

# Estrelas de Bárrio e o Enriquecimento Químico em Elementos Pesados s e r

Dinah Moreira Allen

Orientadora: Profa. Dra. Beatriz Barbuy

Tese apresentada ao 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: Astronomia.

JUNHO/2005

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

*Ao Marcelo,  
com carinho*

# Agradecimentos

*O apoio de muitos amigos, colegas, profissionais e Instituições foi fundamental para a realização deste trabalho. Quero, neste espaço, agradecer:*

*ao Marcelo, meu querido esposo, pelo amor, paciência e compreensão, e por não medir esforços para auxiliar no que for preciso;*

*aos companheiros e amigos de grupo, Paula Coelho, Lu Pompéia, Alan, Jorge Meléndez, Bruno e Rodolfo pelas discussões tão produtivas e enriquecedoras, e pelo apoio técnico e psicológico nas horas mais difíceis;*

*à Beatriz, pela orientação ;*

*aos pesquisadores Vanessa Hill, Andrew McWilliam, Monique Spite, Jorge Luque, Gustavo Porto de Mello e Cláudio Bastos Pereira, pelas dicas e respostas rápidas e esclarecedoras;*

*aos relatores deste projeto, Marcos Dias (IAG-USP) e anônimo (FAPESP), pelas críticas construtivas sobre cada relatório;*

*aos professores Jorge Horvath, Thais, Sílvia Rossi pelas conversas de corredor e solidariedade ou pelo auxílio técnico.*

*aos amigos que ainda estão no IAG ou que já passaram por ele, Lys, Eduardo Cypriano, Julio Camargo, Iran, Rai, Marcelo Emílio, Lu Matos, Antonio Pereyra, Wilton, Isaura, Sébastien, Denise e aos amigos que não são do IAG, Henriette, Raquel, Cláudio, Henrique, Danilo, Yoná, Karina, Cleide, Valentim e Olavinho, por todo o eventual apoio técnico principalmente ligado à computação, mas também pelas horas de descontração e lazer tão necessárias para um ser humano;*

*a todos os familiares, Antônio, Maria, Luiz Victor, Teresa Cristina, Ruth, Marcos, João Vitor, Arthur, Déborah, José Guilherme, André, César, Carol, Matheus, Gabi, Zilá, Maurício, Lucas e Christina, pelos momentos em família e por entenderem meus desaparecimentos constantes do convívio familiar;*

*à minha querida gatinha Sharon, pelas horas de carinho e diversão;*

*a todo o pessoal que mantém a infraestrutura básica do IAG, secretárias, bibliotecários, pessoal da gráfica, setor de informática;*

*à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelo apoio financeiro através do processo de número 00/10405-8;*

*a todo o povo do LNA que atendeu com presteza minhas necessidades especiais no telescópio ZEISS;*

*aos que me ajudaram durante as observações no telescópio ZEISS, Ednilson, Gustavo Porto de Mello e seus até então alunos, Wladimir e Graziela;*

*a todos os que gentilmente observaram com o FEROS parte das estrelas da presente amostra: Beatriz, Lício, Paula, Lu Pompéia e Jorge Meléndez.*

*”...É indispensável trabalhar, pois um mundo de criaturas passivas seria também triste e sem beleza. Precisamos entretanto, dar um sentido humano às nossas construções .*

*...Há na Terra um grande trabalho a realizar. É tarefa para seres fortes, para corações corajosos.*

*...É indispensável que conquistemos este mundo, não com as armas do ódio e da violência e sim com as do amor e da persuasão.”*

*Erico Verissimo em "Olhai os Lírios do Campo"*

...



# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Os Processos de Formação de Elementos Pesados</b>	<b>5</b>
2.1	Introdução . . . . .	5
2.2	Equilíbrio Estatístico Nuclear . . . . .	7
2.3	O Processo $s$ . . . . .	10
2.3.1	A Componente Principal do Processo $s$ . . . . .	10
2.3.2	Ramificações no Processo $s$ . . . . .	18
2.3.3	A Componente Fraca do Processo $s$ . . . . .	19
2.3.4	A Componente Forte do Processo $s$ . . . . .	20
2.4	O Processo $r$ . . . . .	20
2.4.1	Sítio de Produção do Processo $r$ . . . . .	23
2.5	O Processo $p$ . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Em Busca de Estrelas Anãs de Bário</b>	<b>27</b>
3.1	Introdução . . . . .	27
3.2	Observações e Preparação dos Espectros . . . . .	29
3.3	Parâmetros Estelares . . . . .	32



3.3.1	Temperaturas Efetivas . . . . .	32
3.3.2	Gravidade Superficial . . . . .	56
3.3.3	Metalicidades e Velocidades de Microturbulência . . . . .	57
3.3.4	Velocidade de Macroturbulência . . . . .	62
3.3.5	Parâmetros Estelares Adotados . . . . .	63
<b>4</b>	<b>Abundâncias das Estrelas de Bário</b>	<b>73</b>
4.1	Introdução . . . . .	73
4.2	Síntese de Linhas Atômicas e Moleculares . . . . .	75
4.2.1	Constantes de Alargamento das Linhas . . . . .	75
4.2.2	Função de Partição . . . . .	77
4.2.3	Força de Oscilador . . . . .	79
4.2.4	Síntese de Linhas Moleculares . . . . .	81
4.3	Abundâncias Resultantes da Síntese de Linhas Atômicas . . . . .	85
4.3.1	Lítio . . . . .	91
4.3.2	Sódio e Alumínio . . . . .	92
4.3.3	Elementos $\alpha$ . . . . .	96
4.3.4	Elementos do pico do ferro . . . . .	109
4.3.5	Elementos $s$ . . . . .	115
4.3.6	Elementos $r$ . . . . .	120
4.3.7	Cálculo das Incertezas . . . . .	122
4.4	Abundâncias Resultantes da Síntese de Linhas Moleculares . . . . .	126
<b>5</b>	<b>Relações Entre os Processos <math>s</math> e <math>r</math></b>	<b>135</b>

5.1	Introdução . . . . .	135
5.2	Contribuições dos Processos $r$ e $p$ . . . . .	136
5.3	Relações de Abundâncias Envolvendo os Processos $s$ e $r$ . . . . .	151
5.4	Exposição de Nêutrons . . . . .	163
5.4.1	Previsões Teóricas de Malaney (1987) . . . . .	163
5.4.2	A Curva $\sigma N$ . . . . .	169
5.4.3	Índices do Processo $s$ . . . . .	178
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>185</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>189</b>
<b>A</b>	<b>Abundâncias Resultantes Para as Estrelas de Bário</b>	<b>205</b>
<b>B</b>	<b>Estrutura Hiperfina</b>	<b>225</b>
<b>C</b>	<b>Distribuição de Abundâncias Entre os Diversos Processos</b>	<b>229</b>



# Lista de Figuras

2.1	Caminho do processo $s$ a partir do $^{56}\text{Fe}$ . . . . .	12
2.2	Curva $\sigma N$ para o sistema solar . . . . .	14
2.3	Evolução das massas de He e C . . . . .	15
2.4	Abundâncias do sistema solar dos núcleos $s$ , $r$ e $p$ . . . . .	26
3.1	Curvas de resposta dos filtros UBVRI do sistema fotométrico do FOTRAP . . . . .	50
3.2	Curvas de resposta dos filtros UBV do sistema fotométrico Johnson . . . . .	50
3.3	Curvas de resposta dos filtros JHK do sistema fotométrico Cousins . . . . .	51
3.4	Curvas de resposta dos filtros JHK <sub>s</sub> do sistema fotométrico do 2MASS . . . . .	51
3.5	Curvas de resposta dos filtros do sistema fotométrico de Geneva . . . . .	52
3.6	Gráficos de $[\text{FeI}/\text{H}]$ x $\chi_{ex}$ correspondentes à estrela HD 123585. . . . .	53
3.7	Isócronas de Bertelli <i>et al.</i> (1994) com as estrelas de Bário. . . . .	57
3.8	Curva de crescimento do Fe I para a estrela HD 89948 . . . . .	58
3.9	Curva de crescimento do Fe II para a estrela HD 89948 . . . . .	58
3.10	Espectro da estrela HD 222349 na região de $\lambda 6302 \text{ \AA}$ . . . . .	63
3.11	Comparação entre os espectros das estrelas HD 210910 e HD 749 na região de $\lambda\lambda 5682\text{-}5691 \text{ \AA}$ . . . . .	65
4.1	Ajuste na região de $\lambda\lambda 5682 - 5692 \text{ \AA}$ . . . . .	76

4.2	Ajuste da linha de Ba II $\lambda 4554 \text{ \AA}$ do Sol utilizando estrutura hiperfina. . . . .	82
4.3	Lítio em função da temperatura . . . . .	92
4.4	Relação entre Al, Na e Mg . . . . .	94
4.5	Relação entre $[\alpha, pf/Fe]$ e $[Fe/H]$ . . . . .	98
4.6	Resultados de $[X/Fe]$ para Na, Al e elementos $\alpha$ . . . . .	101
4.7	Resultados de $[X/Fe]$ para os elementos do pico do ferro . . . . .	102
4.8	Resultados de $[X/Fe]$ para elementos pesados . . . . .	103
4.9	Resultados de $[X/Fe]$ para elementos pesados . . . . .	104
4.10	Relação entre o excesso de elementos em relação ao bário e $[Ba/H]$ . . . . .	105
4.11	Relação entre o excesso de elementos em relação ao bário e $[Fe/H]$ . . . . .	106
4.12	Relação entre o excesso de elementos em relação ao európio e $[Eu/H]$ . . . . .	107
4.13	Relação entre o excesso de elementos em relação ao európio e $[Fe/H]$ . . . . .	108
4.14	Relação entre $[Cu,Zn/Fe]$ e $[Ba/Fe]$ . . . . .	111
4.15	Relação entre $[C,N/Fe]$ , $[C/O]$ e $[Fe/H]$ . . . . .	129
4.16	Relação entre CNO e temperaturas e $\log g$ . . . . .	129
4.17	Ajustes da molécula de $C_2$ . . . . .	130
4.18	Ajustes da molécula de CN . . . . .	131
5.1	Ajustes para estrelas normais I . . . . .	138
5.2	Ajustes para estrelas normais II . . . . .	139
5.3	Porcentagem de sobreabundância nas estrelas de Bário . . . . .	146
5.4	Diferença entre as partes $s$ das estrelas normais e de Bário . . . . .	148
5.5	Relação entre abundâncias totais de elementos $r$ e $s$ das estrelas normais e de Bário . . . . .	150

5.6	Relação entre abundâncias de elementos $r$ e $s$ das estrelas normais e de Bário . . . . .	151
5.7	Relação entre as partes $s$ das abundâncias das estrelas normais e de Bário	152
5.8	Relação entre a parte $s$ das abundâncias das estrelas de Bário e $[\text{Fe}/\text{H}]$ .	153
5.9	Relação entre $\log \epsilon(X)$ das estrelas de Bário e pós-AGB com $[\text{Fe}/\text{H}]$ . . .	156
5.10	Relação entre $\log \epsilon(\text{Eu})$ e $\log \epsilon(X)$ das estrelas de Bário . . . . .	157
5.11	Relação entre as partes $r$ das abundâncias do Eu e parte $s$ das estrelas de Bário . . . . .	158
5.12	Relação entre as partes $r$ das abundâncias do Eu e outros elementos . . .	159
5.13	Relação entre os processos $s$ e $r$ , $s$ leves e pesados . . . . .	160
5.14	Ajuste com previsões teóricas I . . . . .	164
5.15	Ajuste com previsões teóricas II . . . . .	165
5.16	Ajuste com previsões teóricas III . . . . .	166
5.17	Ajuste com previsões teóricas IV . . . . .	167
5.18	Curva $\sigma\text{N}$ solar . . . . .	170
5.19	Curvas $\sigma\text{N}$ I . . . . .	171
5.20	Curvas $\sigma\text{N}$ II . . . . .	172
5.21	Curvas $\sigma\text{N}$ III . . . . .	173
5.22	Curvas $\sigma\text{N}$ IV . . . . .	174
5.23	Exemplo de ajuste dos parâmetros $G$ e $\tau_o$ . . . . .	175
5.24	Relação entre $[\text{hs}/\text{ls}]$ e $[\text{s}/\text{Fe}]$ . . . . .	178
5.25	Relação entre $[\text{hs}/\text{ls}]$ e $\tau_o$ e entre $\tau_o$ e $[\text{Fe}/\text{H}]$ . . . . .	180
5.26	Relações entre os índices do processo $s$ . . . . .	183



# Lista de Tabelas

3.1	Resumo das observações fotométricas e espectroscópicas . . . . .	31
3.2	Cores e magnitudes coletadas . . . . .	35
3.3	Coordenadas equatoriais e galácticas das estrelas de Bário . . . . .	36
3.4	Avermelhamento para as estrelas de Bário . . . . .	39
3.5	Cores corrigidas das estrelas de Bário . . . . .	40
3.6	Temperaturas obtidas com a calibração de LCB98 . . . . .	54
3.7	Temperaturas obtidas com as calibrações cor-temperatura . . . . .	55
3.8	Incertezas das larguras equivalentes . . . . .	61
3.9	Efeito da velocidade de macroturbulência . . . . .	64
3.10	Massas e distâncias adotadas para estrelas sem $\pi_H$ . . . . .	68
3.11	Resultados dos parâmetros estelares . . . . .	70
3.12	Parâmetros atmosféricos encontrados na literatura . . . . .	71
4.1	Constantes moleculares . . . . .	84
4.2	Médias de abundâncias I . . . . .	87
4.3	Médias de abundâncias II . . . . .	88
4.4	Médias de abundâncias III . . . . .	89
4.5	Médias de abundâncias IV . . . . .	90



4.6	Razões envolvendo Al, Na, Mg, $\alpha$ e $pf$ . . . . .	94
4.7	Excesso de abundância de Na, Al, elementos $\alpha$ e do pico do ferro em relação ao Ba e ao Eu . . . . .	95
4.8	Incertezas das abundâncias . . . . .	122
4.9	Abundâncias encontradas na literatura . . . . .	125
4.10	Abundâncias resultantes da síntese molecular e do Li para cada linha . . .	132
4.11	Média das abundâncias resultantes da síntese molecular e do Li . . . . .	133
5.1	Resultados dos ajustes para estrelas normais . . . . .	136
5.2	Abundâncias de Mo, Dy, Gd e Pb para estrelas normais . . . . .	137
5.3	Seções de choque e frações de abundâncias para os processos $s$ , $r$ e $p$ . . .	141
5.4	Parte $s$ das abundâncias e porcentagem da parte $s$ das estrelas de Bário em relação a estrelas normais . . . . .	147
5.5	Relações entre as abundâncias dos elementos pesados e európio e bário . .	161
5.6	Exposições de nêutrons . . . . .	177
5.7	Índices do processo $s$ . . . . .	182
5.8	Índices do processo $s$ coletados na literatura . . . . .	182
A.1	Linhas, larguras equivalentes e abundâncias I . . . . .	206
A.2	Linhas, larguras equivalentes e abundâncias II . . . . .	209
A.3	Linhas, larguras equivalentes e abundâncias III . . . . .	212
A.4	Linhas, larguras equivalentes e abundâncias IV . . . . .	215
A.5	Larguras equivalentes das linhas de Fe I e Fe II . . . . .	218
B.1	Estrutura hiperfina . . . . .	225

C.1	Abundâncias obtidas pelos ajustes para estrelas normais . . . . .	229
C.2	Resultados das estrelas de Bário . . . . .	233

# Resumo

As estrelas de Bário foram reconhecidas como um grupo distinto de estrelas peculiares por Bidelman & Keenan (1951). Os objetos incluídos nesse grupo eram estrelas gigantes G e K cujos espectros apresentavam linhas intensas de elementos  $s$ , em particular Ba II and Sr II, bem como bandas intensas de CH, CN e C<sub>2</sub>. A descoberta de que a composição química de HR 107, uma estrela anã, é semelhante à de uma estrela gigante de Bário moderada impulsionou a procura por novas anãs de Bário, e atualmente aceita-se que as estrelas de Bário se estendam por todas as classes de luminosidade. A hipótese mais aceita sobre a origem deste grupo peculiar é a de que as estrelas de Bário fazem parte de sistemas binários. A captura de massa da estrela companheira, a qual já atingiu o Ramo Assintótico das Gigantes (AGB), atualmente no estágio de anã branca, é responsável pelas sobreabundâncias observadas nas estrelas de Bário.

Neste trabalho, uma análise detalhada de 26 estrelas é apresentada, incluindo determinação de parâmetros atmosféricos ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ , [Fe/H]) e cálculo de abundâncias. Os espectros foram obtidos com o espectrógrafo FEROS no Telescópio de 1,5m do ESO (*European Southern Observatory*). Os dados fotométricos foram obtidos com o Fotrap instalado no telescópio Zeiss do LNA (Laboratório Nacional de Astrofísica) (B-V, V-I, R-I, V-R), e coletados na literatura nos catálogos Hipparcos (B-V), 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*) (V-K) e *The General Catalogue Photometric Data* (sistema de Geneva) disponível na rede.

As temperaturas efetivas foram determinadas a partir de dados fotométricos, dentro do intervalo  $4300 \leq T_{\text{eff}} \leq 6500$  K. As metalicidades foram determinadas a partir de linhas de Fe I e Fe II, resultando no intervalo  $-1.2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.0$  e os valores de  $\log g$  encontrados estão no intervalo  $1.4 \leq \log g \leq 4.6$ , sugerindo que a amostra é constituída de gigantes, subgigantes e anãs.

As abundâncias foram calculadas por meio de síntese espectral de linhas individuais. Para Na, Al, elementos  $\alpha$ ,  $r$  e do pico do ferro, as abundâncias determinadas apresentam padrões similares aos das estrelas normais na mesma faixa de metalicidades, enquanto a parte da abundância dos elementos  $s$  relativa ao processo  $s$  principal para as estrelas de Bário chega a ser mais de 100 vezes maior do que para as estrelas normais de mesma metalicidade.

A boa qualidade dos ajustes resultantes das curvas  $\sigma N$  das estrelas de Bário indicam

que o material transferido da companheira AGB tem aproximadamente a composição isotópica solar para a parte relativa ao processo  $s$  principal. As razões de abundâncias entre elementos pesados, os índices  $s$ ,  $hs$  e  $ls$  e as exposições de nêutrons apresentam similaridades com uma amostra de estrelas da fase pós-AGB, diferindo notoriamente das estrelas normais. Os resultados de  $[X/Fe]$  e  $s/r$  indicam que as características das estrelas de Bário em termos de abundâncias são independentes da classe de luminosidade.

# Abstract

Barium stars were recognized as a distinct group of peculiar stars by Bidelman & Keenan (1951). The objects included in this group were G and K giants which showed strong lines of *s*-process elements, particularly Ba II and Sr II, as well as enhanced CH, CN and C<sub>2</sub> bands. The most accepted hypothesis about the origin of this peculiar group is that barium stars are part of binary systems. The mass transfer from the AGB star, presently a white dwarf, to the companion is responsible for the enhancements observed in barium stars. The discovery that HR 107, a dwarf star, shows composition similar to that of a mild Barium giant has pushed the search for new Barium dwarfs.

In this work, we present a detailed analysis of 26 stars, providing their atmospheric parameters ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) and elemental abundances. High-resolution spectra were carried out with FEROS spectrograph at the ESO-1.5m Telescope. The photometric data were carried out with Fotrap at Zeiss telescope at LNA (*Laboratório Nacional de Astrofísica*), and from the Hipparcos Catalogue, 2MASS (2 Micron All Sky Survey), The General Catalogue Photometric Data (Geneva system) available in the web.

The temperatures were determined from photometric data and they were found to be in the range  $4300 \leq T_{\text{eff}} \leq 6500$  K. The metallicities derived from Fe I and Fe II lines are in the range  $-1.2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0.0$ , and gravities are  $1.4 \leq \log g \leq 4.6$ , suggesting that the sample has giants, subgiants and dwarfs.

The abundances were determined by spectral synthesis of individual lines. The Na, Al,  $\alpha$ , *r*- and iron-peak elements abundances were found to be similar to normal stars. By the other hand, the abundance of *s*-elements related to the main component of *s*-process for Barium stars reaches more than 100 times the one for the normal stars of same metallicity.

The high quality of the  $\sigma\text{N}$  curve fits suggest that the material from the companion AGB had approximately the solar isotopic composition for the part of the abundance related to main *s*-process. The abundance ratios of heavy elements, *hs*, *ls* and *s* indexes and the neutron exposition showed similarities to a sample of post-AGB stars, differing from normal stars. No dependence on luminosity classes was found in the  $[\text{X}/\text{Fe}]$  and *s/r* behavior among these barium stars.

# Capítulo 1

## Introdução

George Gamow propôs a existência de um início para o Universo. Sua teoria incluía um período de nucleossíntese primordial, poucos instantes após o nascimento do Universo, no qual todos os elementos químicos observados teriam sido formados por adição de nêutrons (Alpher, Bethe & Gamow 1948). Em 8 de novembro de 1946, durante um encontro da Royal Astronomical Society, Fred Hoyle apresentou seu trabalho sobre a formação dos elementos além do hidrogênio, onde ele sugeria que todos os elementos eram formados nos interiores estelares, em oposição à teoria de Gamow. Ele mostrou que as estrelas oferecem condições de temperatura e pressão suficientes para abrigar as reações nucleares que produzem os elementos. Por exemplo, as condições de altas densidade e temperatura nas quais os elementos ao redor do ferro são formados eram atingidas nos interiores de estrelas evoluídas.

Várias evidências atualmente vêm confirmando a teoria do princípio do Universo de Gamow, denominada Teoria do Big-Bang. Em relação à nucleossíntese primordial, hoje se aceita que sua produção incluía apenas os elementos mais leves do que o berílio (elementos para os quais  $A < 8$ ), sendo alguns deles, como o D e Li, destruídos nos interiores estelares.

Estudar elementos leves implica em ter informações sobre o Universo primordial. A razão  ${}^4\text{He}/\text{H}$  derivada das observações de He em regiões HII pobres em metais estão em excelente concordância com as previsões da teoria de nucleossíntese do Big-Bang padrão para neutrinos de 3 sabores.

Após a apresentação do trabalho de Hoyle, muito se tem estudado a respeito das reações nucleares em estrelas, confirmando que além das derivadas da nucleossíntese primordial, as abundâncias agora observadas são resultantes de reações nucleares em estrelas ou em sítios relacionados com os estágios finais da evolução estelar, como eventos

de supernovas e nebulosas planetárias.

A observação de tecnécio em estrelas S (Merrill 1952) confirmou a possibilidade de formação de elementos químicos nos interiores estelares. Esses elementos seriam trazidos para a superfície por meio de processos de mistura e fornecidos ao meio interestelar por ventos e em eventos como supernovas e nebulosas planetárias. A meia vida mais longa de um isótopo do Tc é de  $4 \times 10^6$  anos, sendo que a meia vida do isótopo produzido mais facilmente, o  $^{99}\text{Tc}$ , é de  $3 \times 10^5$  anos (Cameron 1955). Uma vez que o tecnécio pode ser observado em estrelas apesar da curta meia vida, certamente as estrelas são capazes de produzi-lo.

Um grande impulso para a nucleossíntese estelar foi dado pelo artigo de Burbidge *et al.* (1957), conhecido como B<sup>2</sup>FH, no qual, baseados em determinações de abundâncias do sistema solar, os autores sugerem a ocorrência de oito processos nos interiores estelares, os quais seriam responsáveis pela formação dos elementos químicos conhecidos.

Wallerstein *et al.* (1997) fizeram uma revisão desse trabalho, incluindo resultados decorrentes de determinações experimentais mais recentes, com recursos não existentes na época de B<sup>2</sup>FH, permitindo uma melhor análise dos processos definidos por eles.

A partir de uma certa massa, as estrelas contribuem para a produção de elementos em várias fases de sua vida. Em seus interiores, o hidrogênio é convertido em hélio, o hélio em carbono e oxigênio e assim por diante até que o ferro seja formado pela queima de silício. Até onde a queima de elementos chegará, e quais elementos serão ejetados ao meio interestelar, depende da massa da estrela. No fim da vida das estrelas mais massivas os isótopos do pico do ferro são formados. Esses isótopos são os mais estáveis da natureza porque têm a maior energia de ligação por núcleon. Por serem estáveis, são encontrados em grande abundância com máximo em  $A=56$ . Daí para a frente, a fusão já não é mais possível devido à grande barreira de Coulomb a ser ultrapassada pelos núcleos e também pelo fato de que os novos núcleos a serem formados teriam menores energias de ligação por núcleon, portanto a formação de elementos mais pesados se dá por captura de nêutrons e decaimento  $\beta$ , ou captura de prótons.

O estudo de abundâncias estelares em um grande intervalo de metalicidades fornece informações a respeito das diferentes populações estelares, formadas em diferentes estágios da vida da Galáxia. De forma geral, a metalicidade está anticorrelacionada com a idade da estrela de modo que as estrelas muito pobres em metais trazem informações sobre os estágios iniciais da Galáxia, fornecendo pistas importantes para o entendimento da nucleossíntese em estrelas massivas, impondo vínculos aos modelos estelares. A partir das abundâncias observadas é possível criar modelos de evolução química da Galáxia,

como em François *et al.* (2004).

Estrelas de massa muito baixa ( $M < 0.8 M_{\odot}$ ) não contribuem para o enriquecimento químico, elas somente confinam parte do gás originalmente disponível. Estrelas de massa baixa e intermediária ( $0.8 \leq M/M_{\odot} \leq 8$ ) contribuem com He,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  e elementos do processo  $s$  (Travaglio *et al.* 1999; Lugaro *et al.* 2003). Estrelas massivas ( $M \geq 8 M_{\odot}$ ) são as principais responsáveis pela produção de elementos  $\alpha$  (O, Mg, Ne, Si, S, Ca, Ti). As supernovas de tipo II (explosão de uma estrela massiva) e de tipo Ia (explosão de uma estrela anã branca de C e O, pertencente a um sistema binário) são responsáveis pela produção dos elementos do pico do ferro (Wallerstein *et al.* 1997). O fim da vida das estrelas massivas está relacionado com todos os prováveis sítios de produção de elementos  $r$  (Wanajo *et al.* 2003; Truran *et al.* 2002).

Contudo, existem grupos estelares que apresentam abundâncias diferentes do previsto pelo cenário canônico. O estudo destes grupos é importante para testar os cenários de produção de elementos químicos, introduzir elementos para o estudo de evolução estelar, entender melhor os processos nucleares e a transferência de matéria para o meio interestelar ou entre estrelas binárias.

O presente trabalho consiste em uma análise detalhada de uma amostra de 26 estrelas de Bário, um grupo particular de estrelas peculiares. Como será mostrado no Capítulo 3, o grupo de estrelas de Bário não é homogêneo. Elas pertencem a diferentes populações, podendo ser encontradas no halo ou no disco, e a diferentes classes de luminosidade, podendo ser gigantes, subgigantes ou anãs.

O grupo de estrelas de Bário carece de análises detalhadas em alta resolução. Pretende-se neste trabalho encaminhar respostas a algumas perguntas ainda não totalmente respondidas:

1) Como se comportam as abundâncias dos elementos  $\alpha$ , do pico do ferro e leves nas estrelas de Bário?

2) Quais seriam as abundâncias de elementos  $s$  dessas estrelas de Bário se elas fossem estrelas normais?

3) Se as gigantes de Bário ainda não atingiram a fase de AGB (ramo assintótico das gigantes ou *asymptotic giant branch*) para se auto-enriquecerem em elementos do processo  $s$  e carbono, existem diferenças entre o padrão de abundâncias de anãs, subgigantes e gigantes?

4) Considerando a hipótese de transferência de matéria enriquecida em elementos  $s$



e carbono de uma companheira mais evoluída, a qual já atingiu a fase de AGB, para a formação das estrelas de Bário, é possível estimar a proporção em que esses elementos são recebidos a partir das abundâncias observadas?

5) Qual a composição isotópica do material transferido? É possível considerar as proporções do sistema solar?

6) Na época da transferência de matéria, qual a quantidade de elementos  $s$  a AGB produziu a mais em relação à época de formação da binária?

7) Quais as relações entre os elementos  $s$  e os de outros grupos ( $\alpha$ , pico do ferro, e  $r$ )?

8) Como se comportam as curvas  $\sigma N$  para estrelas de Bário de diversas classes de luminosidade?

9) Quais os tipos de exposição de nêutrons envolvidos na nucleossíntese do material transferido?

O capítulo 2 dá uma descrição teórica da produção dos elementos pesados, o capítulo 3 descreve a determinação dos parâmetros atmosféricos das estrelas de Bário da amostra, o capítulo 4 descreve a determinação de abundâncias para as estrelas da amostra, o capítulo 5 descreve as relações entre os processos,  $s$ ,  $r$  e  $p$  e o capítulo 6 mostra as conclusões e perspectivas do trabalho.

# Capítulo 2

## Os Processos de Formação de Elementos Pesados

### 2.1 Introdução

Após 1957, muito se tem estudado em relação aos processos de formação dos elementos químicos. Os processos definidos por B<sup>2</sup>FH têm sido avaliados e aprimorados a partir de observações mais recentes, e outros processos têm sido incorporados à lista para explicar ou incluir detalhes que em 1957 não eram conhecidos. Uma descrição simples dos produtos dos 8 processos de formação de elementos sugeridos por B<sup>2</sup>FH é dada a seguir.

1. A queima de hidrogênio inclui os ciclos que sintetizam hélio a partir do hidrogênio e certos isótopos de C, N, O, F, Ne e Na que são produzidos por captura de prótons, como no caso do <sup>22</sup>Ne que captura um próton para formar <sup>23</sup>Na. Este processo é responsável pela maior parte da produção de energia das estrelas;

2. A queima de hélio é responsável pela síntese de carbono a partir de 3 núcleos de hélio, a chamada reação triplo- $\alpha$ . Esta denominação foi dada porque uma partícula  $\alpha$  consiste em um núcleo de <sup>4</sup>He. Subseqüentemente, o <sup>16</sup>O é produzido por adição de uma partícula  $\alpha$ . Contrariamente ao previsto por B<sup>2</sup>FH, <sup>20</sup>Ne e <sup>24</sup>Mg não são formados no núcleo da estrela onde ocorre a queima de hélio porque a temperatura não é suficiente para favorecer capturas adicionais de partículas  $\alpha$ ;

3. O processo  $\alpha$  é responsável pela formação de parte dos elementos desde o Ne até o Ca. B<sup>2</sup>FH sugeriram que a formação destes núcleos incluiriam as reações nas quais partículas  $\alpha$  seriam sucessivamente adicionadas ao <sup>20</sup>Ne para sintetizar os núcleos

$^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  e possivelmente  $^{44}\text{Ca}$  e  $^{48}\text{Ti}$ . Posteriormente verificou-se que a taxa da reação  $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$  é muito baixa nos interiores estelares. A fusão de dois núcleos de carbono com a liberação de 1 partícula  $\alpha$  e energia de 4,6MeV é responsável pela formação do  $^{20}\text{Ne}$  a uma temperatura  $T \approx 10^9$  K (ou  $T_9 = 1$ ; daqui em diante será adotada a notação  $T_a = T \times 10^{-a}$  K). A adição de uma partícula  $\alpha$  ao  $^{20}\text{Ne}$  leva à formação de  $^{24}\text{Mg}$  em  $T_9 \approx 1.3$ . Em  $T_9 \approx 2$  ocorre a queima do oxigênio resultando na formação de  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$  e  $^{31}\text{S}$  e vários núcleos de massa atômica máxima  $A \approx 40$ . Em suma, atualmente o processo  $\alpha$  inclui os processos de queima de neônio e oxigênio. Os elementos  $\alpha$  são aqueles cujo núcleo é composto de um número inteiro de partículas  $\alpha$ , o que exclui parte dos elementos formados pelo processo  $\alpha$  como o  $^{31}\text{P}$  e o  $^{31}\text{S}$ ;

4. O processo  $e$  foi definido por B<sup>2</sup>FH como o processo do equilíbrio discutido previamente por Hoyle, o qual forma  $^{56}\text{Fe}$  e os elementos do pico do ferro sob condições de altas densidade e temperatura ( $T_9 = 4$  ou  $5$ ). Ao longo dos anos pós-B<sup>2</sup>FH a definição deste processo vem sendo substituída por noções mais gerais de equilíbrio estatístico nuclear, cujas condições serão descritas na seção 2.2. As condições para a formação do ferro são atingidas nos instantes finais da *vida* de estrelas massivas, e outros elementos do pico do ferro são formados em seguida. Em suma, atualmente o processo  $e$  resume-se à queima de silício.

5. O processo  $s$  produz elementos além do pico do ferro por captura de nêutrons. É chamado de processo secundário porque necessita da existência de núcleos sementes para ocorrer. Será descrito em detalhes na seção 2.3;

6. O processo  $r$  também produz elementos além do pico do ferro por captura de nêutrons, mas em condições diferentes do processo  $s$ . Em semelhança ao processo  $s$ , o processo  $r$  também é secundário, porém há situações onde ele acontece de forma primária. Este processo será descrito em detalhes na seção 2.4;

7. O processo  $p$  produz núcleos que não podem ser produzidos por captura de nêutrons. Este também é um processo secundário, e será descrito na seção 2.5;

8. O processo  $x$  foi introduzido por B<sup>2</sup>FH como uma coleção de processos por eles desconhecidos, que formam deutério, lítio, berílio e boro. Todos estes elementos são destruídos por captura de prótons sob baixas temperaturas e dificilmente produzidos nos interiores estelares. Eles discutiram a possibilidade de formação desses elementos a partir de reações de espalação nas atmosferas estelares ou supernovas. As abundâncias solares determinadas a partir do trabalho de B<sup>2</sup>FH para esses elementos leves estão muito próximos aos aceitos atualmente.

## 2.2 Equilíbrio Estatístico Nuclear

A análise de situações de equilíbrio é muito importante para o estudo de produção de elementos químicos uma vez que todas as reações ocorrem ou em equilíbrio ou quando o sistema está caminhando em direção ao equilíbrio. Nesta seção será descrito o processo e na concepção pós-B<sup>2</sup>FH, os quais utilizaram o termo especificamente para descrever a formação dos elementos do pico do ferro. Para mais detalhes ver Meyer (1994), Wallerstein *et al.* (1997) e B<sup>2</sup>FH.

A medida do ponto em que um sistema termicamente isolado com volume constante se encontra em seu caminho em direção ao equilíbrio é a entropia  $S = k \ln \Gamma$ , onde  $k$  é a constante de Boltzmann e  $\Gamma$  é o número de estados macroscópicos permitidos disponíveis ao sistema. Estados macroscópicos são aqueles que as partículas de um sistema podem ocupar segundo a Mecânica Quântica, de acordo com a distribuição de Fermi-Dirac para férmions e a distribuição de Bose-Einstein para os bósons. Essencialmente um estado macroscópico do sistema é uma maneira particular dos constituintes do sistema dividirem a energia total  $E_o$ . Se o sistema não tiver todos os estados macroscópicos de energia disponíveis a entropia não estará em seu máximo. Pela Segunda Lei da Termodinâmica o sistema evoluirá e adicionará mais estados macroscópicos, aumentando assim a entropia. O sistema continuará a evoluir até que todos os estados macroscópicos estejam disponíveis ao sistema. Neste ponto a entropia estará em seu máximo e o sistema termicamente isolado terá atingido o equilíbrio, o ponto final de sua evolução.

Da mesma forma, um sistema termicamente isolado constituído de núcleons e núcleos em um meio nucleossintético evoluirá em direção ao equilíbrio. Dado tempo suficiente, o sistema chegará a uma situação de entropia máxima, atingindo o equilíbrio estatístico nuclear (ou *nuclear statistical equilibrium*, NSE) e será possível computar a abundância de qualquer nuclídeo (B<sup>2</sup>FH). A abundância por bárion  $Y(Z,A)$  de um núcleo de número atômico  $Z$ , número de nêutrons  $N$  e massa atômica  $A=Z+N$  dada por Meyer (1994) é

$$Y(Z, A) = G(Z, A) [\zeta(3)^{A-1} \pi^{(1-A)/2} 2^{(3A-5)/2}] A^{3/2} \left( \frac{kT}{m_N c^2} \right)^{3(A-1)/2} \times \\ \times \phi^{1-A} Y_p^Z Y_n^{A-Z} e^{[B(Z,A)/kT]} \quad (2.1)$$

onde  $G(Z,A)$  é a função de partição nuclear,  $\zeta(3)$  é a função zeta de Riemann de argumento 3 [ $\zeta(3) \simeq 1,202$ ],  $T$  é a temperatura,  $m_N$  é a massa de um núcleon,  $Y_p$  é a abundância de prótons por bárion,  $Y_n$  é a abundância de nêutrons por bárion,  $\phi$  é a razão fóton-bárion

$$\phi = \frac{2}{\pi^2} \frac{1}{(\hbar c)^3} \frac{\zeta(3)(kT)^3}{\rho N_A} \quad (2.2)$$

onde  $N_A$  é o número de Avogadro,  $\rho$  é a densidade de massa de bárion e  $\hbar = h/2\pi$ , onde  $h$  é a constante de Planck.  $B(Z,A)$  é a energia de ligação do núcleo  $(Z,A)$

$$B(Z, A) = [Zm_p + Nm_n - m(Z, A) + Zm_e]c^2 \quad (2.3)$$

onde  $m_p$ ,  $m_n$ ,  $m_e$  e  $m(Z,A)$  são respectivamente as massas do próton, nêutron, elétron e do núcleo  $(Z,A)$ , e

$$Y_p/Y_n = \frac{\rho N_A Y_e}{2} \left( \frac{2\pi\hbar^2}{m_e kT} \right)^{3/2} e^{Q_0/kT} \quad (2.4)$$

onde  $Y_e$  é a razão entre o número de elétrons e o número de núcleons e  $Q_0 = (m_p + m_e - m_n)c^2$ .

De acordo com a equação 2.1, a abundância de determinado núcleo  $(Z,A)$  em NSE dependerá de  $\phi^{1-A}$ . Para uma determinada temperatura, quanto maior  $\phi$ , menor será a abundância do núcleo pesado  $(Z,A)$ . Um número menor de núcleos pesados significa maior número de núcleos leves e núcleons livres.

A combinação de prótons e nêutrons para formar novos núcleos reduz os estados macroscópicos do sistema e a entropia nos bárions. Por outro lado, as reações nucleares liberam energia de ligação aumentando o número de fótons, a energia disponível para os léptons, e a energia de excitação nos núcleos, levando a um aumento do número de estados macroscópicos disponíveis ao sistema. Este aumento pode mais do que compensar o decréscimo no número de estados devido à perda de partículas livres e pode levar a um aumento na entropia. Uma vez que o sistema evoluiu até o ponto em que o número de estados macroscópicos deixa de crescer, mantendo constante a abundância de determinado núcleo, o sistema atingiu o equilíbrio estatístico nuclear.

Se um sistema inicialmente em NSE a uma determinada temperatura se expande adiabaticamente, a temperatura decrescerá. Pelo Princípio de Le Chatelier, o sistema tenderá a compensar esse decréscimo de temperatura. Essa compensação acontece através da energia de ligação liberada pelas reações nucleares que aquece o sistema e tende a conter o decréscimo de temperatura devido à expansão. Assim, o sistema achará um novo equilíbrio.

As reações nucleares tendem a ocorrer somente se houver uma liberação de energia de ligação para compensar a perda de estados macroscópicos devido ao decréscimo do

número de partículas livres. Conforme o sistema se expande e esfria, os núcleos presentes em equilíbrio aumentarão em massa. Eles continuarão a aumentar em massa até que tenham atingido o nuclídeo com a maior energia de ligação por núcleon. Uma vez que este nuclídeo domina a abundância de núcleos, não há mais evolução na abundância porque se o sistema tentar arranjar os núcleons em um núcleo mais massivo com uma energia de ligação por núcleon mais baixa, haverá um decréscimo na energia de ligação total do sistema. Reações resultando em tal arranjo de núcleons levam a um decréscimo no número de partículas livres e na energia disponível para fótons e léptons. Assim haverá menos maneiras de dividir a energia do sistema e um decréscimo na entropia. Um sistema que se expande e esfria pode manter o NSE dirigindo o sistema para uma composição dominada por espécies nucleares com maior energia de ligação por núcleon.

A distribuição de massa entre os constituintes do sistema depende da temperatura do sistema e de  $Y_e$ . As Figs. 4, 5, 6 e 7 de Meyer (1994) mostram qual elemento domina a fração de massa em determinada condição. Por exemplo, em NSE, a uma entropia por bárion de 10k e  $Y_e = 0.5$ , ou seja, os números de elétrons, prótons e nêutrons são iguais, as partículas  $\alpha$  dominam o sistema para  $T_9 \geq 7$ . À medida em que o sistema se expande e esfria, as abundâncias de elementos pesados aumentam sendo que o  $^{56}\text{Ni}$  passa a dominar em  $T_9 \leq 2$ . Isto porque neste caso em que  $Y_e = 0.5$  o  $^{56}\text{Ni}$  tem a maior energia de ligação por núcleon. Se a entropia por núcleon for 100k e  $Y_e$  for mantido, o sistema terá mais núcleos leves e mais partículas livres e, por este motivo os núcleons livres dominarão em temperaturas  $T_9 \approx 10$  enquanto as partículas  $\alpha$  aumentam em número apenas em  $T_9 \leq 10$ . Como no caso de entropia por núcleon de 10k, o  $^{56}\text{Ni}$  domina em baixas temperaturas ( $T_9 \approx 2$ ). Se  $Y_e = 0.4$  a uma entropia por núcleon de 10k as partículas  $\alpha$  dominarão, mas também existirão nêutrons livres em  $T_9 \geq 8$ . Em  $T_9 \leq 2$  o  $^{70}\text{Ni}$  terá a maior energia de ligação por núcleon e portanto dominará. O núcleo dominante em baixas temperaturas é dependente de  $Y_e$  porque o núcleo final deve acomodar todos os núcleons existentes no sistema inicialmente.

Para um grande intervalo de  $Y_e$  os núcleos com maior energia de ligação por núcleon são os elementos do grupo do ferro, com  $Z=26$  até  $Z=34$ . Se os elementos fossem formados apenas em NSE, supernovas, nebulosas planetárias e estrelas poderiam ejetar ao meio interestelar apenas elementos do grupo do ferro. As observações de elementos mais pesados indicam que é possível formar e ejetar elementos químicos fora do equilíbrio.

Há duas formas para um sistema não estar em NSE. A primeira possibilidade é a de não ter havido tempo para o sistema atingir o NSE antes da estrela ejetar os núcleons no meio interestelar. Neste cenário denominado *falling short of equilibrium* (ou equilíbrio fora do alcance) parte dos núcleos de massa maior do que a do ferro são formados. A

segunda possibilidade é que o sistema comece em NSE em alta temperatura. À medida em que o sistema se expande e esfria, o equilíbrio muda. Conforme a temperatura cai, algumas reações nucleares tornam-se vagarosas. Eventualmente essas reações tornam-se muito vagarosas para que o sistema mantenha o equilíbrio. Este é o cenário de *freezeout from equilibrium* (ou congelamento após o equilíbrio). Estas são as duas únicas maneiras pelas quais um sistema nucleossintético pode estar fora do equilíbrio, possibilitando a produção de núcleos pesados.

Essas duas maneiras de formar elementos pesados são as responsáveis pelas duas principais distribuições de núcleos pesados que são as distribuições dos processos  $s$  e  $r$ . A distribuição de abundâncias de elementos  $r$  do sistema solar aparentemente segue o cenário de congelamento após o equilíbrio enquanto a de elementos  $s$  indica que o sistema nunca o atingiu.

Uma vez que os elementos pesados estejam disponíveis, a natureza pode fazer modificações expondo a fluxo de fótons, neutrinos ou núcleons. Tais eventos são provavelmente responsáveis pela produção da maioria dos núcleos  $p$ .

## 2.3 O Processo $s$

No processo  $s$  os nêutrons são capturados em uma escala de tempo longa em relação à escala de tempo na qual o núcleo sofre decaimento  $\beta$ , e por isso B<sup>2</sup>FH denominaram-no  $s$  de *slow*. A escala de tempo de captura de nêutrons no processo  $s$  é de  $\approx 100$  a  $\approx 10^5$  anos (B<sup>2</sup>FH).

O processo  $s$  é subdividido em 3 componentes de acordo com o sítio e com os produtos de nucleossíntese, as quais serão descritas nas subseções seguintes. São elas: principal, fraca e forte.

### 2.3.1 A Componente Principal do Processo $s$

A componente principal do processo  $s$  é responsável pela produção de uma porção considerável dos isótopos no intervalo  $63 \leq A \leq 209$ . A distribuição de abundâncias desta componente produz picos próximos a  $A = 90, 138$  e  $208$ .

O fato da escala de tempo de captura de nêutrons no processo  $s$  ser muito maior do que a do decaimento  $\beta$  implica que o caminho da produção de elementos  $s$  segue o vale de estabilidade  $\beta$ , o lugar no plano Z-N ocupado por núcleos estáveis, e portanto essa

forma de produção de elementos envolve principalmente núclídeos estáveis. Além disso, fornece a indicação de que o processo  $s$  ocorre em um meio de baixa densidade numérica de nêutrons. Os núcleos são produzidos ao lado ou ao longo do vale de estabilidade  $\beta$ , à medida em que nêutrons são capturados pelos núcleos sementes que são os elementos do pico do ferro.

