s	$[\text{C}/\text{Fe}] > +1.0$ , $[\text{Ba}/\text{Fe}] > +1.0$ e $[\text{Ba}/\text{Eu}] > +0.5$
CEMP-r/s	$[\text{C}/\text{Fe}] > +1.0$ e $0.0 < [\text{Ba}/\text{Eu}] < +0.5$
CEMP-no	$[\text{C}/\text{Fe}] > +1.0$ e $[\text{Ba}/\text{Fe}] < 0.0$

objetos vem mostrando a existência de subclasses, com significados ainda não totalmente esclarecidos. Assim, ainda com a finalidade de proporcionar discussões homogêneas em termos de nomenclatura, Beers e Christlieb (2005) sugerem que essas subclasses sejam definidas a partir do enriquecimento em elementos de captura de nêutrons, em particular o európio (representante do processo-r) e o bário (representante do processo-s), e ainda em enriquecimento em carbono (CEMP, do inglês *carbon-enhanced metal-poor*), conforme apresentado na tabela 1.3.

A abundância química dos elementos de captura de nêutrons em estrelas EMP tem origem predominantemente do processo-r, uma vez que o processo-s como origem dos elementos encontrados em estrelas pobres em metais é significativo apenas em fases posteriores da vida da Galáxia, devido à escala de tempo de evolução dos objetos astrofísicos propostos como responsáveis pelo mecanismo (Truran, 1981). De fato, conforme citado, François et al. (2007) encontram que o processo-s começa a ser importante relativamente ao processo-r apenas quando a metalicidade  $[\text{Fe}/\text{H}]$  média do meio interestelar atinge o valor de -2.6 dex.

Em relação aos modelos de nucleossíntese para os elementos pesados, as discussões desenvolvidas na seção anterior deixam claro que muitas são as possibilidades de explicação para o processo rápido de captura de nêutrons, responsável por sintetizar cerca de metade dos núclídeos localizados além do pico do ferro na curva de abundâncias. Um caminho

importante na tentativa de avaliar toda essa multiplicidade de modelos é através do estudo da abundância detalhada dos elementos produzidos por captura de nêutrons em várias circunstâncias. Tais abundâncias são conhecidas em grande detalhe para o Sistema Solar, mas nesse caso representam o resultado da nucleossíntese de muitas gerações de estrelas. Um cenário mais claro pode então ser obtido considerando os produtos das primeiras gerações de estrelas da Galáxia, gravados nas estrelas pobres em metais de baixa massa encontradas atualmente.

De fato, os elementos produzidos pelo processo-r estão presentes em níveis elevados em algumas das estrelas mais velhas (e menos metálicas) do halo Galáctico, e os estudos das abundâncias dessa classe de objetos têm sido usados como condições de contorno à natureza dos processos de síntese na primeira geração de estrelas (conhecida como população III). Esse grupo de estrelas deve ser descendente muito próximo dessa primeira geração de estrelas, cuja composição química seria aquela produzida na nucleossíntese primordial. Na verdade, acredita-se que as estrelas EMP sejam formadas por material enriquecido em poucos eventos de supernovas (fazendo referência ao cenário clássico), ou mesmo em apenas um desses fenômenos.

Assim, as abundâncias químicas detalhadas em estrelas EMP contêm informações que nos ajudam a avaliar uma série de questões (Beers e Christlieb, 2005): verificação das previsões de abundância dos modelos de BBN, a partir das abundâncias de lítio e outros elementos leves (conforme discutido na seção 1.1), levando ao melhor entendimento do próprio Universo nas fases iniciais; compreensão da natureza da primeira geração de estrelas, que segundo algumas previsões teóricas foram objetos de vida muito curta como consequência de apresentarem massas elevadas ( $\sim 10^2 M_{\odot} < M < \sim 10^3 M_{\odot}$ , Bromm e Larson, 2004); determinação da IMF para essas estrelas de população III, conhecida como FMF (do inglês, *first mass function*), que é um ingrediente fundamental para os modelos de evolução química da Galáxia; verificação das previsões de abundâncias químicas produzidas em explosões de supernovas; estudo da função de distribuição de metalicidade (MDF, do inglês *metallicity distribution function*) do halo, importante para a identificação de estruturas e avaliação de modelos de evolução; estudo dos mecanismos de produção dos elementos pesados por captura de nêutrons nos estágios iniciais da história química da Galáxia. Nesse trabalho, dedicamos atenção especial a essa última questão.

### 1.4.1 Campanhas observacionais e a busca por estrelas pobres em metais

Vários grupos vêm desenvolvendo trabalhos de procura e análise extensiva dessas estrelas pobres em metais. O catálogo HK, desenvolvido por T. Beers e colaboradores, é um exemplo de levantamento moderno (Beers et al., 1985, 1992; Norris et al., 1999; Anthony-Twarog et al., 2000; Bonifacio et al., 2000), que ao longo dos anos apresentou medidas de fotometria e espectroscopia de baixa resolução para cerca de mil estrelas, selecionando candidatas a estrelas pobres em metais pela intensidade das linhas H e K do Ca II, localizadas em 3968 Å e 3933 Å respectivamente. O mesmo tipo de levantamento foi realizado ao longo do programa observacional Hamburg/ESO (HES, Christlieb et al., 1999; Christlieb, 2003), mas que por sua vez realizou observações com  $\sim 1$  magnitude a mais de profundidade em comparação com o catálogo HK, e em regiões do céu ainda não exploradas por esse levantamento anterior.

Com a finalidade de identificar estrelas particularmente enriquecidas em elementos do processo-r, aparece então o levantamento HERES (do inglês, *Hamburg/ESO R-process Enhanced Star*, Beers et al., 2003; Christlieb et al., 2004), que obteve espectros de resolução média para centenas de estrelas candidatas selecionadas nos catálogos HK e HES. Os principais resultados estão apresentados em Barklem et al. (2005), Jonsell et al. (2006), Hayek et al. (2009), Mashonkina et al. (2010), Zhang et al. (2011), Ren et al. (2012) e Cui et al. (2013). É importante notar que em vários dos trabalhos citados são utilizados espectros de alta resolução obtidos posteriormente, de maneira a permitir a identificação de linhas espectrais fracas, característica de grande parte das transições dos elementos pesados de interesse.

De fato, espectroscopia de alta resolução é a técnica fundamental para o estudo detalhado das abundâncias químicas nas estrelas aqui descritas. Entretanto, a obtenção desses dados demanda bastante tempo de utilização de telescópios, fazendo com que um levantamento em alta resolução com um número muito grande de estrelas seja bastante “caro” do ponto de vista observacional. Fica então evidente a dificuldade enfrentada por aqueles que trabalham nesse assunto.

Um exemplo de programa observacional em alta resolução e de longa duração é aquele conhecido por *First Stars*, que obtêve espectros de alta resolução para estrelas EMP na faixa de 3200 - 10000 Å, com alta razão sinal-ruído. As observações foram realizadas com



o espectrógrafo UVES (do inglês, *Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph*) localizado no foco Nasmyth B do telescópio de 8.2 metros UT<sup>4</sup>2 (Kueyen) do conjunto VLT (do inglês, *Very Large Telescope*), no ESO (do inglês, *European Southern Observatory*). Liderado por Roger Cayrel, do Observatório de Paris, e com participação da orientadora e da co-orientadora (Monique Spite) do presente trabalho de doutoramento, o programa observacional 165.N-0276 ocorreu em 2000 e 2002, durante 39 noites, e os espectros obtidos foram utilizados para a determinação de parâmetros atmosféricos e composição química das estrelas estudadas. Os principais resultados vêm sendo publicados em uma série de artigos: Hill et al. (2002), Depagne et al. (2002), François et al. (2003), Sivarani et al. (2004), Cayrel et al. (2004), Spite et al. (2005), Bonifacio et al. (2007), François et al. (2007), Spite et al. (2006), Sivarani et al. (2006), Bonifacio et al. (2009), Hansen et al. (2011), Spite et al. (2011), Barbuy et al. (2011), Siqueira Mello et al. (2013).

Muitos outros trabalhos fazem uso dos dados obtidos pelo programa observacional *First Stars*, tais como Andrievsky et al. (2007), Andrievsky et al. (2008), Andrievsky et al. (2009), Andrievsky et al. (2010), Andrievsky et al. (2011) e Spite et al. (2012).

Outro levantamento que merece destaque é aquele realizado com o espectrógrafo de alta dispersão instalado no telescópio Subaru de 8.2 metros (HDS, do inglês *High Dispersion Spectrograph*, Noguchi et al., 2002), apresentado em detalhes por Honda et al. (2004). Os resultados desse levantamento de 22 estrelas pobres em metais podem ser verificados principalmente em Honda et al. (2004), Aoki et al. (2005) e Aoki et al. (2007).

---

<sup>4</sup> UT, do inglês *Unit Telescope*



### HD 140283

Conforme discutido no capítulo anterior, particularmente na seção 1.4, as análises de abundâncias químicas em estrelas EMP vêm mostrando que o paradigma estabelecido por Truran (1981) sobre a origem dos elementos pesados por captura de nêutrons nessas estrelas parece ser válido. É justamente esse acúmulo de evidências positivas para a proposta que faz com que a utilização dessa interpretação seja mantida ao longo dos anos. Sem a intenção de fazer uma discussão profunda sobre epistemologia, é importante ter em mente uma consideração do filósofo austríaco Karl R. Popper sobre o chamado método indutivo, até hoje utilizado nas ciências exatas.

*“Ora, a meu ver não existe a chamada indução. Nestes termos, inferências que levam a teorias, partindo-se de enunciados singulares ‘verificados por experiência’ (não importa o que isto possa significar) são logicamente inadmissíveis. Consequentemente, as teorias nunca são empiricamente verificáveis.”* (Popper, 1975)

Além de atacar o método indutivo de Francis Bacon, Popper inverte a proposta Baconiana, colocando o critério de falseabilidade no lugar da verificação ou confirmação como elemento fundamental da investigação científica.

*“A solução de Popper principia apontando para a assimetria lógica existente entre a verificação e o falseamento. Pondo o ponto em termos da lógica sentencial: embora não exista número de enunciados de observações relatando a observação de cisnes brancos que permita derivar o enunciado universal ‘Todos os cisnes são brancos’, um só enunciado de observação, relatando uma única*

*observação de cisne preto, é suficiente para permitir a dedução lógica do enunciado ‘Nem todos os cisnes são brancos’. Neste importante sentido lógico, as generalizações empíricas, embora não verificáveis, são falseáveis. Isto significa serem as leis suscetíveis de teste, ainda que não sejam demonstráveis: podem as leis científicas ser submetidas a teste mediante sistemático esforço dirigido para sua refutação.”* (Magee, 1973)

É a partir desse prelúdio conceitual que apresentamos a estrela subgigante pobre em metal HD 140283 ( $V^1 = 7.7$ ), um objeto do halo Galáctico amplamente estudado. Peterson (1976) por exemplo apresenta uma análise das abundâncias químicas de alguns dos elementos nessa estrela no contexto do estudo de mecanismos de nucleossíntese e formação do halo, resultados utilizados por Spite e Spite (1978) no estudo do padrão de abundâncias de elementos pesados nas estrelas do halo em comparação com o padrão solar, que por sua vez foram utilizados por Truran (1981) para estabelecer que as abundâncias dos elementos de captura de nêutrons em estrelas EMP têm origem predominantemente no processo-r, conforme discutido anteriormente.

Recentemente, Gallagher et al. (2010) desafiaram essa interpretação dada por Truran (1981) a partir da análise isotópica do bário exatamente na estrela HD 140283. Os isótopos pares  $^{134}\text{Ba}$  e  $^{136}\text{Ba}$  são produzidos apenas pelo processo-s, enquanto os isótopos ímpares  $^{135}\text{Ba}$  e  $^{137}\text{Ba}$  são produzidos tanto pelo processo-s quanto pelo processo-r. Por sua vez, o isótopo  $^{138}\text{Ba}$ , a espécie mais abundante, é produzido apenas pelo processo-s no modelo “clássico”, mas o processo-r mostra uma pequena contribuição para a abundância dessa espécie quando utilizado o “modelo estelar”, que aplica atualizações nos cálculos de evolução das estrelas AGB de baixa massa (Arlandini et al., 1999).

Usando espectros com altos valores de resolução e de razão sinal-ruído, os autores encontraram uma fração isotópica que indica 100% de contribuição do processo-s para a abundância química de bário nessa estrela, o que contradiz a teoria de Truran, uma vez que a baixa metalicidade em HD 140283,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.50 \pm 0.20$  dex (Aoki et al., 2004), indica pouca ou nenhuma contribuição do processo lento. Essa situação configura um problema que já percorre longa data (ver Magain, 1995; Lambert e Allende Prieto, 2002; Collet et al., 2009).

---

<sup>1</sup> Magnitude aparente na banda visual.

Mais recentemente, Gallagher et al. (2012) examinaram a fração isotópica de bário em outras cinco estrelas pobres em metais, encontrando a mesma forte assinatura de processo-s em todos os objetos da amostra, porém a determinação da razão de abundância [Ba/Eu] em duas das estrelas indica uma grande contribuição do processo-r no padrão de abundância, levando os autores a propor que é mais provável que a técnica 1D LTE<sup>2</sup> aplicada na análise das frações isotópicas seja inadequada (devido à formação assimétrica das linhas) do que acreditar que todas as estrelas da amostra estejam em desacordo com a teoria. Entretanto, Collet et al. (2009) mediram a fração de isótopos ímpares de bário em HD 140283 usando modelos atmosféricos hidrodinâmicos e tridimensionais, encontrando uma contribuição ainda mais forte de processo-s ao padrão de abundâncias do que os resultados obtidos por meio da análise unidimensional, mostrando assim que o problema é mais complicado do que uma correção 3D - 1D.

Tendo em vista a discussão inicial desse capítulo sobre o critério de falseabilidade estabelecido por Popper, é de fundamental importância que essa controvérsia envolvendo a origem dos elementos observados na estrela HD 140283 seja resolvida, e a determinação da abundância de európio (Eu) seria o teste definitivo nesse estudo, pois usando o resultado de Gallagher et al. (2010) para a abundância de bário (Ba), a saber,  $A(\text{Ba}) = -1.3$  dex, o processo-s prevê a ausência de Eu, enquanto que o processo-r produziria  $A(\text{Eu}) = -2.3$  dex para a abundância de európio, de acordo com o Simmerer et al. (2004).

Ainda que muitos espectros tenham sido obtidos para HD 140283 anteriormente, nenhum deles mostrou uma razão sinal-ruído alta suficiente para permitir a determinação confiável de abundâncias a partir de linhas fracas, incluindo a abundância de európio. Assim, para resolver a questão da origem dos elementos de captura de nêutrons nessa estrela, independentemente de análise isotópica, no presente trabalho foi determinada a abundância de európio em HD 140283, a partir de novas observações em alta resolução.

## 2.1 Observações

HD 140283 foi observada durante o programa 11AB01 no telescópio CFHT (do inglês *Canada-France-Hawaii Telescope*) com o espectrógrafo ESPaDOnS (do inglês, *Echelle*

---

<sup>2</sup> 1D diz respeito aos modelos atmosféricos unidimensionais, enquanto LTE (do inglês *local thermodynamic equilibrium*) diz respeito à condição de equilíbrio termodinâmico local utilizada na construção desses modelos.

*SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars*) em modo fila (QSO, do inglês *Queued Service Observing*), para obter um espectro com comprimento de onda entre 3700 e 10475 Å e com resolução de  $R = 81000$ , tendo como pesquisador principal B. Barbuy, orientadora do presente trabalho.

As observações aconteceram nos dias 12, 14, 15 e 16 de junho e 8 de julho de 2011. Com uma quantidade total de 23 exposições individuais de 20 minutos cada, o programa observacional obteve um total de mais de sete horas de exposição. A redução dos espectros foi realizada pela equipe do CFHT. O espectro médio foi obtido após correção de velocidade radial e a razão sinal-ruído alcançada foi de 800 a 3400 por pixel. Três espectros foram descartados por conta da baixa qualidade quando comparados aos demais. As figuras 2.1 e 2.2 mostram a qualidade do espectro reduzido, evidenciando as regiões em torno das linhas H e K do Ca II e das linhas do tripleto do Mg I, respectivamente.

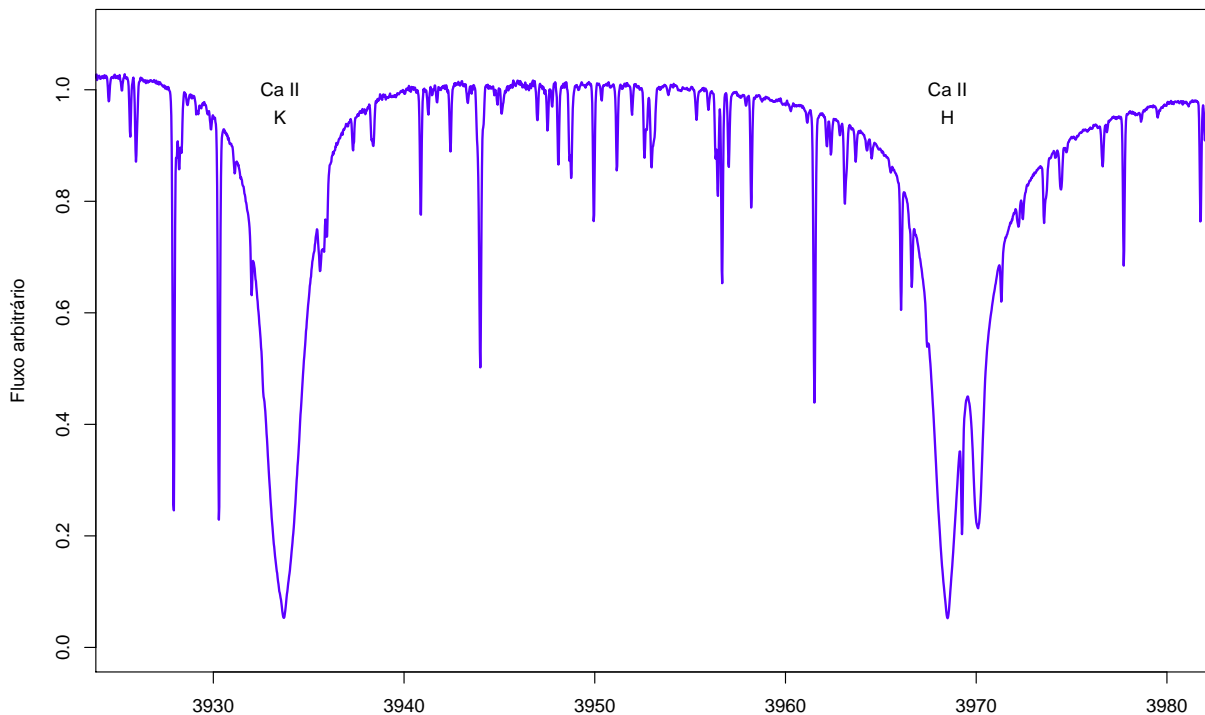


Figura 2.1: Espectro reduzido de HD 140283 utilizado nesse trabalho, mostrando a região em torno das linhas H e K do Ca II. A abscissa mostra o comprimento de onda em Å.

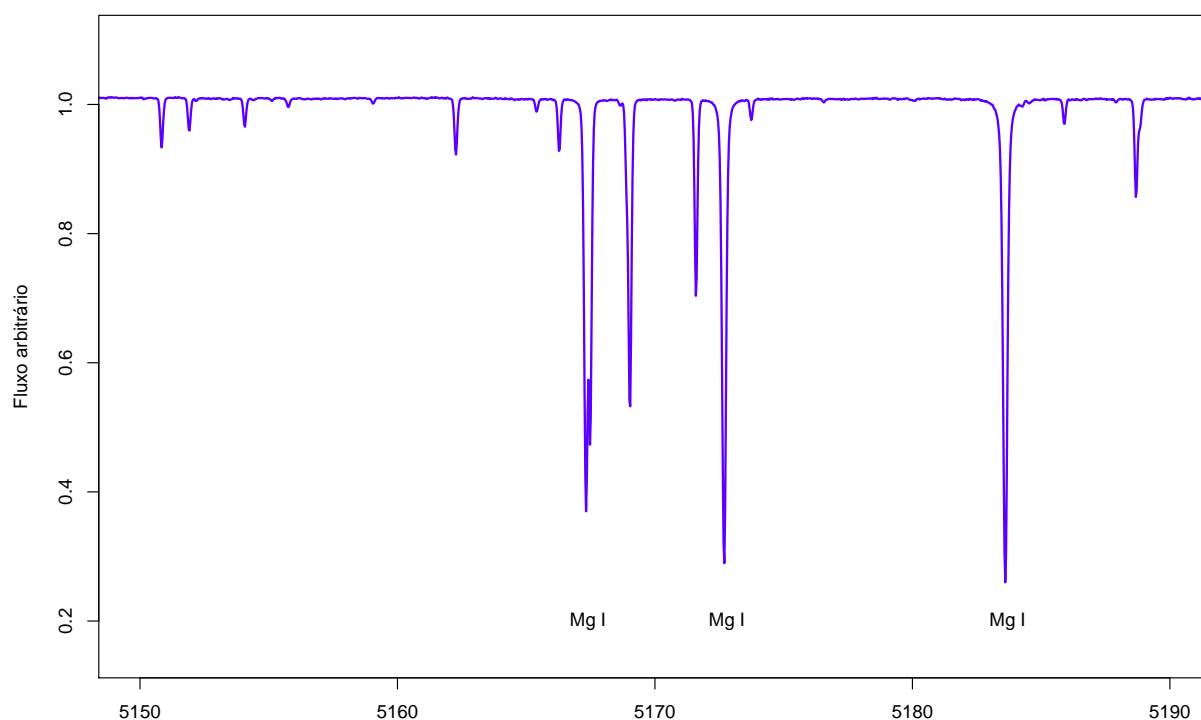


Figura 2.2: Espectro reduzido de HD 140283 utilizado nesse trabalho, mostrando a região em torno das linhas do tripleto do Mg I. A abscissa mostra o comprimento de onda em Å.

## 2.2 Determinação das abundâncias

### 2.2.1 Modelos e parâmetros atmosféricos

No presente trabalho, a determinação das abundâncias utilizou os modelos atmosféricos OSMARCS (Gustafsson et al., 2003, 2008), uma versão atualizada do programa MARCS (Gustafsson et al., 1975; Plez et al., 1992; Asplund et al., 1997) para construir modelos 1D LTE plano-paralelos para estrelas frias, utilizando um tratamento específico de opacidades com 10912 amostragens entre 990 Å e 125000 Å (OS, do inglês *Opacity Sampling*).

Foi usado também o código de síntese espectral Turbospectrum (Alvarez e Plez, 1998), que inclui equilíbrio químico total e alargamento colisional de Van der Waals por H, He e H<sub>2</sub> segundo Anstee e O'Mara (1995), Barklem e O'Mara (1997) e Barklem et al. (1998). Os cálculos usaram a lista de linhas moleculares do Turbospectrum, descrita detalhadamente em Alvarez e Plez (1998), junto com a lista de linhas atômicas obtida pela compilação

VALD2 (Kupka et al., 1999).

Seguindo Gallagher et al. (2010), foram adotados os seguintes parâmetros atmosféricos:  $T_{eff} = 5750 \pm 100$  K,  $[Fe/H] = -2.5 \pm 0.2$  dex e  $V_t = 1.4 \pm 0.1$  km.s<sup>-1</sup> de Aoki et al. (2004), enquanto  $\log g = 3.7 \pm 0.1$  [cgs] foi adotado de Collet et al. (2009). Também foram adotadas as abundâncias químicas determinadas em Honda et al. (2004), que utilizaram o programa de análise SPTOOL, desenvolvido por Y. Takeda a partir do programa WIDTH6 de Kurucz. A tabela 2.1 reproduz os resultados 1D LTE, onde as razões de abundância  $[X/Fe]$  foram calculadas a partir das abundâncias solares de Grevesse et al. (1996). A tabela fornece ainda o desvio padrão  $\sigma$  do resultado e o número de linhas  $n$  utilizadas para cada elemento.

*Tabela 2.1* - Abundâncias químicas determinadas por Honda et al. (2004) para a estrela EMP HD 140283, usando análise 1D LTE, e adotadas no presente trabalho. As razões de abundância  $[X/Fe]$  são baseadas nas abundâncias solares de Grevesse et al. (1996). O desvio padrão  $\sigma$  e o número de linhas  $n$  utilizadas para cada elemento também são fornecidos.

Elemento	A(X)	[X/Fe]	$\sigma$	n
Fe/H	+4.98	-2.53	0.08	78
<sup>6</sup> C	+6.31	+0.28	--	--
<sup>12</sup> Mg	+5.26	+0.21	0.13	5
<sup>13</sup> Al	+2.92	-1.02	0.09	1
<sup>14</sup> Si	+5.26	+0.24	0.09	1
<sup>20</sup> Ca	+4.08	+0.25	0.04	4
<sup>21</sup> Sc	+0.66	+0.02	0.04	3
<sup>22</sup> Ti	+2.72	+0.23	0.08	22
<sup>23</sup> V	+1.55	+0.07	0.08	3
<sup>24</sup> Cr	+3.35	+0.21	0.15	3
<sup>25</sup> Mn	+2.59	-0.27	0.10	6
<sup>27</sup> Co	+2.65	+0.26	0.03	4
<sup>28</sup> Ni	+3.76	+0.04	0.09	2
<sup>38</sup> Sr	-0.03	-0.42	0.09	1
<sup>39</sup> Y	-0.84	-0.54	0.18	3
<sup>40</sup> Zr	-0.15	-0.23	0.09	2
<sup>56</sup> Ba	-1.37	-1.06	0.09	2



### 2.2.2 Larguras equivalentes

Para verificar a qualidade do novo espectro aqui obtido, foram calculadas as larguras equivalentes (EW, do inglês *equivalent width*) para o mesmo conjunto de linhas de Fe I e Fe II usadas por Gallagher et al. (2010), excluindo aquelas transições contaminadas por outras linhas ao redor, encontradas a  $\pm 0.3 \text{ \AA}$  do centro da linha de ferro em questão. Para isso foi utilizado um código em linguagem R<sup>3</sup> desenvolvido nesse trabalho, que calcula a EW a partir de um ajuste Gaussiano ao perfil de interesse. São definidas pelo usuário duas janelas para ajuste do contínuo local, assim como os limites da linha a serem utilizados no ajuste da função, característica essa importante para os casos em que a linha estudada apresente algum *blend*<sup>4</sup> evidente nas asas.

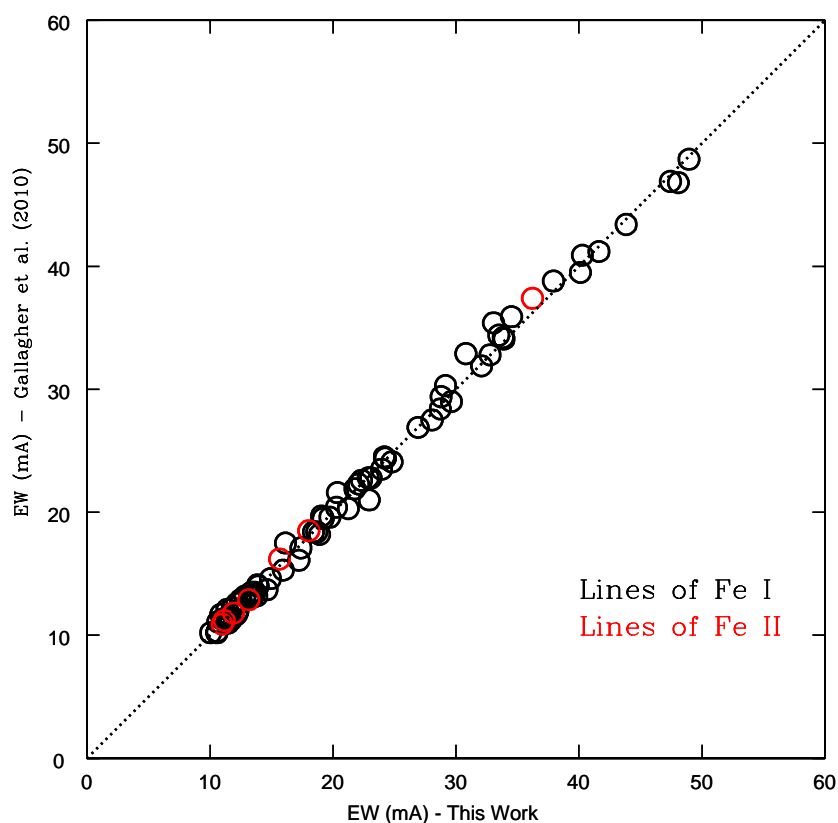


Figura 2.3: Comparação entre as larguras equivalentes das linhas de ferro medidas por Gallagher et al. (2010) e os valores obtidos no presente trabalho.

<sup>3</sup> <http://www.r-project.org/>

<sup>4</sup> Linha espectral próxima daquela transição de interesse, ou mesmo sobreposta, que dificulta a identificação do perfil da linha em estudo.

As novas EW foram comparadas com os valores prévios obtidos em Gallagher et al. (2010), mostrando um bom acordo entre os resultados. A figura 2.3 evidencia essa comparação, onde os pontos pretos são as linhas de Fe I e os pontos vermelhos as linhas de Fe II, enquanto a linha pontilhada indica a relação unitária entre os eixos.

A abundância de ferro derivada foi  $A(\text{Fe}) = +4.92 \pm 0.01$  dex, o que corresponde a uma metalicidade de  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.60 \pm 0.09$  dex quando se usa a abundância solar de ferro no valor de  $A(\text{Fe}) = +7.52 \pm 0.06$  dex segundo Caffau et al. (2011), resultado este também em excelente acordo com  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.59 \pm 0.06$  dex obtido por Gallagher et al. (2010), trabalho no qual foi utilizado um código baseado em teste de  $\chi^2$ . O resultado completo para a lista de linhas é apresentado na tabela A.1.

O erro na metalicidade é a soma quadrática das incertezas associadas às abundâncias de ferro solar e obtidas para a estrela, sendo que essa última por sua vez leva em consideração as incertezas observacionais e aquelas devido aos parâmetros atmosféricos, conforme discutido na seção 2.2.6.

*Tabela 2.2* - Lista de linhas de Fe I utilizadas para a determinação do parâmetro de alargamento FWHM utilizado nos espectros sintéticos de HD 140283.

$\lambda(\text{\AA})$	FWHM ( $\text{km.s}^{-1}$ )	$\lambda(\text{\AA})$	FWHM ( $\text{km.s}^{-1}$ )
4132.899	6.27	4219.360	6.38
4134.678	6.39	4222.213	6.49
4136.998	6.63	4225.454	6.37
4143.415	6.26	4233.603	6.59
4147.669	6.37	4238.810	6.59
4154.499	6.48	4282.403	6.17
4154.806	6.48	4430.614	6.53
4157.780	6.47	4442.339	6.51
4175.636	6.57	4443.194	6.51
4184.892	6.43	4447.717	6.50
4187.039	6.31	4461.653	6.03
4191.431	6.18	4466.552	6.25
4199.095	6.29	4489.739	6.22
4210.344	6.16	4494.563	6.32
4217.546	6.38		

Muitos autores analisaram cuidadosamente os parâmetros de alargamento de linha em HD 140283, incluindo rotação. Recentemente, Gallagher et al. (2010) determinaram  $v.\text{seni} < 3.9 \text{ km.s}^{-1}$  como um limite superior. Nesse trabalho o espectro sintético foi convoluído com um perfil Gaussiano, que leva em consideração os efeitos de alargamento por macroturbulência e rotação, além dos efeitos instrumentais. Foi medida a largura a meia altura (FWHM, do inglês *full width at half maximum*) de vinte e nove linhas de Fe I, e o valor médio obtido  $\text{FWHM} = 6.38 \text{ km.s}^{-1}$  foi aplicado para convoluir o espectro calculado.

A figura 2.4 mostra alguns ajustes típicos utilizados na análise, para os casos das linhas Fe I 4143.415 Å, Fe I 4154.806 Å, Fe I 4430.614 Å e Fe I 4461.653 Å, assim como um gráfico dos valores de FWHM em função das larguras equivalentes para todas as linhas medidas. As informações completas estão listadas na tabela 2.2. Importante notar que todas as linhas utilizadas apresentam  $\text{EW} < 50 \text{ mÅ}$  para evitar incertezas do cálculo de alargamento das asas das linhas, assim como  $\text{EW} > 10 \text{ mÅ}$  para evitar a introdução de linhas fracas no cálculo da média, que possuem incertezas devido à razão sinal-ruído finita do espectro observado.

Na figura também é possível verificar o resíduo assimétrico típico nas asas vermelhas nos ajustes das linhas de ferro, conforme notado por outros autores, mostrando a dificuldade em ajustar as linhas de absorção com perfis sintéticos 1D LTE. Gallagher et al. (2012) investigaram os efeitos dos desvios na condição de equilíbrio termodinâmico local (NLTE, do inglês *non-local thermodynamic equilibrium*) nas linhas de ferro e mostram uma correção de  $\Delta\text{FWHM} \sim -0.1 \text{ km.s}^{-1}$  no parâmetro de convolução, mas a qualidade global do ajuste não é melhor, levando os autores a propor a necessidade de algum outro mecanismo para reproduzir os dados observacionais.

### 2.2.3 Carbono e vanádio

As linhas de európio usadas no presente trabalho são fracas e estão localizadas em regiões com a presença de bandas moleculares de CH nas proximidades. Para garantir a confiabilidade dos resultados, inicialmente foi importante verificar a qualidade das bandas de CH no espectro sintético calculado.

A figura 2.5 mostra o ajuste realizado às linhas de transições eletrônicas da banda molecular de CH AX (banda G) na estrela HD 140283. Pode-se verificar que o espectro é bem

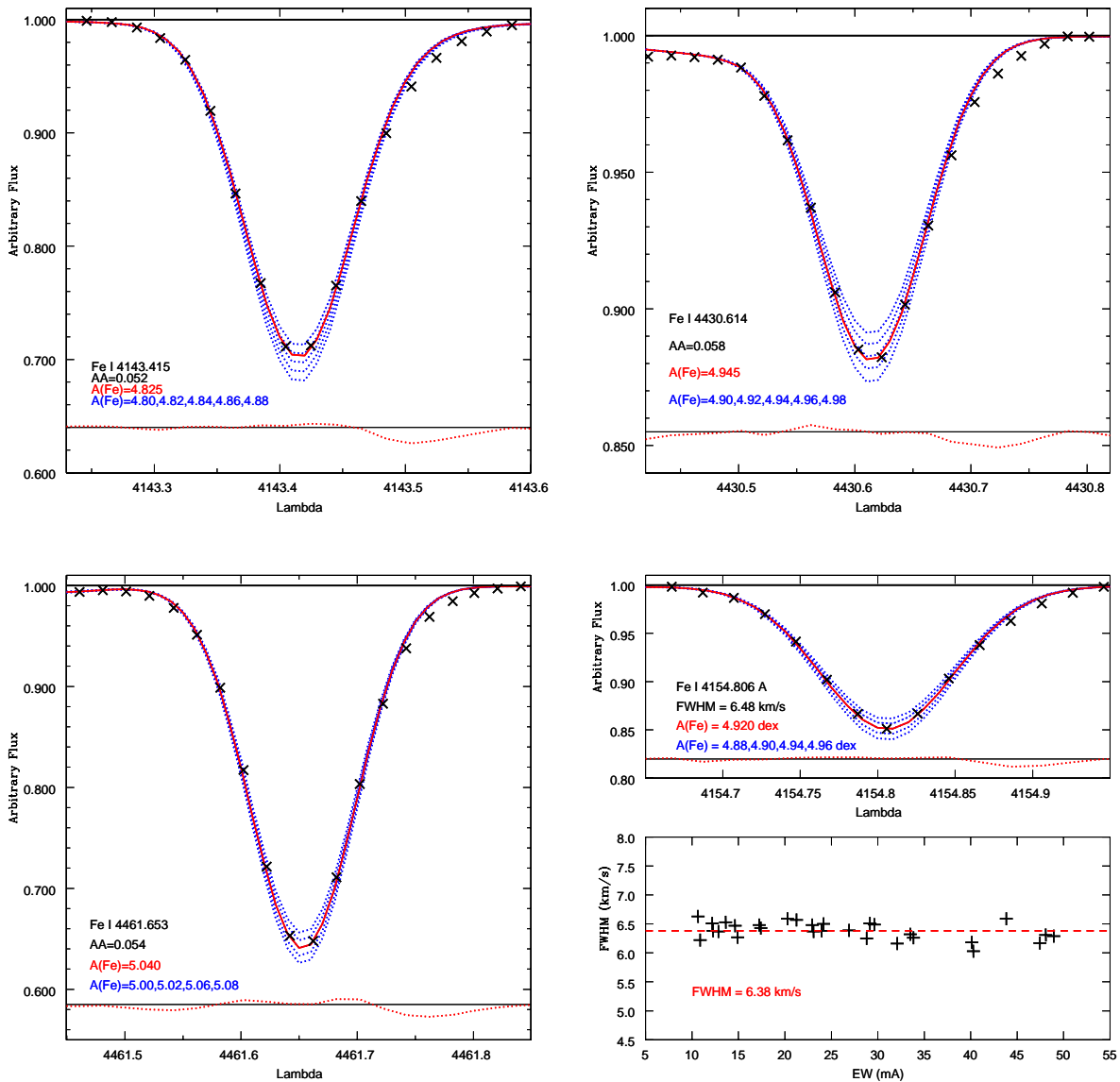


Figura 2.4: Exemplos de ajustes utilizados para as linhas Fe I 4143.415 Å, Fe I 4154.806 Å, Fe I 4430.614 Å e Fe I 4461.653 Å. Cruzes: observações. Linhas pontilhadas azuis: espectros sintéticos calculados com as abundâncias indicadas nas figuras. Linhas cheias vermelhas: espectro sintético calculado com a melhor abundância, também indicada nas figuras. Linhas pontilhadas vermelhas: resíduos dos ajustes. Somas: valores de FWHM para as 29 linhas de Fe I. Linha tracejada vermelha: valor médio FWHM = 6.38 km.s<sup>-1</sup>.

descrito pelo modelo quando esse último utiliza a abundância de carbono  $A(\text{C}) = +6.30$  dex adotada de Honda et al. (2004). De fato, várias outras regiões com bandas de CH foram analisadas e todas apresentaram um bom ajuste, de maneira que pouca ou nenhuma influência nos resultados de európio como consequência das bandas de CH é esperada.

Outro elemento importante a ser verificado é o vanádio. Apenas duas linhas de európio são fortes o suficiente para serem usadas nessa estrela, e uma delas, a linha Eu II 4205.05 Å,

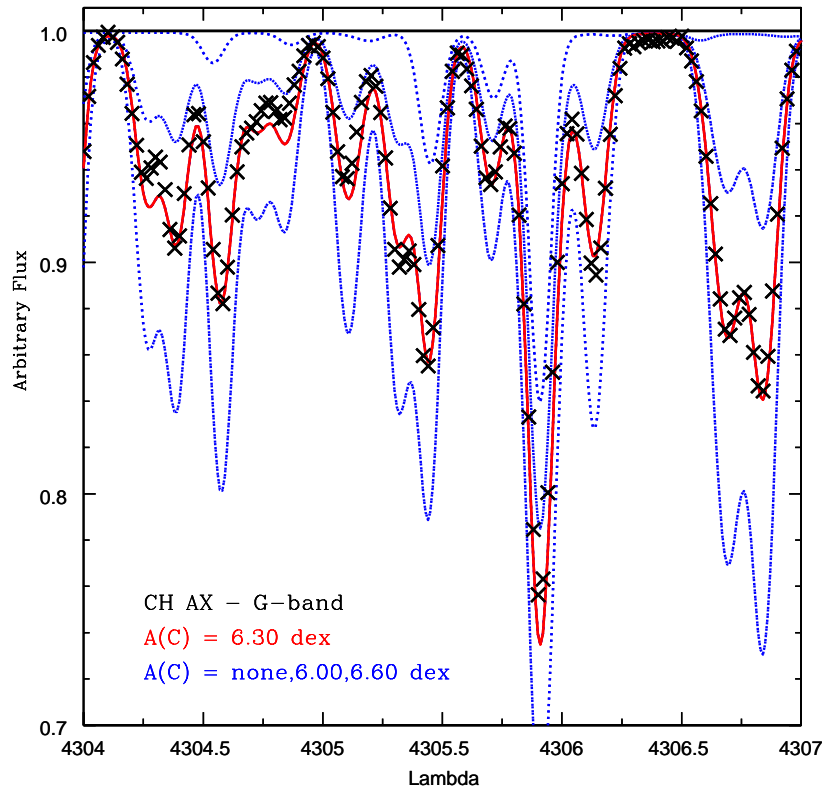


Figura 2.5: Ajuste de linhas da banda molecular de CH (banda G) em HD 140283. Símbolos: idem ao caso da figura 2.4.

apresenta um *blend* com a linha V II 4205.08 Å. Logo, a correta determinação da abundância de vanádio é fundamental na análise do európio. A tabela 2.3 apresenta todas as linhas de V I e V II utilizadas nessa tarefa, enquanto a figura 2.6 mostra exemplos típicos de ajustes da análise, para as linhas V II 3899.129 Å, V II 4002.936 Å, V II 4005.705 Å e V II 4023.378 Å. É interessante notar que todas as linhas mostradas na figura 2.6 são bastante fracas, com intensidades menores do que 1% em relação ao nível do contínuo local, mas a alta qualidade do espectro utilizado permite um ajuste confiável ao perfil em cada um dos casos.

A partir das cinco linhas de V I foi obtida a abundância média  $A(V) = +1.35 \pm 0.10$  dex, enquanto as sete linhas de V II fornecem  $A(V) = +1.72 \pm 0.10$  dex, mais elevado do que o resultado a partir das linhas do estado neutro. Com o conjunto completo das linhas o resultado obtido é  $A(V) = +1.56 \pm 0.11$  dex para a abundância final de vanádio, em excelente acordo com  $A(V) = +1.55$  dex obtido por Honda et al. (2004), que por sua vez utilizou apenas três linhas de vanádio, marcadas na tabela 2.3 com asterisco.

Tabela 2.3 - Lista de linhas de vanádio usadas no presente trabalho, assim como as respectivas abundâncias. \*: linhas usadas por Honda et al. (2004). \*\*: linha classificada como “não identificada” por Honda et al. (2004).

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	A(V)	[V/Fe]
V I				
3855.841	0.069	0.013	+1.28	-0.11
4379.230*	0.301	0.580	+1.35	-0.04
4384.712	0.287	0.510	+1.27	-0.12
4389.976**	0.275	0.200	+1.45	+0.06
4408.193	0.275	0.020	+1.40	+0.01
V II				
3899.129	1.805	-0.784	+1.78	+0.39
3916.411	1.428	-1.053	+1.83	+0.44
3951.960*	1.476	-0.784	+1.60	+0.21
3997.117	1.476	-1.230	+1.65	+0.26
4002.936	1.428	-1.447	+1.75	+0.36
4005.705*	1.817	-0.522	+1.66	+0.27
4023.378	1.805	-0.689	+1.75	+0.36

#### 2.2.4 Abundância de európio

Os indicadores de abundância de európio em HD 140283 são as duas linhas de ressonância de Eu II centradas em 4129.70 Å and 4205.05 Å. Os espectros sintéticos dessas regiões foram calculados seguindo a descrição anterior, usando para isso a estrutura hiperfina das transições de európio obtidas por Kurucz<sup>5</sup>.

A linha Eu II 4129.70 Å não apresenta *blends* identificados, mas a posição do contínuo é definida pelas asas da linha H $\delta$  da série do hidrogênio, centrada em 4101.71 Å. Além disso, existe uma pequena estrutura na asa azul dessa linha no espectro observado, que pode ser interpretada como uma transição não identificada nessa região. Foram verificados outros espectros da estrela HD 140283 obtidos com diferentes instrumentos, mas a resolução e a razão sinal-ruído dos mesmos não são altas o suficiente para permitir resolver esse perfil de absorção. A partir da lista de transições conhecidas, aquela que apresenta maior compatibilidade com o comprimento de onda da estrutura é a linha Ti I 4129.643 Å, mas

<sup>5</sup> <http://kurucz.harvard.edu/atoms/6301/>

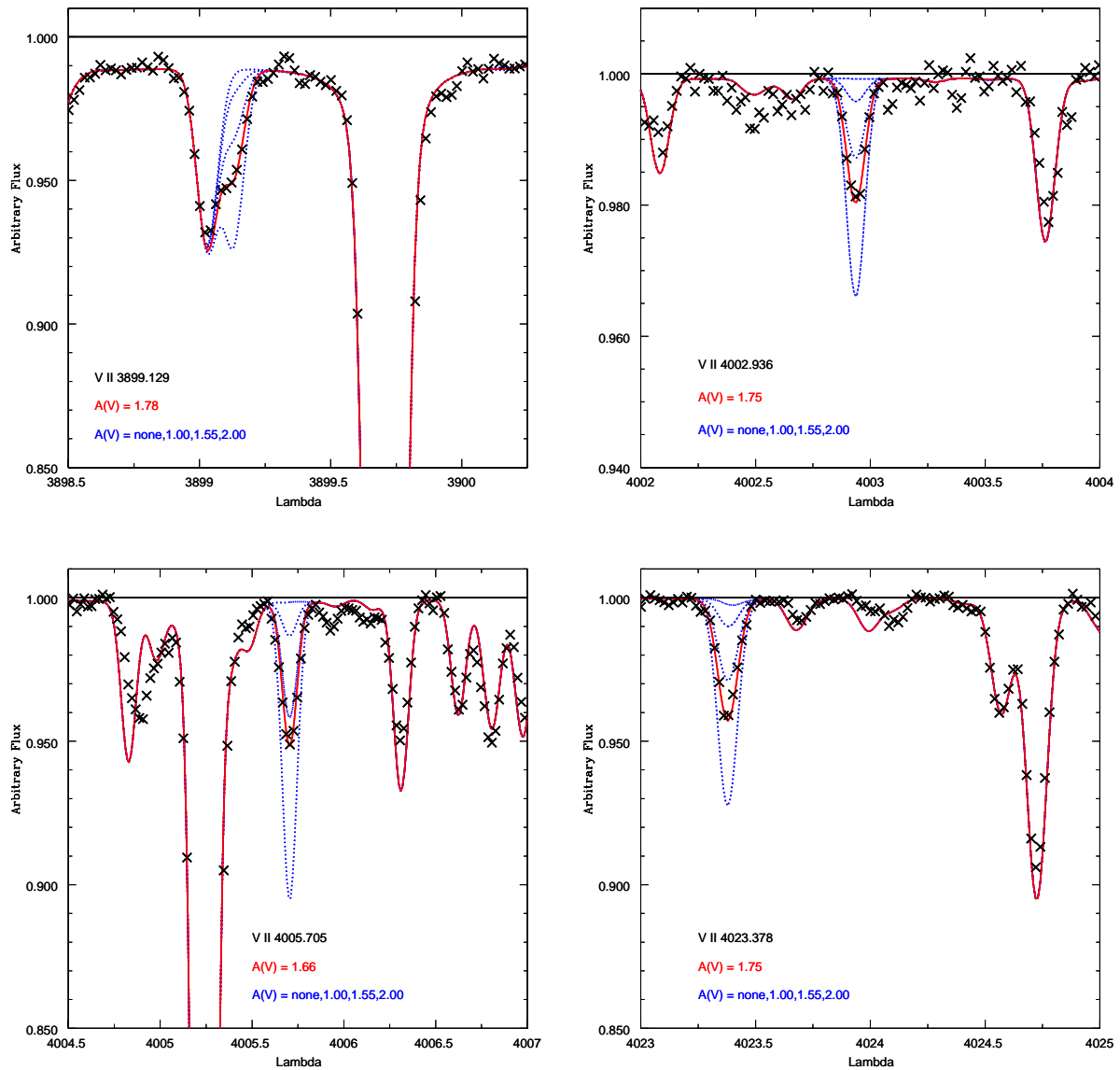


Figura 2.6: Exemplos de ajustes utilizados para as linhas V II 3899.129 Å, V II 4002.936 Å, V II 4005.705 Å e V II 4023.378 Å. Símbolos: idem ao caso da figura 2.4.

foi necessário aumentar artificialmente o valor de força de oscilador dessa transição por um fator próximo a 100 para ajustar o perfil, situação essa que fornece  $A(\text{Eu}) = -2.43$  dex para a abundância de európio.

De maneira mais otimista, outra interpretação possível é que essa estrutura seja efeito do ruído no espectro observado, e nesse caso a abundância de európio é  $A(\text{Eu}) = -2.25$  dex, maior do que o caso anterior, e o ajuste utilizado ao perfil está representado pela linha sólida vermelha da figura 2.7 (painel superior). Finalmente, também é possível que essa região do espectro apresente algum problema observacional, como pixels danificados no

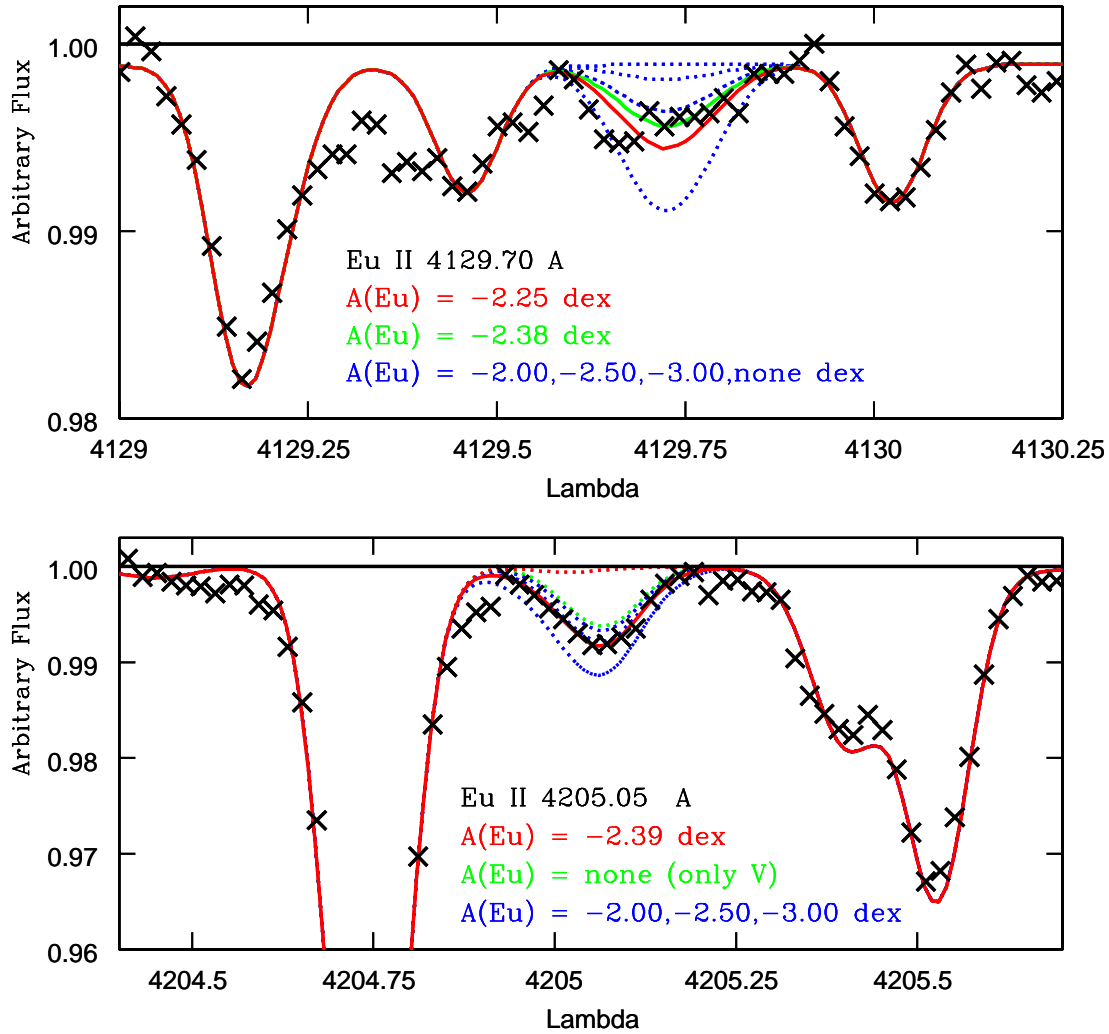


Figura 2.7: Ajuste das linhas Eu II 4129.70 Å e Eu II 4205.05 Å em HD 140283. Cruzes: observações. Linhas pontilhadas: espectros sintéticos calculados com as abundâncias indicadas nas figuras (azul), apenas com a contribuição de vanádio (verde) e sem a contribuição de európio e vanádio (vermelho). Linhas sólidas: espectro sintético calculado com a melhor abundância de európio (vermelho) e com um limite mínimo (verde), também indicados nas figuras.

detector CCD, e nesse caso o melhor ajuste é aquele representado pela linha verde da figura 2.7 (painel superior), que fornece  $A(\text{Eu}) = -2.38 \text{ dex}$  para a abundância procurada. Foi então decidido assumir essas diferentes possibilidades dentro da incerteza observacional e adotar a abundância média  $A(\text{Eu}) = -2.35 \pm 0.07 \text{ dex}$  como resultado final para essa linha. Usando a abundância solar de európio  $A(\text{Eu}) = +0.52 \pm 0.03 \text{ dex}$  determinada por Caffau et al. (2011), tem-se a razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = -0.27 \pm 0.12 \text{ dex}$ .



Por outro lado, conforme já descrito, a linha V II 4205.08 Å é a componente dominante sobre o perfil correspondente à linha Eu II 4205.05 Å. Essa transição de vanádio é caracterizada pelo valor de força de oscilador  $\log gf = -1.30$  e pelo valor de potencial de excitação  $\chi_{ex} = +2.04$  eV. Calculando o espectro sintético dessa região sem a contribuição do európio, foi possível analisar a influência da abundância de vanádio  $A(V) = +1.56$  dex nesse perfil. A linha pontilhada verde na figura 2.7 (painel inferior) mostra esse resultado, a partir do qual observa-se a necessidade de incluir a abundância de európio para explicar a intensidade da linha no espectro observado. A linha pontilhada vermelha na mesma figura é o cálculo sem contribuição de európio e vanádio. Assim, o melhor ajuste é aquele obtido com  $A(Eu) = -2.39 \pm 0.08$  dex representando a abundância de európio, correspondente a uma razão de abundâncias  $[Eu/Fe] = -0.31 \pm 0.12$  dex, em bom acordo com o valor obtido com a linha anterior.

Uma vez que a linha de vanádio sobre Eu II 4205.05 Å é uma transição do estado ionizado, também verificou-se o comportamento do espectro sintético na região usando a abundância mais elevada de vanádio  $A(V) = +1.72$  dex obtida com as linhas de V II. Como mostrado na figura 2.8, essa abundância elevada, representada pela linha cheia vermelha do painel superior, faz com que o perfil observado seja compatível com a ausência de európio. Entretanto, também observa-se uma assimetria na asa azul da linha no espectro observado, em relação ao espectro calculado. Ainda que possa haver alguma linha desconhecida, olhando para a contribuição da linha de európio nessa região, conforme os cálculos mostrados no painel inferior da figura 2.8, parece razoável que essa componente seja necessária para reproduzir o perfil assimétrico em questão.

Além disso, a abundância de vanádio obtida pelas linhas de V II apresenta um desvio padrão de  $\sigma = 0.08$  dex, o que significa que é possível encontrar baixas abundâncias para certa linha dentro de determinada probabilidade, como por exemplo  $A(V) = +1.60$  dex (linha V II 3951.960 Å na tabela) com 7% de probabilidade, assumindo uma distribuição Gaussiana. Assim, a abundância  $A(Eu) = -2.39$  dex obtida com a linha Eu II 4205.05 Å deve ser utilizada como um limite superior para a abundância de európio, mas consistente com a determinação mais robusta obtida com a linha Eu II 4129.70 Å.