A captura de um nêutron por um isótopo envolve uma reação do tipo  $(n,\gamma)$ . A energia do  $\gamma$  é igual à soma da energia cinética do nêutron e a energia de separação do nêutron ao núcleo. A energia cinética do nêutron deve ser compatível com valores de temperatura do interior de estrelas gigantes vermelhas de  $T_8 \approx 1-2$ . A partir da energia do  $\gamma$  é possível determinar as seções de choque  $\sigma$  de captura de nêutrons para cada núclídeo em laboratório.

Na época de B<sup>2</sup>FH as incertezas das seções de choque das reações do tipo  $(n,\gamma)$  representavam o maior problema para o estudo do processo  $s$ . Desde então, a física de nêutrons no regime de energia astrofisicamente relevante de cerca de 0,1 keV até algumas poucas centenas de keV vêm amadurecendo. Aceleradores como ORELA em Oak Ridge e LANSCE em Los Alamos contribuíram significativamente ao fornecimento de seções de choque confiáveis. Dados obtidos em laboratório para a seção de choque são usados para se determinar a seção de choque efetiva nas estrelas. Em geral, a média Maxwelliana para a energia térmica padrão de  $kT=30$  keV requer dados no intervalo de energia de alguns poucos keV até  $\sim 200$  keV. Modelos estelares recentes sugerem, contudo, que o processo  $s$  pode operar parcialmente em temperaturas muito mais baixas correspondendo a  $kT=8$  keV, o que significa que as seções de choque estelares são também afetadas por contribuições de energias mais baixas.

A seção de choque é um parâmetro fundamental na análise clássica, onde a formação de elementos  $s$  se dá em forma de cadeia iniciando com o núcleo semente  $^{56}\text{Fe}$  (ver Fig.2.1). A alteração ao longo do tempo da abundância  $N$  de um determinado isótopo de massa  $A$  sob irradiação de nêutrons, resulta da competição entre as capturas de um nêutron pelos isótopos de massas  $A-1$  e  $A$  (ver Käppeler *et al.* 1989)

$$dN_A/dt = \lambda_n N_{A-1} - (\lambda_n + \lambda_\beta) N_A \quad (2.5)$$

onde  $\lambda_n$  e  $\lambda_\beta$  são as taxas de captura de nêutrons e de decaimento  $\beta^-$ , respectivamente, os quais podem não ser constantes, variando com as condições do meio. A taxa de captura de nêutrons é definida por  $\lambda_n = \Phi\sigma$ , onde  $\Phi$  é o fluxo de nêutrons definido por  $\Phi = n_n v_T$ , onde  $n_n$  é a densidade numérica de nêutrons e  $v_T = (2kT/m_n)^{1/2}$  é a velocidade térmica do nêutron. A taxa de decaimento  $\beta$  é definida por  $\lambda_\beta = \ln 2/t_{1/2}$ , e deve ser considerada se o isótopo for radioativo. A equação 2.5 pode ser estendida para todos



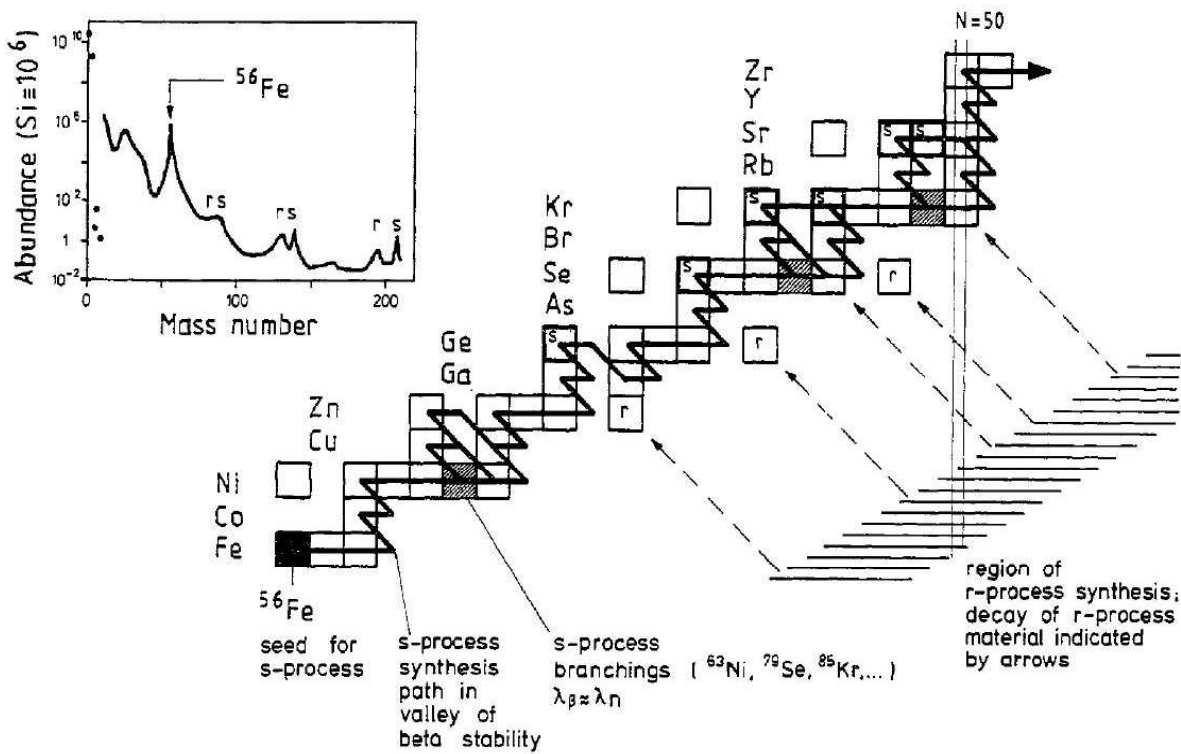


Figura 2.1 Caminho do processo  $s$  a partir do  $^{56}\text{Fe}$ . Extraído de Käppeler *et al.* (1989)

os nuclídeos do processo  $s$ . Assim, haverá diversas equações, ou seja, uma equação 2.5 para cada grupo de isótopos, todas elas acopladas ao longo do caminho do processo  $s$ . No modelo clássico, duas considerações simplificam a análise: a) o processo  $s$  ocorre em temperatura constante, de modo que as seções de choque sejam bem definidas. Esta aproximação é boa porque as taxas de captura de nêutrons são quase independentes da temperatura; b) os núcleos ao longo do caminho do processo  $s$  são estáveis, ou seja,  $\lambda_\beta \ll \lambda_n$ . Os núcleos radioativos também são tratados como estáveis ou se considera que a cadeia de capturas continue com o núcleo filho. Com a exceção dos núcleos que sofrem ramificações, esta consideração é boa para a maioria dos núcleos instáveis. Desta forma  $\lambda_\beta$  é eliminada da equação 2.5.

A equação 2.5 pode ser reescrita em função da exposição de nêutrons  $\tau$

$$\frac{dN_A}{d\tau} = \sigma_{A-1}N_{A-1} - \sigma_A N_A \quad (2.6)$$

sendo

$$\tau = \int \Phi dt = \int n_n \langle v \rangle dt \quad (2.7)$$

onde  $\langle v \rangle$  é a velocidade média dos nêutrons. Como condições iniciais considera-se que  $N_{56}(0) = 1$  e  $N_{A \neq 56}(0) = 0$  no intervalo  $56 < A \leq 209$ .

Considerando uma distribuição exponencial de nêutrons, Seeger *et al.* (1965) obtiveram uma solução para a equação 2.6, que reproduz as abundâncias dos nuclídeos exclusivamente  $s$  do sistema solar

$$\sigma_k N_k = \frac{G N_{56}^{\odot}}{\tau_o} \prod_{i=56}^k \left(1 + \frac{1}{\tau_o \sigma_i}\right)^{-1} \quad (2.8)$$

onde  $G$  é a fração de abundância de  $^{56}\text{Fe}$  requerida como semente ao processo  $s$ ,  $N_{56}^{\odot}$  é a abundância solar de  $^{56}\text{Fe}$  e  $\tau_o$  é a distribuição média de exposições de nêutrons.

A equação 2.8 gera graficamente a chamada curva  $\sigma N$  do processo  $s$ . Ao longo da curva, quanto maior for a seção de choque de determinado nuclídeo, menor será sua abundância pelo fato de que a maior probabilidade em capturar um nêutron reduz sua população. Por outro lado, a produção e decaimento de dado nuclídeo pode resultar no estado estacionário, onde  $dN_i/dt=0$  encontrado em vários intervalos na curva  $\sigma N$ . A produtória sempre diminui quando se acrescenta um termo devido ao expoente negativo e, portanto,  $\sigma_k N_k$  sempre diminuirá gradativamente quando se caminha em direção aos nuclídeos mais pesados. Porém, o decréscimo suave da curva é quebrado quando a cadeia do processo  $s$  atinge nuclídeos com número mágico de nêutrons ( $N = 50, 82, 126$ ). Nesses pontos, a curva  $\sigma_k N_k$  sofre as quedas abruptas mostradas na Fig. 2.2, as quais se devem aos baixos valores das seções de choque desses nuclídeos, que por sua vez representam barreiras no caminho do processo  $s$  que serão vencidas ou não dependendo da intensidade da exposição de nêutrons. Portanto, a intensidade da exposição de nêutrons deve ser tal que essas barreiras sejam vencidas e a cadeia do processo  $s$  seja retomada dando continuidade à diminuição gradativa da curva. As quedas abruptas não são maiores porque as abundâncias dos nuclídeos mágicos em nêutrons são muito elevadas, como consequência direta dos valores baixos das seções de choque correspondentes. Em alguns casos, tanto as abundâncias quanto as seções de choque são muito pequenas, distanciando consideravelmente os dados observados da curva teórica.

Para o sistema solar, a linha que reproduz a análise clássica na Fig. 2.2 representa muito bem o comportamento das abundâncias de núcleos do processo  $s$  para  $A > 90$ . Para núcleos mais leves, esta linha aparece abaixo dos pontos empíricos, sugerindo que os isótopos do processo  $s$  do sistema solar são produzidos em mais do que um processo de síntese estelar. Esta componente adicional é chamada de componente fraca, da qual falaremos nas próximas subseções. A excelente concordância entre o modelo clássico e os pontos empíricos desta curva representa uma característica única do processo  $s$ , principalmente levando em conta o grande número de núcleos entre o Fe e Bi.

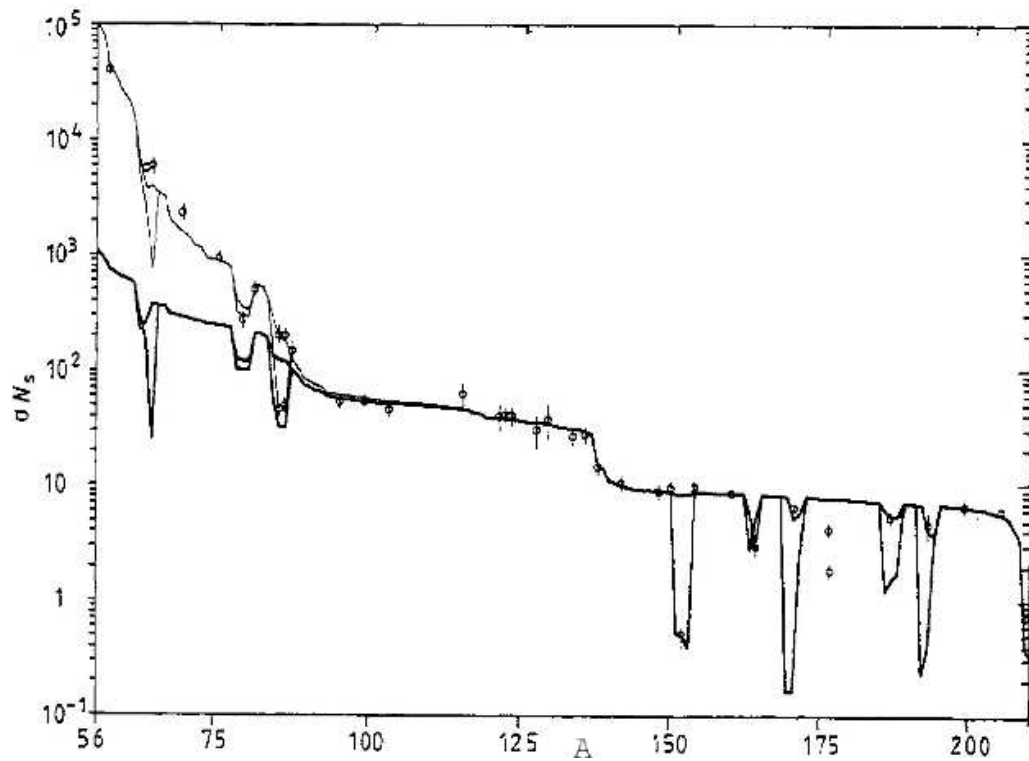


Figura 2.2 Curva  $\sigma N_s$  para o sistema solar. Extraído de Käppeler *et al.* (1989)

### A camada de queima de He e as fontes de nêutrons

Vários estudos vêm confirmando que o processo *s* principal acontece durante a fase de AGB de estrelas de massa intermediária ou baixa ( $1-8 M_{\odot}$ ), sendo o local relacionado com a camada de queima de H e a de queima de He (Meyer 1994; Busso *et al.* 1999; Lugaro *et al.* 2003). A Fig. 2.3 ilustra o que acontece neste estágio de evolução. A linha inferior representa a evolução da massa de C ao longo do tempo e a superior, a massa de He. Neste esquema, inicialmente o H é queimado produzindo He que se acumula na camada ao redor do núcleo inerte de  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$ , enquanto a massa de C permanece inalterada. Quando a massa de He atinge o valor crítico a queima de He é iniciada, causando assim a queda na abundância de He e aumento de C mostradas na figura. Exaurido o He sob condições de queima, segue-se um período longo de queima de H e estagnação na massa de C. Novamente, ao atingir a massa crítica a queima de He se inicia. Cada vez que a queima de He se inicia o envoltório da estrela se expande, devido à pressão térmica, e esfria. A queima de H é interrompida e quando a queima de He chega ao fim, o envoltório se contrai pela força gravitacional. A esse fenômeno de expansões e contrações repetidas se dá o nome de pulsos térmicos. Enquanto a queima de He acontece por  $\approx 200$  anos, a queima de H leva  $5 \times 10^4$  anos para repor o He consumido. Esses episódios de queima de He podem se repetir por cerca de 20 vezes. Cada vez que o envoltório se expande, fortes movimentos convectivos causam uma mistura praticamente

instantânea na camada de queima de He dragando para a superfície material recém sintetizado pelas queimas de H e He e núcleos formados pelo processo  $s$ . Na Fig. 2.3 a letra B representa o material dragado para a superfície, sendo A a parte correspondente às cinzas da queima de H e o restante, às cinzas da queima de He e núcleos do processo  $s$ . Após uma série de pulsos térmicos, quando a massa do núcleo de C e O atinge  $\approx 0.6M_{\odot}$  o envoltório convectivo atinge profundidades maiores do que a camada rica em He, dragando elementos  $s$  recém sintetizados e C, episódio conhecido como terceira dragagem. Daí em diante, os pulsos térmicos seguidos da terceira dragagem se repetem enriquecendo o envoltório em elementos do processo  $s$  e  $^{12}\text{C}$ , elevando eventualmente a abundância de carbono para valores maiores do que a de oxigênio. Em estrelas de  $\sim 6M_{\odot}$  ocorre o *hot bottom burning* (HBB) onde o  $^{12}\text{C}$  captura um próton e, após uma série de reações, transforma-se em  $^{14}\text{N}$ , impedindo a estrela de se tornar rica em C. De acordo com Lugaro *et al.* (2003), nos modelo de estrelas de baixa massa, a terceira dragagem ocorre pela primeira vez depois de 10 pulsos térmicos, quando a massa do núcleo de C e O atinge  $0.62M_{\odot}$ . Para modelos de estrelas de  $M < 1.5M_{\odot}$  e metalicidade solar a terceira dragagem não ocorre.

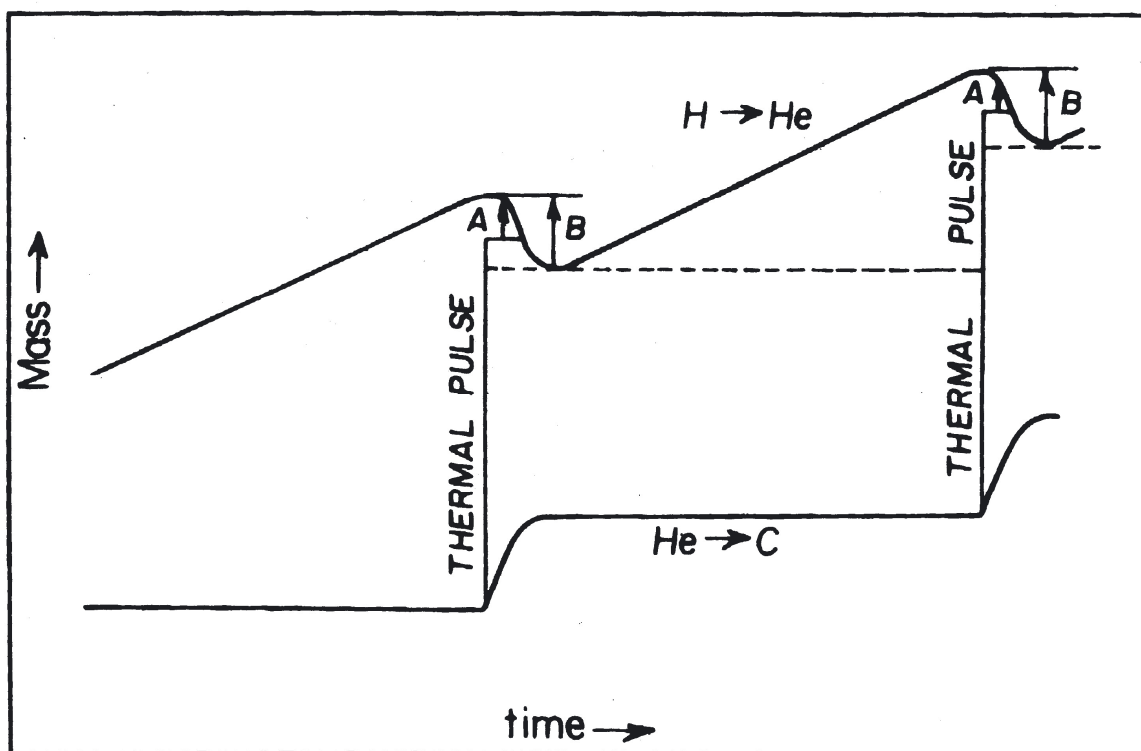


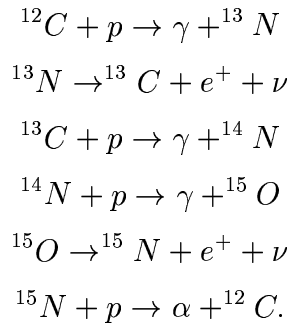
Figura 2.3 Evolução das massas de He e C. Extraído de Käppeler *et al.* (1989)

Durante a terceira dragagem, uma pequena quantidade de prótons penetra a região intercamadas composta de He (*He intershell*) localizada entre a camada de queima de

He e a camada de queima de H. Esses prótons adicionais combinam com o  $^{12}\text{C}$  formando o  $^{13}\text{C}$  pela seqüência de reações  $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+\nu)^{13}\text{C}$  e uma pequena quantidade de  $^{14}\text{N}$  pela continuação da seqüência anterior,  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ , formando uma camada fina ( $\sim 1/20$  da região intercamadas) rica em  $^{13}\text{C}$  denominada bolsão de  $^{13}\text{C}$  ( $^{13}\text{C}$  *pocket*). Durante a fase interpulso, quando somente o H está sendo consumido em temperaturas relativamente baixas  $T_8 \sim 1$  correspondendo a  $\sim 8\text{keV}$ , o  $^{13}\text{C}$  sofre a reação  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ , pela qual captura uma partícula  $\alpha$  e libera nêutrons em uma pequena taxa de modo que  $n_n \sim 10^7 / \text{cm}^3$  (Busso *et al.* 1999), mas por muito tempo resultando em uma grande quantidade de nêutrons liberados. Durante o pulso térmico é intensificada a reação  $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$  em temperaturas  $T_8 \sim 3$ , o que corresponde a  $\sim 23\text{keV}$ , constituindo a principal fonte de nêutrons dessa fase, a uma taxa tal que  $n_n \leq 5 \times 10^{10} \text{ n/cm}^3$  (Busso *et al.* 1999). Segundo Lugaro *et al.* (2003), a densidade numérica de nêutrons liberados por essa reação é alta em estrelas AGB de baixa massa ( $1,5 \leq M/M_\odot \leq 4$ ), mas de curta duração o que resulta em uma exposição baixa. No caso das estrelas AGB de massa intermediária ( $4 < M/M_\odot \leq 8$ ), a quantidade de nêutrons liberados é maior.

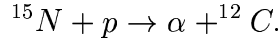
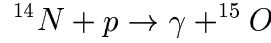
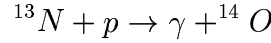
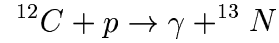
Gallino *et al.* (1998) calcularam abundâncias resultantes do processo *s* usando modelos estelares computados por Straniero *et al.* (1997). Nestes trabalhos considerou-se que a cada terceira dragagem ocorre a penetração de uma pequena quantidade de hidrogênio abaixo do envoltório. Quando o H começa a queimar, a temperatura da região intercamadas rapidamente atinge valores de  $T_8 \sim 0.8-0.9$ , tal que a escala de tempo de captura de partículas  $\alpha$  pelo  $^{13}\text{C}$  torna-se muito menor do que o tempo disponível antes do próximo pulso, (vários  $10^4$  anos para estrelas de baixa massa). Portanto, todo o  $^{13}\text{C}$  do bolsão de  $^{13}\text{C}$  que não sofreu mecanismos de mistura, queimará em condições radiativas, e apenas o produto da queima entrará no pulso convectivo.

Em um meio estelar rico em hidrogênio à temperatura  $T_7 \geq 2$ , a produção de  $^4\text{He}$  pode ser feita através do ciclo CNO “frio”, que consiste nas reações (Arnould *et al.* 1992):

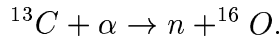
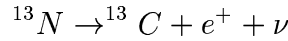
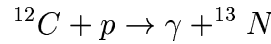


Em condições de temperatura e densidade suficientemente altas, pode ocorrer o ciclo CNO “quente” onde o  $^{13}\text{N}$  captura de um próton mais rapidamente do que sofre um

decaimento  $\beta^+$ . A faixa de temperaturas típicas é  $0.2 \leq T_9 \leq 0.4$ , e as reações envolvidas são:



O que determina se uma ou outra cadeia ocorrerá é a taxa da reação  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ . Existe a possibilidade da primeira cadeia seguir um curso diferente após o primeiro decaimento  $\beta^+$ :



Neste caso, o processo  $s$  é favorecido devido à liberação de um nêutron. Isto ocorre também na camada de queima de He. Tudo se resume à competição entre as reações  $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$  e  $^{13}\text{N}(\beta)^{13}\text{C}$ . Se a segunda opção ocorrer, a captura de um próton concorrerá com a captura de uma partícula  $\alpha$ .

De acordo com Clayton *et al.* (1961) e Seeger *et al.* (1965), uma única exposição de nêutrons não é suficiente para reproduzir as abundâncias dos elementos  $s$  no sistema solar. Isto porque as seções de choque de captura de nêutrons dos elementos com número mágico de nêutrons são muito pequenas, sendo necessários diferentes valores de  $\tau$  para que o caminho da formação de elementos  $s$  seja seguido. Uma série de exposições relativamente altas de nêutrons e uma distribuição exponencial na forma

$$\rho(\tau) = GN_{56}^{\odot}/\tau_o \exp(-\tau/\tau_o)$$

ajustaram-se satisfatoriamente a composição do sistema solar (ver Clayton 1968), esta última tornando-se mais popular porque ela permitiu uma formulação analítica simples (Clayton & Ward 1974). Para o sistema solar, a distribuição média de exposições de nêutrons é  $\tau_o = 0.28 \text{ mb}^{-1}$  (Käppeler *et al.* 1989; Gallino *et al.* 1993). O valor de  $\tau_o$

depende da metalicidade, da massa e do tamanho do bolsão de  $^{13}\text{C}$  de cada estrela, e portanto, para determinada estrela o valor poderá ser muito diferente do solar. Supõe-se que cada componente do processo  $s$  seja caracterizada pela própria distribuição exponencial de nêutrons, sendo as três componentes necessárias para formar todos os núcleos  $s$ .

Ulrich (1973, 1982) mostrou que uma distribuição exponencial de exposições de nêutrons resulta naturalmente de sucessivos pulsos térmicos em uma estrela na fase de AGB. Durante o período de interpulsos, quando apenas o H está sendo queimado, a massa de He aumenta de  $\Delta M_\alpha$ . Com a chegada do próximo pulso, esse acréscimo de massa sofre mistura quase completa na região convectiva intercamadas de massa  $M_{isc}$ , dando origem a uma exposição de nêutrons  $\Delta\tau$ . Assim, a fração  $\Delta M_\alpha/M_{isc} \equiv 1 - r$  recebe uma exposição  $\Delta\tau$  pela primeira vez, enquanto a fração remanescente  $r$  já sofreu um pulso prévio ou mais, o que significa sofrer uma exposição  $2\Delta\tau$  ou mais. A fração  $r^2$  sofre 2 pulsos prévios, etc. Conseqüentemente, quando um estado estacionário é atingido depois de  $n$  pulsos, a massa que já sofreu uma exposição  $\tau = n\Delta\tau$  é  $\sim r^n \propto e^{-\tau/\tau_o}$  onde  $\tau_o = -\Delta\tau/\ln r$  é a distribuição média de exposições de nêutrons.

Straniero *et al.* (1995, 1997) concluíram que os nêutrons são liberados pela queima de  $^{13}\text{C}$  sob condições radiativas e não convectivas na fase de interpulsos, e como consequência, uma superposição de irradiações únicas de nêutrons é mais adequada do que uma distribuição exponencial (Busso *et al.* 1999).

### 2.3.2 Ramificações no Processo $s$

As ramificações do processo  $s$  ocorrem quando é formado um nuclídeo cuja taxa de captura de nêutrons ( $\lambda_n$ ) seja comparável à taxa de decaimento  $\beta^-$  ( $\lambda_\beta$ ). Neste caso, esse isótopo pode capturar outro nêutron antes que ocorra o decaimento  $\beta^-$ . Como exemplo, na Fig. 2.1 são mostradas as ramificações do  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{79}\text{Se}$  e  $^{85}\text{Kr}$ .

Para cada ramificação existe uma razão de ramificação  $f_\beta$  que pode ser definida comparando as taxas de decaimento  $\beta$  e de captura de nêutrons, de modo que  $f_\beta = \lambda_\beta/(\lambda_\beta + \lambda_n)$ .

A taxa de decaimento  $\beta$  sofre um aumento significativo em meios de altas densidade e temperatura, o que afeta as ramificações do processo  $s$ . Takahashi & Yokoi (1987) revelaram que certos isótopos estáveis na Terra, tais como  $^{163}\text{Dy}$  e  $^{179}\text{Hf}$ , tornavam-se instáveis sob as condições em que o processo  $s$  ocorre nas estrelas. A reprodução em laboratório do aumento da taxa do decaimento  $\beta$  dependente da temperatura não é tarefa

simples uma vez que em praticamente todos os casos os estados nucleares excitados decaem mais rapidamente via emissão  $\gamma$  do que por decaimento  $\beta$ . O único exemplo investigado experimentalmente de decaimento  $\beta$  a partir de um estado excitado foi  $^{79}\text{Se}$ .

As taxas de decaimento  $\beta$  podem ser usadas para se determinar a densidade numérica de nêutrons  $n_n$  do processo  $s$  quando não forem afetadas significativamente pela temperatura (Käppeler *et al.* 1989; Wallerstein *et al.* 1997; Busso *et al.* 1999). Lembrando que  $\lambda_n = n_n \sigma v$ , onde  $v$  é a velocidade do nêutron, e  $\lambda_\beta = \ln 2 / t_{1/2}$ , onde  $t_{1/2}$  é a meia vida do decaimento  $\beta^-$  a densidade numérica de nêutrons pode ser escrita como

$$n_n = \frac{(1 - f_\beta) \ln 2}{f_\beta \sigma v t_{1/2}} \quad (2.9)$$

$f_\beta$  pode ser escolhido de modo que a razão de abundâncias dos dois isótopos  $s$  (por exemplo,  $^{148}\text{Sm}$  e  $^{150}\text{Sm}$ ) seja solar

$$f_\beta \approx \frac{(\sigma N_s)_{^{148}\text{Sm}}}{(\sigma N_s)_{^{150}\text{Sm}}}. \quad (2.10)$$

A temperatura pode ser derivada pela ramificação cujo  $\lambda_\beta$  é fortemente dependente da temperatura. Assim, a análise de ramificações tornou-se um instrumento útil para se obter informações a respeito dos parâmetros físicos do local de produção dos núcleos  $s$ .

### 2.3.3 A Componente Fraca do Processo $s$

A componente fraca do processo  $s$  é responsável por parte da abundância dos elementos com massa atômica no intervalo  $23 \leq A \leq 90$  (Lamb *et al.* 1977; Raiteri *et al.* 1993).

O local onde a componente fraca tem lugar é provavelmente o núcleo queimando He de estrelas com massas maiores ou por volta de  $10 M_\odot$ , onde a temperatura é suficientemente alta para que a principal fonte de nêutrons seja a reação  $^{22}\text{Ne} (\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$ . A densidade numérica de nêutrons resultante é comparativamente baixa e dura cerca de  $3 \times 10^4$  anos, resultando em uma modesta exposição de nêutrons para a componente fraca do processo  $s$ . O comportamento dos elementos  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{30}\text{Si}$  entre outros em relação ao Ba dá uma idéia da época e local de formação desses elementos (Burris *et al.* 2000).

O primeiro cálculo do processo  $s$  em núcleos de He de estrelas massivas foi feito por Peters (1968), que usou modelos estelares de 9 e  $15 M_\odot$  de (Iben 1966a,b). Neste trabalho ele superestimou o número de nêutrons disponíveis porque não considerou a captura de nêutrons pelos produtos da queima do Ne,  $^{25}\text{Mg}$  e  $^{26}\text{Mg}$  e outros elementos mais leves do que o ferro. No entanto, mesmo levando em conta uma grande razão nêutron-núcleo somente a distribuição dos elementos do processo  $s$  não foi atingida.



### 2.3.4 A Componente Forte do Processo $s$

A componente forte do processo  $s$  foi postulada a fim de reproduzir a abundância de chumbo na curva  $\sigma N$  (Käppeler *et al.* 1989).

No final da cadeia do processo  $s$ , são formados os isótopos instáveis  $^{210,211}\text{Po}$  e  $^{211}\text{Bi}$ . Esses isótopos sofrem decaimento  $\alpha$ , reciclando  $^{206,207}\text{Pb}$  e retomando o fluxo de captura de nêutrons, uma vez que o  $^{210}\text{Po}$  decai para  $^{206}\text{Pb}$ , o  $^{211}\text{Po}$  e o  $^{211}\text{Bi}$  para  $^{207}\text{Pb}$ . Porém, os decaimentos de  $^{211}\text{Po}$  e  $^{211}\text{Bi}$  dependem da ocorrência das ramificações de  $^{210}\text{Po}$  e  $^{210}\text{Bi}$  as quais os formam e, por sua vez, dependem fortemente das condições físicas do ambiente (Clayton & Rassbach 1967; Beer & Macklin 1985). Por este motivo, essas duas ramificações possivelmente influenciam a reciclagem de  $^{206,207}\text{Pb}$ . Para a temperatura e densidade numérica de nêutrons típicas para as componentes fraca e principal, o decaimento  $\alpha$  do  $^{210}\text{Po}$  domina e as ramificações do  $^{210}\text{Bi}$  e  $^{210}\text{Po}$  são quase desprezíveis. Isto porque o  $^{210}\text{Po}$  é mágico em nêutrons, o que significa que a seção de choque de captura de nêutrons é pequena, impedindo uma produção significativa de  $^{211}\text{Po}$  em densidades numéricas de nêutrons menores do que  $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Similarmente, a produção de  $^{211}\text{Bi}$  é prejudicada porque o isômero de vida longa  $^{210m}\text{Bi}$  é rapidamente fotodesintegrado em temperaturas mais altas do que  $T_8 \approx 1.5$ .

Assim sendo, é possível deduzir se a componente forte do processo  $s$  ocorre sob condições favoráveis às ramificações de  $^{210}\text{Po}$  e  $^{210}\text{Bi}$  pela razão de abundâncias observadas  $^{206}\text{Pb}/^{207}\text{Pb}$ . Se as ramificações não forem significativas, o único decaimento será de  $^{210}\text{Po}$  para  $^{206}\text{Pb}$ . Nesse caso, o  $^{207}\text{Pb}$  não estará sendo reciclado pelos decaimentos de  $^{211}\text{Po}$  e  $^{211}\text{Bi}$ , o que leva a um aumento da abundância de  $^{206}\text{Pb}$  em relação ao  $^{207}\text{Pb}$ .

Truran & Iben (1977) sugeriram que o local onde ocorre a componente forte do processo  $s$  é o núcleo de estrelas de massa menor do que  $1 M_{\odot}$  durante o *flash* do hélio. Wood (1985) sugeriu que poderiam ocorrer repetidos *flashes* do hélio. De qualquer forma, espera-se que os nêutrons sejam liberados via reação  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , e que esses *flashes* sejam caracterizados por uma exposição suficientemente grande de nêutrons a fim de que as abundâncias de chumbo e bismuto observadas sejam reproduzidas.

## 2.4 O Processo $r$

No processo  $r$  os núcleos sementes capturam muitos nêutrons levando a um núcleo instável. Neste processo a escala de tempo de captura de nêutrons é pequena em relação à escala de tempo em que ocorre o decaimento  $\beta$ , por isso B<sup>2</sup>FH o denominaram  $r$ , de

*rapid.* Isto implica que a densidade numérica de nêutrons do meio onde ocorre o processo  $r$  é maior do que no caso do processo  $s$ .

Meyer (1994) descreve um cenário para o processo  $r$  primário relacionado ao congelamento após o equilíbrio. Neste cenário, quando um sistema se expande e esfria, as abundâncias mudam para manter o NSE. A entropia do sistema se move dos bárions para fótons e léptons e a abundância de elementos pesados cresce às custas de núcleons livres e núcleos leves. Se a temperatura do sistema se tornar muito baixa ou a abundância dos reagentes muito pequena para certas reações ocorrerem rápido o suficiente para manter o NSE, essas reações congelam. As primeiras reações a congelar são reações de partícula carregada, porém reações de captura de nêutrons podem continuar porque não são impedidas pela barreira de Coulomb nuclear. Os núcleos presentes no instante do congelamento das reações de partículas carregadas capturam os nêutrons remanescentes. Contudo, um núcleo de um dado  $Z$  não pode capturar nêutrons infinitamente, independentemente da intensidade do fluxo de nêutrons. A energia de ligação de cada nêutron a ser capturado torna-se progressivamente mais fraca quanto mais nêutrons são adicionados, até que por fim cai a zero, fixando um limite superior para a adição de nêutrons para um núcleo de determinado  $Z$ . O ponto em que a energia de ligação do próximo nêutron capturado é negativo é chamado de *neutron drip* (ou transbordamento de nêutrons).

De acordo com Meyer (1994), o processo  $r$  secundário ocorre no cenário do equilíbrio fora do alcance, onde os núcleos do pico do ferro capturam nêutrons para formar elementos mais pesados. As fontes de nêutrons neste caso são as reações  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  e  $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ . A escala de tempo da captura de nêutrons,  $t(n, \gamma) \ll t_\beta \simeq 10^{-3}$  a 1 s, leva a uma densidade numérica de nêutrons  $n_n > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Essa densidade numérica de nêutrons está associada a temperaturas altas, onde ocorre a reação reversa do tipo  $(\gamma, n)$ , chamada de reação de fotodesintegração. Uma vez que o núcleo atingiu o *neutron drip* não há mais capturas, assim, pode haver muitos nêutrons livres em um meio rico em nêutrons. Neste cenário, o sistema nunca atinge o equilíbrio entre a reação de captura de nêutrons  $(n, \gamma)$ , a qual contribui para o aumento do número de núcleos  $(A+1, Z)$ , e a reação de fotodesintegração  $(\gamma, n)$ , que recupera os núcleos  $(A, Z)$ . Esse equilíbrio pode ser descrito com uma equação do balanço detalhado do tipo de Saha

$$\frac{n(A+1, Z)}{n(A, Z)} \simeq 10^{-34.07} n_n T_9^{-3/2} e^{Q_n/kT} \quad (2.11)$$

onde  $Q_n$  é a energia de separação do nêutron.

Quando  $n(A+1, Z)/n(A, Z) \gg 1$  muitas capturas de nêutrons são possíveis. Quando  $n(A+1, Z)/n(A, Z) \sim 1$ , a adição de nêutrons é menos efetiva. Quando  $n(A+1, Z)/n(A, Z)$

$\ll 1$ , as capturas de nêutrons tornam-se raras. Considerando como condição para captura de nêutrons que  $n(A+1, Z)/n(A, Z) \geq 1$  (B<sup>2</sup>FH), teremos para a energia de separação, se  $T_9 \sim 1$  e  $n_n \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$

$$Q_n \geq \frac{T_9}{5.04} (34.07 + \frac{3}{2} \log T_9 - \log n_n) \geq 2 \text{ MeV}. \quad (2.12)$$

Em temperaturas mais altas ou densidades numéricas de nêutrons mais baixas seria necessário um valor maior para  $Q_n$ . Para determinados  $Q_n$ ,  $T_9$  e  $Z$  a distribuição de abundâncias exibirá um pico preciso onde  $n(A+1, Z) = n(A, Z)$ .

Existem os efeitos de pareamento que também influenciam se  $Q_n$  deve ser maior ou menor quando da adição de um nêutron. Por este motivo o decréscimo de  $Q_n$  quando  $A$  aumenta não é monotônico para um dado  $Z$ , mas sim, existe uma seqüência para  $N$  par e outra para  $N$  ímpar. Quando o número  $N$  do núcleo é ímpar,  $Q_n$  deve ser maior do que quando  $N$  é par, ou seja, quando  $N$  é ímpar o nêutron capturado permanece mais fortemente ligado ao núcleo. Quando  $N$  é par e ainda assim outro nêutron é capturado, uma posterior adição de mais um nêutron será inevitável. Portanto, o núcleo final sempre terá um número par de nêutrons e, como conseqüência,  $A$  será par ou ímpar dependendo de  $Z$  ser par ou ímpar.

Após sucessivas capturas de nêutrons, quando  $Q_n \sim 2 \text{ MeV}$ , é necessário que o núcleo “espere” o decaimento  $\beta$  de modo que  $Q_n$  seja aumentado para um limite que permita outra adição de nêutron.

A diferença crucial entre os processos  $s$  e  $r$  é que no primeiro as capturas de nêutrons são limitadas pelas seções de choque dos isótopos o que leva a uma competição entre eles. No processo  $r$  as capturas são limitadas pela competição entre as reações dos tipos  $(\gamma, n)$  e  $(n, \gamma)$  e a “espera” pelo decaimento  $\beta$ .

A equação geral para o processo  $r$  é:

$$\begin{aligned} dn(A, Z)/dt = & \lambda_n(A-1, Z)n(A-1, Z) - \lambda_n(A, Z)n(A, Z) + \\ & + \lambda_\beta(A, Z-1)n(A, Z-1) - \lambda_\beta(A, Z)n(A, Z) + \\ & + \lambda_\gamma(A+1, Z)n(A+1, Z) - \lambda_\gamma(A, Z)n(A, Z) \\ & + T_f \end{aligned} \quad (2.13)$$

sendo

$T_f$  os termos devidos à fissão para  $A \geq 260$ ;

$\lambda_n = 1/\tau_n = \sigma_n v_n n_n$  a taxa de  $(n, \gamma)$ , onde  $\tau_n$  é o tempo médio de vida e  $\sigma_n$  é a seção de choque de  $(n, \gamma)$ ,  $v_n$  e  $n_n$  são a velocidade e a densidade numérica dos nêutrons responsáveis pela reação  $(n, \gamma)$ ;

$\lambda_\beta = 1/\tau_\beta = \text{cte}/W_\beta^5$  a taxa de decaimento  $\beta$ , onde  $\tau_\beta$  e  $W_\beta$  são o tempo médio de vida e a energia do decaimento  $\beta$ ;

$\lambda_\gamma = 1/\tau_\gamma = \sigma_\gamma c n_\gamma$  a taxa de  $(\gamma, n)$ , onde  $\tau_\gamma$  e  $\sigma_\gamma$  são o tempo médio de vida e a seção de choque da reação  $(\gamma, n)$ , e  $n_\gamma$  é a densidade da radiação  $\gamma$ .

O tempo médio de vida do decaimento  $\beta$  está relacionado com a meia vida por  $\tau_\beta = 0,693/t_\beta$

Da equação 2.13 deriva-se a equação de fluxo do processo  $r$

$$dn(Z)/dt = -\lambda_\beta(Z)n(Z) + \lambda_\beta(Z-1)n(Z-1) \quad (2.14)$$

onde  $n(Z)$  é a densidade do isótopo do elemento de número atômico  $Z$  o qual “espera” pelo decaimento  $\beta$ , ou seja, para o qual  $Q_n \sim 2$  MeV. A condição para fluxo estacionário no processo  $r$  é:

$$\lambda_\beta(Z)n(Z) = \lambda_\beta(Z-1)n(Z-1) = \text{cte}$$

ou

$$n(Z) \propto \lambda_\beta^{-1}(Z) = \tau_\beta(Z).$$

As abundâncias observadas dos elementos  $r$  sugerem que o estado estacionário ocorre.

As abundâncias finais para determinadas  $T$  e  $n_n$  dependem essencialmente das massas nucleares e das taxas de decaimento  $\beta$ . Os picos de abundâncias se devem aos longos tempo de vida do decaimento  $\beta$  dos progenitores de número mágico de nêutrons (especialmente aqueles mais próximos ao vale de estabilidade  $\beta$ ). A distribuição de abundâncias do processo  $r$  apresenta picos próximos a  $A = 80, 130$  e  $195$ .

### 2.4.1 Sítio de Produção do Processo $r$

Ainda não é bem estabelecido qual o sítio onde o processo  $r$  ocorre. Entre os sítios sugeridos estão 2 grupos de supernovas de colapso gravitacional do núcleo (SN II) sendo o primeiro grupo SN II de massas mais baixas,  $8-10 M_\odot$ , e o segundo de massas mais altas,  $M \geq 20 M_\odot$  (Wasserburg & Qian 2000; Qian 2000, 2001). Outro sítio proposto é a

fusão de estrelas de nêutrons (FEN) (Rosswog *et al.* 1999, 2000). Um quarto sítio são os ventos de estrelas de nêutrons recém nascidas (Woosley & Hoffman 1992; Meyer 1994).

O fato dos elementos  $r$  serem observados em estrelas muito pobres em metais sugerem que esses elementos foram produzidos em eventos de supernovas resultantes da evolução das primeiras estrelas massivas da Galáxia (Snedden *et al.* 1996, 2003; Hill *et al.* 2002; Cowan *et al.* 2002; Ishimaru *et al.* 2004; Honda *et al.* 2004). A despeito desses cenários parecerem promissores, algumas dificuldades são encontradas. Wanajo *et al.* (2001) mostraram que para reproduzir a abundância solar de elementos do processo  $r$ , a proto estrela de nêutrons deve ter características extremas:  $2 M_{\odot}$  e 10 km de raio.

Wanajo *et al.* (2003) estudaram as SN II de 8-10  $M_{\odot}$  como sítio do processo  $r$ . Em seu modelo, até chegar o evento de supernova a estrela progenitora formou um núcleo de O-Ne-Mg de  $1.38 M_{\odot}$ . O meio é rico em nêutrons ( $Y_e \approx 0.14-0.20$ ), propício para uma grande produção de núcleos  $r$ . Como resultado do modelo, eles obtiveram que a massa de elementos do processo  $r$  ejetada por evento é duas vezes maior do que o esperado dos estudos da evolução química da Galáxia, mas eles propõem que somente uma fração dessa massa seja despejada no meio interestelar ficando o restante retido na estrela de nêutrons recém nascida.

Argast *et al.* (2004) modelaram independentemente, SN II de alta massa, baixa massa e FEN como fontes de elementos  $r$ . Os dois grupos de SN II reproduziram adequadamente as abundâncias observadas, sugerindo que elas são fontes válidas de elementos do processo  $r$ . Para que a FEN possa ser considerada a fonte principal de elementos  $r$  algumas restrições devem ser feitas ao modelo: a) A taxa de FEN deve ser  $\geq 10^{-3} \text{ ano}^{-1}$  para que as abundâncias em estrelas de metalicidades muito baixas sejam reproduzidas. Como consequência a massa máxima de elementos  $r$  ejetada por evento deve ser  $\leq 10^{-4} M_{\odot}$  para não exceder as abundâncias observadas na Galáxia; b) a escala de tempo de fusão de uma grande fração de estrelas de nêutrons binárias deve ser  $\sim 1-10 \times 10^6$  ou no máximo  $100 \times 10^6$  anos. Impondo-se estas condições, o enriquecimento do meio interestelar obtido por eles com material da FEN é similar ao obtido com os dois grupos de SN II. Desde que estas condições sejam satisfeitas na natureza, a FEN poderá ser considerada uma boa candidata para abrigar o processo  $r$ .

Woosley & Hoffman (1992) propuseram os ventos de estrelas de nêutrons recém nascidas como o sítio do processo  $r$ . De acordo com Bethe (1990), a temperatura dessa estrela de nêutrons remanescente pode ser tal que  $kT \approx 10 \text{ MeV}$ . Essa estrela de nêutrons esfria por emissão de neutrinos em uma escala de tempo de 10 s. Após esse tempo, o meio é suficientemente rico em nêutrons ( $Y_e \approx 0.33$ ) para que ocorra o processo  $r$  (Qian *et al.* 1993). A distribuição de elementos do processo  $r$  no sistema solar tem sido bem

reproduzida por modelos de ventos de estrelas de nêutrons recém nascidas (Meyer *et al.* 1992; Howard *et al.* 1993; Takahashi *et al.* 1994).

## 2.5 O Processo $p$

O processo  $p$  forma núcleos pesados ricos em prótons. Alguns núcleos estáveis  $s$  e  $r$ , para os quais a captura de nêutrons foi bloqueada, capturam prótons com emissão de radiação gama ( $p,\gamma$ ). Núcleos  $p$  também podem ser sintetizados pela fotodesintegração ( $\gamma,n$ ) de um núcleo pré existente mais rico em nêutrons (especialmente núcleos  $s$ ), possivelmente seguidos pelas cascatas de reações ( $\gamma,p$ ) e/ou ( $\gamma,\alpha$ ).

Quando um núcleo captura vários nêutrons, após certo tempo se inicia uma série de decaimentos  $\beta^-$  até chegar a um isóbaros estável. Por outro lado, um ou dois isóbaros resultantes de decaimentos  $\beta^+$  também serão estáveis. O isóbaros estável de menor  $Z$  ao final do processo de decaimento  $\beta^-$  é chamado de isóbaros de blindagem e os outros, blindados. O terceiro isóbaros estável nunca é produzido via processo  $s$ , mas via captura de prótons por um núcleo pesado já existente sua produção seria possível.

B<sup>2</sup>FH supunham que por um curto período o sistema atinge um quase equilíbrio entre as reações ( $p,\gamma$ ), ( $\gamma,p$ ) e ( $\gamma,n$ ), isto é, ( $p,\gamma$ )  $\rightarrow$  ( $\gamma,p$ ) e ( $p,\gamma$ )  $\rightarrow$  ( $\gamma,n$ ). O fluxo de nêutrons devido à reação ( $\gamma,n$ ) não chegará a ser igual ao fluxo de prótons, de modo que o equilíbrio completo entre prótons, nêutrons e radiação  $\gamma$  nunca será atingido.

Uma equação semelhante à 2.11 pode ser escrita para descrever o equilíbrio no processo  $p$ :

$$\frac{n(A+1, Z+1)}{n(A, Z)} \simeq 10^{-34.07} n_p T_9^{-3/2} e^{Q_p/kT} \quad (2.15)$$

onde  $n_p$  é a densidade numérica de prótons e  $Q_p$  é a energia de separação do próton.

Considerando uma densidade numérica de prótons  $n_p = 10^{26} \text{cm}^{-3}$  e  $T_9 = 2,5$ , a energia de ligação do último próton tal que  $n(A+1, Z+1) \approx n(A, Z)$  resulta em  $Q_p = 4,3 \text{ MeV}$ .

O sítio onde ocorre o processo  $p$  deve ser rico em hidrogênio, com densidade numérica  $\geq 10^2 \text{ g/cm}^3$ , aquecido a temperaturas de  $T_9 = 2-3$ . É possível que eles se originem nas camadas de oxigênio e neônio de estrelas massivas altamente evoluídas durante a fase de pré SN II (Arnould 1976), ou durante a explosão de SN II (Woosley & Howard 1978; Arnould *et al.* 1992, e referências nele contidas), ou supernovas de estrelas tão massivas que propiciam a formação de pares (Rayet *et al.* 1993).

As abundâncias dos núcleos  $p$  são baixas comparadas às dos processos  $s$  e  $r$ , como mostrado pela Fig. 2.4, com picos em  $^{92}\text{Mo}$  e  $^{144}\text{Sm}$ . Um estudo quantitativo da produção do processo  $p$  pode ser encontrado em Rayet *et al.* (1995). Eles utilizaram modelos de pré supernova e de explosão de supernova resultantes de estrelas com fração de massa  $Z = Z_{\odot}$ , dentro de um intervalo de massas  $13 \leq M/M_{\odot} \leq 25$ .

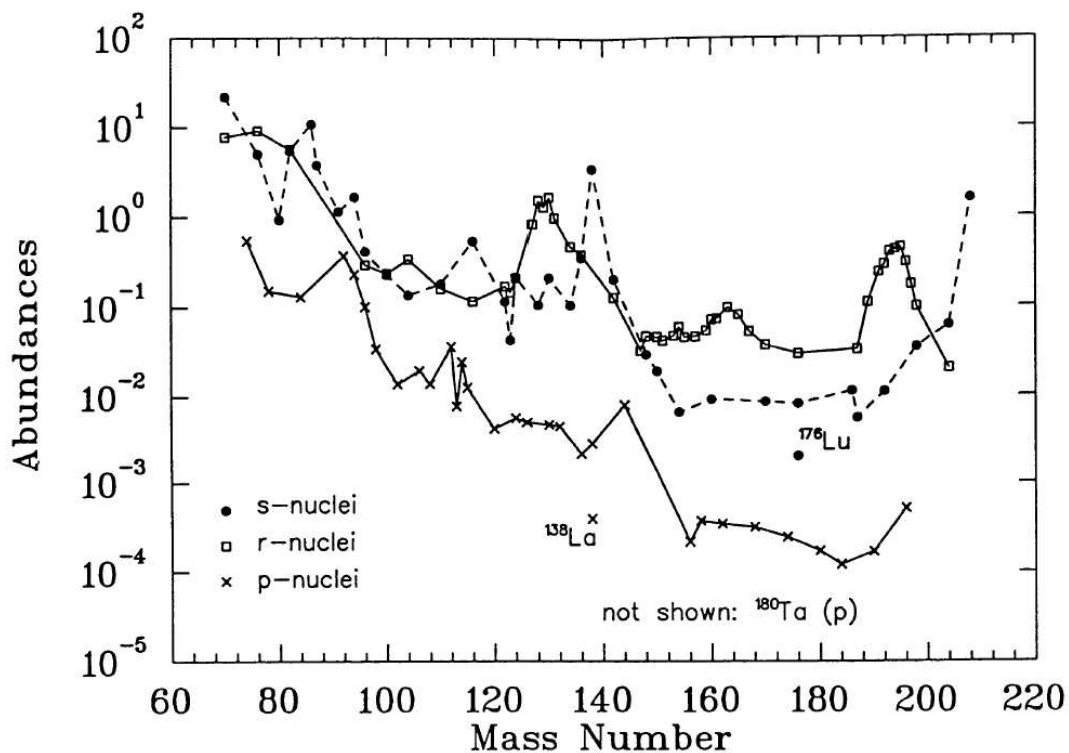


Figura 2.4 Abundâncias do sistema solar dos núcleos  $s$ ,  $r$  e  $p$ , em relação ao  $\text{Si} = 10^6$ . São mostrados somente isótopos para os quais 90% ou mais da produção inferida vem de um único processo. As abundâncias são de Anders & Grevesse (1989) e Käppeler *et al.* (1989). Esta figura foi extraída de Meyer (1994).

# Capítulo 3

## Em Busca de Estrelas Anãs de Bário

### 3.1 Introdução

As estrelas de Bário foram reconhecidas primeiramente como uma classe distinta de objetos por Bidelman & Keenan (1951). As estrelas consideradas como membros deste grupo eram gigantes G e K, as quais mostravam linhas intensas de elementos formados pelo processo  $s$ , particularmente Ba II em  $\lambda 4554 \text{ \AA}$ , e Sr II em  $\lambda 4077 \text{ \AA}$ , bem como bandas moleculares intensas como a banda G ( $\lambda\lambda 4290\text{-}4315 \text{ \AA}$ , devido às inúmeras linhas de CH), CN ( $\lambda 3883 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 4216 \text{ \AA}$ ) e C<sub>2</sub> ( $\lambda 5135 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 5165 \text{ \AA}$ ).

Warner (1965) introduziu a classificação visual das estrelas de Bário de acordo com a intensidade da linha de Ba II  $\lambda 4554 \text{ \AA}$ , que varia numa escala de 1 (para a mais fraca) a 5 (para a mais intensa). Outras classificações foram sugeridas posteriormente (ver Lu 1991). Catchpole *et al.* (1977) usou uma escala de Ba = 1-8. Para estrelas de Bário fracas foram sugeridos termos como “estrelas de Bário marginal” (*marginal barium stars*) por MacConnell *et al.* (1972), Ba = 0 por Morgan & Keenan (1973), “estrelas de Bário moderadas” (*mild-barium stars*) por Pilachowski (1977), “estrelas semi-bário” (*semibarium stars*) com uma escala Ba = 0.1-0.9 por Keenan & Pitts (1981), entre outros. Estas classificações não têm relação direta com a abundância da estrela, mas somente com a intensidade da linha de Ba II  $\lambda 4554 \text{ \AA}$ .

Apesar deste grupo ter sido definido há várias décadas, existe uma carência de estudos detalhados em alta resolução para seus membros de modo que ainda existem incertezas quanto à classificação espectral, classe de luminosidade bem como a origem e formação das estrelas de Bário disponíveis na literatura. O presente trabalho pretende esclarecer a classificação de algumas dessas estrelas.



Inicialmente, acreditava-se que todas elas estivessem fora da Seqüência Principal (SP), mas estudos mais recentes têm indicado que algumas dessas estrelas podem ser anãs (Tomkin *et al.* 1989; North *et al.* 1994). Evidências espectroscópicas, fotométricas e estatísticas referentes às anãs de Bário, comprovam a idéia de que essas estrelas podem ser de SP, e possivelmente as progenitoras das gigantes de Bário (North *et al.* 1994; Barbuy *et al.* 1992).

McClure *et al.* (1980) descobriram que a maioria, se não todas as estrelas de Bário mostram variações da velocidade radial sugerindo companheiras. Esta idéia vem sendo confirmada por trabalhos posteriores (McClure 1983, 1984; Udry *et al.* 1998a,b). Böhm-Vitense (1980) e Böhm-Vitense & Johnson (1985) observaram um excesso de ultravioleta nas estrelas de Bário  $\zeta$  Cap e  $\xi$  Ceti, respectivamente, o que poderia ser explicado por companheiras anãs brancas.

A hipótese de que todas as estrelas de Bário pertençam a um sistema binário forneceu uma explicação interessante para a peculiaridade apresentada por elas. Neste cenário, a estrela inicialmente mais massiva evolui até o ramo assintótico das gigantes, fase em que o processo *s* tem lugar, passa pela fase de pulsos térmicos e pelos eventos de terceira dragagem os quais trazem para a superfície da estrela carbono e elementos *s* recém processados em seu interior e, em seguida, transfere material enriquecido para a companheira, a qual é transformada em uma estrela peculiar. Bond *et al.* (2003) descobriram uma nebulosa planetária em Cassiopéia, cuja estrela central é do tipo tardio com sobreabundância de carbono e elementos do processo *s*, características das estrelas de Bário, porém, até o momento não foi observado um excesso no UV. Nas nebulosas planetárias Abell 35 (Jacoby 1981; Thévenin & Jasniewicz 1997) e LoTr5 (Jasniewicz *et al.* 1996; Thévenin & Jasniewicz 1997) também foram observadas estrelas ricas em bário e outros elementos do processo *s*. Nestes dois casos, foi detetada uma estrela central quente com o IUE, indicando que os núcleos dessas nebulosas planetárias contêm um sistema binário composto por uma estrela quente, a qual ioniza a nebulosa, e uma estrela G. Jeffries & Smalley (1996) observaram o sistema binário 2REJ0357+283 composto de uma anã branca e uma anã K com excesso de elementos do processo *s* e de alta rotação, que pode ser devida à transferência de massa da progenitora da anã branca, quando estava na fase de AGB. Estes achados vão de encontro à atual hipótese sobre a origem desta classe de estrelas.

No entanto, Dominy & Lambert (1983), analisando espectros do IUE (*International Ultraviolet Explorer*) não encontraram excesso de UV para algumas das estrelas de Bário de seu programa colocando em cheque a hipótese de que todas as estrelas de Bário tenham companheiras anãs brancas. Böhm-Vitense *et al.* (2000) encontraram excesso

de UV para a maioria das estrelas de Bário observadas por eles, porém os tempos de resfriamento estimados para as supostas companheiras anãs brancas, em alguns casos, eram muito grandes ou até mesmo maiores do que o tempo de evolução da estrela de Bário. Caso a hipótese de binaricidade não seja comprovada para todas as estrelas do grupo, deverá ser buscada outra explicação para sua origem.

Mas quando ocorreria essa transferência de matéria? Alguns trabalhos vêm estudando o que aconteceria se essa transferência ocorresse quando a estrela secundária ainda estivesse na fase de anã. De acordo com Barbuy *et al.* (1992), as observações indicam que as anomalias das anãs de Bário são comparáveis às das gigantes de Bário. Isto pode ser uma evidência de que a matéria acretada sofre uma mistura rápida com o material do envoltório. Na ausência desta mistura rápida, haveria uma grande concentração de material enriquecido em uma camada fina do envoltório da anã, a qual apresentaria uma peculiaridade muito mais acentuada do que apresentam as gigantes. Posteriormente, ao passar pela primeira dragagem a diluição da camada fina de material enriquecido destruiria os traços de estrela de Bário. Sendo assim, esta observação apóia a idéia de que as anãs de Bário podem ser as progenitoras das gigantes de Bário.

Atualmente novos trabalhos da literatura vêm discutindo sobre a formação dos elementos  $s$ , trazendo à tona novamente a fonte de nêutrons  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  (Gay & Lambert 2000). A observação de estrelas anãs de Bário é importante para testar os diferentes cenários de produção de nêutrons e elementos pesados.

## 3.2 Observações e Preparação dos Espectros

Para construir a presente amostra, foram escolhidos dois trabalhos que visam procurar anãs entre as estrelas de Bário. O primeiro artigo foi Gómez *et al.* (1997), no qual os autores obtiveram as magnitudes absolutas a partir de dados cinemáticos para uma amostra de 318 estrelas de Bário, e as classificaram em 3 grupos. O primeiro grupo era constituído por estrelas muito brilhantes ( $M_v = -1.5$   $\sigma = 0.5$ ), o segundo por estrelas pertencentes ao ramo das gigantes vermelhas ( $M_v=0.9$   $\sigma = 0.8$ ) e o terceiro por anãs ou subgigantes ( $M_v=3.3$   $\sigma = 0.5$ ). O segundo artigo foi North *et al.* (1994). Desta vez, a partir de dados fotométricos e espectroscópicos, os autores analisaram uma amostra de estrelas classificadas anteriormente como subgigantes CH ou até mesmo gigantes, cuja análise indicou a existência de anãs.

A amostra deste trabalho é constituída das seguintes estrelas: HD 749, HR 107, HD 5424, HD 8270, HD 12392, HD 13551, HD 22589, HD 27271, HD 48565, HD 76225,

HD 87080, HD 89948, HD 92545, HD 106191, HD 107574, HD 116869, HD 123396, HD 123585, HD 147609, HD 150862, HD 188985, HD 210709, HD 210910, HD 222349, BD+18 5215, HD 223938. Mennessier *et al.* (1997) identificaram as estrelas HD 5424, HD 13551, HD 116869 e HD 123396 como estrelas do halo a partir da cinemática e da localização no diagrama HR disponível. As outras 15 estrelas em comum com o presente trabalho foram identificadas por eles como estrelas de disco.

Os espectros das candidatas a anãs de Bário foram obtidos em alta resolução ( $R \sim 48000$ ) e alta razão sinal-ruído ( $S/R \sim 100-250$ ) com o espectrógrafo FEROS (*Fiber Fed Extended Range Optical Spectrograph*) (Kaufer *et al.* 2000), no telescópio de 1,52m do ESO (*European Southern Observatory*), em fevereiro e outubro/2000, janeiro e outubro/2001 e janeiro e julho/2002. A região coberta é  $\lambda\lambda 3560 - 9200 \text{ \AA}$ . Os tempos de exposição mostrados na Tab. 3.1 variaram de acordo com a magnitude V de cada estrela. Estas observações foram possíveis graças a um acordo com o ESO envolvendo o ON (Observatório Nacional) e o IAG através do processo FAPESP n° 1998/10138-8. O FEROS possui duas fibras, com abertura de entrada de 2.7 arcsec, as quais gravam simultaneamente a luz da estrela e a luz de fundo. O detetor é um CCD com 2948x4096 pixels de 15  $\mu\text{m}$ . A redução dos espectros é feita automaticamente pelo sistema DRS (*On-line Data Reduction Software*), criado no ambiente MIDAS dentro da rotina de aquisição de dados do sistema acoplado ao FEROS. A redução consiste na subtração do bias e luz espalhada no CCD, extração das ordens, divisão pelo espectro da lâmpada de *flatfield* e calibração do comprimento de onda através do espectro de uma lâmpada de ThAr. Os espectros são corrigidos pela velocidade baricêntrica, que leva em conta o movimento da Terra ao redor do baricentro Terra-Lua e a órbita do baricentro ao redor do Sol. Um espectro médio é calculado para as ordens superpostas e é feita a junção das ordens. Na Tab. 3.1 estão as velocidades radiais heliocêntricas de cada estrela, determinadas com a tarefa RVIDLINES do IRAF.

Antes de medir as larguras equivalentes é necessário corrigir o desvio para o vermelho ou azul dos espectros. Isto foi feito com a utilização das tarefas RVIDLINE e DOPCOR do pacote IRAF. A faixa em comprimento de onda dos espectros é muito grande, o que dificulta o tratamento do espectro. Para facilitar, os espectros foram divididos em partes de 100  $\text{\AA}$  cada uma com a tarefa SCOPY. Em seguida, cada parte foi normalizada com a tarefa CONTINUUM. Desta forma, o espectro fica preparado para se medir as larguras equivalentes com a tarefa SPLOT.

As observações fotométricas foram realizadas com o FOTRAP (Fotômetro Rápido) instalado no telescópio ZEISS do LNA (Laboratório Nacional de Astrofísica) em junho, agosto e setembro/2001 e maio e julho/2002. Estes dados foram reduzidos com o pro-

Tabela 3.1 Resumo das observações fotométricas (fot) e espectroscópicas (esp). A razão sinal-ruído foi medida na região de  $\lambda 5000 \text{ \AA}$ . A velocidade radial é mostrada na coluna 6. Referências: 1 - Gómez *et al.* (1997); 2 - North *et al.* (1994); 3 - Tomkin *et al.* (1989)

estrela	data <sub>fot</sub>	data <sub>esp</sub>	T <sub>exp</sub>	S/R	v <sub>r</sub>	fonte
HD749	31/08/2001	17/01/2001	1800	200	15.47	1
HR107	16/07/2002	05/10/2001	600	200	9.76	3
HD5424	01/09/2001	17/01/2001	3000	100	-1.56	1
HD8270	01/09/2001	14/02/2000	1800	150	14.97	1
HD12392	31/08/2001	17/01/2001	2700	120	-25.38	1
HD13551	01/09/2001	14/02/2000	2700	100	34.79	1
HD22589	01/09/2001	14/02/2000	2700	200	-28.90	1
HD27271	01/09/2001	14/02/2000	1800	250	-16.65	1
HD48565	...	23/01/2002	600	250	-33.67	2
HD76225	18/05/2002	23/01/2002	1200	150	-1.34	2
HD87080	18/05/2002	14/02/2000	2700	120	8.10	1
HD89948	18/05/2002	14/02/2000	1800	250	6.01	1
HD92545	18/05/2002	23/01/2002	1200	150	-0.16	2
HD106191	19/05/2002	03/07/2002	3600	100	0.68	2
HD107574	18/05/2002	23/01/2002	1320	200	0.78	2
HD116869	18/05/2002	14/02/2000	3600	150	-9.84	1
HD123396	19/05/2002	15/02/2000	3600	150	26.64	1
HD123585	18/05/2002	04/07/2002	7200	100	27.87	1,2
HD147609	18/05/2002	04/07/2002	3600	120	-19.39	2
HD150862	18/05/2002	04/07/2002	3600	150	50.38	2
HD188985	19/05/2002	04/10/2001	1800	130	8.17	1,2
HD210709	26/06/2001	18/10/2000	2700	100	27.01	1
HD210910	27/06/2001	19/10/2000	2400	200	-9.86	1
HD222349	15/07/2002	02/10/2001	2400	150	27.65	2
BD+185215	...	05/10/2001	3600	100	-33.98	2
HD223938	15/07/2002	18/10/2000	2700	250	-0.85	1

grama mags.exe disponível no LNA.

A Tab. 3.1 mostra o resumo das observações espectroscópicas e fotométricas.

## 3.3 Parâmetros Estelares

### 3.3.1 Temperaturas Efetivas

As temperaturas efetivas foram determinadas a partir de dados fotométricos, utilizando-se calibrações cor-temperatura disponíveis na literatura, as quais serão descritas em seções subseqüentes.

As origens dos dados fotométricos são:

a) obtidos em cinco turnos de observações no LNA: cores (B-V), (V-R), (R-I);

b) coletados na literatura: SIMBAD (B-V), Catálogo do Hipparcos ((B-V) e (V-I)), Catálogo do 2MASS (JHK<sub>s</sub>), Catálogo Geral de dados fotométricos (magnitudes B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, G e V<sub>1</sub> do sistema de Geneva).

#### Cores

A Tab. 3.2 mostra as cores e magnitudes coletadas.

1) SIMBAD

<http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

Aqui encontram-se as magnitudes B e V no sistema Johnson, das quais obtém-se 6 valores da coluna 2 da Tab. 3.2, conforme indicado.

2) *Hipparcos e Tycho Catalogues*, encontrados no endereço:

<http://astro.estec.esa.nl/Hipparcos>

Nesta fonte encontram-se (B-V) e V no sistema Johnson, mostradas nas colunas 4 e 10 da Tab. 3.2, respectivamente, e as magnitudes Tycho B e V. A coluna 3 da Tab. 3.2 mostra a cor Tycho (B-V) transformada para o sistema Johnson, de acordo com Perryman *et al.* (1995)

$$(B_T - V_T) = 1.2(B - V)_J.$$

A magnitude V não foi medida diretamente de observações do Hipparcos, mas sim, derivada utilizando uma série de transformações de acordo com o tipo estelar e as in-

formações fotométricas disponíveis. O erro em V foi estimado em 0.01 para todas as estrelas. Da mesma forma, o índice de cor (B-V) não foi derivado diretamente de observações do Hipparcos. Ele foi determinado de observações tomadas no solo já existentes ou derivado por transformações de (B - V) Tycho, levando em conta o tipo espectral e classe de luminosidade das estrelas. Encontram-se também nesta página a cor (V-I) do sistema Cousins, igualmente baseado em observações do solo. Os valores  $(V-I) < 1.5$  mag e  $\sigma_{V-I} > 0.25$  mag fornecidos pelo catálogo foram considerados de qualidade inaceitável, portanto, listamos seus valores apenas para comparação com dados do LNA.

3) Catálogo do projeto 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*), encontrado no endereço: <http://ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky> (Skrutskie *et al.* 1997).

Este catálogo fornece dados no infravermelho (J, H,  $K_s$ ), em um sistema fotométrico próprio. Através da página do SIMBAD, foi possível encontrar 24 estrelas da amostra catalogadas, cujas magnitudes são mostradas nas colunas 11, 12 e 13 da Tab. 3.2:

As cores do 2MASS,  $(H-K_s)_{2m}$ ,  $(J-K_s)_{2m}$  e  $(J-H)_{2m}$  e a magnitude  $K_s$  foram transformadas para o sistema MSO com expressões dadas por Carpenter (2001) e Bessell & Brett (1988):

$$(H - K)_{AAO} = ((H - K_s)_{2m} - 0.032)/0.974$$

$$(J - K)_{AAO} = ((J - K_s)_{2m} - 0.024)/0.943$$

$$(J - H)_{AAO} = (J - H)_{2m}/0.924$$

$$(H - K)_{MSO} = ((H - K)_{AAO} + 0.001)/0.982$$

$$(J - K)_{MSO} = -0.004 + 0.956(J - K)_{AAO}$$

$$(J - H)_{MSO} = ((J - H)_{AAO} - 0.011)/1.056$$

$$K_{AAO} = K_s + 0.021(J - K)_{AAO} + 0.032$$

$$(V - K)_{AAO} = V - K_{AAO}$$

$$(V - K)_{MSO} = ((V - K)_{AAO} + 0.003)/0.994.$$

Nestas últimas expressões, foram utilizados os valores de V da coluna 10 da Tab. 3.2.

Em Carpenter (2001) são dadas as relações entre os sistemas 2MASS e CIT e em Alonso *et al.* (1998) entre CIT e TCS:

$$(V - K)_{TCS} = 0.998(V - K_s) - 0.002$$

$$(J - H)_{TCS} = 0.911(J - H)_{2m} + 0.031$$

$$(J - K)_{TCS} = 0.960(J - K)_{2m} + 0.002.$$

Aqui também foram utilizados os valores de V da coluna 10 da Tab. 3.2.

4) *The General Catalogue Photometric Data* de J.C. Mermilliod, B. Hauck, M. Mermilliod, encontrado na rede no endereço: <http://obswww.unige.ch/gcpd/gcpd.html>.

Desta fonte foram coletadas as magnitudes  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $V_1$  e G do sistema de Geneva para 19 estrelas, mostradas na Tab. 3.2.

5) Observações no LNA:

As observações fotométricas realizadas no LNA com o FOTRAP no telescópio ZEISS, forneceram dados para preencher as lacunas existentes em relação às cores. Neste equipamento obtém-se a magnitude V juntamente com as cores (U-B), (B-V), (V-R) e (R-I) do sistema Cousins, como descrito em Jablonski *et al.* (1994). Pode-se obter (V-I) somando-se (V-R) e (R-I). A Tab. 3.2 mostra as cores obtidas.

Tabela 3.2 Cores e magnitudes coletadas. Os subscritos significam: “T” é a relação das cores Tycho, “H” obtida da página do Hipparcos, “S” obtida da página do SIMBAD e “L” cores observadas no LNA. A magnitude V é a do Hipparcos (\* indica magnitude V do SIMBAD); JHK<sub>s</sub> são as magnitudes do 2MASS. O erro em V-Hipparcos é 0.01 e do V-SIMBAD foi estimado em 0.05. B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, V<sub>1</sub> e G são as magnitudes do sistema de Geneva.

estrela	(B-V) <sub>S</sub>	(B-V) <sub>T</sub>	(B-V) <sub>H</sub>	(B-V) <sub>L</sub>	(V-I) <sub>T</sub>	(V-I) <sub>L</sub>	(V-R) <sub>L</sub>	(R-I) <sub>L</sub>	V	J	H	K <sub>s</sub>	B <sub>1</sub>	B <sub>2</sub>	V <sub>1</sub>	G
HD 749	1.130	1.105	1.126(12)	1.126	1.09	1.096	0.581	0.515	7.91	6.054(15)	5.563(35)	5.385(9)	...	...	...	...
HR 107	0.430	0.383	0.447(5)	0.408	0.52	0.506	0.245	0.261	6.05	5.201(33)	5.057(11)	4.942(13)	0.992	1.401	1.172	1.525
HD 5424	1.130	1.110	1.141(2)	1.169	1.04	1.003	0.521	0.482	9.48	7.664(21)	7.148(65)	7.015(15)	1.372	1.117	0.283	0.466
HD 8270	0.490	0.479	0.537(17)	0.539	0.61	0.664	0.334	0.330	8.82	7.846(15)	7.570(29)	7.524(15)	1.013	1.352	1.063	1.390
HD 12392	1.060	...	...	1.126	...	0.842	0.460	0.382	8.49*	6.799(23)	6.323(47)	6.231(31)	...	...	...	...
HD 13551	0.550	0.537	0.599(24)	0.522	0.67	0.682	0.351	0.331	9.32	...	...	...	1.014	1.363	1.076	1.420
HD 22589	0.710	...	...	0.752	...	0.806	0.419	0.387	8.97*	7.697(19)	7.383(55)	7.265(11)	...	...	...	...
HD 27271	1.000	0.982	1.011(17)	1.028	0.99	1.051	0.542	0.509	7.53	5.839(9)	5.373(37)	5.270(11)	...	...	...	...
HD 48565	0.528	0.517	0.562(22)	...	0.64	...	...	...	7.20	6.122(19)	5.884(25)	5.806(17)	1.007	1.355	1.028	1.352
HD 76225	0.510	0.507	0.567(22)	0.522	0.64	0.594	0.300	0.294	9.23	8.250(19)	8.029(43)	7.979(39)	1.017	1.359	1.058	1.390
HD 87080	0.780	0.762	0.775(12)	0.761	0.81	0.797	0.405	0.392	9.40	8.001(23)	7.680(37)	7.567(19)	1.120	1.275	0.769	1.050
HD 89948	0.500	0.487	0.545(11)	0.543	0.62	0.612	0.309	0.303	7.50	6.498(21)	6.266(37)	6.189(19)	1.036	1.338	1.021	1.347
HD 92545	0.470	0.457	0.503(3)	0.500	0.58	0.592	0.299	0.293	8.55	7.548(15)	7.347(19)	7.282(23)	1.016	1.362	1.080	1.412
HD 106191	0.680	...	...	0.600	...	0.643	0.323	0.320	10.00*	8.935(18)	8.672(21)	8.586(21)	1.053	1.330	0.966	1.284
HD 107574	0.400	0.397	0.441(8)	0.434	0.51	0.524	0.263	0.261	8.55	7.660(17)	7.460(39)	7.415(17)	0.983	1.384	1.153	1.505
HD 116869	0.970	0.949	1.040(15)	1.041	1.01	0.997	0.520	0.477	9.49	7.764(19)	7.213(25)	7.143(19)	...	...	...	...
HD 123396	1.180	1.152	1.190(15)	1.224	1.15	1.178	0.598	0.580	8.97	6.885(23)	6.301(55)	6.144(17)	...	...	...	...
HD 123585	0.520	0.506	0.519(12)	0.505	0.59	0.555	0.285	0.270	9.28	8.349(27)	8.115(39)	8.081(19)	1.015	1.362	1.061	1.405
HD 147609	0.470	0.556	0.600(15)	0.584	0.67	0.655	0.332	0.323	8.57	...	...	...	1.010	1.359	1.078	1.421
HD 150862	0.490	...	...	0.515	...	0.578	0.296	0.282	9.17*	8.244(25)	8.023(31)	8.009(27)	1.020	1.355	1.068	1.399
HD 188985	0.480	0.474	0.532(17)	0.550	0.60	0.604	0.300	0.304	8.55	7.546(13)	7.320(27)	7.231(23)	1.034	1.345	1.019	1.347
HD 210709	1.060	1.038	1.103(5)	1.117	1.07	1.051	0.559	0.492	9.23	7.354(17)	6.863(33)	6.711(19)	...	...	...	...
HD 210910	1.100	1.077	1.100(30)	1.086	1.06	1.133	0.596	0.537	8.49	6.548(11)	5.981(27)	5.857(19)	1.307	1.144	0.344	0.513
HD 222349	0.500	...	...	0.495	...	0.571	0.287	0.284	9.20*	8.257(29)	8.031(41)	7.940(25)	1.001	1.365	1.082	1.421
BD+18 5215	0.370	...	...	...	...	...	...	...	9.74*	8.795(27)	8.560(30)	8.535(11)	0.991	1.368	1.110	1.452
HD 223938	0.890	0.867	0.905(14)	0.873	0.91	0.893	0.461	0.432	8.62	7.070(7)	6.651(31)	6.504(13)	...	...	...	...



Tabela 3.3 Coordenadas equatoriais e galácticas das estrelas de Bário. Os números entre parênteses são os erros nas últimas casas decimais. As distâncias  $D_M$  são de Mennessier *et al.* (1997); distâncias  $D_H$  foram calculadas diretamente da paralaxe Hipparcos ( $D=1/\pi$ );  $D_g$  são as distâncias estimadas a partir da espectroscopia para as estrelas sem paralaxe Hipparcos.

estrela	$\alpha$ (2000)	$\delta$ (2000)	$\pi_H$ (mas)	$D_H$ (kpc)	$D_M$ (kpc)	$D_g$ (kpc)	l	b
HD 749	00:11:38	-49:39:20	7.11(1.08)	0.141(20)	0.161(23)	...	319.03	-66.21
HR 107	00:28:20	+10:11:23	27.51(0.86)	0.036(1)	...	...	113.62	-52.26
HD 5424	00:55:44	-27:53:36	0.22(1.42)	4.5(20.0)	0.979(344)	...	251.97	-88.78
HD 8270	01:21:10	-47:31:48	13.43(1.16)	0.074(6)	0.078(7)	...	288.97	-68.78
HD 12392	02:01:23	-04:48:10	...	...	...	0.219(30)	162.77	-62.14
HD 13551	02:10:09	-60:45:31	8.91(0.88)	0.112(10)	0.118(12)	...	286.75	-53.83
HD 22589	03:37:55	-06:58:25	...	...	...	0.249(20)	193.68	-45.71
HD 27271	04:18:34	+02:28:17	6.01(1.13)	0.166(30)	0.168(15)	...	190.74	-32.02
HD 48565	06:44:55	+20:51:38	21.77(1.07)	0.046(2)	0.046(2)	...	193.53	+ 7.97
HD 76225	08:54:01	-26:54:56	3.37(1.11)	0.297(98)	0.208(32)	...	251.43	+11.42
HD 87080	10:02:01	-33:41:11	7.90(1.39)	0.127(22)	0.160(27)	...	267.02	+17.12
HD 89948	10:22:22	-29:33:23	23.42(0.93)	0.043(2)	0.043(2)	...	268.02	+23.03
HD 92545	10:40:58	-12:11:44	7.82(1.05)	0.128(17)	0.120(13)	...	259.85	+39.52
HD 106191	12:13:11	-15:13:56	...	...	...	0.145(20)	289.43	+46.63
HD 107574	12:21:52	-18:24:00	5.02(1.06)	0.199(42)	...	...	293.17	+43.91
HD 116869	13:26:38	-04:26:46	4.3(25.3)	4.3(25.3)	0.703(172)	...	319.33	+57.30
HD 123396	14:09:36	-44:22:01	8.75(1.39)	0.114(18)	0.121(11)	...	317.36	+16.30
HD 123585	14:17:33	-83:32:52	1.73(0.86)	0.578(287)	0.834(295)	...	305.46	-21.10
HD 147609	16:21:52	+27:22:27	16.64(0.99)	0.060(4)	...	...	45.97	+43.60
HD 150862	16:44:44	-25:12:59	...	...	...	0.74(10)	355.20	+13.21
HD 188985	19:59:58	-48:58:32	14.06(1.18)	0.071(6)	0.074(6)	...	350.01	-31.07
HD 210709	22:12:54	-35:25:51	-0.10(1.37)	...	0.197(29)	...	9.08	-55.37
HD 210910	22:13:42	-03:46:31	6.13(1.16)	0.163(31)	0.195(32)	...	57.73	-45.72
HD 222349	23:40:01	-56:44:26	...	...	...	0.168(20)	321.31	-57.77
BD+18 5215	23:46:56	+19:28:22	...	...	...	0.153(20)	102.68	-40.85
HD 223938	23:53:50	-50:00:00	4.42(1.21)	0.226(62)	0.218(36)	...	324.82	-64.61

## Extinção do meio interestelar

Obtidas as cores, é necessário corrigir a extinção do meio interestelar. O parâmetro de extinção  $A_v$  foi considerado nulo para as estrelas mais próximas do que 70 pc, de acordo com Vergely *et al.* (1998). Para as outras, foi utilizado o trabalho de Chen *et al.* (1998), cuja lei de extinção para a vizinhança solar é:

$$A_v(r, l, b) = 0,000 \pm 0,005 \text{ para } |b| > 50$$

$$A_v(r, l, b) = 0.165(1.192 - |\tan b|) |\csc b| [1 - \exp(-r |\sin b|) h_o^{-1}] \quad (3.1)$$

para  $10 < |b| \leq 50$ , onde  $h_o = 120$  pc é a altura característica das estruturas de extinção.

A estimativa de erro dada por Chen *et al.* (1998) é:

$$\sigma_{Av(obs)} = \Delta Av(obs)_{cal} + \Delta Av(obs)_r$$

onde  $\Delta Av(obs)_{cal}$  é o erro da calibração aproximadamente igual a 0.1 mag e  $\Delta Av(obs)_r$  o erro na extinção devido ao erro da distância. Eles consideram como primeira aproximação que a determinação da distância e  $Av(obs)$  não são correlacionadas, e que o erro relativo da distância é 0.25. Então

$$\sigma_{Av(obs)} = 0.1 + 0.25 Av(obs). \quad (3.2)$$

Chen *et al.* (1998) usaram aglomerados abertos para estudar a distribuição de extinção do meio interestelar, evitando assim os erros individuais que ocorrem com a utilização de estrelas isoladas.

Luri *et al.* (1996) utilizam um método baseado na máxima verossimilhança para calibrar luminosidades estelares. A partir desse método, e utilizando as paralaxes Hipparcos, Mennessier *et al.* (1997) determinaram distâncias para uma extensa amostra de estrelas de Bário, e entre elas, dezoito das estrelas estudadas no presente trabalho, mostradas na coluna 6 da Tab. 3.3. As distâncias determinadas por este método são algo diferentes daquelas determinadas diretamente da paralaxe Hipparcos ( $D_H = 1/\pi_H$ ;  $\sigma_D = D_H^2 \sigma_\pi$ , coluna 5 da Tab. 3.3). Este método possibilita a determinação de distâncias de estrelas para as quais a incerteza na paralaxe Hipparcos é muito grande, como é o caso de HD 5424 e HD 116869. Sendo assim, no presente trabalho foram utilizadas as distâncias de Mennessier *et al.* (1997) e, na falta delas,  $D_H = 1/\pi_H$ . As paralaxes trigonométricas e as coordenadas galácticas Hipparcos foram coletadas na página do SIMBAD, e são

mostradas na Tab. 3.3. Na falta das duas opções citadas acima, as distâncias foram determinadas através da expressão

$$V - M_v = 5 \log D - 5$$

utilizando a suposição de Gómez *et al.* (1997) de que as estrelas sejam subgigantes com magnitude absoluta  $M_v = 3.3$  e, em seguida, supondo que elas sejam anãs com  $M_v = 4.5$ . De acordo com os critérios adotados,  $A_v = 0$  para 2 dessas estrelas. Porém, para 4 delas a extinção depende muito da distância. Isto ocorre para estrelas com módulo da latitude galáctica pequeno, uma vez que quanto mais próxima ao disco estiver a estrela, maior a quantidade de matéria sua luz deve atravessar antes de chegar até nós. Mesmo para latitudes galácticas maiores pode ocorrer grande extinção caso existam muitas nuvens ou poeira na linha de visada. Nestes casos de variação na extinção, foi utilizada a média de  $A_v$  como valor inicial para o cálculo do excesso de cor.

Para as diversas cores, as expressões do avermelhamento como função de  $E(B-V)$ , foram calculadas pelas relações de Cardelli *et al.* (1989), utilizando-se os comprimentos de onda efetivos das bandas tirados de Bessell & Brett (1988) e Bessell (1979):

$$B \rightarrow \lambda_{ef} = 4400\text{Å}; V \rightarrow \lambda_{ef} = 5450\text{Å}; R \rightarrow \lambda_{ef} = 6400\text{Å}; I \rightarrow \lambda_{ef} = 7900\text{Å};$$

$J \rightarrow \lambda_{ef} = 12200\text{Å}; H \rightarrow \lambda_{ef} = 16300\text{Å}; K \rightarrow \lambda_{ef} = 21900\text{Å}$ , resultando nas seguintes equações :

$$E(V - I) = 1.23E(B - V)$$

$$E(V - R) = 0.52E(B - V)$$

$$E(R - I) = 0.72E(B - V)$$

$$E(V - K) = 2.77E(B - V)$$

$$E(H - K) = 0.22E(B - V)$$

$$E(J - H) = 0.34E(B - V)$$

$$E(J - K) = 0.55E(B - V),$$

sendo  $E(B-V)$  calculado pela expressão de Bessell & Brett (1988)

$$A_v = 3.12E(B - V).$$

Tabela 3.4 Avermelhamento, cujo  $A_v$  foi calculado com as distâncias da Tab. 3.3, conforme explicado no texto.

estrela	$A_v$	E(B-V)	E(V-I)	E(V-R)	E(R-I)	E(V-K)	E(H-K)	E(J-K)	E(J-H)	E(B <sub>2</sub> -V <sub>1</sub> )	E(B <sub>2</sub> -G)	E(B <sub>1</sub> -B <sub>2</sub> )
HD 749	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	...	...	...
HR 107	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 5424	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 8270	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 12392	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	...	...	...
HD 13551	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 22589	0.030(108)	0.010	0.012	0.005	0.007	0.027	0.002	0.005	0.003	...	...	...
HD 27271	0.092(123)	0.029	0.036	0.015	0.021	0.082	0.006	0.016	0.010	...	...	...
HD 48565	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 76225	0.038(109)	0.012	0.015	0.006	0.009	0.034	0.003	0.007	0.004	0.009	0.012	0.004
HD 87080	0.161(140)	0.052	0.063	0.027	0.037	0.143	0.011	0.028	0.018	0.039	0.053	0.018
HD 89948	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 92545	0.045(111)	0.014	0.018	0.007	0.010	0.040	0.003	0.008	0.005	0.010	0.014	0.005
HD 106191	0.018(105)	0.006	0.007	0.003	0.005	0.016	0.001	0.003	0.002	0.004	0.006	0.002
HD 107574	0.037(109)	0.012	0.015	0.006	0.009	0.033	0.003	0.007	0.004	0.009	0.012	0.004
HD 116869	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	...	...	...
HD 123396	0.061(115)	0.020	0.024	0.010	0.014	0.054	0.004	0.011	0.007	...	...	...
HD 123585	0.130(132)	0.042	0.051	0.022	0.030	0.115	0.009	0.023	0.014	0.031	0.043	0.015
HD 147609	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD 150862	0.090(123)	0.029	0.035	0.015	0.021	0.080	0.006	0.016	0.010	0.022	0.029	0.010
HD 188985	0.051(113)	0.016	0.020	0.008	0.012	0.045	0.004	0.009	0.006	0.012	0.016	0.006
HD 210709	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	...	...	...
HD 210910	0.026(106)	0.008	0.010	0.004	0.006	0.023	0.002	0.005	0.003	0.006	0.008	0.003
HD 222349	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
BD+18 5215	0.047(112)	0.015	0.019	0.008	0.011	0.042	0.003	0.008	0.005	0.011	0.015	0.005
HD 223938	0.0(1)	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	...	...	...