O novo espectro de HD 140283 usado nesse trabalho apresenta uma terceira linha de európio: Eu II 3819.67 Å. Tão fraco quanto os outros dois já apresentados, ou seja, com intensidade da ordem de 1% em relação ao nível do contínuo, esse perfil possui *blends* com

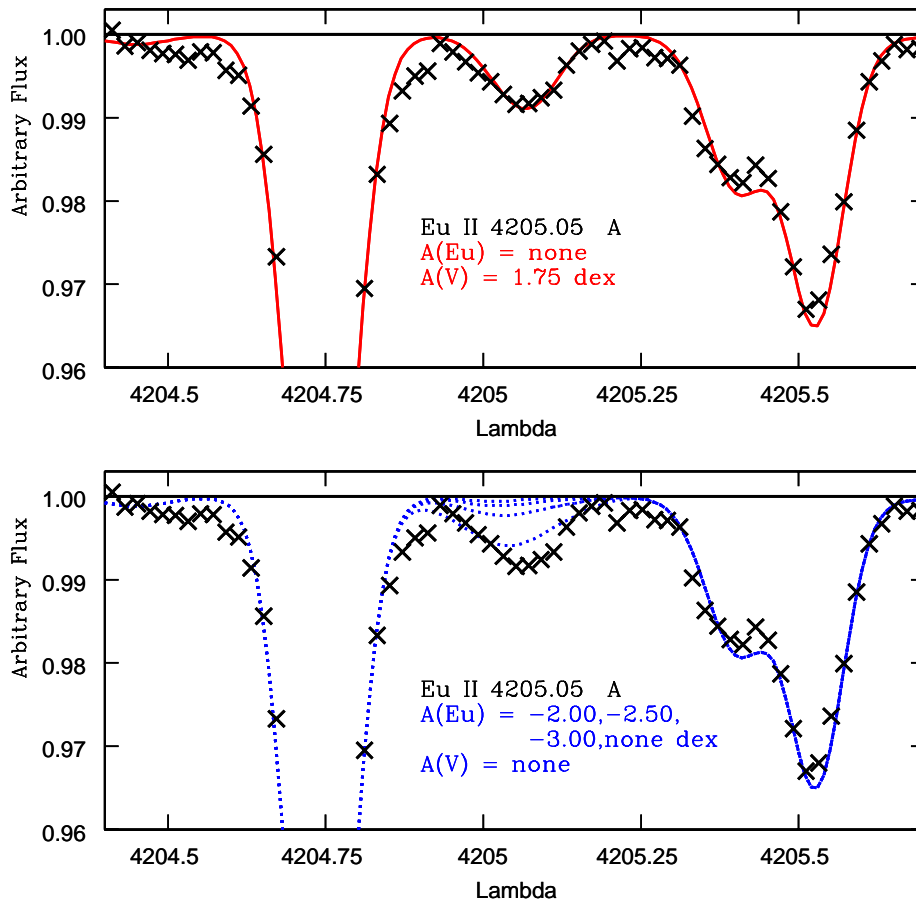


Figura 2.8: Ajustes da linha Eu II 4205.05 Å em HD 140283 para avaliação das componentes. Cruzes: observações. Linha cheia vermelha: espectro sintético calculado com  $A(V\ II) = +1.75$  dex. Linhas pontilhadas azuis: espectros sintéticos calculados apenas com a contribuição de európio, com as abundâncias indicadas na figura.

outras linhas fracas e está localizado na asa azul da linha forte de ferro Fe I 3820.42 Å. Somado ao fato dessa região do espectro observado apresentar o valor da razão sinal-ruído menor do que nos outros casos, essa terceira linha não pode ser utilizada como indicador confiável para a abundância de európio. Entretanto, o espectro sintético da região, calculado usando a abundância obtida pela linha Eu II 4129.70 Å, apresenta compatibilidade com os dados observados.

O elemento európio apresenta dois isótopos estáveis,  $^{151}\text{Eu}$  e  $^{153}\text{Eu}$ , e a razão isotópica de 0.5:0.5 para Eu 151:153 foi adotada para os cálculos até aqui descritos. Entretanto, a razão isotópica do Sistema Solar para esse elemento é 0.48:0.52, conforme descrito em Arlandini et al. (1999). Decidiu-se então verificar se as linhas de európio aqui utilizadas

são sensíveis o suficiente para detectar a variação desses parâmetros, de maneira que toda a análise foi refeita utilizando agora a razão isotópica solar. Uma vez que os resultados foram idênticos, conclui-se que o valor exato desse parâmetro não é relevante para o caso dessa análise.

### 2.2.5 Abundância de bário

Gallagher et al. (2010) fornecem o valor  $A(\text{Ba}) = -1.29 \pm 0.08$  dex como resultado para a abundância de bário, usando as linhas Ba II 4554 Å e 4934 Å como indicadores, o que corresponde à razão de abundâncias  $[\text{Ba}/\text{H}] = -3.46 \pm 0.11$  dex quando adota-se a abundância solar de bário  $A(\text{Ba}) = +2.17 \pm 0.07$  dex de Lodders et al. (2009). O bário é um elemento importante na avaliação da origem dos elementos pesados em uma estrela pobre em metal, de maneira que ele também foi calculado usando o novo espectro de HD 140283. A partir das mesmas linhas usadas por Gallagher et al. (2010), o valor obtido no presente trabalho foi  $A(\text{Ba}) = -1.27 \pm 0.11$  dex ( $[\text{Ba}/\text{H}] = -3.45 \pm 0.13$  dex), em bom acordo com o resultado anterior.

### 2.2.6 Análise das incertezas

Os parâmetros atmosféricos adotados na realização da síntese espectral apresentam erros típicos:  $\Delta T_{eff} = 100$  K,  $\Delta \log g = 0.1$  [cgs] e  $\Delta V_t = 0.1$  km.s<sup>-1</sup>. As incertezas nas abundâncias provenientes de cada uma dessas três fontes foram estimadas de maneira independente, e os resultados estão mostrados na tabela 2.4. Os modelos, denominados de B, C e D, são comparados com o modelo atmosférico original A.

Entretanto, a soma quadrática das várias fontes de incerteza não é a melhor maneira de estimar a incerteza total nesse caso, uma vez que os parâmetros atmosféricos não são independentes entre si, situação essa que introduz termos de covariância significativos nos cálculos. Para evitar realizar a estimação dessa matriz de correlação e a introdução de fontes de erro incontroláveis, foi obtido um novo modelo atmosférico com temperatura 100 K mais baixa, determinando-se a correspondente gravidade superficial e a velocidade de microturbulência a partir do método tradicional. Requerindo que as abundâncias de ferro obtidas por linhas de Fe I e Fe II sejam idênticas, determina-se o melhor valor de  $\log g$ , enquanto que a velocidade de microturbulência é obtida forçando que as abundâncias de ferro sejam independentes dos valores de largura equivalente das linhas usadas. O resultado

Tabela 2.4 - Incertezas nas abundâncias de HD 140283 devido aos parâmetros atmosféricos.

A:	$T_{\text{eff}} = 5750$ ,	$\log g = 3.7$ dex,	$V_t = 1.4$ km.s <sup>-1</sup>	
B:	$T_{\text{eff}} = 5750$ ,	$\log g = 3.6$ dex,	$V_t = 1.4$ km.s <sup>-1</sup>	
C:	$T_{\text{eff}} = 5750$ ,	$\log g = 3.7$ dex,	$V_t = 1.3$ km.s <sup>-1</sup>	
D:	$T_{\text{eff}} = 5650$ ,	$\log g = 3.7$ dex,	$V_t = 1.4$ km.s <sup>-1</sup>	
E:	$T_{\text{eff}} = 5650$ ,	$\log g = 3.3$ dex,	$V_t = 1.2$ km.s <sup>-1</sup>	
Elemento	$\Delta_{B-A}$	$\Delta_{C-A}$	$\Delta_{D-A}$	$\Delta_{E-A}$
[Fe/H]	0.00	+0.01	-0.08	-0.07
[C/Fe]	+0.03	-0.02	-0.11	+0.01
[V/Fe]	-0.01	-0.02	+0.04	-0.09
[Ba/Fe]	-0.04	0.00	+0.01	-0.09
[Eu/Fe]	-0.07	-0.03	+0.01	-0.05

obtido é um modelo com  $T_{\text{eff}} = 5650$  K,  $\log g = 3.3$  [cgs] e  $V_t = 1.2$  km.s<sup>-1</sup>, denominado modelo E na tabela 2.4, com o qual as abundâncias foram novamente determinadas, e cujas diferenças em relação ao modelo original A fornecem as incertezas procuradas.

Os erros observacionais no caso do vanádio e do ferro foram estimados pelo desvio padrão das abundâncias de cada linha individual, para cada um dos elementos, e levam em consideração as incertezas de definição do contínuo, o ajuste do perfil da linha e as incertezas das forças de oscilador das linhas usadas. No caso do carbono, foi utilizado o mesmo erro adotado para o vanádio, pois diferenças significativas no comportamento de ambos os elementos não são esperadas. Finalmente, o erro observacional do európio foi estimado utilizando um método particular, descrito na seção 2.2.4.

### 2.3 Comparação com a literatura

A tabela 2.5 apresenta uma lista de abundâncias de európio medidas em HD 140283 por trabalhos anteriores. Sem a pretensão de ser uma revisão completa, discute-se aqui com mais detalhes alguns dos resultados prévios importantes.

Em um estudo de abundâncias químicas de elementos de captura de nêutrons em vinte estrelas muito pobres em metais do halo Galáctico, Gilroy et al. (1988) usaram espectros com resolução  $R \sim 35000$  e com razão sinal-ruído de ao menos 100 para derivar uma razão

*Tabela 2.5* - Parâmetros atmosféricos e abundâncias de európio obtidos em trabalhos anteriores para HD 140283. Referências: (G88) Gilroy et al. (1988); (M89) Magain (1989); (GS94) Gratton e Sneden (1994); (GA10) Gallagher et al. (2010); (PT) Presente trabalho.

Referência	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$V_t$ (km.s $^{-1}$ )	[Fe/H]	[Eu/Fe]
G88	5650	3.3	1.5	-2.3	$+0.09 \pm 0.20$
M89	5640	3.1	1.5	-2.75	$+0.21 \pm 0.16$
GS94	5690	3.58	0.6	-2.50	$+0.09 \pm 0.17$
GA10	5750	3.70	1.4	-2.59	$< -0.21$
PT	5750	3.70	1.4	-2.60	$-0.27 \pm 0.12$

de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = +0.09 \pm 0.20$  dex em HD 140283. O erro apresentado na tabela 2.5 é o valor típico para elementos pesados apresentado pelos autores. A grade de modelos atmosféricos empregada foi interpolada a partir daquela descrita em Gustafsson et al. (1975) e Bell et al. (1976). Para levar em consideração a estrutura hiperfina das linhas de európio, os autores adotaram as informações apresentadas em Sneden e Parthasarathy (1983) e o código de análise de Sneden (1973).

Magain (1989) também usou espectros com razão sinal-ruído da ordem de 100 e resolução  $R \sim 15000$  para medir a razão  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = +0.21 \pm 0.16$  dex na estrela em questão. O valor é resultado de forçar que as larguras equivalentes calculadas sejam iguais àquelas medidas em HD 140283, e os modelos atmosféricos utilizados foram uma versão do programa MARCS (Gustafsson et al., 1975). Uma vez que a incerteza da medida de európio não é fornecida por Magain (1989), o valor foi estimado usando a influência dos parâmetros atmosféricos sobre a razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$ , junto com a incerteza observacional das linhas de ferro, obtendo-se assim um limite inferior.

Por outro lado, Gratton e Sneden (1994) usaram espectros com resolução e razão sinal-ruído mais altos, em torno de 50000 e 150 respectivamente, fornecendo a razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = +0.09 \pm 0.17$  dex para HD 140283. O erro aqui apresentado foi estimado usando o mesmo método aplicado ao caso de Magain (1989). Os modelos atmosféricos, por sua vez, são novamente aqueles usados por Gilroy et al. (1988). Para levar em consideração a estrutura hiperfina das linhas, foram adotados os dados de Steffen (1985).

Recentemente, Gallagher et al. (2010) usaram um espectro com resolução ainda mais

elevada,  $R \sim 95000$ , e razão sinal-ruído de 870-1110, valores muito superiores àqueles dos espectros até então analisados, obtendo apenas um limite superior para a abundância de európio,  $[\text{Eu}/\text{Fe}] < -0.21$  dex. Os espectros sintéticos foram calculados utilizando os modelos atmosféricos de KURUCZ06 em conjunto com o código 1D LTE ATLAS, e as linhas de európio foram sintetizadas a partir das informações de estrutura hiperfina presentes em Krebs e Winkler (1960) e Becker et al. (1993). Além disso, a razão isotópica de 0.5:0.5 para as espécies Eu 151:153 foi adotada. A partir desse resultado os autores questionam então os valores obtidos para essa abundância em trabalhos prévios, assim como a origem dos elementos pesados na atmosfera de HD 140283.

A nova abundância de európio apresentada nesse trabalho está de acordo com o limite estabelecido por Gallagher et al. (2010), mostrando que espectros de alta qualidade são fundamentais para o cálculo de abundâncias usando linhas fracas. Os valores mais elevados obtidos em trabalhos anteriores para essa estrela provavelmente são consequência da dificuldade em resolver o perfil da linha em meio ao ruído da região.

## 2.4 Discussão

Foi apresentada uma detecção genuína de európio na estrela HD 140283 usando um espectro com a mesma alta qualidade daquele utilizado por Gallagher et al. (2010). A partir da linha Eu II 4129.70 Å foi adotado  $A(\text{Eu}) = -2.35 \pm 0.07$  dex como o valor final dessa abundância, que é consistente com o limite superior  $A(\text{Eu}) = -2.39$  dex estabelecido pela linha Eu II 4205.05 Å. Usando a abundância solar de európio  $A(\text{Eu}) = +0.52 \pm 0.03$  dex (Caffau et al., 2011), obtém-se a razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = -0.27 \pm 0.12$  dex. Considerando a abundância de bário calculada por Gallagher et al. (2010), se tal elemento fosse produzido apenas pelo processo-s, então não deveria haver európio na atmosfera dessa estrela, mas no caso de uma contribuição exclusiva do processo-r, então a previsão é que exista uma abundância de európio da ordem de  $A(\text{Eu}) = -2.23$  dex, segundo Simmerer et al. (2004). Os novos resultados aqui apresentados são compatíveis com esse último caso.

É importante notar que Mashonkina et al. (2012) apresentam correções de NLTE às abundâncias de európio obtidas pela linha Eu II 4129 Å em atmosferas de estrelas frias. Usando um modelo com os parâmetros atmosféricos  $T_{eff} = 5780$  K e  $\log g = 4.4$  [cgs], os autores encontram  $\Delta\text{NLTE}(\text{Eu}) = +0.03$  dex em estrelas de metalicidade solar. Por outro

lado, o valor de  $\Delta\text{NLTE}(\text{Eu}) = +0.07$  dex é obtido para essa correção por meio de um modelo de metalicidade  $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.00$  dex, mais parecido com a estrela aqui estudada, mas com  $T_{\text{eff}} = 5000$  K e  $\log g = 1.5$  [cgs]. De qualquer maneira, os resultados mostram que a correção de NLTE é pequena para o caso do európio nesse tipo de estrelas, e o comportamento geral é de aumentar a abundância em questão, o que aplicado ao caso de HD 140283 com o novo resultado aqui obtido levaria a um acordo ainda melhor entre a abundância observada e a previsão de enriquecimento por processo-r.

Com as abundâncias de európio e bário determinadas nesse trabalho, calcula-se a razão  $[\text{Eu}/\text{Ba}] = +0.58 \pm 0.15$  dex em HD 140283. A abundância de bário obtida por Gallagher et al. (2010) e a nova abundância de európio aqui apresentada levam ao valor  $[\text{Eu}/\text{Ba}] = +0.60 \pm 0.13$  dex, mostrando a consistência dos resultados. O mesmo acontece com o limite superior  $[\text{Eu}/\text{Ba}] = +0.66$  dex fornecido em Gallagher et al. (2010). Essa razão é interessante, uma vez que permite a avaliação da contribuição relativa do processo-r e do processo-s na produção dos elementos de captura de nêutrons além do pico do ferro. A figura 2.9 compara essa razão em HD 140283 com dados de outras estrelas selecionadas a partir de trabalhos anteriores, como função da metalicidade (Gilroy et al., 1988; Ryan et al., 1991; Gratton e Sneden, 1994; McWilliam et al., 1995; Burris et al., 2000; Norris et al., 2001; Honda et al., 2004; François et al., 2007).

A linha pontilhada da figura 2.9 representa o valor  $[\text{Eu}/\text{Ba}]_r = +0.698$  dex para essa razão de abundâncias, associado com uma contribuição pura de processo-r aos elementos de captura de nêutrons, de acordo com Simmerer et al. (2004), enquanto os mesmos autores fornecem a razão  $[\text{Eu}/\text{Ba}]_s = -1.621$  dex como o valor associado ao padrão de abundâncias devido puramente ao processo-s. A linha sólida apresenta essa razão de abundância para o Sistema Solar. Pode-se observar que o valor obtido para HD 140283 está de acordo com a tendência observada em estrelas pobres em metais e é compatível com um forte enriquecimento em elementos do processo-r, com pouca contribuição do processo lento. Dessa maneira, os resultados nos levam a concluir que a origem dos elementos de captura de nêutrons presentes na atmosfera dessa estrela está associada principalmente ao processo rápido.

Assumindo que o európio é produzido apenas pelo processo-r (97% na composição do Sistema Solar segundo Simmerer et al., 2004), é possível estimar qual é a fração de bário nessa estrela que foi produzida pelo processo-s. Enquanto o valor da razão de abundâncias

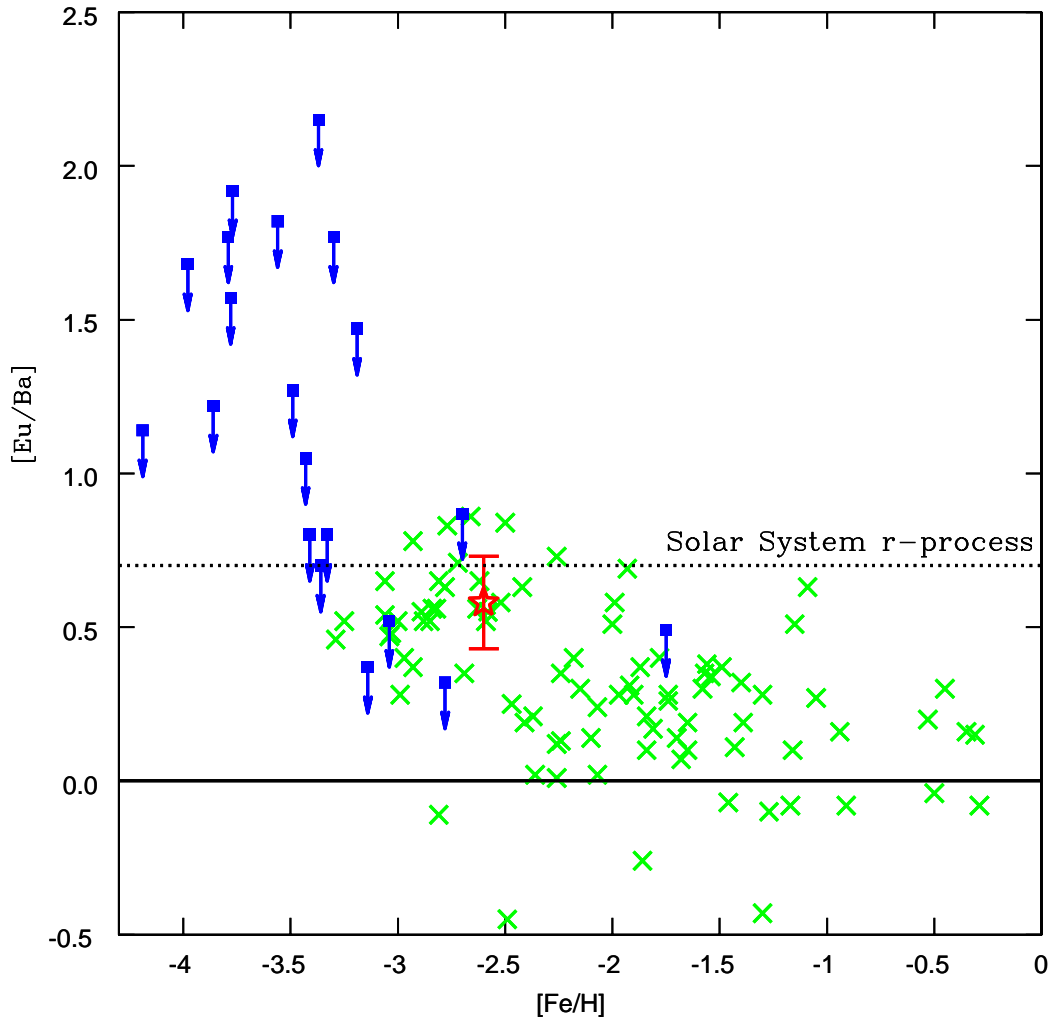


Figura 2.9: Razão de abundâncias  $[Eu/Ba]$  como função da metalicidade  $[Fe/H]$ . O valor de HD 140283 está representado pela estrela vermelha. As cruces verdes representam os dados da literatura (ver texto) para outras estrelas pobres em metais. Quadrados azuis representam as estrelas com apenas um limite superior de európio determinado. A linha pontilhada indica a razão de abundâncias prevista por (Simmerer et al., 2004) para o processo-r no Sistema Solar, enquanto a linha sólida representa a razão para as abundâncias atuais do Sistema Solar.

$[Eu/Ba]_r = +0.698$  dex e da abundância de európio  $A(Eu) = -2.35$  dex levam ao resultado  $A(Ba) = -1.39$  dex para a abundância de bário que seria esperada exclusivamente pelo processo-r, a abundância de bário  $A(Ba) = -1.27$  dex medida em HD 140283 implica que 11.6% do conteúdo químico de Ba presente na atmosfera da estrela deve ter sido produzido pelo processo-s. Mais do que isso, levando em consideração a incerteza obtida para a razão  $[Eu/Ba]$  nesse trabalho, o valor mais elevado  $[Eu/Ba] = +0.425$  dex fornece o limite superior conservador de 23.9% para a contribuição do processo-s ao padrão de abundância



nessa estrela. Tal limite é dito conservador uma vez que ignora os erros associados com a abundância de európio. Essa fração de processo-s aqui obtida pode explicar parcialmente os resultados das análises isotópicas de bário realizadas por Gallagher et al. (2010, 2012) e outros autores. É importante notar que os resultados aqui apresentados estão dentro dos limites estipulados em Gallagher et al. (2010), mas a abundância de európio obtida é bem definida e acompanhada de uma cuidadosa análise de erros, o que permitiu comparações válidas com previsões de modelos, fazendo com que a conclusão apresentada seja diferente daquela obtida em Gallagher et al. (2010, 2012).

Entretanto, é importante destacar que a partir do cenário atual, não está claro quando o processo-s começa a ser importante na evolução química da Galáxia jovem. Na figura 2.9, os quadrados azuis representam as estrelas com apenas um limite superior de abundância de európio determinada, mostrando que os esforços para detecção desse elemento em estrelas extremamente pobres em metais são importantes para entender a evolução química dos elementos por captura de nêutrons na Galáxia.

## 2.5 Conclusões prévias

Com um espectro de alta resolução e alta razão sinal-ruído, foi possível a determinação genuína da abundância de európio na estrela HD 140283. A partir da linha espectral Eu II 4129.70 Å obteve-se a razão de abundâncias  $A(\text{Eu}) = -2.35 \pm 0.07$  dex, de acordo com a previsão para um forte enriquecimento por processo-r para a origem dos elementos pesados na atmosfera dessa estrela. Junto com a abundância de bário obtida em outros trabalhos (Gallagher et al., 2010, 2012), confirmada com o novo espectro aqui apresentado, obteve-se a razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Ba}] = +0.58 \pm 0.15$  dex, de acordo com a tendência observada para essa razão em estrelas pobres em metais, e compatível com uma origem de processo-r para os elementos de captura de nêutrons na atmosfera de HD 140283. Esse trabalho foi apresentado na forma de artigo e pode ser visto em Siqueira Mello et al. (2012).



### CS 31082-001

Uma pequena fração dentre todas as estrelas extremamente pobres em metais (EMP,  $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$  dex) do halo Galáctico mostra enriquecimento em elementos pesados de captura de nêutrons. O padrão de abundâncias desses elementos está associado com o processo rápido de captura de nêutrons, o processo-r, uma vez que o padrão observado é em geral muito semelhante com aquele obtido para os elementos-r no Sistema Solar (com exceção de tório e urânio).

A partir dessas estrelas, e daquelas mais numerosas e enriquecidas em carbono (estrelas CEMP), aparecem duas questões importantes sobre a produção e enriquecimento por elementos pesados na Galáxia jovem: (i) quais foram os locais de produção? e (ii) quais processos locais de produção de elementos pesados, mistura e enriquecimento na Galáxia jovem poderiam produzir certas combinações de elementos de maneira tão uniforme, em contraste com excessos de outras classes de elementos?

A abundância detalhada dos elementos produzidos pelo processo-r nos mais variados objetos é a melhor pista observacional para trazer vínculos aos diferentes modelos, na tentativa de responder as questões citadas anteriormente. Tais abundâncias são conhecidas em detalhes no Sistema Solar, mas representam a soma da contribuição da nucleossíntese de muitas gerações de estrelas. Um quadro mais claro pode ser obtido considerando os produtos desse mecanismo ejetados ao meio interestelar pelas primeiras gerações de estrelas, conforme guardado nas atmosferas de estrelas pobres em metais de baixa massa, que sobrevivem até hoje.

Conforme discutido no capítulo 1, Beers e Christlieb (2005) classificaram as estrelas pobres em metais enriquecidas por processo-r em estrelas r-I e estrelas r-II, de acordo com o nível de enriquecimento, representado pela abundância de európio na atmosfera da

estrela ( $+0.3 < [\text{Eu}/\text{Fe}] < +1.0$  ou  $[\text{Eu}/\text{Fe}] > +1.0$ , respectivamente). Assim, o fator de enriquecimento em elementos-r apresenta variação contínua entre as estrelas pobres em metais. Uma baixa abundância de bário ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] < 0$ ) também é requerida na classificação, uma vez que esse elemento é um produto principalmente do processo-s, e não é esperado que tal processo esteja presente em metalicidades tão baixas. A identificação de enriquecimento em elementos de processo-s nessa classe de estrelas é geralmente atribuída aos fenômenos de transferência de massa entre uma companheira binária AGB para a atmosfera da estrela em questão.

Vale a pena notar que enquanto algumas estrelas pobres em metais, de fato, parecem fortemente enriquecidas em carbono e elementos do processo-s, indicando poluição tardia por material de uma companheira AGB em sistema binário, conforme citado anteriormente, Hansen et al. (2011) mostraram recentemente que o enriquecimento por elementos do processo-r em estrelas gigantes pobres em metais não está relacionado com nenhum fenômeno de binariedade, de maneira que o enriquecimento do material do meio interestelar a partir do qual essas estrelas foram formadas deve ser o fator responsável.

Até agora são conhecidas doze estrelas gigantes r-II (Hayek et al., 2009), dentre as quais seis delas possuem abundância de tório bem determinada, e duas delas possuem detecção de urânio: CS 31082-001 (Hill et al., 2002) e HE 1523-0901 (Frebel et al., 2007). Recentemente uma estrela anã foi adicionada na lista de estrelas enriquecidas em elementos do processo-r, o objeto SDSS J2357-0052 (Aoki et al., 2010). Os critérios da classificação de Beers e Christlieb (2005) não se aplicam a quatro dessas estrelas citadas, uma vez que elas apresentam  $[\text{Ba}/\text{Fe}] > 0$  (de fato  $[\text{Ba}/\text{Fe}] \sim +1$  dex) e não  $[\text{Ba}/\text{Fe}] < 0$ . Ainda assim a notação é usada para indicar que a abundância de bário, representativa dos elementos do processo-s, está muito abaixo dos valores nos casos de domínio de processo-s, em relação ao caso de puro enriquecimento por processo-r. Tais condições se aplicam em termos de  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.65$  dex para CS 22892-052 (Snedden et al., 2008),  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.46$  dex para CS 31082-001 (Hill et al., 2002),  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -3.24$  dex para HE 1523-0901 (Frebel et al., 2007, calculado com modelo atmosférico tridimensional) e  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.80$  dex para SDSS J2357-0052 (Aoki et al., 2010).

A estrela CS 22183-031, com metalicidade de  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.93$  dex e fator de enriquecimento  $[\text{r}/\text{Fe}] \sim 1.2$  dex (Honda et al., 2004) é um exemplo de objeto com enriquecimento moderado em elementos do processo-r.

As três estrelas gigantes com maior enriquecimento em elementos-r têm atraído grande atenção da comunidade nos últimos anos, e o padrão de abundâncias químicas em suas atmosferas tem sido estudado em considerável detalhe. Um breve panorama histórico desses objetos é apresentado abaixo.

CS 22892-052 ( $T_{eff} = 4760$  K,  $\log g = 1.3$  [cgs],  $[Fe/H] = -3.1$  dex,  $V = 13.2$ ) tem sido muito bem estudada a partir do solo (McWilliam et al., 1995; Sneden et al., 1996, 2000, 2003; Cowan et al., 2005; Cowan e Sneden, 2006) e também do espaço, no ultravioleta próximo, por Cowan et al. (2005), de maneira a determinar a abundância daqueles elementos acessíveis apenas nessa região espectral. O fator de enriquecimento geral em processo-r é  $[r/Fe] \sim +1.7$  dex. O tório também está enriquecido, mas devido ao enriquecimento em carbono  $[C/Fe] \sim +1.0$  dex, a linha U II 3859.6 Å está mascarada por outra linha da molécula de CN, fazendo com que apenas um limite superior de urânio seja detectável.

HE 1523-0901 ( $T_{eff} = 4630$  K,  $\log g = 1.0$  [cgs],  $[Fe/H] = -2.95$  dex,  $V = 11.1$ ) é a estrela mais brilhante dentre as três e também a mais recentemente descoberta. Ela mostra um enriquecimento similar às outras duas ( $[r/Fe] \sim 1.8$  dex), inclusive para os actínídeos. A abundância de carbono é  $[C/Fe] \sim -0.3$  dex, de maneira que a linha de urânio é mensurável em HE 1523-0901, e diferentes pares de elementos pesados foram utilizados para fornecer idades consistentes, quando o método da nucleocosmocronologia é aplicado.

CS 31082-001 é a terceira dessas estrelas gigantes citadas, e também o objeto de estudo do presente trabalho. Dessa maneira, uma descrição mais detalhada dessa estrela é fornecida na seção seguinte.

### 3.1 CS 31082-001: histórico

CS 31082-001 ( $T_{eff} = 4825$  K,  $\log g = 1.5$  [cgs],  $[Fe/H] = -2.9$  dex,  $V = 11.7$ ) é 1.5 magnitudes mais brilhante do que CS 22892-052, e possui fator de enriquecimento em processo-r similar,  $[r/Fe] \sim 1.7$  dex. Entretanto, a abundância reduzida de carbono no valor de  $[C/Fe] \sim 0.0$  dex também permite que as linhas fracas dos elementos pesados sejam mais acessíveis, em particular a linha do urânio.

Essa estrela foi descoberta durante o acompanhamento espectroscópico de média resolução para candidatas a estrelas pobres em metais do catálogo HK (Beers et al., 1992; Beers, 1999). Já, usando espectros do UVES/VLT, foi possível realizar a primeira deter-

minação de  $^{238}\text{U}$  em uma estrela do halo, além de uma determinação precisa da abundância de  $^{232}\text{Th}$  (Cayrel et al., 2001; Hill et al., 2001), o que por sua vez somente foi realizado para outras cinco estrelas r-II. Em seguida, Hill et al. (2002) realizaram um estudo completo das abundâncias na atmosfera de CS 31082-001 para os elementos leves, para aqueles do pico do ferro e para os elementos de captura de nêutrons, mostrando que enquanto os elementos-r eram compatíveis com o padrão residual do Sistema Solar, ao menos para os elementos com número atômico  $56 \leq Z \leq 72$ , as abundâncias dos actinídeos (tório e urânio) apresentavam um fenômeno de enriquecimento excessivo de +0.7 dex em relação ao nível geral do processo-r, sugerindo que a origem dos actinídeos seja desconectada daquela responsáveis pelos elementos do chamado processo-r clássico. Um enriquecimento tardio por transferência de massa também é uma possibilidade, mas CS 31082-001 não apresenta evidências de pertencer a um sistema binário. Vale chamar a atenção para o fato de que outras três estrelas r-II apresentam o fenômeno de excesso de actinídeos: CS 30306-132 (Honda et al., 2004), CS 31078-018 (Lai et al., 2008) e HE 1219-0312 (Hayek et al., 2009). Hill et al. (2002) também mostram que a maior parte dos elementos de captura de nêutrons mais leves apresentam abundâncias abaixo do valor solar, sugerindo uma origem diferente para esse grupo de elementos, conforme discutido no capítulo 1.

Plez et al. (2004) também estudaram essa estrela e determinaram uma abundância confiável de chumbo no valor de  $A(\text{Pb}) = -0.55 \pm 0.15$  dex usando a linha Pb I 4057.718 Å, a partir de um novo espectro obtido com o UVES/VLT, de maior resolução e melhor razão sinal-ruído, confirmando a deficiência em Pb em CS 31082-001 sugerida pelo limite superior de  $A(\text{Pb}) < -0.2$  dex encontrado por Hill et al. (2002). Além disso, esse objeto também foi analisado em vários outros levantamentos sobre estrelas pobres em metais (por exemplo, Cayrel et al., 2004; Honda et al., 2004; Spite et al., 2005; Roederer et al., 2009, 2010), em comparações com modelos de processo-r (por exemplo, Goriely e Arnould, 2001; Schatz et al., 2002; Wanajo et al., 2002, 2003; Wanajo, 2007; Kratz et al., 2007; Farouqi et al., 2008, 2009) e em estudos dedicados à obtenção de dados atômicos mais precisos para transições de elementos de interesse (Cowan et al., 2006; Sneden et al., 2009; Cowan et al., 2011).

Fica então evidente que muitos dos elementos importantes para o estudo dos mecanismos de produção dos padrões de abundância presentes nas estrelas r-II já foram observados em CS 31082-001 a partir do solo. Entretanto, nem todos eles foram determinados, uma

vez que para alguns elementos somente na região ultravioleta existem linhas espectrais que podem ser utilizadas, e observações a partir do espaço feitas com o Telescópio Espacial Hubble (HST, do inglês *Hubble Space Telescope*) são necessárias.

### 3.2 Observações

A estrela CS 31082-001 foi observada com o Telescópio Espacial Hubble (HST) e seu espectro foi obtido com a utilização do espectrógrafo STIS (do inglês *Space Telescope Imaging Spectrograph*) com rede *echelle* E230M e detector NUV-MAMA. Nessa configuração é possível obter espectros com resolução  $R = 30000$  entre 1605 e 3100 Å, e durante uma exposição única a cobertura obtida é de 800 Å ao longo de aproximadamente 20 a 40 ordens. O detector em questão tem fotocátodo de Cs<sub>2</sub>Te e dimensão de 1024 × 1024 pixels. Cada pixel apresenta 25 × 25 μm e a escala de placa é 0.0245 × 0.0248 segundos de arco, fazendo com que o detector tenha um campo de visão de 25.1 × 25.4 segundos de arco<sup>1</sup>.

O programa de observação ID 9359, cujo investigador principal foi Roger Cayrel e do qual a orientadora e co-orientadora do presente trabalho são participantes, necessitou de 48 órbitas para adquirir um espectro com razão sinal-ruído de ~40. As observações ocorreram em setembro de 2002 e em junho e julho de 2003. A redução foi realizada por F. Primas, do ESO, utilizando o *pipeline* do STIS com a inclusão das rotinas mais atualizadas de espalhamento de luz. Os espectros médios foram obtidos no ambiente IRAF usando as rotinas *scombine* e *continuum*, que foram aplicadas apenas às exposições de mais alta qualidade. Problemas de apontamento causaram redução na qualidade de algumas exposições, que foram então descartadas. Os espectros combinados têm a razão sinal-ruído desejada na região entre 2600 Å e 3070 Å. A figura 3.1 mostra parte do espectro reduzido utilizado nesse trabalho, destacando a região em torno da linha da platina Pt I 2929.79 Å.

Uma resolução instrumental de FWHM = 0.02 Å em 2700 Å foi verificada a partir do espectro da lâmpada de tório de comparação, mas a análise aqui apresentada adotou uma convolução um pouco maior, FWHM = 0.09 Å ( $R = 30800$ ), baseada no ajuste do espectro sintético da linha de chumbo Pb I 2833 Å, que apresenta um perfil bastante limpo no espectro observado. O valor mais elevado é consequência da microturbulência na atmosfera da estrela e, provavelmente, provocado pela órbita do telescópio espacial.

---

<sup>1</sup> <http://www.stsci.edu/hst>

Como complemento a essas observações, foi também utilizada a média de três espectros obtidos com o espectrógrafo UVES, centrados em  $3400 \text{ \AA}$ , utilizando o telescópio VLT em outubro de 2001 durante o programa observacional de longa duração *First Stars*. Na região espectral em comum com os espectros obtidos pelo Telescópio Espacial, a saber, entre os valores  $3000 \text{ \AA} < \lambda < 3070 \text{ \AA}$ , o espectro combinado obtido pelo UVES tem maior resolução ( $R = 75000$ ) do que o espectro STIS/HST, com razão sinal-ruído da ordem de 20 em  $3000 \text{ \AA}$  e de 100 em  $3400 \text{ \AA}$ . É importante notar que esse espectro é inédito, ou seja, não foi utilizado em outros trabalhos do programa *First Stars*. A redução desses dados foi realizada usando o ambiente MIDAS: subtração do *bias*, ajuste e subtração do *background* e aplicação da imagem de *flat-field*. A calibração em comprimento de onda foi feita com a utilização de um espectro de referência de lâmpada de Th-Ar. Uma vez que esse espectro foi obtido posteriormente àqueles usados em Hill et al. (2002), ele é chamado de “novo espectro UVES” ao longo desse trabalho.

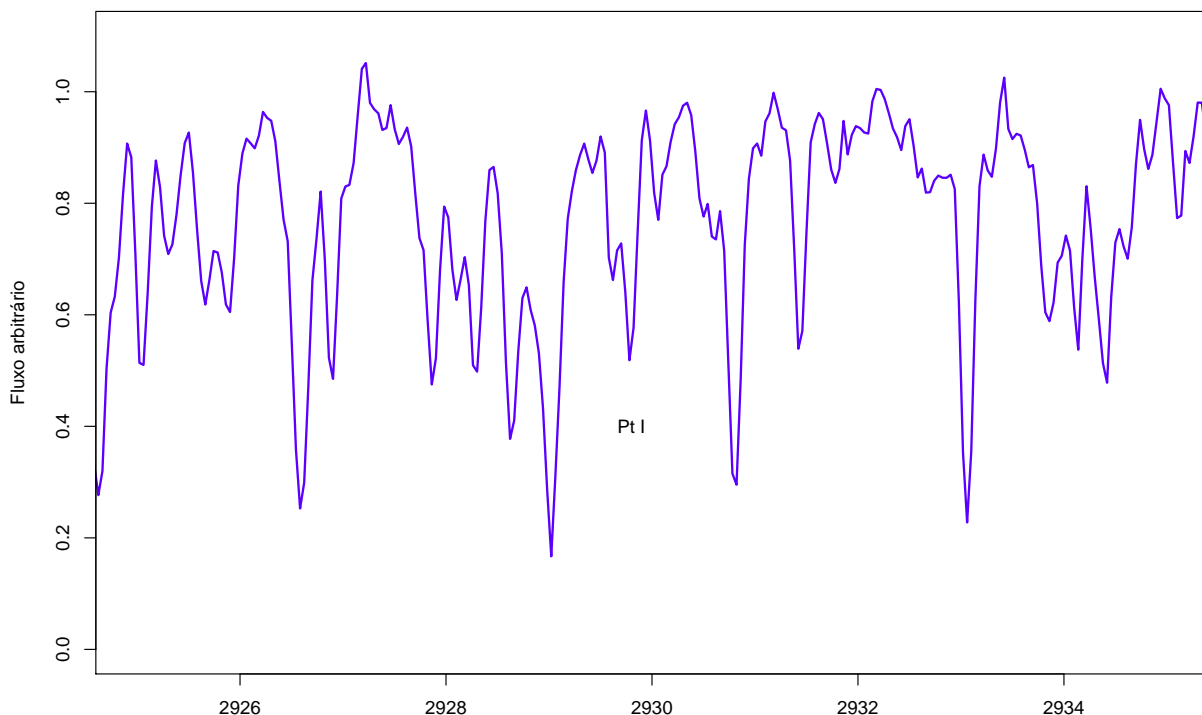


Figura 3.1: Espectro reduzido de CS 31082-001 utilizado nesse trabalho, mostrando a região em torno da linha Pt I  $2929.789 \text{ \AA}$ . A abscissa mostra o comprimento de onda em  $\text{\AA}$ .



### 3.3 Determinação das abundâncias

#### 3.3.1 Modelo atmosférico e síntese espectral

Assim como no caso da estrela HD 140283 descrito no capítulo anterior, a determinação das abundâncias em CS 31082-001 foi baseada nos modelos atmosféricos 1D LTE OS-MARCS (Gustafsson et al., 2003, 2008). Os parâmetros estelares foram adotados de Hill et al. (2002):  $T_{eff} = 4825$  K,  $\log g = 1.5$  [cgs],  $[Fe/H] = -2.9$  dex e  $V_t = 1.8$  km.s<sup>-1</sup>. As abundâncias dos elementos leves também foram adotadas a partir dos resultados obtidos por Hill et al. (2002), Cayrel et al. (2004) e Spite et al. (2005), com a utilização dos espectros UVES/VLT na região óptica.

Foi empregado novamente o código de síntese espectral Turbospectrum (Alvarez e Plez, 1998). Os cálculos usaram a lista de linhas moleculares do Turbospectrum, em conjunto com uma lista de linhas atômicas obtida pela compilação VALD2 (Kupka et al., 1999), com exceção dos casos em que novos valores de força de oscilador foram obtidos na literatura. Ver seção 3.3.3 para uma descrição desse tópico.

Uma vez que o espectro dessa estrela foi obtido na região do ultravioleta, é importante descrever o critério de escolha do código de síntese para o caso dessa estrela. Diferente de alguns outros programas, que tratam o espalhamento no contínuo como um fenômeno de absorção, o Turbospectrum leva em consideração o espalhamento no contínuo de maneira satisfatória na função fonte, efeito esse de grande importância na região ultravioleta. Na presença de espalhamento significativo, a radiação no contínuo reflete as condições físicas das camadas mais profundas da atmosfera da estrela. Uma vez que esse fator é desprezado, o que corresponde a incluir esse termo no coeficiente de absorção, o fluxo resultante no contínuo é muito baixo, de maneira que as linhas espectrais aparecem mais fracas. Como consequência, a determinação de abundâncias fornece valores superestimados para conseguir ajustar o espectro observado. Esse efeito foi discutido em detalhes por Cayrel et al. (2004), e mais recentemente por Hayek et al. (2011) no contexto de modelos tridimensionais para estrelas gigantes vermelhas pobres em metais.

A figura 3.2 mostra o efeito do espalhamento no ajuste de uma região do espectro UV, onde a linha sólida vermelha é um espectro sintético calculado pelo Turbospectrum, logo com tratamento correto do espalhamento, enquanto a linha sólida azul mostra o resultado dos cálculos com espalhamento incluído no coeficiente de absorção. É importante notar

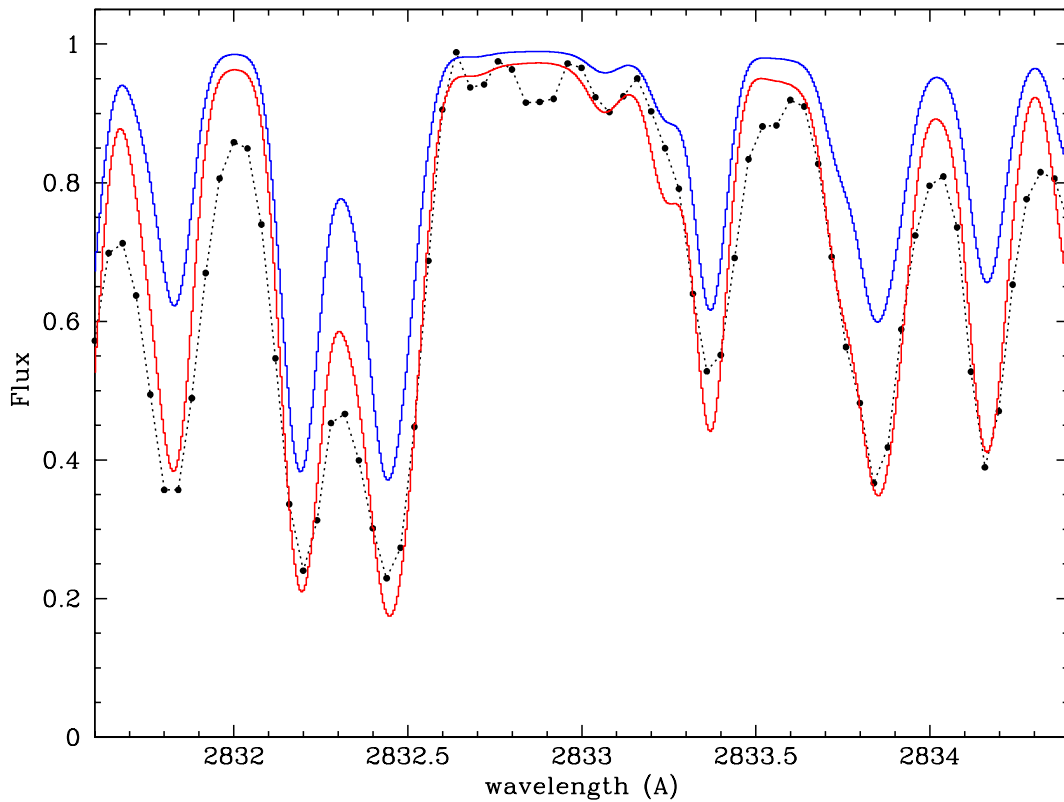


Figura 3.2: Comparação entre o espectro sintético calculado com tratamento correto do espalhamento no contínuo (linha sólida vermelha) e o espectro calculado com a inclusão de espalhamento no coeficiente de absorção (linha sólida azul). O espectro observado pelo STIS/HST está representado pelos pontos e linha pontilhada.

ainda que os cálculos da figura 3.2 foram realizados com as abundâncias obtidas pelo espectro óptico, usando uma metalicidade de  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.9$  dex, de maneira que a região ultravioleta parece ser modelada muito bem por esses resultados prévios desde que o tratamento do espalhamento seja feito de maneira satisfatória. Tendo em vista essa discussão, no presente trabalho espera-se pouca ou nenhuma correlação entre as abundâncias e os comprimentos de onda das linhas utilizadas para um determinado elemento.

### 3.3.2 Seleção de linhas espectrais

Para a identificação das linhas úteis nessa análise, foi realizada a síntese espectral para todos os elementos de interesse, com diferentes fatores de enriquecimento, de maneira a avaliar a intensidade de cada transição e a possibilidade de presença de *blends*. Uma vez verificada a impossibilidade de utilização, uma dada linha era rejeitada, restando apenas

aquelas transições confiáveis. A tabela A.2 mostra o resultado desse exercício.

Conforme discutido por Peterson et al. (2001), a modelagem da região ultravioleta é uma tarefa difícil, uma vez que a quantidade de linhas de absorção é muito grande. Outro problema grave é a quantidade elevada de linhas desconhecidas, isto é, aquelas que estão presentes no espectro observado mas não estão catalogadas e presentes nas listas de linhas atômicas e/ou moleculares. Esses fatos somados fazem com que a definição do contínuo no ultravioleta e o ajuste do espectro sintético aos dados observados seja mais complicado.

Recentemente, Peterson (2011) apresentou determinações da abundância de molibdênio em cinco estrelas moderadamente/extremamente pobres em metais usando espectros no ultravioleta, aplicando para isso uma técnica de identificação por “adivinhação” das linhas desconhecidas. Na análise aqui apresentada preferiu-se apenas rejeitar as linhas seriamente afetadas por esses efeitos, pois diferente do caso de Peterson (2011), o espectro de apenas uma estrela estava disponível, fazendo com que a aplicação da técnica da “adivinhação” nesse caso seja totalmente arbitrária.

### 3.3.3 Dados atômicos adotados

Conforme citado anteriormente, no cálculo dos espectros sintéticos foi utilizada uma lista de linhas atômicas obtida pela compilação VALD2 (Kupka et al., 1999). Como uma série de outros bancos de dados, dentre eles o também bastante conhecido banco de dados de espectros atômicos do NIST<sup>2</sup> (do inglês *National Institute of Standards and Technology*), o banco de dados do VALD<sup>3</sup> (do inglês *Vienna Atomic Line Database*) oferece uma compilação crítica dos resultados para parâmetros de linhas atômicas presentes na literatura.

Entretanto, muitas das transições de interesse para os cálculos de abundâncias químicas ainda apresentam valores equivocados para os potenciais de excitação, para as forças de oscilador, ou mesmo para os comprimentos de onda, pois grande parte desses resultados foram obtidos por modelos. Dessa maneira, existem vários trabalhos que procuram obter melhores valores para esses parâmetros a partir de argumentos astrofísicos (ver Meléndez e Barbuy, 2009, para exemplo). Outro método bastante utilizado é a calibração desses parâmetros a partir de um espectro solar e das abundâncias solares, valores esses conhecidos

<sup>2</sup> <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>

<sup>3</sup> <http://www.astro.uu.se/vald/php/vald.php>

com grande precisão.

Mas a situação é mais complicada quando se pensa em análises de abundâncias para elementos pesados em estrelas pobres em metais. Uma vez que a abundância global dos elementos está bastante diminuída nessas estrelas, as linhas utilizadas nas análises são muito fracas. No espectro solar, ainda que algumas dessas linhas sejam mais intensas, muitas vezes elas estão contaminadas por linhas ainda mais fortes provenientes de elementos do pico do ferro, dificultando o método da calibração descrito no parágrafo anterior. A solução para isso é recorrer às medidas experimentais desses parâmetros atômicos.

A região ultravioleta do espectro apresenta um panorama ainda mais dramático, pois conforme discutido anteriormente, a quantidade de linhas é muito grande, inclusive as linhas não identificadas, como consequência da atenção reduzida que essa região recebe da comunidade, quando comparada aos trabalhos envolvendo espectros ópticos e infravermelhos. A necessidade de trabalhos experimentais para obtenção dessas informações é então reforçada.

De fato, muitos são os autores que vêm mostrando uma crescente preocupação com a melhoria dos dados atômicos, que são essenciais para obter valores acurados e precisos de abundâncias para os elementos pesados de captura de nêutrons em estrelas. Uma série de trabalhos de física atômica experimental vêm sendo publicados, com especial atenção para as compilações apresentadas nos bancos de dados D.R.E.A.M.<sup>4</sup> (Database on Rare Earths At Mons University) e D.E.S.I.R.E.<sup>5</sup> (DatabasE on SIxth Row Elements). Além disso, uma lista de referências pode ser encontrada em Cowan et al. (2011).

No presente trabalho foram utilizadas as seguintes referências para novos valores de força de oscilador: Cr I de Sobeck et al. (2007); Fe II de Meléndez e Barbuy (2009); Ge I de Biemont et al. (1999); La II de Lawler et al. (2001); Ce II de Palmeri et al. (2000) e Lawler et al. (2009); Nd II de Den Hartog et al. (2003); Sm II de Lawler et al. (2006); Eu I e Eu II de Lawler et al. (2001) e Den Hartog et al. (2002); Gd II de Den Hartog et al. (2006); Tb II de Lawler et al. (2001); Dy II de Sneden et al. (2009); Er II de Lawler et al. (2008); Tm I e Tm II de Wickliffe e Lawler (1997), Quinet et al. (1999) e Sneden et al. (2009); Lu I de Fedchak et al. (2000); Lu II de Quinet et al. (1999); Hf II de Lawler et al. (2007); Ta I de Fivet et al. (2006); W II de Nilsson et al. (2008); Os I e Os II de Quinet

---

<sup>4</sup> <http://w3.umons.ac.be/astro/dream.shtml>

<sup>5</sup> <http://w3.umons.ac.be/astro/desire.shtml>

et al. (2006); Ir I e Ir II de Xu et al. (2007); Pt I de Den Hartog et al. (2005); Au I de Fivet et al. (2006); Pb I de Biémont et al. (2000).

Os dados atômicos apresentados em VALD para muitas das transições de Ru I e Ta I fornecem linhas sintéticas muito intensas, e novas medidas de força de oscilador são necessárias, uma vez que não se encontram disponíveis na literatura. Dessa maneira, quando necessário, foram adotadas abundâncias nulas para esses dois elementos, para que o espectro sintético de outras linhas não sofram influência dessas transições intensas.

### 3.3.4 Abundâncias finais adotadas

Para fins de organização, no presente trabalho os elementos são agrupados em primeiro pico ( $38 \leq Z \leq 48$ ), segundo pico ( $56 \leq Z \leq 72$ , incluindo os terra raras) e em terceiro pico ( $76 \leq Z \leq 88$ ) do processo-r, além dos actinídeos ( $Z \geq 89$ ). As abundâncias solares utilizadas no presente trabalho (Lodders et al., 2009; Caffau et al., 2011) estão listadas na tabela B.1 e comparadas com os resultados anteriores, de maneira a facilitar a consulta.

*Tabela 3.1* - Abundâncias LTE finais obtidas para os elementos de captura de nêutrons estudados em CS 31082-001. Referências: 1 Hill et al. (2002); 2 Sneden et al. (2009); PT Presente trabalho.

El.	Z	A(X) <sub>1</sub>	A(X) <sub>2</sub>	A(X) <sub>PT</sub>	A(X) <sub>adotado</sub>	[X/Fe] <sub>adotado</sub>
Ge	32	—	—	+0.10	+0.10±0.21	-0.55
Sr	38	+0.72	—	—	+0.72±0.10	+0.73
Y	39	-0.23	—	-0.15	-0.19±0.07	+0.53
Zr	40	+0.43	—	+0.55	+0.49±0.08	+0.84
Nb	41	-0.55	—	-0.52	-0.54±0.12	+0.97
Mo	42	—	—	-0.11	-0.11±0.13	+0.90
Ru	44	+0.36	—	+0.36	+0.36±0.12	+1.45
Rh	45	-0.42	—	-0.42	-0.42±0.12	+1.39
Pd	46	-0.05	—	-0.09	-0.09±0.07	+1.18
Ag	47	-0.81	—	-0.84	-0.84±0.21	+1.15
Ba	56	+0.40	—	—	+0.40±0.14	+1.16
La	57	-0.60	-0.62	—	-0.62±0.05	+1.17
Ce	58	-0.31	-0.29	-0.31	-0.29±0.05	+1.03
Pr	59	-0.86	-0.79	—	-0.79±0.05	+1.38
Nd	60	-0.13	-0.15	-0.21	-0.15±0.05	+1.33
Sm	62	-0.51	-0.42	-0.42	-0.42±0.05	+1.51
Eu	63	-0.76	-0.72	-0.75	-0.72±0.05	+1.69
Gd	64	-0.27	-0.21	-0.29	-0.21±0.05	+1.61

Continua na próxima página...