Tabela 3.5 Cores corrigidas pela relação de avermelhamento da Tab. 3.4. Os subscritos têm os seguintes significados: S-SIMBAD; T-Tycho; H-Hipparcos; L-LNA; sem subíndice: 2MASS ou Geneva

estrela	(B-V) <sub>S</sub>	(B-V) <sub>T</sub>	(B-V) <sub>H</sub>	(B-V) <sub>L</sub>	(V-I) <sub>T</sub>	(V-I) <sub>L</sub>	(V-R) <sub>L</sub>	(R-I) <sub>L</sub>	(V-K)	(H-K)	(J-K)	(J-H)	(B <sub>2</sub> -V <sub>1</sub> )	(B <sub>2</sub> -G)	(B <sub>1</sub> -B <sub>2</sub> )
HD 749	1.130	1.105	1.126	1.126	1.090	1.096	0.581	0.515	2.497	0.154	0.650	0.493	...	...	...
HR 107	0.430	0.383	0.447	0.408	0.520	0.506	0.245	0.261	1.080	0.088	0.234	0.137	0.229	-0.124	-0.409
HD 5424	1.130	1.110	1.141	1.169	1.040	1.003	0.521	0.482	2.437	0.107	0.630	0.518	0.834	0.651	0.255
HD 8270	0.490	0.479	0.537	0.539	0.610	0.664	0.334	0.330	1.268	0.016	0.298	0.272	0.289	-0.038	-0.339
HD 12392	1.060	...	...	1.126	...	0.842	0.460	0.382	2.231	0.064	0.547	0.477	...	...	...
HD 13551	0.550	0.537	0.599	0.522	0.670	0.682	0.351	0.331	...	...	...	...	0.287	-0.057	-0.349
HD 22589	0.700	...	...	0.742	...	0.794	0.414	0.380	1.650	0.089	0.405	0.308	...	...	...
HD 27271	0.971	0.953	0.982	0.999	0.954	1.015	0.527	0.488	2.150	0.069	0.532	0.457	...	...	...
HD 48565	0.528	0.517	0.562	...	0.640	...	...	...	1.367	0.049	0.292	0.233	0.327	0.003	-0.348
HD 76225	0.498	0.495	0.555	0.510	0.625	0.579	0.294	0.285	1.190	0.017	0.239	0.212	0.292	-0.043	-0.346
HD 87080	0.728	0.710	0.723	0.709	0.747	0.734	0.378	0.355	1.663	0.075	0.384	0.301	0.467	0.172	-0.173
HD 89948	0.500	0.487	0.545	0.543	0.620	0.612	0.309	0.303	1.283	0.048	0.285	0.227	0.317	-0.009	-0.302
HD 92545	0.456	0.443	0.489	0.486	0.562	0.574	0.291	0.283	1.204	0.032	0.233	0.191	0.271	-0.064	-0.351
HD 106191	0.674	...	...	0.594	...	0.636	0.320	0.316	1.370	0.056	0.322	0.257	0.359	0.040	-0.279
HD 107574	0.388	0.385	0.429	0.422	0.495	0.509	0.257	0.252	1.075	0.012	0.213	0.190	0.222	-0.133	-0.405
HD 116869	0.970	0.949	1.040	1.041	1.010	0.997	0.520	0.477	2.319	0.041	0.601	0.554	...	...	...
HD 123396	1.160	1.132	1.170	1.204	1.126	1.154	0.588	0.566	2.744	0.128	0.712	0.581	...	...	...
HD 123585	0.478	0.464	0.477	0.463	0.539	0.504	0.263	0.240	1.057	-0.006	0.220	0.215	0.269	-0.086	-0.362
HD 147609	0.470	0.556	0.600(15)	0.584	0.67	0.655	0.332	0.323	...	...	...	...	0.281	-0.062	-0.349
HD 150862	0.461	...	...	0.486	...	0.543	0.281	0.261	1.054	-0.024	0.194	0.206	0.265	-0.073	-0.345
HD 188985	0.464	0.458	0.516	0.534	0.580	0.584	0.291	0.292	1.235	0.054	0.300	0.239	0.314	-0.018	-0.317
HD 210709	1.060	1.038	1.103	1.117	1.070	1.051	0.559	0.492	2.491	0.126	0.623	0.493	...	...	...
HD 210910	1.092	1.069	1.092	1.078	1.050	1.123	0.592	0.531	2.582	0.095	0.667	0.568	0.794	0.623	0.160
HD 222349	0.500	...	...	0.495	...	0.571	0.287	0.284	1.232	0.063	0.293	0.221	0.283	-0.056	-0.364
BD+18 5215	0.355	...	...	...	...	...	...	...	1.136	-0.009	0.227	0.225	0.247	-0.099	-0.382
HD 223938	0.890	0.867	0.905	0.873	0.910	0.893	0.461	0.432	2.087	0.121	0.545	0.419	...	...	...

Para o sistema de Geneva, o avermelhamento adotado foi o dado por Cramer (1999):

$$E(B_2 - V_1) = 0.750E(B - V)$$

$$E(B_2 - G) = 1.014E(B - V)$$

$$E(B_1 - B_2) = 0.351E(B - V).$$

O comprimento de onda médio de cada filtro e a respectiva meia largura deste sistema são (ver Straižys 1992):

$$B_1 \ 4024 \text{ \AA}, \ \Delta\lambda = 395 \text{ \AA}; \ B_2 \ 4480 \text{ \AA}, \ \Delta\lambda = 415 \text{ \AA};$$

$$V_1 \ 5405 \text{ \AA}, \ \Delta\lambda = 465 \text{ \AA}; \ G \ 5805 \text{ \AA}, \ \Delta\lambda = 440 \text{ \AA}.$$

O excesso de cor resultante é mostrado na Tab. 3.4, e as cores corrigidas são mostradas na Tab. 3.5.

### Calibrações Cor-Temperatura

a) Calibrações de grades de Espectros sintéticos por Lejeune *et al.* (1998):

Lejeune *et al.* (1998) (LCB98, daqui em diante) calibraram o fluxo dos espectros sintéticos de Fluks *et al.* (1994) e Bessell *et al.* (1989, 1991) através de comparação com espectros observados. Esta calibração utiliza o sistema fotométrico Cousins para UBVRI e MSO para JHKLMN. As temperaturas determinadas a partir desta calibração são resultados de interpolação linear de dados disponíveis em uma série de tabelas.

b) Calibrações de Alonso *et al.* (1996) e Alonso *et al.* (1999)

As calibrações cor-temperatura de Alonso *et al.* (1996, 1999) resultam da aplicação do método do fluxo infravermelho para grandes amostras de anãs, subanãs e gigantes. Esta calibração utiliza o sistema Johnson para UBVRI e TCS (Telescopio Carlos Sánchez) para JHKLMN. As relações são dadas para  $\theta_{ef} = 5040/T_{ef}$ .

Alonso *et al.* (1996) calibraram a temperatura efetiva para uma grande amostra de estrelas anãs e subanãs. As temperaturas das estrelas usadas variam no intervalo 4000 K <  $T_{ef}$  < 8000 K, e as metalicidades são encontradas no intervalo  $-2.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0$ . As relações válidas para as anãs e subanãs são:

$$\theta_{ef} = 0.541 + 0.533(B - V) + 0.007(B - V)^2 - 0.019(B - V)[Fe/H] - 0.047[Fe/H] - 0.011[Fe/H]^2 \quad (3.3)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.023; \sigma(T_{ef}) = 130 \text{ K.}$$

A equação 3.3 vale nos seguintes intervalos:

$$0.20 \leq (B-V) \leq 1.5 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.30 \leq (B-V) \leq 1.0 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.35 \leq (B-V) \leq 0.9 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.30 \leq (B-V) \leq 0.8 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\theta_{ef} = 0.522 + 1.178(R - I) - 0.320(R - I)^2 - 0.087(R - I)[Fe/H] + 0.057[Fe/H] + 0.005[Fe/H]^2 \quad (3.4)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0,022; \sigma(T_{ef}) = 135 \text{ K.}$$

A equação 3.4 vale nos seguintes intervalos:

$$0.10 \leq (R-I) \leq 1.00 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.20 \leq (R-I) \leq 0.65 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.25 \leq (R-I) \leq 0.55 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.25 \leq (R-I) \leq 0.50 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\theta_{ef} = 0.474 + 0.755(V - R) - 0.005(V - R)^2 + 0.003(V - R)[Fe/H] - 0.027[Fe/H] - 0.007[Fe/H]^2 \quad (3.5)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.015; \sigma(T_{ef}) = 95 \text{ K.}$$

A equação 3.5 vale nos seguintes intervalos:

$$0.25 \leq (V-R) \leq 0.6 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.30 \leq (V-R) \leq 0.6 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.40 \leq (V-R) \leq 0.6 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.40 \leq (V-R) \leq 0.6 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.524 + 0.724(V - R) - 0.082(V - R)^2 - 0.166(V - R)[Fe/H] - \\ & -0.074[Fe/H] - 0.009[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.030; \sigma(T_{ef}) = 115 \text{ K.}$$

A equação 3.6 vale nos seguintes intervalos:

$$0.6 \leq (V-R) \leq 1.40 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.6 \leq (V-R) \leq 0.75 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.6 \leq (V-R) \leq 0.75 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.6 \leq (V-R) \leq 0.70 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\theta_{ef} = 0.424 + 0.610(V - I) - 0.096(V - I)^2 \quad (3.7)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.021; \sigma(T_{ef}) = 113 \text{ K.}$$

A equação 3.7 vale nos seguintes intervalos:

$$0.50 \leq (V-I) \leq 2.50 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.60 \leq (V-I) \leq 1.30 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.70 \leq (V-I) \leq 1.30 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.65 \leq (V-I) \leq 1.20 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.555 + 0.195(V - K) + 0.013(V - K)^2 - 0.008(V - K)[Fe/H] + \\ & +0.009[Fe/H] - 0.002[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.004; \sigma(T_{ef}) = 23 \text{ K.}$$

A equação 3.8 vale nos seguintes intervalos:

$$0.4 \leq (V-K) \leq 1.6 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$



$$0.8 \leq (V-K) \leq 1.6 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$1.1 \leq (V-K) \leq 1.6 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$1.1 \leq (V-K) \leq 1.6 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.566 + 0.217(V - K) + 0.0003(V - K)^2 - 0.024(V - K)[Fe/H] + \\ & + 0.037[Fe/H] - 0.002[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.010; \sigma(T_{ef}) = 37 \text{ K.}$$

A equação 3.9 vale nos seguintes intervalos:

$$1.6 \leq (V-K) \leq 4,1 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$1.6 \leq (V-K) \leq 3.0 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$1.6 \leq (V-K) \leq 2.4 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$1.6 \leq (V-K) \leq 2.2 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\theta_{ef} = 0.582 + 0.799(J - K) + 0.085(J - K)^2 \quad (3.10)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.025; \sigma(T_{ef}) = 144 \text{ K.}$$

A equação 3.10 vale nos seguintes intervalos:

$$0.05 \leq (J-K) \leq 0.85 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.15 \leq (J-K) \leq 0.65 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.25 \leq (J-K) \leq 0.75 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.20 \leq (J-K) \leq 0.60 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5$$

$$\theta_{ef} = 0.587 + 0.922(J - H) + 0.218(J - H)^2 + 0.016(J - H)[Fe/H] \quad (3.11)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.030; \sigma(T_{ef}) = 154 \text{ K.}$$

A equação 3.11 vale nos seguintes intervalos:

$$0.00 \leq (J-H) \leq 0.65 \text{ para } +0.5 \geq [Fe/H] > -0.5$$

$$0.15 \leq (J-H) \leq 0.55 \text{ para } -0.5 \geq [Fe/H] > -1.5$$

$$0.20 \leq (J-H) \leq 0.60 \text{ para } -1.5 \geq [Fe/H] > -2.5$$

$$0.15 \leq (J-H) \leq 0.45 \text{ para } -2.5 \geq [Fe/H] > -3.5.$$

Alonso *et al.* (1999) calibraram a temperatura efetiva para uma amostra de 500 estrelas gigantes. O intervalo de temperaturas das estrelas da amostra é  $3500 \text{ K} \leq T_{ef} \leq 8000 \text{ K}$ , e o de metalicidades  $-3.0 \leq [Fe/H] \leq +0.5$ . As relações válidas para as gigantes são:

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.5716 + 0.5404(B - V) - 0.0612(B - V)^2 - 0.04862(B - V)[Fe/H] - \\ & -0.01777[Fe/H] - 0.007969[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.020; \sigma(T_{ef}) = 167 \text{ K}$$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.4974 + 1.345(R - I) - 0.5008(R - I)^2 - 0.08134(R - I)[Fe/H] + \\ & +0.03705[Fe/H] - 0.006184[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.022; \sigma(T_{ef}) = 150 \text{ K}$$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.4972 + 0.8841(V - R) - 0.1904(V - R)^2 - 0.1197(V - R)[Fe/H] - \\ & -0.01025[Fe/H] - 0.0055[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.021; \sigma(T_{ef}) = 150 \text{ K}$$

$$\theta_{ef} = 0.5379 + 0.3981(V - I) + 0.04432(V - I)^2 - 0.02693(V - I)^3 \quad (3.15)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.017; \sigma(T_{ef}) = 158 \text{ K}$$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.5558 + 0.2105(V - K) + 0.001981(V - K)^2 - 0.009965(V - K)[Fe/H] + \\ & +0.01325[Fe/H] - 0.00272[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.16)$$

$\sigma(\theta_{ef}) = 0.005$ ;  $\sigma(T_{ef}) = 40$  K, para  $(V-K) < 1.6$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.3770 + 0.3660(V - K) - 0.0317(V - K)^2 - 0.003074(V - K)[Fe/H] - \\ & - 0.002765[Fe/H] - 0.002973[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

$\sigma(\theta_{ef}) = 0.005$ ;  $\sigma(T_{ef}) = 25$  K, para  $(V-K) \geq 1.6$

$$\theta_{ef} = 0.5816 + 0.9134(J - K) - 0.1443(J - K)^2 \quad (3.18)$$

$\sigma(\theta_{ef}) = 0.020$ ;  $\sigma(T_{ef}) = 125$

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.5977 + 1.015(J - H) - 0.1020(J - H)^2 - 0.01029(J - H)[Fe/H] + \\ & + 0.03006[Fe/H] + 0.01013[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

$\sigma(\theta_{ef}) = 0.023$ ;  $\sigma(T_{ef}) = 170$  K.

c) Calibrações de Meléndez & Ramírez (2003) e Ramírez & Meléndez (2004):

Meléndez & Ramírez (2003) aplicaram o método do fluxo infravermelho para calibrar a amostra de estrelas anãs e subanãs de Alonso *et al.* (1996). As relações derivadas para o sistema de Geneva são:

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.629 + 0.644(B_2 - V_1) + 0.065(B_2 - V_1)^2 - 0.033(B_2 - V_1)[Fe/H] - \\ & - 0.029[Fe/H] - 0.010[Fe/H]^2 \end{aligned} \quad (3.20)$$

$\sigma(\theta_{ef}) = 0.019$ ;  $\sigma(T_{ef}) = 90$  K.

A equação 3.20 vale nos seguintes intervalos:

$$0.10 < (B_2 - V_1) < 1.05 \text{ para } -0.5 < [Fe/H] < +0.5$$

$$0.10 < (B_2 - V_1) < 0.60 \text{ para } -1.5 < [Fe/H] < -0.5$$

$$0.20 < (B_2 - V_1) < 0.60 \text{ para } -2.5 < [Fe/H] < -1.5$$

$$0.20 < (B_2 - V_1) < 0.50 \text{ para } -3.5 < [Fe/H] < -2.5$$

$$\theta_{ef} = 0.838 + 0.501(B_2 - G) - 0.030(B_2 - G)^2 - 0.044[Fe/H] - 0.010[Fe/H]^2 \quad (3.21)$$

$$\sigma(\theta_{ef}) = 0.014; \sigma(T_{ef}) = 86 \text{ K.}$$

A equação 3.21 vale nos seguintes intervalos:

$$-0.30 < (B_2 - G) < 1.10 \text{ para } -0.5 < [Fe/H] < +0.5$$

$$-0.25 < (B_2 - G) < 0.40 \text{ para } -1.5 < [Fe/H] < -0.5$$

$$-0.20 < (B_2 - G) < 0.40 \text{ para } -2.5 < [Fe/H] < -1.5$$

$$-0.20 < (B_2 - G) < 0.30 \text{ para } -3.5 < [Fe/H] < -2.5$$

$$\theta_{ef} = 0.768 + 0.578t + 0.426t^2 - 0.020[Fe/H] - 0.007[Fe/H]^2 \quad (3.22)$$

$$\text{onde } t \equiv (B_2 - G) - 0.39(B_2 - V_1) \quad \sigma(\theta_{ef}) = 0.012; \sigma(T_{ef}) = 75 \text{ K.}$$

A equação 3.22 vale nos seguintes intervalos:

$$-0.10 < t < 0.45 \text{ para } -0.5 < [Fe/H] < +0.5$$

$$-0.05 < t < 0.40 \text{ para } -1.5 < [Fe/H] < -0.5$$

$$+0.00 < t < 0.45 \text{ para } -2.5 < [Fe/H] < -1.5$$

$$+0.00 < t < 0.30 \text{ para } -3.5 < [Fe/H] < -2.5.$$

Ramírez & Meléndez (2004) determinaram uma calibração cor-temperatura no sistema de Geneva para as gigantes da amostra de Alonso *et al.* (1999), aplicando o método do fluxo infravermelho. As relações derivadas são:

$$\begin{aligned} \theta_{ef} = & 0.662 + 0.604(B_2 - V_1) - 0.040(B_2 - V_1)^2 + 0.039(B_2 - V_1)[Fe/H] - \\ & - 0.048[Fe/H] \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\sigma(T_{ef}) = 57 \text{ K.}$$

A equação 3.23 vale nos seguintes intervalos:

$$-0.10 < (B_2 - V_1) < 1.30 \text{ para } -0.5 < [Fe/H] < +0.5$$

$$+0.25 < (B_2 - V_1) < 1.00 \text{ para } -1.5 < [Fe/H] < -0.5$$

$$+0.30 < (B_2 - V_1) < 0.90 \text{ para } -2.5 < [Fe/H] < -1.5$$

$$+0.52 < (B_2 - V_1) < 0.66 \text{ para } -3.0 < [Fe/H] < -2.5$$

$$\theta_{ef} = 0.852 + 0.408(B_2 - G) + 0.021(B_2 - G)[Fe/H] - 0.034[Fe/H] \quad (3.24)$$

$$\sigma(T_{ef}) = 62 \text{ K.}$$

A equação 3.24 vale nos seguintes intervalos:

$$-0.60 < (B_2 - G) < 1.25 \text{ para } -0.5 < [Fe/H] < +0.5$$

$$-0.15 < (B_2 - G) < 1.00 \text{ para } -1.5 < [Fe/H] < -0.5$$

$$-0.05 < (B_2 - G) < 0.80 \text{ para } -2.5 < [Fe/H] < -1.5$$

$$+0.26 < (B_2 - G) < 0.48 \text{ para } -3.5 < [Fe/H] < -2.5$$

$$\theta_{ef} = 0.800 + 0.600t + 0.005t[Fe/H] \quad (3.25)$$

$$\sigma(T_{ef}) = 59 \text{ K.}$$

A equação 3.25 vale nos seguintes intervalos:

$$-0.30 < t < 1.00 \text{ para } -0.5 < [Fe/H] < +0.5$$

$$+0.05 < t < 0.80 \text{ para } -1.5 < [Fe/H] < -0.5$$

$$+0.15 < t < 0.65 \text{ para } -2.5 < [Fe/H] < -1.5$$

$$+0.22 < t < 0.52 \text{ para } -3.5 < [Fe/H] < -2.5.$$

## Temperaturas Resultantes

Corrigidas as cores, é possível determinar as temperaturas efetivas com a utilização das calibrações cor-temperatura descritas anteriormente. É necessário conhecer as características de um determinado tipo de estrela antes de determinar quais sistemas fotométricos ou cores são mais adequados para se determinar a temperatura efetiva. No caso das estrelas de Bário, as peculiaridades são as seguintes:

1) Linhas intensas de:

- Ba II  $\lambda = 4554 \text{ \AA}$   $\log gf = 0.07$   $\chi = 0$ ;

- Sr II  $\lambda = 4077 \text{ \AA}$   $\log gf = 0.17$   $\chi = 0$ ;

$\lambda = 4216 \text{ \AA}$   $\log gf = -0.17$   $\chi = 0$ .

2) Bandas moleculares intensas:

- Bandas G, contendo linhas de CH:  $\lambda\lambda 4215 - 4240 \text{ \AA}$  e  $\lambda\lambda 4290 - 4314 \text{ \AA}$ ;

- Banda de  $C_2$   $\lambda = 5135 \text{ \AA}$ ,  $5165 \text{ \AA}$  e  $5635 \text{ \AA}$ ;

- Banda de CN  $\lambda\lambda 8000 - 8060 \text{ \AA}$ ;  $\lambda \approx 4200 \text{ \AA}$ ;  $\lambda\lambda 6475 - 6480 \text{ \AA}$ ;  $\lambda\lambda 6702 - 6710 \text{ \AA}$ .

As Figuras 3.1 a 3.4 mostram a sensibilidade das bandas dos sistemas fotométricos cujas cores estão disponíveis para estrelas da nossa amostra. A Fig. 3.1 mostra a resposta do FOTRAP do LNA para as bandas UBVRI Cousins, a Fig. 3.2 UBV Johnson, a Fig. 3.3 JHK Cousins, e a Fig. 3.4 o JHK<sub>s</sub> do 2MASS. Relacionando estas figuras com as características dos espectros das estrelas de Bário, podemos escolher os melhores indicadores de temperatura efetiva para nossa amostra.

A banda G afeta o espectro na região de  $\lambda < 4300 \text{ \AA}$ . É possível notar uma alteração na distribuição de corpo negro no infravermelho distante, provavelmente devida à presença de poeira no sistema binário (Catchpole *et al.* 1977; Hakkila 1989). A cor (B-V) é afetada pelas bandas de CN e  $C_2$ , causando no espectro a depressão de Bond & Neff (1969), cujo efeito é tornar as estrelas mais vermelhas e como consequência as temperaturas derivadas dessa cor podem ser mais baixas. As cores (R-I) e (V-I) são afetadas pelas bandas moleculares e por efeito de *blanketing* em estrelas K e M (Straižys 1992), sendo mais indicadas para anãs e subanãs F e G. As cores resultantes de VRJK não são muito afetadas pelas linhas moleculares. As calibrações resultam em temperaturas levemente diferentes, em geral, Lejeune *et al.* (1998) leva a temperaturas mais altas do que Alonso *et al.* (1996) e Alonso *et al.* (1999), como pode ser notado comparando-se as Tabs. 3.7 e 3.6. As temperaturas resultantes do sistema de Geneva geralmente leva a temperaturas mais altas do que o índice (B-V) (ver as Tabs. 3.6 e 3.7).

Uma vez que alguns indicadores tendem a aumentar e outros a diminuir as temperaturas, foram adotadas como temperaturas efetivas finais a média das temperaturas obtidas com os índices (B-V) Hipparcos, (B-V), (V-I), (V-R) e (R-I) do LNA, e (V-K) 2MASS e das cores do sistema de Geneva ( $B_2-V_1$ ), ( $B_2-G$ ) e ( $B_1-B_2$ ). A coluna 2 da Tab. 3.11 mostra as médias das temperaturas. As incertezas nas temperaturas foram

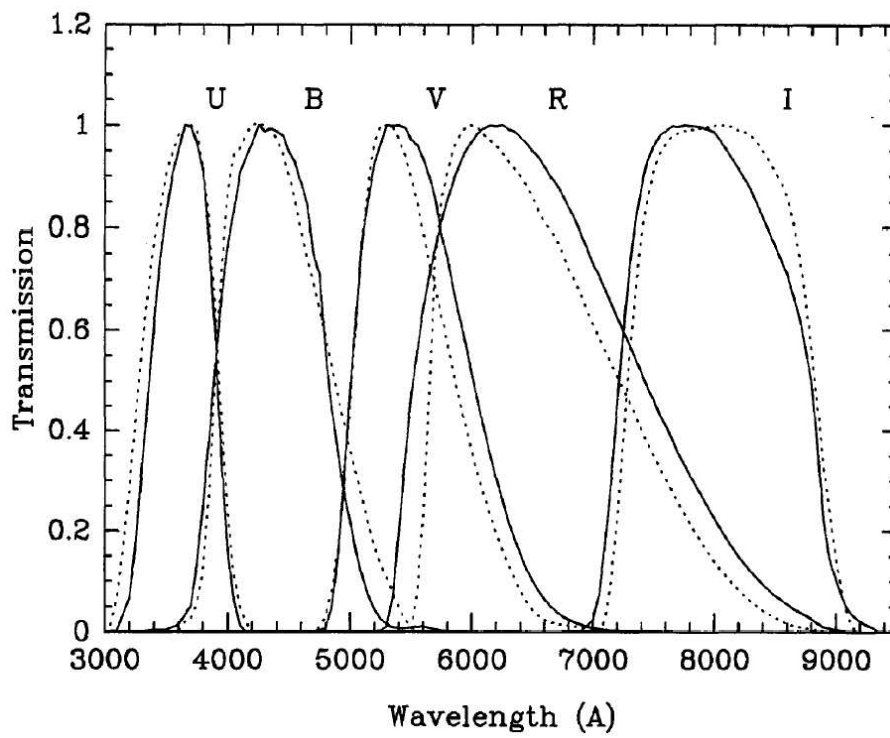


Figura 3.1 Curvas de resposta dos filtros UBVRI do sistema fotométrico do FOTRAP. (Extraído de Jablonski *et al.* (1994))

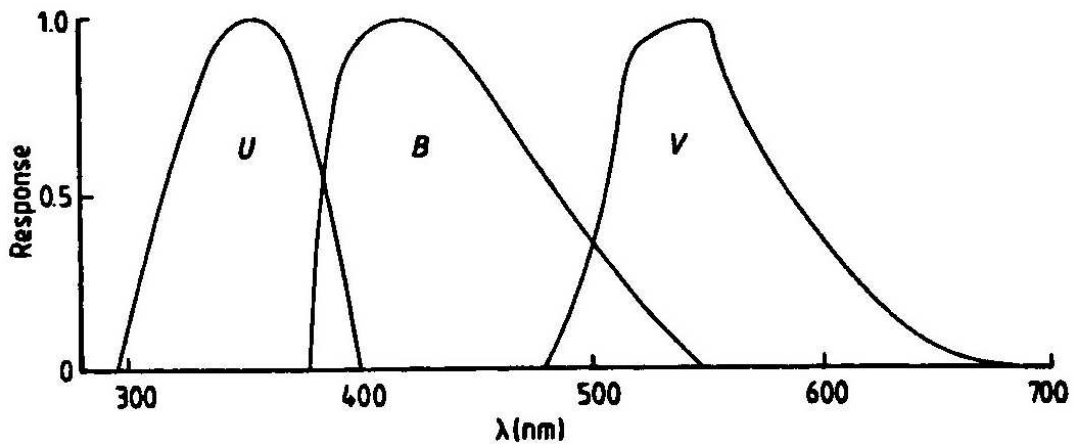


Figura 3.2 Curvas de resposta dos filtros UBV do sistema fotométrico Johnson. (Extraído de Kitchin (1998))

estimadas em 100 K, levando em conta os erros das calibrações e da fotometria.

Até agora foram tratadas as temperaturas fotométricas. As temperaturas de excitação  $T_{ex}$  também foram determinadas a fim de comparar com as resultantes da fotometria. Para isto, foi utilizado o programa *abon* de M. Spite, o qual requisita os parâmetros atmosféricos das estrelas, as larguras equivalentes e as constantes atômicas das linhas ( $\log gf, \chi_{ex}$ ).

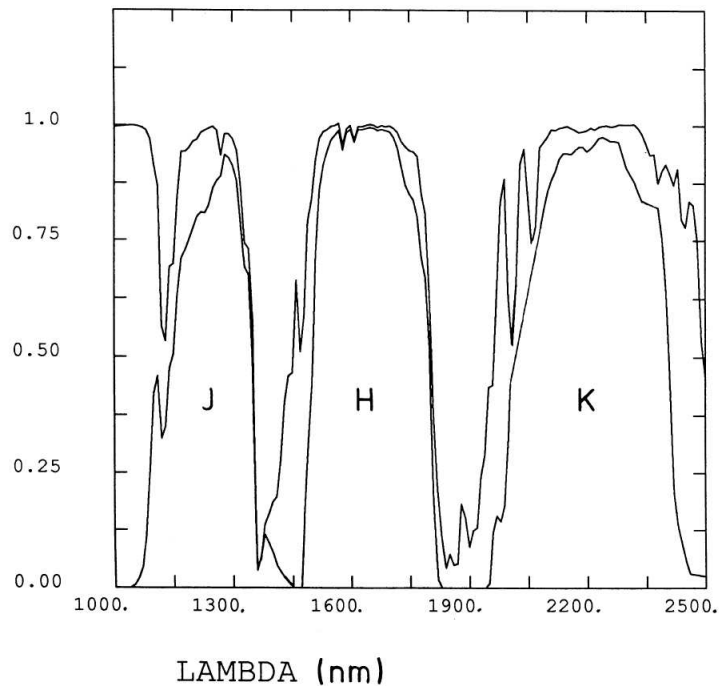


Figura 3.3 Curvas de resposta dos filtros JHK do sistema fotométrico Cousins. (Extraído de Bessell & Brett (1988))

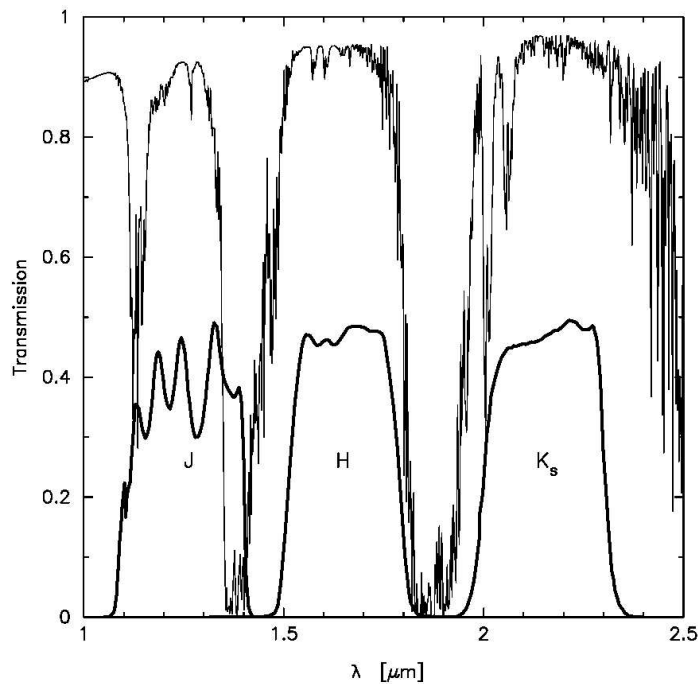


Figura 3.4 Curvas de resposta dos filtros JHK<sub>s</sub> do sistema fotométrico do 2MASS (Extraído de Carpenter (2001))

Como resultado, o programa *abon* fornece uma abundância  $\log\epsilon(X)$  para cada linha atômica juntamente com a qualidade do ajuste. Com esses valores são feitas a média geral  $[X/H]$ , e a mediana, que é o valor de  $[X/H]$  correspondente às linhas que estiverem



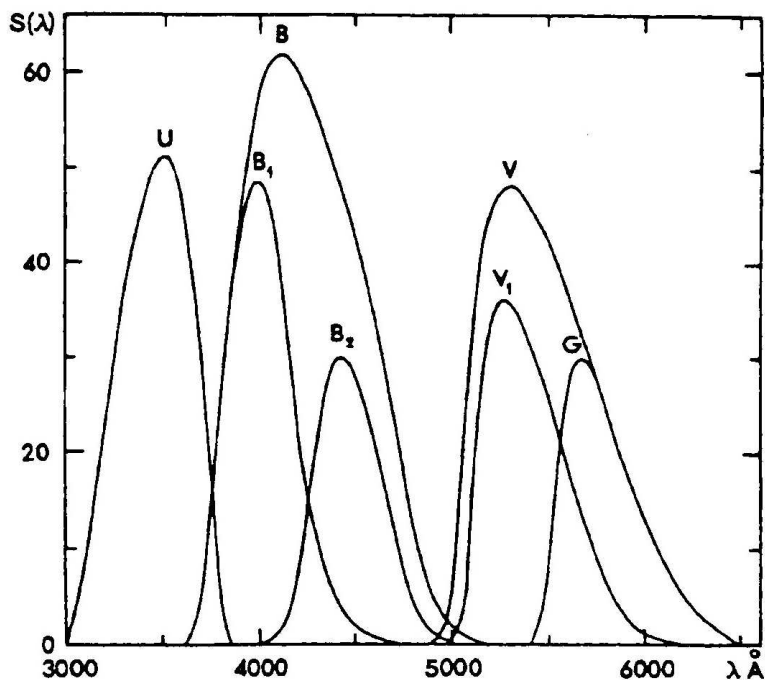


Figura 3.5 Curvas de resposta dos filtros do sistema fotométrico de Geneva. (Extraído de Straižys (1992))

próximas a  $N/2$ , onde  $N$  é o número de linhas.

Foram adotados como parâmetros iniciais de entrada os resultados da fotometria. Com as primeiras abundâncias individuais das linhas de Fe I ou Fe II obtidas, foi construído um histograma para duas estrelas de classes de luminosidade diferentes. De acordo com este histograma, foram eliminadas do arquivo de entrada das larguras equivalentes, as linhas cujas abundâncias resultantes estivessem muito distantes da mediana. Em geral, é possível adotar um corte médio para todas as estrelas de modo que a diferença entre a média e a mediana de  $[Fe/H]$  seja  $\leq 0.01dex$ . Este processo elimina as linhas cujas larguras equivalentes medidas tenham contribuição de linhas próximas não resolvidas no espectro.

A temperatura de excitação é aquela cuja reta obtida da relação entre as abundâncias das linhas de Fe e o potencial de excitação das mesmas  $\chi_{ex}$  tenha a menor inclinação, ou seja, cuja inclinação em módulo esteja mais próximo de zero (ver figura 3.6). Dependendo do sinal da inclinação da temperatura, foram criados modelos com temperaturas acima ou abaixo da temperatura fotométrica, até que a inclinação mudasse de sinal, mantendo constantes os outros parâmetros atmosféricos nesses modelos.

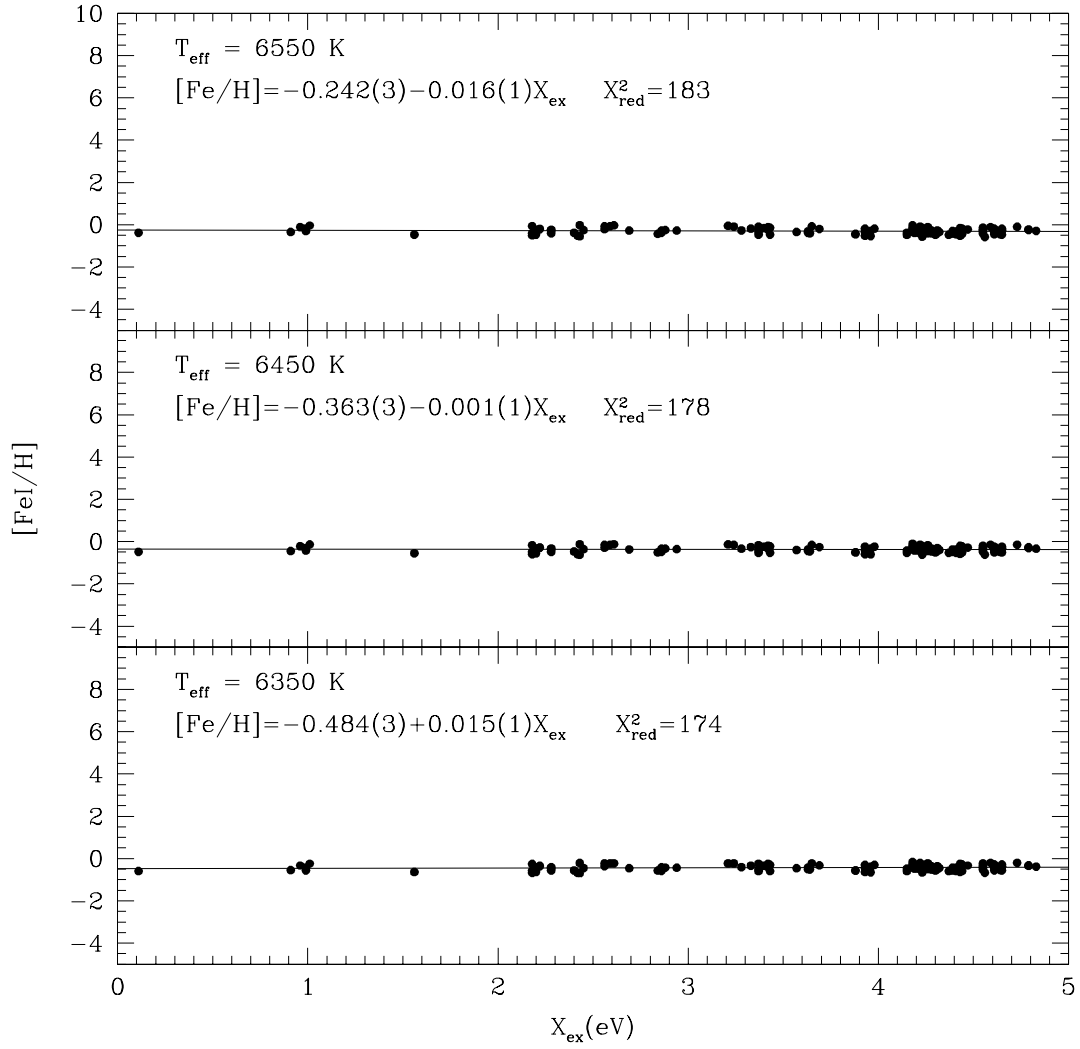


Figura 3.6 Gráficos de  $[\text{FeI}/\text{H}] \times \chi_{\text{ex}}$  correspondentes à estrela HD 123585. Comparação entre os ajustes para 3 temperaturas.

Tabela 3.6 Temperaturas obtidas com a calibração de LCB98.

estrela	$T_{(B-V)S}$	$T_{(B-V)T}$	$T_{(V-I)T}$	$T_{(B-V)H}$	$T_{(B-V)L}$	$T_{(V-I)L}$	$T_{(V-R)L}$	$T_{(R-I)L}$	$T_{(V-K)}$	$T_{(J-K)}$	$T_{(J-H)}$
HD 749	4700	4750	4560	4710	4770	4570	4590	4540	4620	4500	4741
HR 107	6480	6730	6440	6400	6630	6450	6540	6370	6460	6620	7090
HD 5424	4550	4590	4610	4520	4530	4690	4660	4700	4650	4660	4720
HD 8270	6160	6210	6040	5960	5990	5870	5880	5860	6200	6320	6220
HD 12392	4690	...	...	...	4610	5230	5100	5430	4870	5020	4970
HD 13551	5890	5940	5830	5720	6030	5800	5760	5850	...	...	...
HD 22589	5460	...	...	...	5390	5420	5380	5480	5600	5710	5950
HD 27271	5010	5050	4800	4990	5010	4700	4800	4630	4950	4980	4940
HD 48565	5930	5970	5950	5760	...	...	...	...	6080	6370	6450
HD 76225	6170	6180	5990	5930	6150	6180	6170	6180	6310	6600	6530
HD 87080	5360	5400	5570	5370	5440	5630	5600	5680	5400	5700	5890
HD 89948	6160	6210	6000	5970	6010	6060	6060	6050	6180	6370	6450
HD 92545	6440	6500	6220	6290	6350	6200	6220	6180	6270	6604	6620
HD 106191	5570	...	...	...	5860	5970	6000	5940	6050	6190	6270
HD 107574	6550	6570	6460	6340	6410	6420	6390	6450	6460	6730	6640
HD 116869	4910	4940	4640	4780	4820	4680	4690	4660	4760	4750	4530
HD 123396	4410	4520	4430	4350	4310	4440	4450	4430	4380	4420	4450
HD 123585	6210	6280	6310	6220	6330	6460	6390	6560	6500	6710	6530
HD 147609	6450	6070	5850	5890	6000	5920	5970	5870	...	...	...
HD 150862	6410	...	...	...	6340	6330	6300	6370	6500	6880	6590
HD 188985	6360	6390	6170	6120	6080	6170	6210	6140	6250	6320	6420
HD 210709	4780	4820	4570	4690	4720	4620	4620	4610	4620	4640	4820
HD 210910	4740	4790	4610	4740	4830	4520	4540	4500	4550	4480	4470
HD 222349	6040	...	...	...	6100	6220	6190	6240	6270	6370	6520
BD+18 5215	6800	...	...	...	...	...	...	...	6400	6690	6490
HD 223938	5000	5050	4860	4970	5080	4940	4980	4890	5000	5070	5340

Tabela 3.7 Temperaturas obtidas com a calibração de Alonso *et al.* (1996) e Alonso *et al.* (1999) e do sistema de Geneva Meléndez & Ramírez (2003) para subgigantes e anãs e Ramírez & Meléndez (2004) para gigantes

estrela	$T_{(B-V)S}$	$T_{(B-V)T}$	$T_{(V-I)T}$	$T_{(B-V)H}$	$T_{(B-V)L}$	$T_{(V-I)L}$	$T_{(V-R)L}$	$T_{(R-I)L}$	$T_{(V-K)}$	$T_{(J-K)}$	$T_{(J-H)}$	$T_{B2-V1}$	$T_{B2-G}$	$T_{B1-B2}$
HD 749	4570	4610	4550	4570	4570	4530	4570	4570	4590	4550	4760	...	...	...
HR 107	6440	6660	6390	6370	6540	6460	6600	6180	6410	6430	6790	6410	6430	6360
HD 5424	4430	4460	4650	4410	4360	4720	4740	4690	4620	4610	4710	4400	4470	4460
HD 8270	6130	6170	5980	5940	5940	5760	5860	6080	6030	6030	5840	6050	6050	6050
HD 12392	4670	...	...	...	4560	5110	5010	5190	4840	4870	4820	...	...	...
HD 13551	5890	5940	5740	5730	6000	5700	5740	5640	...	...	...	6060	6120	6130
HD 22589	5420	...	...	...	5290	5320	5370	5300	5470	5470	5620	...	...	...
HD 27271	4950	4990	4830	4930	4890	4700	4780	4690	4940	4920	4850	...	...	...
HD 48565	5910	5950	5850	5790	...	...	...	5920	6070	6100	5820	5860	5820	5820
HD 76225	6150	6170	5910	5930	6110	6110	6180	5970	6210	6390	6240	6070	6110	6080
HD 87080	5280	5330	5470	5290	5330	5510	5560	5480	5450	5580	5680	5250	5370	5370
HD 89948	6150	6200	5940	5970	5980	5970	6070	5820	6060	6110	6130	5950	5990	6000
HD 92545	6390	6451	6190	6250	6260	6130	6240	5950	6190	6430	6380	6220	6240	6200
HD 106191	5550	...	...	...	5820	5870	6000	5720	5920	5900	5930	5780	5850	5830
HD 107574	6520	6530	6520	6330	6360	6450	6440	6330	6430	6570	6400	6370	6380	6370
HD 116869	4760	4800	4710	4620	4620	4740	4750	4710	4740	4700	4570	...	...	...
HD 123396	4230	4280	4480	4220	4160	4430	4480	4360	4360	4390	4520	...	...	...
HD 123585	6160	6220	6300	6170	6220	6470	6400	6430	6460	6530	6230	6140	6220	6240
HD 147609	6400	6050	5740	5880	5940	5800	5950	5620	...	...	...	6210	6280	6210
HD 150862	6350	...	...	...	6240	6280	6310	6150	6460	6710	6280	6260	6280	6270
HD 188985	6300	6320	6110	6080	6010	6090	6210	5910	6120	6130	6210	5960	6020	6020
HD 210709	4670	4590	4590	4600	4570	4620	4630	4660	4590	4630	4760	...	...	...
HD 210910	4660	4700	4630	4660	4680	4480	4540	4510	4520	4500	4490	4520	4570	4430
HD 222349	6020	...	...	...	6040	6150	6190	6040	6140	6060	6180	6040	6060	6070
BD+18 5215	6670	...	...	...	...	...	...	...	6310	6480	6150	6270	6280	6280
HD 223938	4930	4980	4940	4900	4970	4980	4990	4920	4990	4880	5080	...	...	...

### 3.3.2 Gravidade Superficial

O logaritmo da gravidade superficial  $\log g$  foi determinado através de dois métodos:

1) Gravidade espectroscópica, obrigando-se que o programa *abon* e as curvas de crescimento de Fe I e Fe II resultassem em uma mesma metalicidade, processo denominado de equilíbrio de ionização descrito na próxima seção (ver Figs 3.8 e 3.9). Segundo Nissen *et al.* (1997), este método apresenta um problema devido ao fato dos modelos de atmosferas utilizados não levarem em conta efeitos de NETL (não equilíbrio termodinâmico local) que afetam as linhas de Fe I. Os resultados são mostrados na coluna 4 da Tab. 3.11. A incerteza estimada neste caso é de 0.1 dex.

2) Equação 3.26, a qual consiste em um desenvolvimento das equações 3.37 a 3.45 de modo a expressar a gravidade superficial em termos das distâncias, seguindo Nissen *et al.* (1997) e Allende Prieto *et al.* (1999):

$$\log\left(\frac{g_*}{g_\odot}\right) = \log\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right) + 4\log\left(\frac{T_{eff*}}{T_{eff\odot}}\right) + 0.4V_o + 0.4BC + 2\log\frac{1}{D} + 0.1 \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{logg} = & \left[ \left(\frac{\sigma_M}{M \ln(10)}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma_{Teff*}}{T_{eff*} \ln(10)}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma_{Teff\odot}}{T_{eff\odot} \ln(10)}\right)^2 + \right. \\ & \left. + \sigma_{logg\odot}^2 + (0.4\sigma_{V_o})^2 + (0.4\sigma_{BC})^2 + \left(\frac{2\sigma_\pi}{\pi \ln(10)}\right)^2 \right]^{0.5} \quad (3.27) \end{aligned}$$

onde  $M_*$  é a massa da estrela,  $V_o$  é a magnitude V corrigida e BC a correção bolométrica. Foram adotados para o Sol  $T_{eff\odot} = 5781$  K de Bessell *et al.* (1998);  $\log g_\odot = 4.44$ ;  $M_{bol\odot} = 4.75$ , de acordo com Cram (1999), valor muito próximo ao de Bessell *et al.* (1998), que adota  $M_{bol\odot} = 4.740 \pm 0.024$ . Os resultados são mostrados na coluna 5 da Tab. 3.11.

Para que a equação 3.26 possa ser utilizada, é necessário conhecer anteriormente as massas das estrelas. Para isso, foram utilizadas as isócronas de Bertelli *et al.* (1994) mostradas na Fig. 3.7, cujas massas encontradas são as da coluna 15 da Tab. 3.11. Foram escolhidas massas resultantes de isócronas com metalicidades e temperaturas próximas às determinadas para as estrelas do programa (colunas 6 e 2 da Tab. 3.11, respectivamente). A incerteza estimada para as massas derivadas das isócronas é de 0.1  $M_\odot$ .