Tabela 3.1 - Continuação

El.	Z	A(X) <sub>1</sub>	A(X) <sub>2</sub>	A(X) <sub>PT</sub>	A(X) <sub>adotado</sub>	[X/Fe] <sub>adotado</sub>
Tb	65	-1.26	-1.01	-1.00	-1.01±0.05	+1.64
Dy	66	-0.21	-0.07	-0.12	-0.07±0.05	+1.73
Ho	67	—	-0.80	—	-0.80±0.06	+1.62
Er	68	-0.27	-0.30	-0.31	-0.30±0.05	+1.67
Tm	69	-1.24	-1.15	-1.18	-1.15±0.05	+1.64
Yb	70	—	-0.41	—	-0.41±0.11	+1.66
Lu	71	—	—	-1.08	-1.08±0.13	+1.73
Hf	72	-0.59	-0.72	-0.73	-0.72±0.05	+1.33
Ta	73	—	—	-1.60	-1.60±0.23	+1.47
W	74	—	—	-0.90	-0.90±0.24	+0.92
Re	75	—	—	-0.21	-0.21±0.21	+2.45
Os	76	+0.43	—	-0.07	+0.18±0.07	+1.72
Ir	77	-0.20	—	+0.18	+0.20±0.07	+1.72
Pt	78	—	—	+0.30	+0.30±0.23	+1.46
Au	79	—	—	-1.00	-1.00±0.34	+0.89
Pb	82	—	—	-0.65	-0.65±0.19	+0.25
Bi	83	—	—	-0.40	-0.40±0.33	+1.83
Th	90	-0.98	—	—	-0.98±0.13	+1.84
U	92	-1.92	—	—	-1.92±0.17	+1.68

As linhas selecionadas e as abundâncias individuais estão apresentadas na tabela A.2, que também mostra os parâmetros atômicos adotados. As abundâncias médias A(X) para os elementos estudados estão apresentadas na tabela 3.1, e também comparadas com os resultados obtidos em trabalhos anteriores (Hill et al., 2002; Sneden et al., 2009). Foram determinadas novas abundâncias para uma série de elementos, além de nove elementos serem apresentados em CS 31082-001 pela primeira vez: germânio (Ge, Z = 32), molibdênio (Mo, Z = 42), lutécio (Lu, Z = 71), tântalo (Ta, Z = 73), tungstênio (W, Z = 74), rênio (Re, Z = 75), platina (Pt, Z = 78), ouro (Au, Z = 79) e bismuto (Bi, Z = 83). Os elementos presentes nas regiões entre o germânio e o estrôncio, assim como entre o primeiro e o segundo pico do processo-r, também foram investigados nesse trabalho, mas nenhuma linha útil foi identificada.

Conforme citado, muitos dos elementos do processo-r já foram observados em trabalhos anteriores nessa estrela, de maneira que para cada elemento foi comparada a nova abundância aqui obtida com os dados prévios presentes na literatura, de maneira a obter

os valores finais adotados, apresentados na tabela 3.1. As discussões detalhadas para cada elemento são apresentadas nas próximas seções.

### 3.3.5 Incertezas

Conforme discutido por Cayrel et al. (2004) e no capítulo 2 desse texto, para certa temperatura efetiva, o equilíbrio de ionização fornece uma estimativa da gravidade superficial com consistência interna da ordem de  $\Delta \log g = 0.1$ , enquanto que a velocidade de microturbulência pode ser determinada dentro de  $\Delta V_t = 0.2 \text{ km.s}^{-1}$ , fazendo com que a temperatura efetiva seja a fonte de maior incerteza na determinação das abundâncias. Cayrel et al. (2004) estimaram que o erro total nas temperaturas utilizadas para as estrelas do programa *First Stars* são da ordem de 100 K, maior do que  $\Delta T_{eff} = 50 \text{ K}$  encontrado por Hill et al. (2002) no caso de CS 31082-001 exclusivamente.

Foram então estimadas as incertezas nas abundâncias provenientes de cada uma dessas fontes independentemente e os resultados estão mostrados na tabela 3.2, na qual as diferenças entre os modelos B, C e D em relação ao modelo original A são as incertezas devido à gravidade superficial, velocidade de microturbulência e temperatura efetiva, respectivamente. Entretanto, conforme discutido no capítulo anterior para o caso da estrela HD 140283, uma vez que os parâmetros atmosféricos não são independentes uns dos outros, o erro total não pode ser calculado simplesmente pela soma quadrática das incertezas induzidas pelas várias fontes, pois nesse cálculo seria necessário levar em consideração termos de covariância. A solução para isso foi então construir um novo modelo atmosférico com a temperatura elevada pelo fator  $\Delta T_{eff} = +100 \text{ K}$ , a partir do qual a gravidade superficial foi obtida por equilíbrio de ionização das linhas de Fe I e Fe II, enquanto a velocidade de microturbulência foi obtida fazendo com que as abundâncias obtidas pelas linhas de Fe I não dependam dos valores de largura equivalente. O resultado desse exercício foi o modelo com  $T_{eff} = 4925 \text{ K}$ ,  $\log g = 1.8 \text{ [cgs]}$  e  $V_t = 1.8 \text{ km.s}^{-1}$ , denominado modelo E na tabela 3.2.

Os erros observacionais foram estimados usando o desvio padrão das abundâncias obtidas pelas linhas individuais de certo elemento, o que leva em consideração as incertezas na definição do contínuo, o ajuste do perfil da linha e as incertezas nos valores de força de oscilador das transições. Quando o número de linhas não é suficiente para o cálculo do desvio padrão, são adotados valores específicos: elementos com apenas três linhas men-

Tabela 3.2 - Erros nas abundâncias de CS 31082-001 determinados no presente trabalho, provenientes das incertezas nos parâmetros atmosféricos adotados.

A: $T_{eff} = 4825$ , $\log g = 1.5$ [cgs], $V_t = 1.8$ km.s <sup>-1</sup> B: $T_{eff} = 4825$ , $\log g = 1.4$ [cgs], $V_t = 1.8$ km.s <sup>-1</sup> C: $T_{eff} = 4825$ , $\log g = 1.5$ [cgs], $V_t = 1.6$ km.s <sup>-1</sup> D: $T_{eff} = 4925$ , $\log g = 1.5$ [cgs], $V_t = 1.8$ km.s <sup>-1</sup> E: $T_{eff} = 4925$ , $\log g = 1.8$ [cgs], $V_t = 1.8$ km.s <sup>-1</sup>									
El.	$\Delta_{B-A}$	$\Delta_{C-A}$	$\Delta_{D-A}$	$\Delta_{E-A}$	El.	$\Delta_{B-A}$	$\Delta_{C-A}$	$\Delta_{D-A}$	$\Delta_{E-A}$
[Fe/H]	-0.01	+0.04	+0.06	+0.10	[Tb II/Fe]	-0.02	-0.02	+0.03	+0.08
[Ge I/Fe]	+0.01	-0.03	+0.09	+0.05	[Dy II/Fe]	-0.01	+0.07	+0.03	+0.06
[Y II/Fe]	-0.01	+0.12	+0.03	+0.05	[Er II/Fe]	-0.02	+0.01	+0.02	+0.07
[Zr II/Fe]	-0.01	+0.06	+0.02	+0.06	[Tm II/Fe]	-0.02	-0.01	+0.02	+0.07
[Nb II/Fe]	-0.02	-0.02	+0.03	+0.09	[Lu II/Fe]	-0.02	-0.03	+0.01	+0.07
[Mo II/Fe]	-0.02	-0.02	+0.01	+0.07	[Hf II/Fe]	-0.02	-0.01	+0.03	+0.08
[Ru I/Fe]	+0.02	-0.03	+0.10	+0.04	[Ta I/Fe]	-0.03	-0.03	+0.04	+0.11
[Rh I/Fe]	+0.02	-0.04	+0.09	+0.04	[W II/Fe]	-0.03	-0.02	+0.05	+0.12
[Pd I/Fe]	+0.02	-0.02	+0.09	+0.04	[Re II/Fe]	-0.03	-0.02	-0.01	+0.06
[Ag I/Fe]	+0.02	-0.03	+0.10	+0.04	[Os I/Fe]	-0.01	-0.02	+0.05	+0.05
[Ce II/Fe]	-0.02	-0.03	+0.03	+0.08	[Ir I/Fe]	+0.01	-0.01	-0.05	+0.05
[Nd II/Fe]	-0.02	-0.03	+0.03	+0.08	[Pt I/Fe]	+0.01	-0.20	+0.10	+0.23
[Sm II/Fe]	-0.02	-0.02	+0.03	+0.08	[Au I/Fe]	-0.10	-0.20	-0.20	+0.28
[Eu II/Fe]	-0.01	+0.07	+0.03	+0.07	[Pb I/Fe]	+0.15	+0.01	+0.10	+0.18
[Gd II/Fe]	-0.02	+0.01	+0.03	+0.07	[Bi I/Fe]	-0.01	-0.01	-0.15	+0.15

suráveis adotam o erro do molibdênio como valor representativo; elementos com apenas uma ou duas linhas adotam erro de 0.2 dex, conforme discutido em detalhes para o caso do elemento germânio na seção 3.3.6.1.

Finalmente, a resolução aplicada ao espectro sintético também foi examinada como outra fonte de incerteza, e notou-se que uma mudança da ordem de 8% (valor máximo para que os cálculos ajustem as observações de maneira realista) no valor da resolução implica em variação de abundância por um fator aditivo de até +0.05 dex. O erro final nas abundâncias, conforme apresentando na tabela 3.1, é a soma quadrática dessa fonte de erro com os valores obtidos para os erros observacionais e aqueles provenientes dos parâmetros atmosféricos.



### 3.3.6 Elementos do primeiro pico

#### 3.3.6.1 Germânio

A linha Ge I 3039.067 Å é o principal indicador de abundância para esse elemento. Usando o valor de força de oscilador fornecido por Biemont et al. (1999) foi determinada a abundância de  $A(\text{Ge}) = +0.10 \pm 0.21$  dex, a primeira detecção de germânio na estrela CS 31082-001. Uma vez que apenas uma linha pode ser utilizada, foi realizada uma análise cuidadosa da influência da posição do contínuo local sobre o valor obtido, conforme mostrado na figura 3.3 (painel superior e inferior esquerdo), e um erro observacional no valor de  $\sigma = 0.2$  dex parece uma boa estimativa para esse elemento e outros que apresentem apenas uma ou duas linhas espectrais para determinação de abundância. De fato, uma vez que tais linhas tipicamente apresentam menor dificuldade no posicionamento do contínuo quando comparadas ao caso do germânio, o erro de 0.2 dex é aqui considerado um limite superior e um erro observacional conservador, em particular para aqueles elementos cujas abundâncias foram determinadas com o novo espectro UVES, de resolução mais elevada.

Conforme mostrado no painel inferior direito da figura 3.3, essa linha de germânio também foi detectada no novo espectro obtido com o UVES/VLT, fornecendo uma abundância de  $A(\text{Ge}) = +0.45$  dex. Entretanto, ainda que a resolução desse novo espectro seja maior do que a resolução do espectro obtido com o STIS/HST, a razão sinal-ruído é aproximadamente metade, de maneira que o resultado obtido com o espectro espacial foi adotado como mais confiável.

A abundância de germânio aqui obtida,  $[\text{Ge}/\text{Fe}] = -0.55$  dex, está em acordo com aquelas encontradas por Cowan et al. (2002, 2005) em outras estrelas pobres em metais do halo Galáctico, mostrando que a abundância desse elemento está muito abaixo do valor solar, mesmo em estrelas enriquecidas por processo-r.

#### 3.3.6.2 Ítrio

Usando treze novas linhas de Y II, junto com outras duas linhas já utilizadas por Hill et al. (2002), foi determinada uma abundância de  $A(\text{Y}) = -0.15 \pm 0.07$  dex para o ítrio, em bom acordo com  $A(\text{Y}) = -0.23 \pm 0.12$  dex obtido anteriormente. As linhas em comum entre Hill et al. (2002) e esse trabalho mostram resultados consistentes, de maneira que foi adotada a média  $A(\text{Y}) = -0.19 \pm 0.07$  dex ( $[\text{Y}/\text{Fe}] = +0.53$  dex) como abundância final.

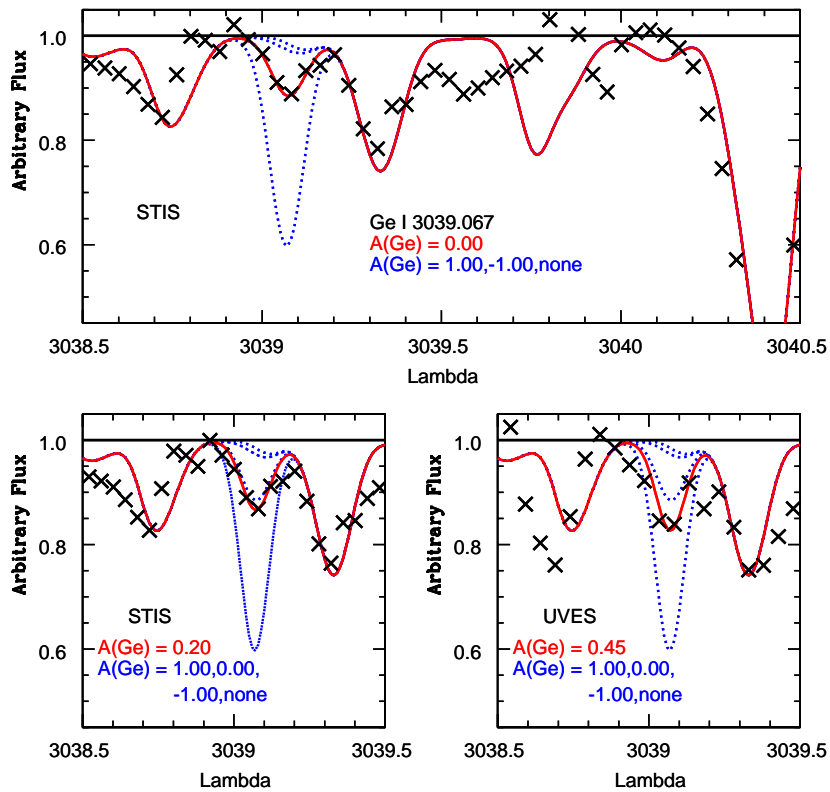


Figura 3.3: Ajustes da linha Ge I 3039.067 Å na estrela CS 31082-001 a partir do espectro STIS/HST para diferentes posições do contínuo local (painel superior e inferior esquerdo). O mesmo ajuste também é mostrado usando o novo espectro UVES/VLT (inferior direito). Cruzes: observações. Linhas pontilhadas azuis: espectros sintéticos calculados com as abundâncias indicadas. Linha sólida vermelha: espectro sintético calculado com a melhor abundância, também indicada.

Recentemente, Hansen et al. (2012) analisaram uma amostra de estrelas pobres em metais, incluindo CS 31082-001. Também foram adotados os modelos atmosféricos MARCS, mas os parâmetros estelares encontrados para CS 31082-001 ( $T_{eff} = 4925$  K,  $\log g = 1.51$  [cgs],  $V_t = 1.4$  km.s $^{-1}$ ,  $[Fe/H] = -2.81$  dex) são ligeiramente diferentes daqueles adotados no presente trabalho e ao longo de todo o programa *First Stars*. Para a síntese espectral foi utilizado o código MOOG (Snedden, 1973, versão 2009 incluindo o tratamento do espalhamento). As diferenças entre as abundâncias  $[X/Fe]$  por eles obtidas e os valores aqui determinados são em geral menores que 0.1 dex, mas para o caso do ítrio o valor de Hansen et al. (2012) foi  $[Y/Fe] = +0.82$  dex, 0.29 dex maior do que o valor aqui adotado.

Foi então realizada uma comparação homogênea, usando o código Turbospectrum e as linhas de Hansen et al. (2012), determinando-se a abundância de ítrio a partir do conjunto

de parâmetros atmosféricos adotados pelos autores a os aqui considerados.

O valor encontrado foi  $[Y/Fe] = +0.47$  dex com os parâmetros aqui utilizados, enquanto os parâmetros de Hansen et al. (2012) fornecem  $[Y/Fe] = +0.71$  dex; a diferença de 0.24 dex é muito próxima da anterior. Entretanto, foi encontrada uma correlação forte entre as abundâncias individuais e as larguras equivalentes das linhas usadas uma vez que os parâmetros de Hansen et al. (2012) são aplicados, sugerindo que o valor da velocidade de microturbulência por eles utilizada está subestimada. De fato, a substituição de apenas esse valor pela velocidade aqui utilizada, dentro dos parâmetros adotados por eles, fornece como resultado  $[Y/Fe] = +0.47$  dex, em perfeito acordo com o obtido anteriormente, confirmando assim o problema com a velocidade de microturbulência. O ítrio é particularmente sensível a esse efeito porque muitas das linhas são relativamente intensas.

### 3.3.6.3 Zircônio

Mais de 25 linhas de Zr II foram verificadas no espectro obtido pelo STIS/HST, mas apenas as 13 melhores foram selecionadas. Junto com outras 48 linhas do espectro obtido pelo UVES/VLT foi determinada a abundância  $A(Zr) = +0.55 \pm 0.08$  dex para o zircônio, em concordância com o valor  $A(Zr) = +0.43 \pm 0.14$  dex obtido por Hill et al. (2002). A figura 3.4 (painel esquerdo) mostra exemplos de ajustes, no caso das linhas Zr II 2915.973 Å e Zr II 2916.625 Å. A linha Zr II 2758.792 Å forneceu a abundância  $A(Zr) = -0.07$  dex, mas foi descartada mesmo apresentando um bom ajuste, uma vez que o valor de força de oscilador não deve estar correto para essa transição. O mesmo se aplica para a linha Zr II 3556.585 Å, que fornece uma abundância de  $A(Zr) = 0.00$  dex.

Nesse trabalho, foi utilizada uma quantidade maior de linhas de zircônio quando comparado com trabalhos anteriores. Em particular, a abundância obtida por Hill et al. (2002) foi determinada por um subconjunto dos dados aqui apresentados.

No caso da linha Zr II 3030.915 Å foi possível utilizar tanto o espectro STIS/HST quanto o espectro UVES/VLT, e os resultados obtidos se mostraram bastante consistentes entre si ( $A(Zr) = +0.66$  dex e  $A(Zr) = +0.60$  dex, respectivamente). Assim, a média  $A(Zr) = +0.49 \pm 0.08$  dex ( $[Zr/Fe] = +0.84$  dex) parece o melhor valor a ser adotado para a abundância final de zircônio.

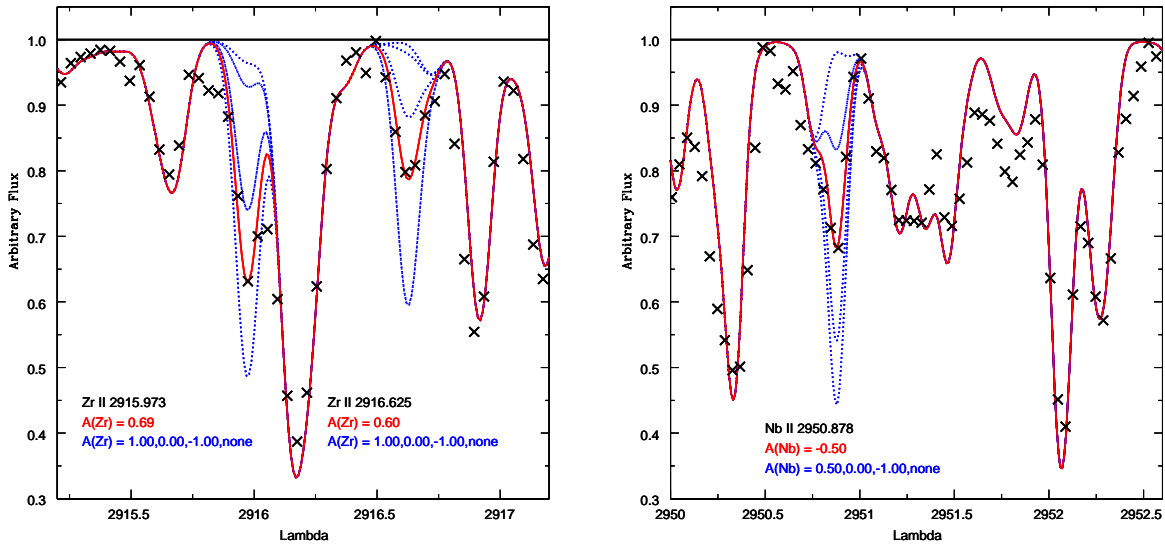


Figura 3.4: Exemplos de ajustes aos dados observacionais de CS 31082-001. Esquerda: detalhe das linhas Zr II 2915.973 Å e Zr II 2916.625 Å. Direita: linha Nb II 2950.878 Å. Símbolos: idem aos da figura 3.3.

### 3.3.6.4 Nióbio

Apenas uma linha espectral foi usada por Hill et al. (2002) para obter a abundância de  $A(\text{Nb}) = -0.55 \pm 0.20$  dex para o caso do elemento nióbio. No presente trabalho foram encontradas sete novas linhas de Nb II nos espectros STIS/HST, a partir de um conjunto inicial de mais de 70 linhas. Junto com outras duas linhas do espectro UVES/VLT, a abundância média de  $A(\text{Nb}) = -0.52 \pm 0.11$  dex foi determinada, em bom acordo com o resultado anterior. A figura 3.4 (painel da direita) mostra um exemplo de ajuste para o caso da linha Nb II 2950.878 Å.

Foi novamente possível utilizar uma mesma linha tanto com o espectro STIS/HST quanto com o UVES/VLT. A linha Nb II 3028.433 Å fornece resultados compatíveis nos dois casos, a saber,  $A(\text{Nb}) = -0.38$  dex e  $A(\text{Nb}) = -0.27$  dex respectivamente, de maneira que o valor médio de todas as linhas  $A(\text{Nb}) = -0.54 \pm 0.12$  dex ( $[\text{Nb}/\text{Fe}] = +0.97$  dex) é a abundância final de nióbio adotada no presente trabalho.

### 3.3.6.5 Molibdênio

Depois de avaliar mais de 50 linhas desse elemento, apenas três linhas de Mo II foram utilizadas: 2660.576 Å, 2871.507 Å e 2930.485 Å. A abundância média fornece o valor  $A(\text{Mo}) = -0.11 \pm 0.13$  dex ( $[\text{Mo}/\text{Fe}] = +0.90$  dex), adotado aqui como a abundância final

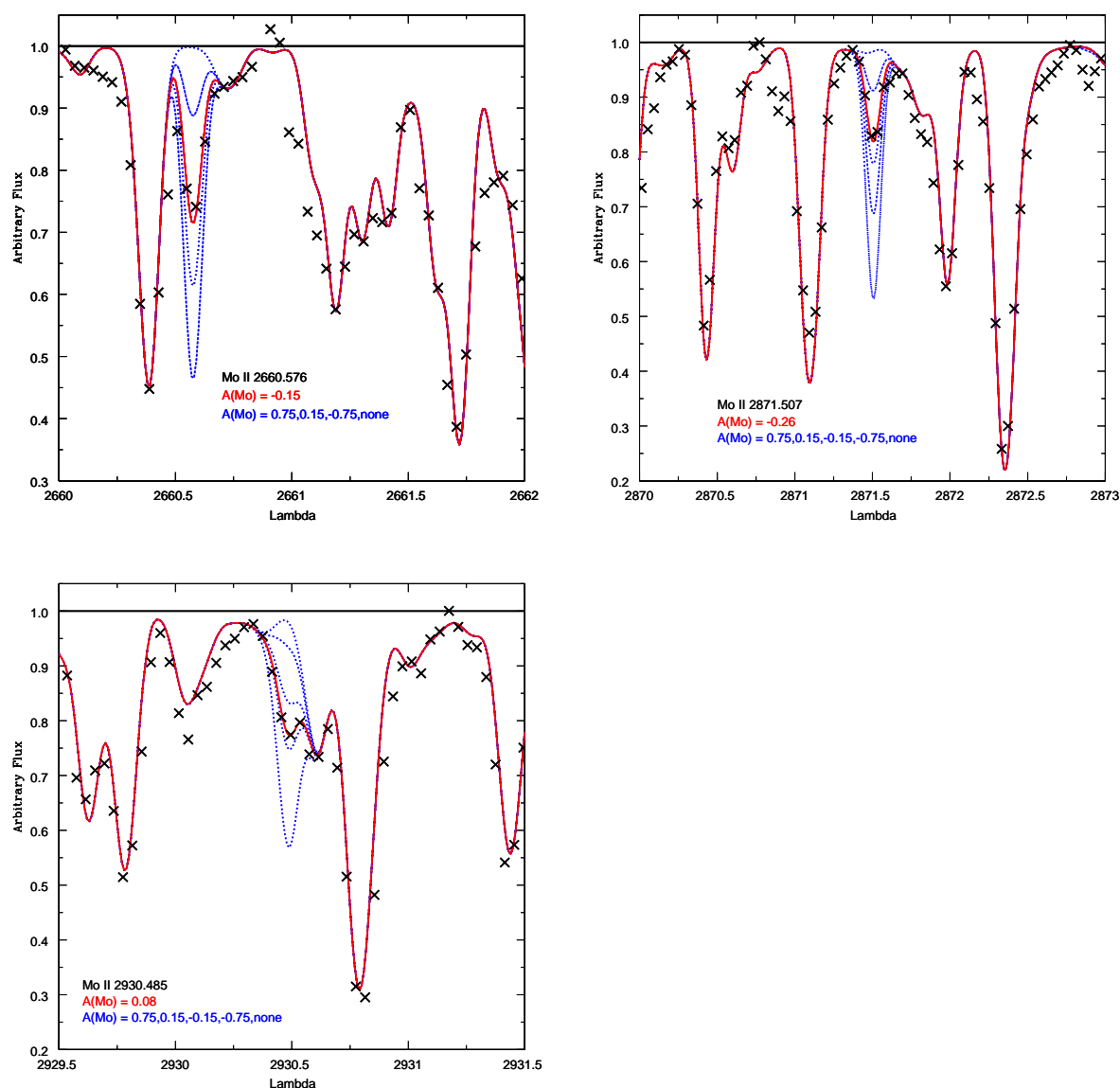


Figura 3.5: Ajustes realizados nas três linhas de Mo II disponíveis no espectro de CS 31082-001: 2660.576 Å, 2871.507 Å e 2930.485 Å. Símbolos: idem aos da figura 3.3.

de molibdênio. Os ajustes realizados para as três linhas em questão estão mostrados na figura 3.5.

Importante notar que o ajuste da linha 2930.485 Å é o mais delicado dentre as três linhas disponíveis, e fornece uma abundância mais elevada quando comparada aos valores obtidos através das outras duas linhas. Entretanto, não existe argumento para que essa linha seja descartada, e a incerteza observacional estimada para o molibdênio leva em consideração essa variação. Ainda mais importante, o valor aqui determinado para a abundância é a primeira detecção de molibdênio nessa estrela.

### 3.3.6.6 Rutênio

Os dados atômicos presentes na compilação VALD para muitas das transições de Ru I fornecem larguras equivalentes muito intensas, sem nenhuma relação com o espectro observado, de maneira que novos valores de força de oscilador precisam ser obtidos em laboratório para esse elemento. No presente trabalho ainda foi realizada a tentativa de utilização da linha Ru I 2874.988 Å na região do ultravioleta com o espectro STIS/HST, com a qual obteve-se  $A(\text{Ru}) = +0.65$  dex como abundância do rutênio, significativamente maior do que o resultado anterior  $A(\text{Ru}) = +0.36 \pm 0.17$  dex fornecido por Hill et al. (2002), confirmando assim a impossibilidade de utilização dos espectros STIS/HST para determinação confiável da abundância desse elemento sem nenhum tipo de calibração prévia dos dados atômicos.

Foram então utilizadas as mesmas três linhas de Ru I selecionadas por Hill et al. (2002) na região óptica do espectro, 3436.736 Å, 3498.942 Å e 3728.025 Å, mas agora realizando a análise com os novos dados obtidos pelo UVES/VLT. O valor obtido no presente trabalho foi  $A(\text{Ru}) = +0.36 \pm 0.12$  dex ( $[\text{Ru}/\text{Fe}] = +1.45$  dex), em perfeito acordo com o resultado anterior.

### 3.3.6.7 Ródio

Usando três boas linhas de Rh I, 3396.819 Å, 3434.885 Å e 3700.907 Å, foi determinada a abundância  $A(\text{Rh}) = -0.42 \pm 0.12$  dex ( $[\text{Rh}/\text{Fe}] = +1.39$  dex) para o ródio. Esse novo resultado está em total concordância com o resultado anterior  $A(\text{Rh}) = -0.42 \pm 0.16$  dex de Hill et al. (2002) e foi adotado como abundância final para esse elemento.

### 3.3.6.8 Paládio

Adicionando a nova linha Pd I 3516.944 Å ao conjunto de transições utilizadas por Hill et al. (2002), a saber, Pd I 3242.700 Å, Pd I 3404.579 Å e Pd I 3634.690 Å, o novo espectro obtido pelo UVES/VLT forneceu  $A(\text{Pd}) = -0.09 \pm 0.07$  dex como abundância do elemento paládio, em bom acordo com o resultado anterior  $A(\text{Pd}) = -0.05 \pm 0.18$  dex. A abundância determinada no presente trabalho,  $[\text{Pd}/\text{Fe}] = +1.18$  dex, foi adotada como valor final para o paládio.

### 3.3.6.9 Prata

Para esse elemento, apenas as mesmas duas linhas Ag I 3280.679 Å e 3382.889 Å usadas por Hill et al. (2002) são úteis no novo espectro UVES/VLT. A análise realizada no presente trabalho forneceu  $A(\text{Ag}) = -0.84 \pm 0.21$  dex ( $[\text{Ag}/\text{Fe}] = +1.15$  dex) como abundância da prata, em concordância com o valor anterior  $A(\text{Ag}) = -0.81 \pm 0.24$  dex. A menor incerteza obtida nesse trabalho provavelmente é consequência da melhor qualidade do novo espectro UVES na região do ultravioleta próximo, uma vez que está centrado em comprimento de onda mais azul do que o anterior. O mesmo comentário é válido para as incertezas de todos os outros elementos do primeiro pico.

### 3.3.7 Elementos do segundo pico

#### 3.3.7.1 Bário

Esse é outro elemento estudado por Hansen et al. (2012) em CS 31082-001 que apresenta grande diferença nas abundâncias quando comparado com resultados anteriores. Tais autores encontraram  $[\text{Ba}/\text{Fe}] = +1.43$  dex, que é 0.27 dex maior que a abundância encontrada por Hill et al. (2002). Enquanto esse último trabalho utilizou seis linhas de Ba II, Hansen et al. (2012) utilizam apenas duas delas, as linhas Ba II 4554.03 Å e Ba II 5853.67 Å, nos levando novamente a verificar esses resultados de maneira homogênea.

Além dos comentários já feitos para o caso do ítrio na seção 3.3.6.2, para essa análise também foi utilizada a estrutura hiperfina das linhas de bário (McWilliam, 1998). A abundância final foi calculada utilizando um método de média ponderada, conforme sugerido por Hansen et al. (2012), simplesmente para que as comparações fossem mais genuínas. Foi encontrado o valor  $[\text{Ba}/\text{Fe}] = +1.04$  dex para o caso dos parâmetros atmosféricos adotados nesse trabalho, enquanto o conjunto de parâmetros de Hansen et al. (2012) fornecem  $[\text{Ba}/\text{Fe}] = +1.30$  dex. A diferença nos resultados, no valor de 0.26 dex, é muito próxima da diferença original verificada.

Uma vez que as linhas de bário são geralmente intensas, tal diferença é novamente explicada como efeito da velocidade de microturbulência adotada, e decidiu-se manter o resultado de Hill et al. (2002) como abundância final de bário. Considerações sobre efeitos de desvio no equilíbrio termodinâmico local (NLTE) e suas correções são apresentadas na seção 3.3.9.

### 3.3.7.2 Cério

Usando dez linhas de Ce II (ver tabela A.2 para detalhes), o presente trabalho determinou a abundância média de  $A(\text{Ce}) = -0.31 \pm 0.10$  dex para o cério, em boa concordância com o resultado anterior de Hill et al. (2002). Entretanto, Sneden et al. (2009) apresentam uma abundância muito mais precisa baseada em 38 linhas desse elemento, fazendo com que tal resultado,  $A(\text{Ce}) = -0.29 \pm 0.05$  dex ( $[\text{Ce}/\text{Fe}] = +1.03$  dex), seja adotado como a abundância final de cério.

### 3.3.7.3 Neodímio

Uma abundância de  $A(\text{Nd}) = -0.21 \pm 0.10$  dex foi determinada no presente trabalho, a partir de 18 linhas de Nd II presentes na região espectral coberta pelos novos dados obtidos pelo UVES/VLT, em bom acordo com o resultado  $A(\text{Nd}) = -0.13 \pm 0.13$  dex encontrado por Hill et al. (2002) e com  $A(\text{Nd}) = -0.15 \pm 0.05$  dex encontrado por Sneden et al. (2009), ainda que seja mais baixo em valor absoluto. A lista completa das linhas pode ser encontrada na tabela A.2.

De fato, mesmo usando apenas o subconjunto de linhas com novos dados atômicos disponíveis a partir de Den Hartog et al. (2003), o resultado obtido é  $A(\text{Nd}) = -0.24 \pm 0.10$  dex, muito semelhante ao valor do conjunto completo. Os outros autores usaram conjuntos de linhas cobrindo toda a região óptica do espectro eletromagnético, enquanto que nesse trabalho a linha de maior comprimento de onda é Nd II 3808.767 Å. Foi então adotado o resultado  $[\text{Nd}/\text{Fe}] = +1.33$  dex de Sneden et al. (2009) como abundância final do neodímio, uma vez que eles usam o conjunto de linhas mais completo para esse elemento.

### 3.3.7.4 Samário

Esse elemento apresenta 23 linhas úteis na região estudada, listadas na tabela A.2, e a abundância obtida  $A(\text{Sm}) = -0.42 \pm 0.09$  dex está em completo acordo com o valor  $A(\text{Sm}) = -0.42 \pm 0.05$  dex ( $[\text{Sm}/\text{Fe}] = +1.51$  dex) fornecido por Sneden et al. (2009). Esse último resultado apresenta um erro menor quando comparado com a abundância determinada no presente trabalho, como consequência da maior quantidade de linhas utilizadas.



### 3.3.7.5 Európio

Após verificar mais de 20 linhas, foi determinada a abundância de európio no valor de  $A(\text{Eu}) = -0.75 \pm 0.22$  dex usando a linha Eu II 2906.669 Å, a melhor dentro do conjunto disponível, em concordância com o valor  $A(\text{Eu}) = -0.72 \pm 0.05$  dex ( $[\text{Eu}/\text{Fe}] = +1.69$  dex) obtido previamente por Sneden et al. (2009), que por sua vez foi adotado como abundância final de európio, tendo em vista a maior quantidade de linhas utilizadas. A figura 3.6 mostra o ajuste utilizado para a linha Eu II 2906.669 Å no presente trabalho (painel superior esquerdo).

### 3.3.7.6 Gadolínio

Esse elemento apresenta muitas linhas na região estudada, e a determinação aqui realizada utilizou 28 dessas linhas de Gd II, conforme especificado na tabela A.2. O valor obtido foi  $A(\text{Gd}) = -0.29 \pm 0.09$  dex e está em concordância com  $A(\text{Gd}) = -0.21 \pm 0.05$  dex, valor apresentado em Sneden et al. (2009).

No presente trabalho foi utilizada a mesma referência de Sneden et al. (2009) para os dados atômicos das transições, a saber, Den Hartog et al. (2006), mas nem todas as linhas selecionadas tiveram suas forças de oscilados calculadas, de maneira que o resultado de Sneden et al. (2009) foi utilizado no presente trabalho como a abundância final de gadolínio ( $[\text{Gd}/\text{Fe}] = +1.61$  dex).

### 3.3.7.7 Téribio

Esse é o elemento mais problemático em relação à consistência dos resultados de abundância. Hill et al. (2002) apresentam  $A(\text{Tb}) = -1.26 \pm 0.12$  dex a partir de sete linhas no óptico usando espectros obtidos com o UVES/VLT, enquanto Sneden et al. (2009) encontram  $A(\text{Tb}) = -1.01 \pm 0.05$  dex usando nove linhas e novos valores de força de oscilador, segundo Lawler et al. (2001).

Nesse trabalho foi possível utilizar quatro linhas de Tb II ao longo da região espectral coberta pelos dados disponíveis. A linha Tb II 2934.802 Å, única do conjunto estudada a partir do espectro obtido pelo STIS/HST, não apresenta novos dados atômicos e fornece uma abundância mais elevada quando comparada com as demais transições, sendo então excluída do resultado final, ainda que apresente um bom ajuste.

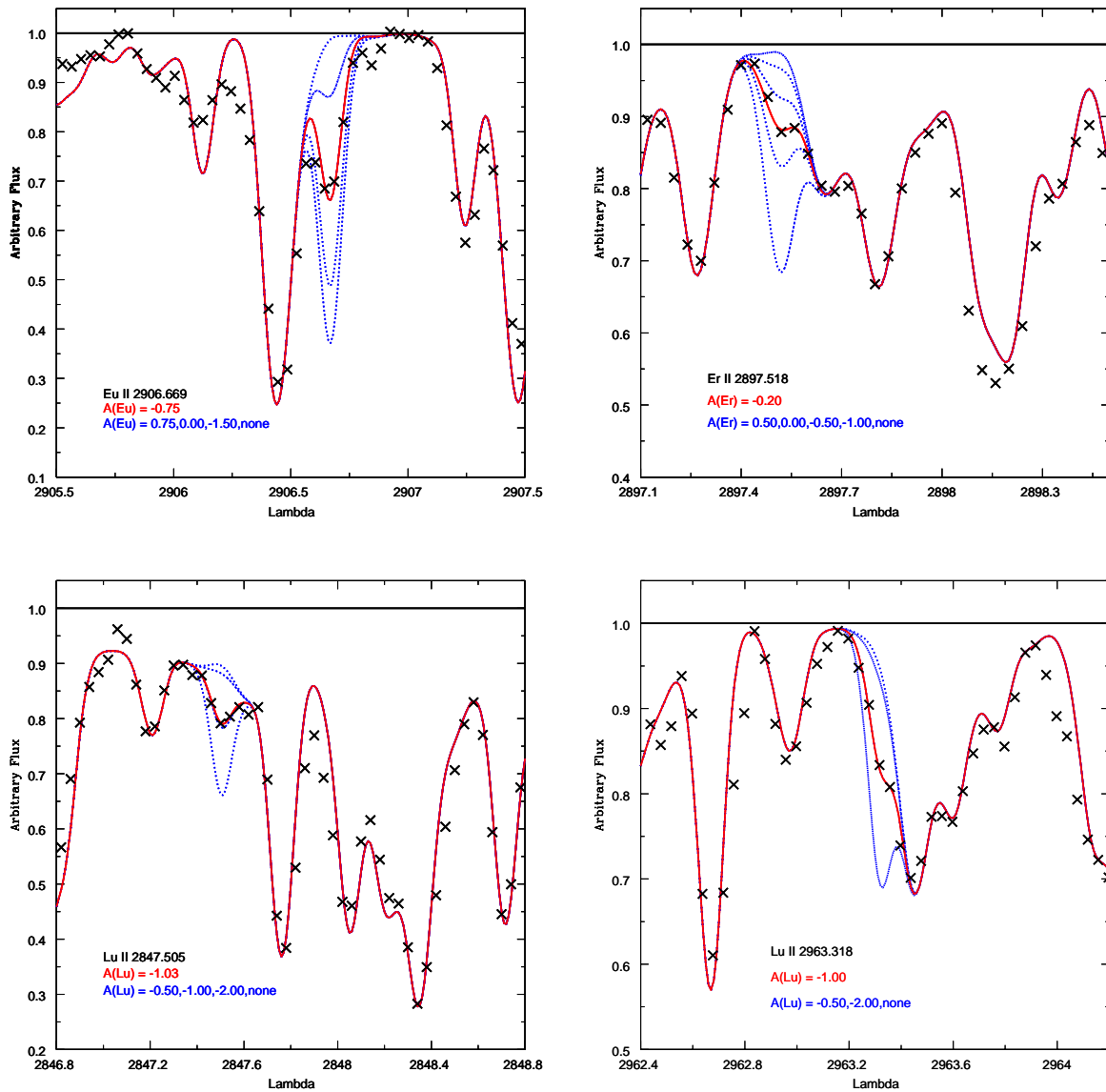


Figura 3.6: Ajuste das linhas Eu II 2906.669 Å, Er II 2897.518 Å, Lu II 2847.505 Å e Lu II 2963.318 Å disponíveis no espectro de CS 31082-001. Símbolos: idem aos da figura 3.3.

A partir das outras três linhas de Tb II, a saber, 3509.144 Å, 3633.287 Å e 3641.655 Å, a análise forneceu  $A(\text{Tb}) = -1.00 \pm 0.14$  dex como abundância de térbio. O valor aqui obtido confirma a abundância mais elevada encontrada por Sneden et al. (2009), que por sua vez foi adotada ( $[\text{Tb}/\text{Fe}] = +1.64$  dex) como mais confiável, tendo em vista o maior número de linhas utilizadas pelos autores.

### 3.3.7.8 Disprósio

A partir de 26 linhas espectrais de Dy II presentes na região estudada, foi determinada a abundância  $A(\text{Dy}) = -0.16 \pm 0.09$  dex para o disprósio. Seleccionando apenas aquelas 13 transições com novos dados atômicos (listadas na tabela A.2), a abundância obtida passa a ser  $A(\text{Dy}) = -0.12 \pm 0.09$  dex, de acordo com  $A(\text{Dy}) = -0.07 \pm 0.05$  dex fornecido em Sneden et al. (2009). No presente trabalho foi adotado então esse último resultado ( $[\text{Dy}/\text{Fe}] = +1.73$  dex) como abundância final de disprósio.

### 3.3.7.9 Érbio

Depois de verificar muitas linhas de érbio, foi obtido o valor  $A(\text{Er}) = -0.31 \pm 0.09$  dex para a abundância desse elemento, a partir das 17 melhores transições de Er II, das quais três linhas são novas transições utilizadas a partir do espectro obtido pelo STIS/HST: 2897.518 Å, 2904.468 Å e 2964.520 Å. A figura 3.6 mostra o ajuste da linha 2897.518 Å no painel superior direito.

O resultado obtido está em concordância com  $A(\text{Er}) = -0.27 \pm 0.15$  dex fornecido em Hill et al. (2002) e com  $A(\text{Er}) = -0.30 \pm 0.05$  dex fornecido em Sneden et al. (2009). O resultado desse último trabalho ( $[\text{Er}/\text{Fe}] = +1.67$  dex) foi adotado aqui como abundância final de érbio, uma vez que 19 linhas espectrais foram utilizadas.

### 3.3.7.10 Túlio

Usando as nove melhores linhas de Tm II selecionadas a partir de um conjunto muito maior de transições de túlio presentes na região espectral estudada, a abundância determinada  $A(\text{Tm}) = -1.18 \pm 0.10$  dex está de acordo com o valor  $A(\text{Tm}) = -1.24 \pm 0.13$  dex obtido por Hill et al. (2002) e com o valor  $A(\text{Tm}) = -1.15 \pm 0.05$  dex obtido por Sneden et al. (2009).

### 3.3.7.11 Lutécio

Lutécio é outro dos elementos identificados em CS 31082-001 pela primeira vez. A abundância adotada  $A(\text{Lu}) = -1.08 \pm 0.13$  dex ( $[\text{Lu}/\text{Fe}] = +1.73$  dex) foi obtida pela média das três melhores linhas de Lu II disponíveis nos dados. A figura 3.6 mostra nos painéis inferiores os ajustes realizados para as linhas Lu II 2847.505 Å e Lu II 2963.318 Å

aos dados do espectro obtido pelo STIS/HST. A terceira linha, Lu II 3077.605 Å, foi ajustada aos dados do espectro obtido pelo UVES/VLT.

#### 3.3.7.12 Háfínio

Após verificar mais de 60 linhas de háfínio, foi obtido o valor  $A(\text{Hf}) = -0.73 \pm 0.11$  dex para a abundância desse elemento a partir de cinco transições que não estavam afetadas por linhas não identificadas e outros problemas. A figura 3.7 mostra um exemplo de ajuste para o caso da linha Hf II 3012.900 Å (painel superior esquerdo). Tal resultado está em concordância com  $A(\text{Hf}) = -0.72 \pm 0.05$  dex ( $[\text{Hf}/\text{Fe}] = +1.33$  dex) obtido por Sneden et al. (2009), trabalho no qual também foram utilizados novos dados atômicos segundo Lawler et al. (2007). Esse último valor foi adotado por conta do maior número de transições que utilizou.

#### 3.3.7.13 Tântalo

Esse elemento também não havia sido apresentado anteriormente em CS 31082-001. Conforme discutido, os dados atômicos disponíveis para o tântalo produzem perfis muito fortes no espectro sintético, de maneira que novos valores precisam ser adotados a partir de trabalhos experimentais. Novas medidas de força de oscilador para linhas de Ta I foram obtidas em Fivet et al. (2006), mas todas essas linhas foram rejeitadas por problemas típicos do ultravioleta.

Ainda assim foram utilizadas três outras linhas de Ta II presentes no espectro. A linha Ta II 2685.190 Å fornece  $A(\text{Ta}) = -2.80$  dex, mas o perfil do espectro sintético é bastante intenso e provavelmente o valor de força de oscilador não está correto. Por outro lado, a linha Ta II 2832.702 Å fornece a abundância  $A(\text{Ta}) = -1.05$  dex com bom ajuste aos dados observados, ainda que a transição seja fraca. Finalmente, a linha Ta II 2635.583 Å indica uma abundância de  $A(\text{Ta}) = -2.15$  dex, conforme mostrado no painel superior direito da figura 3.7. O valor final adotado para a abundância é a média dessas duas últimas medidas,  $A(\text{Ta}) = -1.60 \pm 0.23$  dex ( $[\text{Ta}/\text{Fe}] = +1.47$  dex).

#### 3.3.7.14 Tungstênio

A maior parte das linhas de W II disponíveis na região espectral estudada foram medidas por Nilsson et al. (2008) tendo em vista a determinação de melhores parâmetros

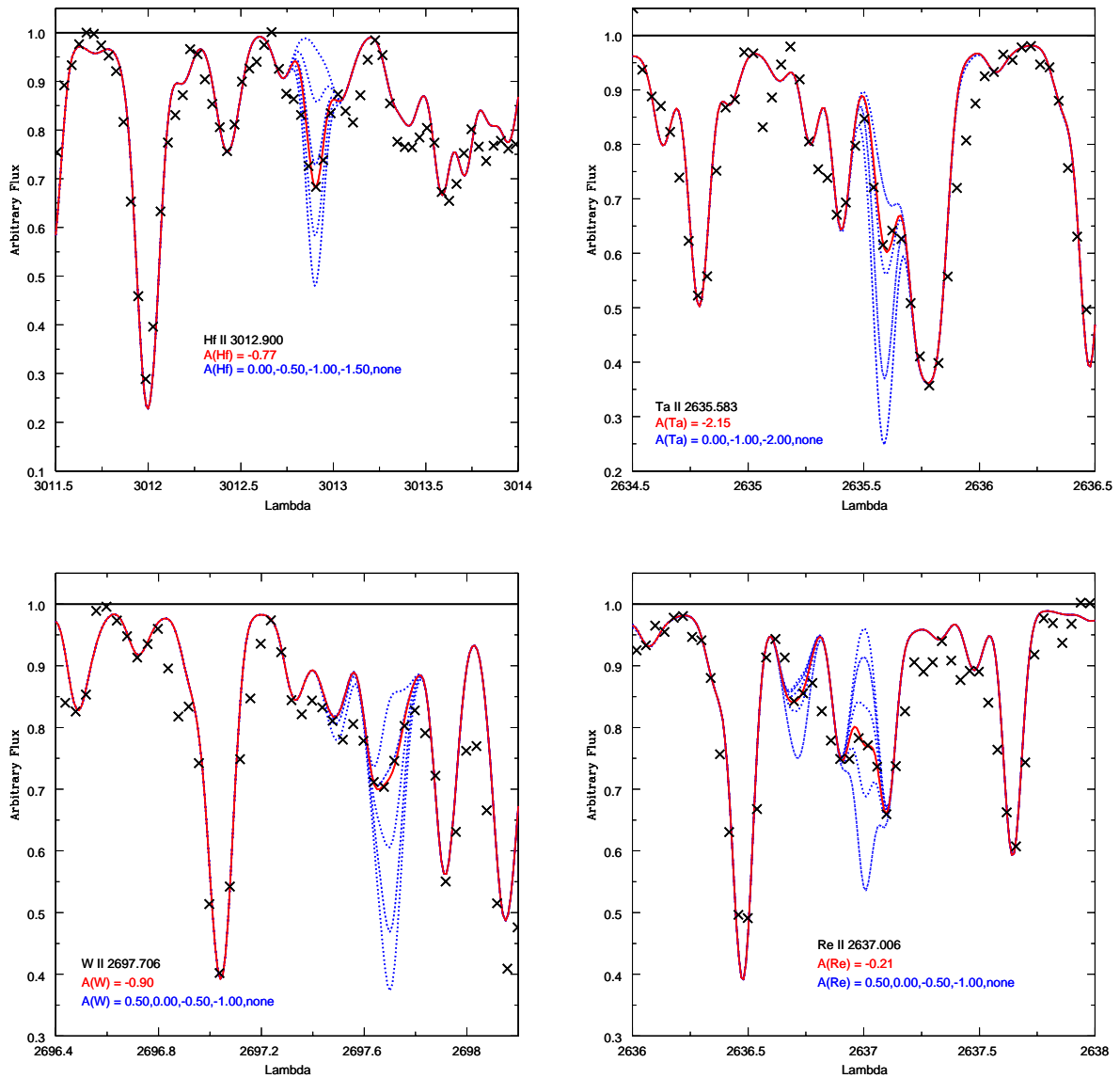


Figura 3.7: Ajuste das linhas Hf II 3012.900 Å, Ta II 2635.583 Å, W II 2697.706 Å e Re II 2637.006 Å disponíveis no espectro de CS 31082-001. Símbolos: idem aos da figura 3.3.

atômicos. A abundância determinada no presente trabalho,  $A(\text{W}) = -0.90 \pm 0.24$  dex ( $[\text{W}/\text{Fe}] = +0.92$  dex), foi obtida a partir da única linha (W II 2697.706 Å) que não estava seriamente comprometida pelos problemas já citados, típicos da região ultravioleta. Esse ajuste, bastante delicado, está mostrado na figura 3.7, no painel inferior esquerdo. A abundância de tungstênio aqui apresentada também é a primeira detecção desse elemento em CS 31082-001.

### 3.3.7.15 Rênio

A abundância de rênio apresentada aqui é outra das determinações inéditas na estrela CS 31082-001, e o valor obtido  $A(\text{Re}) = -0.21 \pm 0.21$  dex ( $[\text{Re}/\text{Fe}] = +2.45$  dex) é resultado das duas melhores linhas selecionadas, Re I 2930.613 Å e Re II 2637.006 Å. O painel inferior direito da figura 3.7 mostra o ajuste utilizado para essa segunda linha.

Junto com o tungstênio, o rênio é extremamente importante no estudo da região de transição entre o segundo e o terceiro pico dos elementos do processo-r. Para ambos os elementos a detecção das abundâncias faz uso de transições atômicas localizadas em regiões de difícil modelagem, mas a análise das incertezas mostra que os valores obtidos no presente trabalho são genuínos.

### 3.3.8 Elementos do terceiro pico

#### 3.3.8.1 Ósmio

A partir de uma lista inicial com 10 linhas, apenas uma foi utilizada na determinação da abundância desse elemento, Os I 3058.655 Å. O resultado,  $A(\text{Os}) = -0.07$  dex, é apenas marginalmente consistente com aquele obtido por Hill et al. (2002) a partir dos espectros UVES/VLT, a saber,  $A(\text{Os}) = +0.43$  dex. O valor final aqui adotado é a média desses dois resultados,  $A(\text{Os}) = +0.18$  dex.

#### 3.3.8.2 Irídio

Muitas linhas de Ir I estão disponíveis na região espectral estudada, a partir da utilização dos dados atômicos compilados no banco de dados VALD, junto com novas medidas de força de oscilador apresentadas em Xu et al. (2007). Porém, nenhum valor adequado de  $\log gf$  para a linha Ir II 3042.553 Å foi encontrado, de maneira que a transição do elemento uma vez ionizado não foi utilizada. A abundância final de irídio é a média dos resultados obtidos com as quatro melhores linhas de Ir I: 2758.223 Å, 2904.807 Å, 2924.792 Å e 3047.158 Å. O valor final  $A(\text{Ir}) = +0.18 \pm 0.17$  dex está em bom acordo com o resultado  $A(\text{Ir}) = +0.20$  dex obtido por Hill et al. (2002), que foi adotado aqui como mais confiável.

### 3.3.8.3 Platina

A abundância desse elemento foi medida por 14 linhas, e ainda que todas elas sejam relativamente fortes, a maior parte foi rejeitada pela presença de *blends*. A abundância final é baseada nas duas melhores linhas de Pt I, 2771.660 Å e 2929.789 Å, fornecendo o resultado  $A(\text{Pt}) = +0.30 \pm 0.23$  dex como valor final. Esse valor é outra detecção inédita de abundância na estrela CS 31082-001.

### 3.3.8.4 Ouro

O principal indicador de abundância de ouro é a linha Au I 2675.937 Å, que fornece  $A(\text{Au}) = -1.0 \pm 0.34$  dex para o caso da estrela aqui estudada. Devido à existência de *blends* e tendo em vista a incerteza na definição do contínuo, o erro no ajuste dessa linha é maior do que para os outros elementos.

Tentou-se utilizar a linha Au I 2748.251 Å a partir do novo valor de força de oscilador obtido na literatura. A abundância de  $A(\text{Au}) \sim -0.8 \pm 0.3$  dex obtida é compatível com aquela determinada a partir da linha anterior, fornecendo confiança aos resultados, mas foi rejeitada do cálculo da abundância final uma vez que o perfil aparece apenas como uma assimetria de outra linha mais intensa.

### 3.3.8.5 Chumbo

Conforme discutido anteriormente, Plez et al. (2004) determinaram uma abundância no valor de  $A(\text{Pb}) = -0.55$  dex em CS 31082-001 para o chumbo, usando a linha Pb I 4057.718 Å detectada em um espectro obtido pelo UVES/VLT com alta resolução e alta razão sinal-ruído, de valores 80000 e 600/pixel, respectivamente. A linha Pb I 2833.053 Å aqui utilizada é mais forte que a citada anteriormente e fornece como resultado para a abundância o valor  $A(\text{Pb}) = -0.65$  dex, confirmando a deficiência de chumbo em CS 31082-001 indicada por Plez et al. (2004). A linha foi sintetizada levando em consideração a existência do *blend* com a linha Fe II 2833.086 Å ( $\log gf = -0.483$  Fuhr e Wiese, 2006). Foi adotado o valor mais baixo  $\log gf = -0.67$  para a força de oscilador da linha Pb I 2833.053, a partir de Penkin e Slavina (1963), uma vez que valores mais elevados, como os sugeridos por Biémont et al. (2000) ( $\log gf = -0.58$ ) levariam a abundâncias ainda menores de chumbo, o que não parece razoável.

Esse baixo nível de chumbo, significativamente mais baixo do que o valor obtido no Sistema Solar para a decomposição do processo-r, apenas é observado em CS 31082-001 e como limite superior em HE 1523-0901, e em ambos os casos associado com metalicidade muito baixa ( $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3$  dex). Apenas limites superiores estão disponíveis para outras estrelas enriquecidas em processo-r com semelhante metalicidade, enquanto as medidas de chumbo para estrelas com  $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$  dex estão em razoável acordo com o valor solar (Aoki e Honda, 2008; Roederer et al., 2009). É importante notar que a abundância de chumbo residual no Sistema Solar, depois da subtração da componente referente ao processo-s, é também bastante incerta (Goriely, 1999).