De acordo com Nissen *et al.* (1997), as gravidades superficiais resultantes do primeiro método são sistematicamente inferiores ao segundo, sendo que a explicação para este fato ainda não é bem conhecida. As causas podem ser o efeito de NETL nas linhas de Fe I, a tendência na determinação das massas ou nas calibrações de temperatura.

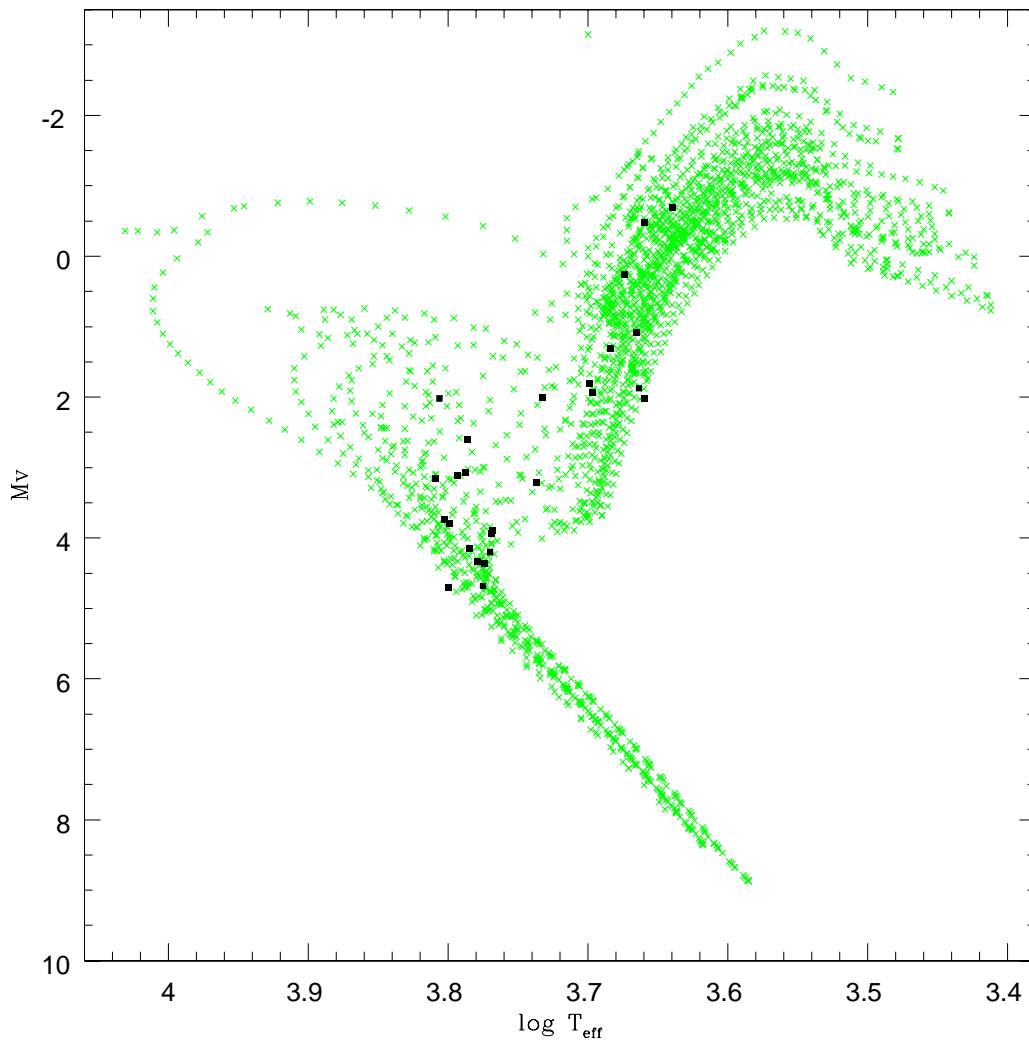


Figura 3.7 Isócronas de Bertelli *et al.* (1994) com as estrelas de Bário (pontos pretos).

### 3.3.3 Metalicidades e Velocidades de Microturbulência

As metalicidades espectroscópicas foram determinadas pelo melhor ajuste do programa *abon*. Para melhor visualização dos dados, foram construídas curvas de crescimento com a utilização do programa *Renoir2* de M. Spite, dos modelos de atmosfera de Plez *et al.* (1992) e Edvardsson *et al.* (1993), dos valores de  $\log gf$  das linhas de Fe I do NIST (*National Institute of Standards & Technology*), que é uma atualização de Martin *et al.* (1988), descritos em Martin *et al.* (2002) e Fe II de Meléndez & Barbuy (2002). Neste caso, a metalicidade é dada pelo ponto onde a curva de crescimento de Fe I corta o eixo das abscissas (ver Fig 3.8).

Uma curva de crescimento relaciona a largura equivalente  $W$  de uma dada linha com

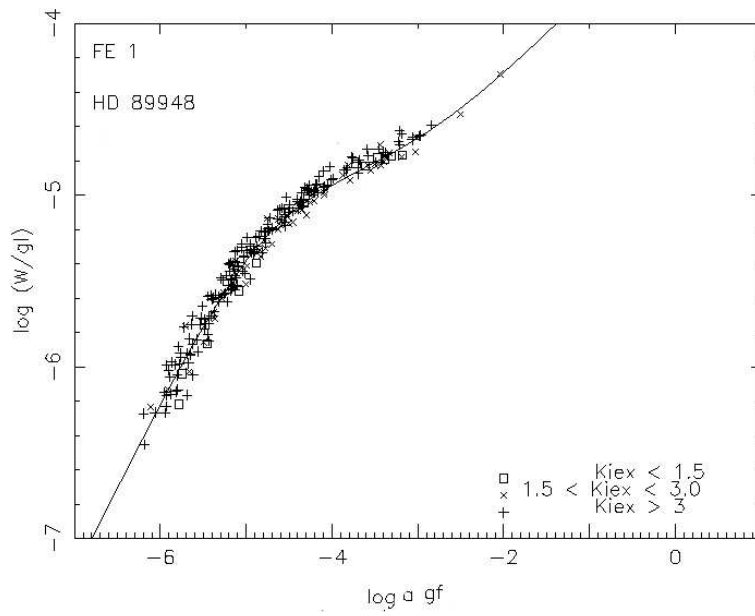


Figura 3.8 Curva de crescimento do Fe I para a estrela HD 89948. Os parâmetros atmosféricos são:  $T_{eff} = 6010$  K;  $\log g = 4.2$ ,  $[Fe/H] = -0.2$ ;  $v_t = 1.0$  km/s.

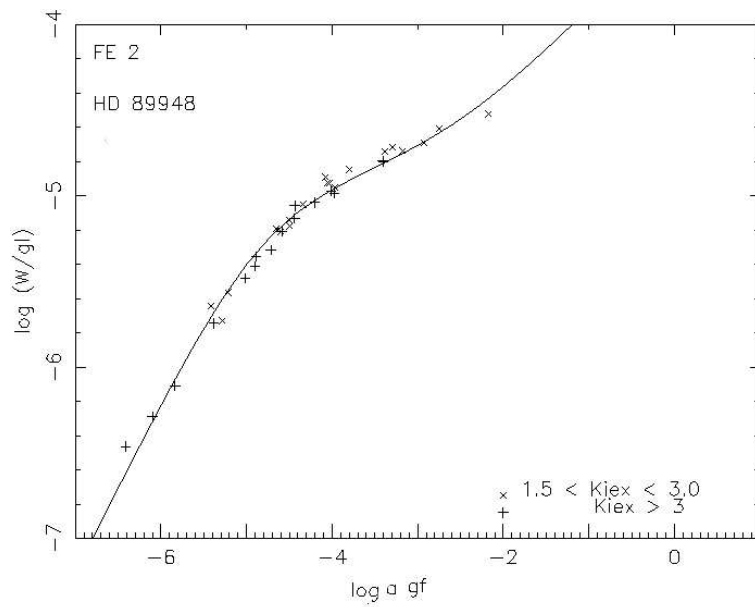


Figura 3.9 Curva de crescimento do Fe II para a estrela HD 89948. Os parâmetros atmosféricos são os mesmos da Fig. 3.8.

a abundância numérica total de um dado elemento químico, expressa como uma fração de hidrogênio,  $A = N_E/N_H$ , onde  $N_E$  e  $N_H$  são as densidades de átomos de uma dada espécie e átomos de hidrogênio, respectivamente. A largura equivalente está relacionada com as opacidades do contínuo  $\kappa_\nu$  e da linha  $l_\nu$ . As fontes de opacidade do contínuo nas atmosferas estelares são as transições ligado-livre do H, H<sup>-</sup> e H<sub>2</sub>, livre-livre do H<sup>-</sup>, H<sub>2</sub> e He e os espalhamentos Rayleigh por H e He, e o Thomson pelos elétrons. A opacidade em cm<sup>-1</sup> por átomo de hidrogênio devida a uma linha atômica é dada por

$$l_\nu = \left( \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \right) \lambda^2 A N P g f \left( \frac{H(a, \lambda)}{\pi^{1/2} \Delta \lambda_D} \right) (1 - e^{-hc/\lambda k T}) \quad (3.28)$$

onde  $m_e$  é a massa de repouso do elétron,  $g$  é o peso estatístico do nível inferior da transição,  $f$  é a força de oscilador associada à linha,  $P$  é a fração dos átomos no nível de ionização e excitação adequado para a realização da transição,  $N$  é o número de partículas por unidade de volume,  $\Delta \lambda_D$  é a largura Doppler da linha e  $H(a, \lambda)$  é a função de Hjerting, a qual dita o perfil da linha levando em consideração o alargamento Doppler térmico e de microturbulência, o alargamento colisional por efeito Stark (perturbações por elétrons e íons) Van der Waals (perturbações por partículas neutras, principalmente H e He), sendo  $a = \gamma \lambda^2 / 4\pi \Delta \lambda_D$ , onde  $\gamma$  é a constante de amortecimento colisional. O último fator da equação se deve à correção quanto à emissão induzida.

A relação entre a largura equivalente e as opacidades é dada por

$$W = \frac{cte}{\kappa_\nu} \int_0^\infty l_\nu d\lambda. \quad (3.29)$$

Desenvolvendo a equação 3.29, chegamos à expressão que descreve uma curva de crescimento:

$$\log\left(\frac{W}{\lambda}\right) = \log\left(\frac{\pi e^2}{m_e c^2} \frac{N_r/N_E}{u(T)} N_H\right) + \log A + \log g f \lambda - \theta_{ef} \chi - \log \kappa_\nu \quad (3.30)$$

onde  $N_r$  é a densidade de átomos no r-ésimo estágio de ionização,  $u(T)$  a função de partição,  $\theta_{ef} = 5040/T_{ef}$ . Costuma-se fazer a divisão  $W/\lambda$  para normalizar contribuições dependentes do efeito Doppler, em particular a microturbulência e o alargamento térmico.

A equação acima descreve o comportamento de uma determinada linha. No entanto, é possível inserir várias linhas de um mesmo átomo (íon ou neutro) em uma única curva de crescimento, uma vez que o termo entre parênteses se mantém constante e as mudanças em  $\log A$  são equivalentes a mudanças em  $\log g f \lambda$ ,  $\chi$ , ou  $\log \kappa_\nu$ . Os erros cometidos neste procedimento são pequenos comparados com erros nas medidas de larguras equivalentes.



Sendo assim, foi escolhida uma linha genérica  $\lambda 6000 \text{ \AA}$ ,  $\chi_{ex} = 3.5$  para construir a curva de crescimento teórica a ser ajustada aos pontos experimentais.

A curva de crescimento apresenta três fases. A primeira linear, a segunda saturada e a terceira amortecida, acompanhando o perfil da linha espectral (Gray 1992).

A velocidade de microturbulência  $v_t$  é determinada como um parâmetro livre na análise de abundâncias. Seus efeitos são vistos na fase saturada da curva de crescimento. Quanto maior for  $v_t$ , mais alta será esta fase de modo que foram fornecidos vários valores de  $v_t$  até obter um ajuste visual adequado desta fase da curva teórica aos pontos experimentais. Para refinar esta determinação, foi utilizado o programa *abon* variando  $v_t$  até que o inclinação mudasse de sinal. A  $v_t$  cuja inclinação em módulo esteja mais próximo de zero é a melhor.

Tanto a razão  $N_r/N_E$  quanto  $\kappa_\nu$  podem ser sensíveis à pressão. Ao contrário dos átomos ionizados, os efeitos da pressão nestes dois parâmetros se cancelam para as linhas de átomos neutros em estrelas do tipo solar. Por isso, os efeitos da pressão são notados somente nas curvas de crescimento de um elemento ionizado. A dependência com a pressão pode ser transferida para a dependência com a gravidade superficial estelar. Isto é compreensível uma vez que quanto maior a gravidade superficial, maior a densidade de partículas na superfície, logo a possibilidade de colisões também é maior.

O efeito da gravidade em linhas fracas se manifesta mais intensamente na fase linear da curva de crescimento de um elemento ionizado. Foram calculados sucessivamente modelos com diferentes  $\log g$ , até adquirir curvas de crescimento de Fe I e Fe II coincidentes em abundância, atingindo assim o equilíbrio de ionização. Desta forma definimos a gravidade superficial espectroscópica.

As incertezas da metalicidade são decorrentes das incertezas dos parâmetros de entrada do programa *abon*: temperatura,  $\log g$  e velocidade de microturbulência. Para estimá-las, foi verificado o quanto cada um desses parâmetros altera a abundância de ferro  $\epsilon(\text{Fe})$ . A incerteza resultante é calculada da seguinte forma:

$$\sigma_{\epsilon(\text{Fe})} = \sqrt{(\Delta\epsilon(\text{Fe})_T)^2 + (\Delta\epsilon(\text{Fe})_{lg})^2 + (\Delta\epsilon(\text{Fe})_v)^2} \quad (3.31)$$

onde  $\Delta\epsilon(\text{Fe})_T$ ,  $\Delta\epsilon(\text{Fe})_{lg}$  e  $\Delta\epsilon(\text{Fe})_v$  são as diferenças na abundância de ferro devidas à temperatura, ao  $\log g$  e à velocidade de microturbulência, respectivamente.

A incerteza em  $\log \epsilon(\text{Fe})$  é

Tabela 3.8 Incertezas das larguras equivalentes

estrela	HD 5424					HD 150862				HD 210910					
	$\lambda(\text{\AA})$	4500	4880	5300	5625	6318	4500	4980	5239	6300	4523	5200	5526	6080	6490
FWHM ( $\text{\AA}$ )	0.13	0.15	0.15	0.17	0.19	0.16	0.18	0.20	0.22	0.35	0.35	0.41	0.46	0.51	0.56
S/N	100	100	150	150	150	100	150	150	150	200	250	250	250	250	250
$\Delta(EW)$ m( $\text{\AA}$ )	0.6	0.5	0.5	0.5	0.5	0.7	0.5	0.5	0.6	0.8	0.7	0.7	0.8	0.8	0.9

$$\sigma_{\log \epsilon(Fe)} = \frac{\sigma_{\epsilon(Fe)}}{\epsilon(Fe) \ln 10}.$$

A definição de metalicidade é  $[\text{Fe}/\text{H}] = \log \epsilon(Fe) - \log \epsilon(Fe)_{\odot}$ , e portanto a expressão da incerteza na metalicidade é

$$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} = \sqrt{\sigma_{\log \epsilon(Fe)}^2 + \sigma_{\log \epsilon(Fe)_{\odot}}^2}. \quad (3.32)$$

A incerteza na metalicidade decorrente das larguras equivalentes é desprezível para todas as estrelas, mesmo para a HD 210910 cujas linhas são muito alargadas. Para estimá-la foi empregada a relação de Cayrel (1989)

$$\sigma_{W\lambda} \sim 1.6 \frac{\sqrt{FWHM \times \Delta x}}{S/N} \quad (3.33)$$

onde  $FWHM$  é a largura a meia altura da linha (em  $\text{\AA}$ ),  $S/N$  é o sinal ruído do espectro e  $\Delta x$  é a dispersão (em  $\text{\AA}/\text{pixel}$ ). No caso dos espectros FEROS  $\Delta x = 0.033 \text{\AA}/\text{pixel}$ . As incertezas das larguras equivalentes variam de 0.5 a 0.9 m $\text{\AA}$ , como mostra a Tab. 3.8.

Para a estrelas HD 5424, uma variação de  $\Delta T = 100 \text{ K}$  na temperatura resulta em  $\Delta \epsilon(Fe)_T = 1.940\text{e}6$ ,  $\Delta \log g = 0.3 \text{ dex}$  em  $\log g$  resulta em  $\Delta \epsilon(Fe)_{lg} = 2.855\text{e}6$  e  $\Delta v_t = 0.1 \text{ km/s}$  em  $v_t$  resulta em  $\Delta \epsilon(Fe)_v = 0.803\text{e}6$  na abundância de ferro. De acordo com as expressões acima,  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} = 0.18$ , e este resultado foi designado para todas as estrelas da amostra cujo  $\log g < 3.3$ . Para a estrela HD 150862,  $\Delta \epsilon(Fe)_T = 5.65\text{e}5$  para  $\Delta T = 100 \text{ K}$ ,  $\Delta \epsilon(Fe)_{lg} = 1.69\text{e}6$  para  $\Delta \log g = 0.1 \text{ dex}$  e  $\Delta \epsilon(Fe)_v = 0.113\text{e}6$  para  $\Delta v_t = 0.1 \text{ km/s}$ , resultando  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} = 0.04$ , e este resultado foi designado para as estrelas cujo  $\log g \geq 3.3$ .

### 3.3.4 Velocidade de Macroturbulência

A velocidade de macroturbulência  $\zeta$  consiste no movimento na atmosfera estelar de uma célula de gás significativamente maior do que o comprimento correspondente à unidade de profundidade óptica. O espectro da estrela sofre o efeito Doppler de acordo com a velocidade da célula, que se traduz como um alargamento adicional da linha.

A velocidade de macroturbulência está relacionada com a velocidade de rotação da estrela em torno do próprio eixo. Existem formas de se determinar a velocidade de rotação projetada  $v \sin(i)$  (p.ex. Vogt 1981), onde “ $i$ ” é o ângulo entre o eixo de rotação da estrela e a linha de visada.

O alargamento das linhas espectrais se deve a vários processos de origem estelar. Além disso, existe também um alargamento de origem instrumental, que pode ser medido pelo espectro da lâmpada de calibração ou pelas linhas telúricas. Conhecendo-se o valor de  $v \sin(i)$ , é possível determinar a velocidade de macroturbulência comparando-se as larguras a meia altura de uma linha atômica da estrela e de uma linha que represente o perfil instrumental pela relação dada por Strassmeier *et al.* (1990):

$$v \sin i = 0.591 \left\{ \left[ \frac{c}{\lambda} \left( FWHM_{obs}^2 - FWHM_{instr}^2 \right)^{1/2} \right]^2 - \zeta^2 \right\}^{1/2} \quad (3.34)$$

onde  $FWHM_{obs}^2$  e  $FWHM_{instr}^2$  são as larguras a meia altura das linhas atômica e telúrica, respectivamente.

Como um exemplo, as linhas de Fe I  $\lambda 6301.508$  e  $\lambda 6302.499$ , e 2 linhas telúricas encontradas nas proximidades com uma diferença de  $0.770 \text{ \AA}$  entre elas (Fig. 3.10) podem ser utilizadas nesse cálculo.

Pode-se notar claramente o efeito da velocidade de macroturbulência no espectro da estrela HD 210910 pelo grande alargamento apresentado. A Fig. 3.11 mostra a comparação desta estrela com a HD 749 cujos parâmetros atmosféricos são parecidos. Possivelmente a estrela HD 210910 está perdendo massa.

Para a presente amostra não existem determinações de  $v \sin(i)$ , o que possibilitaria o cálculo de  $\zeta$ . Porém é possível notar o efeito de  $\zeta$  no espectro. A Tab. 3.9 mostra as larguras equivalentes das linhas de Fe I e telúricas juntamente com as larguras a meia altura, medidas com a tarefa SPLIT do IRAF, para que se verifique como esse efeito se reflete em todos os espectros da amostra.

Reyniers *et al.* (2004) determinaram uma correlação entre a largura equivalente e a

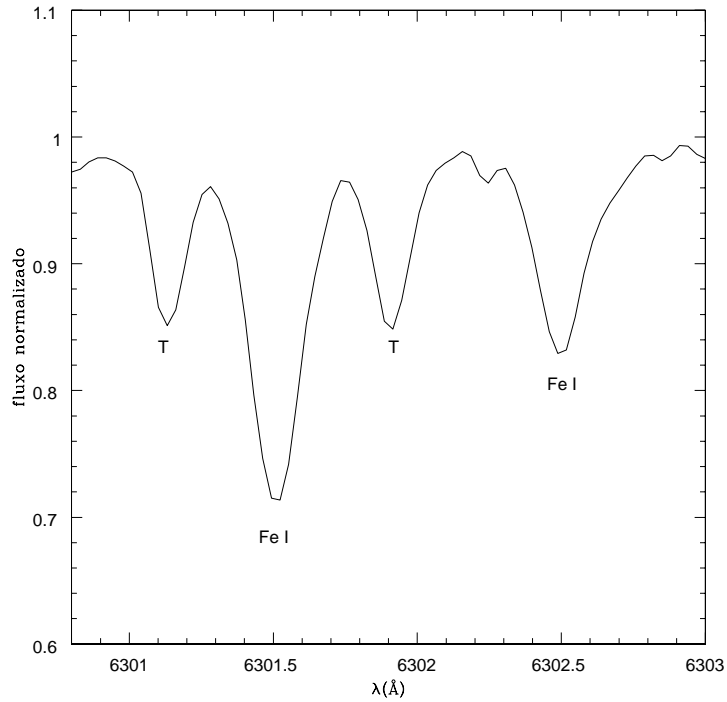


Figura 3.10 Espectro da estrela HD 222349 na região de  $\lambda 6302 \text{ \AA}$ . A letra “T” indica as posições das linhas telúricas.

velocidade de macroturbulência. Para isto eles usaram uma estrela pós-AGB rica em carbono. A relação encontrada por eles para as linhas de elementos neutros é

$$\zeta = 10.9 \log W_\lambda / \lambda + 70.2 \pm 2.7 \quad (3.35)$$

e para as linhas de elementos ionizados

$$\zeta = 10.9 \log W_\lambda / \lambda + 72.4 \pm 3.2. \quad (3.36)$$

Reyniers *et al.* interpretam essa variação em  $\zeta$  como um efeito da profundidade óptica da velocidade de macroturbulência, sendo as linhas mais intensas formadas em regiões mais próximas à superfície da estrela do que as linhas mais fracas.

### 3.3.5 Parâmetros Estelares Adotados

A dificuldade em se definir um conjunto de parâmetros atmosféricos reside no fato de que as três calibrações cor-temperatura utilizadas exigem que  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e o  $\log g$ , parâmetros inicialmente indeterminados, sejam fornecidos como dados de entrada. Este impasse foi superado determinando-se os parâmetros atmosféricos de modo iterativo, adotando-se

Tabela 3.9 Efeito da velocidade de macroturbulência nos espectros das estrelas de Bário.  $EFe_a$  e  $FFe_a$  são largura equivalente e FWHM da linha de Fe I  $\lambda 6301.508$  Å;  $EFe_b$  e  $FFe_b$  são largura equivalente e FWHM da linha de Fe I  $\lambda 6302.499$  Å;  $Et_a$  e  $Ft_a$  são largura equivalente e FWHM da primeira linha telúrica;  $Et_b$  e  $Ft_b$  são largura equivalente e FWHM da segunda linha telúrica. Todas as medidas são mostradas em mÅ.

estrela	$EFe_a$	$FFe_a$	$EFe_b$	$FFe_b$	$Et_a$	$Ft_a$	$Et_b$	$Ft_b$
HD 749	...	...	107	0.20	...	...	29	0.15
HR 107	74	0.31	47	0.31	23	0.15	24	0.14
HD 5424	124	0.19	105	0.21	...	...	30	0.13
HD 8270	89	0.18	48	0.18	...	...	26	0.13
HD 12392	124	0.20	96	0.19	35	0.17	29	0.14
HD 13551	84	0.28	57	0.27	25	0.13	29	0.14
HD 22589	111	0.20	84	0.19	25	0.13	28	0.14
HD 27271	130	0.21	...	...	30	0.14	...	...
HD 48565	66	0.19	63	0.20	...	...	31	0.14
HD 76225	88	0.23	50	0.23	...	...	23	0.15
HD 87080	85	0.19	61	0.18	18	0.14	18	0.13
HD 89948	90	0.23	63	0.22	20	0.14	21	0.14
HD 92545	84	0.22	56	0.23	20	0.15	23	0.15
HD 106191	...	...	68	0.19	...	...	33	0.17
HD 107574	...	...	34	0.24	18	0.14	17	0.14
HD 116869	124	0.20	103	0.20	...	...	18	0.12
HD 123396	96	0.17	93	0.18	32	0.14	...	...
HD 123585	69	0.33	61	0.40	20	0.15	21	0.14
HD 147609	79	0.26	58	0.27	28	0.15	28	0.13
HD 150862	89	0.25	64	0.27	22	0.16	24	0.17
HD 188985	88	0.23	59	0.21	21	0.13	30	0.14
HD 210709	142	0.22	113	0.20	10	0.12	3	0.15
HD 210910	...	...	117	0.41	...	...	4	0.12
HD 222349	62	0.21	35	0.19	20	0.14	24	0.16
BD+18 5215	74	0.29	...	...	...		28	0.12
HD 223938	112	0.21	...	...	20	0.17	...	...

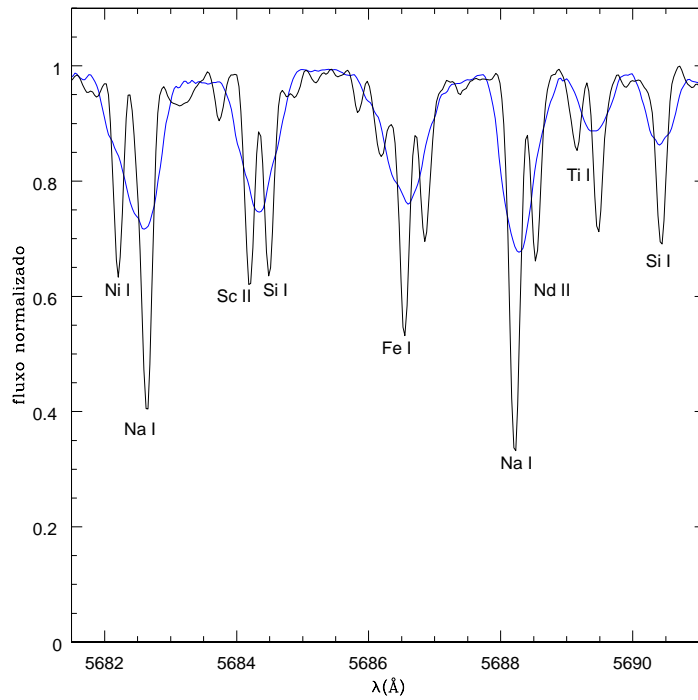


Figura 3.11 Comparação entre os espectros das estrelas HD 210910 (linha azul) e HD 749 (linha preta) na região de  $\lambda\lambda 5682\text{-}5691$  Å.

valores iniciais de  $\log g$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  de acordo com North *et al.* (1994) ou Gómez *et al.* (1997), obtendo-se desta forma os primeiros resultados de temperatura correspondentes a cada cor. Em seguida, a média das temperaturas obtidas e os parâmetros atmosféricos adotados são fornecidos ao programa *abon*. Foram utilizadas as linhas de Fe I e Fe II separadamente a fim de se testar o equilíbrio de ionização (ver seção 3.3.2).

Nesta primeira rodada, buscam-se valores de  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e  $v_t$  correspondentes ao equilíbrio de ionização para verificar a tendência dos resultados.

Utilizando a média das temperaturas e massas provenientes de isócronas, foi determinada a gravidade superficial a partir da equação 3.26, a fim de comparar com a resultante do equilíbrio de ionização.

Em geral, na primeira rodada foram obtidos para  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e  $\log g$  da equação 3.26, valores diferentes dos inicialmente adotados. Neste caso, esses novos dados foram utilizados nas grades de calibrações cor-temperatura e o processo foi reiniciado. O procedimento foi repetido até que os parâmetros de entrada fossem iguais aos de saída, obtendo assim um conjunto concordante de parâmetros atmosféricos.

Os modelos de atmosfera utilizados neste procedimento foram os de Edvardsson *et*

*al.* (1993) para estrelas com  $\log g \geq 3.3$  e de Plez *et al.* (1992) para estrelas com  $\log g < 3.3$ . Se os modelos de Gustafsson *et al.* (1975) forem usados, as abundâncias de Fe resultantes das linhas de Fe I e Fe II apresentam uma diferença  $\leq 0.03$  dex para a maioria das estrelas. Para duas estrelas a diferença chega a  $\approx 0.1$  dex para o Fe I. No caso do Fe II, 2 estrelas apresentam diferença de 0.15 dex e para outras 4 a diferença está entre 0.04 e 0.09 dex.

Após um intenso trabalho de iteração, é possível definir um conjunto de parâmetros atmosféricos para cada estrela. Os resultados deste trabalho são relatados na Tab. 3.11, através da qual notamos que nossa amostra é constituída de gigantes, subgigantes e anãs. Para comparação, a Tab. 3.12 mostra parâmetros atmosféricos encontrados na literatura.

Partindo dos parâmetros atmosféricos adotados, é possível determinar outros parâmetros estelares mostrados na Tab. 3.11: dadas a temperatura e  $\log g$ , determina-se a correção bolométrica  $BC(V)$  de acordo com Alonso *et al.* (1995) para anãs e Alonso *et al.* (1999) para gigantes, sendo que há boa concordância com valores determinados por interpolação linear nas grades de LCB98. As incertezas em  $BC(V)$  foram calculadas de acordo com as incertezas das temperaturas; a partir das equações 3.37 a 3.45, obtém-se a magnitude absoluta  $M_v$ , a magnitude bolométrica  $M_{bol}$ , a luminosidade ( $L_*/L_\odot$ ), o raio ( $R_*/R_\odot$ ) e a massa ( $M_*/M_\odot$ ) das estrelas, dadas a distância  $D(\text{pc})$ ,  $A_v$ ,  $V$  e  $\log g$ :

$$M_v = V - 5 \log D + 5 - A_v \quad (3.37)$$

$$\sigma_{M_v} = \left[ (\sigma_V)^2 + \left( \frac{5\sigma_D}{D \ln(10)} \right)^2 + \sigma_{A_v}^2 \right]^{0.5} \quad (3.38)$$

$$M_{bol*} = M_v + BC \quad (3.39)$$

$$\sigma_{M_{bol*}} = \left( \sigma_{M_v}^2 + \sigma_{BC}^2 \right)^{0.5} \quad (3.40)$$

$$L_* = 10^{-0.4(M_{bol*} - M_{bol\odot})} L_\odot \quad (3.41)$$

$$\sigma_L = L 0.4 \ln(10) \left( \sigma_{M_{bol*}}^2 + \sigma_{M_{bol\odot}}^2 \right)^{0.5} \quad (3.42)$$

$$R_* = \left( \frac{L_* T_{eff\odot}^4}{L_\odot T_{eff*}^4} \right)^{0.5} R_\odot \quad (3.43)$$

$$\sigma_R = R \left[ \left( \frac{\sigma_L}{2L} \right)^2 + \left( \frac{2\sigma_{Teff\odot}}{T_{eff\odot}} \right)^2 + \left( \frac{2\sigma_{Teff*}}{T_{eff*}} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (3.44)$$

Lembrando que  $g = 10^{\log(g)}$  e  $\sigma_g = g \ln(10) \sigma_{\log(g)}$

$$M_* = \frac{g_* R_*^2}{g_\odot R_\odot^2} M_\odot \quad (3.45)$$

$$\sigma_M = M \left[ \left( \frac{\sigma_{g*}}{g_*} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{g\odot}}{g_\odot} \right)^2 + \left( \frac{2\sigma_R}{R} \right)^2 \right]^{0.5}. \quad (3.46)$$

Calculando a massa pela equação 3.45 utilizando como parâmetro de entrada o  $\log g$  espectroscópico, obteve-se a coluna 14 da Tab. 3.11. Comparando com as massas derivadas das isócronas (coluna 15) vê-se que, em geral, as isócronas fornecem massas superiores, o que leva a  $\log g$ 's resultantes da equação 3.26 superiores aos espectroscópicos.

Mennessier *et al.* (1997) estabeleceram faixas de massa para as estrelas de Bário de acordo com a classe de luminosidade, sendo 1 - 1.6  $M_\odot$  para anãs e 1 - 3  $M_\odot$  para gigantes ou subgigantes. A maior parte das massas encontradas para as estrelas tanto com as isócronas quanto com as equações acima estão dentro ou próximas a estas faixas. Deve-se levar em consideração que nem sempre a metalicidade e a temperatura da isócrona são exatamente iguais às derivadas da fotometria para uma dada estrela.

Um trabalho adicional é necessário para com as estrelas para as quais não são dadas paralaxes Hipparcos. No caso em que a extinção é nula, a determinação das cores é direta e portanto as temperaturas seguidas dos outros parâmetros  $\log g$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e BC. Assim, a distância pode ser determinada fixando a massa. No caso em que há variação da extinção no qual foi adotada a média de  $A_v$ , obtém-se uma determinada distância eventualmente diferente daquela utilizada no cálculo de  $A_v$ . Neste caso, essa nova distância é utilizada para reiniciar o processo, determinando um novo  $A_v$ , novas cores e temperaturas. O procedimento é repetido até que a distância obtida no fim do processo seja igual àquela adotada no início do mesmo. Nos dois casos, o cálculo foi feito para diversas massas dentro da faixa dada por Mennessier *et al.* (1997) e foram inseridas as magnitudes absolutas resultantes nas isócronas para comparar com a massa de entrada. O  $\log g$  foi o calculado com a equação 3.26. Foi escolhida uma massa cujo  $\log g$  obtido com a equação 3.26 estivesse dentro de 0.3 dex do espectroscópico. Uma



vez fixa a massa, foram recalculadas as distâncias. Desta forma, foram determinados limites dentro dos quais podem estar as distâncias e massas, os quais são mostrados na Tab. 3.10

Tabela 3.10 Massas e distâncias adotadas para estrelas sem  $\pi_H$

estrela	$D_{min}$ - $D_{max}$	$M_{min}$ - $M_{max}$	Adotados
HD 12392	150-240pc	1.6-2,4 $M_{\odot}$	219(30)pc e 2,0(1) $M_{\odot}$
HD 22589	240-288pc	1,6-1,8 $M_{\odot}$	249(20)pc e 1,6(1) $M_{\odot}$
HD 106191	140-180pc	1,0-1,1 $M_{\odot}$	145(20)pc e 1,0(1) $M_{\odot}$
HD 150862	70-90pc	1,0-1,2 $M_{\odot}$	74(10)pc e 1,1(1) $M_{\odot}$
HD 222349	154-182pc	1,1-1,2 $M_{\odot}$	168(20)pc e 1,2(1) $M_{\odot}$
BD+18 5215	140-190pc	1,1-1,2 $M_{\odot}$	153(20)pc e 1,1(1) $M_{\odot}$

De acordo com Thévenin & Idiart (1999), as linhas de Fe I sofrem muito mais os efeitos do desvio do equilíbrio termodinâmico local do que as de Fe II, o que levaria a uma gravidade superficial incorreta se o equilíbrio de ionização for adotado. Sendo assim, as gravidades adotadas foram as resultantes da expressão 3.26 e as metalicidades, as resultantes do programa *abon* para as linhas de Fe II, mostradas na coluna 6 da Tab. 3.11. A lista de valores de log gf dessas linhas foi construída de acordo com Meléndez & Barbuy (2002). Um fato a se notar é que utilizando essa lista a abundância de Fe derivada com as linhas de Fe II fica mais próxima da derivada com as linhas de Fe I, e a diferença entre a gravidade superficial resultante do equilíbrio de ionização difere em 0.2 dex em relação ao resultado obtido se os valores de log gf utilizados forem os fornecidos pelo NIST. A análise de Thévenin & Idiart (1999) foi feita para estrelas anãs e subgigantes, porém os valores reduzidos encontrados neste trabalho para as massas de algumas gigantes indicam que possivelmente este efeito também afeta esta classe de estrelas.

Comparando as tabelas 3.11 e 3.12, vê-se que a maior diferença está nas estrelas HD 27271 e HD 147609. Deve-se notar que todas as temperaturas derivadas das cores no presente trabalho para a estrela HD 27271 são muito menores do que as encontradas na literatura, e isto afeta diretamente a determinação dos outros parâmetros atmosféricos. Para a estrela HD 147609, todas as cores utilizadas na determinação das temperaturas que contribuíram para a média são inferiores às temperaturas encontradas na literatura. Além disso, as metalicidades utilizadas foram as derivadas das linhas de Fe II, e não do equilíbrio de ionização. Outro fato a notar é que as massas derivadas utilizando-se log g nas condições de equilíbrio de ionização são muito pequenas (ver coluna 14 da Tab.

3.11), portanto parece razoável usar o  $\log g$  derivado das isócronas e as linhas de Fe II como referência para determinação da metalicidade.

Tabela 3.11 Resultados dos parâmetros estelares da presente amostra.  $T_{ef}$  e  $T_{ex}$  são as temperaturas fotométrica e de excitação, respectivamente.  $T_{ef}$  foi adotada como temperatura efetiva da estrela.  $\lg(C,D)$  são os valores de  $\log g$  descritos na seção 3.3.2. Os parâmetros das colunas 8 a 15 são detalhados na seção 3.3.5. Os números entre parênteses são os erros nas últimas casas decimais.

estrela	$T_{ef}$	$T_{ex}$	$\lg(C)$	$\lg(D)$	[FeI;II/H]	$v_t$	$BC_{Icb}(V)$	$BC_A(V)$	$M_v$	$M_{bol}$	$L_*/L_\odot$	$R_*/R_\odot$	$M_*/M_\odot$	$M_i/M_\odot$
HD 749	4610	4580	2.3	2.8(1)	-0.06;+0.17(2)	0.9	-0.47(7)	-0.43(6)	1.9(3)	1.4(3)	21(6)	7(1)	0.4(1)	1.2
HR 107	6440	6650	4.0	4.08(7)	-0.34;-0.36(2)	1.6	-0.04(1)	-0.08(1)	3.3(1)	3.2(1)	4.2(5)	1.6(1)	1.0(3)	1.2
HD 5424	4570	4700	1.8	2.0(3)	-0.51;-0.55(2)	1.1	-0.48(7)	-0.44(6)	-0.5(8)	-0.9(8)	184(130)	22(8)	1.1(8)	1.9
HD 8270	5940	6070	4.2	4.2(1)	-0.44;-0.42(2)	0.9	-0.12(1)	-0.13(1)	4.4(2)	4.2(2)	1.6(3)	1.2(1)	0.8(3)	0.9
HD 12392	5000	5000	3.2	3.2(1)	-0.06;-0.12(3)	1.2	-0.28(2)	-0.26(3)	1.8(3)	1.5(3)	20(6)	6.0(9)	2.0(8)	2.0
HD 13551	5870	6050	3.7	4.0(1)	-0.44;-0.24(2)	1.1	-0.12(1)	-0.14(1)	4.0(2)	3.8(2)	2.3(5)	1.5(2)	0.4(1)	0.9
HD 22589	5400	5630	3.3	3.3(1)	-0.12;-0.27(2)	1.1	-0.19(2)	-0.20(2)	2.0(3)	1.8(3)	16(4)	4.5(6)	1.4(5)	1.6
HD 27271	4830	4830	2.3	2.9(1)	-0.09;+0.17(2)	1.3	-0.35(5)	-0.32(4)	1.3(2)	1.0(2)	32(7)	8(1)	0.5(2)	1.9
HD 48565	5860	6050	3.8	4.01(8)	-0.71;-0.62(2)	1.0	-0.14(1)	-0.15(1)	3.9(1)	3.7(1)	2.5(3)	1.5(1)	0.5(1)	0.9
HD 76225	6110	6330	3.7	3.8(1)	-0.34;-0.31(2)	1.4	-0.09(1)	-0.08(1)	2.6(3)	2.5(3)	8(2)	2.5(4)	1.1(5)	1.4
HD 87080	5460	5550	3.7	3.7(2)	-0.49;-0.44(2)	1.0	-0.19(2)	-0.20(2)	3.2(4)	3.0(4)	5(2)	2.5(5)	1.1(3)	1.2
HD 89948	6010	6010	4.2	4.30(8)	-0.28;-0.30(2)	1.2	-0.10(1)	-0.11(1)	4.3(1)	4.2(1)	1.6(2)	1.18(9)	0.8(2)	1.0
HD 92545	6210	6270	4.0	4.0(1)	-0.15;-0.12(2)	1.3	-0.06(1)	-0.08(1)	3.1(3)	3.0(3)	5(1)	1.9(2)	1.3(5)	1.3
HD 106191	5890	5890	4.2	4.2(1)	-0.22;-0.29(3)	1.1	-0.11(1)	-0.11(1)	4.2(3)	4.0(3)	1.9(6)	1.3(2)	1.0(4)	1.0
HD 107574	6400	6400	3.6	3.6(2)	-0.56;-0.55(2)	1.6	-0.06(1)	-0.08(1)	2.0(5)	1.9(5)	13(6)	3.0(6)	1.3(6)	1.4
HD 116869	4720	4850	2.1	2.2(2)	-0.35;-0.32(2)	1.3	-0.38(5)	-0.37(4)	0.2(5)	-0.1(5)	88(40)	14(4)	0.9(5)	1.2
HD 123396	4360	4480	1.2	1.4(3)	-1.19;-0.99(2)	1.2	-0.61(7)	-0.57(7)	-0.7(8)	-1.3(8)	255(180)	28(10)	0.4(3)	0.8
HD 123585	6350	6450	4.2	4.2(1)	-0.44;-0.48(3)	1.7	-0.06(1)	-0.10(4)	3.7(2)	3.6(2)	2.8(6)	1.4(2)	1.1(4)	1.1
HD 147609	5960	5960	3.3	4.42(9)	-0.45;+0.08(3)	1.5	-0.09(1)	-0.10(1)	4.7(2)	4.6(2)	1.2(2)	1.02(9)	0.07(2)	1.0
HD 150862	6310	6310	4.6	4.6(1)	-0.11;-0.10(3)	1.4	-0.06(1)	-0.07(1)	4.7(3)	4.7(3)	1.1(3)	0.9(1)	1.1(4)	1.1
HD 188985	6090	6190	4.3	4.3(1)	-0.25;-0.30(2)	1.1	-0.09(1)	-0.10(1)	4.1(2)	4.0(2)	1.9(4)	1.2(1)	1.1(2)	1.1
HD 210709	4630	4680	2.3	2.4(2)	-0.07;-0.04(3)	1.1	-0.45(7)	-0.53(6)	1.1(4)	0.5(4)	48(20)	11(2)	0.8(4)	1.1
HD 210910	4570	4770	2.0	2.7(2)	-0.37;+0.04(6)	2.0	-0.50(7)	-0.45(6)	2.0(4)	1.6(4)	19(6)	7(1)	0.2(1)	1.0
HD 222349	6130	6190	3.9	3.9(1)	-0.58;-0.63(3)	1.1	-0.11(1)	-0.12(1)	3.1(2)	2.9(2)	5(1)	2.0(2)	1.2(4)	1.2
BD+18 5215	6300	6300	4.2	4.2(1)	-0.44;-0.53(3)	1.5	-0.08(1)	-0.10(1)	3.8(3)	3.7(3)	3(1)	1.4(2)	1.1(4)	1.1
HD 223938	4970	5150	2.7	3.1(1)	-0.35;-0.13(2)	1.0	-0.28(2)	-0.31(4)	1.9(4)	1.6(4)	18(6)	6(1)	0.6(2)	1.4

Tabela 3.12 Parâmetros atmosféricos encontrados na literatura para estrelas de Bário. referências: E93: Edvardsson *et al.* (1993); G96: Gratton *et al.* (1996); T99: Thévenin & Idiart (1999); P05: Pereira (2005); P03: Pereira & Junqueira (2003); B92: Barbuy *et al.* (1992); N94: North *et al.* (1994); S86: Smith & Lambert (1986); L91: Luck & Bond (1991); S93: Smith *et al.* (1993). Os números entre parênteses são os erros na última casa decimal.

estrela	$T_{ef}(K)$	$\log g$	[M/H]	$v_t(\text{km/s})$	ref
HR 107	6488	4.08	-0.37	-	E93
HR 107	6431	4.06	-0.37	1.98	G96
HR 107	6462	4.17	-0.21	1.00	T99
HD 8270	6100	4.2	-0.53	1.4	P05
HD 13551	6400	4.4	-0.28	1.6	P05
HD 22589	5600	3.8	-0.16	1.4	P05
HD 27271	5350	2.30	-0.50	3.0	B92
HD 48565	5910	3.50	-0.90	1.2(2)	N94
HD 48565	5929	3.72	-0.54	1.00	T99
HD 76225	6010	3.50	-0.50	1.7(2)	N94
HD 87080	5600	4.00	-0.51	1.2	P03
HD 89948	5929	4.10	-0.31	1.00	S86
HD 89948	6000	4.00	-0.13	1.80	L91
HD 89948	5950	4.10	-0.27	0.80	S93
HD 92545	6240	3.90	-0.33	1.7(1)	N94
HD 106191	5840	4.05	-0.40	1.0(1)	N94
HD 107574	6340	3.63	-0.80	1.9(3)	N94
HD 123585	6047	3.50	-0.50	1.8(3)	N94
HD 123585	6000	3.50	-0.50	2.00	L91
HD 147609	6270	3.50	-0.50	1.2(2)	N94
HD 147609	6300	3.61	-0.36	1.20	T99
HD 150862	6135	4.05	-0.30	1.2(1)	N94
HD 150862	6200	4.00	-0.22	2.20	L91
HD 188985	5960	3.78	-0.30	1.4(1)	N94
HD 222349	6000	3.76	-0.90	1.8	N94
BD+18 5215	6290	4.49	-0.50	1.2(2)	N94



# Capítulo 4

## Abundâncias das Estrelas de Bário

### 4.1 Introdução

Estudos de determinação de abundâncias são muito importantes para o nosso conhecimento do Universo. Como exemplos, os processos de formação de elementos bem como os sítios onde esses processos ocorrem podem ser esclarecidos pelas relações de abundâncias; a evolução química da Galáxia pode ser traçada analisando como cada elemento evolui no tempo pela relação entre as abundâncias dos diversos elementos e a metalicidade. Além disso, as distribuições de abundâncias podem ser usadas para caracterizar as diversas populações estelares. Diversos grupos estelares foram definidos em termos das características relacionadas com a composição química, como é o caso das estrelas de Bário.