A razão para a existência desses dois tipos de padrão de abundância, com valores altos e baixos para a abundância de chumbo, ainda é desconhecida. Isso não deve estar associado necessariamente com o fenômeno de excesso dos actínídeos, uma vez que a outra estrela com baixo nível de chumbo HE 1523-0901 apresenta valores “normais” de abundância dos actínídeos. Uma possível razão é a existência de diferentes condições de processo-r, levando a valores altos e baixos de chumbo. Outra possibilidade é a contaminação por material enriquecido por processo-s forte, produzindo altas abundâncias de chumbo sem a presença de outros elementos característicos, em metalicidades da ordem de  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2$  dex na história química da Galáxia.

### 3.3.8.6 Bismuto

Junto com o chumbo, a abundância de bismuto é um importante ponto de calibração para modelos de abundâncias de idade zero para processo-r, independente do valor incerto da abundância de bismuto no padrão solar do processo-r (Schatz et al., 2002). Os espectros obtidos pelo STIS/HST de CS 31082-001 permitiram a primeira determinação da abundância de bismuto em uma estrela enriquecida por processo-r; a única outra detecção em estrelas pobres em metais foi obtida para uma estrela rica em processo-s em Ivans et al. (2005).

Foram utilizadas as três melhores linhas presentes na região espectral estudada para a determinação das abundâncias: Bi I 2989.018 Å, Bi I 3024.635 Å e Bi I 3067.707 Å. A linha em 3024.6 Å está presente em dois espectros STIS/HST de diferentes ordens (2 e 3), mas na ordem 2 está mais próxima do ângulo de blaze máximo, de maneira que a razão sinal-ruído é mais elevada. As abundâncias obtidas são  $A(\text{Bi}) = -0.3$  e  $0.2$  dex,



respectivamente, mas o primeiro valor é então mais confiável.

Das duas linhas restantes, a abundância a partir da linha mais fraca em 2989 Å é compatível com  $A(\text{Bi}) = -0.50$  dex. Por sua vez, a linha Bi I 3067.707 Å apresenta *blends* intensos, em particular com uma linha forte da molécula de OH. Adotando a abundância de oxigênio apresentada por Hill et al. (2002), essa linha de bismuto fornece  $A(\text{Bi}) = -0.40$  dex como resultado para a abundância de bismuto. O espectro de alta resolução obtido pelo UVES/VLT possui muito ruído nessa região espectral, mas também é compatível com essa baixa abundância. Assim, adotou-se como valor final a média  $A(\text{Bi}) = -0.4$  dex, excluindo apenas a abundância obtida pela linha Bi I 3024.635 Å no espectro de ordem 3.

A possibilidade de medição da abundância de bismuto em CS 31082-001 provavelmente é consequência desse elemento ser mais abundante nesse objeto do que em outras estrelas, uma vez que se verifica o fenômeno de excesso dos actinídeos. Seria interessante uma análise de outras estrelas pobres em metais enriquecidas em processo-r com o espectrógrafo STIS, de maneira a confirmar essa hipótese.

### 3.3.8.7 Tório

Muitas linhas de tório estão presentes nos espectros analisados, mas todas elas são muito fracas e/ou apresentam *blends* fortes. Dessa maneira foi adotada a abundância de tório determinada de maneira robusta por Hill et al. (2002) a partir de oito linhas espectrais.

### 3.3.9 Correções dos efeitos de NLTE e 3D

Andrievsky et al. (2009, 2011) analisaram novamente a amostra de estrelas pobres em metais observadas no programa *First Stars*, incluindo CS 31082-001, determinando as abundâncias de estrôncio e bário a partir de cálculos usando modelos fora do equilíbrio termodinâmico local (NLTE). Para o estrôncio, a abundância em NLTE é 0.2 dex mais baixa do que o obtido por Hill et al. (2002) ( $[\text{Sr}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}} = +0.53$  dex) com a análise em LTE, enquanto que uma correção maior foi encontrada para o caso do bário, uma vez que a abundância em NLTE é  $A(\text{Ba}) = 0.00$  dex ( $[\text{Ba}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}} = +0.76$  dex).

Recentemente, Mashonkina et al. (2012) consideraram o fenômeno de sobreionização no ultravioleta para calcular as abundâncias em NLTE de chumbo em estrelas frias pela linha Pb I 4057 Å. No caso de CS 31082-001, o valor corrigido é  $A(\text{Pb}) = +0.01$  dex ( $[\text{Pb}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}} = +0.94$  dex), significativamente maior do que os resultados obtidos por

modelos em LTE:  $A(\text{Pb}) = -0.55$  dex fornecido em Plez et al. (2004) e  $A(\text{Pb}) = -0.65$  dex calculado no presente trabalho. Em Mashonkina et al. (2012), os autores também fornecem as abundâncias em NLTE para o európio, e no caso de CS 31082-001 o valor obtido é 0.06 dex maior ( $[\text{Eu}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}} = +1.75$  dex) do que a melhor estimativa em LTE para essa abundância, a saber,  $A(\text{Eu}) = -0.72$  dex segundo Sneden et al. (2009).

Para os outros elementos pesados estudados não existem cálculos em NLTE disponíveis. Seria muito interessante verificar esses resultados para o caso da abundância de germânio, uma vez que o principal indicador dessa abundância é uma transição do estado não-ionizado do átomo, análogo ao caso de chumbo, para o qual a correção foi significativa. Entretanto, não existe modelo em NLTE do átomo de germânio disponível atualmente (Andrievsky, comunicação privada).

É bem conhecido que as correções em NLTE nas abundâncias relativas aos resultados obtidos em LTE em geral têm efeito contrário aos resultados de modelos tridimensionais, de maneira que ambos os efeitos devem ser levados em consideração ao mesmo tempo. Uma vez que o chumbo é um elemento importante na calibração do ponto de idade zero para as abundâncias de processo-r obtidas por modelos (Schatz et al., 2002; Wanajo, 2007), e tendo em vista que a correção por efeito de NLTE obtida na literatura é forte o suficiente para ter implicações nas discussões sobre os modelos para produção dos elementos de captura de nêutrons nessa estrela, foi calculada também a correção para modelos tridimensionais para o chumbo. Os cálculos foram realizados gentilmente por Elisabetta Caffau, da Universidade de Heidelberg e do Observatório de Paris-Meudon.

Para estimar essa correção foi utilizado um modelo hidrodinâmico calculado com o código CO5BOLD (Freytag et al., 2002, 2012) com os parâmetros 5020/2.5/-3/0. Tal modelo tem uma resolução de  $160 \times 160 \times 200$ , e suas dimensões são  $573215 \times 573214 \times 245362$  km<sup>3</sup>. Vinte estágios representativos foram selecionados, cobrindo 156 horas em intervalo de tempo. Para a opacidade, baseada nos pacotes dos modelos atmosféricos MARCS (Gustafsson et al., 2008), os coeficientes de absorção foram obtidos por média de seis faixas. Os modelos plano-paralelos 1D foram usados como modelos de referência, calculados com o código LHD (ver Caffau e Ludwig, 2007), uma vez que compartilha da mesma microfísica e opacidade com o código CO5BOLD.

A correção 3D é definida como  $A(3\text{D}) - A(1\text{D}_{\text{LHD}})$  (detalhes em Caffau et al., 2011). Os cálculos de formação de linha foram realizados com Linfor3D, desenvolvido por Matthias

Steffen e colaboradores. Comparado com o valor obtido pelos modelos em 1D LTE, o efeito tridimensional produz uma correção de  $\Delta A(\text{Pb}) = -0.21$  dex, que em conjunto com a correção em NLTE define a nova abundância de chumbo  $A(\text{Pb}) = -0.20$  dex adotada para CS 31082-001 ( $[\text{Pb}/\text{Fe}]_{\text{NLTE}+3\text{D}} = +0.73$  dex). Conforme discutido em Spite et al. (2012), linhas mais fracas são formadas em camadas mais profundas da atmosfera da estrela, região na qual as velocidades das granulações e os contrastes são maiores, o que possivelmente explica essa correção significativa para a abundância de chumbo.

É importante notar que a correção aqui apresentada não é proveniente de um cálculo completo em 3D considerando efeitos de NLTE, que até agora só foi realizado para o caso do Li I e do O I. Mas enquanto esses modelos completos parecem importantes no caso do lítio (Asplund et al., 2003; Barklem et al., 2003; Cayrel et al., 2007), as correções para efeitos de NLTE para o oxigênio são bastante similares nos casos dos modelos 1D e 3D, ao menos com os parâmetros solares (Asplund et al., 2004).

### 3.4 Comparação com o padrão do Sistema Solar

As abundâncias em CS 31082-001 a partir de trabalhos anteriores (Hill et al., 2002; Snenen et al., 2009) e a partir da presente análise são apresentadas e comparadas na tabela 3.1. A comparação do padrão observado com aquele residual encontrado no Sistema Solar, usando a deconvolução de Simmerer et al. (2004), está mostrada na figura 3.8, assim como os resíduos da comparação. Para os elementos radioativos urânio e tório, a abundância mostrada foi corrigida pelo fenômeno de decaimento radioativo desde a formação do Sistema Solar, mas os valores atuais estão também representados pela linha pontilhada. Além disso, as abundâncias corrigidas pelos efeitos de NLTE para alguns elementos também são apresentadas (símbolos vermelhos) e comparadas com os valores em LTE, enquanto que para o caso do chumbo, a nova abundância corrigida por efeitos de NLTE + 3D também é identificada pelo símbolo verde. As abundâncias solares adotadas no presente trabalho (Lodders et al., 2009; Caffau et al., 2011), assim como resultados anteriores (Anders e Grevesse, 1989; Grevesse e Sauval, 1998; Asplund et al., 2009), estão mostrados na tabela B.1, para facilitar a comparação. As frações associadas ao processo-r e ao processo-s para a origem dos elementos por captura de nêutrons, segundo Simmerer et al. (2004), também são apresentadas na tabela B.1.

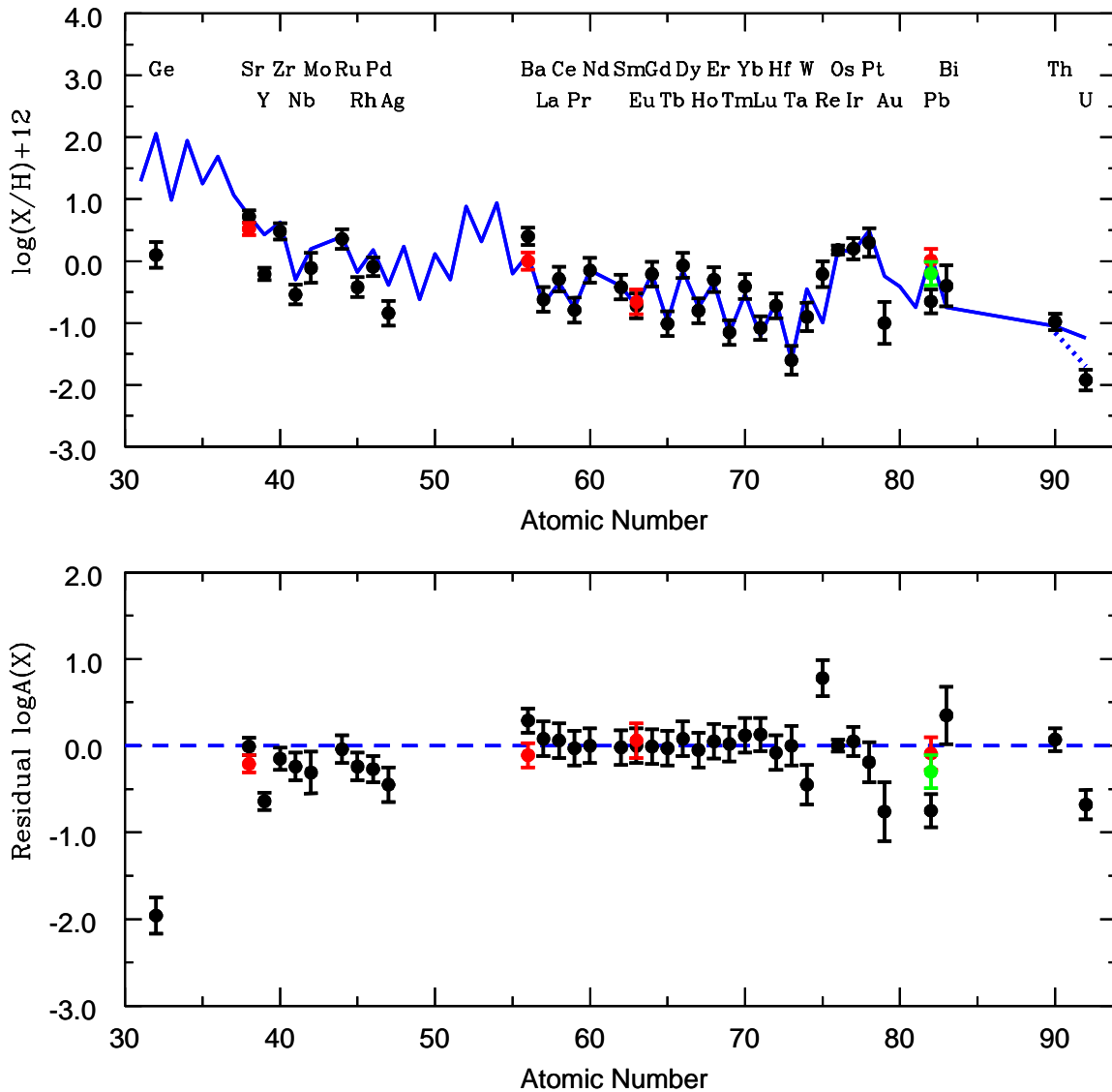


Figura 3.8: Abundâncias solares para o processo-r. Painel superior: deconvolução de Simmerer et al. (2004) deslocada para ajustar a abundância de európio na estrela (linha sólida azul) comparada com as novas abundâncias em CS 31082-001 (pontos pretos e respectivas barras de erros). Os elementos radioativos estão corrigidos pelo decaimento desde a formação do Sistema Solar, mas a linha pontilhada mostra as abundâncias atuais para essas espécies. Abundâncias em NLTE são mostradas para alguns elementos (pontos vermelhos e respectivas barras de erros), e para o chumbo o valor corrigido por modelos 3D + NLTE é também apresentado (ponto verde e respectivas barras de erros). Painel inferior: resíduos.

A partir da figura 3.8 é possível notar que as correções para NLTE de Andrievsky et al. (2011) fazem com que a abundância de estrôncio seja mais semelhante com a tendência observada para os outros elementos do primeiro pico, ou seja, com valores abaixo do nível

observado para o Sistema Solar. Por sua vez, a correção para NLTE do bário fornecida em Andrievsky et al. (2009) está em bom acordo com o padrão solar do processo-r. Finalmente, observa-se que a nova abundância calculada com a correção de NLTE + 3D para o chumbo está em melhor concordância com o valor solar, mas ainda está abaixo do nível do Sistema Solar.

Conforme discutido em detalhes para cada um dos elementos estudados, existe grande acordo entre as abundâncias obtidas nesse trabalho e as determinações anteriores em CS 31082-001. De maneira geral, a figura 3.8 mostra que a distribuição dos elementos de captura de nêutrons nessa estrela apresenta correspondência muito boa com o padrão residual observado no Sistema Solar, desde o elemento bário até aqueles associados ao terceiro pico do processo-r. Esse resultado, bem conhecido para as estrelas pobres em metais enriquecidas em processo-r, levou alguns autores a argumentar que essa correspondência é evidência de um processo-r robusto, que deveria operar aproximadamente da mesma maneira ao longo da história da Galáxia. As novas abundâncias de lutécio e tântalo aqui apresentadas seguem essa tendência, reafirmando o resultado. Mas enquanto a abundância de tungstênio em CS 31082-001 parece ser sub-solar, a abundância de rênio está elevada quando comparada ao padrão solar. Esse desacordo pode ser consequência de uma quebra na universalidade do processo-r para os elementos com número atômico  $Z = 74 - 75$  ou pode vir de um problema nos espectros observados e/ou nos dados atômicos utilizados, mas outra fonte de erro a ser considerada é a própria deconvolução do processo-r no Sistema Solar (Goriely, 1999).

Snedden et al. (2008) apresentam uma comparação de abundâncias do tipo realizado nesse trabalho, com dados de seis estrelas pobres em metais e ricas em elementos do processo-r, incluindo CS 31082-001. Tal comparação mostra exatamente a consistência entre as abundâncias dos elementos mais pesados produzidos por captura de nêutrons nessas estrelas e os valores do padrão solar obtidos pela deconvolução. Esse grupo de estrelas tem sido identificado como objetos-padrão para a caracterização do padrão de abundância do processo-r. Ao mesmo tempo, essas comparações mostram que esse excelente acordo não existe para os elementos mais leves, associados ao primeiro pico do processo-r. As novas abundâncias de germânio e molibdênio determinadas nesse trabalho confirmam essa tendência para o caso de CS 31082-001.

Recentemente, Roederer et al. (2010) e Cowan et al. (2011) afirmaram que, de ma-

neira semelhante à necessidade de múltiplos mecanismos para explicar as abundâncias dos elementos do primeiro pico, uma simples combinação linear do padrão solar residual para o processo-r e o processo-s não é um procedimento adequado para descrever alguns dos elementos mais pesados de captura de nêutrons, quando uma precisão elevada é requerida. Por outro lado, o método padrão de deconvolução ainda é interessante para avaliação da predominância dos processos rápido e lento de maneira global.

### 3.5 Comparações com modelos de processo-r

Conforme discutido anteriormente, muitos são os modelos que tentam descrever o mecanismo de produção dos elementos pesados por captura de nêutrons no contexto rápido, ou seja, o processo-r. No presente trabalho foram utilizados resultados obtidos em diferentes contextos: muitas das previsões teóricas são baseadas na aproximação clássica de ponto de espera (*waiting point* no original), na qual os núcleos-sementes de ferro são bombardeados por um fluxo de nêutrons de certa densidade, com equilíbrio entre reações do tipo  $(n,\gamma) - (\gamma,n)$ , com temperatura e tempo de exposição bem determinados (Schatz et al., 2002; Kratz et al., 2007). Esse tipo de modelo clássico para processo-r é capaz de ajustar as abundâncias isotópicas residuais do Sistema Solar desde ferro até chumbo usando apenas quatro parâmetros livres, sugerindo que esse método deve refletir propriedades gerais do(s) ambiente(s) de processo-r.

O modelo descrito em Wanaajo et al. (2002) é baseado no cenário de vento de neutrinos em explosões de supernovas. Wanaajo (2007) usou o mesmo contexto, mas adotou um processo-r “frio”, no qual ocorre competição entre as capturas de nêutrons  $(n,\gamma)$  e os decaimentos- $\beta$ , mas sem a ocorrência de fotodissociação  $(\gamma,n)$  quando a temperatura cai abaixo de  $\sim 5 \times 10^8$  K. Essa é a diferença em relação ao modelo tradicional “quente”, que ocorre com temperaturas da ordem de  $1 \times 10^9$  K, permitindo que o equilíbrio  $(n,\gamma) - (\gamma,n)$  permaneça uma boa aproximação durante a atuação do processo-r.

Na figura 3.9 é feita a comparação entre as novas abundâncias em CS 31082-001 com aquelas obtidas pelas previsões dos modelos “quente” (painel superior esquerdo) e “frio” (painel inferior esquerdo) para o processo-r (Wanaajo et al., 2002; Wanaajo, 2007). Os resíduos das comparações também são mostrados (painel superior e inferior direito). Os padrões provenientes dos modelos foram deslocados de maneira a ajustar a abundância de

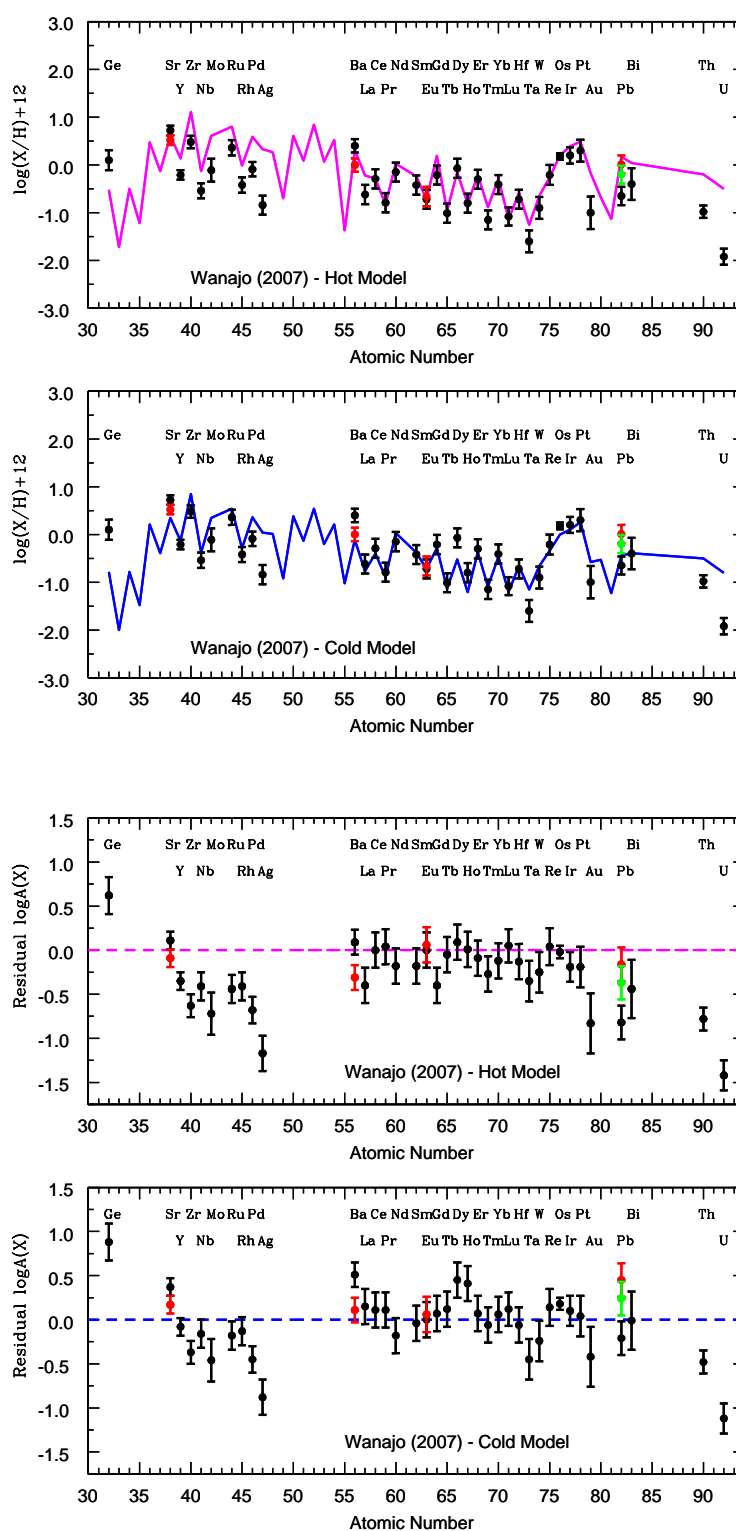


Figura 3.9: Comparação entre o padrão de abundância observado em CS 31082-001 com as previsões dos modelos “quente” (linha magenta Wanajo et al., 2002) e “frio” (linha azul Wanajo, 2007). Os resíduos também são mostrados. Símbolos: idem aos da figura 3.8.

európio na estrela para facilitar a visualização. Fica evidente que o modelo “quente” ajusta bem a abundância de muitos dos elementos do segundo pico do processo, mas falha para os elementos do primeiro e terceiro picos. O modelo “frio” parece fornecer um ajuste global melhor, exceto para alguns elementos, novamente indicando que o padrão das abundâncias químicas em CS 31082-001 é proveniente de diferentes processos de nucleossíntese ocorrendo com diferentes condições físicas.

Também vale a pena notar que tanto o modelo “frio” quanto o “quente” ajustam muito bem as novas abundâncias de lutécio, tungstênio e rênio, mesmo que esses dois últimos não apresentem acordo com o padrão do Sistema Solar. Importante destacar que essa é a primeira vez que as abundâncias dos elementos entre o segundo e o terceiro pico são fornecidas para uma estrela pobre em metais.

Uma diferença importante entre esses dois modelos é o comportamento do padrão de abundâncias na região do terceiro pico. Enquanto o modelo tradicional “quente” de Wanajo et al. (2002) produz abundâncias de ouro, chumbo e bismuto consideravelmente maiores do que os valores observados, o modelo “frio” parece fornecer uma descrição melhor dessa região. A nova abundância do chumbo corrigida por efeitos de NLTE + 3D leva à mesma conclusão. Seria interessante verificar esse tipo de correção para os outros elementos dessa região, mas não existem informações disponíveis na literatura.

Recentemente, Farouqi et al. (2010) investigaram o ponto de congelamento (*freezeout* no original) das partículas carregadas nesses modelos de vento de neutrinos. Eles definem uma entropia máxima para certa velocidade de expansão e certa abundância eletrônica ( $Y_e$ ), além da qual a produção dos núcleos-sementes para os elementos pesados deixa de ocorrer, devido à baixa densidade da matéria. Eles também investigaram o processo-r subsequente ao congelamento das partículas carregadas, analisando o impacto das propriedades nucleares obtidas por diferentes modelos teóricos de massa sobre as abundâncias finais. Os autores encontraram que é possível produzir os isótopos do processo-r, entre Zn ( $Z = 30$ ) e Ru ( $Z = 44$ ), através da utilização de diferentes abundâncias eletrônicas contidas no intervalo  $0.450 \leq Y_e \leq 0.498$  e utilizando baixas entropias, tais como  $S < 100-150 k_B$  (constante de Boltzmann) por nucleon (ver discussão semelhante em Hoffman et al., 1996; Wanajo, 2006). Os autores também mostram que para abundâncias eletrônicas  $Y_e$  abaixo de 0.50, apenas os elementos com número de massa abaixo de  $A = 130$  são produzidos, de maneira que a região associada com o processo-r clássico até o terceiro pico precisam de



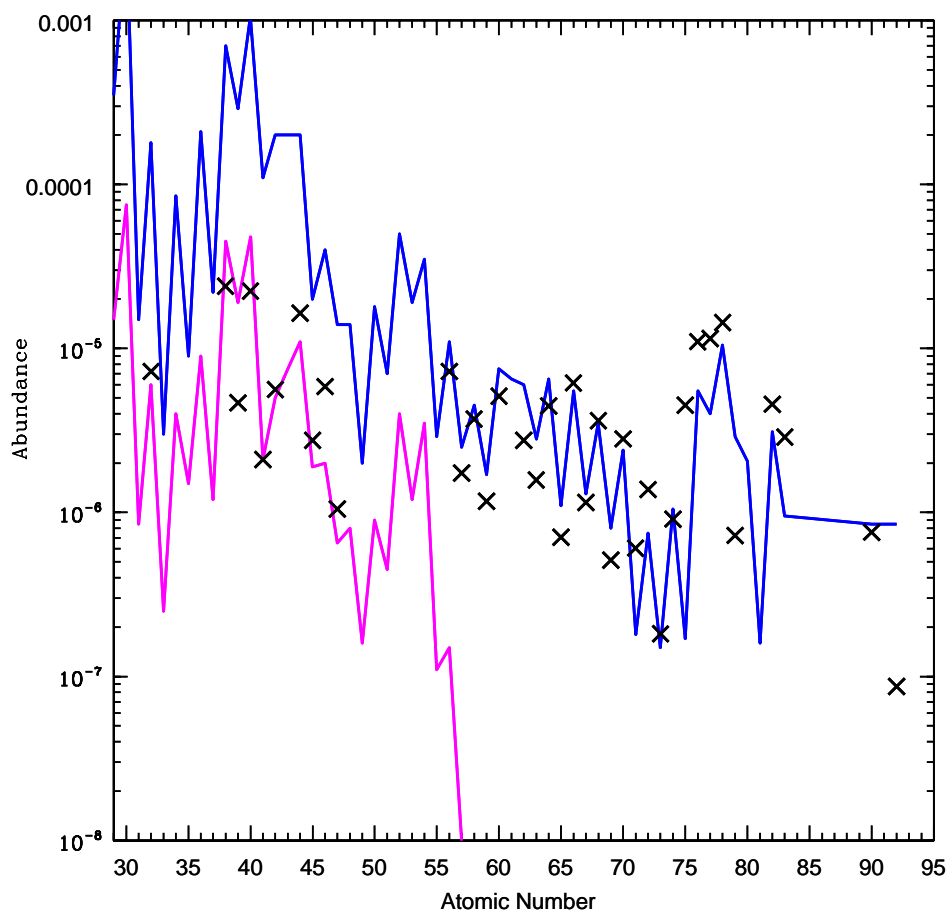


Figura 3.10: Comparação entre as abundâncias em CS 31082-001 (cruzes) com as previsões de Farouqi et al. (2010), usando  $Y_e=0.498$  (linha magenta) e  $Y_e = 0.482$  (linha azul). Para cada  $Y_e$  foi realizada uma superposição de entropias desde  $S = 5 \text{ k}_B/\text{nucleon}$  até um valor máximo  $S_{final}(Y_e) \sim 300 \text{ k}_B/\text{nucleon}$ .

vento com material mais rico em nêutrons.

A figura 3.10 mostra os resultados obtidos por Farouqi et al. (2010) com abundâncias eletrônicas nos valores de  $Y_e = 0.498$  (linha magenta) e  $Y_e = 0.482$  (linha azul), comparados com as abundâncias observadas em CS 31082-001 (cruzes). Tais cálculos foram realizados com uma velocidade de expansão do vento com valor de  $V_{exp} = 7500 \text{ km.s}^{-1}$ , e para cada valor de abundância eletrônica a superposição das entropias vai desde  $S = 5 \text{ k}_B/\text{nucleon}$  até a entropia máxima  $S_{final}(Y_e) \sim 300 \text{ k}_B/\text{nucleon}$ . É possível notar que toda a região de massas pode ser ajustada, desde o germânio até o tório, uma vez que diferentes parâmetros sejam utilizados nos modelo, de acordo novamente com a necessidade de mais de um ambiente astrofísico para a nucleossíntese do processo-r e/ou diferentes condições no mesmo

ambiente. O estudo realizado por Farouqi et al. (2010) pode ser interpretado como uma generalização dos modelos “quente” e “frio” de Wanajo et al. (2002) e Wanajo (2007), uma vez que a parametrização permite o alcance de todas as condições possíveis.

Sobre a física nuclear, Cowan et al. (2002) adotaram razões de abundâncias iniciais baseadas em modelos extendidos de Thomas-Fermi em regiões distantes da zona de estabilidade (ETFSI-Q) e modelo de gota líquida finito com correções (FRDM + HFB). Goriely e Arnould (2001) usaram modelo de multi-evento, de maneira a encontrar as melhores condições astrofísicas, consideradas como parâmetros livres, ajustando então certa distribuição de abundâncias observadas para conjunto específico de parâmetros nucleares de entrada. Em cada caso, os cálculos foram realizados por uma solução completa do conjunto de reações, e não utilizando a aproximação de ponto de espera.

Infelizmente, nenhuma informação experimental está disponível para a maior parte dos dados de física nuclear necessários (Schatz et al., 2002). Divergências entre observações e teoria indicam erros nos dados nucleares e/ou nos modelos astrofísicos (ou nas observações, obviamente). Sendo assim, as diferenças observadas entre as abundâncias de CS 31082-001 e as previsões dos modelos, como no caso da figura 3.9, também podem ser provenientes de problemas nos dados de física nuclear utilizados como parâmetros de entrada nos cálculos. De fato, muitos são os trabalhos dedicados à obtenção de melhores valores dessas informações.

### 3.6 A origem do germânio

Outra maneira importante de atacar o problema da origem dos elementos é verificar a evolução do comportamento das abundâncias como função da metalicidade, a partir de uma amostra de estrelas. Entretanto, para alguns elementos, o número de estrelas com abundância bem determinada é pequeno devido às dificuldades na detecção. Esse é o caso do germânio e do molibdênio. Cowan et al. (2005) usaram uma amostra de dez estrelas pobres em metais do halo Galáctico com medida de abundância de germânio para analisar o comportamento desse elemento em comparação com o padrão dos elementos do processo-r, representado pelo elemento európio. Essa amostra incluiu a estrela HD 122563, um objeto pobre em elementos do processo-r.

No presente trabalho essas comparações foram reproduzidas, incluindo agora o resul-

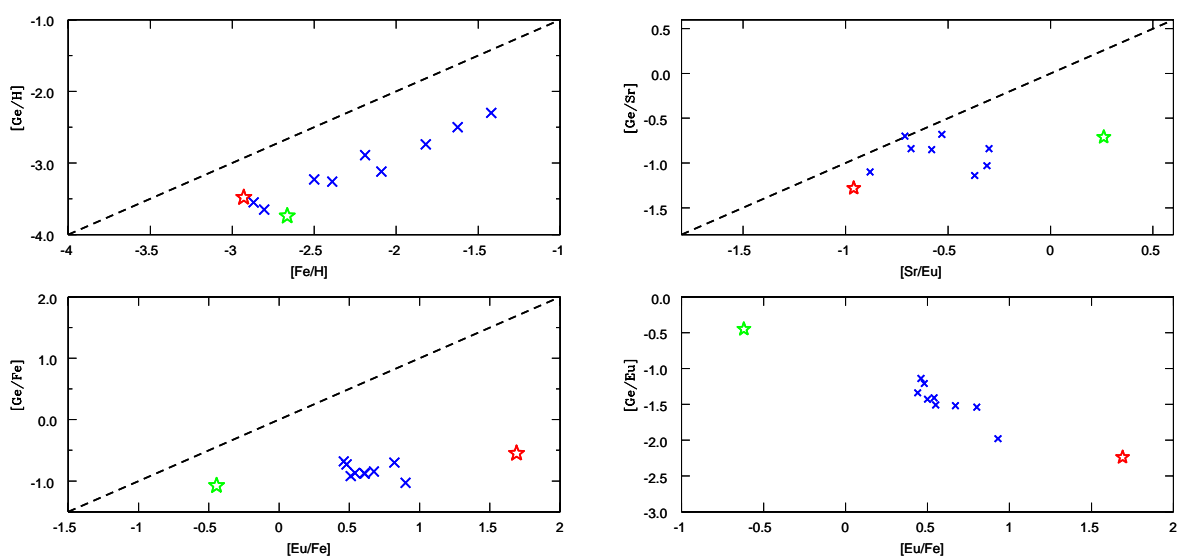


Figura 3.11: Abundâncias de germânio  $[Ge/H]$  em função da metalicidade  $[Fe/H]$  (superior esquerdo); correlação entre a abundância relativa  $[Ge/Fe]$  e a abundância de európio  $[Eu/Fe]$  (inferior esquerdo); abundância relativa  $[Ge/Sr]$  em função da razão  $[Sr/Eu]$  (superior direito); correlação entre as razões de abundância  $[Ge/Eu]$  e  $[Eu/Fe]$  (inferior direito). Os dados originais de Cowan et al. (2005) são representados pelos símbolos azuis e os novos valores obtidos para CS 31082-001 são mostrados pela estrela vermelha. A estrela pobre em elementos do processo-r HD 122563 é mostrada pela estrela verde.

tado de germânio aqui obtido para CS 31082-001. A figura 3.11 mostra os resultados desse exercício. É possível notar que a estrela estudada nesse trabalho é o objeto mais pobre em metais da amostra, e com o maior grau de enriquecimento por elementos do processo-r. A abundância do germânio apresenta correlação com a metalicidade, mas parece não estar correlacionada com os elementos-r. Cowan et al. (2005) discutem que enquanto os processos de captura de nêutrons são importantes para a produção do germânio no material do Sistema Solar, tais comparações parecem indicar uma origem diferente para esse elemento nos estágios iniciais da história da Galáxia.

É importante notar que os modelos de vento dirigido por neutrinos sempre produzem razões de abundância tais que  $[Ge/Sr] < 1$ , uma vez que a alta entropia ( $S > 30 k_B/\text{nucleon}$ ) provoca o congelamento das partículas carregadas a partir do equilíbrio estatístico nuclear (NSE, do inglês *nuclear statistical equilibrium*) e posiciona o pico de abundância no número de massa  $N = 50$ , em torno dos núcleos  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$  e  $^{90}\text{Zr}$  (Woosley e Hoffman, 1992; Meyer et al., 1998; Wanajo e Ishimaru, 2006). Por outro lado, as ejeções de supernovas de baixa massa (O-Ne-Mg, captura eletrônica) produzem razões de abundância  $[Ge/Sr] \sim 1$ , uma

vez que as baixas entropias ( $S \sim 10 k_B/\text{nucleon}$ ) e o enriquecimento mediano em nêutrons provocam um pico de abundâncias na região de massas atômicas  $A = 70 - 80$  ( $N < 50$ ), incluindo o germânio (Hartmann et al., 1985; Wanajo et al., 2011).

A figura 3.11 compara as abundâncias relativas  $[\text{Ge}/\text{Sr}]$  e  $[\text{Sr}/\text{Eu}]$  para a amostra citada, observando-se uma correlação marginal entre o enriquecimento em germânio e o não-enriquecimento em elementos do processo-r. A figura 3.11 também compara a abundância de germânio com o nível geral de abundância dos elementos pesados do processo-r, representado pela abundância de európio, em função desse enriquecimento. Novamente, observa-se uma anti-correlação clara entre abundância de germânio e enriquecimento em processo-r. De fato, a figura 3.10 mostra que a baixa abundância de germânio em CS 31082-001 é melhor descrita por modelos de vento de neutrino, enquanto que a alta abundância de germânio em HD 122563 parece ser mais compatível com modelos de supernovas por captura eletrônica (figura 5 em Wanajo et al., 2011). Nota-se então que o germânio é um elemento-chave na avaliação das condições astrofísicas de atuação do processo-r.

Vale a pena notar que a região entre o pico do ferro e o primeiro pico do processo-r é historicamente atribuída ao começo do processo-r, e o germânio está no final do pico do ferro. De fato, a falta de correlação entre abundância de germânio e o nível geral de abundância dos elementos pesados do processo-r faz com que uma origem de tipo “pico do ferro” para o germânio não seja descartada.

Para verificar essa hipótese, usando uma amostra de estrelas pobres em metais selecionadas de trabalhos que utilizaram dados de alta resolução, a saber, Cowan et al. (2005), François et al. (2007), Roederer et al. (2010), Peterson (2011) e Hansen et al. (2012), foram calculados os valores das correlações entre as razões de abundâncias  $[\text{X}/\text{Fe}]$  em função da metalicidade  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e em função do enriquecimento em elementos do processo-r, representado pela razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$ , onde X representa um elemento qualquer desde aqueles do pico do ferro até os elementos pesados de captura de nêutrons. Foi ainda analisada a correlação entre a razão de abundância  $[\text{X}/\text{Eu}]$ , que representa o enriquecimento de determinado elemento em relação ao nível geral de abundância do processo-r, aqui representado pelo elemento európio, em função do enriquecimento em processo-r, representado pela razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$ .

Na figura 3.12 estão mostradas essas correlações para o caso dos elementos zircônio e prata, associados ao primeiro pico do processo-r, para o caso do níquel, um exemplo de

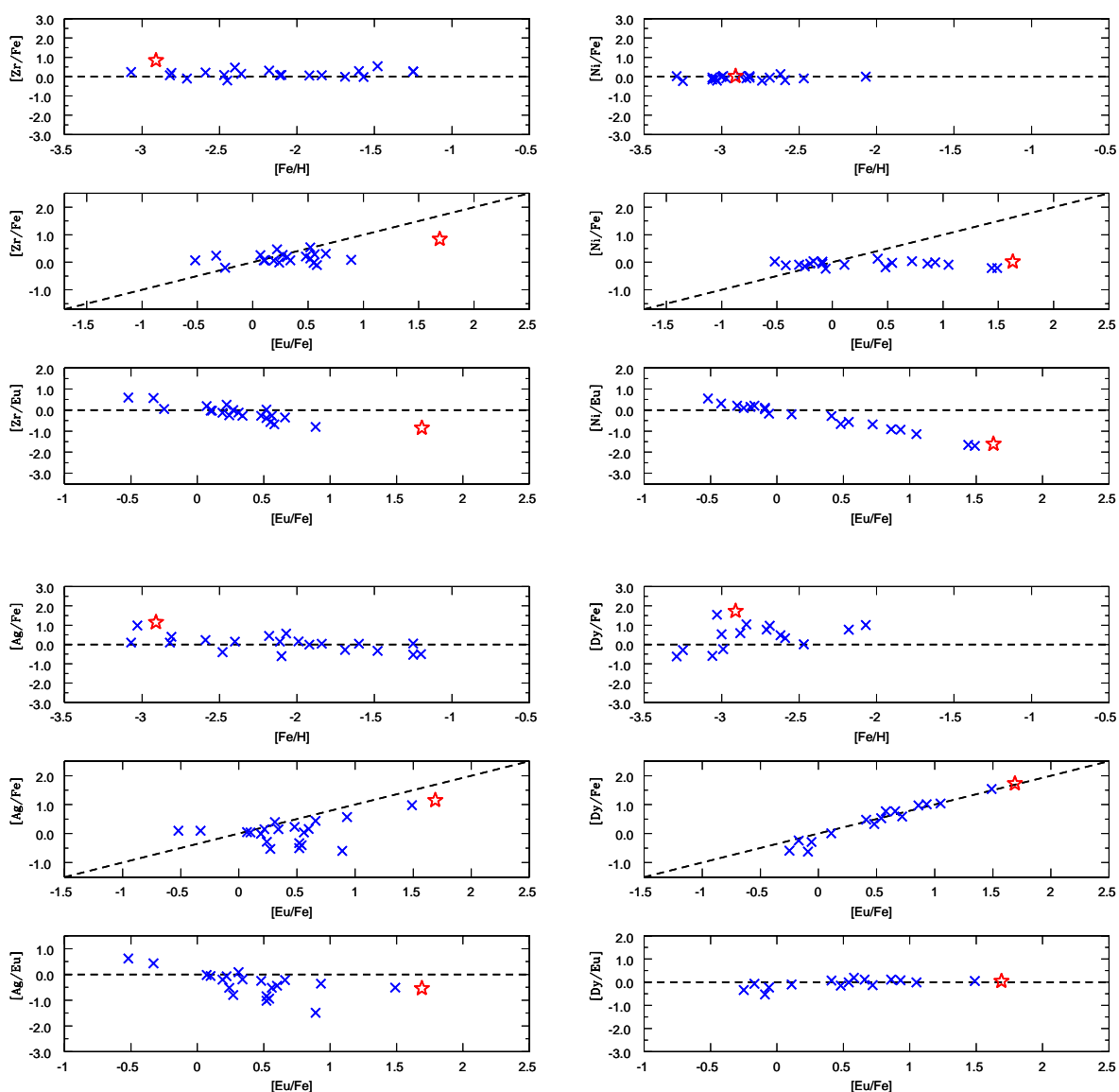


Figura 3.12: Correlações entre as razões de abundância  $[X/Fe]$  e  $[Fe/H]$ ,  $[X/Fe]$  e  $[Eu/Fe]$ ,  $[X/Eu]$  e  $[Eu/Fe]$ , para o caso dos elementos zircônio, prata, titânio e disprósio. Os símbolos azuis representam as estrelas pobres em metais da amostra utilizada (ver texto para descrição). A estrela vermelha representa os valores obtidos para CS 31082-001.

elemento do pico do ferro, e para o caso do disprósio como ilustração dos elementos do segundo pico do processo-r. Os símbolos azuis representam as estrelas obtidas na literatura listada acima, enquanto os valores determinados no presente trabalho para a estrela CS 31082-001 estão representados pela estrela vermelha na figura. Os elementos do pico do ferro (representados pelo níquel) e os elementos do segundo pico do processo-r (representados pelo disprósio) apresentam comportamentos bastante diferentes e característicos,

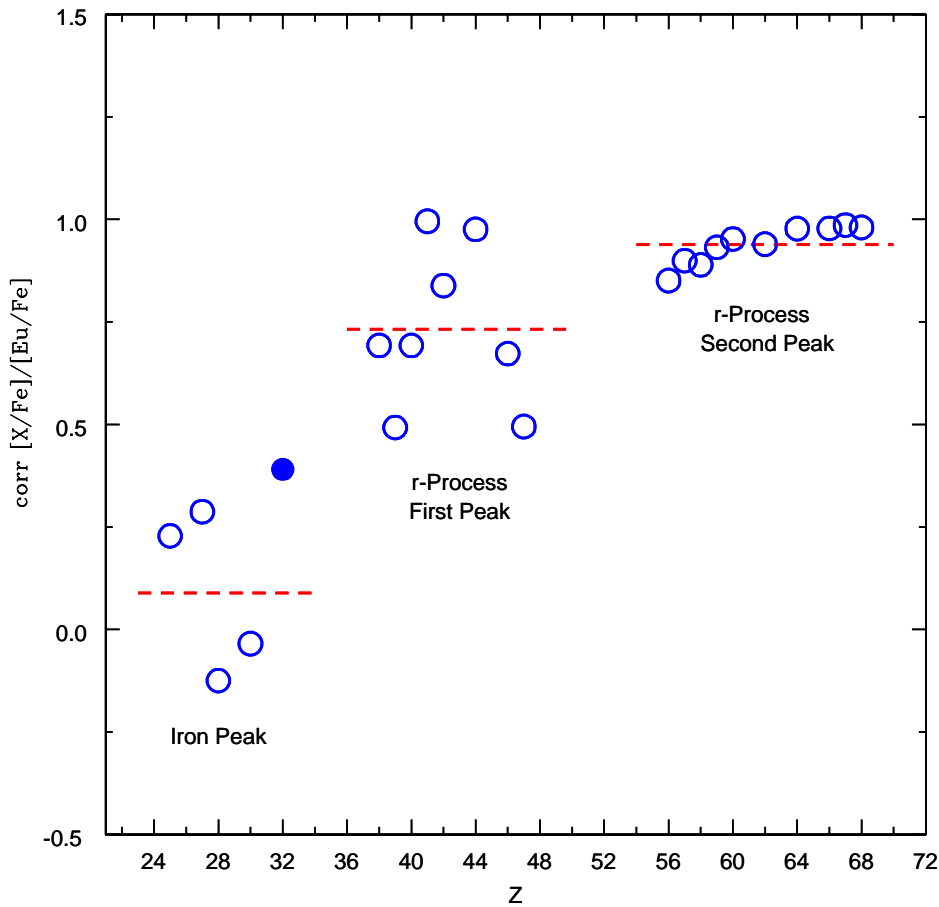


Figura 3.13: Valores numéricos das correlações entre as razões de abundância  $[X/Fe]$  e  $[Eu/Fe]$  usando uma amostra de estrelas pobres em metais (ver o texto para descrição). O germânio está representado pelo símbolo cheio. As linhas tracejadas representam os valores médios para cada grupo de elementos.

enquanto os elementos do primeiro pico apresentam comportamentos intermediários entre os dois casos anteriores, de maneira que quantificar essas correlações é a única forma de obter algum tipo de informação mais precisa.

A figura 3.13 mostra os resultados numéricos das correlações apresentadas na figura 3.12, para o caso da razão de abundâncias  $[X/Fe]$  em função da razão  $[Eu/Fe]$ . Essa escolha foi feita uma vez que a correlação em questão deve ser sensível o bastante para fornecer informações sobre a importância do processo-r na origem de certo elemento. De fato, é possível notar que os resultados na figura 3.13 estão agrupados. Os elementos do segundo pico do processo-r apresentam forte correlação, mostrando uma origem comum para tais abundâncias, provavelmente uma consequência do processo-r principal. Os elementos do

pico do ferro, ao contrário, apresentam pouca correlação, mostrando que a origem desses elementos não tem relação causal com a origem dos elementos por captura de nêutrons. Já, os elementos do primeiro pico do processo-r apresentam comportamento mais delicado, com vários fatores de correlação, mostrando que vários mecanismos de nucleossíntese parecem ser necessários para explicar a origem dessas abundâncias.

Os valores médios dessas correlações, para cada grupo de elementos, foram determinados e estão representados na figura 3.13 como linhas tracejadas vermelhas. É possível notar que o comportamento do germânio (símbolo cheio) não é claro o suficiente para permitir uma decisão sobre sua origem, pois o valor fica em uma região intermediária entre o padrão obtido para os elementos do pico do ferro e aquele obtido para os elementos do primeiro pico do processo-r. Mais dados observacionais são necessários, em conjunto com uma análise que leve em consideração os efeitos de NLTE para esse elemento, de maneira a obter uma firme conclusão sobre o assunto.

### 3.7 Nucleocosmocronologia

As técnicas de datação com isótopos radioativos são largamente usadas em geologia e arqueologia, sendo o  $^{14}\text{C}$  o exemplo mais notável. Para estimar as idades, da ordem de bilhões de anos, de estrelas do disco e halo da Galáxia, as razões de abundância  $[\text{Th}/\text{Nd}]$  como cronômetros Galácticos foram usados de maneira pioneira por Butcher (1987). As investigações seguintes preferiram usar elementos puramente do processo-r, tal como európio, como o elemento estável de referência, uma vez que metade da abundância de Nd no Sistema Solar é produzida por processo-s.

Entretanto, um obstáculo básico ao uso do  $^{232}\text{Th}$  como cronômetro é a sua longa meia-vida (14.6 Ganos), que oferece uma limitação na precisão das idades calculadas. Uma dificuldade mais fundamental é a necessidade de estimar as razões dos elementos utilizado como cronômetros conforme produzidos pelo processo-r, em particular quando os mesmos pertencem a grupos diferentes de elementos, como é o caso do tório e do neodímio (ou európio), que estão localizados na região dos actinídeos e no segundo pico do processo-r, respectivamente.

Ainda assim, as idades das estrelas pobres em metais ( $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -3$ ) são de particular interesse. Tais estrelas devem ter se formado em épocas muito iniciais da história de

evolução da Galáxia, correspondendo a valores de *redshifts* de pelo menos  $z > 3$ , e mais provavelmente em  $z > 10$ , valores maiores do que aqueles observados diretamente com as melhores técnicas de espectroscopia, que chegaram a  $z = 8.6$  (Lehnert et al., 2010), de maneira que suas idades funcionam como limites inferiores para a idade do próprio Universo.

A detecção de não apenas tório, mas também urânio em CS 31082-001 (Cayrel et al., 2001; Hill et al., 2001, 2002) abriu caminho para um novo e mais acurado cosmocronômetro radioativo, pois a meia-vida de 4.6 Ganos do  $^{238}\text{U}$  permite uma medida muito mais precisa das idades estelares. Mais do que isso, do ponto de vista clássico para a nucleossíntese dos elementos do processo-r, todos os elementos produzidos por captura de nêutrons, ou ao menos aqueles do processo-r principal, se formaram simultaneamente em relação ao urânio e ao tório, e sob condições muito parecidas, antes mesmo da formação da própria estrela, de maneira que muitos são os isótopos estáveis de referência para o decaimento dos actinídeos.

Entretanto, devido ao fenômeno de excesso nos actinídeos descoberto em CS 31082-001, o európio e outros elementos do segundo pico não podem ser utilizados como referência nessa estrela, uma vez que fornecem idades menores do que a idade do Sol, ou até mesmo idades negativas, quando fazem pares com o tório. Mesmo outros elementos do terceiro pico, como ósmio e irídio, fornecem resultados duvidosos. Isso levou Cayrel et al. (2001) e Hill et al. (2002) a adotarem a razão de abundâncias  $[\text{U}/\text{Th}]$  como o cosmocronômetro mais confiável nesse objeto.

$$\Delta = 21.76[\log(\text{U}/\text{Th})_0 - \log(\text{U}/\text{Th})_{\text{hoje}}] \quad (3.1)$$

$$\Delta = 46.67[\log(\text{Th}/\text{X})_0 - \log(\text{Th}/\text{X})_{\text{hoje}}] \quad (3.2)$$

$$\Delta = 14.84[\log(\text{U}/\text{X})_0 - \log(\text{U}/\text{X})_{\text{hoje}}] \quad (3.3)$$

Ainda que o decaimento lento do tório formalmente forneça grandes incertezas, olhando a relação 3.1, onde o índice “0” indica a razão de abundâncias produzida pelo processo-r e o índice “*hoje*” indica a razão obtida observacionalmente por análise do espectro, a maior parte dos erros provenientes dos parâmetros atmosféricos da estrela se cancelam na razão de abundâncias observacional  $[\text{U}/\text{Th}]$ . Conforme discutido por Goriely e Clerbaux (1999), Truran (2001) e Cowan et al. (2005), os erros sistemáticos na razão inicial de produção



desses elementos também se cancelam fortemente, devido ao fato dos átomos e estruturas nucleares do tório e urânio serem muito similares. Os erros finais de nucleocosmocronologia foram discutidos em detalhes por Ludwig et al. (2010), que fornecem expressões relacionando os erros nas idades com os erros nas abundâncias utilizadas. Tal expressão também pode ser utilizada no caso de pares onde os dois elementos são radioativos, desde que a meia-vida seja substituída por uma média das meia-vidas dos dois elementos em questão.

A idade de  $12.5 \pm 3$  Ganos para CS 31082-001 determinada por Cayrel et al. (2001) e de  $14.0 \pm 2.4$  Ganos por Hill et al. (2002) são então independente de modelos de evolução Galáctica e de teorias de estrutura interna das estrelas, e já vêm sendo usadas em testes de modelos cosmológicos, como pode ser visto em Ferreras et al. (2001).

No presente trabalho, abundâncias para novos elementos nunca antes detectados em CS 31082-001 são apresentadas, assim como novos valores para abundâncias de uma série de elementos. Sendo assim, a seguir é avaliada a utilização dos cronômetros de Th e U com uma variedade de outros elementos pesados, incluindo as novas abundâncias de platina e ouro. As novas determinações de bismuto e chumbo aqui realizadas, elementos esses que são os resultados dos decaimentos do tório e urânio, também são fundamentais para a avaliação dos resultados.

Conforme já citado, Frebel et al. (2007) identificaram o objeto HE 1523-0901, uma segunda estrela na qual Th e U puderam ser medidos e muitas razões de abundância foram usadas como cronômetros e comparadas, uma vez que não existe o fenômeno de excesso de actínídeos nesse objeto. Entretanto, não existem detecções similares dos elementos adicionais aqui apresentados para esse estrela.

### 3.7.1 Razões iniciais de abundâncias e idades

As razões de abundância de idade zero são ingredientes fundamentais nos cálculos das idades, conforme pode ser visto nas equações 3.1, 3.2 e 3.3, e foram calculadas para uma variedade de ambientes astrofísicos e diferentes dados nucleares de entrada (Goriely e Arnould, 2001; Cowan et al., 2002; Schatz et al., 2002; Wanajo et al., 2002). As incertezas na razão [U/Th] provenientes da modelagem dos ambiente astrofísico são bastante pequenas uma vez que a estrutura dos átomos é muito semelhante (Wanajo e Ishimaru, 2006), e assim o fator dominante nos erros são os dados de física nuclear.

Para os outros elementos, cálculos independentes de ambiente astrofísico que ajustam

modelos paramétricos aos dados observacionais de abundância química para os elementos do terceiro pico, não podem a princípio fornecer estimativas de erros para as razões iniciais de abundâncias. Para obter valores representativos dessas incertezas em relação aos modelos, o método aqui adotado foi verificar as diferenças obtidas por diferentes modelos.

*Tabela 3.3* - Razões iniciais (RI) de abundância [U/X] para os elementos do terceiro pico do processo-r a partir dos modelos “quente”(a) e “frio”(b) de Wanajo (2007). As razões de abundâncias [U/X]<sub>CS31</sub> observadas em CS 31082-001 também são mostradas, assim como as respectivas idades e erros. O caso de [U/Th] também é apresentado.

Par	log(RI)	Erro <sub>RI</sub>	log(U/X) <sub>CS31</sub>	Idade (Ganos)	Erro Idade <sub>RI</sub>
[U/Os]	-0.70 <sup>a</sup> , -0.80 <sup>b</sup>	0.10	-2.10 ± 0.16	20.7 <sup>a</sup> , 19.2 <sup>b</sup>	1.35 <sup>a</sup> , 1.35 <sup>b</sup>
[U/Ir]	-0.89 <sup>a</sup> , -0.90 <sup>b</sup>	0.01	-2.12 ± 0.16	18.2 <sup>a</sup> , 18.1 <sup>b</sup>	0.2 <sup>a</sup> , 0.15 <sup>b</sup>
[U/Pt]	-0.99 <sup>a</sup> , -1.06 <sup>b</sup>	0.07	-2.22 ± 0.16	18.2 <sup>a</sup> , 17.2 <sup>b</sup>	1.1 <sup>a</sup> , 1.1 <sup>b</sup>
[U/Au]	-0.33 <sup>a</sup> , -0.22 <sup>b</sup>	0.11	-0.92 ± 0.29	8.7 <sup>a</sup> , 10.4 <sup>b</sup>	1.7 <sup>a</sup> , 1.7 <sup>b</sup>
[U/Pb]	-0.67 <sup>a</sup> , -0.36 <sup>b</sup>	0.31	-1.27 ± 0.09	8.9 <sup>a</sup> , 13.5 <sup>b</sup>	5.6 <sup>a</sup> , 5.5 <sup>b</sup>
[U/Bi]	-0.55 <sup>a</sup> , -0.41 <sup>b</sup>	0.06	-1.52 ± 0.08	14.5 <sup>a</sup> , 16.4 <sup>b</sup>	0.8 <sup>a</sup> , 0.7 <sup>b</sup>
[U/Th]	-0.30 <sup>a</sup> , -0.30 <sup>b</sup>	— — —	-0.94 ± 0.11	14.0 <sup>a,b</sup>	— — —

A tabela 3.3 fornece os valores de razões de abundâncias iniciais e as idades obtidas a partir dos cálculos com os modelos “quente” e “frio” de Wanajo (2007) para os elementos do terceiro pico do processo-r, que são calculados no contexto de vento de neutrino em explosões de supernovas, com dados nucleares atualizados (baseados no modelo HFB-9 de Goriely et al., 2005), uma revisão dos cálculos mais antigos apresentados em Wanajo et al. (2002). Conforme discutido, o processo-r “frio” ocorre em situações de fluxos de expansão rápidos, durante os quais a temperatura diminui rapidamente até valores abaixo de  $5 \times 10^8$  K, antes da formação dos elementos do terceiro pico do processo-r ( $A \sim 195$ ). Tal condição pode ser associada com supernovas de baixa massa Wanajo (2007) ou *mergers* de estrelas de nêutrons em sistemas binários (Wanajo et al., 2011). Entretanto, esses cálculos não foram feitos visando determinação de idades, isto é, sem ajuste detalhado das abundâncias em CS 31082-001. Ainda mais problemático é o fato das abundâncias de tório e urânio serem provenientes de dados nucleares equivocados para a região de massa  $A > 240$ , conforme a nota de rodapé em Wanajo (2007). Ainda assim, esses modelos são interessantes pois fornecem previsão de abundâncias para todos os elementos de interesse.

*Tabela 3.4* - Razões iniciais (RI) de abundância  $[U/X]$  para alguns dos elementos do terceiro pico do processo-r e tório a partir de diferentes modelos. As razões de abundâncias  $[U/X]_{CS31}$  observadas em CS 31082-001 também são mostradas, assim como as respectivas idades. Referências: 1 Schatz et al. (2002); 2 Cowan et al. (2002); 3 Wanajo et al. (2002) com fração eletrônica  $Y_e = 0.40$ ; 4 Goriely e Arnould (2001).

Par	log(RI)	Ref.	log(U/X) <sub>CS31</sub>	Idade (Ganos)
[U/Os]	-1.37	1	-2.10	10.8
	-0.70	3		20.7
[U/Ir]	-1.40	1	-2.12	10.7
	-1.30	2		12.2
	-1.13	3		14.7
[U/Pt]	-1.89	2	-2.22	5.0
	-1.57	3		9.6
[U/Th]	-0.22	1	-0.94	15.7
	-0.26	2		14.9
	-0.29	3		14.2
	-0.30	4		13.9

Para alguns pares de cosmocronômetros foi possível utilizar outras referências para as razões de abundâncias iniciais, conforme listado na tabela 3.4. Conforme pode ser notado, a dispersão dos resultados de idades é grande, exceto para o caso da razão  $[U/Th]$ , conforme discutido.

As incertezas totais das observações são apresentadas na tabela 3.3, e é interessante notar que a incerteza da razão  $[U/Th]$  é apenas de 0.11 dex Hill et al. (2002), devido aos fatores de semelhança na estrutura nuclear, conforme citado. De fato, o erro das razões  $[U/Pb]$  e  $[U/Bi]$  são ainda menores, 0.09 dex e 0.08 dex respectivamente, e a mesma justificativa deve ser válida para explicar esses valores. Interessante notar que o chumbo e o bismuto são os produtos dos decaimentos radioativos dos actinídeos. Assim, as fontes dominantes de incertezas nas idades são as razões de abundância iniciais dos elementos usados, provenientes dos cálculos de física nuclear dos modelos.

Como mostrado nas tabelas 3.3 e 3.4, algumas razões de abundância inicial levam a estimativas razoáveis de idade, enquanto outras (como  $[U/Os]$  e  $[U/Pt]$ ) são muito discrepantes. As idades obtidas pela razão  $U/Th$  são muito mais robustas, mesmo utilizando diferentes modelos. Essas diferenças estão associadas com as dependências que as

abundâncias calculadas por esses modelos possuem em relação às condições astrofísicas, refletidas nos parâmetros utilizados.

Ainda pela tabela 3.3 nota-se que as idades obtidas pelos pares [U/Os], [U/Ir] e [U/Pt] em conjunto com Wanajo et al. (2002) e Wanajo (2007) são muito elevadas. A idade obtida com a razão [U/Au] é muito incerta, uma vez que a determinação da abundância de ouro foi realizada apenas por uma linha espectral, mas o caso da razão [U/Pb] é ainda mais drâmático, uma vez que os dois modelos utilizados apresentam grandes diferenças nas previsões da abundância de chumbo, diferença essa utilizada na estimativa dos erros associados às razões de abundância inicial. Por outro lado, é interessante notar que as idades obtidas com as razões [U/Au] e [U/Pb] usando o modelo “frio” de processo-r, que apresenta abundância reduzida de chumbo, são razoavelmente consistentes. Esse exercício de avaliação das idades obtidas pelos diferentes modelos é bastante interessante, uma vez que fornece mais elementos de avaliação da qualidade desses cálculos.

### 3.7.1.1 Consistência das idades obtidas por U, Th, Bi e Pb

Além de uma possível produção direta por processo-r, chumbo e bismuto são principalmente produzidos como resultado do decaimento- $\alpha$  dos actínídeos com número de massa  $A \geq 210$ , que por sua vez são produzidos junto com o tório e o urânio. Isso indica que os pares [Th/Pb], [Th/Bi], [U/Pb] e [U/Bi] devem servir como razões mais adequadas para fins de nucleocosmocronologia do que os pares que envolvam elementos mais leves, como ósmio, irídio, platina e ouro.

Entretanto, a maior parte das previsões para abundância de chumbo e bismuto (Goriely e Arnould, 2001; Cowan et al., 2002; Schatz et al., 2002; Wanajo et al., 2002; Wanajo, 2007) apresentam valores de chumbo substancialmente mais elevados do que o observado em CS 31082-001. Essa inconsistência é ainda maior quando os produtos de decaimento- $\alpha$  dos actínídeos são contabilizados.

Conforme discutido em detalhes por Plez et al. (2004), a abundância total de chumbo é a soma de qualquer contribuição inicial via processo-r com aquela quantidade proveniente dos decaimentos do tório e do urânio. O  $^{238}\text{U}$  decai em  $^{206}\text{Pb}$ , o  $^{232}\text{Th}$  decai em  $^{208}\text{Pb}$ , o  $^{235}\text{U}$  decai em  $^{207}\text{Pb}$ , enquanto uma quantidade desconhecida de  $^{234}\text{U}$  deve decair também em  $^{206}\text{Pb}$ . Em CS 31082-001, o decaimento do  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  e do  $^{235}\text{U}$  produz uma abundância de  $A(\text{Pb}) = -0.59$  dex para o chumbo. A interpretação fornecida é que a abundância

observada de  $A(\text{Pb}) = -0.55$  dex deixa uma margem pequena para produção de chumbo por algum mecanismo de processo-r. A abundância obtida no presente trabalho pelos espectros obtidos pelo STIS/HST,  $A(\text{Pb}) = -0.65$  dex, confirma e reforça tal conclusão, ou seja, pouca ou nenhuma quantidade de chumbo foi produzida inicialmente no material que formou CS 31082-001, e a quantidade que vemos hoje é resultado apenas do decaimento do conteúdo original de tório e urânio.

Por outro lado, do ponto de vista teórico, os resultados de Wanaajo (2007) mostram que uma baixa produção inicial de chumbo, compatível com a quantidade observada hoje em CS 31082-001, pode ser explicada por um processo-r “frio”, acontecendo em ambientes de baixa temperatura ( $< 5 \times 10^8$  K). A veracidade dessa baixa quantidade de chumbo deve ser testada com a utilização de diferentes modelos astrofísicos, assim como com diferentes dados nucleares em trabalhos futuros. Até agora os resultados de Wanaajo (2007) são os únicos a obter essa baixa abundância de chumbo.

Conforme citado, os dados nucleares utilizados em Wanaajo (2007) apresentam problemas para massas  $A > 240$ , de maneira que apenas a soma das abundâncias de tório e urânio são fornecidas. Foi adotada então a razão  $[\text{U}/\text{Th}] = -0.30$  dex, levando a uma idade de  $14.0 \pm 2.4$  Ganos para CS 31082-001 (Hill et al., 2002), consistente com a idade do Universo de  $13.7 \pm 0.13$  Ganos obtida por modelos cosmológicos a partir dos dados do satélite WMAP (Spergel et al., 2003) e com  $13.82 \pm 0.06$  Ganos segundo os dados do satélite Planck (Planck Collaboration et al., 2013). As idades obtidas pelos pares  $[\text{U}/\text{Pb}]$  e  $[\text{U}/\text{Bi}]$  com o modelo “frio” também fornecem valores consistentes com aqueles obtidos por  $[\text{U}/\text{Th}]$ . Isso implica que o modelo “frio” de processo-r parece fornecer uma explicação mais razoável para as idades em CS 31082-001, assim como para as abundâncias químicas dos elementos mais pesados.

É importante notar ainda que Frebel et al. (2007) foram capazes de usar diferentes razões de abundância nos cálculos de idades ( $[\text{U}/\text{Th}]$ ,  $[\text{U}/\text{Ir}]$ ,  $[\text{Th}/\text{Eu}]$ ,  $[\text{Th}/\text{Eu}]$  e  $[\text{Th}/\text{Os}]$ ), obtendo um conjunto mais consistente de resultados ( $\sim 13.2$  Ganos) para HE 1523-0901 do que o obtido para CS 31082-001. O fato da estrela aqui estudada apresentar o fenômeno de excesso de actinídeos, enquanto HE 1523-0901 parece “normal”, sugere que a produção dos elementos mais pesados nos ambientes de síntese de processo-r deve ser mais complicada do que o conhecido até agora.

### 3.8 Conclusões prévias

Pela primeira vez foi determinada a abundância de todos os elementos mensuráveis do terceiro pico do processo-r em uma estrela pobre em metal enriquecida por esse processo, incluindo elementos como platina e ouro. As razões de abundância observadas em CS 31082-001 devem ser úteis para uma melhor caracterização do fluxo de nêutrons sofrido pelo material durante a produção dos elementos no processo-r, assim como um guia para melhoria dos dados nucleares e dos modelos astrofísicos utilizados.

Os espectros obtidos pelo STIS/HST de CS 31082-001 permitiram a única determinação de bismuto em uma estrela r-II. Além disso, a abundância de chumbo, que apresenta consistência entre os resultados obtidos pelos espectros UVES/VLT e STIS/HST, também é a única medida convincente disponível em uma estrela desse tipo, pois em todas as outras existem apenas limites superiores. Combinado com uma série de previsões teóricas para as razões de abundância iniciais dos elementos do terceiro pico e actinídeos, esses resultados permitiram verificar a consistência das idades dessa estrela via nucleocosmocronologia usando diferentes pares radioativos.

Junto com as determinações prévias, os novos resultados de abundâncias químicas fazem de CS 31082-001 a estrela r-II mais detalhadamente estudada até agora, e um objeto-padrão para estudo de modelos de processo-r, com um total de 37 detecções de elementos de captura de nêutrons, superando a antiga recordista BD+17 3248.

Os desacordos entre observações e teoria, em particular no caso das altas idades obtidas com a utilização das razões [U/Os], [U/Ir] e [U/Pt], parecem indicar que os dados de física nuclear e/ou os modelos astrofísicos de processo-r precisam de melhorias. Como o chumbo e o bismuto são produzidos pelo decaimento- $\alpha$  dos elementos com massa  $A \geq 210$ , isto é, os actinídeos produzidos junto com o tório e o urânio, as razões [Th/Pb], [Th/Bi], [U/Pb] e [U/Bi] devem funcionar como cronômetros mais confiáveis do que os outros, exceto o caso de [U/Th]. De fato, idades consistentes foram obtidas pela utilização do modelo “frio” de Wanajo (2007) com os pares [U/Pb] e [U/Bi], quando comparadas com a idade de 14.0 Ganos adotada pela razão [U/Th].

Roederer et al. (2009) encontraram que na maior parte das estrelas pobres em metais com chumbo e tório determinados, o padrão proveniente do processo-r parece seguir até a região dos actinídeos. Os dois exemplos mais extremos desse caso, a estrela aqui estudada

CS 31082-001 e a estrela HE 1523-0901, entretando, parecem ser diferentes, uma vez que a razão [Th/Eu] é muito mais elevada em CS 31082-001 do que o valor Solar residual encontrado em outras estrelas ricas em processo-r. CS 31082-001 também apresenta uma abundância de chumbo muito baixa, consistente com uma origem puramente devida aos decaimentos radioativos, enquanto apenas limites superiores da abundância desse elemento são apresentadas em HE 1523-0901, ainda que consistente com uma baixa abundância.

Finalmente, é importante comentar o papel das estrelas enriquecidas em processo-r no contexto geral da nucleossíntese e evolução química da Galáxia jovem. A frequência de estrelas binárias nesses objetos ainda não é conhecida, mas ao menos não existe evidência observacional sugerindo que CS 31082-001 seja membro de um sistema binário. Assumindo esse comportamento como padrão, essas estrelas não são apenas os melhores guias no entendimento do que aconteceu dentro das primeiras gerações de estrelas, que precederam a formação de CS 31082-001 e outros objetos similares com metalicidades  $[Fe/H] < -3$  dex, e nas quais foram sintetizados os elementos mais pesados da tabela periódica. Elas também são importantes para trazer alguma luz sobre os processos pouco conhecidos que permitiram que as primeiras estrelas pudessem enriquecer quimicamente a Galáxia jovem (alto *redshift*), inclusive em elementos pesados, fazendo com que os elementos do pico do ferro apareçam em proporções bastante homogêneas, enquanto apenas algumas poucas estrelas apresentem enriquecimento em elementos do processo-r. Entender as condições de formação da Galáxia e a evolução da mesma nesse período jovem será um desafio interessante.

Os resultados do trabalho associado com CS 31082-001 podem ser consultados em Barbuy et al. (2011) e Siqueira Mello et al. (2013), publicados dentro da série de artigos do programa *First Stars*.





## Estrelas moderadamente enriquecidas em processo-r

Conforme discutido nos capítulos anteriores, as estrelas pobres em metais enriquecidas em elementos do processo-r são objetos interessantes na tentativa de obter informações sobre a natureza dos mecanismos de nucleossíntese que ocorreram nos estágios iniciais da história química da Galáxia. A abundância química detalhada das atmosferas dessas estrelas, fornecidas pelas análises espectroscópicas de alta resolução, permitem que diferentes modelos de processo-r sejam avaliados quanto à sua adequação, e fazendo com que nosso conhecimento sobre tal mecanismo avance.

De acordo com a classificação de Beers e Christlieb (2005), as estrelas r-I são aqueles objetos moderadamente enriquecidos em elementos do processo-r, com abundâncias tais que  $0.3 \text{ dex} < [\text{Eu}/\text{Fe}] < 1.0 \text{ dex}$  e  $[\text{Ba}/\text{Eu}] < 0 \text{ dex}$ , ou seja, são estrelas enriquecidas, mas os níveis de abundância dos elementos pesados em relação ao pico do ferro não são tão acentuados como nos casos dos objetos r-II, esse último caso sendo bem representado pela estrela CS 31082-001, estudada no presente trabalho e descrita em detalhes no capítulo 3.

Conforme discutido, ainda em Beers e Christlieb (2005), o protótipo de estrela r-II foi, de fato, CS 22892-052 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.1 \text{ dex}$ ), descoberta no catálogo HK (ver seção 1.4.1). McWilliam et al. (1995), usando espectros de alta resolução, notaram perfis de absorção associados com elementos do processo-r bastante intensos, nunca antes identificados em outras estrelas gigantes de baixa metalicidade. Sneden et al. (1996), por sua vez, mostraram que a abundância de outros elementos, inéditos em estrelas pobres em metais, tais como Tb, Ho e Hf, exibiam enriquecimento da ordem de 30 a 50 vezes em relação ao pico do ferro, quando comparado com o padrão solar. Ainda mais interessante, o padrão de abundâncias para os elementos com  $56 < Z < 76$  é muito próximo do padrão do processo-r residual do Sistema Solar, conforme já discutido anteriormente, trazendo então a proposta

de universalidade do processo-r principal, que deve agir de maneira muito semelhante desde os anos iniciais da história da Galáxia até, ao menos, a época de formação do Sistema Solar.

Foi apenas durante o programa *First Stars* do ESO que CS 31082-001 revelou-se outra estrela r-II, que diferentemente de CS 22892-052, não é fortemente enriquecida em carbono, colocando em dúvida a conexão entre enriquecimento em carbono e enriquecimento em processo-r. Desde então, algumas outras estrelas r-II vêm sendo descobertas graças aos trabalhos de pesquisa dedicados a essa finalidade, de maneira a obter uma amostra significativa de estrelas e permitir avanços e conclusões robustas sobre o processo-r, sobre o fenômeno de excesso dos actínídeos (presente em CS 31082-001) ou mesmo sobre o(s) ambiente(s) astrofísico(s) no qual esse processo ocorre. E esse é exatamente o problema fundamental dessa área de pesquisa: estrelas r-II são muito raras. Conforme discutido em Christlieb et al. (2004), trabalhos baseados em espectroscopia de alta resolução com as estrelas gigantes deficientes em metais, objetos r-II com  $[\text{Fe}/\text{H}] < -2.5$  dex são identificados com frequência de 3%. Mais do que isso, outra necessidade é explorar a região de baixa metalicidade do halo Galáctico, ou seja, buscar estrelas cada vez mais pobres em metais, na tentativa de se aproximar da composição química das estrelas de população III (Beers, 1999), e a identificação de gigantes nessa faixa de metalicidade já é um desafio por si só, uma vez que modernos surveys espectroscópicos de grande amostra, como o HK ou o Hamburg/ESO (HES), apresentam sucesso com taxas da ordem de 10% a 20% (Christlieb, 2003). Em outras palavras, buscar estrelas r-II é procurar um fenômeno raro dentro de uma amostra de objetos raros.

As estrelas r-I aparecem então como objetos interessantes para resolver parte desse problema. Na procura por estrelas r-II, uma série de estrelas r-I têm sido identificadas e apresentadas na literatura, como HD 115444 (Westin et al., 2000), BD+17 3248 (Cowan et al., 2002) e CS 30306-132 (Honda et al., 2004). Sendo provavelmente duas vezes mais comuns do que as estrelas r-II, os objetos r-I são úteis tanto para a determinação de idades como para a verificação da consistência do padrão de elementos pesados. Mais do que isso, elas podem ser encontradas em regiões de metalicidades mais elevadas, aumentando o número de candidatas.

Uma vez que as estrelas r-I se encontram em uma região de transição de abundâncias, no sentido que são intermediárias entre as estrelas pobres em metais “normais” e as muito enriquecidas em elementos do processo-r (r-II), elas parecem ser os objetos ideais para

estudar também essa transição, além da problemática associada aos elementos do primeiro pico do processo-r. É importante notar que ainda não se sabe se a divisão das estrelas em r-I e r-II tem algum significado físico no sentido de possuírem diferentes histórias evolutivas do ponto de vista químico.

#### 4.1 Observações

Com a finalidade de avaliar a contribuição das estrelas pobres em metais moderadamente enriquecidas em elementos do processo-r, foi selecionada uma amostra de estrelas r-I para ser estudada com espectros de alta resolução, a partir dos resultados obtidos no levantamento *Hamburg/ESO R-process Enhanced Star survey* (HERES), que por sua vez estudou 253 estrelas pobres em metais do halo com valores de metalicidades na faixa de  $-3.8 \text{ dex} \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.5 \text{ dex}$ , a partir de espectros obtidos com o UVES/VLT no modo conhecido por “espectros instantâneos (*snapshot* no original), que apresentaram razão sinal-ruído  $\sim 50$  para as estrelas mais brilhantes da amostra, resolução  $R \sim 20000$  e intervalo espectral de  $3760 \text{ \AA}$  a  $4980 \text{ \AA}$ . Importante notar que a amostra completa do HERES é composta de 373 estrelas, mas aquelas com fortes bandas da molécula de CH não foram consideradas.

Após uma análise automática, 35 estrelas r-I foram identificadas (em contraste com 8 estrelas r-II estudadas na mesma amostra) em praticamente todo o intervalo de metalicidade estudado, dentre as quais foram selecionados sete objetos para serem estudos com espectroscopia de alta qualidade no presente trabalho. Tal seleção foi baseada em questões como posição do objeto no céu e magnitude, e a tabela 4.1 mostra as informações básicas sobre a amostra, obtidas de Barklem et al. (2005). As abundâncias de carbono também foram verificadas, de maneira a evitar estrelas enriquecidas nesse elemento.

A amostra selecionada foi observada em alta resolução com o espectrógrafo UVES instalado no telescópio T2 do conjunto VLT, durante o programa 080.D-0194, tendo V. Hill como pesquisador principal. As observações ocorreram entre os dias 6 e 10 de novembro de 2007. Cada uma das estrelas foi observada com o filtro OG590 centrado em  $8600 \text{ \AA}$ , e com o filtro HRE\_5 centrado  $3900 \text{ \AA}$ . Usando uma fenda de 1 segundo de arco, os espectros obtidos tiveram resolução de 40000 e 55000 por pixel no braço azul e no braço vermelho do espectrógrafo, respectivamente.

Tabela 4.1 - Parâmetros atmosféricos e velocidades radiais das estrelas r-I selecionadas, segundo Barklem et al. (2005).

Star	$T_{\text{eff}}(\text{K})$	$\log g[\text{cgs}]$	$[\text{Fe}/\text{H}]$	$V_t(\text{km.s}^{-1})$	$V_r^{\text{Barklem}}(\text{km.s}^{-1})$
CS 30315-029	4541	1.07	-3.33	2.06	-169.2
HE 0057-4541	5083	2.55	-2.32	1.67	+13.4
HE 0105-6141	5218	2.83	-2.55	1.66	+3.8
HE 0240-0807	4729	1.54	-2.68	1.96	-98.8
HE 0516-3820	5342	3.05	-2.33	1.48	+153.5
HE 0524-2055	4739	1.57	-2.58	1.95	+255.3
HE 2229-4153	5138	2.47	-2.62	1.79	-139.6

Os espectros foram reduzidos dentro do ambiente Gasgano/ESO a partir do *pipeline* do UVES. Em seguida foram normalizados, corrigidos de velocidade radial e somados para produzir espectros médios para cada estrela, cobrindo as três regiões espectrais definidas por 3400 - 4500 Å, 6800 - 8200 Å e 8700 - 10000 Å. Os painéis da figura 4.1 mostram os espectros médios reduzidos de todas as estrelas da amostra, na região em torno da linha K do Ca II. Por sua vez, a figura 4.2 mostra os mesmos espectros na região em torno da linha Eu II 4129.725 Å. A tabela 4.2 apresenta o log das observações, assim como as velocidades radiais baricêntricas determinadas no presente trabalho para cada estrela. As incertezas são representadas pelo desvio padrão do conjunto de linhas de referência utilizadas para a determinação da velocidade radial. A comparação entre os valores de velocidade radial para cada uma das estrelas mostra que não existem evidências de sistemas binários.

Para cada umas das estrelas foram medidas as larguras equivalentes (EW) de um conjunto de linhas de ferro e titânio, nos estados neutros e uma vez ionizado dos átomos em questão (Fe I, Fe II, Ti I e Ti II). Conforme discutido na seção 2.2.2, para isso foi utilizado um código em linguagem R desenvolvido nesse trabalho, que calcula a EW a partir de um ajuste Gaussiano ao perfil de interesse. São definidas pelo usuário duas janelas para ajuste do contínuo local, assim como os limites da linha a serem utilizados no ajuste da função. A lista completa de linhas utilizadas no trabalho, assim como os respectivos valores de EW, são fornecidos na tabela A.3.

De maneira a verificar os resultados, os valores obtidos para as larguras equivalentes utilizando o presente código foram comparados com aqueles obtidos com o uso do código

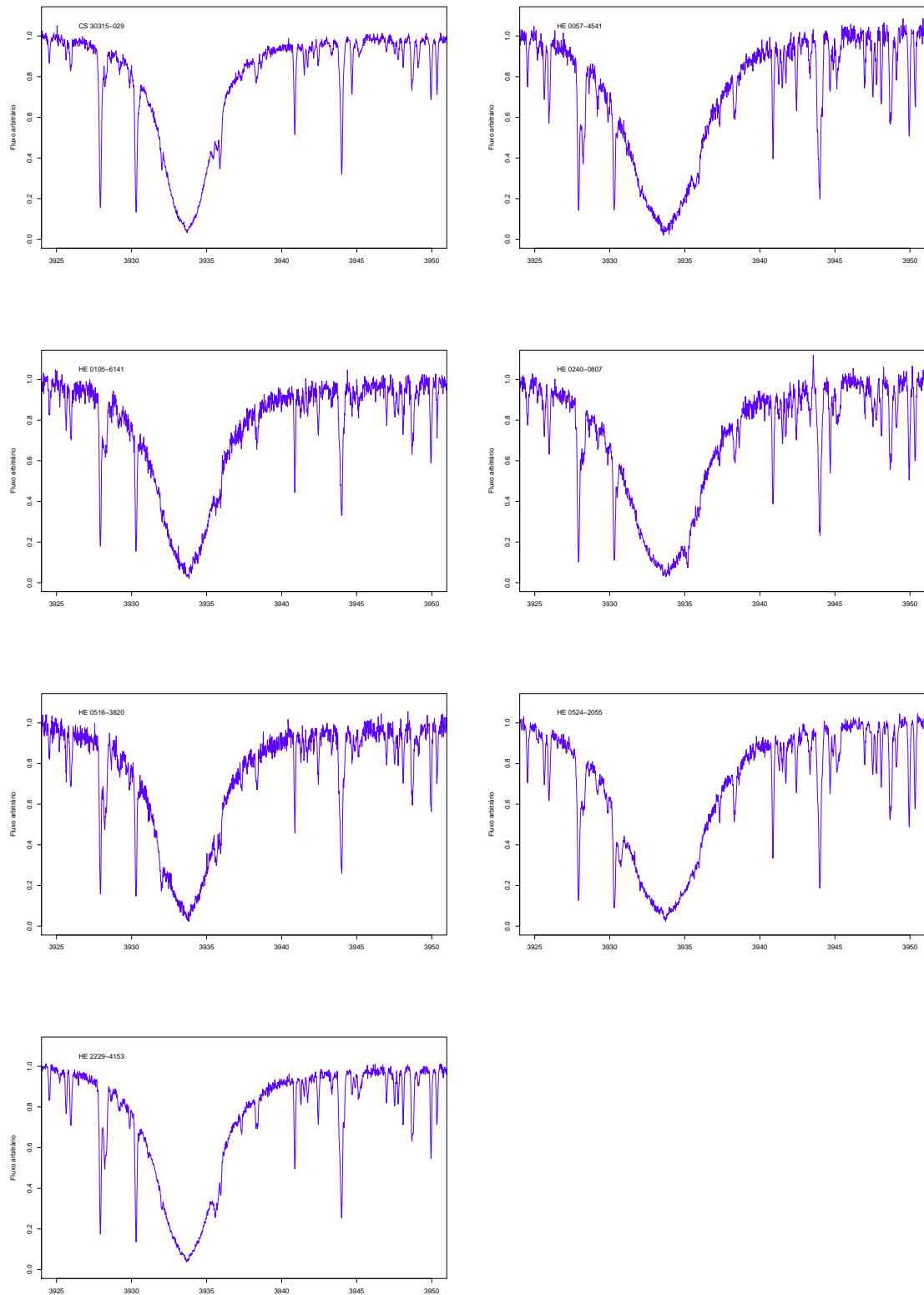


Figura 4.1: Espectros reduzidos médios das estrelas r-I da amostra, mostrando a região em torno da linha K do Ca II. As abscissas mostram o comprimento de onda em Å.

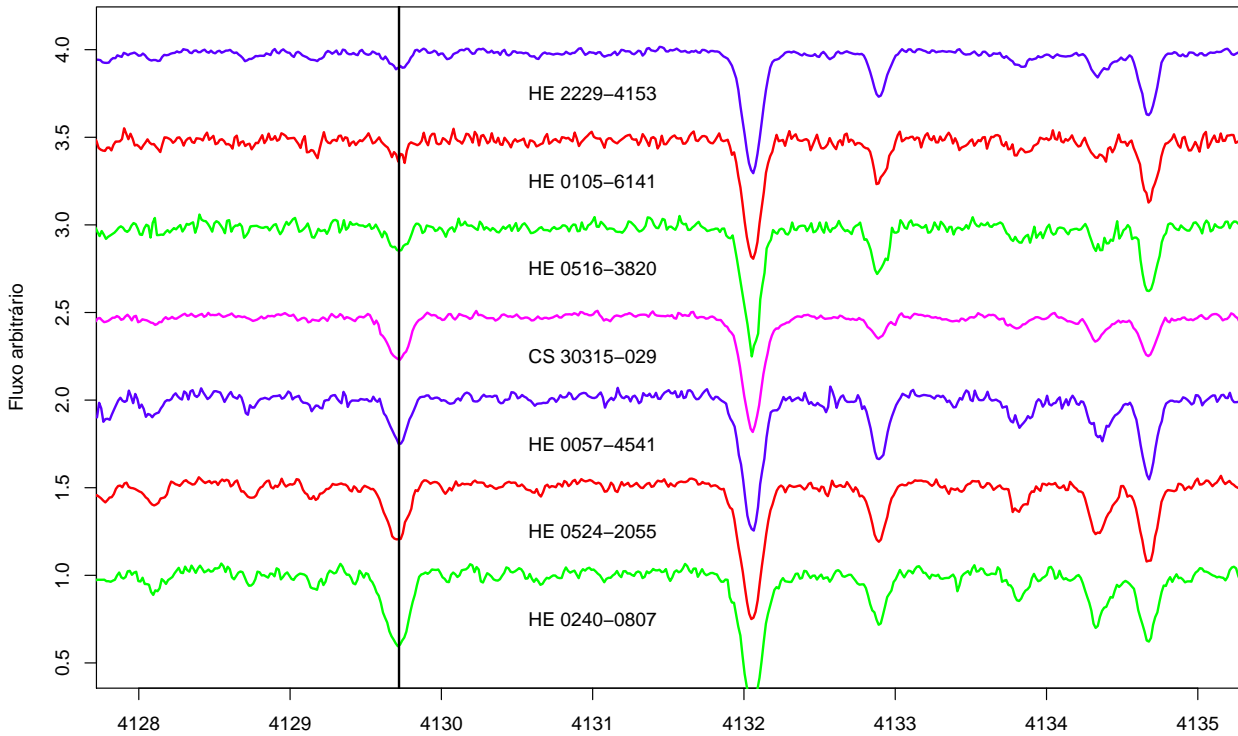


Figura 4.2: Espectros reduzidos das estrelas r-I mostrando a região em torno da linha Eu II 4129.725 Å, indicada pela linha sólida preta. A abscissa mostra o comprimento de onda em Å. Os espectros foram deslocados em fluxo por motivo de visualização.

Fitline (apresentado em François et al., 2003), um procedimento automático de ajuste de linhas baseado nos algoritmos genéticos de Charbonneau (1995). A figura 4.3 mostra a comparação para as linhas de Fe I medidas na estrela CS 30315-029, e o acordo entre os resultados é evidente, de maneira que os valores medidos com o código desenvolvido nesse trabalho são utilizados.

## 4.2 Análise

Seguindo o que foi utilizado nos trabalhos descritos nos capítulos anteriores, a análise das estrelas r-I utilizou os modelos atmosféricos unidimensionais em LTE OSMARCS (Gustafsson et al., 2003, 2008). Foi também utilizado o código de síntese espectral Turbospectrum (Alvarez e Plez, 1998), incluindo equilíbrio molecular e alargamento colisional de Van

Tabela 4.2 - Log das observações das estrelas r-I, assim como os valores de velocidade radial observadas e baricêntricas.

Estrela	$\alpha$ (J2000)	$\delta$ (J2000)	Data	Exp. seg.	Massa Ar Começo	Massa Ar Final	$V_r^{\text{obs}}$ km/s	$V_r^{\text{bar}}$ km/s	Média km/s
CS 30315-029	23 : 34 : 26.5	-26 : 42 : 19	06.11.07	3600	1.063	1.006	-144.95	-169.43	-170.03
			08.11.07	3600	1.063	1.123	-145.39	-170.36	
			08.11.07	3600	1.127	1.322	-145.23	-170.31	
HE 0057-4541	00 : 59 : 59.2	-45 : 24 : 54	07.11.07	3600	1.143	1.080	+30.93	+14.15	+13.71
			07.11.07	3600	1.072	1.081	+30.79	+13.90	
			07.11.07	3600	1.081	1.145	+30.74	+13.76	
			07.11.07	3600	1.146	1.281	+30.89	+13.82	
			08.11.07	3600	1.156	1.299	+30.62	+13.34	
HE 0105-6141	01 : 07 : 38.0	-61 : 25 : 17	09.11.07	4500	1.425	1.683	+20.09	+5.33	+5.33
			07.11.07	3600	1.095	1.233	-96.02	-100.77	
HE 0240-0807	02 : 42 : 57.6	-07 : 54 : 35	08.11.07	4500	1.232	1.631	-95.96	-101.31	
			10.11.07	3600	1.641	1.290	-96.44	-102.06	
			10.11.07	3600	1.287	1.120	-96.42	-102.14	
			10.11.07	3600	1.117	1.050	-96.17	-102.01	
			10.11.07	3600	1.045	1.069	-96.14	-102.15	
			10.11.07	3600	1.070	1.175	-95.89	-102.03	
HE 0516-3820	05 : 18 : 12.9	-38 : 17 : 33	09.11.07	3600	1.056	1.144	+148.20	+154.38	+154.38
HE 0524-2055	05 : 27 : 04.4	-20 : 52 : 42	07.11.07	3600	1.007	1.013	+244.19	+256.32	+255.40
			07.11.07	3600	1.014	1.087	+243.53	+255.55	
			08.11.07	3300	1.030	1.116	+243.65	+255.31	
HE 2229-4153	22 : 32 : 49.0	-41 : 38 : 25	10.11.07	3600	1.007	1.064	+243.32	+254.42	-138.49
			08.11.07	2700	1.076	1.137	-113.97	-139.92	
			09.11.07	2700	1.046	1.066	-111.74	-137.66	
			09.11.07	2700	1.046	1.055	-111.94	-137.90	

der Waals pelas espécies H, He e H<sub>2</sub> segundo Anstee e O'Mara (1995), Barklem e O'Mara (1997) e Barklem et al. (1998). Os cálculos usaram a lista de linhas moleculares do Turbospectrum, descrita em detalhes em Alvarez e Plez (1998), junto com uma lista de linhas atômicas obtida pela compilação VALD2 (Kupka et al., 1999). Algumas novas referências para os parâmetros atômicos foram utilizadas para atualizar os valores de potencial de excitação, força de oscilador e comprimento de onda das transições, conforme discutido na seção 3.3.3.

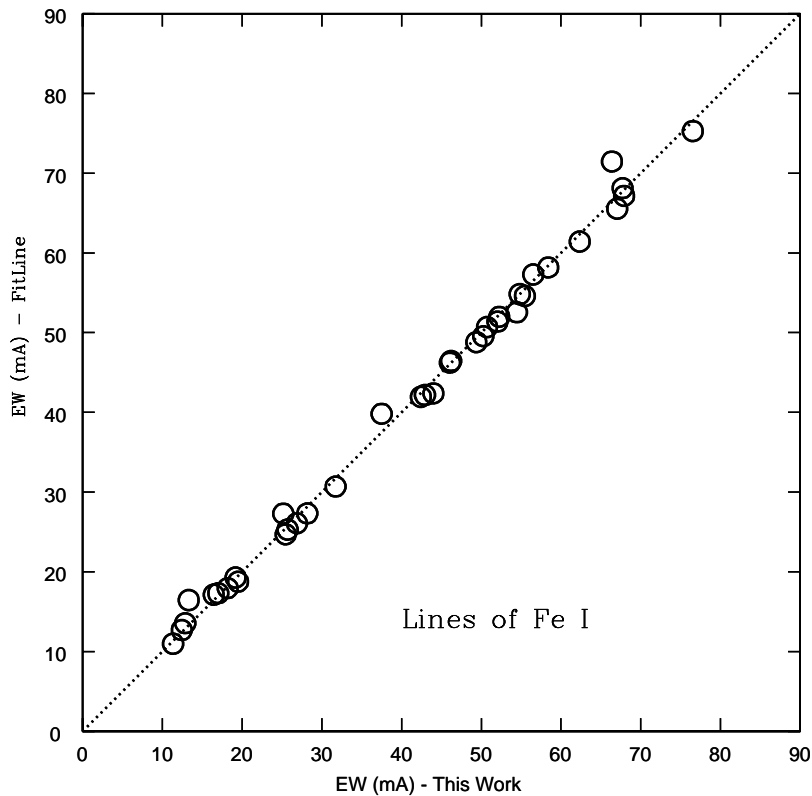


Figura 4.3: Comparação dos valores de EW para o conjunto de linhas de Fe I medidas na estrela r-I CS 30315-029, usando o código Fitline e aquele desenvolvido no presente trabalho.

#### 4.2.1 Parâmetros atmosféricos

A partir dos parâmetros atmosféricos determinados por Barklem et al. (2005) e listados na tabela 4.1, foram construídos os modelos atmosféricos para as estrelas da amostra e calculadas as metalicidades a partir das linhas de ferro e titânio. Os resultados obtidos mostraram discrepâncias no equilíbrio de excitação e de ionização, de maneira que no presente trabalho os parâmetros atmosféricos foram derivados novamente a partir dos novos espectros obtidos com o UVES, com maiores valores de resolução e razão sinal-ruído.

##### 4.2.1.1 Temperaturas efetivas

As temperaturas efetivas foram determinadas previamente por Barklem et al. (2005) a partir dos índices de cor J-H e J-K<sub>S</sub> obtidos pelos dados fotométricos do catálogo 2MASS (do inglês *Two Micron All Sky Survey* Cutri et al., 2003), usando as calibrações de Alonso et al. (1999). Na tabela A.4 são fornecidos os dados de fotometria BVR<sub>CIC</sub> a partir do



Tabela 4.3 - Temperaturas efetivas e respectivos erros para as estrelas r-I da amostra calculadas a partir das calibrações de Alonso et al. (1999) para vários índices de cor. As temperaturas finais adotadas também são fornecidas.

Estrela	$T_{eff}(B-V)$	$T_{eff}(V-I)$	$T_{eff}(V-R)$	$T_{eff}(J-H)$	$T_{eff}(J-K)$	$T_{eff}(V-K)$	$T_{eff}$ adotada
CS 30315-029	$4703 \pm 96$	$4523 \pm 125$	$4959 \pm 150$	$4383 \pm 170$	$4622 \pm 125$	$4621 \pm 25$	$4570 \pm 53$
HE 0057-4541	$5104 \pm 167$	$5069 \pm 125$	$5372 \pm 150$	$5158 \pm 170$	$5153 \pm 125$	$5237 \pm 40$	$5144 \pm 60$
HE 0105-6141	$5273 \pm 167$	$5176 \pm 125$	$5638 \pm 150$	$5156 \pm 170$	$5167 \pm 125$	$5398 \pm 40$	$5234 \pm 60$
HE 0240-0807	$4689 \pm 96$	$4656 \pm 125$	$5064 \pm 150$	$4707 \pm 170$	$4847 \pm 125$	$4802 \pm 40$	$4740 \pm 53$
HE 0516-3820	$5400 \pm 167$	$5244 \pm 125$	$5633 \pm 150$	$5067 \pm 170$	$5302 \pm 125$	$5333 \pm 40$	$5269 \pm 60$
HE 0524-2055	$4736 \pm 96$	$4725 \pm 125$	$5096 \pm 150$	$4736 \pm 170$	$4734 \pm 125$	$4813 \pm 40$	$4749 \pm 53$
HE 2229-4153	$5146 \pm 167$	$5097 \pm 125$	$5529 \pm 150$	$4966 \pm 170$	$5218 \pm 125$	$5354 \pm 40$	$5156 \pm 60$

catálogo HK e do Hamburg/ESO (Beers et al., 2007), onde o índice “C” indica a utilização do sistema Cousins. As magnitudes  $JHK_S$  do catálogo 2MASS também são fornecidas na tabela A.4 para o conjunto de estrelas. Barklem et al. (2005) notam que as temperaturas efetivas determinadas na análise por eles apresentada são sistematicamente mais quentes do que os resultados presentes na literatura para algumas das estrelas da amostra. O valor médio dessa diferença é  $\sim 70 \pm 58$  K, atribuída pelos autores ao uso do mapa de avermelhamento de Schlegel et al. (1998), que superestima a extinção.

As temperaturas foram calculadas novamente a partir da utilização de vários índices de cor, e os resultados estão listados na tabela 4.3. Foram utilizadas as calibrações de Alonso et al. (1999) após correção do avermelhamento  $E(B-V)$ , que por sua vez foi determinado usando a calculadora de extinção e avermelhamento Galáctico (*Galactic Reddening and Extinction Calculator* no original) disponível no centro de análise e processamento do infravermelho (IRSA<sup>1</sup>, do inglês *Infrared Processing and Analysis Center*). As leis de extinção fornecida por Dean et al. (1978) e Rieke e Lebofsky (1985) também foram adotadas. Interessante notar que esses cálculos de avermelhamento do IRSA também utilizam os mapas de Schlegel et al. (1998), de maneira que os resultados obtidos no presente trabalho podem ser efetivamente comparados com as temperaturas obtidas por Barklem et al. (2005).

Uma série de transformações foram realizadas entre os diferentes sistemas fotométricos

<sup>1</sup> <http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

para permitir a utilização das calibrações de Alonso et al. (1999). As relações estabelecidas por Fernie (1983) entre os sistemas de Johnson e de Cousins foram usadas, mas os resultados foram comparados com aqueles obtidos com a utilização das relações fornecidas por Bessell (1979), mostrando boa compatibilidade.

As cores do catálogo 2MASS foram transformadas para o sistema Caltech (CIT), e em seguida para o sistema TCS (Telescopio Carlos Sánchez), seguindo as relações fornecidas por Alonso et al. (1998) e Carpenter (2001). Para fins de comparação, tais transformações foram realizadas com o sistema fotométrico ESO no lugar do sistema CIT como estágio intermediário, mas as temperaturas finais não mostraram diferenças significativas.

As temperaturas efetivas finais adotadas, listadas na tabela 4.3, foram calculadas sem a utilização daquelas obtidas pelo índice de cor (V-R), uma vez que os valores obtidos são mais elevados quando comparados com os demais resultados. Esse fato é particularmente evidente para a estrela HE 0524-2055. Os erros fornecidos são aqueles sugeridos por Alonso et al. (1999), mas de acordo com Cayrel et al. (2004) os erros associados com o avermelhamento  $E(B-V)$  são da ordem de 0.02 mag, o que corresponde a erros nas temperaturas efetivas da ordem de 60 K. Assim, a estimativa de  $\Delta T_{eff} = 100$  K para o erro total na temperatura efetiva foi adotada no presente trabalho, em acordo com os valores prévios fornecidos por Barklem et al. (2005).

#### 4.2.1.2 Outros parâmetros

Uma vez determinadas as temperaturas efetivas, os outros parâmetros atmosféricos foram obtidos através do método iterativo tradicional, conforme já descrito nas seções 2.2.6 e 3.3.5. Fixando a nova temperatura em conjunto com a metalicidade e a velocidade de microturbulência de Barklem et al. (2005), o valor da gravidade superficial foi obtido pela imposição do equilíbrio de ionização das linhas de Fe I e Fe II, ou seja, fazendo com que as abundâncias obtidas pelos dois conjuntos de linhas sejam as mesmas. Com esse novo valor de gravidade e metalicidade, a velocidade de microturbulência é obtida forçando que as abundâncias obtidas pelas linhas de Fe I não dependam das larguras equivalentes das linhas. Essas etapas são repetidas até que nenhuma diferença significativa nos parâmetros seja encontrada.

A tabela 4.4 mostra os valores dos novos parâmetros atmosféricos para as estrelas da amostra, adotados no presente trabalho. As incertezas típicas do método utilizado são

$\Delta \log g = 0.1$  [cgs] e  $\Delta V_t = 0.2$  km.s<sup>-1</sup>, conforme discutido por Cayrel et al. (2004). É importante lembrar ainda que os valores de gravidade superficial devem estar afetados por efeitos de NLTE e pelas incertezas nas forças de oscilador das linhas de ferro e titânio.

Tabela 4.4 - Valores dos parâmetros atmosféricos adotados para as estrelas r-I da amostra estudada.

Estrela	T <sub>eff</sub>	log g	[Fe/H]	V <sub>T</sub>
CS 30315-029	4570	0.99	-3.40	2.22
HE 0057-4541	5144	2.73	-2.40	1.79
HE 0105-6141	5234	2.91	-2.57	1.42
HE 0240-0807	4740	1.50	-2.86	2.27
HE 0516-3820	5269	2.17	-2.51	1.48
HE 0524-2055	4749	1.53	-2.77	2.20
HE 2229-4153	5156	2.67	-2.62	1.63

#### 4.2.2 Determinação das abundâncias e incertezas

Na presente análise, a determinação das abundâncias químicas nas atmosferas das estrelas r-I utilizou as medidas de larguras equivalentes (quando possível) e síntese espectral dos perfis de absorção. O ajuste das linhas foi realizado individualmente através de um código desenvolvido em linguagem R que compara espectros com diferentes enriquecimentos ao espectro observado, encontrando o melhor valor de abundância pela técnica de  $\chi^2$ .

A lista de linhas foi estabelecida após verificação das intensidades das transições, assim como pela presença/ausência de *blends* e pela qualidade dos espectros observados na região da transição de interesse. Esse procedimento é particularmente importante nas regiões mais azuis dos espectros. Uma análise de linhas individuais é muito sensível ao posicionamento do contínuo, de maneira que o código utilizado nesse trabalho realiza um ajuste do contínuo local em torno da linha em estudo, usando a mesma técnica de  $\chi^2$  e os espectros sintéticos como referência, a partir da definição de “janelas” pelo usuário.

Os espectros sintéticos sofreram convolução por um perfil Gaussiano, que leva em consideração os efeitos de macroturbulência, de rotação e de alargamento instrumental. A largura do perfil de convolução foi determinada pela medida da FWHM em linhas fracas de Fe I, e a figura 4.4 mostra esse resultado para o caso das estrelas HE 0057-4541 e

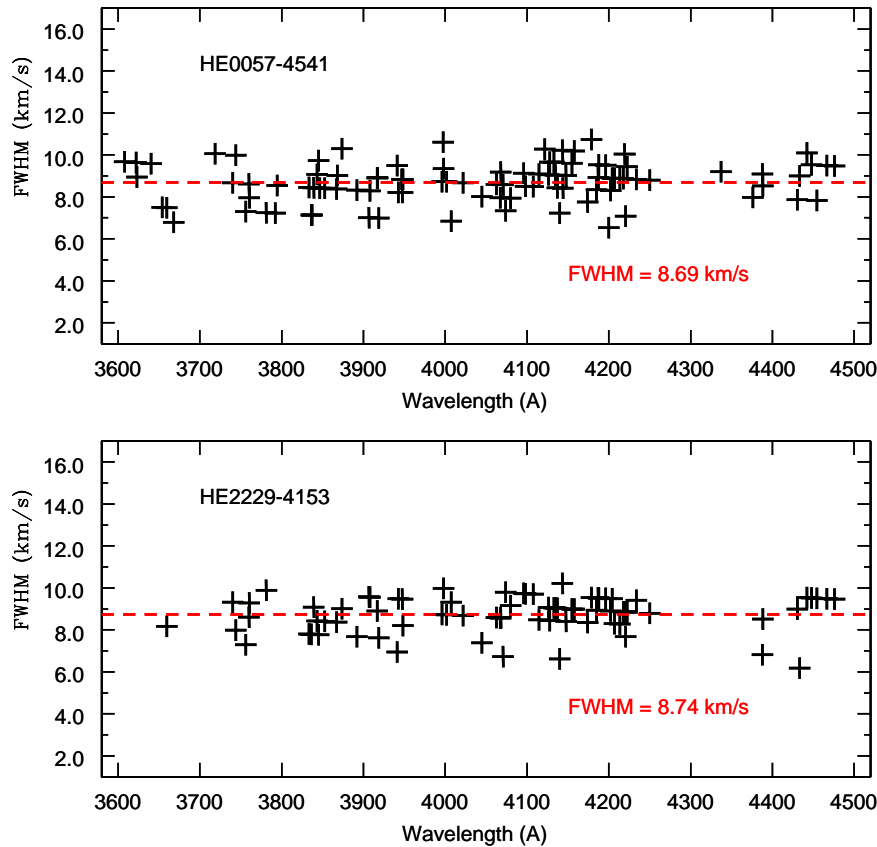


Figura 4.4: Valores de FWHM dos perfis Gaussianos medidos para as linhas de Fe I nas estrelas HE 0057-4541 e HE 2229-4153, assim como os valores médios adotados, representados pelas linhas tracejadas vermelhas.

HE 2229-4153. Entretanto, para cada uma das linhas analisadas a largura do perfil de convolução foi ligeiramente modificado, de maneira a obter o ajuste com maior verossimilhança aos dados.

Quando necessária, a correção para as absorções por linhas telúricas foi realizada pela adição de um espectro sintéticos de transmissão telúrica calculado pelo código LBLRTM (do inglês *Line-By-Line Radiative Transfer Model*, Clough et al., 2005), usando o banco de dados molecular HITRAN (do inglês (*High-Resolution TRANsmission molecular absorption*, Rothman et al., 2009). Foi utilizado o mesmo espectro de transmissão  $T_0(\lambda)$  calculado para uma atmosfera padrão por Chen et al. (2013), para as condições geográficas do observatório VLT (Cerro Paranal), mas modificado no presente trabalho para levar em consideração as variações de massa de ar nas observações das estrelas da amostra. A figura 4.5 mostra uma região desses dados.

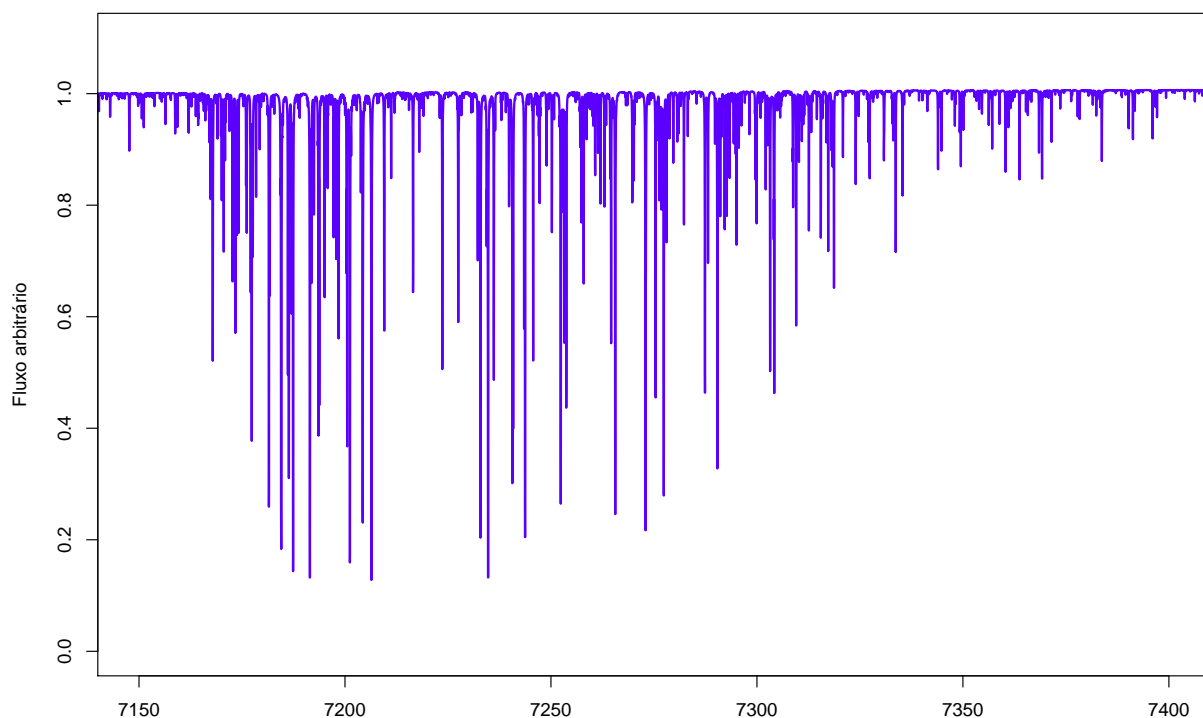


Figura 4.5: Destaque de uma região do espectro sintético de linhas telúricas utilizado.

As abundâncias finais para cada elemento são as médias das abundâncias de todas as linhas utilizadas, e as incertezas observacionais são os valores de desvio padrão em cada caso. Os parâmetros atmosféricos adotados também apresentam erros típicos:  $\Delta T_{eff} = 100$  K,  $\Delta \log g = 0.1$  [cgs] e  $\Delta V_t = 0.2$  km.s<sup>-1</sup>. Seguindo o procedimento descrito nos capítulos anteriores, as incertezas nas abundâncias como consequência dessas fontes de erros foram calculadas de maneira independente, mas a soma quadrática dos resultados não deve representar o erro total devido aos parâmetros atmosféricos, uma vez que as fontes de erro não são independentes. Sendo assim, novos modelos atmosféricos foram calculados, usando temperaturas efetivas com 100 K de diferença. A diferença entre as abundâncias obtidas por esses novos modelos em relação aos valores originais representam o erro total proveniente dos parâmetros estelares.