Alguns poucos trabalhos analisaram estrelas de Bário determinando abundâncias, e poucas estrelas em comum com o presente trabalho são encontradas na literatura. Eventualmente são encontradas, mas poucos elementos são incluídos na análise, como no caso de Barbuy *et al.* (1992) que estudaram somente C, N e O tendo em comum apenas a estrela HD 27271, para a qual Liang *et al.* (2003) determinaram abundâncias de vários elementos, mas incluindo apenas Y, Zr, Ba, La e Eu como elementos pesados. A vasta amostra de Edvardsson *et al.* (1993) tem em comum a estrela HR 107 entre as 6 estrelas de Bário identificadas por eles. Para essa mesma estrela Tomkin *et al.* (1989) determinaram abundâncias de C, N, O, Y, Zr, Ba, Ce, Eu. Para a estrela HD 89948, Smith & Lambert (1986) determinaram abundâncias de Li, Al e Ca e Smith *et al.* (1993) incluíram outros elementos, entre eles, Y, Zr, Ba e Nd.

Outros trabalhos também estudaram estrelas em comum com a presente amostra envolvendo um número maior de estrelas ou maior quantidade de elementos. É o caso

de North *et al.* (1994), do qual foram escolhidas 11 estrelas para fazer parte da presente amostra, que determinaram abundâncias para vários elementos, entre eles, Sr, Y, Zr, Ba, Ce e Nd. Eles analisaram uma série de estrelas classificadas por Bidelman como F str  $\lambda 4077$  à procura de estrelas anãs de Bário. Abundâncias de vários elementos, entre eles, Y II, Zr I, Ba II, La II, Ce II, Nd II e Eu II foram determinadas para a estrela HD 87080 por Pereira & Junqueira (2003), e para as estrelas HD 8270, HD 13551 e HD 22589 por Pereira (2005), embora para algumas delas as abundâncias de Zr II e Eu II não tenham sido determinadas.

Bond (1974) definiu certas estrelas com características de estrelas CH (Keenan 1942) porém mais quentes, como subgigantes CH. Estas classificações se basearam na inspeção visual do espectro. Estudos posteriores, baseados em espectros de alta resolução, têm mostrado que existe uma sobreposição entre as características das estrelas classificadas como subgigantes CH e as das classificadas como estrelas de Bário. Como exemplo, Bond incluiu as estrelas HD 89948, HD 76225 e HD 123585 em sua lista de subgigantes CH. As duas últimas foram analisadas também por North *et al.*, cujos resultados os levaram a identificar essas estrelas como anãs de Bário. Eles sugerem que a mudança na classificação se deve à determinação de  $\log g$ . Para essas estrelas, os valores encontrados por eles para gravidade superficial espectroscópica são compatíveis com a fase de anã. Luck & Bond (1991) analisaram as estrelas HD 89948, HD 123585 e HD 150862 em comum com a presente amostra. Luck & Bond (1982, 1991) sugerem que as subgigantes CH sejam estrelas de Bário de seqüência principal ou da fase de subgigante, mas mantém a nomenclatura original para evitar confusão.

Lu (1991) considera como estrelas de Bário as seguintes estrelas em comum com a presente amostra: HD 749, HD 5424, HD 8270, HD 12392, HD 13551, HD 22589, HD 27271, HD 87080, HD 89948, HD 116869, HD 123396, HD 123585, HD 150862, HD 188985, HD 210709, HD 210910, HD 222349, HD 223938. Nesta lista estão incluídas estrelas classificadas como subgigantes CH por outros trabalhos.

Seguindo a definição de estrelas de Bário como a contrapartida de População I das subgigantes CH que são de População II (ver Bond 1974; Johnson & Bolte 2004), todas as estrelas da presente amostra se encaixam no grupo de estrelas de Bário, independente da posição no diagrama HR.

É possível que existam estrelas CH e de Bário nas diversas classes de luminosidades, mas ainda faltam trabalhos que definam os limites de cada grupo identificando as características específicas em termos de abundâncias, e não pela apresentação visual do espectro.

## 4.2 Síntese de Linhas Atômicas e Moleculares

As abundâncias de todos os elementos incluídos no programa foram determinadas através de síntese espectral de linhas individuais, utilizando uma atualização feita em Barbuy *et al.* (2003) do código descrito em Spite (1967), Barbuy (1982) e Cayrel *et al.* (1991).

O programa de síntese espectral reproduz o fluxo em condições de ETL

$$S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) = 2 \int_0^{\infty} B(\tau_{\lambda}) E_2(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda} \quad (4.1)$$

onde  $B(\tau_{\lambda})$  é a função de Planck,  $E_2(\tau_{\lambda})$  é a função íntegro-exponencial de segunda ordem e  $\tau_{\lambda}$  é a profundidade óptica que inclui as absorções do contínuo, atômicas e moleculares (ver detalhes na seção 3.3.3).

O código utiliza listas de linhas atômicas e moleculares e as constantes correspondentes. As constantes atômicas utilizadas como entrada são força de oscilador ( $\log gf$ ), potencial de excitação ( $\chi_{ex}$  em eV), constante de interação ( $C_6$ ), constante de amortecimento do alargamento natural (GR), constante de amortecimento do alargamento colisional por partículas carregadas ou efeito Stark (GE). As linhas de hidrogênio são calculadas separadamente. Na lista de linhas moleculares são dados os níveis vibracionais e rotacionais e os valores das constantes moleculares rotacionais, vibracionais e eletrônicas que integram a intensidade da linha. São incluídas linhas de sistemas de CN vermelho  $A^2\Pi-X^2\Sigma$ , CN azul  $B^2-X^2\Sigma$ ,  $C_2$  Swan  $A^3\Pi-X^3\Pi$ , três sistemas de CH  $A^2\Delta-X^2\Pi$ ,  $B^2\Sigma^- - X^2\Pi$  e  $C^2\Sigma^+ - X^2\Pi$  e TiO  $A^3\Phi-X^3\Delta$  (sistema  $\gamma$ ).

A largura a meia altura (FWHM) e as abundâncias dos elementos são alteradas até que haja uma concordância entre os espectros sintético e observado, como exemplificado na Fig. 4.1.

### 4.2.1 Constantes de Alargamento das Linhas

As linhas espectrais são alargadas por uma série de fenômenos que ocorrem nas atmosferas estelares. O alargamento natural é o menos intenso, mas está sempre presente porque está relacionado com o Princípio da Incerteza de Heisenberg. O alargamento Doppler se deve aos movimentos dos átomos na atmosfera e está relacionado com a temperatura do local onde se forma a linha. Outra causa de alargamento é o efeito Zeeman, que é o desdobramento dos níveis de energia atômicos devido ao campo magnético. O alargamento devido à pressão está relacionado com vários tipos de colisões. A cada tipo



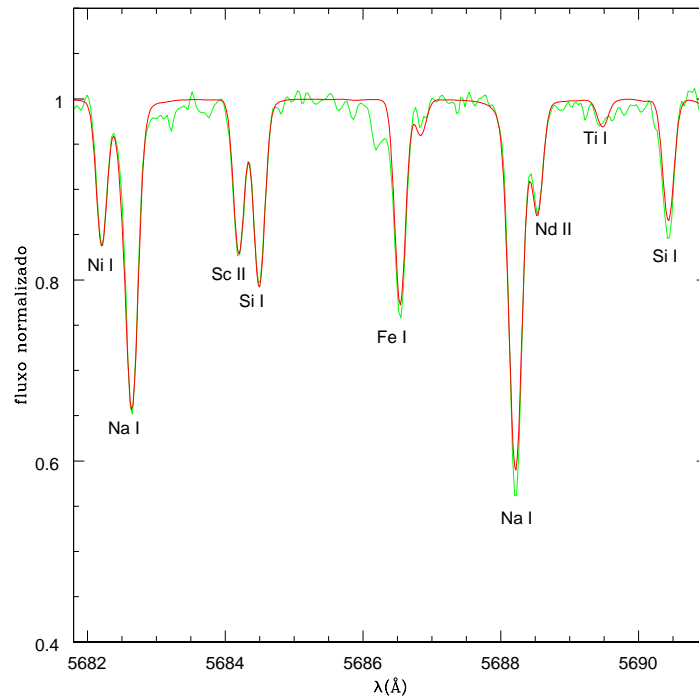


Figura 4.1 Ajuste na região de  $\lambda\lambda 5682 - 5692 \text{ \AA}$  para a estrela HD 188985. A linha verde corresponde ao espectro observado e a vermelha ao espectro sintético.

de alargamento existe uma constante de amortecimento correspondente. Detalhes dos alargamentos e dos cálculos das constantes de amortecimento podem ser encontrados em Gray (1992), Thorne *et al.* (1999), entre outras referências sobre espectros estelares.

Uma das mais importantes causas de alargamento das linhas espectrais é a interação colisional entre os átomos que absorvem a luz na atmosfera estelar e outras partículas, o chamado alargamento colisional. Essas outras partículas podem ser átomos do mesmo tipo dos absorvedores ou outras espécies atômicas, íons, elétrons e, no caso de estrelas frias, moléculas. Nas atmosferas estelares as partículas adquirem velocidades mais altas quanto mais elevada for a temperatura. Quanto mais quente a atmosfera estelar, mais frequentes serão as colisões.

Existem dois tipos de alargamento colisional. As colisões entre partículas carregadas, que nas atmosferas estelares são elétrons e íons, causam o efeito Stark. O alargamento de van der Waals se deve principalmente às colisões com hidrogênio neutro (ver Ryan 1998). O efeito das interações colisionais é notado mais claramente nas asas de linhas atômicas muito intensas. A constante de amortecimento colisional é introduzida no código de síntese espectral através de sua relação com a constante de interação  $C_6$

$$\gamma_6/N_H = 17C_6^{2/5}v^{3/5} \quad (4.2)$$

onde  $N_H$  é a densidade de hidrogênio e  $v$  é a velocidade relativa entre as duas partículas colidindo.

A forma clássica de se determinar o valor de  $C_6$  é através da aproximação para a interação de Van der Waals dada por

$$C_6 = 6.46 \times 10^{-34} (\langle R_{sup}^2 \rangle - \langle R_{inf}^2 \rangle) \quad (4.3)$$

onde  $\langle R_i^2 \rangle$  é o raio quadrático médio do estado de excitação  $i$ , expresso como raio de Bohr

$$\langle R_i^2 \rangle = \frac{n^{*2}}{2Z^2} [5n^{*2} + 1 - 3l(l+1)] \quad (4.4)$$

onde  $Z$  é a carga nuclear efetiva vista pelo elétron (1 para Fe I, 2 para Fe II, etc.),  $l$  é o número quântico momento angular orbital do estado  $i$  e  $n^*$  é o número quântico principal efetivo dado por

$$n^{*2} = \frac{I_H Z^2}{I - \chi} \quad (4.5)$$

onde  $I_H$  é o potencial de ionização do hidrogênio,  $I$  é o potencial de ionização do átomo e  $\chi$  é a energia de excitação do estado. É necessário calcular  $n^{*2}$  para os níveis superior e inferior.

Anstee & O'Mara (1995), Barklem & O'Mara (1997) e Barklem *et al.* (1998) calcularam as seções de choque  $\sigma_v$  para um conjunto de valores de  $n^*$ . A partir desses cálculos obtém-se o valor de  $\sigma_v$  por interpolação bi-linear, tornando-se possível calcular o valor de  $C_6$  no lugar da equação 4.3 por

$$C_6(O'Mara) = 6.46 \times 10^{-34} (\sigma_v/63.65)^{5/2}. \quad (4.6)$$

Na falta de tais dados, a expressão clássica é utilizada para o cálculo de  $C_6$ .

## 4.2.2 Função de Partição

Existem vários mecanismos que contribuem para aumentar ou reduzir a população de um certo nível de energia de um átomo ionizado ou neutro. Nas fotosferas estelares esses

mecanismos são transições radiativas, colisionais e espontâneas.

Para um sistema em equilíbrio termodinâmico a uma temperatura  $T$ , a razão entre populações dos níveis 2 e 1, com energias respectivamente  $\chi_2$  e  $\chi_1$  é dada pela equação de Boltzmann

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(\chi_1 - \chi_2)/kT} \quad (4.7)$$

onde  $g_2$  e  $g_1$  são os pesos estatísticos  $2J + 1$  dos níveis 2 e 1, respectivamente, sendo  $J$  o momento angular total do nível.

Em relação ao total de átomos da mesma espécie  $n$

$$\begin{aligned} \frac{n_2}{n} &= \frac{g_2 \exp(-\chi_2/kT)}{g_1 + g_2 \exp(-\chi_2/kT) + g_3 \exp(-\chi_3/kT) + \dots} \\ &= \frac{g_2}{u(T)} \exp(-\chi_2/kT) \end{aligned} \quad (4.8)$$

onde  $u(T)$  é chamada de função de partição definida por:

$$u(T) = \sum_{i=0}^n g_i \exp(-\chi_i/kT). \quad (4.9)$$

A equação de Saha é usada para relacionar a fração de átomos ionizados em um sistema em equilíbrio termodinâmico

$$\frac{n_1}{n_0} n_e = \frac{2(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \frac{u_1(T)}{u_0(T)} \exp\left(\frac{-\chi}{kT}\right) \quad (4.10)$$

onde  $n_e$  é a densidade de elétrons e os subscritos 0 e 1 indicam átomo neutro e ionizado, respectivamente.

Existem tabelas na literatura que fornecem as funções de partição para todos os átomos da tabela periódica. Para facilitar o uso dessas tabelas, Irwin (1981) aproximou as funções de partição por polinômios do tipo:

$$\ln u = \sum_{i=0}^5 a_i (\ln T)^i \quad (4.11)$$

onde os coeficientes  $a_i$  são ajustados por mínimos quadrados.

Todas as funções de partição dos átomos relevantes para este estudo foram calculadas pelos polinômios de Irwin (1981), com os potenciais de ionização de Allen (1973) para o elemento neutro e o primeiro íon de 83 elementos, e 33 temperaturas no intervalo  $2450 \text{ K} < T \leq 12600 \text{ K}$ .

### 4.2.3 Força de Oscilador

A força de oscilador  $gf$  é muito importante no estudo de composição química de estrelas, para o desenvolvimento de modelos de atmosferas e interiores estelares, e para testar a teoria de nucleossíntese. É muito importante que os valores de  $\log gf$  sejam bem determinados, caso contrário eles passam a ser fontes significativas de erros das abundâncias.

Os valores de  $\log gf$  das linhas atômicas utilizadas no presente trabalho são mostradas nas Tabs. A.1 a A.4 juntamente com suas respectivas fontes. Foi dada a preferência para valores determinados em laboratório. Para alguns dos elementos pesados, foi calculada a estrutura hiperfina (EHF) como descrito a seguir.

#### Estrutura Hiperfina

A interação entre o campo magnético interno produzido pelos movimentos dos elétrons e o momento de dipolo magnético do spin do núcleo gera um desdobramento das linhas espectrais em componentes com separação de 1 a  $10 \text{ m}\text{\AA}$ , a chamada estrutura hiperfina (EHF). A importância de se levar em conta EHF no cálculo de espectro sintético é que as linhas muito intensas que seriam saturadas com o  $\log gf$  total são geradas sem saturação resultando em medidas de abundâncias mais precisas.

Analogamente ao acoplamento spin-órbita, podemos definir um vetor soma do momento angular  $F$  que vai de  $|I - J|$  a  $|I + J|$ , onde  $I$  é o momento angular nuclear e  $J$  o momento angular dos elétrons. O número de estados de energia é  $2J+1$  ou  $2I+1$  quando  $I \geq J$  ou  $I \leq J$ , respectivamente, sendo que as transições permitidas seguem o teorema de Wigner-Eckart  $\Delta F = 0, \pm 1$  com exceção de  $0 \rightarrow 0$ . A energia de cada transição pode ser representada tipicamente como

$$\Delta E = \frac{1}{2}AK + B \frac{(3/4)K(K+1) - J(J+1)I(I+1)}{2I(2I-1)(2J-1)} \quad (4.12)$$

onde  $A$  e  $B$  são as constantes de EHF e

$$K \equiv F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1). \quad (4.13)$$

As constantes de EHF utilizadas neste trabalho são as dadas por Lawler *et al.* (2001a,b) e Rutten (1978). A intensidade da componente hiperfina formada pela transição do nível  $J$  para  $J'$  pode ser dada pelas relações de Russell-Saunders (Condon & Shortley 1959; Prochaska *et al.* 2000):

caso a)  $J = J'$

$$[F = F'] \quad \eta = \frac{(2F + 1)[F(F + 1) - I(I + 1) + J(J + 1)]^2}{4F(F + 1)} \quad (4.14)$$

$$[F < F'] \quad \eta = \frac{(F - I + J + 1)(F + I - J + 1)(I + J + F + 2)(I + J - F)}{4(F + 1)} \quad (4.15)$$

$$[F > F'] \quad \eta = \frac{(F - I + J)(F + I - J)(I + J + F + 1)(I + J + 1 - F)}{4F} \quad (4.16)$$

caso b)  $J > J'$

$$[F = F'] \quad \eta = \frac{(2F + 1)(F + J - I)(F + I - J + 1)(F + I + J + 1)(I + J - F)}{4F(F + 1)} \quad (4.17)$$

$$[F < F'] \quad \eta = \frac{(F + I - J + 1)(I + J - F)(F + I - J + 2)(I + J - 1 - F)}{4(F + 1)} \quad (4.18)$$

$$[F > F'] \quad \eta = \frac{(F - I + J - 1)(F + J - I)(F + I + J + 1)(I + J + F)}{4F} \quad (4.19)$$

caso c)  $J < J'$

$$[F = F']$$

$$\eta = \frac{(2F + 1)(F + J' - I)(F + I - J' + 1)(F + I + J' + 1)(I + J' - F)}{4F(F + 1)} \quad (4.20)$$

$$[F < F']$$

$$\eta = \frac{(F' + I - J' + 1)(I + J' - F')(F' + I - J' + 2)(I + J' - 1 - F')}{4(F' + 1)} \quad (4.21)$$

$$[F > F']$$

$$\eta = \frac{(F' - I + J' - 1)(F' + J' - I)(F' + I + J' + 1)(I + J' + F')}{4F'}. \quad (4.22)$$

Desta forma, foram calculadas as componentes e respectivos valores de log gf da EHF dos elementos Eu, La, Ba e Pb, com o auxílio de um programa cedido por Andrew McWilliam. As componentes finais foram determinadas utilizando a fração isotópica solar de Lodders (2003) de modo a atribuir o peso adequado para cada uma delas.

Para o Cu, foi utilizada a EHF de Biehl (1976), cujas frações isotópicas são de 0.69 para  $^{63}\text{Cu}$  e 0.31 para  $^{65}\text{Cu}$ . Foram efetuadas pequenas correções de modo a adaptar a soma dos gf's das componentes individuais ao gf total adotado neste trabalho.

Todas as linhas com EHF foram comparadas ao espectro solar, como exemplificado pela Fig. 4.2. A Tab. B.1 mostra em detalhes todas as componentes utilizadas.

#### 4.2.4 Síntese de Linhas Moleculares

A estrutura molecular é mais complexa do que a estrutura atômica, por isso o espectro molecular também é mais complexo e rico em linhas do que o espectro atômico. Diferente das transições atômicas, as transições moleculares são de origem eletrônica, vibracional e rotacional. Cada região do espectro molecular é influenciado por um ou mais tipos de transições: no ultravioleta e visível os três tipos são importantes, no infravermelho próximo atuam as rotacionais e vibracionais, e no infravermelho distante e rádio, as rotacionais.

No caso da síntese molecular, é necessário calcular o coeficiente de absorção molecular pela equação (Barbuy 1982)

$$\kappa_{\lambda}^{mol} = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \lambda^2 g_{J''} f_{\nu' J', \nu'' J''} N_{el, \nu'', J''}^{AB} \frac{H(a, u)}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} (1 - e^{-hc/\lambda kT}) \quad (4.23)$$

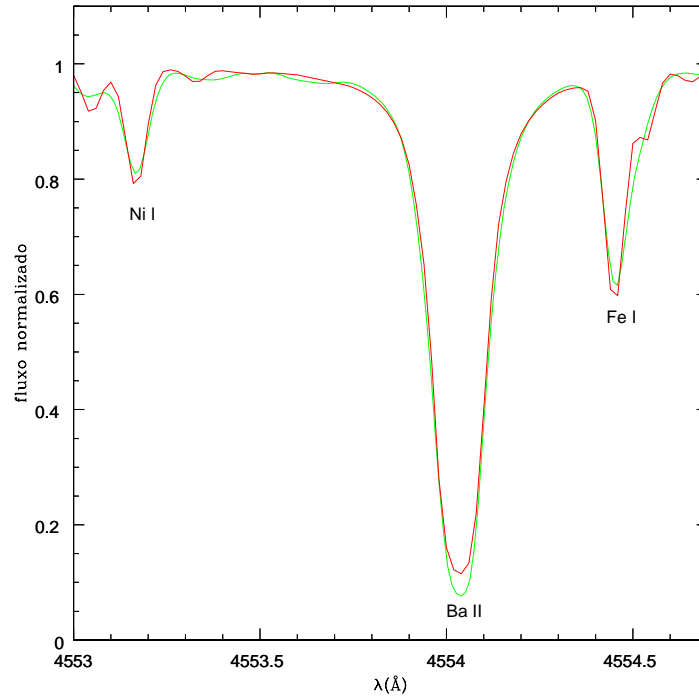


Figura 4.2 Ajuste da linha de Ba II  $\lambda 4554 \text{ \AA}$  do Sol utilizando estrutura hiperfina. A linha vermelha é o espectro sintético e a verde o observado.

onde  $g_{J''}$  é o peso estatístico do estado rotacional do nível inferior ( $g_{J''} = 2J'' + 1$ ),  $f_{\nu', J', \nu'' J''}$  é a força de oscilador molecular,  $N_{el, \nu'', J''}^{AB}$  é a população do nível  $el, \nu'', J''$  da molécula  $AB$  por unidade de  $g_{J''}$ , dada por:

$$N_{el, \nu'', J''}^{AB} = \left( \frac{2\pi kT \mu}{h^2} \right)^{-3/2} \frac{N_A N_B}{Q_A Q_B} e^{D_o/kT} \frac{g_{el} g_{\nu''} g_{J''}}{g_{J''}} e^{-E_{el, \nu'', J''}/kT} \quad (4.24)$$

onde  $\mu$  é o peso molecular médio,  $N_A$  e  $N_B$  são as densidades das espécies A e B,  $Q_A$  e  $Q_B$  são as funções de partição das espécies A e B,  $D_o$  é o potencial de dissociação da molécula AB,  $g_{el} g_{\nu''} g_{J''}$  são os pesos estatísticos dos estados eletrônico, vibracional e rotacional do nível inferior definidos por Schadee (1964), e  $E_{el, \nu'', J''}$  é a energia do nível inferior. Os outros parâmetros foram definidos na seção 3.3.3.  $E_{el, \nu'', J''}$ ,  $\lambda$  e  $gf$  (para facilitar,  $gf = g_{J''} f_{\nu', J', \nu'' J''}$ ) são fornecidos ao programa de síntese como parâmetros de entrada, sendo os outros termos da equação 4.23 calculados pelo programa para cada linha molecular.

A energia dos níveis moleculares envolve os termos eletrônico  $T_e$ , vibracional  $G_\mu$  e rotacional  $F_\nu(J)$  da seguinte forma

$$E_{el,\nu'',J''} = [T_e + G_\nu + F_\nu(J)]/hc. \quad (4.25)$$

O termo eletrônico é dado por

$$T_e = T_o + A_\nu \Lambda \Sigma \quad (4.26)$$

onde  $T_o$  é o termo eletrônico sem considerar o spin e  $A_\nu$  é a constante de acoplamento de spin e  $\Lambda$  e  $\Sigma$  são os momentos angulares eletrônicos orbital e de spin, respectivamente, na direção do eixo internuclear. Analogamente ao caso atômico, o estado da molécula é representado pela notação espectroscópica  $^{2S+1}\Lambda_\Omega$ , onde  $\Omega = |\Lambda + \Sigma|$ . Os números quânticos dos orbitais moleculares são adicionados para formar o número quântico  $\Lambda$ . Estados com  $\Lambda = 0, 1, 2, \dots$  são designados por  $\Sigma, \Pi, \Delta$ , etc. O momento angular de spin  $\Sigma$  pode assumir  $2S+1$  valores diferentes, sendo  $-S, -S+1, \dots, 0, \dots, S-1, S$ , onde  $S$  são os spins individuais dos elétrons. Detalhes podem ser encontrados em, por exemplo, Thorne *et al.* (1999) e Tatum (1967).

O termo vibracional é dado por

$$G_\nu = \omega_e(\nu + 1/2) - \omega_e x_e(\nu + 1/2)^2 + \omega_e y_e(\nu + 1/2)^3 + \omega_e z_e(\nu + 1/2)^4 + \dots \quad (4.27)$$

onde  $\omega_e$  é a constante vibracional. As constantes vibracionais e mais detalhes podem ser encontradas em Herzberg (1950) e Bernath (1995).

O termo rotacional é dado por (p. ex. Cerny *et al.* 1978)

$$F_\nu(J) = B_\nu J(J+1) - D_\nu J^2(J+1)^2 + H_\nu J^3(J+1)^3 + \dots \quad (4.28)$$

onde

$$B_\nu = B_e - \alpha_B(\nu + 1/2) + \beta_B(\nu + 1/2)^2 + \gamma_B(\nu + 1/2)^3 + \dots$$

$$D_\nu = D_e + \alpha_D(\nu + 1/2) + \beta_D(\nu + 1/2)^2 + \dots$$

$$H_\nu = H_e - \alpha_H(\nu + 1/2) + \dots$$

As constantes das equações 4.26, 4.27 e 4.28 podem ser encontradas em Huber & Herzberg (1979).

O outro parâmetro de entrada,  $gf$ , pode ser dado por Larsson (1983)



Tabela 4.1 Constantes moleculares utilizados no programa de síntese espectral.  $M_m$ ,  $M_A$  e  $M_B$  são respectivamente as massas da molécula, do átomo A e do átomo B.

molécula	sistema	$f_{el}$	$D_o$	$M_m$	$M_A$	$M_B$	$Q_A$	$Q_B$	$T_e$	$\delta$
CN	A <sup>2</sup> Π-X <sup>2</sup> Σ	0.00676	7.65	26.018	12.011	14.007	9.3325	4.17	0	0
CN	B <sup>2</sup> - X <sup>2</sup> Σ	0.0338	7.660	26.0	12.0	14.0	9.3	4.0	0	1
CH	A <sup>2</sup> Δ - X <sup>2</sup> Π	0.05257	3.461	13.0	12.0	1.0	9.7	2.0	0	0
CH	B <sup>2</sup> Σ <sup>-</sup> - X <sup>2</sup> Π	0.0025	3.461	13.0	12.0	1.0	9.7	2.0	0	0
CH	C <sup>2</sup> Σ <sup>+</sup> - X <sup>2</sup> Π	0.00525	3.461	13.0	12.0	1.0	9.7	2.0	0	0
C <sub>2</sub>	Swan A <sup>3</sup> Π-X <sup>3</sup> Π	0.033	6.15	24.	12.	12.	9.3	9.3	716.2	0

$$gf = \frac{8\pi^2 mc}{3he^2} \sigma_{\nu' J', \nu'' J''} q_{\nu' J', \nu'' J''} R_e^2(\bar{r}_{\nu' J', \nu'' J''}) S_{J' J''} \quad (4.29)$$

onde  $\sigma_{\nu' J', \nu'' J''}$  é o número de onda da transição ( $1/\lambda$ ),  $q_{\nu' J', \nu'' J''}$  é o fator Franck-Condon,  $R_e^2(\bar{r}_{\nu' J', \nu'' J''})$  é o momento de transição eletrônico e  $S_{J' J''}$  é a intensidade relativa entre as diferentes transições rotacionais, chamada de fator de Hönl-London.

Ao contrário de  $q_{\nu' J', \nu'' J''}$  e  $R_e^2(\bar{r}_{\nu' J', \nu'' J''})$  que podem ser encontrados na literatura, o fator de Hönl-London deve ser calculado, obedecendo a condição de normalização (Whiting & Nicholls 1974; Thorne *et al.* 1999)

$$\sum_{J'} = (2S + 1)(2 - \delta_{0, \Lambda' + \Lambda''})(2J'' + 1) \quad (4.30)$$

onde  $\delta$  é o delta de Kronecker.

No programa de síntese espectral, a força eletrônica  $f_{el}$  é dada como parâmetro de entrada e está relacionada com gf pela equação

$$gf = f_{el} q_{\nu' J', \nu'' J''} S_{J' J''} \frac{\sigma_{\nu' J', \nu'' J''}}{\bar{\sigma}_{\nu' \nu''}} \frac{(2 - \delta_{0, \Lambda''})}{(2 - \delta_{0, \Lambda' + \Lambda''})} \quad (4.31)$$

onde  $\bar{\sigma}_{\nu' \nu''}$  é um valor médio considerando que a dependência de  $\sigma_{\nu' J', \nu'' J''}$  com J em uma dada banda molecular ( $\nu', \nu''$ ) é pequena.

Neste trabalho foram sintetizadas somente as moléculas mais importantes para o cálculo das abundâncias de estrelas de Bário, as quais são mais intensas no espectro: CN, CH e C<sub>2</sub>. A Tab. 4.1 mostra as constantes utilizadas nos cálculos dos espectros sintéticos para essas moléculas.

O sistema B<sup>2</sup> - X<sup>2</sup>Σ da molécula de CN azul foi obtida através do programa LIFBASE, disponibilizado por Jorge Luque e David R.Crosley na rede (Luque & Crosley 1999). O programa fornece os coeficientes de emissão de Einstein, tempo de vida radiativa,

fatores de Hönl-London, frequências e probabilidades de transição para muitas bandas moleculares de várias moléculas diatômicas.

### 4.3 Abundâncias Resultantes da Síntese de Linhas Atômicas

Foram adotadas as notações usuais para relacionar as abundâncias:

$$\log \epsilon(A) = \log(N_A/N_H) + 12 \quad (4.32)$$

$$[A/B] = \log(N_A/N_B)_* - \log(N_A/N_B)_\odot \quad (4.33)$$

onde  $N_A$  e  $N_B$  são os números de partículas “A” e “B” respectivamente, por unidade de volume.

As Tabs. A.1 a A.4 mostram resultados obtidos para as 26 estrelas da amostra. Nestas tabelas são relatadas as abundâncias  $\log \epsilon(X)$  e o excesso de abundância em relação ao ferro  $[X/Fe]$  resultantes da síntese espectral para cada linha atômica dos diversos elementos. Para a maioria dos elementos, as abundâncias solares utilizadas no cálculo de  $[X/Fe]$  foram as de Grevesse & Sauval (1998). Para alguns elementos outra referência foi adotada, como explicado no decorrer do texto. As médias de  $\log \epsilon(X)$  e de  $[X/Fe]$  são mostradas nas Tabs. 4.2 a 4.5 e as relações entre  $[X/Fe]$  e  $[Fe/H]$  estão nas Figs. 4.6 a 4.9.

Para as estrelas HD 749, HD 13551, HD 27271, HD 123396, HD 147609, HD 210910 e HD 223938, cujas metalicidades derivadas das linhas de Fe II são mais altas, foi obtida uma diferença entre  $[FeI/H]$  e  $[FeII/H]$  ( $\Delta[Fe/H]$ ) maior do que 0.20 dex (ver Tab. 3.11). Algumas dessas estrelas têm as linhas muito alargadas pela velocidade de macroturbulência. A origem dessa diferença pode ser devida a efeitos NETL nas linhas de Fe I, imprecisão dos parâmetros estelares ( $T_{ef}$ ,  $\log g$ ,  $v_t$ ), linhas desconhecidas superpostas às linhas de Fe I ou Fe II, ou outro fator ainda desconhecido. Simmerer *et al.* (2004) também observaram este efeito em sua amostra de 159 estrelas gigantes e anãs. Eles relacionaram  $\Delta[Fe/H]$  com  $T_{ef}$  e  $\log g$  e, embora o espalhamento seja grande nos dois casos, é possível notar que em temperaturas mais baixas  $\Delta[Fe/H]$  tende a ser maior do que em temperaturas mais altas. Em média, a diferença tende a zero para estrelas com  $T_{ef} > 5200$ . Kraft & Ivans (2003) atribuíram este efeito a uma falha nos modelos de atmosfera em uma dimensão em representar precisamente as abundâncias de Fe I. Yong

*et al.* (2003) acharam um comportamento similar a Simmerer *et al.* (2004) na relação entre  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$  e  $T_{ef}$  para estrelas gigantes do aglomerado globular pobre em metais NGC 6752, tornando-se mais pronunciado nas estrelas mais frias.

Para as 7 estrelas acima citadas foram obtidos valores de  $[\text{X}/\text{Fe}]$  muito baixos, mostrados pelos pontos vermelhos das Figs. 4.6 a 4.9 e, por este motivo foram determinadas também as abundâncias decorrentes da metalicidade resultante das linhas de Fe I, as quais são indicadas nas tabelas e pelos pontos vazios das figuras. Aparentemente, nestes casos é mais adequado adotar  $[\text{FeI}/\text{H}]$  como metalicidade da estrela no lugar de  $[\text{FeII}/\text{H}]$  uma vez que não parece razoável que as abundâncias dos elementos do pico do ferro sejam tão baixas em relação ao ferro. Sendo assim, em toda a análise do presente trabalho serão consideradas as abundâncias determinadas com as metalicidades derivadas das linhas de Fe I para essas 7 estrelas, ou seja, os pontos vermelhos serão desconsiderados.

As Figs. 4.6 a 4.9 mostram que, em geral, não há discrepâncias entre os resultados das estrelas da amostra. Também não há discrepâncias dependentes da classe de luminosidade nos resultados. Em relação aos elementos leves e  $\alpha$ , praticamente não há tendência crescente ou decrescente na relação entre  $[\text{X}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Já para os elementos pesados, há uma pequena variação que pode ser explicada pela quantidade variável de material enriquecido que cada estrela recebeu de sua companheira mais evoluída. A quantidade de estrelas é muito pequena para se notar alguma distinção entre as 4 estrelas do halo (HD 5424, HD 13551, HD 116869 e HD 123396) e o restante da amostra que pertence ao disco. Os resultados mostram que as estrelas de nossa amostra apresentam sobreabundância em elementos  $s$ , como esperado para estrelas de Bário, e que esta peculiaridade é independente da classe de luminosidade.

Por comparação, a Tab. 4.9 mostra abundâncias coletadas na literatura para algumas estrelas da presente amostra.

Tabela 4.2 Média de abundância total  $\log\epsilon(X)$  e de excesso em relação ao ferro  $[X/Fe]$  para cada elemento. O símbolo \* indica que a metalicidade usada foi derivada das linhas do Fe I.

el	HD 749			HR 107		HD 5424		HD 8270		HD 12392		HD 13551			HD 22589	
	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$	$[X/Fe]^*$	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$	$[X/Fe]^*$	$\log \epsilon(X)$	$[X/Fe]$
O	8.89	-0.02	0.21	8.31	-0.07	8.37	0.18	8.40	0.08	8.80	0.18	8.73	0.23	0.43	8.50	0.03
Na	6.09	-0.41	-0.18	6.00	0.03	5.88	0.10	5.96	0.05	6.45	0.24	6.00	-0.09	0.11	6.39	0.33
Mg	7.40	-0.35	-0.12	7.30	0.08	7.23	0.20	7.12	-0.04	7.51	0.05	7.39	0.05	0.25	7.52	0.21
Al	6.29	-0.35	-0.12	6.09	-0.02	6.07	0.15	6.00	-0.05	6.35	0.00	6.08	-0.15	0.05	6.30	0.10
Si	7.66	-0.06	0.17	7.13	-0.06	7.20	0.20	7.11	-0.02	7.34	-0.09	7.21	-0.10	0.10	7.32	0.04
Ca	6.28	-0.25	-0.02	6.04	0.04	5.71	-0.10	6.01	0.07	6.23	-0.01	6.12	0.00	0.20	6.44	0.35
Sc	3.42	0.08	0.31	3.00	0.19	3.11	0.49	3.01	0.26	3.48	0.43	2.98	0.05	0.25	3.06	0.16
Ti	4.75	-0.44	-0.21	4.69	0.03	4.41	-0.06	4.47	-0.13	5.03	0.13	4.53	-0.25	-0.05	4.77	0.02
V	3.93	-0.24	-0.01	3.70	0.06	3.28	-0.17	3.36	-0.22	3.94	0.06	3.58	-0.18	0.02	3.65	-0.08
Cr	5.51	-0.33	-0.10	5.28	-0.03	5.14	0.02	5.13	-0.12	5.64	0.09	5.17	-0.26	-0.06	5.63	0.23
Co	5.37	0.28	0.51	4.74	0.18	4.66	0.29	4.43	-0.07	5.27	0.47	4.48	-0.20	0.00	4.73	0.08
Ni	6.25	-0.17	0.06	5.83	-0.06	5.79	0.09	5.77	-0.06	6.23	0.10	5.82	-0.19	0.01	6.11	0.13
Cu	4.20	-0.18	0.05	3.68	-0.17	3.49	-0.17	3.58	-0.21	4.18	0.09	3.60	-0.37	-0.17	3.94	0.00
Zn	4.53	-0.24	-0.01	4.14	-0.10	4.15	0.10	4.14	-0.04	4.50	0.02	4.26	-0.10	0.10	4.44	0.11
Sr I	3.49	0.35	0.58	2.91	0.30	3.37	0.95	3.38	0.83	3.90	1.05	3.29	0.56	0.76	3.53	0.83
Sr II	3.59	0.45	0.68	3.36	0.75	3.02	0.60	3.45	0.90	3.63	0.78	3.53	0.80	1.00	3.58	0.88
Y	3.36	0.95	1.18	2.48	0.60	2.72	1.03	2.77	0.95	3.33	1.21	2.88	0.88	1.08	2.80	0.83
Zr I	2.86	0.09	0.32	2.84	0.60	2.54	0.49	3.02	0.84	3.20	0.72	3.05	0.69	0.89	2.82	0.49
Zr II	3.99	1.22	1.45	2.81	0.57	3.40	1.35	3.18	1.00	3.84	1.36	3.18	0.82	1.02	3.40	1.07
Mo	1.99	-0.10	0.13	2.16	0.60	1.57	0.20	2.10	0.60	2.30	0.50	2.28	0.60	0.80	1.85	0.20
Ba	3.25	0.95	1.18	2.72	0.95	3.06	1.48	2.82	1.11	3.52	1.51	2.85	0.96	1.16	2.74	0.88
La	2.33	1.03	1.26	1.44	0.67	2.13	1.55	1.71	1.00	2.62	1.61	1.68	0.79	0.99	1.56	0.70
Ce	3.14	1.27	1.50	1.75	0.41	3.01	1.86	2.11	0.83	3.25	1.67	2.17	0.71	0.91	1.88	0.45
Pr	1.49	0.66	0.89	0.82	0.52	1.49	1.38	0.72	0.48	1.93	1.39	0.79	0.37	0.57	0.66	0.27
Nd	2.72	1.10	1.33	1.41	0.32	2.62	1.72	1.76	0.73	2.82	1.49	1.74	0.53	0.73	1.50	0.32
Sm	1.88	0.70	0.93	0.95	0.30	1.73	1.27	0.96	0.37	2.36	1.47	1.02	0.25	0.45	0.82	0.08
Eu	0.79	0.10	0.33	0.20	0.04	0.43	0.46	0.42	0.32	0.88	0.48	0.29	0.01	0.21	0.46	0.21
Gd	1.38	0.09	0.32	1.31	0.55	1.02	0.45	0.95	0.25	1.57	0.57	1.23	0.35	0.55	0.88	0.03
Dy	2.06	0.69	0.92	...	...	2.30	1.65	0.82	0.04	1.83	0.75	0.85	-0.11	0.09	0.97	0.04
Pb	2.27	0.15	0.38	2.49	0.90	2.50	1.10	2.03	0.50	2.98	1.15	2.01	0.30	0.50	1.53	-0.15

Tabela 4.3 Idem Tab. 4.2 para outras estrelas.

el	HD 27271			HD 48565		HD 76225		HD 87080		HD 89948		HD 92545		HD 106191	
	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	[X/Fe]*	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]
O	8.84	-0.07	0.19	8.15	0.03	8.56	0.13	...	...	8.72	0.28	8.95	0.33	8.83	0.38
Na	6.46	-0.04	0.22	5.68	-0.03	6.10	0.08	5.88	-0.01	5.98	-0.05	6.25	0.04	6.12	0.08
Mg	7.37	-0.38	-0.12	6.98	0.02	7.26	-0.01	7.18	0.04	7.35	0.07	7.38	-0.08	7.36	0.07
Al	6.29	-0.35	-0.09	5.67	-0.18	5.86	-0.30	5.96	-0.07	5.87	-0.30	6.13	-0.22	6.16	-0.02
Si	7.45	-0.27	-0.01	6.87	-0.06	7.21	-0.03	7.02	-0.09	7.19	-0.06	7.29	-0.14	7.18	-0.08
Ca	6.20	-0.33	-0.07	5.79	0.05	6.16	0.11	6.04	0.12	6.10	0.04	6.32	0.08	6.17	0.10
Sc	3.42	0.08	0.34	2.82	0.27	3.09	0.23	3.13	0.40	2.95	0.08	3.23	0.18	3.03	0.15
Ti	4.69	-0.50	-0.24	4.35	-0.05	4.59	-0.12	4.53	-0.05	4.56	-0.16	4.78	-0.12	4.70	-0.03
V	3.63	-0.54	-0.28	3.19	-0.19	3.46	-0.23	3.42	-0.14	3.60	-0.10	3.77	-0.11	3.77	0.06
Cr	5.35	-0.49	-0.23	4.88	-0.17	5.24	-0.12	5.13	-0.10	5.37	0.00	5.42	-0.13	5.45	0.07
Co	5.00	-0.09	0.17	4.22	-0.08	4.64	0.03	4.48	0.00	4.60	-0.02	4.82	0.02	4.78	0.15
Ni	6.19	-0.23	0.03	5.50	-0.13	5.91	-0.03	5.74	-0.07	5.91	-0.04	6.04	-0.09	6.03	0.07
Cu	4.01	-0.37	-0.11	3.27	-0.32	3.78	-0.12	3.52	-0.25	3.74	-0.17	3.82	-0.27	3.88	-0.04
Zn	4.47	-0.30	-0.04	4.01	0.03	4.27	-0.02	4.26	0.10	4.32	0.02	4.33	-0.15	4.39	0.08
Sr I	3.37	0.23	0.49	3.32	0.97	3.74	1.08	3.51	0.98	3.65	0.98	3.52	0.67	3.63	0.95
Sr II	3.52	0.38	0.64	3.39	1.04	3.92	1.26	3.53	1.00	3.75	1.08	3.58	0.73	3.33	0.65
Y	3.04	0.63	0.89	2.63	1.01	3.10	1.17	2.91	1.11	2.96	1.02	2.76	0.64	2.86	0.91
Zr I	2.65	-0.12	0.14	2.71	0.73	3.47	1.18	2.96	0.80	3.15	0.85	3.03	0.55	...	...
Zr II	3.55	0.78	1.04	3.17	1.19	3.55	1.26	3.51	1.35	3.33	1.03	3.23	0.75	3.38	1.07
Mo	1.79	-0.30	-0.04	1.80	0.50	2.21	0.60	1.88	0.40	2.12	0.50	2.20	0.40	2.13	0.50
Ba	2.92	0.62	0.88	2.80	1.29	3.17	1.35	3.17	1.48	2.82	0.99	3.05	1.04	2.72	0.88
La	1.76	0.46	0.72	1.90	1.39	2.04	1.22	2.43	1.74	1.76	0.93	1.73	0.72	1.50	0.66
Ce	2.27	0.40	0.66	2.68	1.60	2.45	1.06	2.99	1.73	2.11	0.71	2.18	0.60	2.02	0.61
Pr	1.06	0.23	0.49	1.13	1.09	1.10	0.75	1.46	1.24	0.96	0.60	0.98	0.44	1.21	0.84
Nd	1.89	0.27	0.53	2.14	1.31	1.91	0.77	2.57	1.56	1.80	0.65	1.75	0.42	1.64	0.48
Sm	1.33	0.15	0.41	1.34	0.95	1.23	0.53	1.69	1.12	1.14	0.43	1.13	0.24	1.18	0.46
Eu	0.74	0.05	0.31	0.25	0.35	0.46	0.25	0.74	0.66	0.38	0.16	0.72	0.32	0.43	0.20
Gd	1.28	-0.01	0.25	1.19	0.69	1.25	0.44	1.58	0.90	1.07	0.25	1.14	0.14	1.23	0.40
Dy	1.31	-0.06	0.20	1.27	0.69	1.18	0.29	1.90	1.14	0.59	-0.31	1.17	0.09	1.20	0.29
Pb	2.17	0.05	0.31	2.68	1.35	2.49	0.85	2.56	1.05	2.00	0.35	2.53	0.70	2.31	0.65