## 4.3 Resultados

### 4.3.1 Elementos leves e pico do ferro

Quando possível, foram determinadas na amostra as abundâncias dos elementos leves lítio (Li), carbono (C) e nitrogênio (N). Os elementos- $\alpha$  magnésio (Mg), silício (Si), enxofre (S), cálcio (Ca) e titânio (Ti) também foram investigados. Os elementos de número atômico ímpar alumínio (Al) e potássio (K), assim como aqueles associados ao pico do ferro, a saber, escândio (Sc), vanádio (V), cromo (Cr), manganês (Mn), cobalto (Co) e níquel (Ni), também foram analisados.

#### *Lítio*

As atmosferas das estrelas gigantes frias são deficientes nesse elemento. Isso acontece uma vez que o lítio é destruído em temperaturas mais elevadas do que  $2.5 \times 10^6$  K nas camadas mais internas, que por sua vez são misturadas na atmosfera da estrela.

As estrelas HE 0057-4541 e HE 0105-6141 mostram linhas de lítio muito claras e limpas, na região de 6707 Å. As abundâncias finais obtidas foram  $A(\text{Li}) = +0.84$  dex e  $A(\text{Li}) = +1.19$  dex, respectivamente. O perfil da linha na estrela HE 0516-3820 é bastante fraco, mas fornece uma abundância de lítio no valor de  $A(\text{Li}) = +0.96$  dex. Por sua vez, a linha de lítio na estrela HE 2229-4153 fornece apenas o limite superior  $A(\text{Li}) < +0.84$  dex de abundância. Como esperado, todos os valores determinados estão abaixo do *plateau* do lítio observado em estrelas quentes anãs do halo.

A estrela HE 0524-2055 não apresenta assinatura espectral de lítio, mostrando que todo o conteúdo químico desse elemento nessa estrela foi diluído depois do primeiro fenômeno de dragagem (*dredge-up* no original). Para as estrelas CS 30315-029 e HE 0240-0807 os espectros obtidos não atingem a região da linha do lítio.

#### *Carbono, Nitrogênio e Oxigênio*

A abundância de carbono foi obtida pelo ajuste de várias linhas associadas com bandas da molécula de CH, em particular aquelas presentes na região 4290 - 4310 Å, transições da banda de CH A-X 0-0 (conhecida como banda-G), região essa praticamente livre da influência de linhas atômicas. O procedimento foi semelhante àquele utilizado na seção 2.2.3.

No presente trabalho foram utilizadas duas técnicas para a determinação da abundância de nitrogênio. Inicialmente foram utilizados ajustes às linhas das transições eletrônicas da

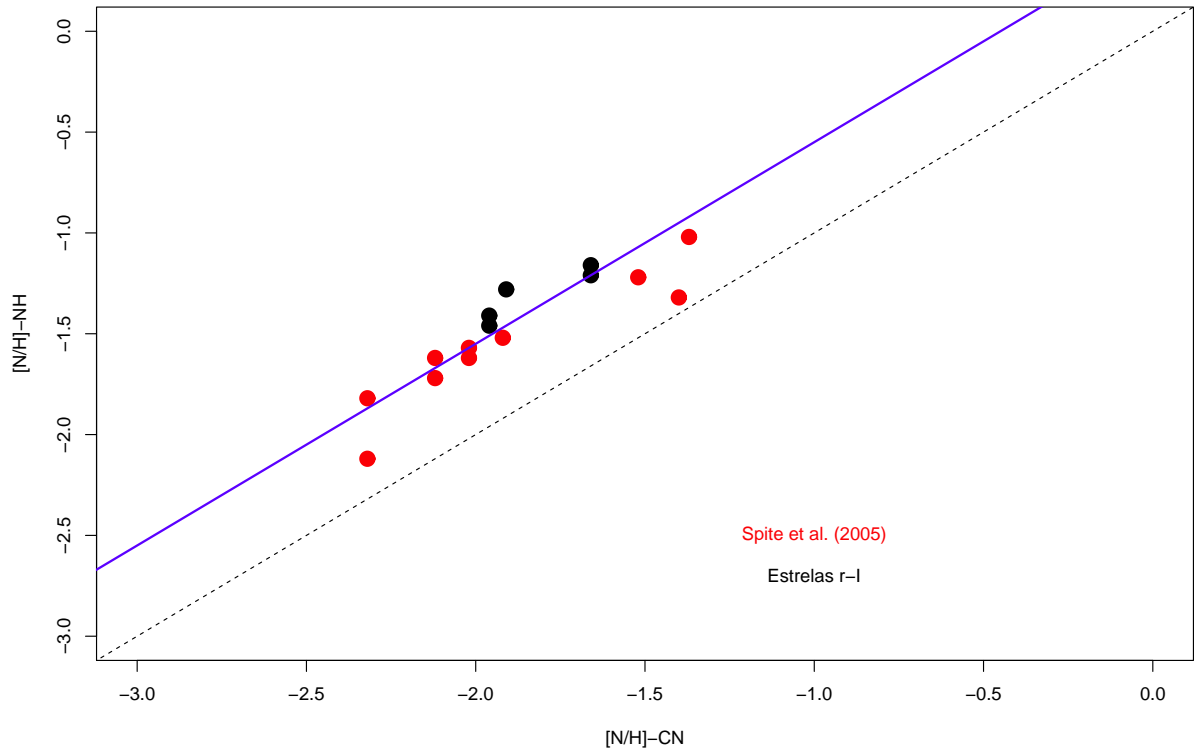


Figura 4.6: Valores da razão  $[N/H]$  obtidos pelas bandas da molécula de CN e NH nas estrelas r-I da amostra (pretos), comparados com os resultados de Spite et al. (2005) (vermelhos). A linha tracejada preta mostra a relação unitária, enquanto a linha azul sólida mostra a correlação deslocada por um fator de 0.45 dex.

molécula de CN BX, localizadas na região espectral em torno de 3880 Å. Entretanto esse indicador é muito fraco, e muitas vezes não é detectável no espectro estudado. De fato, nas estrelas HE 0105-6141 e HE 2229-4153 a abundância de nitrogênio não pode ser obtida por essa técnica. Assim, seguindo Spite et al. (2005), foram também utilizadas as linhas da região violeta em torno de 3360 Å associadas com as transições da banda molecular de NH  $A^3\Pi_i-X^3\Sigma^-$ . Além de ser mais intenso, logo mais facilmente detectável, esse indicador não é sensível a abundância de carbono e de oxigênio, conforme discutido por Sneden (1973). A figura 4.6 compara os resultados obtidos com os dois indicadores, além de comparar os dados aqui obtidos (pontos pretos) com aqueles obtidos por Spite et al. (2005) (pontos vermelhos), que por sua vez já haviam identificado a existência da boa correlação da figura e da diferença sistemática entre os indicadores.

Spite et al. (2005) identificam uma correção de -0.4 dex na abundância de nitrogênio

obtida pela banda molecular de NH, mas a inclusão dos dados da presente análise sugerem que uma correção de -0.45 dex seria mais indicada, conforme mostra a linha azul sólida da figura 4.6. É importante notar ainda que o motivo de tal diferença nos resultados não é claro, mas provavelmente está associado com problemas nos parâmetros físicos das moléculas utilizadas.

Foi investigada a possibilidade de detecção da abundância de oxigênio na amostra, mas os resultados foram negativos. A região espectral em torno da linha proibida [O I] 6300.31 Å não está disponível em nenhum dos espectros obtidos. Esse indicador é considerado na literatura como sendo aquele mais confiável (ver Cayrel et al., 2004, para exemplo de discussão). De fato, mesmo sendo o elemento leve mais abundante no Universo (depois do hidrogênio e do hélio), sua determinação em estrelas é uma tarefa difícil, uma vez que os diferentes indicadores fornecem resultados discrepantes. Ainda assim, foi realizada a síntese espectral do tripleto de O I localizado em 7772 Å, 7774 Å e 7775 Å, região com alta razão sinal-ruído nos dados utilizados. Entretanto, as franjas de interferência do detector CCD e/ou as intensas linhas telúricas presentes nos espectros não permitiram uma medida confiável da abundância de oxigênio em nenhuma das estrelas da amostra.

#### *Elementos- $\alpha$*

A maior parte das linhas utilizadas na determinação das abundâncias desses elementos foram utilizadas através da medida de larguras equivalentes. Em particular, para os casos do magnésio, do cálcio e do titânio, a quantidade de linhas utilizadas foi grande, conforme listado na tabela A.5. Enquanto apenas transições de Mg I foram utilizadas para esse elemento, para o cálcio e para o titânio foi possível a utilização de linhas do estado neutro (Ca I e Ti I) e do estado uma vez ionizado (Ca II e Ti II). As abundâncias listadas na tabela A.5 são as médias dos resultados para as duas espécies.

O caso do silício é mais delicado, uma vez que apenas duas linhas estavam acessíveis: Si I 3905.5 Å e Si I 4102.9 Å. Enquanto a primeira linha está comprometida pela presença de um *blend* com uma linha da molécula de CH, a segunda está localizada na asa vermelha da linha H $\delta$ . Dessa maneira, foi utilizada a síntese espectral e na maioria das estrelas da amostra apenas a linha Si I 4102.9 Å foi medida.

O mesmo tipo de cuidado foi necessário para o caso do enxofre. Com apenas três linhas fortes o suficiente para serem utilizadas, a saber, S I 9212.9 Å, S I 9228.1 Å e S I 9237.5 Å, presentes em uma região espectral que sofre com problemas de determinação



do contínuo como consequência da presença de franjas, foi utilizada a síntese espectral na determinação das abundâncias. Importante notar que a linha S I 9228.1 Å se encontra na asa azul da linha  $P_{\zeta}$  da série de Paschen, de maneira que a absorção por tal linha de hidrogênio foi levada em consideração na síntese. Mais do que isso, a região em torno das linhas de enxofre apresentam muitas transições telúricas de  $H_2O$ , que foram tratadas conforme citado na seção 4.2.2.

#### *Alumínio e potássio*

A abundância de alumínio foi determinada a partir do dubleto Al I 3944.01 Å e Al I 3961.52 Å. Mesmo que o *blend* com a linha da molécula de CH em Al I 3944.01 Å tenha sido levado em consideração na síntese espectral, na maior parte das estrelas da amostra apenas a linha Al I 3961.52 Å foi utilizada.

No caso do potássio, foi utilizado o dubleto K I 7664.91 Å e K I 7698.97 Å, que também está em uma região com várias transições telúricas. Mesmo utilizando o tratamento descrito em 4.2.2, utilizando o espectro telúrico sintético, na maior parte das estrelas da amostra a linha K I 7664.91 Å está severamente comprometida e foi excluída da análise.

#### *Pico do ferro*

A maior parte dos elementos associados ao pico do ferro foram analisados através de medida das larguras equivalentes das linhas, sendo a síntese espectral utilizada apenas nos casos em que a transição apresente algum *blend* significativo. Foram utilizadas de 6 a 10 linhas de Sc II, 4 linhas de Cr I, de 9 a 11 linhas de Co I e de 8 a 9 linhas de Ni I. Já, para o caso do ferro foi possível a utilização de quase 100 transições, sendo cerca de 5 delas provenientes do estado ionizado Fe II e o restante do estado neutro Fe I.

Para o caso do manganês, foram utilizadas de 4 a 5 linhas de Mn I. Entretanto, para todas elas foi utilizada a síntese espectral, de maneira a levar em consideração a estrutura hiperfina dessas transições.

O vanádio também é um elemento interessante. Foi possível a utilização de ao menos uma linha de V I em cada uma das estrelas da amostra, além de outras 3 a 10 linhas de V II. Em todos os casos, a abundância obtida através da transição do elemento neutro foi menor por cerca de  $\sim 0.3$  dex em relação ao resultado obtido através das linhas do estado ionizado. O mesmo comportamento foi obtido na seção 2.2.3 para a estrela HD 140283. Os resultados listados na tabela A.5 são os valores médios das duas espécies.

### 4.3.2 Elementos por captura de nêutrons

Foram determinadas as abundâncias de elementos associados ao primeiro, ao segundo e ao terceiro pico do processo-r, assim como a abundância de tório (região dos actinídeos), quando os dados disponíveis permitiram tal identificação.

#### *Primeiro pico do processo-r*

Em todas as estrelas da amostra foi possível a determinação das abundâncias de estrôncio, ítrio e zircônio.

Para o caso do estrôncio foram avaliadas as linhas Sr II 4077 Å, Sr II 4161 Å e Sr II 4215 Å, mas na maior parte da amostra a linha Sr II 4161 Å não foi utilizada uma vez que é muito fraca. No caso do ítrio e do zircônio a quantidade de transições utilizadas foi maior, variando de 7 a 14 linhas de Y II e de 6 a 12 linhas de Zr II.

O molibdênio foi detectado em três das estrelas analisadas, a saber, CS 30315-029, HE 0057-4541 e HE 0524-2055. A linha utilizada é bastante fraca, localizada em 3864 Å, justificando a dificuldade de medida na maior parte das estrelas da amostra. A mesma dificuldade proveniente de linhas fracas foi enfrentada para a abundância de rutênio, que não foi determinado em duas das estrelas: HE 0105-6141 e HE 0516-3820. Todas as três linhas utilizadas estão em regiões de difícil modelagem, por conta da presença de linhas fortes vizinhas e dificuldade no ajuste do contínuo, e os resultados obtidos para as abundâncias de Ru devem ser utilizadas com cautela.

Para o caso do elemento paládio, apenas a estrela CS 30315-029 apresentou uma determinação robusta de abundância, principalmente pela transição localizada em 3634 Å, confirmada pela linha mais fraca localizada em 3553 Å. Por sua vez, a estrela HE 0057-4541 apresenta apenas um limite superior para a abundância de Pd, enquanto nos outros objetos da amostra não foi possível a análise do paládio.

#### *Segundo pico do processo-r*

Nenhuma das linhas de bários tradicionalmente utilizadas na análise da abundância desse elemento estão disponíveis na região espectral coberta pelos dados obtidos no presente trabalho. Ainda assim, foram analisadas algumas linhas fracas presentes na região, e quando possível a abundância de Ba foi determinada pela transição Ba II 4130.64 Å.

A abundância de lantânio foi determinada em todas as estrelas da amostra, com a utilização de 2 a 13 linhas de La II. Já, no caso do cério, uma abundância robusta foi

determinada nas estrelas CS 30315-029, HE 0240-0807, HE 0524-2055 e HE 2229-4153, usando para isso de 1 a 12 linhas de Ce II, enquanto que no caso das estrelas HE 0057-4541 e HE 0516-3820 apenas um limite superior foi determinado. Por sua vez, a estrela HE 0105-6141 não apresentou linhas úteis para a determinação do cério.

No caso do praseodímio, apenas a estrela CS 30315-029 apresenta uma abundância bem definida a partir de 16 linhas de Pr II. Para todas as outras estrelas são apresentados limites superiores baseados na análise da linha Pr II 3964.26 Å. Já, para o neodímio, as estrelas HE 0516-3820 e HE 0105-6141 são aquelas para as quais apenas um limite superior foi determinado, enquanto os demais objetos apresentam determinação robusta. Esse comportamento diferenciado para as abundâncias dos elementos está associado com o efeito par-ímpar no número atômico da estrutura nuclear, fazendo com que os elementos com  $Z$  par apresentem camada nuclear fechada e seja mais estável, levando a uma maior abundância em relação aos elementos ímpares, e produzindo o padrão de “serra” observado nas curvas de abundância.

Enquanto a estrela CS 30315-029 é o único objeto da amostra a apresenta medida da abundância de samário, a abundância efetiva de európio foi determinada em todos os objetos. Assim como no caso do bário, as melhores linhas de európio não estão presentes na região espectral, de maneira que apenas duas linhas desse elemento foram utilizadas nessa análise, Eu II 4129.72 Å e Eu II 4205.04 Å.

As abundâncias de gadolínio, térbio, disprósio e érbio também foram determinadas em parte das estrelas da amostra, seja de maneira robusta, seja na forma de limite superior. Já, apenas na estrela CS 30315-029 foi possível a detecção de outros elementos associados ao segundo pico do processo-r: hólmio, túlio, itérbio e háfnio. Os valores finais das abundâncias, assim como a quantidade de linhas utilizadas em cada caso estão listados na tabela A.5.

#### *Terceiro pico do processo-r e actinídeos*

Dentre os elementos associados ao terceiro pico do processo-r, foi possível a determinação da abundância de ósmio nas estrelas CS 30315-029 e HE 0057-4541 pela utilização da linha Os I 4420.47 Å. Já, o irídio também foi medido na estrela CS 30315-029 através das linhas Ir I 3513.65 Å e Ir I 3800.12 Å. Finalmente, a abundância de tório foi também determinada na estrela CS 30315-029 com a utilização da linha Th II 4019.13 Å.

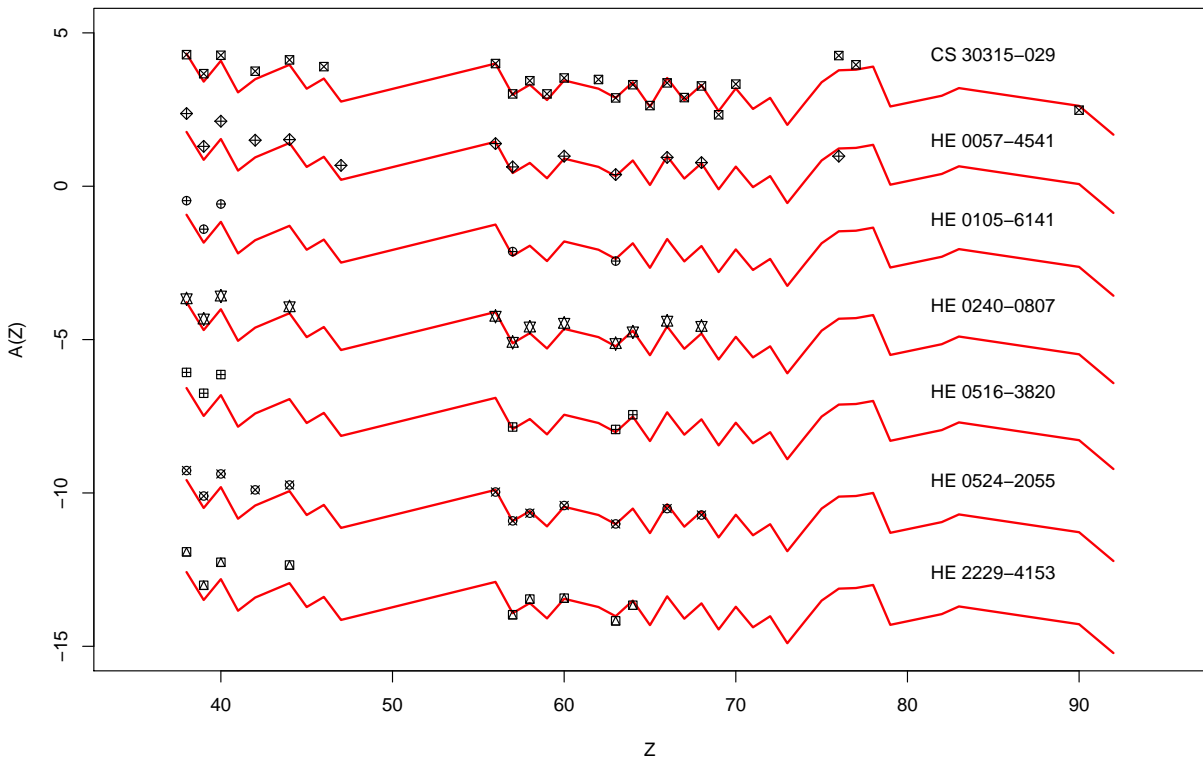


Figura 4.7: Comparação entre os resultados de abundâncias obtidos para as estrelas r-I (símbolos) com o padrão de abundância típico de uma estrela r-II (linha vermelha), representado pelos valores medidos na estrela CS 31082-001.

#### 4.4 Discussão e conclusões prévias

A figura 4.7 compara os resultados de abundância obtidos no presente trabalho para as estrelas r-I com o padrão de abundâncias típico das estrelas r-II, aqui representado pelos valores medidos na estrela CS 31082-001 no capítulo anterior. Não foram utilizados os resultados de limite superior obtidos nesse trabalho na figura em questão. Essa comparação mostra bom acordo entre os elementos associados ao segundo pico do processo-r, mostrando origem comum para o material das atmosferas dessas estrelas. Em outras palavras, do ponto de vista de história de enriquecimento químico, não parece haver diferença entre as estrelas r-I e as estrelas r-II, ao menos para os elementos do segundo pico.

Por outro lado, os elementos associados ao primeiro pico do processo-r parecem mais abundantes nas estrelas r-I com respeito aos valores encontrados nas estrelas r-II. Fica

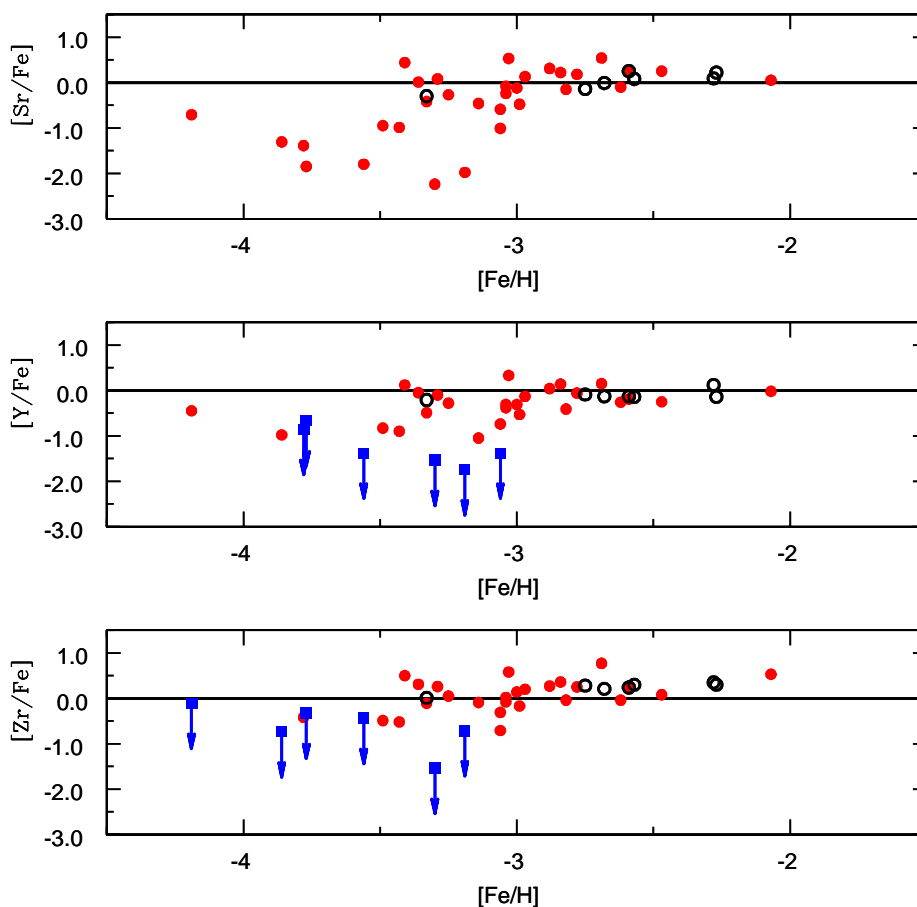


Figura 4.8: Comparação entre os resultados de abundâncias obtidos para as estrelas r-I (quadrados pretos) para os elementos Sr, Y e Zr com os valores obtidos por François et al. (2007) (círculos vermelhos). Os limites superiores são identificados pelos quadrados azuis.

evidente então que para entender os diferentes processos de nucleossíntese responsáveis pela origem dos elementos atribuídos ao processo-r, é importante estudar as estrelas r-I junto com as já bem conhecidas estrelas r-II.

É importante notar que, quando comparadas com uma amostra maior de estrelas pobres em metais, as estrelas r-I são compatíveis com o comportamento “normal” desses objetos. A figura 4.8 mostra essa comparação para os elementos estrôncio, ítrio e zircônio, todos associados ao primeiro pico do processo-r. As estrelas de comparação foram obtidas de François et al. (2007), que apresenta uma amostra de estrelas também estudadas com dados de alta resolução e de maneira homogênea.

Na figura 4.9 é mostrado o comportamento da razão de abundâncias  $[Y/Eu]$ , que deve ser entendida como a razão entre o nível de abundância dos elementos do primeiro pico

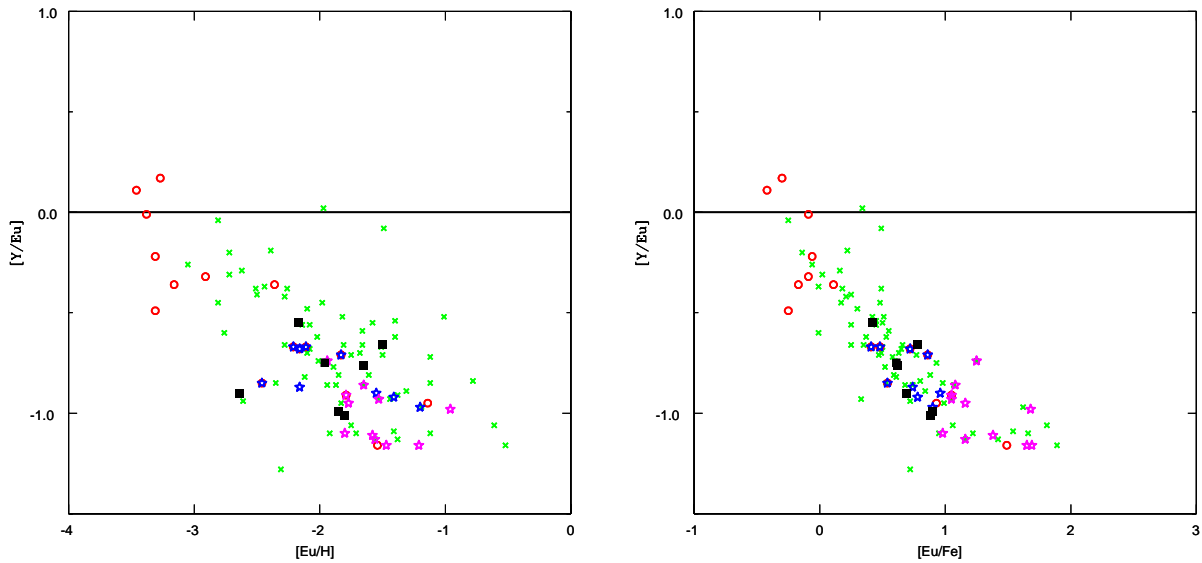


Figura 4.9: Valores da razão de abundâncias  $[Y/Eu]$  em função da razão  $[Eu/H]$  (esquerda) e da razão  $[Eu/Fe]$  (direita) para as estrelas r-I estudadas (quadrados pretos) comparadas com a literatura: Barklem et al. (2005) (cruzes verdes); François et al. (2007) e Sneden et al. (2009) (círculos vermelhos). As estrelas r-II da literatura estão identificadas pelo símbolo magenta, e as estrelas r-I pelo símbolo azul.

em relação ao nível de abundância do processo-r principal, aqui representado pelo elemento európio. O painel esquerdo mostra essa razão como função da abundância de európio  $[Eu/H]$ , enquanto o painel da direita mostra essa comparação como função da razão  $[Eu/Fe]$ . As estrelas usadas para comparação são aquelas apresentadas por Barklem et al. (2005) (símbolos verdes), ainda que a análise não seja de alta resolução, e aquelas obtidas por François et al. (2007) e Sneden et al. (2009) (círculos vermelhos). As estrelas classificadas como r-II estão mostradas como estrelas magentas, enquanto as estrelas r-I da literatura são identificadas como estrelas azuis. Os quadrados pretos mostram as estrelas estudadas no presente trabalho.

A primeira coisa interessante a ser notada nas comparações é o menor espalhamento dos resultados quando a razão  $[Y/Eu]$  é avaliada como função da razão  $[Eu/Fe]$ , o que deve ser consequência do cancelamento das incertezas nas abundâncias, de maneira que o painel da direita na figura 4.9 permite conclusões mais sólidas.

A tendência geral da razão de abundâncias em questão é tal que valores menores de  $[Y/Eu]$  são obtidos à medida que o nível de enriquecimento em processo-r, representado pela razão  $[Eu/Fe]$ , aumenta. De fato, esse resultado é bem conhecido desde François et al. (2007). Entretanto, uma maneira interessante de interpretar esses valores é dizer que

a sobreabundância dos elementos associados ao primeiro pico do processo-r é maior em estrelas em estrelas menos ricas em processo-r. De fato, olhando apenas para as estrelas r-II, é possível dizer que a razão  $[Y/Eu]$  tende assintoticamente para o valor constante de  $[Y/Eu] \sim -1$  dex, que por sua vez poderia ser interpretado como a razão desses elementos produzida pelo processo-r principal, ou aquele responsável pelo padrão observado nas estrelas r-II. Nas estrelas pobres em metais pouco enriquecidas em processo-r, o elemento ítrio está progressivamente mais abundante em relação ao európio, e as estrelas r-I são então objetos intermediários entre o padrão solar e aquele das estrelas r-II, do ponto de vista químico. De fato, o mesmo comportamento é verificado para os outros elementos associados ao primeiro pico do processo-r, e a diferença entre as abundâncias desses elementos nas estrelas r-I em relação ao valor observado nas estrelas r-II deve ser consequência do chamado processo-r fraco. Em outras palavras, as estrelas r-I parecem ser indicadores da atuação dessa componente fraca de nucleossíntese.

Os trabalhos envolvendo as estrelas r-I estão sendo concluídos e organizados para publicação.





## Discussões, conclusões e perspectivas

As estrelas pobres em metais ricas em elementos do processo-r são objetos fundamentais para a compreensão dos mecanismos de produção dos elementos pesados nos estágios iniciais da história da Galáxia, de maneira que a busca por esses objetos raros é uma notória atividade dentro da comunidade. É através da medida das abundâncias químicas nas atmosferas dessas estrelas e por meio de comparações com modelos que podemos obter informações sobre a natureza desses processos de nucleossíntese. No presente trabalho foram realizadas investigações nesse sentido, e os principais resultados são então delineados.

Segundo Truran (1981), os elementos pesados por captura de nêutrons nas atmosferas das estrelas com metalicidade muito baixa são provenientes do processo-r, atuando nas primeiras gerações de estrelas, uma vez que devido ao longo tempo de evolução dos ambientes astrofísicos responsáveis pela atuação do processo-s, esse último mecanismo ainda não teria tempo de atuar de maneira relevante e contribuir para o enriquecimento químico do meio interestelar. De fato, alguns estudos sugerem que o processo-s somente começa a ser importante quando a metalicidade média da Galáxia atinge  $-2.6$  dex ou mais. Esse é um paradigma importante na interpretação dos dados observacionais e na construção de modelos teóricos para explicar o processo-r, mas que vinha encontrando dificuldades nos últimos anos quando aplicado a um objeto em particular: a estrela subgigante pobre em metal HD 140283.

Estudada extensivamente na literatura, esse objeto tem uma metalicidade no valor de  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.50 \pm 0.20$  dex, de maneira que é esperada uma forte contribuição do processo-r para o padrão de abundâncias químicas em sua atmosfera. Entretanto, utilizando a técnica de razões isotópicas da abundância de bário, alguns autores encontraram evidências de atuação exclusiva do processo-s como responsável pelo conteúdo químico encontrado nessa

estrela. Mais do que isso, no trabalho recente de Gallagher et al. (2010), os autores também não conseguem realizar uma análise robusta da abundância de európio, colocando em dúvida a existência desse elemento na atmosfera de HD 140283, o que reafirma a atuação do processo-s.

No presente trabalho, foi realizada a determinação da abundância de európio na estrela HD 140283, utilizando para isso um espectro de alta resolução e alta razão sinal-ruído. A partir da linha Eu II 4129.70 Å foi adotado  $A(\text{Eu}) = -2.35 \pm 0.07$  dex como o valor final dessa abundância, e usando a abundância solar de európio  $A(\text{Eu}) = +0.52 \pm 0.03$  dex (Caffau et al., 2011), obtém-se a razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = -0.27 \pm 0.12$  dex. Considerando a abundância de bário calculada por Gallagher et al. (2010), se tal elemento fosse produzido apenas pelo processo-s, então não deveria haver európio na atmosfera dessa estrela, mas no caso de uma contribuição exclusiva do processo-r, então a previsão é que exista uma abundância de európio da ordem de  $A(\text{Eu}) = -2.23$  dex, segundo Simmerer et al. (2004). Os novos resultados aqui apresentados são compatíveis com esse último caso. Correções para efeitos de NLTE na abundância de európio, segundo Mashonkina et al. (2012), fazem com que esse acordo seja ainda melhor.

A razão de abundâncias  $[\text{Eu}/\text{Ba}] = +0.58 \pm 0.15$  dex obtida para HD 140283 também está de acordo com a tendência observada para esse valor em outras estrelas pobres em metais, em função da metalicidade, e é compatível com a razão  $[\text{Eu}/\text{Ba}]_r = +0.698$  dex, associado com uma contribuição pura de processo-r aos elementos de captura de nêutrons, de acordo com Simmerer et al. (2004). Assumindo que o európio é produzido apenas pelo processo-r, a presente análise indica que 11.6% do conteúdo químico de Ba presente na atmosfera de HD 140283 deve ter sido produzido pelo processo-s (23.9% para o caso de um limite conservador), o que deve explicar parcialmente os resultados das análises isotópicas de bário.

Esse resultado mostra que mesmo no caso de estrelas muito bem estudadas na literatura, ainda é possível obter resultados interessantes e importantes, e dados de alta resolução e alta razão sinal-ruído são fundamentais para essa tarefa. Por outro lado, fica evidente que a técnica das análises isotópicas nas atmosferas de estrelas ainda apresenta sérios problemas, e os resultados obtidos devem ser utilizados com cuidado. Logo, o paradigma estabelecido por Truran (1981) ainda é válido.

A estrela CS 31082-001 é outro caso de objeto muito bem estudado na literatura e que

ainda assim oferece oportunidade de resultados interessantes. Identificada no catálogo HK e analisada em detalhes dentro do programa *First Stars*, CS 31082-001 é uma estrela r-II e o padrão das abundâncias químicas em sua atmosfera foi determinado a partir de facilidades no solo. Entretanto, vários dos elementos importantes no estudo do processo-r apenas apresentam linhas úteis na região ultravioleta do espectro, de maneira que a observação a partir do espaço é fundamental para esse tipo de determinação.

O objeto foi então observado com o Telescópio Espacial Hubble e seu espectro foi obtido com a utilização do espectrógrafo STIS. Como complemento a essas observações, foi também utilizado um novo espectro obtidos com o UVES/VLT. O resultado da análise aqui realizada é a identificação de nove elementos nunca antes observados na atmosfera de CS 31082-001: germânio (Ge,  $Z = 32$ ), molibdênio (Mo,  $Z = 42$ ), lutécio (Lu,  $Z = 71$ ), tântalo (Ta,  $Z = 73$ ), tungstênio (W,  $Z = 74$ ), rênio (Re,  $Z = 75$ ), platina (Pt,  $Z = 78$ ), ouro (Au,  $Z = 79$ ) e bismuto (Bi,  $Z = 83$ ). Além disso, foram obtidas novas abundâncias para outros vinte elementos pesados, que por sua vez foram comparadas cuidadosamente com os resultados anteriores da literatura. Ao final, o total de 37 elementos de captura de nêutrons analisados em CS 31082-001 fazem dessa estrela o objeto r-II melhor estudado até o presente momento.

As correções de NLTE para as abundâncias foram consideradas nos casos em que a informação estava disponível na literatura. Para o chumbo, em particular, foi realizada uma análise com modelos hidrodinâmicos tridimensionais, que em conjunto com a correção para desvio termodinâmico local fornece uma abundância NLTE + 3D para esse elemento.

Quando comparados com a curva de abundâncias residuais do processo-r no Sistema Solar, os valores observados em CS 31082-001 estão em excelente acordo na região associada com o segundo pico do processo, assim como para alguns elementos do terceiro pico, resultado bastante conhecido para as estrelas r-II e que sugere a existência de uma universalidade no mecanismo de produção desses elementos, conhecido por processo-r principal. As novas abundâncias de lutécio e tântalo fornecidas no presente trabalho são compatíveis com esse comportamento. Entretanto, os novos elementos detectados na região de transição entre o segundo e terceiro pico, a saber, o tungstênio e o rênio, apresentam abundâncias diferentes daquelas observadas no Sistema Solar. O mesmo acontece com a abundância de ouro e, em menor escala, com o chumbo e com o bismuto. Ainda que erros na determinação das abundâncias devam ser considerados como uma possibilidade, seja proveniente dos da-

dos observacionais, seja por problemas nos parâmetros atômicos das transições utilizadas, a deconvolução utilizada no Sistema Solar para a definição das frações de contribuição do processo-r e processo-s também deve ser colocada na lista de possíveis fontes de problemas.

De fato, utilizando a previsão de abundâncias obtida através de modelos diretos de processo-r, dentro do contexto clássico de ventos de matéria rica em nêutrons acelerada por neutrinos em explosões de supernovas, as abundâncias de tungstênio e de rênio observadas em CS 31082-001 são descritas satisfatoriamente, assim como toda a região de massas associada ao segundo e ao terceiro pico. Isso parece indicar que as abundâncias residuais de processo-r no Sistema Solar não são as melhores referências observacionais a serem utilizadas como vínculos aos modelos de nucleossíntese, uma vez que uma série de erros observacionais, conceituais e de modelos, devem estar presentes.

A falta de compatibilidade entre as abundâncias de ouro, chumbo e bismuto na estrela CS 31082-001 e os valores solares residuais parecem indicar que o mesmo tipo de problema acontece na região intermediária entre o terceiro pico do processo-r e os actinídeos. Entretanto, outra interpretação possível é a existência de uma quebra na universalidade do mecanismo de nucleossíntese para tal região, ou seja, esses elementos mais pesados poderiam estar associados com algum outro tipo de processo, ou serem mais sensíveis às condições físicas do ambiente astrofísico no qual o processo-r principal atua. A existência do fenômeno de excesso dos actinídeos em algumas estrelas, tais como CS 31082-001, já indicava a possibilidade dessa quebra para o tório e o urânio, e a extensão disso para o caso do Au, Pb e Bi não deve ser descartada. É importante notar que a detecção do bismuto em CS 31082-001, única dentre as estrelas r-II, pode ser uma consequência do fato desse elemento estar em excesso nessa estrela quando comparado com outros objetos semelhantes, caracterizando então um fenômeno parecido com aquele observado e confirmado para os actinídeos. É importante chamar a atenção também para o fato das variações da abundância de chumbo não estarem associadas com o excesso de actinídeos: enquanto o baixo valor de Pb em CS 31082-001 está acompanhado do fenômeno nos actinídeos, o mesmo não acontece na estrela HE 1523-0901, que apresenta um nível “normal” de tório e urânio.

Avaliando alguns dos modelos disponíveis para processo-r, no presente trabalho foi possível verificar que aqueles envolvendo ventos de neutrinos com entropias menores do que os modelos tradicionais, aqui representados pelo chamado modelo “frio” de Wanajo (2007),

parecem descrever melhor as abundâncias observadas em CS 31082-001, particularmente os elementos do segundo e terceiro pico e aqueles discutidos no parágrafo anterior (Au, Pb e Bi). Essa seria uma boa tentativa de explicar o mecanismo em questão, mas essa classe de modelos esbarra no fato da riqueza em nêutrons nos ventos de neutrinos em supernovas ainda ser assunto de discussão, uma vez que as simulações hidrodinâmicas da explosão não conseguem obter os níveis de enriquecimento necessários para atuação do processo-r. Avanços nessa área de pesquisa são fundamentais para a completa descrição desse problema.

Todas as suposições feitas nos parágrafos anteriores precisam de confirmação, e para isso são necessárias observações dos elementos envolvidos em um número maior de estrelas r-II. Estamos falando aqui da determinação da abundância de elementos de difícil detecção, para os quais poucas linhas úteis estão disponíveis, em atmosferas de estrelas raras, pois a fração de estrelas r-II identificadas nos levantamentos de estrelas pobres em metais é muito pequena. Ainda assim, essa tarefa merece atenção da comunidade e tempo de telescópio.

Outro resultado bastante conhecido das abundâncias das estrelas r-II foi identificado no presente trabalho para o caso de CS 31082-001: quando comparadas com as abundâncias residuais do Sistema Solar, os valores das abundâncias observadas nas estrelas para aqueles elementos associados ao primeiro pico do processo-r estão inferiores ao nível solar. Esse fato indica claramente a necessidade de, ao menos, dois mecanismos distintos para explicar o padrão de abundâncias desses elementos mais leves, e o chamado processo-r fraco é então associado com a origem dos elementos do primeiro pico. As novas abundâncias de germânio e molibdênio também seguem esse comportamento, e a diferença no caso do Ge é particularmente dramática, mas está de acordo com o padrão observado para esse elemento nas outras poucas estrelas pobres em metais nas quais a detecção de germânio foi possível.

Utilizando resultados de modelos paramétricos de processo-r, ainda no contexto de ventos de neutrinos em explosões de supernovas, apresentados em Farouqi et al. (2010), o presente trabalho mostrou que as abundâncias observadas em CS 31082-001, para os elementos do primeiro pico, podem ser bem descritas no caso de ventos com enriquecimento moderado em nêutrons. De fato, conforme discutido por Arcones e Thielemann (2013), mesmo que os modelos de vento de neutrinos se mostrem insatisfatórios para explicar o processo-r principal, eles ainda são bons candidatos para a produção dos elementos mais leves do primeiro pico, ou ao menos uma fração dessa abundância.

Uma vez que os elementos do primeiro pico do processo-r são produzidos por, ao menos, dois mecanismos diferentes, aparece então a necessidade de saber qual é a fração de cada um dos processos para as abundâncias dos diferentes elementos. Essa fração seria a mesma para todos os elementos do pico, ou varia de elemento para elemento? Mais do que isso, a(s) fração(ões) é(são) constante(s) ao longo da evolução química da Galáxia, ou varia(m) em função da metalicidade? Para tentar responder a essas perguntas, é necessário avaliar a abundância dos elementos individualmente, para diferentes estrelas, de diferentes metalicidades, o que de fato vem sendo feito em alguns trabalhos. Entretanto, para alguns elementos existe pouca informação disponível na literatura, e o germânio e o molibdênio são exemplos disso.

Dentre todas as medidas de germânio presentes na literatura, a determinação realizada nesse trabalho em CS 31082-001 representa o valor obtido para a estrela mais enriquecida em elementos do processo-r. Todas as outras detecções foram realizadas em estrelas moderadamente enriquecidas por processo-r ou pobres nesses elementos. Verificando o comportamento do Ge em função da metalicidade e do enriquecimento em processo-r, observa-se que ainda não está claro se a origem do germânio deve ser atribuída ao processo-r ou ao mecanismo que produz os elementos do pico do ferro. Aparece novamente a necessidade de mais determinações desses elementos em estrelas pobres em metais, particularmente naquelas enriquecidas em processo-r. Em paralelo, o avanço teórico de maneira a permitir análises de abundância em NLTE e em 3D para elementos como o germânio é uma necessidade real.

Outra abordagem aqui utilizada para avaliação dos modelos de processo-r foi através da determinação da idade de CS 31082-001, utilizando diferentes pares radioativos e aplicando a técnica de nucleocosmocronologia. Diferentes razões de abundâncias iniciais foram selecionadas dos modelos disponíveis. Uma vez que a estrela estudada apresenta o fenômeno de excesso nos actinídeos, o resultado mais robusto é aquele obtido pelo par [U/Th], que leva a uma idade de  $14.0 \pm 2.4$  Ganos (valor adotado em Hill et al., 2002), consistente com a idade do Universo e confirmando que o material presente na atmosfera dessa classe de estrelas foi realmente sintetizado nos estágios iniciais da vida da Galáxia. Entretanto, o presente trabalho mostrou que outros indicadores, como o par [U/Ir], também fornecem resultados razoáveis para diferentes modelos, enquanto outros pares de abundâncias mostram idades bastante discrepantes. Esses diferentes comportamentos devem estar as-

sociados com as dependências que as abundâncias calculadas por esses modelos possuem em relação às condições astrofísicas, refletidas nos parâmetros utilizados.

Finalmente, nesse trabalho também foi investigado como as estrelas moderadamente enriquecidas em processo-r podem ser utilizadas na tentativa de estudar os mecanismos de nucleossíntese. Enquanto as estrelas altamente enriquecidas em processo-r, chamadas de estrelas r-II, são encontradas com uma frequência da ordem de 3% nos levantamentos observacionais, os objetos moderadamente enriquecidos, conhecidos por estrelas r-I, são ao menos duas vezes mais comuns e podem ser encontrados em faixas de maior metalicidade. Essas características já fazem dessas estrelas objetos interessantes, pois o número de estrelas acessíveis é maior.

Analisando as abundâncias de uma amostra contendo sete estrelas r-I, a partir de espectros de alta resolução e alta razão sinal-ruído, observou-se que o padrão químico das estrelas r-I é muito semelhante com aquele observado em estrelas r-II, para os elementos do segundo e terceiro pico do processo-r. Por sua vez, os elementos do primeiro pico aparecem superabundantes quando comparados com o nível de enriquecimento observado nas estrelas r-II. Mais do que isso, existe uma clara correlação entre o enriquecimento em elementos do primeiro pico (em relação ao nível das estrelas r-II) e a metalicidade das estrelas. Parece então que as estrelas moderadamente enriquecidas em processo-r são traçadores da atuação da componente fraca do mecanismo, de maneira que as diferentes classificações em r-I e r-II originalmente estabelecidas em Beers e Christlieb (2005) como um critério arbitrário indicam, de fato, diferenças na história de enriquecimento químico dos objetos.

Fica então evidente que as estrelas r-I devem ser analisadas em conjunto com as estrelas r-II. Além de possibilitarem o estudo do processo-r principal, uma vez que as abundâncias dos elementos do segundo e terceiro picos seguem o mesmo padrão das estrelas r-II, essas estrelas moderadamente enriquecidas parecem objetos ideais para o estudo do processo-r fraco, pois apresentam comportamento intermediário entre o padrão observado nas estrelas r-II e o padrão solar.

Os resultados apresentados nesse trabalho mostram que o estudo das abundâncias químicas em estrelas pobres em metais, particularmente aquelas enriquecidas em elementos do processo-r, é um campo de amplas possibilidades, mas também de grandes desafios. Enquanto os levantamentos observacionais de baixa resolução vêm procurando por esses objetos, os trabalhos em alta resolução apresentam análises detalhadas da composição

química.

Apenas nas análises aqui descritas foram utilizadas diferentes facilidades, a saber, o telescópio CFHT, o conjunto VLT e o telescópio espacial, assim como uma ampla faixa do espectro eletromagnético, desde o ultravioleta até regiões próximas ao infravermelho. Em relação a análise dos dados, modelos atmosféricos e códigos de síntese espectral devem ser cuidadosamente escolhidos, assim como os parâmetros atômicos e moleculares utilizados nos cálculos. O tratamento do desvio nas condições de equilíbrio termodinâmico local e os novos modelos hidrodinâmicos tridimensionais são os ingredientes adicionados recentemente, mas que se mostram fundamentais para a obtenção de análises robustas.

Em uma perspectiva de curto e médio prazo, novos levantamentos observacionais de baixa resolução são necessários para aumentar o número de estrelas candidatas conhecidas, enquanto mais trabalhos em alta resolução são fundamentais para a análise detalhada desses objetos, em particular para o caso daqueles elementos com poucas informações na literatura. Exemplos de trabalhos nessa direção são os novos espectrógrafos STELES/SOAR, em fase de construção, e o CUBES/VLT, em fase de planejamento.

Em uma perspectiva de longo prazo, as novas gerações de telescópios de grande abertura vão certamente aumentar o número de estrelas enriquecidas em processo-r conhecidas, permitindo um estudo das populações estelares na Galáxia em níveis de detalhes nunca antes obtidos. Mais do que isso, essas facilidades vão possibilitar também esse tipo de análise em populações estelares de outras galáxias. Esses trabalhos ainda são realizados de maneira tímida, como consequência das limitações descritas, mas já apresentam resultados interessantes sobre a atuação dos mecanismos de nucleossíntese nesses diferentes objetos, contribuindo para a compreensão da formação e evolução das próprias galáxias.

Do ponto de vista de modelos, o tratamento hidrodinâmico das explosões de supernovas precisa avançar, de maneira a deixar evidente quais são as condições da matéria encontrada no vento de neutrinos. Novas possibilidades vêm aparecendo, como a nucleossíntese em colisões de estrelas de nêutrons e/ou buracos negros, mas a física envolvida nesses mecanismos é ainda mais complexa e os resultados de abundâncias previstas por esses processos ainda são escassos. Paralelamente, grande esforço vem sendo depositado nas análises das reações nucleares e nas propriedades dos núcleos exóticos envolvidos nesses modelos, de maneira que no futuro esses trabalhos devem possibilitar resultados mais precisos para as previsões dos mecanismos de nucleossíntese.



## Referências Bibliográficas

- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., Broad-band JHK(L') photometry of a sample of giants with  $0.5 > [\text{Fe}/\text{H}] > -3$ , *A&AS*, 1998, vol. 131, p. 209
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., The effective temperature scale of giant stars (F0-K5). II. Empirical calibration of  $T_{eff}$  versus colours and  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , *A&AS*, 1999, vol. 140, p. 261
- Alpher R. A., Bethe H., Gamow G., The Origin of Chemical Elements, *Physical Review*, 1948, vol. 73, p. 803
- Alvarez R., Plez B., Near-infrared narrow-band photometry of M-giant and Mira stars: models meet observations, *A&A*, 1998, vol. 330, p. 1109
- Anders E., Grevesse N., Abundances of the elements - Meteoritic and solar, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 1989, vol. 53, p. 197
- Andrievsky S. M., Spite F., Korotin S. A., François P., Spite M., Bonifacio P., Cayrel R., Hill V., NLTE strontium abundance in a sample of extremely metal poor stars and the Sr/Ba ratio in the early Galaxy, *A&A*, 2011, vol. 530, p. A105
- Andrievsky S. M., Spite M., Korotin S. A., Spite F., Bonifacio P., Cayrel R., François P., Hill V., Non-LTE abundances of Mg and K in extremely metal-poor stars and the evolution of  $[\text{O}/\text{Mg}]$ ,  $[\text{Na}/\text{Mg}]$ ,  $[\text{Al}/\text{Mg}]$ , and  $[\text{K}/\text{Mg}]$  in the Milky Way, *A&A*, 2010, vol. 509, p. A88
- Andrievsky S. M., Spite M., Korotin S. A., Spite F., Bonifacio P., Cayrel R., Hill V., François P., NLTE determination of the sodium abundance in a homogeneous sample of extremely metal-poor stars, *A&A*, 2007, vol. 464, p. 1081

- Andrievsky S. M., Spite M., Korotin S. A., Spite F., Bonifacio P., Cayrel R., Hill V., François P., NLTE determination of the aluminium abundance in a homogeneous sample of extremely metal-poor stars, *A&A*, 2008, vol. 481, p. 481
- Andrievsky S. M., Spite M., Korotin S. A., Spite F., François P., Bonifacio P., Cayrel R., Hill V., Evolution of the barium abundance in the early Galaxy from a NLTE analysis of the Ba lines in a homogeneous sample of EMP stars, *A&A*, 2009, vol. 494, p. 1083
- Anstee S. D., O'Mara B. J., Width cross-sections for collisional broadening of s-p and p-s transitions by atomic hydrogen, *MNRAS*, 1995, vol. 276, p. 859
- Anthony-Twarog B. J., Sarajedini A., Twarog B. A., Beers T. C., A Search for Stars of Very Low Metal Abundance. IV. UVBYCA Observations of Metal-weak Candidates from the Northern HK Survey, *AJ*, 2000, vol. 119, p. 2882
- Aoki W., Barklem P. S., Beers T. C., Christlieb N., Inoue S., García Pérez A. E., Norris J. E., Carollo D., Lithium Abundances of Extremely Metal-Poor Turnoff Stars, *ApJ*, 2009, vol. 698, p. 1803
- Aoki W., Beers T. C., Honda S., Carollo D., Extreme Enhancements of r-process Elements in the Cool Metal-poor Main-sequence Star SDSS J2357-0052, *ApJ*, 2010, vol. 723, p. L201
- Aoki W., Honda S., Enrichment of Lead (Pb) in the Galactic Halo, *PASJ*, 2008, vol. 60, p. L7
- Aoki W., Honda S., Beers T. C., Kajino T., Ando H., Norris J. E., Ryan S. G., Izumiura H., Sadakane K., Takada-Hidai M., Spectroscopic Studies of Very Metal-poor Stars with the Subaru High Dispersion Spectrograph. III. Light Neutron-Capture Elements, *ApJ*, 2005, vol. 632, p. 611
- Aoki W., Honda S., Beers T. C., Takada-Hidai M., Iwamoto N., Tominaga N., Umeda H., Nomoto K., Norris J. E., Ryan S. G., Spectroscopic Studies of Extremely Metal-poor Stars with the Subaru High-Dispersion Spectrograph. IV. The  $\alpha$ -Element-Enhanced Metal-poor Star BS 16934-002, *ApJ*, 2007, vol. 660, p. 747

- Aoki W., Inoue S., Kawanomoto S., Ryan S. G., Smith I. M., Suzuki T. K., Takada-Hidai M., A low upper-limit on the lithium isotope ratio in HD140283, *A&A*, 2004, vol. 428, p. 579
- Arcones A., Montes F., Production of Light-element Primary Process Nuclei in Neutrino-driven Winds, *ApJ*, 2011, vol. 731, p. 5
- Arcones A., Thielemann F.-K., Neutrino-driven wind simulations and nucleosynthesis of heavy elements, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 2013, vol. 40, p. 013201
- Argast D., Samland M., Thielemann F.-K., Qian Y.-Z., Neutron star mergers versus core-collapse supernovae as dominant r-process sites in the early Galaxy, *A&A*, 2004, vol. 416, p. 997
- Arlandini C., Käppeler F., Wisshak K., Gallino R., Lugaro M., Busso M., Straniero O., Neutron Capture in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars: Cross Sections and Abundance Signatures, *ApJ*, 1999, vol. 525, p. 886
- Arnould M., Goriely S., The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status, *Phys. Rep.*, 2003, vol. 384, p. 1
- Asplund M., Carlsson M., Botnen A. V., Multi-level 3D non-LTE computations of lithium lines in the metal-poor halo stars HD 140283 and HD 84937, *A&A*, 2003, vol. 399, p. L31
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Allende Prieto C., Kiselman D., Line formation in solar granulation. IV. [O I], O I and OH lines and the photospheric O abundance, *A&A*, 2004, vol. 417, p. 751
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P., The Chemical Composition of the Sun, *ARA&A*, 2009, vol. 47, p. 481
- Asplund M., Gustafsson B., Kiselman D., Eriksson K., Line-blanketed model atmospheres for R Coronae Borealis stars and hydrogen-deficient carbon stars., *A&A*, 1997, vol. 318, p. 521
- Asplund M., Lambert D. L., Nissen P. E., Primas F., Smith V. V., Lithium Isotopic Abundances in Metal-poor Halo Stars, *ApJ*, 2006, vol. 644, p. 229

- Asplund M., Meléndez J., Primordial and Pre-Galactic Origins of the Lithium Isotopes. In First Stars III , vol. 990 of American Institute of Physics Conference Series, 2008, p. 342
- Aver E., Olive K. A., Skillman E. D., A new approach to systematic uncertainties and self-consistency in helium abundance determinations, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2010, vol. 5, p. 3
- Baade W., The Resolution of Messier 32, NGC 205, and the Central Region of the Andromeda Nebula., *ApJ*, 1944, vol. 100, p. 137
- Bania T. M., Rood R. T., Balser D. S., The cosmological density of baryons from observations of  $^3\text{He}^+$  in the Milky Way, *Nature*, 2002, vol. 415, p. 54
- Barbuy B., Spite M., Hill V., Primas F., Plez B., Cayrel R., Spite F., Wanaajo S., Siqueira Mello C., Andersen J., Nordström B., Beers T. C., Bonifacio P., François P., Molaro P., First stars. XV. Third-peak r-process element and actinide abundances in the uranium-rich star CS31082-001, *A&A*, 2011, vol. 534, p. A60
- Barklem P. S., Belyaev A. K., Asplund M., Inelastic  $\text{H}+\text{Li}$  and  $\text{H}^-+\text{Li}^+$  collisions and non-LTE Li I line formation in stellar atmospheres, *A&A*, 2003, vol. 409, p. L1
- Barklem P. S., Christlieb N., Beers T. C., Hill V., Bessell M. S., Holmberg J., Marsteller B., Rossi S., Zickgraf F.-J., Reimers D., The Hamburg/ESO R-process enhanced star survey (HERES). II. Spectroscopic analysis of the survey sample, *A&A*, 2005, vol. 439, p. 129
- Barklem P. S., O'Mara B. J., The broadening of p-d and d-p transitions by collisions with neutral hydrogen atoms, *MNRAS*, 1997, vol. 290, p. 102
- Barklem P. S., O'Mara B. J., Ross J. E., The broadening of d-f and f-d transitions by collisions with neutral hydrogen atoms, *MNRAS*, 1998, vol. 296, p. 1057
- Becker O., Enders K., Werth G., Dembczynski J., Hyperfine-structure measurements of the  $^{151,153}\text{Eu}^+$  ground state, *Phys. Rev. A*, 1993, vol. 48, p. 3546
- Beers T. C., Low-Metallicity and Horizontal-Branch Stars in the Halo of the Galaxy. In The Third Stromlo Symposium: The Galactic Halo , vol. 165 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 1999, p. 202

- Beers T. C., Christlieb N., The Discovery and Analysis of Very Metal-Poor Stars in the Galaxy, *ARA&A*, 2005, vol. 43, p. 531
- Beers T. C., Christlieb N., Bessell M. S., Hill V., Barklem P. S., Korn A., Ryan S. G., Rossi S., Rhee J., HERES: The Search for r-Process-Enhanced, Metal-Poor Stars. In American Astronomical Society Meeting Abstracts , vol. 35 of Bulletin of the American Astronomical Society, 2003, p. 112.17
- Beers T. C., Flynn C., Rossi S., Sommer-Larsen J., Wilhelm R., Marsteller B., Lee Y. S., De Lee N., Krugler J., Deliyannis C. P., Simmons A. T., Mills E., Zickgraf F.-J., Holmberg J., Önehag A., Eriksson A., Terndrup D. M., Salim S., Broadband  $UBVR_{CI}$  Photometry of Horizontal-Branch and Metal-poor Candidates from the HK and Hamburg/ESO Surveys. I., *ApJS*, 2007, vol. 168, p. 128
- Beers T. C., Preston G. W., Shectman S. A., A search for stars of very low metal abundance. I, *AJ*, 1985, vol. 90, p. 2089
- Beers T. C., Preston G. W., Shectman S. A., A search for stars of very low metal abundance. II, *AJ*, 1992, vol. 103, p. 1987
- Bell R. A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A., A grid of model atmospheres for metal-deficient giant stars. II, *A&AS*, 1976, vol. 23, p. 37
- Bessell M. S., *UBVRI* photometry. II - The Cousins *VRI* system, its temperature and absolute flux calibration, and relevance for two-dimensional photometry, *PASP*, 1979, vol. 91, p. 589
- Biémont E., Garnir H. P., Palmeri P., Li Z. S., Svanberg S., New *f*-values in neutral lead obtained by time-resolved laser spectroscopy, and astrophysical applications, *MNRAS*, 2000, vol. 312, p. 116
- Biemont E., Grevesse N., Hannaford P., Lowe R. M., Oscillator strengths for Zr I and Zr II and a new determination of the solar abundance of zirconium, *ApJ*, 1981, vol. 248, p. 867
- Biemont E., Lynga C., Li Z. S., Svanberg S., Garnir H. P., Doidge P. S., Radiative lifetimes, branching fractions and transition probabilities in GeI - solar implications, *MNRAS*, 1999, vol. 303, p. 721

- Bonifacio P., Molaro P., Sivarani T., Cayrel R., Spite M., Spite F., Plez B., Andersen J., Barbuy B., Beers T. C., Depagne E., Hill V., François P., Nordström B., Primas F., First stars VII - Lithium in extremely metal poor dwarfs, *A&A*, 2007, vol. 462, p. 851
- Bonifacio P., Monai S., Beers T. C., A Search for Stars of Very Low Metal Abundance. V. Photoelectric UBV Photometry of Metal-weak Candidates from the Northern HK Survey, *AJ*, 2000, vol. 120, p. 2065
- Bonifacio P., Spite M., Cayrel R., Hill V., Spite F., François P., Plez B., Ludwig H.-G., Caffau E., Molaro P., Depagne E., Andersen J., Barbuy B., Beers T. C., Nordström B., Primas F., First stars XII. Abundances in extremely metal-poor turnoff stars, and comparison with the giants, *A&A*, 2009, vol. 501, p. 519
- Bromm V., Larson R. B., The First Stars, *ARA&A*, 2004, vol. 42, p. 79
- Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F., Synthesis of the Elements in Stars, *Reviews of Modern Physics*, 1957, vol. 29, p. 547
- Burris D. L., Pilachowski C. A., Armandroff T. E., Sneden C., Cowan J. J., Roe H., Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy: Insights from a Large Sample of Metal-poor Giants, *ApJ*, 2000, vol. 544, p. 302
- Busso M., Gallino R., Lambert D. L., Travaglio C., Smith V. V., Nucleosynthesis and Mixing on the Asymptotic Giant Branch. III. Predicted and Observed s-Process Abundances, *ApJ*, 2001, vol. 557, p. 802
- Busso M., Gallino R., Wasserburg G. J., Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars: Relevance for Galactic Enrichment and Solar System Formation, *ARA&A*, 1999, vol. 37, p. 239
- Busso M., Straniero O., Gallino R., Abia C., s-Processing in AGB Stars and the Composition of Carbon Stars, *Origin and Evolution of the Elements*, 2004, p. 67
- Butcher H. R., Thorium in G-dwarf stars as a chronometer for the Galaxy, *Nature*, 1987, vol. 328, p. 127
- Caffau E., Ludwig H.-G., The forbidden 1082 nm line of sulphur: the photospheric abundance of sulphur in the Sun and 3D effects, *A&A*, 2007, vol. 467, p. L11

- Caffau E., Ludwig H.-G., Steffen M., Freytag B., Bonifacio P., Solar Chemical Abundances Determined with a CO5BOLD 3D Model Atmosphere, *Sol. Phys.*, 2011, vol. 268, p. 255
- Carpenter J. M., Color Transformations for the 2MASS Second Incremental Data Release, *AJ*, 2001, vol. 121, p. 2851
- Cayrel R., Depagne E., Spite M., Hill V., Spite F., François P., Plez B., Beers T., Primas F., Andersen J., Barbuy B., Bonifacio P., Molaro P., Nordström B., First stars V - Abundance patterns from C to Zn and supernova yields in the early Galaxy, *A&A*, 2004, vol. 416, p. 1117
- Cayrel R., Hill V., Beers T. C., Barbuy B., Spite M., Spite F., Plez B., Andersen J., Bonifacio P., François P., Molaro P., Nordström B., Primas F., Measurement of stellar age from uranium decay, *Nature*, 2001, vol. 409, p. 691
- Cayrel R., Steffen M., Chand H., Bonifacio P., Spite M., Spite F., Petitjean P., Ludwig H.-G., Caffau E., Line shift, line asymmetry, and the  $^6\text{Li}/^7\text{Li}$  isotopic ratio determination, *A&A*, 2007, vol. 473, p. L37
- Charbonneau P., Genetic Algorithms in Astronomy and Astrophysics, *ApJS*, 1995, vol. 101, p. 309
- Charbonnel C., Primas F., The lithium content of the Galactic Halo stars, *A&A*, 2005, vol. 442, p. 961
- Chen H.-C., Lallement R., Babusiaux C., Puspitarini L., Bonifacio P., Hill V., Extracting interstellar diffuse absorption bands from cool star spectra. Application to bulge clump giants in Baade's window, *A&A*, 2013, vol. 550, p. A62
- Christlieb N., Finding the Most Metal-poor Stars of the Galactic Halo with the Hamburg/ESO Objective-prism Survey (With 6 Figures). In *Reviews in Modern Astronomy*, vol. 16 of *Reviews in Modern Astronomy*, 2003, p. 191
- Christlieb N., Beers T. C., Barklem P. S., Bessell M., Hill V., Holmberg J., Korn A. J., Marsteller B., Mashonkina L., Qian Y.-Z., Rossi S., Wasserburg G. J., Zickgraf F.-J., Kratz K.-L., Nordström B., Pfeiffer B., Rhee J., Ryan S. G., The Hamburg/ESO R-process Enhanced Star survey (HERES). I. Project description, and discovery of two

- stars with strong enhancements of neutron-capture elements, *A&A*, 2004, vol. 428, p. 1027
- Christlieb N., Wisotzki L., Reimers D., Gehren T., Reetz J., Beers T. C., An Automated Search for Metal-Poor Halo Stars in the Hamburg/ESO Objective-Prism Survey. In *The Third Stromlo Symposium: The Galactic Halo*, vol. 165 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1999, p. 259
- Clayton D. D., *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*, 1968
- Clayton D. D., Rassbach M. E., Termination of the s-PROCESS, *ApJ*, 1967, vol. 148, p. 69
- Clough S. A., Shephard M. W., Mlawer E. J., Delamere J. S., Iacono M. J., Cady-Pereira K., Boukabara S., Brown P. D., Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 2005, vol. 91, p. 233
- Coc A., Goriely S., Xu Y., Saimpert M., Vangioni E., Standard Big Bang Nucleosynthesis up to CNO with an Improved Extended Nuclear Network, *ApJ*, 2012, vol. 744, p. 158
- Collet R., Asplund M., Nissen P. E., The Barium Isotopic Abundance in the Metal-Poor Star HD140283, *PASA*, 2009, vol. 26, p. 330
- Copi C. J., Schramm D. N., Turner M. S., Big-Bang Nucleosynthesis and the Baryon Density of the Universe, *Science*, 1995, vol. 267, p. 192
- Corliss C. H., Bozman W. R., Experimental transition probabilities for spectral lines of seventy elements; derived from the NBS Tables of spectral-line intensities, 1962
- Cowan J., Sneden C., Lawler J. E., Den Hartog E. A., r-process enhanced metal-poor stars. In *International Symposium on Nuclear Astrophysics - Nuclei in the Cosmos*, 2006
- Cowan J. J., Roederer I. U., Sneden C., Lawler J. E., r-Process Abundance Signatures in Metal-Poor Halo Stars. In *RR Lyrae Stars, Metal-Poor Stars, and the Galaxy*, 2011, p. 223
- Cowan J. J., Sneden C., Heavy element synthesis in the oldest stars and the early Universe, *Nature*, 2006, vol. 440, p. 1151



- Cowan J. J., Sneden C., Beers T. C., Lawler J. E., Simmerer J., Truran J. W., Primas F., Collier J., Burles S., Hubble Space Telescope Observations of Heavy Elements in Metal-Poor Galactic Halo Stars, *ApJ*, 2005, vol. 627, p. 238
- Cowan J. J., Sneden C., Burles S., Ivans I. I., Beers T. C., Truran J. W., Lawler J. E., Primas F., Fuller G. M., Pfeiffer B., Kratz K.-L., The Chemical Composition and Age of the Metal-poor Halo Star BD +17 3248, *ApJ*, 2002, vol. 572, p. 861
- Cui W. Y., Sivarami T., Christlieb N., The Hamburg/ESO R-process Enhanced Star survey (HERES) VIII. The r+s star HE 1405 0822, *ArXiv e-prints*, 2013
- Cutri R. M., Skrutskie M. F., van Dyk S., Beichman C. A., Carpenter J. M., Chester T., Cambresy L., Evans T., Fowler J., Gizis J., Howard E., Huchra J., Jarrett T., Kopan E. L., Kirkpatrick J. D., Light R. M., Marsh K. A., McCallon H., 2MASS All Sky Catalog of point sources., 2003
- De Donder E., Vanbeveren D., The influence of neutron star mergers on the galactic chemical enrichment of r-process elements, *New A*, 2004, vol. 9, p. 1
- Dean J. F., Warren P. R., Cousins A. W. J., Reddenings of Cepheids using BVI photometry, *MNRAS*, 1978, vol. 183, p. 569
- Deliyannis C. P., Demarque P., Kawaler S. D., Lithium in halo stars from standard stellar evolution, *ApJS*, 1990, vol. 73, p. 21
- Den Hartog E. A., Herd M. T., Lawler J. E., Sneden C., Cowan J. J., Beers T. C., Improved Laboratory Transition Probabilities for Pt I and Application to the Platinum Abundances of BD +17 3248 and the Sun, *ApJ*, 2005, vol. 619, p. 639
- Den Hartog E. A., Lawler J. E., Sneden C., Cowan J. J., Improved Laboratory Transition Probabilities for Nd II and Application to the Neodymium Abundances of the Sun and Three Metal-poor Stars, *ApJS*, 2003, vol. 148, p. 543
- Den Hartog E. A., Lawler J. E., Sneden C., Cowan J. J., Improved Laboratory Transition Probabilities for Gd II and Application to the Gadolinium Abundances of the Sun and Three r-Process Rich, Metal-poor Stars, *ApJS*, 2006, vol. 167, p. 292

- Den Hartog E. A., Wickliffe M. E., Lawler J. E., Radiative Lifetimes of Eu I, II, and III and Transition Probabilities of Eu I, *ApJS*, 2002, vol. 141, p. 255
- Depagne E., Hill V., Spite M., Spite F., Plez B., Beers T. C., Barbuy B., Cayrel R., Andersen J., Bonifacio P., François P., Nordström B., Primas F., First Stars. II. Elemental abundances in the extremely metal-poor star CS 22949–037. A diagnostic of early massive supernovae, *A&A*, 2002, vol. 390, p. 187
- Elmegreen B. G., The Initial Mass Function in Starbursts. In *Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies*, vol. 329 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2005, p. 57
- Farouqi K., Kratz K.-L., Cowan J. J., Mashonkina L. I., Pfeiffer B., Sneden C., Thielemann F.-K., Truran J. W., Nucleosynthesis Modes in the High-Entropy-Wind Scenario of Type II Supernovae. In *First Stars III*, vol. 990 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2008, p. 309
- Farouqi K., Kratz K.-L., Mashonkina L. I., Pfeiffer B., Cowan J. J., Thielemann F.-K., Truran J. W., Nucleosynthesis Modes in The High-Entropy Wind of Type II Supernovae: Comparison of Calculations With Halo-Star Observations, *ApJ*, 2009, vol. 694, p. L49
- Farouqi K., Kratz K.-L., Pfeiffer B., Rauscher T., Thielemann F.-K., Truran J. W., Charged-particle and Neutron-capture Processes in the High-entropy Wind of Core-collapse Supernovae, *ApJ*, 2010, vol. 712, p. 1359
- Fedchak J. A., Den Hartog E. A., Lawler J. E., Palmeri P., Quinet P., Biémont E., Experimental and Theoretical Radiative Lifetimes, Branching Fractions, and Oscillator Strengths for Lu I and Experimental Lifetimes for Lu II and Lu III, *ApJ*, 2000, vol. 542, p. 1109
- Fernie J. D., Relationships between the Johnson and Kron-Cousins VRI photometric systems, *PASP*, 1983, vol. 95, p. 782
- Ferreras I., Melchiorri A., Silk J., Setting new constraints on the age of the Universe, *MNRAS*, 2001, vol. 327, p. L47

- Fischer T., Whitehouse S. C., Mezzacappa A., Thielemann F.-K., Liebendörfer M., Proton-neutron star evolution and the neutrino-driven wind in general relativistic neutrino radiation hydrodynamics simulations, *A&A*, 2010, vol. 517, p. A80
- Fivet V., Palmeri P., Quinet P., Biémont É., Xu H. L., Svanberg S., Radiative lifetimes and transition probabilities in Ta I, *European Physical Journal D*, 2006, vol. 37, p. 29
- Fivet V., Quinet P., Biémont É., Xu H. L., Transition probabilities and lifetimes in gold (Au I and Au II), *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 2006, vol. 39, p. 3587
- François P., Depagne E., Hill V., Spite M., Spite F., Plez B., Beers T. C., Andersen J., James G., Barbuy B., Cayrel R., Bonifacio P., Molaro P., Nordström B., Primas F., First stars. VIII. Enrichment of the neutron-capture elements in the early Galaxy, *A&A*, 2007, vol. 476, p. 935
- François P., Depagne E., Hill V., Spite M., Spite F., Plez B., Beers T. C., Barbuy B., Cayrel R., Andersen J., Bonifacio P., Molaro P., Nordström B., Primas F., First Stars. III. A detailed elemental abundance study of four extremely metal-poor giant stars, *A&A*, 2003, vol. 403, p. 1105
- Frebel A., Christlieb N., Norris J. E., Thom C., Beers T. C., Rhee J., Discovery of HE 1523-0901, a Strongly r-Process-enhanced Metal-poor Star with Detected Uranium, *ApJ*, 2007, vol. 660, p. L117
- Freiburghaus C., Rembges J.-F., Rauscher T., Kolbe E., Thielemann F.-K., Kratz K.-L., Pfeiffer B., Cowan J. J., The Astrophysical r-Process: A Comparison of Calculations following Adiabatic Expansion with Classical Calculations Based on Neutron Densities and Temperatures, *ApJ*, 1999, vol. 516, p. 381
- Freytag B., Steffen M., Dorch B., Spots on the surface of Betelgeuse – Results from new 3D stellar convection models, *Astronomische Nachrichten*, 2002, vol. 323, p. 213
- Freytag B., Steffen M., Ludwig H.-G., Wedemeyer-Böhm S., Schaffenberger W., Steiner O., Simulations of stellar convection with CO5BOLD, *Journal of Computational Physics*, 2012, vol. 231, p. 919

- Fröhlich C., Martínez-Pinedo G., Liebendörfer M., Thielemann F.-K., Bravo E., Hix W. R., Langanke K., Zinner N. T., Neutrino-Induced Nucleosynthesis: The  $\nu p$  Process, *Physical Review Letters*, 2006, vol. 96, p. 142502
- Fuhr J. R., Wiese W. L., A Critical Compilation of Atomic Transition Probabilities for Neutral and Singly Ionized Iron, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 2006, vol. 35, p. 1669
- Gallagher A. J., Ryan S. G., García Pérez A. E., Aoki W., The barium isotopic mixture for the metal-poor subgiant star HD 140283, *A&A*, 2010, vol. 523, p. A24
- Gallagher A. J., Ryan S. G., Hosford A., García Pérez A. E., Aoki W., Honda S., The barium isotopic fractions in five metal-poor stars, *A&A*, 2012, vol. 538, p. A118
- Gallino R., Arlandini C., Busso M., Lugaro M., Travaglio C., Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. II. Neutron Capture and the s-Process, *ApJ*, 1998, vol. 497, p. 388
- García Pérez A. E., Aoki W., Inoue S., Ryan S. G., Suzuki T. K., Chiba M.,  ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$  estimates for metal-poor stars, *A&A*, 2009, vol. 504, p. 213
- García Pérez A. E., Christlieb N., Ryan S. G., Beers T. C., Aoki W., Asplund M., Barklem P. S., Bessell M. S., Eriksson K., Frebel A., Gustafsson B., Korn A. J., Nordström B., Norris J. E., A new sample of extremely/ultra metal-poor stars, *Physica Scripta Volume T*, 2008, vol. 133, p. 014036
- Gilroy K. K., Sneden C., Pilachowski C. A., Cowan J. J., Abundances of neutron capture elements in Population II stars, *ApJ*, 1988, vol. 327, p. 298
- Goriely S., Uncertainties in the solar system r-abundance distribution, *A&A*, 1999, vol. 342, p. 881
- Goriely S., Arnould M., Actinides: How well do we know their stellar production?, *A&A*, 2001, vol. 379, p. 1113
- Goriely S., Bauswein A., Janka H.-T., r-process Nucleosynthesis in Dynamically Ejected Matter of Neutron Star Mergers, *ApJ*, 2011, vol. 738, p. L32

- Goriely S., Clerbaux B., Uncertainties in the Th cosmochronometry, *A&A*, 1999, vol. 346, p. 798
- Goriely S., Samyn M., Pearson J. M., Onsi M., Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. IV: Neutron-matter constraint, *Nuclear Physics A*, 2005, vol. 750, p. 425
- Gratton R. G., Sneden C., Abundances of neutron-capture elements in metal-poor stars, *A&A*, 1994, vol. 287, p. 927
- Grevesse N., Noels A., Sauval A. J., Standard Abundances. In *Cosmic Abundances*, vol. 99 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1996, p. 117
- Grevesse N., Sauval A. J., Standard Solar Composition, *Space Sci. Rev.*, 1998, vol. 85, p. 161
- Gustafsson B., Bell R. A., Eriksson K., Nordlund A., A grid of model atmospheres for metal-deficient giant stars. I, *A&A*, 1975, vol. 42, p. 407
- Gustafsson B., Edvardsson B., Eriksson K., Jørgensen U. G., Nordlund Å., Plez B., A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars. I. Methods and general properties, *A&A*, 2008, vol. 486, p. 951
- Gustafsson B., Edvardsson B., Eriksson K., Mizuno-Wiedner M., Jørgensen U. G., Plez B., A Grid of Model Atmospheres for Cool Stars. In *Stellar Atmosphere Modeling*, vol. 288 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2003, p. 331
- Hannaford P., Larkins P. L., Lowe R. M., Radiative lifetimes and branching ratios for the  $6^2P^0$  levels of gold, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 1981, vol. 14, p. 2321
- Hannaford P., Lowe R. M., Grevesse N., Biemont E., Whaling W., Oscillator strengths for Y I and Y II and the solar abundance of yttrium, *ApJ*, 1982, vol. 261, p. 736
- Hansen C. J., Nordström B., Bonifacio P., Spite M., Andersen J., Beers T. C., Cayrel R., Spite F., Molaro P., Barbuy B., Depagne E., François P., Hill V., Plez B., Sivarani T., First stars. XIII. Two extremely metal-poor RR Lyrae stars, *A&A*, 2011, vol. 527, p. A65

- Hansen C. J., Primas F., Hartman H., Kratz K.-L., Wanajo S., Leibundgut B., Farouqi K., Hallmann O., Christlieb N., Nilsson H., Silver and palladium help unveil the nature of a second r-process, *A&A*, 2012, vol. 545, p. A31
- Hartmann D., Woosley S. E., El Eid M. F., Nucleosynthesis in neutron-rich supernova ejecta, *ApJ*, 1985, vol. 297, p. 837
- Hayek W., Asplund M., Collet R., Nordlund Å., 3D LTE spectral line formation with scattering in red giant stars, *A&A*, 2011, vol. 529, p. A158
- Hayek W., Wiesendahl U., Christlieb N., Eriksson K., Korn A. J., Barklem P. S., Hill V., Beers T. C., Farouqi K., Pfeiffer B., Kratz K.-L., The Hamburg/ESO R-process enhanced star survey (HERES). IV. Detailed abundance analysis and age dating of the strongly r-process enhanced stars CS 29491-069 and HE 1219-0312, *A&A*, 2009, vol. 504, p. 511
- Herwig F., Evolution of Asymptotic Giant Branch Stars, *ARA&A*, 2005, vol. 43, p. 435
- Hill V., Plez B., Cayrel R., Beers T. C., R-Process Pattern in the Very-Metal-Poor Halo Star CS 31802-001. In *Astrophysical Ages and Times Scales*, vol. 245 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2001, p. 316
- Hill V., Plez B., Cayrel R., Beers T. C., Nordström B., Andersen J., Spite M., Spite F., Barbuy B., Bonifacio P., Depagne E., François P., Primas F., First stars. I. The extreme r-element rich, iron-poor halo giant CS 31082-001. Implications for the r-process site(s) and radioactive cosmochronology, *A&A*, 2002, vol. 387, p. 560
- Hoffman R. D., Woosley S. E., Fuller G. M., Meyer B. S., Production of the Light p-Process Nuclei in Neutrino-driven Winds, *ApJ*, 1996, vol. 460, p. 478
- Hoffman R. D., Woosley S. E., Qian Y.-Z., Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds. II. Implications for Heavy Element Synthesis, *ApJ*, 1997, vol. 482, p. 951
- Honda S., Aoki W., Ando H., Izumiura H., Kajino T., Kambe E., Kawanomoto S., Noguchi K., Okita K., Sadakane K., Sato B., Takada-Hidai M., Takeda Y., Watanabe E., Beers T. C., Norris J. E., Ryan S. G., Spectroscopic Studies of Extremely Metal-Poor Stars

- with the Subaru High Dispersion Spectrograph. I. Observational Data, *ApJS*, 2004, vol. 152, p. 113
- Honda S., Aoki W., Kajino T., Ando H., Beers T. C., Izumiura H., Sadakane K., Takada-Hidai M., Spectroscopic Studies of Extremely Metal-Poor Stars with the Subaru High Dispersion Spectrograph. II. The r-Process Elements, Including Thorium, *ApJ*, 2004, vol. 607, p. 474
- Horvath J., Lugones G., Allen M. P., Scarano S., Teixeira R., *Cosmologia Física*. Editora Livraria da Física, 2007, 298 p.
- Hosford A., Ryan S. G., García Pérez A. E., Norris J. E., Olive K. A., Lithium abundances of halo dwarfs based on excitation temperature. I. Local thermodynamic equilibrium, *A&A*, 2009, vol. 493, p. 601
- Hüdepohl L., Müller B., Janka H.-T., Marek A., Raffelt G. G., Neutrino Signal of Electron-Capture Supernovae from Core Collapse to Cooling, *Physical Review Letters*, 2010, vol. 104, p. 251101
- Iocco F., Mangano G., Miele G., Pisanti O., Serpico P. D., Primordial nucleosynthesis: From precision cosmology to fundamental physics, *Phys. Rep.*, 2009, vol. 472, p. 1
- Ishimaru Y., Wanajo S., Enrichment of the R-Process Element Europium in the Galactic Halo, *ApJ*, 1999, vol. 511, p. L33
- Ivans I. I., Sneden C., Gallino R., Cowan J. J., Preston G. W., Near-Ultraviolet Observations of CS 29497-030: New Constraints on Neutron-Capture Nucleosynthesis Processes, *ApJ*, 2005, vol. 627, p. L145
- Izotov Y. I., Thuan T. X., The Primordial Abundance of  $^4\text{He}$ : Evidence for Non-Standard Big Bang Nucleosynthesis, *ApJ*, 2010, vol. 710, p. L67
- Janka H.-T., Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2012, vol. 62, p. 407
- Janka H.-T., Langanke K., Marek A., Martínez-Pinedo G., Müller B., Theory of core-collapse supernovae, *Phys. Rep.*, 2007, vol. 442, p. 38

- Jonsell K., Barklem P. S., Gustafsson B., Christlieb N., Hill V., Beers T. C., Holmberg J., The Hamburg/ESO R-process enhanced star survey (HERES). III. HE 0338-3945 and the formation of the r + s stars, *A&A*, 2006, vol. 451, p. 651
- Kaeppler F., Beer H., Wisshak K., Clayton D. D., Macklin R. L., Ward R. A., S-process studies in the light of new experimental cross sections - Distribution of neutron fluences and r-process residuals, *ApJ*, 1982, vol. 257, p. 821
- Käppeler F., Beer H., Wisshak K., s-process nucleosynthesis-nuclear physics and the classical model, *Reports on Progress in Physics*, 1989, vol. 52, p. 945
- Kippenhahn R., Weigert A., *Stellar Structure and Evolution*, 1990
- Korobkin O., Rosswog S., Arcones A., Winteler C., On the astrophysical robustness of the neutron star merger r-process, *MNRAS*, 2012, vol. 426, p. 1940
- Kratz K.-L., Farouqi K., Pfeiffer B., Truran J. W., Sneden C., Cowan J. J., Explorations of the r-Processes: Comparisons between Calculations and Observations of Low-Metallicity Stars, *ApJ*, 2007, vol. 662, p. 39
- Krebs K., Winkler R., Zur Hyperfeinstruktur des Eu-II, *Zeitschrift für Physik*, 1960, vol. 160, p. 320
- Kupka F., Piskunov N., Ryabchikova T. A., Stempels H. C., Weiss W. W., VALD-2: Progress of the Vienna Atomic Line Data Base, *A&AS*, 1999, vol. 138, p. 119
- Kusakabe M., Balantekin A. B., Kajino T., Pehlivan Y., Solution to Big-Bang Nucleosynthesis in Hybrid Axion Dark Matter Model, *ArXiv e-prints*, 2012
- Lai D. K., Bolte M., Johnson J. A., Lucatello S., Heger A., Woosley S. E., Detailed Abundances for 28 Metal-poor Stars: Stellar Relics in the Milky Way, *ApJ*, 2008, vol. 681, p. 1524
- Lambert D. L., The p-nuclei - Abundances and origins, *A&A Rev.*, 1992, vol. 3, p. 201
- Lambert D. L., Allende Prieto C., The isotopic mixture of barium in the metal-poor subgiant HD 140283, *MNRAS*, 2002, vol. 335, p. 325



- Lawler J. E., Bonvallet G., Sneden C., Experimental Radiative Lifetimes, Branching Fractions, and Oscillator Strengths for La II and a New Determination of the Solar Lanthanum Abundance, *ApJ*, 2001, vol. 556, p. 452
- Lawler J. E., den Hartog E. A., Labby Z. E., Sneden C., Cowan J. J., Ivans I. I., Improved Laboratory Transition Probabilities for Hf II and Hafnium Abundances in the Sun and 10 Metal-poor Stars, *ApJS*, 2007, vol. 169, p. 120
- Lawler J. E., Den Hartog E. A., Sneden C., Cowan J. J., Improved Laboratory Transition Probabilities for Sm II and Application to the Samarium Abundances of the Sun and Three r-Process-rich, Metal-poor Stars, *ApJS*, 2006, vol. 162, p. 227
- Lawler J. E., Sneden C., Cowan J. J., Ivans I. I., Den Hartog E. A., Improved Laboratory Transition Probabilities for Ce II, Application to the Cerium Abundances of the Sun and Five r-Process-Rich, Metal-Poor Stars, and Rare Earth Lab Data Summary, *ApJS*, 2009, vol. 182, p. 51
- Lawler J. E., Sneden C., Cowan J. J., Wyart J.-F., Ivans I. I., Sobeck J. S., Stockett M. H., Den Hartog E. A., Improved Laboratory Transition Probabilities for Er II and Application to the Erbium Abundances of the Sun and Five r-Process-rich, Metal-poor Stars, *ApJS*, 2008, vol. 178, p. 71
- Lawler J. E., Wickliffe M. E., Cowley C. R., Sneden C., Atomic Transition Probabilities in Tb II with Applications to Solar and Stellar Spectra, *ApJS*, 2001, vol. 137, p. 341
- Lawler J. E., Wickliffe M. E., den Hartog E. A., Sneden C., Improved Laboratory Transition Parameters for Eu II and Application to the Solar Europium Elemental and Isotopic Composition, *ApJ*, 2001, vol. 563, p. 1075
- Lehnert M. D., Nesvadba N. P. H., Cuby J.-G., Swinbank A. M., Morris S., Clément B., Evans C. J., Bremer M. N., Basa S., Spectroscopic confirmation of a galaxy at redshift  $z = 8.6$ , *Nature*, 2010, vol. 467, p. 940
- Ljung G., Nilsson H., Asplund M., Johansson S., New and improved experimental oscillator strengths in Zr II and the solar abundance of zirconium, *A&A*, 2006, vol. 456, p. 1181

- Lodders K., Palme H., Gail H.-P., Abundances of the Elements in the Solar System, Landolt Börnstein, 2009, p. 44
- Ludwig H.-G., Caffau E., Steffen M., Bonifacio P., Sbordone L., Accuracy of spectroscopy-based radioactive dating of stars, *A&A*, 2010, vol. 509, p. A84
- Magain P., The chemical composition of the extreme halo stars. I - Blue spectra of 20 dwarfs, *A&A*, 1989, vol. 209, p. 211
- Magain P., Heavy elements in halo stars: the r/s-process controversy., *A&A*, 1995, vol. 297, p. 686
- Magee B., As idéias de Popper. Editora Cultrix, 1973, 109 p.
- Malaney R. A., Mathews G. J., Probing the early universe: a review of primordial nucleosynthesis beyond the standard big bang, *Phys. Rep.*, 1993, vol. 229, p. 145
- Mashonkina L., Christlieb N., Barklem P. S., Hill V., Beers T. C., Velichko A., The Hamburg/ESO R-process enhanced star survey (HERES). V. Detailed abundance analysis of the r-process enhanced star HE 2327-5642, *A&A*, 2010, vol. 516, p. A46
- Mashonkina L., Ryabtsev A., Frebel A., Non-LTE effects on the lead and thorium abundance determinations for cool stars, *A&A*, 2012, vol. 540, p. A98
- Mathews G. J., Cowan J. J., New insights into the astrophysical r-process, *Nature*, 1990, vol. 345, p. 491
- Matsuura S., Fujimoto S.-I., Hashimoto M.-A., Sato K., Reply to “Comment on ‘Heavy element production in inhomogeneous big bang nucleosynthesis’”, *Phys. Rev. D*, 2007, vol. 75, p. 068302
- Matsuura S., Fujimoto S.-I., Nishimura S., Hashimoto M.-A., Sato K., Heavy element production in inhomogeneous big bang nucleosynthesis, *Phys. Rev. D*, 2005, vol. 72, p. 123505
- McWilliam A., Barium Abundances in Extremely Metal-poor Stars, *AJ*, 1998, vol. 115, p. 1640

- McWilliam A., Preston G. W., Sneden C., Searle L., Spectroscopic Analysis of 33 of the Most Metal Poor Stars. II., *AJ*, 1995, vol. 109, p. 2757
- Meléndez J., Barbuy B., Both accurate and precise gf-values for Fe II lines, *A&A*, 2009, vol. 497, p. 611
- Meléndez J., Casagrande L., Ramírez I., Asplund M., Schuster W. J., Observational evidence for a broken Li Spite plateau and mass-dependent Li depletion, *A&A*, 2010, vol. 515, p. L3
- Meyer B. S., Decompression of initially cold neutron star matter - A mechanism for the r-process?, *ApJ*, 1989, vol. 343, p. 254
- Meyer B. S., McLaughlin G. C., Fuller G. M., Neutrino capture and r-process nucleosynthesis, *Phys. Rev. C*, 1998, vol. 58, p. 3696
- Moriya T., Shigeyama T., Multiple main sequence of globular clusters as a result of inhomogeneous big bang nucleosynthesis, *Phys. Rev. D*, 2010, vol. 81, p. 043004
- Nakamura R., Hashimoto M.-a., Fujimoto S.-i., Nishimura N., Sato K., Observational Constraint on Heavy Element Production in Inhomogeneous Big Bang Nucleosynthesis, *ArXiv e-prints*, 2010
- Nilsson H., Engström L., Lundberg H., Palmeri P., Fivet V., Quinet P., Biémont É., Lifetime measurements and transition probability calculations in singly ionized tungsten ( $W_{II}$ ), *European Physical Journal D*, 2008, vol. 49, p. 13
- Noguchi K., Aoki W., Kawanomoto S., Ando H., Honda S., Izumiura H., Kambe E., Okita K., Sadakane K., Sato B., Tajitsu A., Takada-Hidai T., Tanaka W., Watanabe E., Yoshida M., High Dispersion Spectrograph (HDS) for the Subaru Telescope, *PASJ*, 2002, vol. 54, p. 855
- Norris J. E., Ryan S. G., Beers T. C., A Search for Stars of Very Low Metal Abundance. III. UBV Photometry of Metal-weak Candidates, *ApJS*, 1999, vol. 123, p. 639
- Norris J. E., Ryan S. G., Beers T. C., Extremely Metal-Poor Stars. VIII. High-Resolution, High Signal-to-Noise Ratio Analysis of Five Stars, *ApJ*, 2001, vol. 561, p. 1034

- Olive K. A., Petitjean P., Vangioni E., Silk J., Higher D or Li: Probes of Physics beyond the Standard Model, ArXiv e-prints, 2012
- Olive K. A., Steigman G., Walker T. P., Primordial nucleosynthesis: theory and observations, *Phys. Rep.*, 2000, vol. 333, p. 389
- Otsuki K., Tagoshi H., Kajino T., Wanajo S.-y., General Relativistic Effects on Neutrino-driven Winds from Young, Hot Neutron Stars and r-Process Nucleosynthesis, *ApJ*, 2000, vol. 533, p. 424
- Pagel B. E. J., *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*, 2009
- Palmeri P., Quinet P., Wyart J.-F., Biémont E., Theoretical Lifetimes and Oscillator Strengths in CE II. Application to the Chemical Composition of the Sun, *Phys. Scr.*, 2000, vol. 61, p. 323
- Payne C. H., *Stellar Atmospheres; a Contribution to the Observational Study of High Temperature in the Reversing Layers of Stars.*, RADCLIFFE COLLEGE., 1925, Tese de Doutorado
- Peterson R. C., Constraints on nucleosynthesis imposed by extremely metal-poor stars, *ApJ*, 1976, vol. 206, p. 800
- Peterson R. C., The Extreme Overabundance of Molybdenum in Two Metal-poor Stars, *ApJ*, 2011, vol. 742, p. 21
- Peterson R. C., Dorman B., Rood R. T., Modeling Mid-Ultraviolet Spectra. I. Temperatures of Metal-poor Stars, *ApJ*, 2001, vol. 559, p. 372
- Pettini M., Zych B. J., Murphy M. T., Lewis A., Steidel C. C., Deuterium abundance in the most metal-poor damped Lyman alpha system: converging on  $\Omega_{b,0}h^2$ , *MNRAS*, 2008, vol. 391, p. 1499
- Piau L., Beers T. C., Balsara D. S., Sivarani T., Truran J. W., Ferguson J. W., From First Stars to the Spite Plateau: A Possible Reconciliation of Halo Stars Observations with Predictions from Big Bang Nucleosynthesis, *ApJ*, 2006, vol. 653, p. 300
- Pinsonneault M. H., Walker T. P., Steigman G., Narayanan V. K., Halo Star Lithium Depletion, *ApJ*, 1999, vol. 527, p. 180

- Planck Collaboration Ade P. A. R., Aghanim N., Armitage-Caplan C., Arnaud M., Ashdown M., Atrio-Barandela F., Aumont J., Baccigalupi C., Banday A. J., et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, ArXiv e-prints, 2013
- Plez B., Brett J. M., Nordlund A., Spherical opacity sampling model atmospheres for M-giants. I - Techniques, data and discussion, A&A, 1992, vol. 256, p. 551
- Plez B., Hill V., Cayrel R., Spite M., Barbuy B., Beers T. C., Bonifacio P., Primas F., Nordström B., Lead abundance in the uranium star CS 31082-001, A&A, 2004, vol. 428, p. L9
- Popper K. R., A lógica da pesquisa científica. Editora Cultrix, 1975, 567 p.
- Prantzos N., Early galactic chemical evolution. In International Symposium on Nuclear Astrophysics - Nuclei in the Cosmos , 2006
- Pruet J., Hoffman R. D., Woosley S. E., Janka H.-T., Buras R., Nucleosynthesis in Early Supernova Winds. II. The Role of Neutrinos, ApJ, 2006, vol. 644, p. 1028
- Qian Y.-Z., Woosley S. E., Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds. I. The Physical Conditions, ApJ, 1996, vol. 471, p. 331
- Quinet P., Palmeri P., Biémont E., On the use of the Cowan's code for atomic structure calculations in singly ionized lanthanides., J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 1999, vol. 62, p. 625
- Quinet P., Palmeri P., Biémont É., Jorissen A., van Eck S., Svanberg S., Xu H. L., Plez B., Transition probabilities and lifetimes in neutral and singly ionized osmium and the Solar osmium abundance, A&A, 2006, vol. 448, p. 1207
- Quinet P., Palmeri P., Biémont E., McCurdy M. M., Rieger G., Pinnington E. H., Wickliffe M. E., Lawler J. E., Experimental and theoretical radiative lifetimes, branching fractions and oscillator strengths in Lu<sup>III</sup>, MNRAS, 1999, vol. 307, p. 934
- Rauscher T., Comment on "Heavy element production in inhomogeneous big bang nucleosynthesis", Phys. Rev. D, 2007, vol. 75, p. 068301
- Rauscher T., Applegate J. H., Cowan J. J., Thielemann F.-K., Wiescher M., Production of heavy elements in inhomogeneous cosmologies, ApJ, 1994, vol. 429, p. 499

- Ren J., Christlieb N., Zhao G., The Hamburg/ESO R-process Enhanced Star survey (HERES). VII. Thorium abundances in metal-poor stars, *A&A*, 2012, vol. 537, p. A118
- Richard O., Michaud G., Richer J., Implications of WMAP Observations on Li Abundance and Stellar Evolution Models, *ApJ*, 2005, vol. 619, p. 538
- Rieke G. H., Lebofsky M. J., The interstellar extinction law from 1 to 13 microns, *ApJ*, 1985, vol. 288, p. 618
- Roederer I. U., Cowan J. J., Karakas A. I., Kratz K.-L., Lugaro M., Simmerer J., Farouqi K., Sneden C., The Ubiquity of the Rapid Neutron-capture Process, *ApJ*, 2010, vol. 724, p. 975
- Roederer I. U., Kratz K.-L., Frebel A., Christlieb N., Pfeiffer B., Cowan J. J., Sneden C., The End of Nucleosynthesis: Production of Lead and Thorium in the Early Galaxy, *ApJ*, 2009, vol. 698, p. 1963
- Roederer I. U., Sneden C., Lawler J. E., Cowan J. J., New Abundance Determinations of Cadmium, Lutetium, and Osmium in the r-process Enriched Star BD +17 3248, *ApJ*, 2010, vol. 714, p. L123
- Rolfs C. E., Rodney W. S., *Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics*, 1988
- Rothman L. S., Gordon I. E., Barbe A., Benner D. C., Bernath P. F., Birk M., Boudon V., Brown L. R., Campargue A., Champion J.-P., Chance K., Coudert L. H., Dana V., The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 2009, vol. 110, p. 533
- Russell H. N., On the Composition of the Sun's Atmosphere, *ApJ*, 1929, vol. 70, p. 11
- Ryan S. G., Norris J. E., Bessell M. S., Subdwarf studies. IV - Abundance ratios in extremely metal-deficient stars, *AJ*, 1991, vol. 102, p. 303
- Schaeuble M., King J. R., New Lithium Measurements in Metal-Poor Stars, *PASP*, 2012, vol. 124, p. 164
- Schatz H., Toenjes R., Pfeiffer B., Beers T. C., Cowan J. J., Hill V., Kratz K.-L., Thorium and Uranium Chronometers Applied to CS 31082-001, *ApJ*, 2002, vol. 579, p. 626

- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds, *ApJ*, 1998, vol. 500, p. 525
- Sikström C. M., Pihlemark H., Nilsson H., Litzén U., Johansson S., Li Z. S., Lundberg H., Experimental Mo II oscillator strengths, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 2001, vol. 34, p. 477
- Simmerer J., Sneden C., Cowan J. J., Collier J., Woolf V. M., Lawler J. E., The Rise of the s-Process in the Galaxy, *ApJ*, 2004, vol. 617, p. 1091
- Siqueira Mello C., Barbuy B., Spite M., Spite F., Origin of the heavy elements in HD 140283. Measurement of europium abundance, *A&A*, 2012, vol. 548, p. A42
- Siqueira Mello C., Spite M., Barbuy B., Spite F., Caffau E., Hill V., Wanajo S., Primas F., Plez B., Cayrel R., Andersen J., Nordström B., Sneden C., Beers T. C., Bonifacio P., François P., Molaro P., First stars. XVI. HST/STIS abundances of heavy elements in the uranium-rich metal-poor star CS 31082-001, *A&A*, 2013, vol. 550, p. A122
- Sivarani T., Beers T. C., Bonifacio P., Molaro P., Cayrel R., Herwig F., Spite M., Spite F., Plez B., Andersen J., Barbuy B., Depagne E., Hill V., François P., Nordström B., Primas F., First stars X. The nature of three unevolved carbon-enhanced metal-poor stars, *A&A*, 2006, vol. 459, p. 125
- Sivarani T., Bonifacio P., Molaro P., Cayrel R., Spite M., Spite F., Plez B., Andersen J., Barbuy B., Beers T. C., Depagne E., Hill V., François P., Nordström B., Primas F., First stars IV. CS 29497-030: Evidence for operation of the s-process at very low metallicity, *A&A*, 2004, vol. 413, p. 1073
- Sneden C., Cowan J. J., Gallino R., Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy, *ARA&A*, 2008, vol. 46, p. 241
- Sneden C., Cowan J. J., Ivans I. I., Fuller G. M., Burles S., Beers T. C., Lawler J. E., Evidence of Multiple R-Process Sites in the Early Galaxy: New Observations of CS 22892-052, *ApJ*, 2000, vol. 533, p. L139

- Snedden C., Cowan J. J., Lawler J. E., Ivans I. I., Burles S., Beers T. C., Primas F., Hill V., Truran J. W., Fuller G. M., Pfeiffer B., Kratz K.-L., The Extremely Metal-poor, Neutron Capture-rich Star CS 22892-052: A Comprehensive Abundance Analysis, *ApJ*, 2003, vol. 591, p. 936
- Snedden C., Lawler J. E., Cowan J. J., Ivans I. I., Den Hartog E. A., New Rare Earth Element Abundance Distributions for the Sun and Five r-Process-Rich Very Metal-Poor Stars, *ApJS*, 2009, vol. 182, p. 80
- Snedden C., McWilliam A., Preston G. W., Cowan J. J., Burris D. L., Armosky B. J., The Ultra-Metal-poor, Neutron-Capture-rich Giant Star CS 22892-052, *ApJ*, 1996, vol. 467, p. 819
- Snedden C., Parthasarathy M., The r- and s-process nuclei in the early history of the galaxy - HD 122563, *ApJ*, 1983, vol. 267, p. 757
- Snedden C. A., Carbon and Nitrogen Abundances in Metal-Poor Stars., THE UNIVERSITY OF TEXAS AT AUSTIN., 1973, Tese de Doutorado
- Sobeck J. S., Lawler J. E., Snedden C., Improved Laboratory Transition Probabilities for Neutral Chromium and Redetermination of the Chromium Abundance for the Sun and Three Stars, *ApJ*, 2007, vol. 667, p. 1267
- Spergel D. N., Verde L., Peiris H. V., Komatsu E., Nolta M. R., Bennett C. L., Halpern M., Hinshaw G., Jarosik N., Kogut A., Limon M., Meyer S. S., Page L., Tucker G. S., Weiland J. L., Wollack E., Wright E. L., First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters, *ApJS*, 2003, vol. 148, p. 175
- Spite M., Andrievsky S. M., Spite F., Caffau E., Korotin S. A., Bonifacio P., Ludwig H.-G., François P., Cayrel R., NLTE determination of the calcium abundance and 3D corrections in extremely metal-poor stars, *A&A*, 2012, vol. 541, p. A143
- Spite M., Caffau E., Andrievsky S. M., Korotin S. A., Depagne E., Spite F., Bonifacio P., Ludwig H.-G., Cayrel R., François P., Hill V., Plez B., Andersen J., Barbuy B., Beers T. C., Molaro P., Nordström B., Primas F., First stars. XIV. Sulfur abundances in extremely metal-poor stars, *A&A*, 2011, vol. 528, p. A9



- Spite M., Cayrel R., Hill V., Spite F., François P., Plez B., Bonifacio P., Molaro P., Depagne E., Andersen J., Barbuy B., Beers T. C., Nordström B., Primas F., First stars IX - Mixing in extremely metal-poor giants. Variation of the  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , [Na/Mg] and [Al/Mg] ratios, *A&A*, 2006, vol. 455, p. 291
- Spite M., Cayrel R., Plez B., Hill V., Spite F., Depagne E., François P., Bonifacio P., Barbuy B., Beers T., Andersen J., Molaro P., Nordström B., Primas F., First stars VI - Abundances of C, N, O, Li, and mixing in extremely metal-poor giants. Galactic evolution of the light elements, *A&A*, 2005, vol. 430, p. 655
- Spite M., Spite F., Nucleosynthesis in the Galaxy and the chemical composition of old halo stars, *A&A*, 1978, vol. 67, p. 23
- Spite M., Spite F., Bonifacio P., The cosmic lithium problem. An observer's perspective., *Memorie della Società Astronomica Italiana Supplementi*, 2012, vol. 22, p. 1
- Steffen M., A model atmosphere analysis of the F5 IV-V subgiant Procyon, *A&AS*, 1985, vol. 59, p. 403
- Steffen M., Cayrel R., Caffau E., Bonifacio P., Ludwig H.-G., Spite M.,  $^6\text{Li}$  detection in metal-poor stars: can 3D model atmospheres solve the second lithium problem?, *Memorie della Società Astronomica Italiana Supplementi*, 2012, vol. 22, p. 152
- Steigman G., Primordial Nucleosynthesis in the Precision Cosmology Era, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2007, vol. 57, p. 463
- Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Busso M., Gallino R., Arlandini C., Evolution and Nucleosynthesis in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars. I. Formation of Population I Carbon Stars, *ApJ*, 1997, vol. 478, p. 332
- Straniero O., Gallino R., Cristallo S., s process in low-mass asymptotic giant branch stars, *Nuclear Physics A*, 2006, vol. 777, p. 311
- Surman R., McLaughlin G. C., Ruffert M., Janka H.-T., Hix W. R., r-Process Nucleosynthesis in Hot Accretion Disk Flows from Black Hole-Neutron Star Mergers, *ApJ*, 2008, vol. 679, p. L117

- The L.-S., El Eid M. F., Meyer B. S., A New Study of s-Process Nucleosynthesis in Massive Stars, *ApJ*, 2000, vol. 533, p. 998
- The L.-S., El Eid M. F., Meyer B. S., s-Process Nucleosynthesis in Advanced Burning Phases of Massive Stars, *ApJ*, 2007, vol. 655, p. 1058
- Thielemann F.-K., Dillmann I., Farouqi K., Fischer T., Fröhlich C., Kelic-Heil A., Korneev I., Kratz K.-L., Langanke K., Liebendörfer M., Panov I. V., Martinez-Pinedo G., Rauscher T., The r-, p-, and  $\nu$ p-Process, *Journal of Physics Conference Series*, 2010, vol. 202, p. 012006
- Thompson I. J., Nunes F. M., *Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions*. Cambridge University Press, 2009
- Thompson T. A., Burrows A., Meyer B. S., The Physics of Proto-Neutron Star Winds: Implications for r-Process Nucleosynthesis, *ApJ*, 2001, vol. 562, p. 887
- Travaglio C., Gallino R., Arnone E., Cowan J., Jordan F., Sneden C., Galactic Evolution of Sr, Y, And Zr: A Multiplicity of Nucleosynthetic Processes, *ApJ*, 2004, vol. 601, p. 864
- Truran J. W., A new interpretation of the heavy element abundances in metal-deficient stars, *A&A*, 1981, vol. 97, p. 391
- Truran J. W., The Oldest Stars as Tracers of Heavy Element Formation at Early Epochs. In *The Extragalactic Infrared Background and its Cosmological Implications* , vol. 204 of IAU Symposium, 2001, p. 333
- Turner M. S., Connecting Quarks with the Cosmos. In *APS Meeting Abstracts* , 2003, p. 15005
- Wanajo S., The rp-Process in Neutrino-driven Winds, *ApJ*, 2006, vol. 647, p. 1323
- Wanajo S., Cold r-Process in Neutrino-driven Winds, *ApJ*, 2007, vol. 666, p. L77
- Wanajo S., Ishimaru Y., r-process calculations and Galactic chemical evolution, *Nuclear Physics A*, 2006, vol. 777, p. 676

- Wanajo S., Itoh N., Ishimaru Y., Nozawa S., Beers T. C., The r-Process in the Neutrino Winds of Core-Collapse Supernovae and U-Th Cosmochronology, *ApJ*, 2002, vol. 577, p. 853
- Wanajo S., Janka H.-T., Müller B., Electron-capture Supernovae as The Origin of Elements Beyond Iron, *ApJ*, 2011, vol. 726, p. L15
- Wanajo S., Tamamura M., Itoh N., Nomoto K., Ishimaru Y., Beers T. C., Nozawa S., The r-Process in Supernova Explosions from the Collapse of O-Ne-Mg Cores, *ApJ*, 2003, vol. 593, p. 968
- Westin J., Sneden C., Gustafsson B., Cowan J. J., The r-Process-enriched Low-Metallicity Giant HD 115444, *ApJ*, 2000, vol. 530, p. 783
- Wickliffe M. E., Lawler J. E., Atomic transition probabilities for Tm I and Tm II, *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 1997, vol. 14, p. 737
- Wickliffe M. E., Salih S., Lawler J. E., Atomic transition probabilities in RuI, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 1994, vol. 51, p. 545
- Woosley S. E., Hoffman R. D., The alpha-process and the r-process, *ApJ*, 1992, vol. 395, p. 202
- Woosley S. E., Wilson J. R., Mathews G. J., Hoffman R. D., Meyer B. S., The r-process and neutrino-heated supernova ejecta, *ApJ*, 1994, vol. 433, p. 229
- Xu H. L., Svanberg S., Quinet P., Palmeri P., Biémont É., Improved atomic data for iridium atom (Ir I) and ion (Ir II) and the solar content of iridium, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 2007, vol. 104, p. 52
- Zhang L., Karlsson T., Christlieb N., Korn A. J., Barklem P. S., Zhao G., The Hamburg/ESO R-process Enhanced Star survey (HERES). VI. The Galactic chemical evolution of silicon, *A&A*, 2011, vol. 528, p. A92
- Zhiguo Z., Li Z. S., Lundberg H., Zhang K. Y., Dai Z. W., Zhankui J., Svanberg S., Radiative properties of Eu II and Eu III obtained from lifetime and branching ratio measurements, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 2000, vol. 33, p. 521



# Apêndice



# Apêndice A

---

## Listas de linhas

*Tabela A.1* - Lista de linhas de ferro utilizadas na estrela HD 140283, com seus respectivos dados atômicos, larguras equivalentes medidas por Gallagher et al. (2010) e no presente trabalho, assim como a abundância final obtida.

Elemento	$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	$\text{EW}_{\text{Gall}}(\text{m\AA})$	$\text{EW}_{\text{Novo}}(\text{m\AA})$	A(Fe)	[Fe/H]
Fe I	4132.899	2.850	-1.006	14.60	14.91	4.97	-2.55
Fe I	4134.678	2.830	-0.649	26.90	26.91	4.94	-2.58
Fe I	4136.998	3.410	-0.453	11.10	10.64	4.80	-2.72
Fe I	4143.415	3.050	-0.204	34.20	33.84	4.86	-2.67
Fe I	4147.669	1.490	-2.104	22.80	23.08	4.96	-2.56
Fe I	4153.900	3.400	-0.321	18.20	18.91	4.94	-2.58
Fe I	4154.499	2.830	-0.688	21.00	22.94	4.87	-2.65
Fe I	4154.806	3.370	-0.400	16.10	17.23	4.92	-2.60
Fe I	4157.780	3.420	-0.403	13.70	14.63	4.91	-2.61
Fe I	4175.636	2.850	-0.827	20.30	21.25	4.98	-2.54
Fe I	4184.892	2.830	-0.869	17.10	17.40	4.90	-2.62
Fe I	4187.039	2.450	-0.548	46.80	48.08	4.89	-2.63
Fe I	4191.431	2.470	-0.666	39.50	40.12	4.87	-2.66
Fe I	4199.095	3.050	0.155	48.70	48.94	4.84	-2.68
Fe I	4210.344	2.480	-0.928	31.90	32.08	4.97	-2.55
Fe I	4217.546	3.430	-0.484	12.00	12.28	4.90	-2.62
Fe I	4219.360	3.570	0.000	23.50	23.95	4.94	-2.58
Fe I	4222.213	2.450	-0.967	29.00	29.63	4.92	-2.60
Fe I	4225.454	3.420	-0.510	13.20	12.84	4.94	-2.58
Fe I	4233.603	2.480	-0.604	43.40	43.84	4.89	-2.63
Fe I	4238.810	3.400	-0.233	20.40	20.28	4.89	-2.63
Fe I	4282.403	2.180	-0.779	46.90	47.44	4.87	-2.65
Fe I	4430.614	2.220	-1.659	13.50	13.63	4.93	-2.59
Fe I	4442.339	2.200	-1.255	30.30	29.15	4.94	-2.58
Fe I	4443.194	2.860	-1.043	11.70	12.17	4.89	-2.63
Fe I	4447.717	2.220	-1.342	24.50	24.17	4.93	-2.59
Fe I	4461.653	0.090	-3.210	40.90	40.28	5.03	-2.49
Fe I	4466.552	2.830	-0.600	29.40	28.79	4.91	-2.61

Continua na próxima página...