Tabela 4.4 Idem Tab. 4.2 para outras estrelas.

el	HD 107574		HD 116869		HD 123396			HD 123585		HD 147609			HD 150862		HD 188985	
	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	[X/Fe]*	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	[X/Fe]*	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]
O	8.52	0.33	8.38	-0.04	7.97	0.22	0.42	8.59	0.33	...	...	...	8.92	0.28	8.88	0.44
Na	5.93	0.15	5.99	-0.02	5.26	-0.08	0.12	6.02	0.17	5.98	-0.43	0.10	6.25	0.02	6.17	0.14
Mg	7.11	0.08	7.22	-0.04	6.85	0.26	0.46	7.14	0.04	7.09	-0.57	-0.04	7.33	-0.15	7.27	-0.01
Al	6.00	0.08	6.15	0.00	5.53	0.05	0.25	6.04	0.05	5.93	-0.62	-0.09	6.22	-0.15	6.05	-0.12
Si	7.01	0.01	7.21	-0.02	6.65	0.09	0.29	7.01	-0.06	7.16	-0.47	0.06	7.32	-0.13	7.19	-0.06
Ca	5.88	0.07	5.88	-0.16	5.25	-0.12	0.08	5.95	0.07	5.88	-0.56	-0.03	6.21	-0.05	6.14	0.08
Sc	2.70	0.08	2.98	0.13	2.45	0.27	0.47	2.89	0.20	3.43	0.18	0.71	3.32	0.25	3.11	0.24
Ti	4.43	-0.04	4.54	-0.16	3.76	-0.27	-0.07	4.59	0.05	4.41	-0.69	-0.16	4.86	-0.06	4.70	-0.02
V	3.56	0.11	3.41	-0.27	2.48	-0.53	-0.33	3.63	0.11	3.35	-0.73	-0.20	3.78	-0.12	3.75	0.05
Cr	4.97	-0.15	5.12	-0.23	4.25	-0.43	-0.23	5.12	-0.07	5.12	-0.63	-0.10	5.50	-0.07	5.41	0.04
Co	4.44	0.07	4.73	0.13	3.90	-0.03	0.17	4.78	0.34	4.46	-0.54	-0.01	4.90	0.08	4.68	0.06
Ni	5.63	-0.07	5.86	-0.07	5.12	-0.14	0.06	5.74	-0.03	5.80	-0.53	0.00	6.09	-0.06	5.93	-0.02
Cu	3.44	-0.22	3.65	-0.24	2.83	-0.39	-0.19	3.77	0.04	3.66	-0.63	-0.10	3.99	-0.12	3.80	-0.11
Zn	4.01	-0.04	4.25	-0.03	3.84	0.23	0.43	4.22	0.10	4.29	-0.39	0.14	4.50	0.00	4.37	0.07
Sr I	3.02	0.60	3.08	0.43	2.40	0.42	0.62	3.59	1.10	3.56	0.51	1.04	3.68	0.81	3.72	1.05
Sr II	3.52	1.10	2.90	0.25	2.18	0.20	0.40	3.70	1.21	4.11	1.06	1.59	3.57	0.70	3.65	0.98
Y	2.65	0.96	2.51	0.59	1.75	0.50	0.70	3.10	1.34	3.36	1.04	1.57	3.22	1.08	2.96	1.02
Zr I	...	...	2.31	0.03	1.31	-0.30	-0.10	3.57	1.45	3.04	0.36	0.89	3.51	1.01	2.95	0.65
Zr II	3.00	0.95	2.96	0.68	2.60	0.99	1.19	3.48	1.36	3.71	1.03	1.56	3.62	1.12	3.48	1.18
Mo	2.27	0.90	1.40	-0.20	0.53	-0.40	-0.20	2.44	1.00	2.20	0.20	0.73	2.32	0.50	2.12	0.50
Ba	3.29	1.71	2.83	1.02	2.24	1.10	1.30	3.44	1.79	3.25	1.04	1.57	3.06	1.03	3.03	1.20
La	1.74	1.16	1.77	0.96	1.21	1.07	1.27	2.30	1.65	2.31	1.10	1.63	1.83	0.80	1.99	1.16
Ce	2.17	1.02	2.28	0.90	2.13	1.42	1.62	2.91	1.69	2.89	1.11	1.64	2.15	0.55	2.63	1.23
Pr	0.81	0.70	0.98	0.64	0.67	1.00	1.20	1.49	1.31	1.43	0.69	1.22	1.01	0.45	1.18	0.82
Nd	1.76	0.86	1.99	0.86	1.81	1.35	1.55	2.38	1.41	2.32	0.79	1.32	1.69	0.34	2.19	1.04
Sm	1.10	0.64	1.25	0.56	1.01	0.99	1.19	1.73	1.20	1.65	0.56	1.09	1.14	0.23	1.43	0.72
Eu	0.44	0.47	0.36	0.16	-0.17	0.30	0.50	0.87	0.83	0.81	0.21	0.74	0.62	0.20	0.51	0.29
Gd	0.93	0.36	1.02	0.22	0.74	0.61	0.81	1.19	0.55	1.47	0.27	0.80	1.25	0.23	1.36	0.54
Dy	0.99	0.34	1.43	0.55	1.20	0.99	1.19	1.36	0.64	1.45	0.17	0.70	1.24	0.14	1.09	0.19
Pb	2.45	1.05	2.48	0.85	1.96	1.00	1.20	3.02	1.55	2.28	0.25	0.78	2.55	0.70	2.60	0.95

Tabela 4.5 Idem Tab. 4.2 para outras estrelas.

el	HD 210709		HD 210910			HD 222349		BD+18 5215		HD 223938		
	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	[X/Fe]*	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	log $\epsilon(X)$	[X/Fe]	[X/Fe]*
O	8.68	-0.02	8.81	0.03	0.44	8.54	0.43	8.64	0.43	8.74	0.13	0.35
Na	6.23	-0.06	5.79	-0.58	-0.17	5.86	0.16	5.97	0.17	6.02	-0.18	0.04
Mg	7.58	0.04	7.32	-0.30	0.11	7.08	0.13	7.22	0.17	7.32	-0.13	0.09
Al	6.41	-0.02	6.27	-0.24	0.17	5.79	-0.05	5.84	-0.10	6.04	-0.30	-0.08
Si	7.39	-0.12	7.35	-0.24	0.17	6.89	-0.03	7.07	0.05	7.23	-0.19	0.03
Ca	6.11	-0.21	5.54	-0.86	-0.45	5.82	0.09	5.90	0.07	6.07	-0.16	0.06
Sc	3.31	0.18	3.08	-0.13	0.28	2.76	0.22	2.82	0.18	3.14	0.10	0.32
Ti	4.73	-0.25	4.14	-0.92	-0.51	4.34	-0.05	4.45	-0.04	4.51	-0.38	-0.16
V	3.92	-0.04	3.35	-0.69	-0.28	3.51	0.14	3.56	0.09	3.46	-0.41	-0.19
Cr	5.60	-0.03	4.62	-1.09	-0.68	4.90	-0.14	5.14	0.00	5.14	-0.40	-0.18
Co	5.21	0.33	4.69	-0.27	0.14	4.26	-0.03	4.74	0.35	4.70	-0.09	0.13
Ni	6.15	-0.06	5.86	-0.43	-0.02	5.60	-0.02	5.74	0.02	5.91	-0.21	0.01
Cu	4.00	-0.17	3.68	-0.57	-0.16	3.39	-0.19	3.59	-0.09	3.71	-0.37	-0.15
Zn	4.40	-0.16	4.41	-0.23	0.18	4.01	0.04	4.12	0.05	4.32	-0.15	0.07
Sr I	3.26	0.33	3.06	0.05	0.46	3.24	0.90	3.55	1.11	3.21	0.37	0.59
Sr II	3.02	0.09	3.46	0.45	0.86	3.39	1.05	3.59	1.15	3.23	0.39	0.61
Y	2.73	0.53	2.41	0.13	0.54	2.64	1.03	2.72	1.01	2.63	0.52	0.74
Zr I	2.47	-0.09	2.12	-0.52	-0.11	3.20	1.23	3.37	1.30	2.41	-0.06	0.16
Zr II	3.35	0.79	2.59	-0.05	0.36	3.19	1.22	3.32	1.25	3.31	0.84	1.06
Mo	1.58	-0.30	1.36	-0.60	-0.19	1.79	0.50	2.09	0.70	1.49	-0.30	-0.08
Ba	2.82	0.73	2.75	0.58	0.99	2.88	1.38	3.06	1.46	3.00	1.00	1.22
La	1.77	0.68	1.50	0.33	0.74	1.85	1.35	1.79	1.19	1.82	0.82	1.04
Ce	2.40	0.74	1.98	0.24	0.65	2.47	1.40	2.28	1.11	2.39	0.82	1.04
Pr	1.01	0.39	1.15	0.45	0.86	0.92	0.89	1.01	0.88	0.88	0.35	0.57
Nd	2.04	0.63	1.63	0.14	0.55	2.08	1.26	1.75	0.83	2.18	0.86	1.08
Sm	1.27	0.30	1.05	0.00	0.41	1.26	0.88	1.18	0.70	1.41	0.53	0.75
Eu	0.56	0.08	0.69	0.13	0.54	0.13	0.24	0.23	0.24	0.54	0.15	0.37
Gd	1.03	-0.05	1.31	0.15	0.56	1.06	0.57	1.74	1.15	1.14	0.15	0.37
Dy	1.31	0.15	1.13	-0.11	0.30	1.16	0.59	1.21	0.54	1.36	0.29	0.51
Pb	2.36	0.45	1.54	-0.45	-0.04	2.77	1.45	1.87	0.45	2.57	0.75	0.97

### 4.3.1 Lítio

O Li é um dos produtos da nucleossíntese primordial, logo após o Big Bang (ver Caps. 1 e 2). Ele pode ser produzido em estrelas com  $M \leq 8 M_{\odot}$ , por processos de espalçamento por raios cósmicos (Woosley & Weaver 1995) e pelo processo  $\nu$  sugerido pela primeira vez por Domogatskii *et al.* (1977) e posteriormente por Woosley *et al.* (1990) e Timmes *et al.* (1995). Este processo acontece quando o colapso do núcleo de uma estrela massiva para formar a estrela de nêutrons gera um imenso fluxo de neutrinos, e por este motivo, apesar da pequena seção de choque, o grande número de neutrinos é capaz de excitar elementos pesados. Muitas vezes, no lugar de desexcitação radiativa acontece desexcitação por emissão de partículas e núcleos leves, entre eles,  $^{11}\text{B}$  e  $^7\text{Li}$ . Estrelas do Ramo das Gigantes Vermelhas (ou *Red Giant Branch*, RGB) ou AGB possivelmente produzem Li (Sackmann & Boothroyd 1992, 1999) e algumas se tornam Gigantes Ricas em Lítio (Brown *et al.* 1989; Castilho *et al.* 1998). Porém, ele é destruído durante a maior parte da *vida* das estrelas pela reação  $^7\text{Li} + \text{p} \rightarrow 2^4\text{He}$ , de modo que estrelas mais jovens têm abundâncias de Li maiores. Por este motivo, o Li pode ser usado como um avaliador da idade da estrela. Estrelas mais frias têm a zona convectiva mais profunda e o Li é levado por convecção para as regiões mais interiores onde é completamente destruído.

Para anãs de baixa metalicidade existe uma temperatura limite acima da qual o raio da zona convectiva é tal que o Li superficial pode ser preservado, formando o chamado *plateau* de Spite & Spite (1982).

Este *plateau* foi verificado por Deliyannis *et al.* (1990) em estrelas do halo com  $T_{ef} \geq 5600$  K. A predição de diluição de Li por Deliyannis *et al.* é de que uma estrela de  $0.775 M_{\odot}$ ,  $Z = 10^{-4}$  e parâmetro de mistura  $\alpha = 1.5$  deveria mostrar uma curva de diluição que decresce de um valor inicial de  $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 2.2$  em  $T_{ef} \approx 5600$  K para cerca de  $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 1$  em  $T_{ef} \approx 5200$  K. Porém outros trabalhos têm sugerido uma diluição maior de Li pelas estrelas gigantes. Por exemplo, Castilho *et al.* (2000b) mostram que o aglomerado globular NGC 6397 apresenta uma curva de diluição de Li tal que para as estrelas com  $T_{ef} \approx 6000$  K,  $\log \epsilon(\text{Li}) \approx 2.2$  e  $T_{ef} \approx 4200$  K,  $\log \epsilon(\text{Li}) \approx -0.8$ , indicando uma destruição adicional do Li. Outras causas para a depleção do Li têm sido sugeridas como a mistura rotacionalmente induzida e a perda de massa.

A grande maioria das estrelas AGB ricas em O e C é pobre em Li (Boesgaard 1970; Denn *et al.* 1991; Kipper & Wallerstein 1990), portanto, uma estrela de Bário resultante da transferência de massa da companheira AGB será também pobre em Li, ou seja, a presente amostra deve apresentar valores baixos de  $\log \epsilon(\text{Li})$ . Além disso, a intensidade da linha de Li é muito sensível à temperatura (Castilho *et al.* 2000a). De fato, as linhas



de Li em  $\lambda 6708 \text{ \AA}$  são muito fracas nos espectros das estrelas da amostra. Para 14 delas foi possível apenas determinar um limite superior da abundância de Li. A Tab. 4.11 mostra os resultados obtidos para as abundâncias de Li e a Fig. 4.3 mostra a relação com as temperaturas. As abundâncias obtidas para as anãs em geral são maiores do que as obtidas para as gigantes, mesmo levando em conta que eventualmente tenha sido possível estimar apenas um limite superior. Para a estrela anã BD+18 5215,  $T_{ef} = 6300 \text{ K}$  e  $\log \epsilon(\text{Li}) = 1.67$  e para a estrela mais fria, a gigante HD 123396,  $T_{ef} = 4360 \text{ K}$  e  $\log \epsilon(\text{Li}) = -0.14$ .

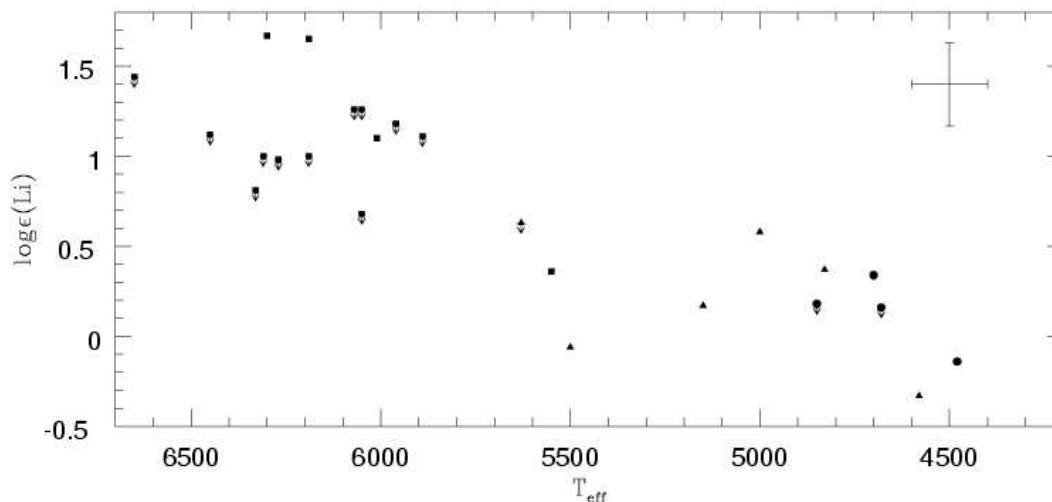


Figura 4.3 Abundâncias de lítio em função das temperaturas. Os quadrados representam as estrelas anãs ( $\log g \geq 3.7$ ), os triângulos as subgigantes ( $2.4 < \log g < 3.7$ ) e os círculos as gigantes ( $\log g \leq 2.4$ ). As setas indicam que o resultado é um limite superior.

### 4.3.2 Sódio e Alumínio

É provável que a produção de Na, Mg e Al ocorra pela queima de C e Ne em estrelas massivas, e por este motivo, as SN II provavelmente são as maiores fontes de elementos  $\alpha$ , Na e Al no disco. Por compartilharem o mesmo sítio de produção, espera-se que haja semelhanças nos padrões de suas abundâncias, e pela Fig. 4.6 pode-se observar que essa semelhança existe para as estrelas do programa. Também pelo mesmo motivo é interessante estudar as relações  $[\text{Al}/\text{Mg}]$  e  $[\text{Na}/\text{Mg}]$  além de  $[\text{Al}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Na}/\text{Fe}]$ .

Em sua análise de estrelas do disco, Edvardsson *et al.* (1993) identificaram um grupo de estrelas ricas em metais ( $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.05$ ) e Mg no qual estava incluída uma anã de Bário. Com exceção desta, todas as outras estrelas do grupo também eram ricas em Al

e Na, levemente ricas em Si, apresentavam abundância normal de Ca e deficiência em elementos pesados (média de  $[Ba/Fe] = -0.18 \pm 0.07$ ). Essas estrelas foram denominadas de estrelas NaMgAl. Outras estrelas da amostra com  $[Fe/H] > -0.40$  que apresentam sobreabundância de Na e deficiência em Ba também são suspeitas de pertencerem a este grupo. Aparentemente existe uma anticorrelação entre a abundância de elementos pesados e Na, Al e Mg. As estrelas de Bário apresentam abundâncias baixas de Na, Al e Mg e sobreabundância em elementos pesados, ao contrário das estrelas NaMgAl da amostra de Edvardsson *et al.*, como pode ser visto pelas Figs. 4.6, 4.8 e 4.9.

A análise de Baumüller & Gehren (1997) levando em conta efeitos NETL sugerem que para metalicidades  $[Fe/H] \approx -0.5$  existe uma sobreabundância de  $[Al/Fe] \approx 0.15$  dex. De acordo com a Fig. 4.6 e a Tab. 4.6, algumas das estrelas da presente amostra se encontram nessa região, uma sendo estrela do halo HD 5424 ( $[Fe/H] = -0.55$ ). As outras estrelas estão sempre abaixo desse valor, com exceção das estrelas HD 210910 ( $[Fe/H] = -0.37$ ), que é uma subgigante de linhas alargadas, e HD 123396 ( $[Fe/H] = -1.19$ ), que é uma gigante do halo. A maior parte dos pontos se encontra no intervalo  $-0.1 \leq [Al/Fe] \leq 0.1$ . Em relação ao Mg, a Fig. 4.4 mostra que no intervalo  $-0.75 \leq [Mg/H] \leq 0$ , 4 estrelas apresentam sobreabundância e 19 apresentam deficiência de Al em relação ao Mg, sendo os valores encontrados no intervalo  $-0.4 \leq [Al/Mg] \leq +0.1$ . No cálculo de abundâncias do Al foram usadas as linhas  $\lambda 6696 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6698.7 \text{ \AA}$ , as quais são bem definidas nos espectros da amostra.

Baumüller *et al.* (1998) analisaram uma amostra de estrelas levando em conta efeitos NETL e verificaram uma tendência decrescente da abundância de Na com metalicidades decrescentes. Todas as estrelas da presente amostra se encontram no intervalo  $-0.18 \leq [Na/Fe] \leq 0.31$ , sem mostrar alguma tendência no intervalo de metalicidades, mas os pontos estão concentrados na região  $-0.1 \leq [Na/Fe] \leq 0.2$ , como mostra a Fig. 4.6. Em relação ao Mg, a Fig. 4.4 mostra que os resultados estão no intervalo  $-0.4 \leq [Na/Mg] \leq +0.35$  apresentando maior dispersão do que  $[Al/Mg]$ . Foi encontrada deficiência de Na em relação ao Mg em 11 estrelas, tendo o restante  $[Na/Mg] \geq 0$ . No cálculo de abundâncias, foram usadas 6 linhas de Na I dentre as quais havia dois dubletos. Para 7 estrelas a diferença entre as abundâncias derivadas das linhas está entre 0.25 e 0.30 dex. Para 1 estrela a diferença é de 0.40 dex. Para as outras estrelas da amostra houve boa concordância entre as abundâncias resultantes.

Os excessos de Al e Na em relação ao Ba apresentam uma tendência crescente com metalicidades crescentes (ver Fig. 4.11 e Tab. 4.7), enquanto a tendência é decrescente se forem relacionados com  $[Ba/H]$  (ver Fig. 4.10). No intervalo  $0 \leq [Ba/H] \leq 1.5$  foram obtidos os intervalos  $-0.2 \leq [Na/Ba] \leq -1.6$  e  $-0.3 \leq [Al/Ba] \leq -1.8$ . Já os excessos

Tabela 4.6 Razões envolvendo Al, Na, Mg, e os índices  $\alpha$  e dos elementos do pico do ferro  $pf$ .

estrela	[Al/Mg]	$\sigma_{[Al/Mg]}$	[Na/Mg]	$\sigma_{[Na/Mg]}$	[Mg/H]	$\sigma_{[Mg/H]}$	$[\alpha/Fe]$	$\sigma_{[\alpha/Fe]}$	[ $pf/Fe$ ]	$\sigma_{[pf/Fe]}$
HD 749	0.00	0.20	-0.06	0.14	-0.18	0.21	0.17	0.28	0.06	0.24
HR 107	-0.10	0.10	-0.05	0.07	-0.28	0.07	-0.08	0.11	-0.04	0.06
HD 5424	-0.05	0.20	-0.10	0.14	-0.35	0.21	0.16	0.28	0.09	0.24
HD 8270	-0.01	0.10	0.09	0.07	-0.46	0.07	0.04	0.11	-0.07	0.06
HD 12392	-0.05	0.20	0.19	0.14	-0.07	0.21	0.13	0.28	0.12	0.24
HD 13551	-0.20	0.10	-0.14	0.07	-0.19	0.07	0.38	0.11	0.00	0.06
HD 22589	-0.11	0.10	0.12	0.07	-0.06	0.07	0.02	0.11	0.15	0.06
HD 27271	0.03	0.20	0.34	0.14	-0.21	0.21	0.14	0.28	-0.01	0.24
HD 48565	-0.20	0.10	-0.05	0.07	-0.60	0.07	0.00	0.11	-0.14	0.06
HD 76225	-0.29	0.10	0.09	0.07	-0.32	0.07	0.09	0.11	-0.04	0.06
HD 87080	-0.11	0.10	-0.05	0.07	-0.40	0.07	-0.01	0.11	-0.07	0.06
HD 89948	-0.37	0.10	-0.12	0.07	-0.23	0.07	0.23	0.11	-0.03	0.06
HD 92545	-0.14	0.10	0.12	0.07	-0.20	0.07	0.27	0.11	-0.09	0.06
HD 106191	-0.09	0.10	0.01	0.07	-0.22	0.07	0.32	0.11	0.07	0.06
HD 107574	0.00	0.10	0.07	0.07	-0.47	0.07	0.28	0.11	-0.08	0.06
HD 116869	0.04	0.20	0.02	0.14	-0.36	0.21	-0.07	0.28	-0.09	0.24
HD 123396	-0.21	0.20	-0.34	0.14	-0.73	0.21	0.39	0.28	0.02	0.24
HD 123585	0.01	0.10	0.13	0.07	-0.44	0.07	0.27	0.11	-0.02	0.06
HD 147609	-0.05	0.10	0.14	0.07	-0.49	0.07	0.01	0.11	-0.02	0.06
HD 150862	0.00	0.10	0.17	0.07	-0.25	0.07	0.22	0.11	-0.06	0.06
HD 188985	-0.11	0.10	0.15	0.07	-0.31	0.07	0.38	0.11	0.00	0.06
HD 210709	-0.06	0.20	-0.10	0.14	0.00	0.21	-0.05	0.28	-0.03	0.24
HD 210910	0.06	0.20	-0.28	0.14	-0.26	0.21	0.39	0.28	-0.09	0.24
HD 222349	-0.18	0.10	0.03	0.07	-0.50	0.07	0.37	0.11	-0.04	0.06
BD+18 5215	-0.27	0.10	0.00	0.07	-0.36	0.07	0.38	0.11	0.03	0.06
HD 223938	-0.17	0.20	-0.05	0.14	-0.26	0.21	0.30	0.28	-0.02	0.24

de Al e Na em relação ao Eu não apresentam nenhuma tendência em relação a  $[Fe/H]$ , conservando-se nos intervalos  $-0.7 \leq [Na/Eu] \leq 0.2$  e  $-0.8 \leq [Al/Eu] \leq 0$  (ver Fig. 4.13). No intervalo  $-0.7 \leq [Eu/H] \leq 0.4$  existe uma pequena tendência decrescente de  $[Al,Na/Eu]$  em direção a  $[Eu/H]$  mais altas (ver Fig. 4.12 e Tab. 4.7).

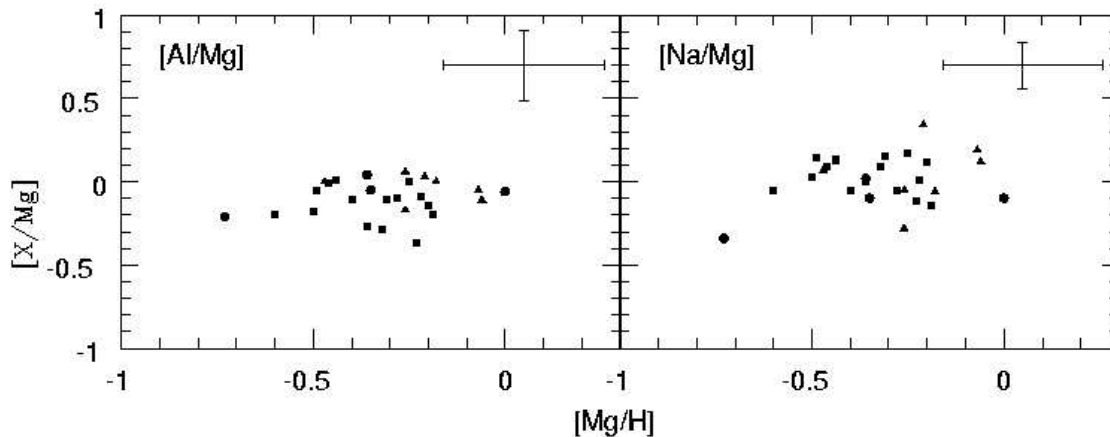


Figura 4.4 Relação entre Al, Na e Mg. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.



### 4.3.3 Elementos $\alpha$

As observações mostram que os elementos  $\alpha$  tendem a ser sobreabundantes em baixas metalicidades, de modo que  $[X/Fe]$  chega a atingir 0.4 ou 0.5 em  $[Fe/H] \approx -4$ . Em  $[Fe/H] \approx -1$  a sobreabundância começa a decrescer em direção a metalicidades mais altas, sendo que  $[X/Fe]$  pode ser subsolar em  $[Fe/H] \approx 0$ . A hipótese mais aceita é de que esse comportamento dos elementos  $\alpha$  em relação ao ferro esteja relacionado com os eventos de supernovas.

As supernovas são divididas em dois grupos principais de acordo com a presença de linhas de H no espectro. As linhas de H estão presentes no espectro de uma SN II, ao contrário dos espectros das SN I. As SN I são subdivididas em diversas classes, até então não muito bem estabelecidas, cujas hipóteses de origem se devem às informações fornecidas principalmente pelos espectros. A hipótese mais aceita para a origem das SNs Ia é a de que elas sejam o resultado da explosão da anã branca de um sistema binário após acretar massa da companheira. Seus espectros apresentam uma linha intensa de Si II em  $\lambda 6150 \text{ \AA}$ . Para as SNs Ib, a hipótese mais aceita é a de que elas sejam resultados da evolução de estrelas massivas que perderam o envoltório de H. Seus espectros não apresentam a linha de Si, mas linhas moderadamente intensas de He I, principalmente em  $\lambda 5876 \text{ \AA}$ . As SN Ic seriam o resultado da evolução de estrelas massivas que perderam todo o envoltório de H e todo ou parte do envoltório de He, por isso as linhas de He I são fracas ou ausentes nos espectros. A linha de Si também está ausente neste caso. Além destas, outras classes de supernovas têm sido propostas, algumas são abandonadas ou incluídas nas classes remanescentes (Turatto 2003, e referências nele contidas). Assim, as SN II, SN Ib,c, chamadas de SN de colapso gravitacional do núcleo, seriam resultado da evolução de estrelas isoladas muito massivas, cujo tempo de evolução é curto comparado com o tempo decorrido desde a formação do sistema binário até o evento de SN Ia, uma vez que neste último caso uma estrela anã branca está envolvida.

De acordo com o histórico de nucleossíntese da progenitora da supernova bem como do evento de supernova em si, uma certa quantidade de determinados elementos químicos são liberados ao meio interestelar. As abundâncias observadas hoje são resultantes em parte desses eventos.

Woosley & Weaver (1995) determinaram a produção nucleossintética de uma série de isótopos mais leves do que  $A=71$ , o que inclui elementos  $\alpha$  e do pico do ferro, modelando a evolução e explosão de estrelas massivas entre 10 e  $40 M_{\odot}$ . Durante a sua vida, essas estrelas produzem esses elementos, os quais são liberados ao meio interestelar por meio de eventos de supernovas de colapso gravitacional do núcleo.

O processo que precede o evento de SN Ia também produz elementos  $\alpha$ , mas em menor quantidade comparando com as SNs de colapso gravitacional do núcleo. Nomoto *et al.* (1997b) estudaram 2 modelos incluindo no primeiro uma estrela anã branca com a massa no limite de Chandrasekhar ( $1.46 M_{\odot}$ ) e no segundo, uma anã branca abaixo desse limite. No primeiro modelo, quando a densidade da anã branca ultrapassa  $\sim 10^9$  g/cm<sup>3</sup>, se inicia a queima do carbono. A forte degenerescência dos elétrons leva a uma queima explosiva de carbono, de modo que outros elementos até o pico do ferro também são formados. No segundo modelo, a detonação central de carbono pode ser iniciada por uma onda de choque induzida pela detonação de He ou pela fusão de duas anãs brancas. Se a massa da anã branca for menor do que  $1.07 M_{\odot}$ , a densidade de matéria da anã branca encontrada pela onda de detonação pode ser adequada para produzir grandes quantidades de  $^{56}\text{Ni}$  e Si, Ca e O.

Considerando que as SN II estão associadas a estrelas massivas e as SN Ia a sistemas binários incluindo uma estrela anã branca, existe um atraso do segundo tipo em relação ao primeiro. Tinsley (1979) sugeriu que a tendência de  $[\alpha/\text{Fe}]$  com  $[\text{Fe}/\text{H}]$  se deva a este atraso dos eventos de SN Ia em relação aos de SN II, uma vez que os elementos  $\alpha$  são liberados ao meio interestelar em maior quantidade na SN II do que na SN Ia, enquanto o oposto ocorre em relação ao Fe. Nomoto *et al.* (1997a) determinaram uma frequência relativa SN Ia/SN II = 0.12, o que significa que até agora houve menos eventos de SN Ia do que SN II. Com essa frequência relativa, Nomoto *et al.* (1997b) calcularam que as SN Ia contribuíram com 50% da produção de  $^{56}\text{Fe}$  em supernovas. Assim, a partir da época em que as SN Ia entram em ação, a sobreabundância dos elementos  $\alpha$  em relação ao ferro diminui.

Edmunds *et al.* (1991) sugeriram que a produção de elementos dependente da metalicidade pode ser a causa da tendência de  $[\alpha/\text{Fe}]$  com  $[\text{Fe}/\text{H}]$  e predisse que as estrelas super ricas em metais deveriam possuir razões de  $[\alpha/\text{Fe}]$  subsolares. De acordo com Woosley & Weaver (1995) não há evidências que confirmem a dependência de SN II com a metalicidade. Porém, de acordo com Nomoto *et al.* (1999), há evidências de que a ocorrência de SN Ia seja dependente da metalicidade, de modo que esse evento ocorra apenas se a abundância de ferro da progenitora for  $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -1$ . Desta forma, uma possível dependência da IMF (função de massa inicial ou *initial mass function*) com a metalicidade resultaria em um aumento da razão SN Ia/SN II com o aumento da metalicidade, reproduzindo a tendência observada dos elementos  $\alpha$ .

Não foi observado um comportamento substancialmente diferente entre as abundâncias dos elementos  $\alpha$  das estrelas de Bário e estrelas normais. Espera-se, portanto que as estrelas de Bário deste programa se comportem da mesma forma. A Fig. 4.5 mostra

uma tendência decrescente entre  $[\alpha/\text{Fe}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  para as estrelas de Bário da presente amostra. No índice  $\alpha$  estão incluídos O, Mg, Si, Ca e Ti, sendo

$$[\alpha/\text{Fe}] = \log \epsilon(\alpha) - \log \epsilon(\alpha_{\odot}) - [\text{Fe}/\text{H}] \quad (4.34)$$

onde

$$\epsilon(\alpha) = \sum_{i=1}^n 10^{\log \epsilon(X_i)} / n$$

e

$$\epsilon(\alpha_{\odot}) = \sum_{i=1}^n 10^{\log \epsilon(X_{i\odot})} / n$$

onde  $n$  é o número de elementos envolvidos no cálculo. No caso de não ser possível determinar abundância para algum elemento, esse elemento é excluído do índice.

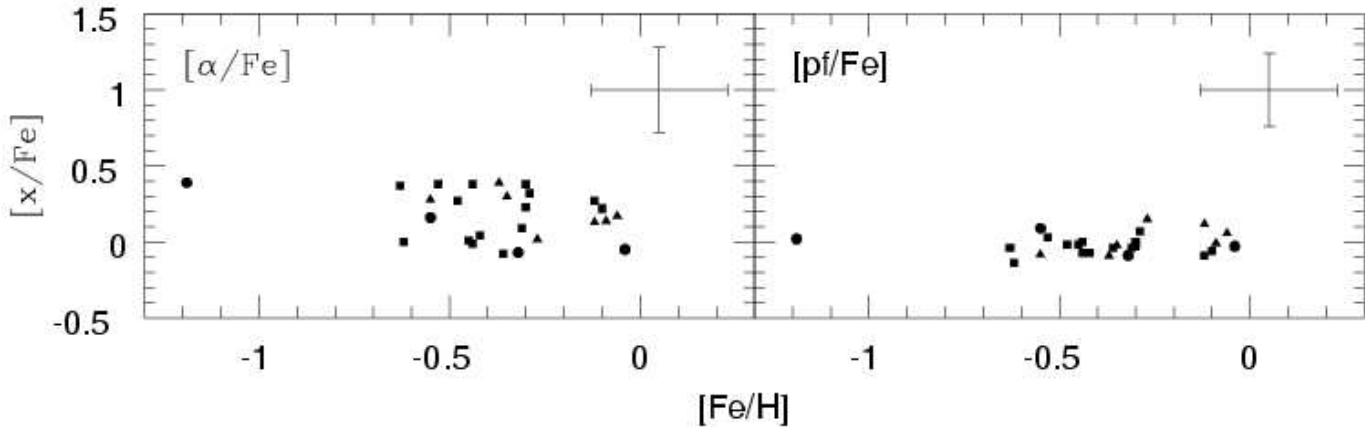


Figura 4.5 Relação entre  $[\alpha, pf/\text{Fe}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3

## Oxigênio

O oxigênio é o elemento mais abundante no Universo depois do H e He, e por este motivo é considerado um dos elementos mais importantes. Ele é produzido principalmente durante a queima de He no interior de estrelas massivas, das quais é liberado por eventos de SN II. Parte de sua produção é destruída como parte do processo  $\alpha$ .

François *et al.* (2004) combinaram resultados de abundâncias de uma série de trabalhos anteriores para vários elementos. A Fig. 4 de François *et al.* mostra a evolução do O com a metalicidade. Os dados da região de  $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -2$  são predominantemente

de Cayrel *et al.* (2004), dos quais chegam a atingir para algumas estrelas  $[O/Fe] \approx 0.8$ , apesar de um grande espalhamento com algumas estrelas tendo  $[O/Fe] \approx 0.2$ . Para metalicidades próximas à solar,  $[O/Fe]$  chega a ser subsolar.

As abundâncias do oxigênio da presente amostra foram obtidas pela síntese das linhas de [O I] em  $\lambda 6300.3 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6363.8 \text{ \AA}$ . Estas linhas são consideradas mais confiáveis do que as linhas permitidas, o tripleto em  $\lambda 7774 \text{ \AA}$  e  $\lambda 9263 \text{ \AA}$  porque elas não são tão sensíveis à temperatura e aos efeitos NETL. Os espectros das estrelas do programa apresentam a vantagem de ter resolução tal que a linha de Sc II em  $\lambda 6300.7 \text{ \AA}$  não está superposta à linha de oxigênio  $\lambda 6300.3 \text{ \AA}$  e não há presença da linha do céu terrestre graças a diferenças de velocidade radial que desloca as linhas telúricas. Para duas estrelas, HD 147609 e HD 87080, a presença de uma linha em emissão impossibilitou a determinação da abundância de O.

Nos cálculos da abundância de O foi levada em conta a linha de Ni em  $\lambda 6300.335 \text{ \AA}$ , para a qual foi adotada a abundância determinada pela média das outras 10 linhas. As abundâncias e as constantes atômicas consideradas para esta linha em cada estrela são mostradas nas Tabs. A.1 a A.4.

A abundância solar considerada foi  $\log \epsilon(O) = 8.74$ , que é o valor determinado por Asplund *et al.* (2005) através de um modelo de atmosfera em 3 dimensões,  $\log \epsilon(O) = 8.66$ , corrigido de 0.08 para uma dimensão, conforme indicação de Allende Prieto *et al.* (2002).

Os resultados obtidos para as abundâncias de O para a presente amostra, mostrados na Fig. 4.6, são compatíveis com a Fig. 4 de François *et al.* (2004) na mesma faixa de metalicidades.

## Magnésio

Assim como o oxigênio, o magnésio também é formado principalmente nos interiores de estrelas massivas, mas neste caso as queimas de carbono e neônio são as responsáveis pela sua produção.

A Fig. 4 de François *et al.* (2004) mostra a evolução de  $[Mg/Fe]$  com  $[Fe/H]$ . Apesar do grande espalhamento dos dados observacionais dos diversos trabalhos que foram utilizados como fontes, é possível verificar o decréscimo de  $[Mg/Fe]$  em direção a metalicidades crescentes.

De forma geral, as 3 linhas usadas na determinação de abundâncias de Mg da presente



amostra apresentam resultados concordantes, como mostram as Tabs. A.1 a A.4. A Fig. 4.6 mostra que a faixa de  $[Mg/Fe]$  resultantes é semelhante às de  $[Na/Fe]$  e  $[Al/Fe]$ , diferindo do  $[Ti/Fe]$ , cuja faixa atinge abundâncias mais baixas, compatível com François *et al.* (2004, e referências nele citadas).

## Silício

Possivelmente as SN II cujas progenitoras tenham  $\approx 20 M_{\odot}$  sejam as principais fontes de Si (Woosley & Weaver 1995).

Prochaska *et al.* (2000) em sua análise de uma amostra de estrelas de disco espesso e metalicidades no intervalo  $-1.2 < [Fe/H] < -0.3$ , encontraram sobreabundância alta de Si e uma tendência a abundâncias crescentes em direção a metalicidades mais baixas, em acordo com McWilliam (1997).

Na presente análise foram usadas 5 linhas. Com exceção da linha  $\lambda 5948.5 \text{ \AA}$  que chega a resultar abundâncias até 0.5 dex mais altas para algumas estrelas, todas as linhas resultam em abundâncias concordantes.

A maior parte das estrelas da amostra se encontra na região de  $[Si/Fe] \approx 0$ , a menos da estrela HD 123396, gigante do halo, para a qual se obteve abundância mais alta, como mostra a Fig. 4.6.

Os resultados obtidos estão em acordo com o modelo de evolução química de François *et al.* (2004) para esta faixa de metalicidades.

O efeito par ímpar observado por Arnett (1971), no qual Mg e Si são sobreabundantes em relação ao Na e Al é verificado em algumas estrelas da amostra. Para várias estrelas, as abundâncias de Na e Al são mais altas do que as de Si e Mg, tendo as maiores concentrações em estrelas nos intervalos  $-0.1 \leq [Mg/Fe] \leq 0.2$ ,  $-0.15 \leq [Si/Fe] \leq 0.2$ ,  $-0.1 \leq [Na/Fe] \leq 0.2$  e  $-0.1 \leq [Al/Fe] \leq 0.1$ .

## Cálcio

De acordo com McWilliam (1997), espera-se um comportamento para as abundâncias de Ca semelhante ao do Si, uma vez que as principais fontes dos dois elementos são as SN II de massa moderada (Woosley & Weaver 1995), e também podem ser liberados ao meio interestelar por SN Ia (Nomoto *et al.* 1997b). Esta semelhança entre o comportamento do Ca e Si foi encontrada por Prochaska *et al.* (2000), e, pela Fig. 4.6, pode ser verificada

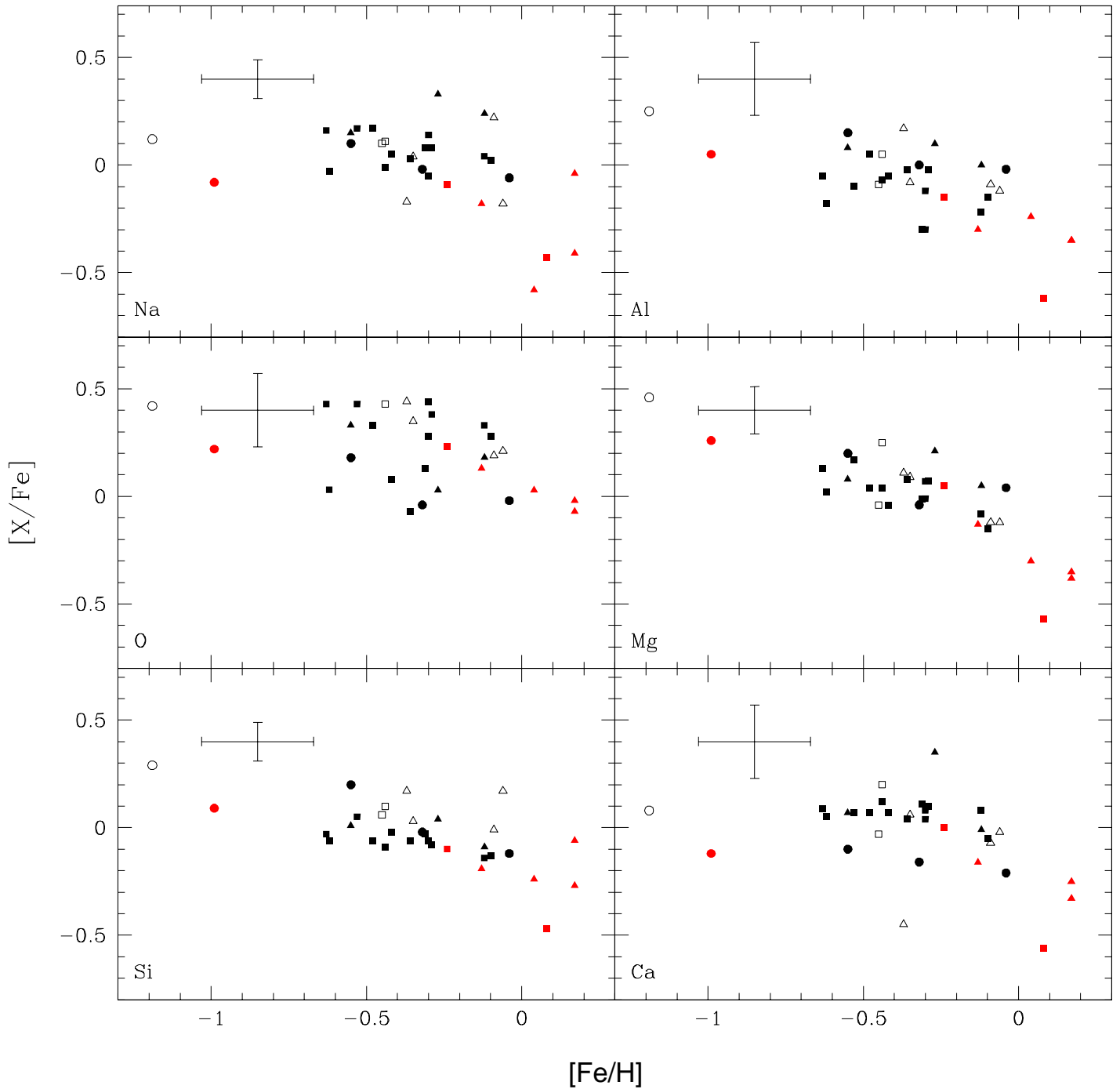


Figura 4.6 Resultados de  $[X/Fe]$  como função de  $[Fe/H]$ . Os símbolos pretos e cheios indicam abundâncias calculadas com metalicidades resultantes das linhas de Fe II. Os símbolos vermelhos indicam as abundâncias calculadas com metalicidades resultantes das linhas de Fe II para as sete estrelas para as quais  $\Delta[Fe/H] > 0.2$  dex. Os símbolos vazios indicam abundâncias dessas sete estrelas, desta vez calculadas com metalicidades resultantes das linhas de Fe I. Nos dois casos, os quadrados, triângulos e círculos representam valores diferentes de log  $g$ , de acordo com a Fig. 4.3.