Tabela A.1 - Continuação

Elemento	$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	$\text{EW}_{\text{Gall}}(\text{m\AA})$	$\text{EW}_{\text{Novo}}(\text{m\AA})$	A(Fe)	[Fe/H]
Fe I	4489.739	0.120	-3.966	11.70	10.87	5.02	-2.50
Fe I	4494.563	2.200	-1.136	34.40	33.48	4.91	-2.61
Fe I	4531.148	1.490	-2.155	22.30	22.08	4.95	-2.57
Fe I	4602.941	1.490	-2.209	21.60	20.36	4.96	-2.57
Fe I	4736.773	3.210	-0.752	14.00	13.90	4.99	-2.53
Fe I	4890.755	2.880	-0.394	35.90	34.51	4.83	-2.69
Fe I	4918.994	2.870	-0.342	38.80	37.93	4.83	-2.69
Fe I	4938.814	2.880	-1.077	12.10	11.39	4.87	-2.65
Fe I	4994.130	0.920	-3.080	13.10	13.47	5.00	-2.52
Fe I	5001.863	3.880	0.010	13.30	13.22	4.85	-2.68
Fe I	5006.119	2.830	-0.638	27.50	28.05	4.88	-2.64
Fe I	5012.068	0.860	-2.642	32.80	32.77	5.03	-2.49
Fe I	5041.072	0.960	-3.087	13.20	13.81	5.06	-2.46
Fe I	5049.820	2.280	-1.355	22.60	22.32	4.92	-2.60
Fe I	5051.635	0.920	-2.795	22.80	22.86	5.01	-2.51
Fe I	5068.766	2.940	-1.042	11.20	11.68	4.91	-2.61
Fe I	5083.338	0.960	-2.958	15.30	15.96	5.01	-2.51
Fe I	5098.698	2.180	-2.026	10.20	10.55	5.08	-2.44
Fe I	5110.413	0.000	-3.760	24.10	24.79	5.09	-2.43
Fe I	5123.720	1.010	-3.068	11.00	11.48	5.00	-2.52
Fe I	5162.273	4.180	0.020	12.60	12.18	5.08	-2.44
Fe I	5166.282	0.000	-4.195	10.30	10.58	5.06	-2.46
Fe I	5171.596	1.490	-1.793	41.20	41.63	4.99	-2.53
Fe I	5191.454	3.040	-0.551	21.90	21.78	4.84	-2.68
Fe I	5192.344	3.000	-0.421	28.40	28.72	4.84	-2.68
Fe I	5194.941	1.560	-2.090	24.40	24.25	4.97	-2.55
Fe I	5216.274	1.610	-2.150	19.60	19.75	4.96	-2.56
Fe I	5266.555	3.000	-0.386	32.90	30.80	4.84	-2.68
Fe I	5281.790	3.040	-0.834	13.50	13.37	4.85	-2.67
Fe I	5283.621	3.240	-0.432	19.50	19.20	4.84	-2.68
Fe I	5302.300	3.280	-0.720	10.20	10.05	4.84	-2.68
Fe I	5324.179	3.210	-0.103	35.40	33.05	4.81	-2.71
Fe I	5339.929	3.270	-0.647	12.70	12.52	4.86	-2.67
Fe I	5367.466	4.410	0.443	11.30	10.98	4.82	-2.70
Fe I	5369.961	4.370	0.536	14.10	13.86	4.81	-2.72
Fe I	5383.369	4.310	0.645	18.40	18.68	4.80	-2.72
Fe I	5393.167	3.240	-0.715	12.20	11.82	4.87	-2.65
Fe I	5404.151	4.430	0.523	18.40	18.41	5.03	-2.49
Fe I	5415.199	4.390	0.642	17.50	16.14	4.79	-2.73
Fe I	5569.618	3.420	-0.486	12.90	12.50	4.83	-2.69
Fe I	5572.842	3.400	-0.275	19.70	19.06	4.82	-2.70
Fe I	5615.644	3.330	0.050	34.10	33.91	4.79	-2.74
Fe I	6252.555	2.400	-1.687	11.30	11.43	4.96	-2.56
Fe II	4178.862	2.580	-2.500	18.50	18.03	4.99	-2.53

Continua na próxima página...



Tabela A.1 - Continuação

Elemento	$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	$\text{EW}_{\text{Gall}}(\text{m}\text{\AA})$	$\text{EW}_{\text{Novo}}(\text{m}\text{\AA})$	A(Fe)	[Fe/H]
Fe II	4416.830	2.780	-2.410	10.90	10.98	4.82	-2.70
Fe II	4508.288	2.860	-2.250	16.20	15.66	4.91	-2.61
Fe II	4515.339	2.840	-2.450	11.80	11.91	4.96	-2.56
Fe II	4520.224	2.810	-2.600	11.20	11.17	5.04	-2.48
Fe II	4583.837	2.810	-1.860	37.40	36.22	4.99	-2.53
Fe II	5234.625	3.220	-2.279	12.90	13.16	5.17	-2.35

Tabela A.2 - Lista de linhas dos elementos por captura de nêutrons analisadas na estrela CS 31082-001 a partir do espectro STIS/HST e do UVES/VLT. Os potenciais de excitação, as forças de oscilador e as abundâncias também são fornecidos. Referências: (1) Biemont et al. (1999); (2) Hannaford et al. (1982); (3) Ljung et al. (2006); (4) VALD; (5) Biemont et al. (1981); (6) Sikström et al. (2001); (7) Wickliffe et al. (1994); (8) Lawler et al. (2009); (9) Den Hartog et al. (2003); (10) Lawler et al. (2006); (11) Zhiguo et al. (2000); (12) Den Hartog et al. (2006); (13) Lawler et al. (2001); (14) Sneden et al. (2009); (15) Lawler et al. (2008); (16) Wickliffe e Lawler (1997); (17) Quinet et al. (1999); (18) Lawler et al. (2007); (19) Quinet et al. (2006); (20) Corliss e Bozman (1962); (21) Xu et al. (2007); (22) Den Hartog et al. (2005); (23) Hannaford et al. (1981); (24) Penkin & Slavina (1963); (25) Andersen et al. (1972).

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	$A(X)_{STIS}$	$A(X)_{UVES}$	Ref.
Ge I (Z=32)					
3039.067	0.883	-0.040	0.10	—	1
Y II (Z=39)					
3200.272	0.130	-0.430	—	-0.08	2
3203.322	0.104	-0.370	—	-0.07	2
3216.682	0.130	-0.020	—	-0.27	2
3242.280	0.180	0.210	—	-0.10	2
3448.808	0.409	-1.440	—	-0.15	2
3549.005	0.130	-0.280	—	-0.12	2
3584.518	0.104	-0.410	—	-0.13	2
3600.741	0.180	0.280	—	-0.20	2
3601.919	0.104	-0.180	—	-0.18	2
3611.044	0.130	0.110	—	-0.23	2
3628.705	0.130	-0.710	—	-0.13	2
3633.122	0.000	-0.100	—	-0.25	2
3710.294	0.180	0.460	—	-0.11	2
3774.331	0.130	0.210	—	-0.14	2
3788.694	0.104	-0.070	—	-0.13	2
Zr II (Z=40)					
2699.593	0.039	-1.170	0.73	—	3
2732.711	0.095	-0.490	0.72	—	3
2758.792	0.000	-0.560	-0.07	—	3
2818.738	0.959	0.020	0.65	—	4
2915.973	0.466	-0.500	0.69	—	3
2916.625	0.359	-1.110	0.60	—	3
2952.236	0.164	-1.250	0.65	—	4
2962.673	0.359	-0.570	0.65	—	3
3019.832	0.039	-1.130	0.80	—	4
3028.045	0.972	0.020	0.45	—	4
3030.915	0.000	-1.040	0.66	0.60	4

Continua na próxima página. . .

Tabela A.2 - Continuação

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	$A(X)_{STIS}$	$A(X)_{UVES}$	Ref.
3054.837	1.011	0.180	0.35	—	4
3061.334	0.095	-1.380	0.35	—	4
3095.073	0.039	-0.960	—	0.50	4
3125.926	0.000	-0.883	—	0.69	4
3129.763	0.039	-0.650	—	0.63	4
3133.489	0.959	-0.200	—	0.58	4
3138.683	0.095	-0.460	—	0.57	4
3231.692	0.039	-0.590	—	0.70	4
3241.042	0.039	-0.504	—	0.39	4
3272.221	0.000	-0.700	—	0.70	4
3279.266	0.095	-0.230	—	0.60	4
3284.703	0.000	-0.480	—	0.65	4
3305.153	0.039	-0.690	—	0.68	4
3314.488	0.713	-0.686	—	0.50	4
3334.607	0.559	-0.797	—	0.65	4
3338.414	0.959	-0.578	—	0.40	4
3340.574	0.164	-0.461	—	0.43	4
3356.088	0.095	-0.513	—	0.59	4
3357.264	0.000	-0.736	—	0.70	4
3391.982	0.164	0.463	—	0.70	4
3393.122	0.039	-0.700	—	0.60	4
3402.868	1.532	-0.330	—	0.55	4
3403.673	0.999	-0.576	—	0.45	4
3419.128	0.164	-1.574	—	0.50	4
3424.813	0.039	-1.305	—	0.62	4
3430.514	0.466	-0.164	—	0.54	4
3457.548	0.559	-0.530	—	0.68	4
3479.029	0.527	-0.690	—	0.58	5
3479.383	0.713	0.170	—	0.20	5
3499.560	0.409	-0.810	—	0.44	5
3505.682	0.164	-0.360	—	0.60	5
3506.048	1.236	-0.860	—	0.43	4
3520.869	0.559	-1.089	—	0.20	4
3525.803	0.359	-0.653	—	0.25	4
3536.935	0.359	-1.306	—	0.35	4
3551.939	0.095	-0.310	—	0.65	5
3556.585	0.466	0.140	—	0.00	4
3573.055	0.319	-1.041	—	0.63	4
3578.211	1.208	-0.607	—	0.52	4
3588.300	0.409	-1.130	—	0.60	5
3607.373	1.236	-0.640	—	0.35	5
3611.889	1.743	0.450	—	0.25	4
3613.102	0.039	-0.465	—	0.67	4
3614.765	0.359	-0.252	—	0.54	4

Continua na próxima página. . .

Tabela A.2 - Continuação

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	A(X) <sub>STIS</sub>	A(X) <sub>UVES</sub>	Ref.
3630.004	0.359	-1.110	—	0.52	5
3636.436	0.466	-1.035	—	0.52	4
3674.696	0.319	-0.446	—	0.30	4
3714.794	0.527	-0.930	—	0.72	5
3766.795	0.409	-0.812	—	0.67	4
Nb II (Z=41)					
2876.957	0.439	-0.490	-0.62	—	4
2908.237	0.292	-0.340	-0.62	—	4
2910.581	0.376	-0.190	-0.70	—	4
2911.738	0.326	-0.270	-0.62	—	4
2950.878	0.514	0.210	-0.50	—	4
2994.718	0.514	-0.250	-0.15	—	4
3028.433	0.439	-0.410	-0.38	-0.27	4
3191.093	0.514	-0.260	—	-0.55	4
3215.591	0.439	-0.190	—	-0.58	4
Mo II (Z=42)					
2660.576	1.492	-0.136	-0.15	—	6
2871.507	1.540	0.056	-0.26	—	6
2930.485	1.492	-0.228	0.08	—	6
Ru I (Z=44)					
2874.988	0.000	-0.240	0.65	—	7
3436.736	0.148	0.015	—	0.45	7
3498.942	0.000	0.310	—	0.27	7
3728.025	0.000	0.270	—	0.35	7
Rh I (Z=45)					
3396.819	0.000	0.050	—	-0.45	4
3434.885	0.000	0.450	—	-0.41	4
3700.907	0.190	-0.100	—	-0.40	4
Pd I (Z=46)					
3242.700	0.814	-0.070	—	-0.10	4
3404.579	0.814	0.320	—	-0.18	4
3516.944	0.962	-0.240	—	-0.07	4
3634.690	0.814	0.090	—	-0.02	4
Ag I (Z=47)					
3280.679	0.000	-0.050	—	-1.03	4
3382.889	0.000	-0.377	—	-0.65	4
Ce II (Z=58)					
3263.885	0.459	-0.390	—	-0.40	4
3426.205	0.122	-0.660	—	-0.38	8
3507.941	0.175	-0.960	—	-0.27	8
3520.520	0.175	-0.910	—	-0.32	8
3534.045	0.521	-0.140	—	-0.30	8
3539.079	0.320	-0.270	—	-0.29	8
3577.456	0.470	0.140	—	-0.30	8

Continua na próxima página. . .

Tabela A.2 - Continuação

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	A(X) <sub>STIS</sub>	A(X) <sub>UVES</sub>	Ref.
3659.225	0.175	-0.670	—	-0.38	8
3709.929	0.122	-0.260	—	-0.20	8
3781.616	0.529	-0.260	—	-0.22	8
Nd II (Z=60)					
3285.085	0.000	-1.050	—	-0.08	4
3300.143	0.000	-1.036	—	-0.30	4
3325.889	0.064	-1.174	—	-0.20	4
3334.465	0.182	-0.930	—	-0.22	9
3555.764	0.321	-0.950	—	-0.30	9
3560.718	0.471	-0.500	—	-0.38	9
3598.021	0.064	-1.020	—	-0.22	9
3609.780	0.000	-0.800	—	-0.25	9
3730.577	0.380	-0.611	—	-0.15	4
3738.055	0.559	-0.040	—	-0.21	9
3741.424	0.064	-0.680	—	-0.15	9
3763.472	0.205	-0.430	—	-0.20	9
3779.462	0.182	-0.560	—	-0.26	9
3780.382	0.471	-0.350	—	-0.28	9
3784.245	0.380	0.150	—	-0.13	9
3795.454	0.205	-0.650	—	-0.21	9
3803.471	0.205	-0.390	—	-0.20	9
3808.767	0.064	-0.650	—	-0.12	9
Sm II (Z=62)					
3218.596	0.185	-0.640	—	-0.53	10
3244.686	0.185	-1.330	—	-0.45	10
3253.403	0.104	-0.770	—	-0.55	10
3304.517	0.000	-1.190	—	-0.45	4
3307.027	0.659	-0.301	—	-0.15	4
3321.189	0.378	-0.362	—	-0.43	4
3384.654	0.378	-0.741	—	-0.32	4
3568.271	0.485	0.290	—	-0.35	10
3583.372	0.185	-1.110	—	-0.27	10
3604.281	0.485	-0.030	—	-0.38	10
3609.492	0.277	0.160	—	-0.45	10
3621.210	0.104	-0.510	—	-0.46	10
3627.004	0.277	-0.510	—	-0.48	10
3661.352	0.041	-0.360	—	-0.45	10
3670.821	0.104	-0.240	—	-0.58	10
3706.752	0.485	-0.600	—	-0.50	10
3718.883	0.378	-0.310	—	-0.35	10
3731.263	0.104	-0.330	—	-0.70	10
3739.120	0.041	-0.430	—	-0.45	10
3743.877	0.333	-0.550	—	-0.21	10
3758.460	0.000	-1.102	—	-0.30	4

Continua na próxima página. . .

Tabela A.2 - Continuação

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	A(X) <sub>STIS</sub>	A(X) <sub>UVES</sub>	Ref.
3760.710	0.185	-0.400	—	-0.48	10
3762.588	0.248	-0.850	—	-0.43	10
Eu II (Z=63)					
2906.669	0.000	-0.440	-0.75	—	11
Gd II (Z=64)					
2833.748	0.492	-0.096	-0.22	—	4
3358.625	0.032	0.250	—	-0.32	12
3360.712	0.032	-0.540	—	-0.33	12
3362.239	0.079	0.430	—	-0.30	12
3364.245	0.000	-1.086	—	-0.35	4
3392.527	0.079	-0.330	—	-0.25	12
3418.729	0.000	-0.360	—	-0.22	12
3422.464	0.240	0.710	—	-0.06	12
3423.924	0.000	-0.550	—	-0.34	12
3439.208	0.382	0.080	—	-0.36	12
3439.787	0.425	-0.120	—	-0.28	12
3439.988	0.240	0.210	—	-0.24	12
3451.236	0.382	-0.260	—	-0.32	12
3454.907	0.032	-0.640	—	-0.29	12
3463.990	0.427	0.250	—	-0.32	12
3467.274	0.425	0.080	—	-0.39	12
3473.224	0.032	-0.370	—	-0.23	12
3481.802	0.492	0.110	—	-0.35	12
3482.607	0.427	-0.470	—	-0.35	12
3491.960	0.000	-0.530	—	-0.25	12
3557.058	0.600	0.040	—	-0.28	12
3646.196	0.240	0.320	—	-0.39	12
3654.624	0.079	-0.080	—	-0.27	12
3656.152	0.144	-0.020	—	-0.36	12
3671.205	0.079	-0.220	—	-0.25	12
3699.737	0.354	-0.290	—	-0.37	12
3768.396	0.079	0.210	—	-0.25	12
3796.384	0.032	0.020	—	-0.22	12
Tb II (Z=65)					
2934.802	0.126	-0.596	-0.50	—	4
3509.144	0.000	0.700	—	-1.05	13
3633.287	0.641	0.090	—	-1.00	13
3641.655	0.649	0.040	—	-1.00	13
Dy II (Z=66)					
3407.796	0.000	0.180	—	-0.15	14
3413.784	0.103	-0.520	—	-0.16	14
3434.369	0.000	-0.450	—	-0.19	14
3454.317	0.103	-0.140	—	-0.16	14
3456.559	0.590	-0.110	—	-0.12	14

Continua na próxima página. . .

Tabela A.2 - Continuação

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	A(X) <sub>STIS</sub>	A(X) <sub>UVES</sub>	Ref.
3460.969	0.000	-0.070	—	-0.14	14
3531.707	0.000	0.770	—	+0.15	14
3534.960	0.103	-0.040	—	-0.09	14
3536.019	0.538	0.530	—	-0.18	14
3546.832	0.103	-0.550	—	-0.11	14
3550.218	0.590	0.270	—	-0.22	14
3563.148	0.103	-0.360	—	-0.11	14
3694.810	0.103	-0.110	—	-0.08	14
Er II (Z=68)					
2897.518	1.654	0.573	-0.20	—	4
2904.468	0.846	0.330	-0.10	—	15
2964.520	0.846	0.580	-0.30	—	15
3364.076	0.055	-0.420	—	-0.40	15
3441.130	0.055	-0.580	—	-0.30	15
3499.103	0.055	0.290	—	-0.40	15
3524.913	0.000	-0.790	—	-0.40	15
3549.844	0.670	-0.290	—	-0.36	15
3559.894	0.000	-0.690	—	-0.45	15
3580.518	0.055	-0.620	—	-0.35	15
3616.566	0.000	-0.310	—	-0.14	15
3618.916	0.670	-0.500	—	-0.12	15
3633.536	0.000	-0.530	—	-0.46	15
3700.720	0.055	-1.290	—	-0.22	4
3729.524	0.000	-0.590	—	-0.29	15
3742.640	0.636	-0.360	—	-0.36	15
3786.836	0.000	-0.520	—	-0.34	15
Tm II (Z=69)					
3015.294	0.029	-0.590	-1.00	—	16
3131.255	0.000	0.080	—	-1.25	16
3362.615	0.029	-0.200	—	-1.00	16
3397.498	0.000	-0.810	—	-1.11	16
3462.197	0.000	0.030	—	-1.31	14
3700.256	0.029	-0.380	—	-1.18	14
3701.363	0.000	-0.540	—	-1.29	14
3761.914	0.000	-0.450	—	-1.22	16
3795.760	0.029	-0.230	—	-1.22	14
Lu II (Z=71)					
2847.505	1.463	-0.230	-1.03	—	17
2963.318	1.463	-0.240	-1.00	—	17
3077.605	1.542	0.160	—	-1.20	17
Hf II (Z=72)					
3012.900	0.000	-0.600	-0.77	—	18
3109.113	0.787	-0.260	—	-0.60	18
3255.279	0.452	-1.210	—	-0.55	18

Continua na próxima página. . .

Tabela A.2 - Continuação

$\lambda(\text{\AA})$	$\chi_{\text{ex}}$ (eV)	log gf	A(X) <sub>STIS</sub>	A(X) <sub>UVES</sub>	Ref.
3399.793	0.000	-0.570	—	-0.81	18
3569.034	0.787	-0.460	—	-0.90	18
		Ta II (Z=73)			
2635.583	0.128	0.700	-2.15	—	4
2832.702	0.847	-0.070	-1.05	—	4
		W II (Z=74)			
2697.706	0.188	-0.870	-0.90	—	4
		Re I (Z=75)			
2930.613	1.867	2.000	-0.20	—	4
		Re II (Z=75)			
2637.006	2.373	1.020	-0.21	—	4
		Os I (Z=76)			
3058.655	0.000	-0.410	-0.07	—	19
		Ir I (Z=77)			
2758.223	0.717	-1.670	0.40	—	20
2904.807	0.881	-1.160	0.20	—	20
2924.792	0.000	-0.661	-0.30	—	21
3047.158	1.623	-0.500	0.40	—	20
		Pt I (Z=78)			
2771.660	0.096	-1.080	0.40	—	22
2929.789	0.000	-0.700	0.20	—	22
		Au I (Z=79)			
2675.937	0.000	-0.450	-1.00	—	23
		Pb I (Z=82)			
2833.053	0.000	-0.670	-0.65	—	24
		Bi I (Z=83)			
2989.018	1.416	0.710	-0.50	—	25
3024.635	1.914	1.350	-0.30	—	25
3067.707	0.000	0.220	-0.40	—	25



*Tabela A.3* - Lista de linhas de ferro e titânio utilizadas na análise dos parâmetros atmosféricos das estrelas r-I. Os parâmetros atômicos e as larguras equivalentes medidas em mÅ no espectro de cada estrela são fornecidos.

Elemento	Linha	Pot. Exc.	logg	CS 30315-029	HE 0057-4541	HE 0105-6141	HE 0240-0807	HE 0516-3820	HE 0524-2055	HE 2229-4153
Ti I	3729.807	0.000	-0.351	33.87	58.40	45.56	60.48	40.79	65.04	
Ti I	3741.059	0.021	-0.213	36.33	60.51	42.88	55.30	42.77	60.52	
Ti I	3752.859	0.048	-0.019	45.86	56.77	49.56	63.77	51.83	64.67	47.54
Ti I	3924.527	0.021	-0.937	15.83	31.36	18.35	34.07	15.00	34.23	19.56
Ti I	3929.874	0.000	-1.060							10.79
Ti I	3962.851	0.000	-1.167			12.34			23.86	10.78
Ti I	3964.269	0.021	-1.184							8.79
Ti I	3998.636	0.048	-0.056	44.95		53.57	68.53	53.37	71.27	55.75
Ti I	4112.709	0.048	-1.758		7.68				8.58	
Ti I	4287.403	0.836	-0.442	5.56		13.14	15.12		21.39	
Ti I	4453.312	1.430	-0.051		9.81		11.50	4.69	9.14	6.30
Ti I	4512.734	0.836	-0.480	6.30	15.00	9.10	15.66	6.28	14.18	8.68
Ti I	4518.022	0.826	-0.325	9.20			14.47			11.79
Ti II	3913.461	1.116	-0.420			94.70		91.38		95.43
Ti II	4012.383	0.574	-1.840	87.96	91.13	73.63		72.16		73.64
Ti II	4028.338	1.892	-0.960	30.45	59.99	34.18	56.68	33.69	59.15	38.31
Ti II	4290.215	1.165	-0.850	85.88		78.65		82.98		85.41
Ti II	4337.914	1.080	-0.960	84.48		69.47	97.88	66.18		73.88
Ti II	4394.051	1.221	-1.780	39.89	56.80	41.36	63.31	36.88	67.32	43.75
Ti II	4395.031	1.084	-0.540			97.48				
Ti II	4399.765	1.237	-1.190	66.24	89.52	66.97	93.41	62.66	96.36	73.96
Ti II	4417.714	1.165	-1.190	75.73	81.96	66.35	97.18	65.75	97.47	70.73
Ti II	4418.330	1.237	-1.970	29.46	42.92	23.50	47.88	20.14	53.55	28.64
Ti II	4443.794	1.080	-0.720	98.70		88.00		84.90		90.03
Ti II	4444.555	1.116	-2.240	24.56	38.28	22.34	48.98	16.78	50.11	23.55

Continua na próxima página...

Tabela A.3 - Continuação

Elemento	Linha	Pot. Exc.	logg	CS 30315-029	HE 0057-4541	HE 0105-6141	HE 0240-0807	HE 0516-3820	HE 0524-2055	HE 2229-4153
Ti II	4450.482	1.084	-1.520	62.47	72.85	56.72	91.99	53.17	89.45	59.69
Ti II	4464.449	1.161	-1.810	43.61	54.46	37.22	68.11	34.86	70.86	40.69
Ti II	4468.507	1.131	-0.600			90.22		88.35		94.99
Ti II	4470.853	1.165	-2.020	27.84	35.31	19.01	44.12	18.75	52.32	25.58
Ti II	4501.270	1.116	-0.770	95.46	99.82	90.15		84.53		86.46
Fe I	3753.611	2.176	-0.890	55.33	82.77	58.07	83.46	59.91	87.73	59.34
Fe I	3765.539	3.237	0.482	50.72	82.44	63.82	74.11	67.17	83.57	62.68
Fe I	3805.342	3.301	0.312	46.07	67.63	63.82	75.49	56.50	71.32	59.57
Fe I	3997.392	2.727	-0.479	43.99	71.10	59.48	68.81	59.59	73.63	57.97
Fe I	4005.242	1.557	-0.610			93.89				
Fe I	4021.866	2.758	-0.729		61.16	40.77	58.43	50.06	59.52	44.45
Fe I	4032.627	1.485	-2.377	26.88	44.21	29.80	49.88	27.55	52.40	30.93
Fe I	4062.441	2.845	-0.862	19.18	46.89	30.52	38.17	37.01	44.81	31.38
Fe I	4067.978	3.211	-0.472	16.44	47.51	36.75	42.40	38.83	45.99	34.37
Fe I	4076.629	3.211	-0.529					37.71		
Fe I	4107.488	2.831	-0.879	25.17	56.41	37.87	53.20	40.81	57.86	42.82
Fe I	4114.445	2.831	-1.303	11.34	33.14	16.63	24.37	18.95	29.26	18.74
Fe I	4134.677	2.831	-0.649	31.73	61.35	44.41	57.66	49.15	63.34	47.63
Fe I	4136.998	3.415	-0.453	8.98	35.31	19.09	24.41	23.61	29.33	21.59
Fe I	4147.669	1.485	-2.104	50.25	68.46	45.53	78.33	53.53	76.80	53.24
Fe I	4153.900	3.396	-0.321	17.01	48.52	31.17	38.80	36.73	50.09	32.78
Fe I	4154.499	2.831	-0.688	25.71		43.63	49.27	49.67	59.04	45.02
Fe I	4154.805	3.368	-0.400	15.83	45.51	29.84	34.83	38.42	45.38	33.43
Fe I	4156.799	2.831	-0.809	24.92	58.68	44.02	51.50	42.34	61.72	44.39
Fe I	4157.780	3.417	-0.403	12.87	44.75	30.18	33.58	32.48	38.88	31.79
Fe I	4175.636	2.845	-0.827	28.18	54.87	40.22	52.28	43.04	55.38	38.86
Fe I	4176.566	3.368	-0.805	12.43	36.47	20.32	25.93	25.63	31.03	23.19
Fe I	4181.755	2.831	-0.371	42.93	80.11	57.29	69.04	62.77	76.12	61.31

Continua na próxima página...

Tabela A.3 - Continuação

Elemento	Linha	Pot. Exc.	logg	CS 30315-029	HE 0057-4541	HE 0105-6141	HE 0240-0807	HE 0516-3820	HE 0524-2055	HE 2229-4153
Fe I	4182.383	3.017	-1.180	6.88	28.61	16.67	18.49	17.39	24.40	15.01
Fe I	4184.891	2.831	-0.869	18.19	46.34	31.31	40.77	35.51	45.86	33.15
Fe I	4187.039	2.449	-0.548	62.34	81.58	66.77	85.12	69.22	89.05	71.25
Fe I	4187.795	2.425	-0.554	67.04	91.71	70.51	89.85	74.55	93.16	76.14
Fe I	4191.430	2.469	-0.666	55.47	75.82	63.40	82.67	65.01	85.41	63.29
Fe I	4195.329	3.332	-0.492	19.55	56.67	34.74	44.07	36.00	48.54	38.47
Fe I	4199.095	3.047	0.155	52.25	83.34	64.78	81.07	65.87	85.00	69.21
Fe I	4202.029	1.485	-0.708			98.63				
Fe I	4213.647	2.845	-1.290	5.85	27.94		22.84		26.79	17.86
Fe I	4222.213	2.449	-0.967	42.42	70.07	51.65	67.29	55.23	70.27	54.11
Fe I	4233.602	2.482	-0.604	58.40	80.63	64.47	78.95	67.24	86.66	68.23
Fe I	4238.810	3.396	-0.233	19.49	52.32	36.40	41.37	41.81	43.91	35.08
Fe I	4250.119	2.469	-0.405	67.91	90.42	71.71	91.67	72.36	95.17	76.36
Fe I	4260.474	2.399	0.109	94.66		92.46		99.34		96.87
Fe I	4271.153	2.449	-0.349	76.56		87.23		96.48		92.10
Fe I	4282.403	2.176	-0.779	67.72		71.45		72.65	95.81	72.35
Fe I	4337.046	1.557	-1.695	66.34		60.76	85.76	68.69	89.26	63.66
Fe I	4430.614	2.223	-1.659	25.46	50.13	32.50	50.76	35.92	54.03	37.02
Fe I	4442.339	2.198	-1.255	46.21	79.59	53.66	75.54	58.65	80.42	58.74
Fe I	4443.194	2.858	-1.043	13.31	42.59	25.33	33.85	24.61	41.05	27.13
Fe I	4447.717	2.223	-1.342	37.50	69.72	48.78	68.01	49.06	71.68	50.40
Fe I	4459.117	2.176	-1.279	54.47	86.27	61.68	83.70	64.49	94.11	65.92
Fe I	4466.551	2.831	-0.600	52.03	74.98	54.73	77.26	56.46	85.01	57.88
Fe I	4494.563	2.198	-1.136	54.83	73.91	58.48	77.78	62.39	80.25	62.02
Fe II	4128.748	2.583	-3.578		10.39				9.14	6.15
Fe II	4178.862	2.583	-2.535	30.02	48.20	32.91	49.99	33.93	55.36	38.71
Fe II	4233.172	2.583	-1.947	64.62		55.78	87.66	56.99		63.87
Fe II	4416.830	2.778	-2.602	20.96	42.76	24.58	41.41	21.27	46.15	29.42

Continua na próxima página...

Tabela A.3 - Continuação

Elemento	Linha	Pot. Exc.	logg	CS 30315-029	HE 0057-4541	HE 0105-6141	HE 0240-0807	HE 0516-3820	HE 0524-2055	HE 2229-4153
Fe II	4491.405	2.856	-2.756	12.83	29.31	14.43	25.39	18.70	32.05	17.97
Fe II	4508.288	2.856	-2.349	26.62	46.33	27.16	47.68	31.21	53.09	31.91
Fe II	4515.339	2.844	-2.540	21.71	37.70	22.43	38.41	24.73		25.50

Tabela A.4 - Identificação, magnitudes e avermelhamento das estrelas r-I estudadas. \*: bandas UBVR<sub>C</sub>I<sub>C</sub> (índice “C” indica o sistema Cousins) a partir dos catálogos HK e Hamburg/ESO (Beers et al., 2007); \*\*: 2MASS (Cutri et al., 2003); \*\*\*: Informações obtidas do *Infrared Processing and Analysis Center* (IRSA, Schlegel et al., 1998).

Estrela	2MASS ID	V*	B-V*	V-R <sub>C</sub> *	V-I <sub>C</sub> *	J**	H**	K <sub>S</sub> **	E(B-V)***
CS 30315-029	23342669-2642140	13.661 ± 0.004	0.915 ± 0.007	0.569 ± 0.004	1.143 ± 0.004	11.780 ± 0.020	11.209 ± 0.021	11.124 ± 0.023	0.020
HE 0057-4541	00595927-4524534	14.829 ± 0.005	0.699 ± 0.009	0.441 ± 0.007	0.890 ± 0.007	13.376 ± 0.021	12.970 ± 0.026	12.877 ± 0.031	0.016
HE 0105-6141	01073782-6125176	13.516 ± 0.004	0.645 ± 0.006	0.403 ± 0.005	0.856 ± 0.006	12.161 ± 0.023	11.758 ± 0.022	11.663 ± 0.025	0.020
HE 0240-0807	02425772-0754354	14.971 ± 0.005	0.896 ± 0.012	0.524 ± 0.007	1.082 ± 0.008	13.213 ± 0.022	12.707 ± 0.032	12.625 ± 0.031	0.025
HE 0516-3820	05181291-3817326	14.377 ± 0.007	0.615 ± 0.013	0.401 ± 0.009	0.839 ± 0.009	12.937 ± 0.023	12.507 ± 0.029	12.469 ± 0.027	0.026
HE 0524-2055	05270444-2052420	14.013 ± 0.004	0.878 ± 0.007	0.526 ± 0.005	1.076 ± 0.005	12.256 ± 0.026	11.747 ± 0.026	11.623 ± 0.019	0.045
HE 2229-4153	22324904-4138252	13.322 ± 0.003	0.676 ± 0.005	0.420 ± 0.004	0.875 ± 0.006	11.937 ± 0.025	11.497 ± 0.021	11.456 ± 0.022	0.012

Tabela A.5 - Abundâncias finais determinadas nas estrelas r-I da amostra

Elemento	A(X)	[X/H]	[X/Fe]	Linhas
CS 30315-029				
Fe	4.12	-3.40	-	91
C	4.70	-3.80	-0.40	-
N(CN)	5.95	-1.91	1.49	-
N(NH)	6.58	-1.28	2.12	-
Mg	4.92	-2.62	0.78	5
Al	2.70	-3.77	-0.37	2
Si	4.69	-2.83	0.57	2
S	4.88	-2.28	1.12	3
K	2.66	-2.45	0.95	2
Ca	3.22	-3.11	0.29	10
Sc	-0.24	-3.34	0.06	10
Ti	1.87	-3.03	0.37	34
V	0.56	-3.44	-0.04	11
Cr	1.79	-3.85	-0.45	4
Mn	1.39	-3.98	-0.58	5
Co	1.72	-3.20	0.20	11
Ni	2.75	-3.48	-0.08	9
Sr	-0.71	-3.63	-0.23	2
Y	-1.33	-3.54	-0.14	12
Zr	-0.73	-3.31	0.09	9
Mo	-1.25	-3.17	0.23	1
Ru	-0.88	-2.72	0.68	3
Pd	-1.10	-2.79	0.61	2
Ba	-1.00	-3.17	0.23	2
La	-1.99	-3.13	0.27	13
Ce	-1.56	-3.17	0.23	12
Pr	-1.99	-2.75	0.65	16
Nd	-1.47	-2.92	0.48	34
Sm	-1.52	-2.52	0.88	16
Eu	-2.12	-2.64	0.76	2
Gd	-1.69	-2.80	0.60	8
Tb	-2.37	-2.65	0.75	5
Dy	-1.63	-2.76	0.64	17
Ho	-2.11	-2.62	0.78	4
Er	-1.73	-2.69	0.71	6
Tm	-2.67	-2.81	0.59	4
Yb	-1.67	-2.53	0.87	1
Hf	-1.65	-2.52	0.88	1
Os	-0.74	-2.10	1.30	3
Ir	-1.04	-2.42	0.98	2
Th	-2.52	-2.60	0.80	1

Continua na próxima página...

Tabela A.5 - Continuação

Elemento	A(X)	[X/H]	[X/Fe]	Linhas
HE 0057-4541				
Fe	5.12	-2.40	–	86
C	6.29	-2.21	0.19	–
N(CN)	5.90	-1.96	0.44	–
N(NH)	6.40	-1.46	0.94	–
Mg	5.50	-2.04	0.36	5
Al	3.32	-3.15	-0.75	1
Si	5.33	-2.19	0.21	1
S	5.63	-1.53	0.87	3
K	3.90	-1.21	1.19	1
Ca	4.31	-2.02	0.38	10
Sc	0.97	-2.13	0.27	9
Ti	2.93	-1.97	0.43	35
V	1.76	-2.24	0.16	11
Cr	3.08	-2.56	-0.16	4
Mn	3.00	-2.37	0.03	5
Co	2.78	-2.14	0.26	10
Ni	3.81	-2.42	-0.02	9
Sr	0.87	-2.05	0.35	3
Y	-0.20	-2.41	-0.01	12
Zr	0.62	-1.96	0.44	8
Mo	0.00	-1.92	0.48	1
Ru	0.02	-1.82	0.58	3
Pd	<0.70	<-0.99	<1.41	1
Ba	-0.11	-2.28	0.12	1
La	-0.87	-2.01	0.39	3
Ce	<-0.31	<-1.92	<0.48	2
Pr	<0.00	<-0.76	<1.64	1
Nd	-0.52	-1.97	0.43	3
Eu	-1.12	-1.64	0.76	2
Gd	<-1.01	<-2.12	<0.28	1
Dy	-0.56	-1.69	0.71	1
Er	-0.73	-1.69	0.71	1
Os	-0.52	-1.88	0.52	1
HE 0105-6141				
Fe	4.95	-2.57	–	91
C	6.07	-2.43	0.14	–
Mg	5.48	-2.06	0.51	5
Al	3.18	-3.29	-0.72	1
Si	5.32	-2.20	0.37	1
S	5.67	-1.49	1.08	3
K	2.95	-2.16	0.41	1
Ca	4.10	-2.23	0.34	10
Sc	0.80	-2.30	0.27	8

Continua na próxima página...

Tabela A.5 - Continuação

Elemento	A(X)	[X/H]	[X/Fe]	Linhas
Ti	2.77	-2.13	0.44	34
V	1.50	-2.50	0.07	7
Cr	2.80	-2.84	-0.27	4
Mn	2.55	-2.82	-0.25	4
Co	2.69	-2.23	0.34	9
Ni	3.60	-2.63	-0.06	8
Sr	0.43	-2.49	0.08	2
Y	-0.50	-2.71	-0.14	7
Zr	0.32	-2.26	0.31	7
La	-1.23	-2.37	0.20	2
Pr	<-0.10	<-0.86	<1.71	1
Nd	<-0.34	<-1.79	<0.78	2
Eu	-1.54	-2.06	0.51	1
HE 0240-0807				
Fe	4.66	-2.86	-	88
C	5.31	-3.19	-0.33	-
N(CN)	6.20	-1.66	1.20	-
N(NH)	6.70	-1.16	1.70	-
Mg	5.31	-2.23	0.63	5
Al	3.25	-3.22	-0.36	1
Si	5.35	-2.17	0.69	1
S	5.34	-1.82	1.04	2
K	2.89	-2.22	0.64	1
Ca	3.76	-2.57	0.29	10
Sc	0.54	-2.56	0.30	10
Ti	2.47	-2.43	0.43	36
V	1.29	-2.71	0.15	10
Cr	2.41	-3.23	-0.37	4
Mn	2.17	-3.20	-0.34	4
Co	2.27	-2.65	0.21	10
Ni	3.48	-2.75	0.11	9
Sr	0.03	-2.89	-0.03	2
Y	-0.63	-2.84	0.02	11
Zr	0.12	-2.46	0.40	10
Ru	-0.23	-2.07	0.79	3
Ba	-0.54	-2.71	0.15	1
La	-1.39	-2.53	0.33	2
Ce	-0.89	-2.50	0.36	4
Pr	<-0.63	<-1.39	<1.47	1
Nd	-0.77	-2.22	0.64	7
Eu	-1.43	-1.95	0.91	2
Gd	-1.05	-2.16	0.70	4
Tb	<-1.12	<-1.40	<1.46	1
Dy	-0.70	-1.83	1.03	2

Continua na próxima página. ...



Tabela A.5 - Continuação

Elemento	A(X)	[X/H]	[X/Fe]	Linhas
Er	-0.87	-1.83	1.03	3
HE 0516-3820				
Fe	5.01	-2.51	–	91
C	6.36	-2.14	0.37	–
N(CN)	5.90	-1.96	0.55	–
N(NH)	6.45	-1.41	1.10	–
Mg	5.49	-2.05	0.46	5
Al	3.25	-3.22	-0.71	1
Si	5.50	-2.02	0.49	2
S	5.60	-1.56	0.95	2
K	4.27	-0.84	1.67	1
Ca	4.21	-2.12	0.39	10
Sc	0.93	-2.17	0.34	6
Ti	3.02	-1.88	0.63	29
V	1.68	-2.32	0.19	4
Cr	3.15	-2.49	0.02	4
Mn	2.91	-2.46	0.05	5
Co	2.85	-2.07	0.44	10
Ni	3.92	-2.31	0.20	8
Sr	0.73	-2.19	0.32	2
Y	0.05	-2.16	0.35	8
Zr	0.66	-1.92	0.59	6
La	-1.05	-2.19	0.32	2
Ce	<-0.41	<-2.02	<0.49	2
Pr	<0.47	<-0.29	<2.22	1
Nd	<-0.17	<-1.62	<0.89	3
Eu	-1.13	-1.65	0.86	1
Gd	-0.65	-1.76	0.75	1
Dy	<-0.08	<-1.21	<1.30	1
HE 0524-2055				
Fe	4.75	-2.77	–	87
C	5.52	-2.98	-0.21	–
N(CN)	6.20	-1.66	1.11	–
N(NH)	6.65	-1.21	1.56	–
Mg	5.46	-2.08	0.69	5
Al	3.50	-2.97	-0.20	1
Si	5.44	-2.08	0.69	2
S	5.44	-1.72	1.05	3
K	3.85	-1.26	1.51	1
Ca	3.96	-2.37	0.40	10
Sc	0.60	-2.50	0.27	10
Ti	2.54	-2.36	0.41	33
V	1.36	-2.64	0.13	11
Cr	2.64	-3.00	-0.23	4

Continua na próxima página...

Tabela A.5 - Continuação

Elemento	A(X)	[X/H]	[X/Fe]	Linhas
Mn	2.49	-2.88	-0.11	4
Co	2.42	-2.50	0.27	10
Ni	3.47	-2.76	0.01	9
Sr	0.23	-2.69	0.08	2
Y	-0.60	-2.81	-0.04	13
Zr	0.12	-2.46	0.31	12
Mo	-0.40	-2.32	0.45	1
Ru	-0.24	-2.08	0.69	4
Ba	-0.47	-2.64	0.13	1
La	-1.41	-2.55	0.22	3
Ce	-1.16	-2.77	0.00	4
Pr	<-0.47	<-1.23	<1.54	1
Nd	-0.91	-2.36	0.41	7
Eu	-1.51	-2.03	0.74	1
Gd	<-1.44	<-2.55	<0.22	3
Dy	-1.01	-2.14	0.63	1
Er	-1.22	-2.18	0.59	2
HE 2229-4153				
Fe	4.90	-2.62	-	90
C	6.20	-2.30	0.32	-
N(CN)	-	-	-	-
N(NH)	6.05	-1.81	0.81	-
Mg	5.55	-1.99	0.63	5
Al	3.26	-3.21	-0.59	1
Si	5.54	-1.98	0.64	2
S	5.38	-1.78	0.84	3
K	3.80	-1.31	1.31	1
Ca	4.13	-2.20	0.42	10
Sc	0.68	-2.42	0.20	9
Ti	2.74	-2.16	0.46	35
V	1.47	-2.53	0.09	8
Cr	2.77	-2.87	-0.25	4
Mn	2.49	-2.88	-0.26	5
Co	2.58	-2.34	0.28	10
Ni	3.72	-2.51	0.11	9
Sr	0.58	-2.34	0.28	2
Y	-0.51	-2.72	-0.10	14
Zr	0.24	-2.34	0.28	8
Ru	0.15	-1.69	0.93	2
La	-1.47	-2.61	0.01	2
Ce	-0.96	-2.57	0.05	1
Pr	<-0.22	<-0.98	<1.64	1
Nd	-0.93	-2.38	0.24	3
Eu	-1.67	-2.19	0.43	2

Continua na próxima página. ...

Tabela A.5 - Continuação

Elemento	A(X)	[X/H]	[X/Fe]	Linhas
Gd	-1.16	-2.27	0.35	2



## Apêndice B

---

### Abundâncias solares

Com a finalidade facilitar as comparações, as abundâncias solares fornecidas por diferentes autores são apresentadas aqui para todos os elementos. Os valores de Lodders et al. (2009) e Caffau et al. (2011) foram adotados no presente trabalho. As frações de processo-r e processo-s na abundância solar segundo Simmerer et al. (2004) também são apresentadas na tabela, e foram utilizadas para calcular as abundâncias residuais do processo-r no Sistema Solar.

*Tabela B.1* - Valores das abundâncias solares fotosféricas obtidas por diferentes autores: 1 Anders e Grevesse (1989); 2 Grevesse e Sauval (1998); 3 Asplund et al. (2009); 4 Lodders et al. (2009); 5 Caffau et al. (2011). As frações de abundâncias de processo-r e processo-s para os elementos de captura de nêutrons também são fornecidas: \* Simmerer et al. (2004).

Z	Elemento	A(X) <sub>1</sub>	A(X) <sub>2</sub>	A(X) <sub>3</sub>	A(X) <sub>4</sub>	A(X) <sub>5</sub>	% r*	% s*
3	Li	1.16±0.1	1.10±0.10	1.05±0.10	1.10±0.10	1.03±0.03	–	–
4	Be	1.15±0.10	1.40±0.09	1.38±0.09	1.38±0.09	–	–	–
5	B	(2.6±0.3)	(2.55±0.30)	2.70±0.20	2.70±0.17	–	–	–
6	C	8.56±0.04	8.52±0.06	8.43±0.05	8.39±0.04	8.50±0.06	–	–
7	N	8.05±0.04	7.92±0.06	7.83±0.05	7.86±0.12	7.86±0.12	–	–
8	O	8.93±0.035	8.83±0.06	8.69±0.05	8.73±0.07	8.76±0.07	–	–
9	F	4.56±0.3	(4.56±0.3)	4.56±0.30	4.56±0.30	–	–	–
10	Ne	(8.09±0.10)	(8.08±0.06)	(7.93±0.10)	8.05±0.10	–	–	–
11	Na	6.33±0.03	6.33±0.03	6.24±0.04	6.30±0.03	–	–	–
12	Mg	7.58±0.05	7.58±0.05	7.60±0.04	7.54±0.06	–	–	–
13	Al	6.47±0.07	6.47±0.07	6.45±0.03	6.47±0.07	–	–	–
14	Si	7.55±0.05	7.55±0.05	7.51±0.03	7.52±0.06	–	–	–
15	P	5.45±(0.04)	5.45±(0.04)	5.41±0.03	5.46±0.04	5.46±0.04	–	–
16	S	7.21±0.06	7.33±0.11	7.12±0.03	7.14±0.01	7.16±0.05	–	–
17	Cl	5.5±0.3	(5.5±0.3)	5.50±0.30	5.50±0.30	–	–	–
18	Ar	(6.56±0.10)	(6.40±0.06)	(6.40±0.13)	6.50±0.10	–	–	–

Continua na próxima página. . .

Tabela B.1 - Continuação

Z	Elemento	A(X) <sub>1</sub>	A(X) <sub>2</sub>	A(X) <sub>3</sub>	A(X) <sub>4</sub>	A(X) <sub>5</sub>	% r*	% s*
19	K	5.12±0.13	5.12±0.13	5.03±0.09	5.12±0.03	5.11±0.09	–	–
20	Ca	6.36±0.02	6.36±0.02	6.34±0.04	6.33±0.07	–	–	–
21	Sc	3.10±(0.09)	3.17±0.10	3.15±0.04	3.10±0.10	–	–	–
22	Ti	4.99±0.02	5.02±0.06	4.95±0.05	4.90±0.06	–	–	–
23	V	4.00±0.02	4.00±0.02	3.93±0.08	4.00±0.02	–	–	–
24	Cr	5.67±0.03	5.67±0.03	5.64±0.04	5.64±0.01	–	–	–
25	Mn	5.39±0.03	5.39±0.03	5.43±0.04	5.37±0.05	–	–	–
26	Fe	7.67±0.03	7.50±0.05	7.50±0.04	7.45±0.08	7.52±0.06	–	–
27	Co	4.92±0.04	4.92±0.04	4.99±0.07	4.92±0.08	–	–	–
28	Ni	6.25±0.04	6.25±0.04	6.22±0.04	6.23±0.04	–	–	–
29	Cu	4.21±0.04	4.21±0.04	4.19±0.04	4.21±0.04	–	–	–
30	Zn	4.60±0.08	4.60±0.08	4.56±0.05	4.62±0.15	–	–	–
31	Ga	2.88±(0.10)	2.88±(0.10)	3.04±0.09	2.88±0.10	–	43.1	56.9
32	Ge	3.41±0.14	3.41±0.14	3.65±0.10	3.58±0.05	–	51.6	48.4
33	As	–	–	–	–	–	78.5	21.5
34	Se	–	–	–	–	–	65.5	34.5
35	Br	–	–	–	–	–	83.3	16.7
36	Kr	–	–	(3.25±0.06)	3.28±0.08	–	43.7	56.3
37	Rb	2.60±(0.15)	2.60±(0.15)	2.52±0.10	2.60±0.10	–	49.9	50.1
38	Sr	2.90±0.06	2.97±0.07	2.87±0.07	2.92±0.05	–	11.0	89.0
39	Y	2.24±0.03	2.24±0.03	2.21±0.05	2.21±0.02	–	28.1	71.9
40	Zr	2.60±0.03	2.60±0.02	2.58±0.04	2.58±0.02	–	19.1	80.9
41	Nb	1.42±0.06	1.42±0.06	1.46±0.04	1.42±0.06	–	32.4	67.6
42	Mo	1.92±0.05	1.92±0.05	1.88±0.08	1.92±0.05	–	32.3	67.7
44	Ru	1.84±0.07	1.84±0.07	1.75±0.08	1.84±0.07	–	61.0	39.0
45	Rh	1.12±0.12	1.12±0.12	0.91±0.10	1.12±0.12	–	83.9	16.1
46	Pd	1.69±0.04	1.69±0.04	1.57±0.10	1.69±0.04	–	55.5	44.5
47	Ag	(0.94±0.25)	(0.94±0.25)	0.94±0.10	0.94±0.30	–	78.8	21.2
48	Cd	1.86±0.15	1.77±0.11	–	1.77±0.11	–	49.9	50.1
49	In	(1.66±0.15)	(1.66±0.15)	0.80±0.20	<1.50	–	67.8	32.2
50	Sn	2.0±(0.3)	2.0±(0.3)	2.04±0.10	2.00±0.30	–	22.5	77.5
51	Sb	1.0±(0.3)	1.0±(0.3)	–	1.00±0.30	–	83.9	16.1
52	Te	–	–	–	–	–	80.3	19.7
53	I	–	–	–	–	–	94.4	5.6
54	Xe	–	–	(2.24±0.06)	2.27±0.08	–	79.6	20.4
55	Cs	–	–	–	–	–	85.0	15.0
56	Ba	2.13±0.05	2.13±0.05	2.18±0.09	2.17±0.07	–	14.7	85.3
57	La	1.22±0.09	1.17±0.07	1.10±0.04	1.14±0.03	–	24.6	75.4
58	Ce	1.55±0.20	1.58±0.09	1.58±0.04	1.61±0.06	–	18.6	81.4
59	Pr	0.71±0.08	0.71±0.08	0.72±0.04	0.76±0.04	–	50.8	49.2
60	Nd	1.50±0.06	1.50±0.06	1.42±0.04	1.45±0.05	–	42.1	57.9
62	Sm	1.00±0.08	1.01±0.06	0.96±0.04	1.00±0.05	–	66.9	33.1
63	Eu	0.51±0.08	0.51±0.08	0.52±0.04	0.52±0.04	0.52±0.03	97.3	2.7
64	Gd	1.12±0.04	1.12±0.04	1.07±0.04	1.11±0.05	–	81.9	18.1

Continua na próxima página. . .

Tabela B.1 - Continuação

Z	Elemento	A(X) <sub>1</sub>	A(X) <sub>2</sub>	A(X) <sub>3</sub>	A(X) <sub>4</sub>	A(X) <sub>5</sub>	% r*	% s*
65	Tb	(-0.1±0.3)	(-0.1±0.3)	0.30±0.10	0.28±0.10	–	93.3	6.7
66	Dy	1.1±0.15	1.14±0.08	1.10±0.04	1.13±0.06	–	87.9	12.1
67	Ho	(0.26±0.16)	(0.26±0.16)	0.48±0.11	0.51±0.10	–	93.6	6.4
68	Er	0.93±0.06	0.93±0.06	0.92±0.05	0.96±0.06	–	83.2	16.8
69	Tm	(0.00±0.15)	(0.00±0.15)	0.10±0.04	0.14±0.04	–	82.9	17.1
70	Yb	1.08±(0.15)	1.08±(0.15)	0.84±0.11	0.86±0.10	–	68.2	31.8
71	Lu	(0.76±0.30)	0.06±0.10	0.10±0.09	0.12±0.08	–	79.6	20.4
72	Hf	0.88±(0.08)	0.88±(0.08)	0.85±0.04	0.88±0.08	0.87±0.04	51.0	49.0
73	Ta	–	–	–	–	–	58.8	41.2
74	W	(1.11±0.15)	(1.11±0.15)	0.85±0.12	1.11±0.15	–	46.2	53.8
75	Re	–	–	–	–	–	91.1	8.9
76	Os	1.45±0.10	1.45±0.10	1.40±0.08	1.45±0.11	1.36±0.19	91.6	8.4
77	Ir	1.35±(0.10)	1.35±(0.10)	1.38±0.07	1.38±0.05	–	98.8	1.2
78	Pt	1.8±0.3	1.8±0.3	–	1.74±0.30	–	94.9	5.1
79	Au	(1.01±0.15)	(1.01±0.15)	0.92±0.10	1.01±0.18	–	94.4	5.6
80	Hg	–	–	–	–	–	42.0	58.0
81	Tl	(0.9±0.2)	(0.9±0.2)	0.90±0.20	0.95±0.20	–	34.1	65.9
82	Pb	1.85±0.05	1.95±0.08	1.75±0.10	2.00±0.06	–	21.4	78.6
83	Bi	–	–	–	–	–	64.7	35.3
90	Th	0.12±(0.06)	–	0.02±0.10	<0.08	0.08±0.03	100.0	0.0
92	U	(<-0.47)	(<-0.47)	–	<-0.47	–	100.0	0.0