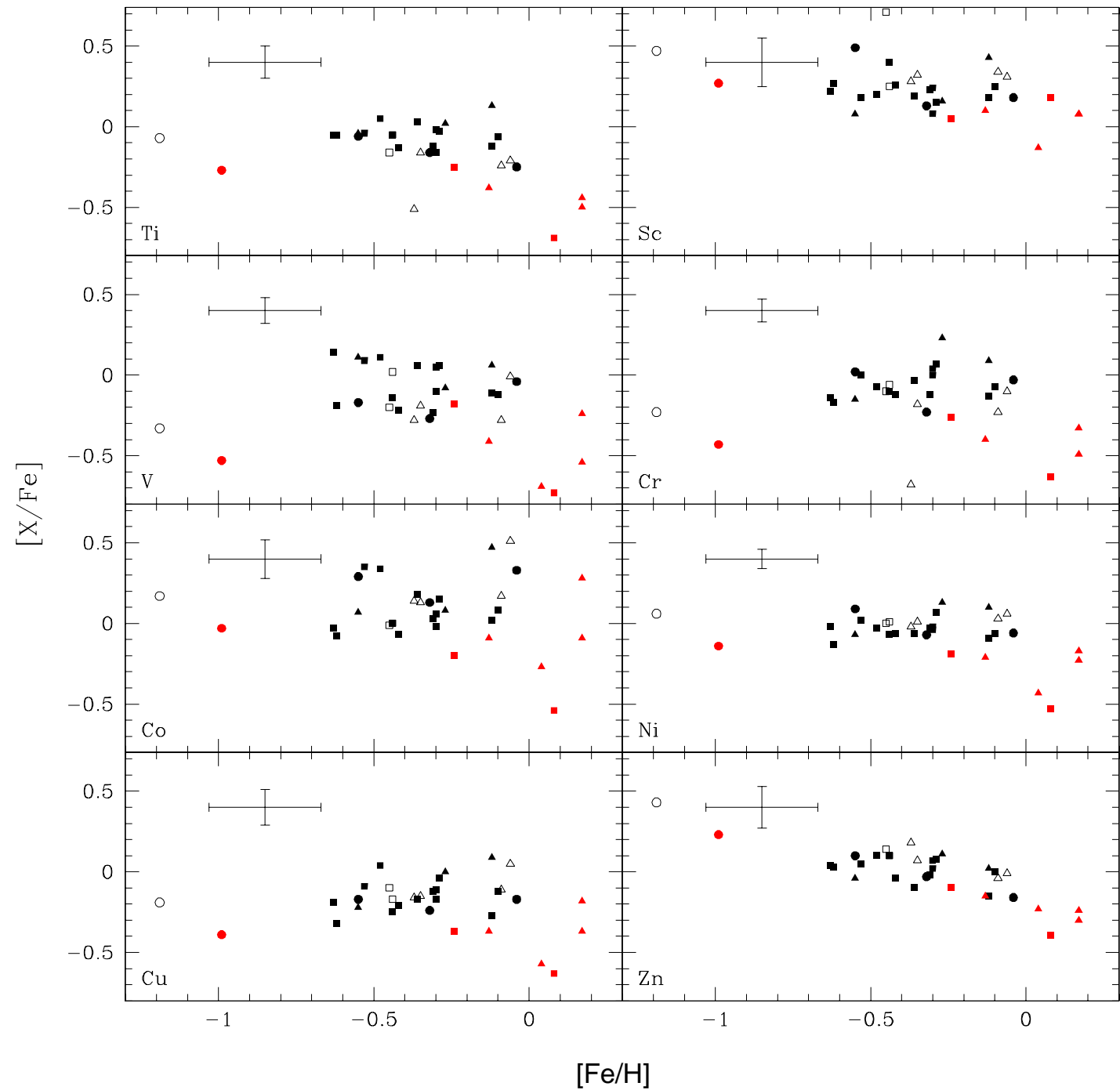


Figura 4.7 Resultados de  $[X/Fe]$  como função de  $[Fe/H]$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.6.

para as estrelas de Bário da presente amostra. O ponto mais distante corresponde à estrela HD 210910, a qual tem suas linhas extremamente alargadas, dificultando a determinação das abundâncias.

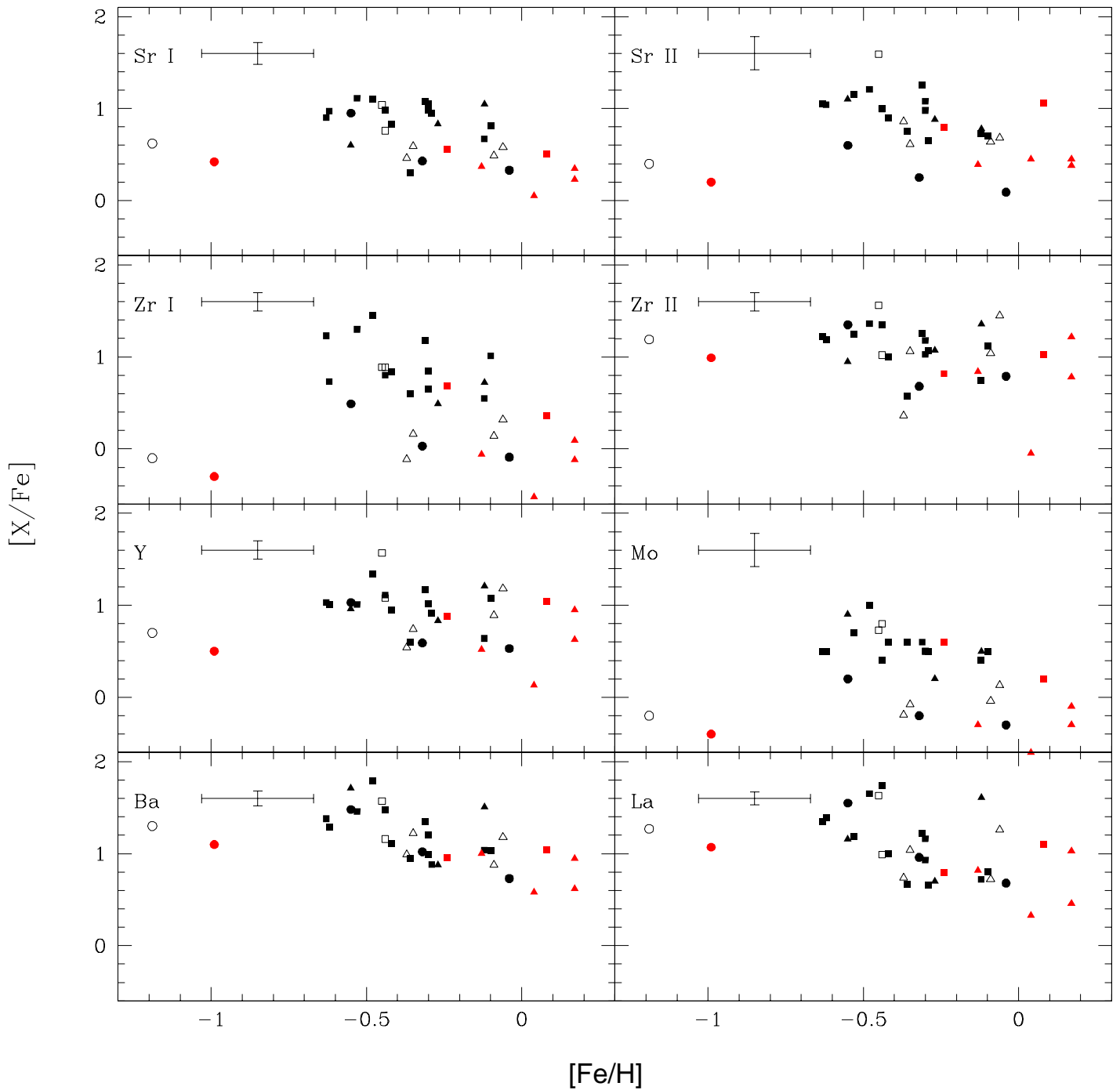


Figura 4.8 Resultados de  $[X/Fe]$  como função de  $[Fe/H]$  para elementos pesados. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.6.

As abundâncias resultantes das 6 linhas utilizadas apresentam uma dispersão maior. Para 16 estrelas a diferença está entre 0.2 e 0.5 dex. As linhas são muito intensas, como pode ser verificado pelas larguras equivalentes das Tabs. A.1 a A.4, o que dificulta a

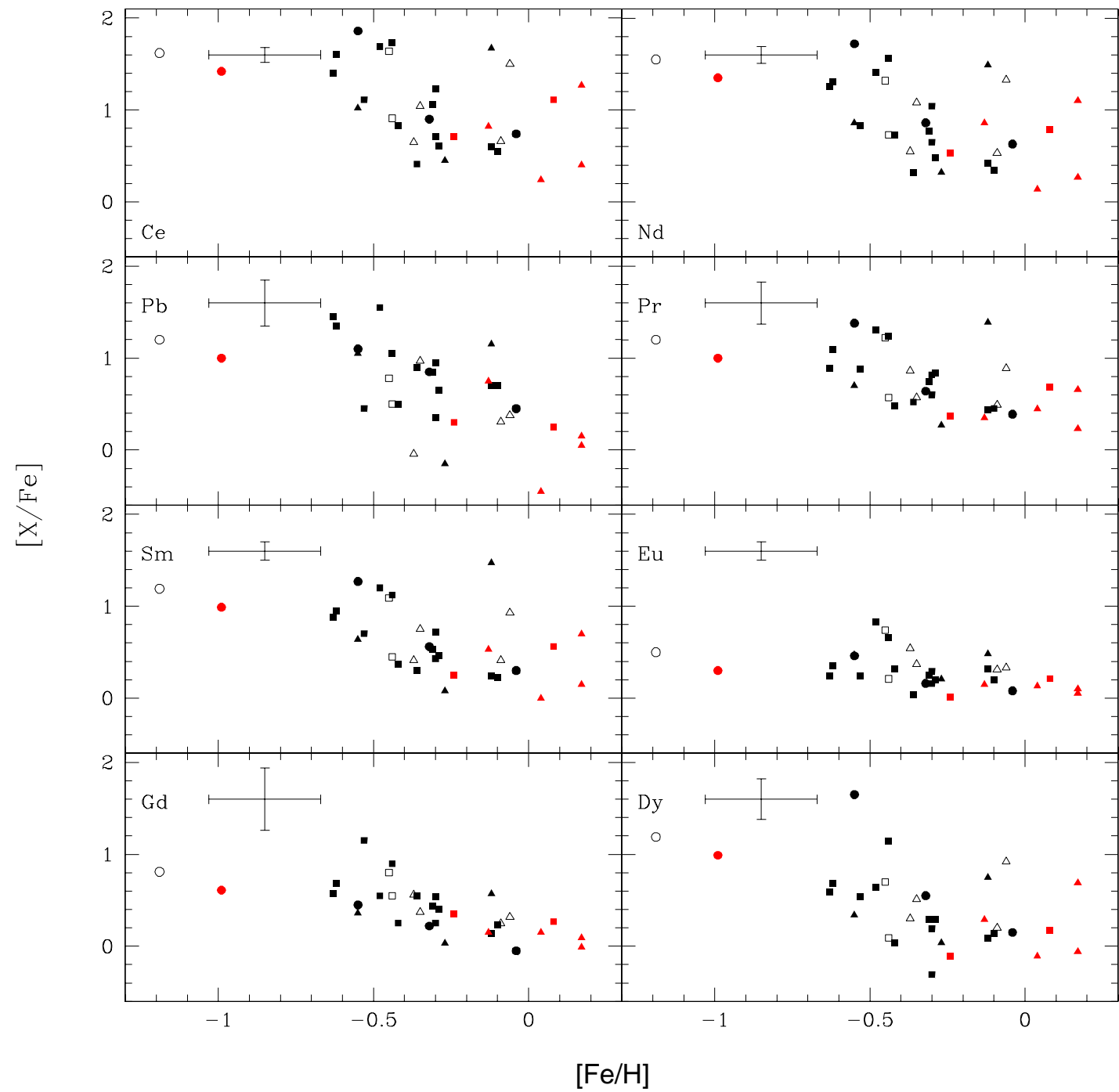


Figura 4.9 Resultados de  $[X/Fe]$  como função de  $[Fe/H]$  para elementos pesados. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.6.

determinação de abundâncias.

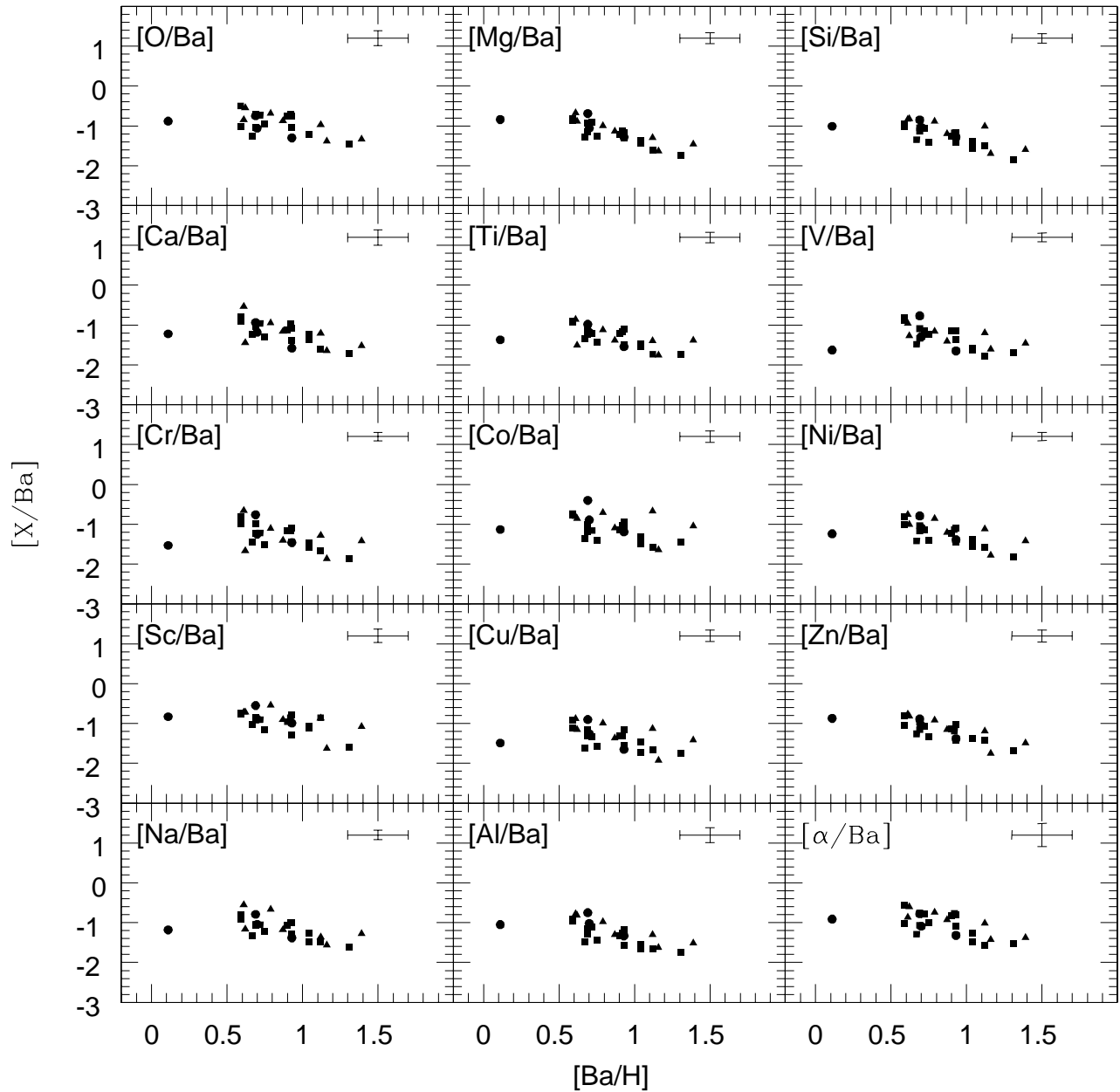


Figura 4.10 Relação entre  $[Ba/H]$  e o excesso de Na, Al, elementos  $\alpha$ , do pico do ferro em relação ao bário. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.

### Titânio

Por tradição, o titânio é incluído na lista de elementos  $\alpha$  porque as estrelas pobres em metais apresentam sobreabundância desse elemento (Gratton & Sneden 1991) da mesma forma que os elementos  $\alpha$ , mas não é claro se a nucleossíntese de Ti está relacionada com outros elementos  $\alpha$  (Woosley & Weaver 1995). Por isso, não é surpreendente se

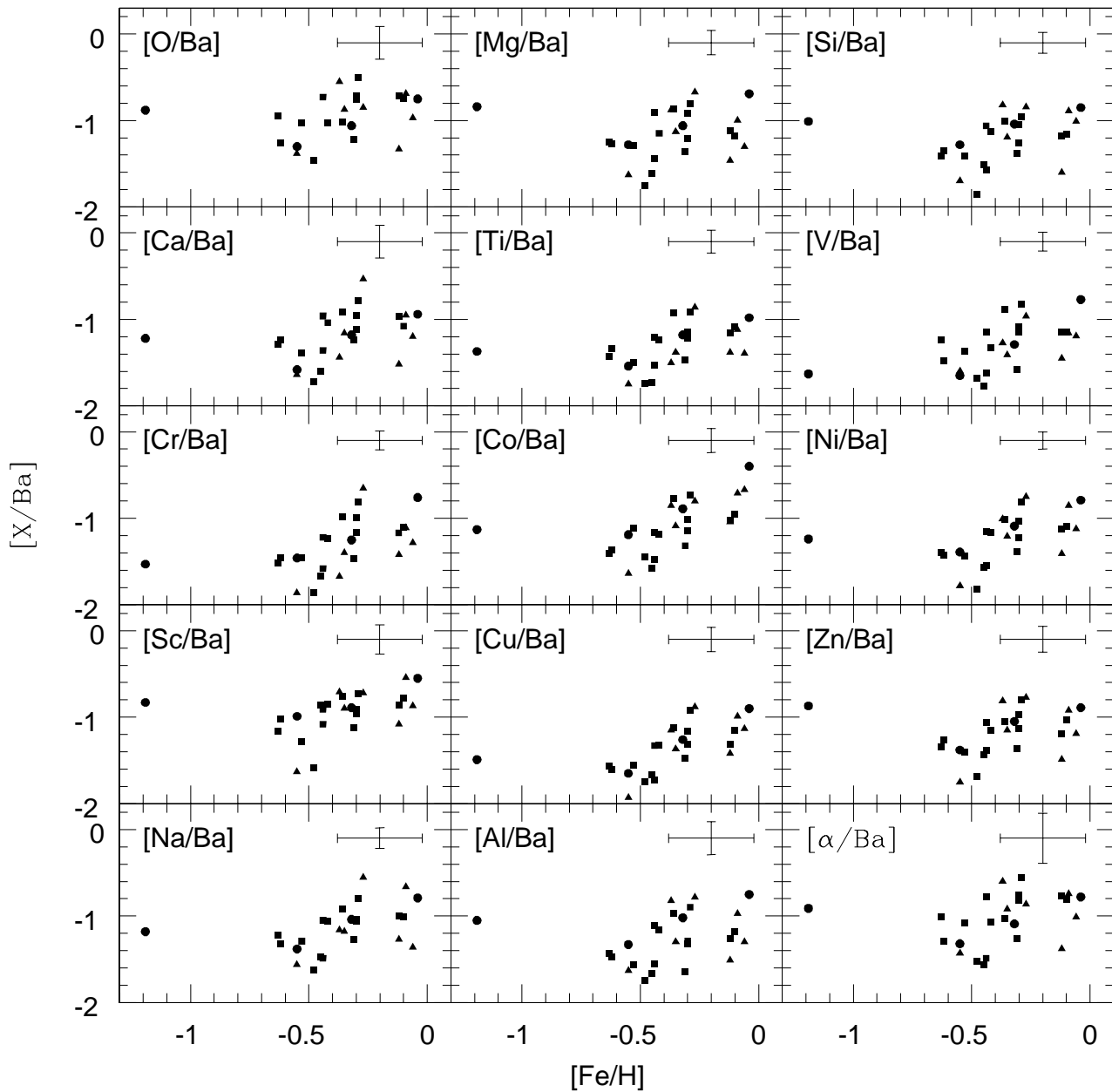


Figura 4.11 Relação entre  $[Fe/H]$  e o excesso de Na, Al, elementos  $\alpha$ , do pico do ferro em relação ao bário. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.

a abundância de Ti diferir das de Ca e Si. Como exemplo, Prochaska *et al.* (2000) encontraram uma sobreabundância de Ti (média de  $[Ti/Fe] = 0.29 \pm 0.02$ ) e nenhuma indicação de tendência com a metalicidade, ao contrário do observado para o Ca e Si.

De acordo com François *et al.* (2004), espera-se um comportamento de Ti parecido com o Mg, embora o Mg apresente maior dispersão nas abundâncias utilizadas para

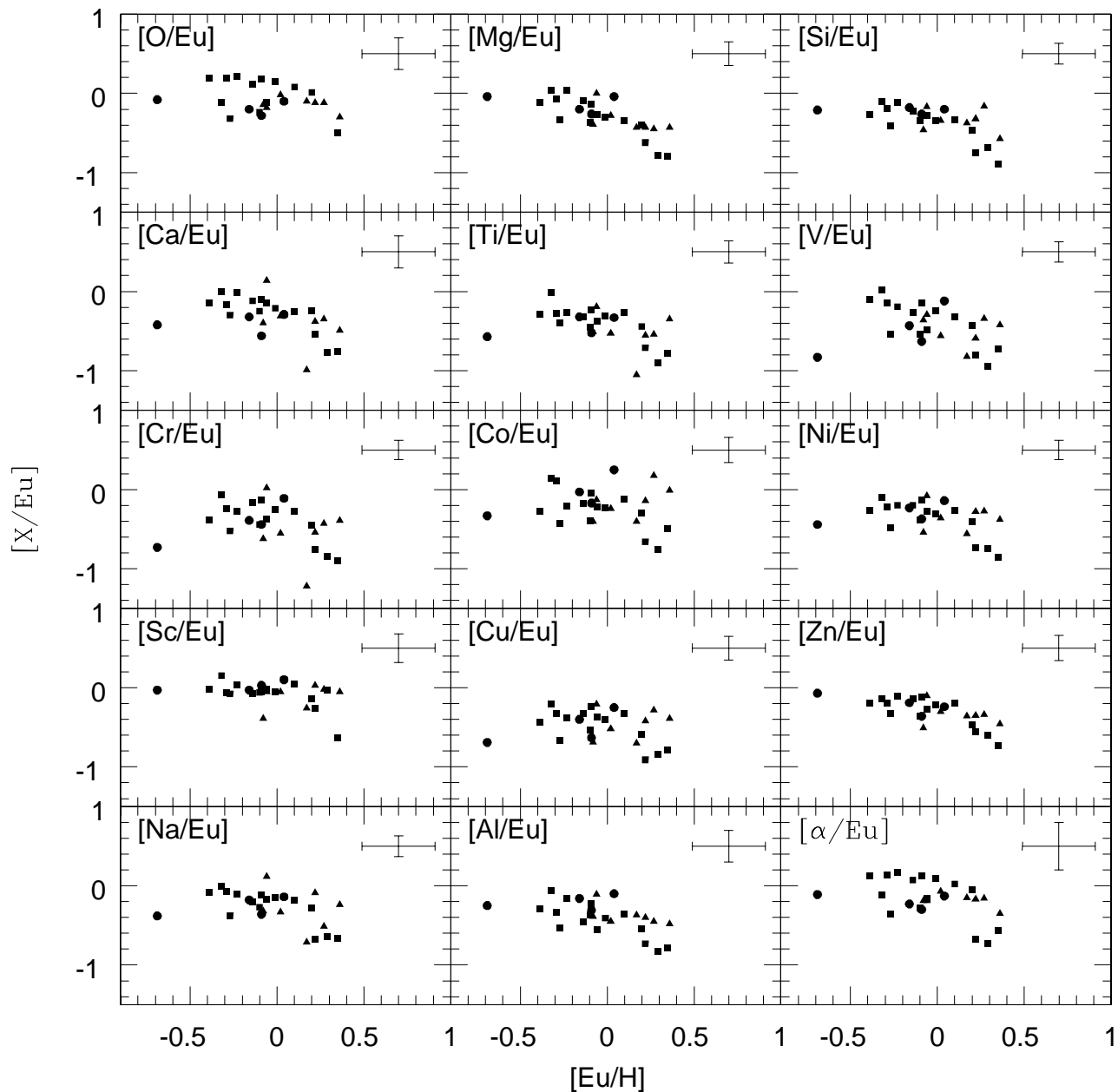


Figura 4.12 Relação entre  $[Eu/H]$  e o excesso de Na, Al, elementos  $\alpha$ , do pico do ferro em relação ao európio. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.

compor sua Fig. 4.

Das Figs. 4.6 e 4.7, observa-se que as abundâncias de Ti determinadas para a presente amostra são em geral mais baixas do que as de Ca, Si e Mg.

Foram usadas 12 linhas de Ti I na determinação das abundâncias. Para 4 estrelas, a linha  $\lambda 5210.4 \text{ \AA}$  apresenta uma diferença grande em relação às outras linhas. A causa



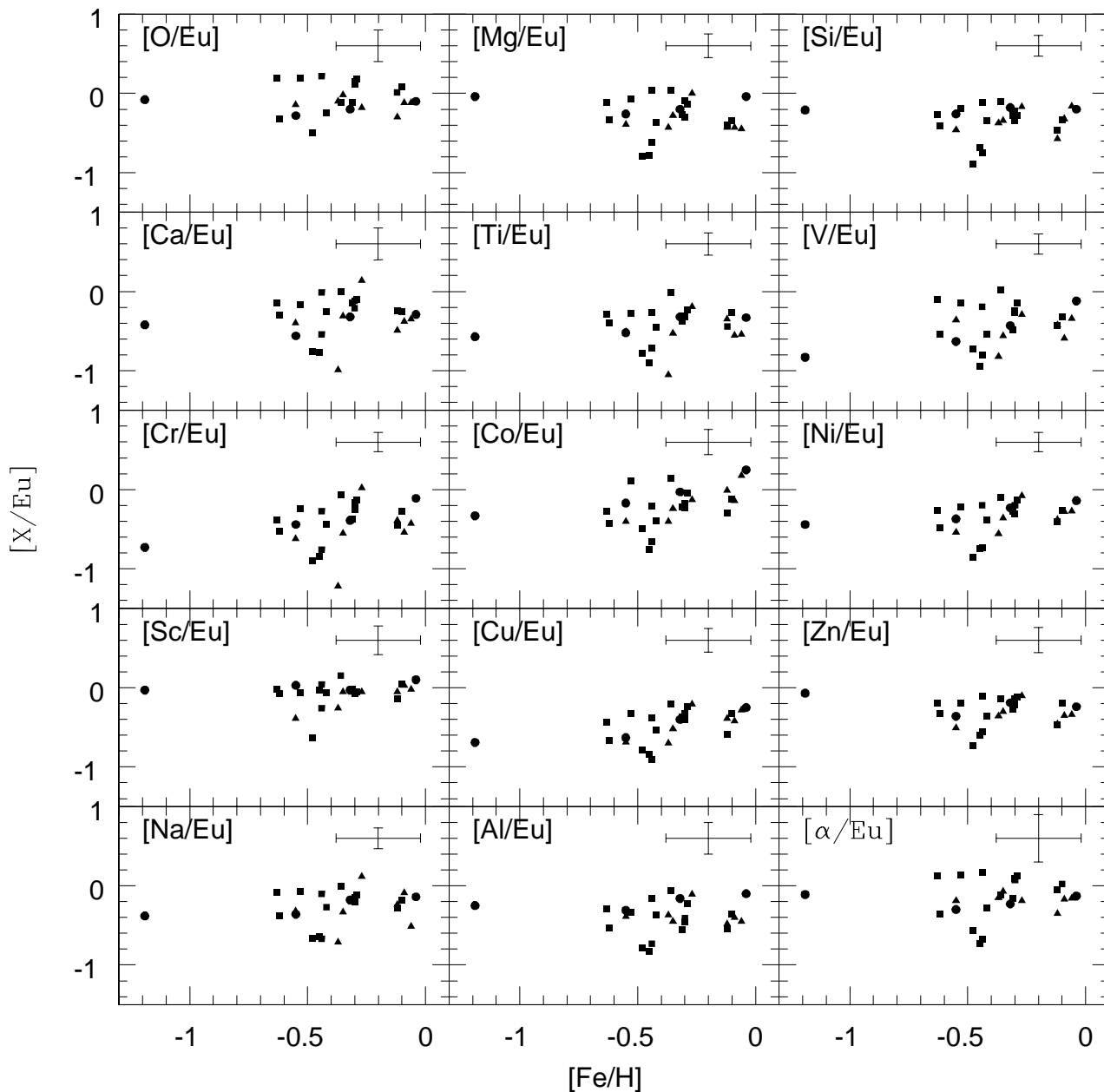


Figura 4.13 Relação entre  $[Fe/H]$  e o excesso de Na, Al, elementos  $\alpha$ , do pico do ferro em relação ao európio. Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.

desta diferença não é certa. Se fosse originado pelos valores das constantes atômicas, essa diferença seria notada em todas as estrelas. De forma geral, as abundâncias resultantes das 12 linhas estão em boa concordância entre si.

### 4.3.4 Elementos do pico do ferro

Nos últimos momentos de vida de uma estrela massiva (Woosley & Weaver 1995) o ferro e os elementos do pico do ferro são formados em grande quantidade. O processo que precede a explosão de SN Ia também produz ferro e elementos do pico do ferro, mas em uma quantidade menor do que as estrelas massivas. No entanto, a SN Ia ejeta para o meio interestelar uma quantidade maior desses elementos do que a SN II, porque neste segundo evento, parte da produção fica retida na estrela de nêutrons recém formada ou então volta para ela pela atração gravitacional.

As abundâncias dos elementos do pico do ferro apresentam tendências das razões  $[X/Fe]$  em relação às metalicidades, como mostra a Fig. 12 de McWilliam (1997), utilizando dados de vários trabalhos anteriores. Para o intervalo de metalicidades da presente amostra, a relação entre este grupo de elementos e  $[Fe/H]$  tende a ser constante. A Fig. 4.5 mostra a relação entre  $[pf/Fe]$  e  $[Fe/H]$ , onde  $pf$  é a média das abundâncias de V, Cr, Co e Ni. O cálculo de  $[pf/Fe]$  é feito através de uma equação análoga a 4.34.

$$[pf/Fe] = \log \epsilon(pf) - \log \epsilon(pf\odot) - [Fe/H]. \quad (4.35)$$

A produção estelar dos elementos do pico do ferro é incerta uma vez que depende de uma série de fatores que não são bem conhecidos como a quantidade de massa ejeta nos eventos de supernovas, a massa que fica na proto estrela de nêutrons, a energia da explosão e o fluxo de nêutrons.

#### Escândio

Existe alguma discordância quanto à dependência de  $[Sc/Fe]$  com  $[Fe/H]$ . Zhao & Magain (1990) encontraram uma sobreabundância de  $\approx 0.25$  dex para o Sc em sua análise de estrelas pobres em metais. Para Gratton & Sneden (1991), esse resultado se deve a imprecisões nos valores de  $\log gf$  das linhas usadas nos cálculos. Prochaska *et al.* (2000) encontraram uma sobreabundância de  $\approx 0.20$  dex em  $[Fe/H] \sim -0.5$  e uma tendência decrescente para metalicidades menores, usando valores de  $\log gf$  de Martin *et al.* (1988) e Lawler & Dakin (1989) para sua amostra de estrelas do disco no intervalo  $-1.2 \leq [Fe/H] \leq -0.3$ . Nissen *et al.* (2000) encontraram uma tendência de  $[Sc/Fe]$  com a metalicidade que lembra a dos elementos  $\alpha$  para estrelas pobres em metais, analisando 100 estrelas anãs G e F com metalicidades entre  $-1.4$  e  $0$ , utilizando estrutura hiperfina de Steffen (1985). No modelo de evolução química para o Sc de François *et al.* (2004),  $[Sc/Fe] \approx$

0.2 para as estrelas muito pobres em metais, tendendo a zero para estrelas mais ricas do que  $\sim -2$ .

No presente trabalho foram utilizadas 4 linhas de Sc, obtendo-se boa concordância nos resultados de abundâncias entre elas. Foram usados os valores de  $\log gf$  do NIST. Todos os valores de  $[\text{Sc}/\text{Fe}]$  mostrados na Fig. 4.7 estão acima de 0, atingindo 0.7 para a estrela HD 147609 ( $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.45$ ).

## Vanádio

Existem poucos trabalhos que estudam o vanádio. Gratton & Sneden (1991) analisaram uma amostra de 20 estrelas em um grande intervalo de metalicidades, e encontraram  $[\text{V}/\text{Fe}] \sim 0$  para todas as metalicidades, em concordância com o trabalho de Pagel (1968). Prochaska *et al.* (2000) obtiveram  $[\text{V}/\text{Fe}]$  entre 0.1 e 0.4 dex, um resultado inesperado.

As linhas de V são muito sensíveis à temperatura. Em geral, elas são fracas para todas as estrelas da presente amostra, mas ficam ainda mais fracas para as estrelas mais quentes. Como exemplo, apenas 2 linhas estão disponíveis para as estrelas HD 123585 e BD+18 5215.

As abundâncias derivadas para a presente amostra das várias linhas de V apresentam boa concordância entre si. A maior diferença, 0.5 dex, foi obtida para 2 linhas da estrela HD 210910 (ver Tab. A.4), cujas linhas são muito alargadas, dificultando a determinação da abundância.

A Fig. 4.7 mostra que todas as estrelas se encontram no intervalo  $-0.40 < [\text{V}/\text{Fe}] < 0.2$ .

## Cromo

Cayrel *et al.* (2004) encontraram uma tendência crescente de  $[\text{Cr}/\text{Fe}]$  no intervalo  $-4 \leq [\text{Cr}/\text{Fe}] \leq -2$ . A Fig. 6 de François *et al.* (2004) mostra que para metalicidades maiores, os dados permanecem por volta de  $[\text{Cr}/\text{Fe}] \sim 0$ .

No presente trabalho foram usadas 6 linhas de Cr, resultando no intervalo  $-0.2 \leq [\text{Cr}/\text{Fe}] \leq 0.2$ , consistente com François *et al.* (2004). Para a estrela HD 210910 foi obtido um valor baixo para  $[\text{Cr}/\text{Fe}]$ , provavelmente devido ao grande alargamento das linhas espectrais.

## Cobalto

Prochaska *et al.* (2000) encontraram sobreabundância de Co em relação ao Fe atingindo  $\sim 0.2$  dex, enquanto Gratton & Sneden (1991) encontraram deficiência de 0.1 dex para estrelas no mesmo intervalo de metalicidades.

As linhas de Co são sensíveis à temperatura. Nas estrelas mais quentes da presente amostra as larguras equivalentes são muito pequenas e em alguns casos não é possível usá-las. As abundâncias derivadas das diferentes linhas, para algumas estrelas apresentam grande dispersão. Foi obtido para a amostra  $-0.15 < [\text{Co}/\text{Fe}] < 0.4$ , mostrado na Fig. 4.7.

## Níquel

Os trabalhos combinados de Gratton & Sneden (1991), Edvardsson *et al.* (1993), Peterson *et al.* (1990), McWilliam *et al.* (1995a), Ryan *et al.* (1996) resultaram em  $-0.1 \leq [\text{Ni}/\text{Fe}] \leq 0.1$  no intervalo de metalicidades  $-4 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ .

As linhas usadas no presente trabalho são bem definidas e, de maneira geral, resultam em abundâncias concordantes entre si. Os resultados obtidos para  $[\text{Ni}/\text{Fe}]$  se encontram no intervalo  $-0.13 \leq [\text{Ni}/\text{Fe}] \leq 0.12$  em acordo com François *et al.* (2004).

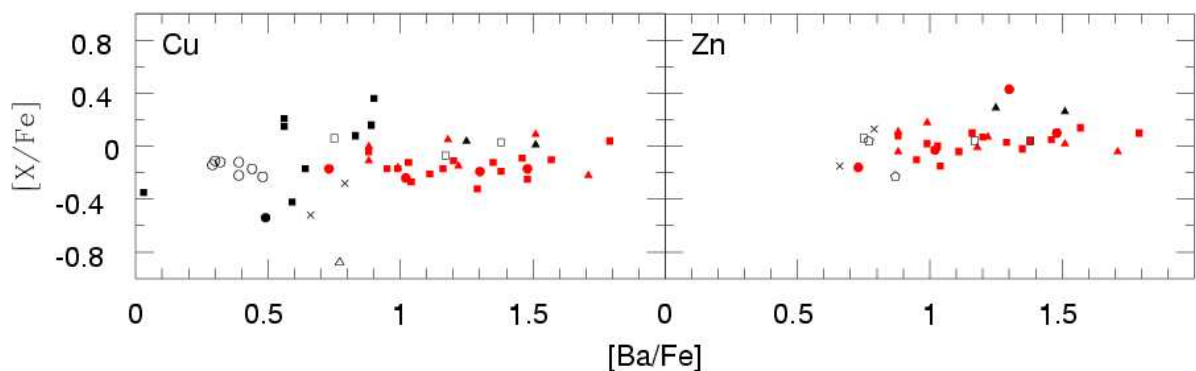


Figura 4.14 Relação entre  $[\text{Cu,Zn}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ . Os símbolos vermelhos são as estrelas de Bário da presente amostra: quadrados - anãs; triângulos - subgigantes; círculos - gigantes. Os símbolos pretos são dados da literatura: quadrados cheios - Smith *et al.* (1993); triângulos cheios - Pereira & Junqueira (2003); cruzes - Junqueira & Pereira (2001); quadrados vazios - Pereira (2005); círculos cheios - Pereira & Porto de Mello (1997); triângulos vazios - Pereira *et al.* (1998); círculos vazios - Castro *et al.* (1999); pentágonos vazios - Luck & Bond (1991).

## Cobre

As análises do Cu como função da metalicidade de Sneden & Crocker (1988) e Sneden *et al.* (1991) mostraram que  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  decresce linearmente quando a metalicidade diminui, atingindo  $[\text{Cu}/\text{Fe}] \sim -1$  em  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3$ . A tendência de  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  com a metalicidade foi confirmada por Mishenina *et al.* (2002), os quais estenderam a amostra para gigantes de campo de halo, e Simmerer *et al.* (2003), cuja amostra compreendia 117 estrelas gigantes em 10 aglomerados globulares no intervalo de metalicidades  $-2.4 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.8$ .

Os sítios de formação do Cu ainda não estão bem determinados. Sneden *et al.* sugeriram que a nucleossíntese de Cu ocorre principalmente pelo processo *s* fraco no núcleo de estrelas massivas com uma pequena contribuição da queima explosiva em SN II. Somente o processo *s* não é suficiente para reproduzir a abundância solar de Cu, mas ainda não está claro se a principal fonte adicional do Cu é SN Ia ou SN II (Matteucci *et al.* 1993; Timmes *et al.* 1995; Baraffe & Takahashi 1993).

No presente trabalho, foram utilizadas 3 linhas de Cu levando em conta a estrutura hiperfina. Para algumas estrelas a linha  $\lambda 5218.2 \text{ \AA}$  resultou em abundâncias mais altas do que as linhas  $\lambda 5105.5 \text{ \AA}$  e  $\lambda 5782.1 \text{ \AA}$ . Uma razão para isto pode ser a fonte de  $\log gf$ , que para esta linha é diferente. Contudo, apenas uma estrela atinge a diferença de 0.4 dex e para 3 a diferença é de 0.25 ou 0.3 dex. Para as outras estrelas, a concordância entre as abundâncias resultantes das linhas é bastante boa.

Com algumas exceções,  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  (ver Fig. 4.7) para todas as estrelas estão pouco abaixo de zero, em acordo com trabalhos anteriores (ver McWilliam 1997; François *et al.* 2004).

Existe uma suspeita de que  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  sejam anticorrelacionados, porém não há nada conclusivo até o momento. A Fig. 4.14 mostra a relação entre  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  para as estrelas de Bário do presente trabalho e outras estrelas da literatura, através da qual a referida anticorrelação não é confirmada. Para as estrelas de Bário da presentes amostra o espalhamento é pequeno, porém aumenta com a inclusão dos dados da literatura. O espalhamento pode ser intrínseco da composição original das estrelas, a qual pode depender da localização das estrelas na Galáxia, mas também pode ter origem no procedimento seguido para analisar as estrelas. Diferentes autores utilizam diferentes linhas, fontes de  $\log gf$ , modelos de atmosfera e programa de síntese espectral. Com a exceção do presente trabalho, todos os trabalhos citados na Fig. 4.14 utilizaram o mesmo programa de síntese espectral, porém os outros fatores sofrem maior variação. Os pontos mais distantes na Fig. 4.14 correspondem aos dados de Pereira *et al.* (1998), algumas estrelas de Smith *et al.* (1993), Pereira & Porto de Mello (1997) e uma estrela

de Junqueira & Pereira (2001). As estrelas de Smith *et al.* (1993) são subgigantes CH, assim classificadas por Bond (1974), sendo que entre elas está a estrela HD 89948 a qual pertence à presente amostra. Eles determinaram os valores de  $\log gf$  através de ajuste ao espectro solar para as linhas espectrais, entre elas,  $\lambda 5105.5 \text{ \AA}$  do Cu e  $\lambda 6141.7 \text{ \AA}$  do Ba. Apesar dos resultados para a estrela HD 89948 não estarem tão próximos aos da presente análise, ela não constitui um ponto destoante na Fig. 4.14. As estrelas Hen 2-467 e BD-21°3873 analisadas por Pereira *et al.* (1998) e Pereira & Porto de Mello (1997) são estrelas simbióticas amarelas (*yellow symbiotic stars*) do halo. Eles usaram a linha de Cu  $\lambda 5782 \text{ \AA}$  para as quais levaram em conta a EHF de Steffen (1985), e três linhas de Ba,  $\lambda 5853.6 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 6141.7 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6496.9 \text{ \AA}$ . Os modelos de atmosfera utilizados foram os de Gustafsson *et al.* (1975). Junqueira & Pereira (2001) determinaram as abundâncias de Cu e Ba a partir das linhas  $\lambda 5782 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6496.9 \text{ \AA}$  para 2 estrelas de Bário. Para o Cu eles incluíram a EHF sendo o valor de  $\log gf$  de Koch & Richter (1968) e para o Ba o  $\log gf$  é de Wiese & Martin (1980). O valor de  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  da estrela HD 206983 é mais baixo do que para as estrelas da presente amostra, ao contrário de HD 104340, cujos resultados apresentam bom acordo. Já os resultados de Pereira & Junqueira (2003) para duas estrelas, entre elas HD 87080 da presente amostra, estão em bom acordo com os resultados do presente trabalho, sendo que eles usaram as mesmas linhas e  $\log gf$  de Junqueira & Pereira (2001) e os mesmos modelos de atmosfera (Kurucz 1993). Castro *et al.* (1999) determinaram abundâncias de Cu e Ba para 7 estrelas do grupo de Ursa Maior, localizado na vizinhança solar, a partir das linhas  $\lambda 5218 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 5782 \text{ \AA}$ , para as quais a EHF foi levada em conta, e  $\lambda 5853.7 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6141.7 \text{ \AA}$ . Os modelos de atmosfera utilizados por eles foram os de Edvardsson *et al.* (1993). Para todas as estrelas, os resultados estão em boa concordância com a presente amostra. A Fig. 6 de Castro *et al.* (1999) mostra um indício de anticorrelação entre  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ , e o mesmo desenho é reproduzido na Fig. 4.14 pelos círculos vazios e cheios e pelos triângulos vazios. Porém, incluindo as estrelas de Bário da presente amostra e os outros dados da literatura citados acima, essa anticorrelação desaparece. De todos os trabalhos citados, apenas este trabalho e Castro *et al.* (1999) utilizaram a linha de Cu  $\lambda 5218 \text{ \AA}$ , a qual resulta em abundâncias mais altas. Porém esta não pode ser a razão das abundâncias mais altas da presente amostra uma vez que Smith *et al.* (1993) também encontraram valores mais altos e utilizaram a linha  $\lambda 5105 \text{ \AA}$ . Os resultados de Pereira (2005) para as estrelas HD 8270, HD 13551 e HD 22589 estão em boa concordância com o presente trabalho.

Por todas as semelhanças e diferenças descritas acima em relação aos procedimentos adotados pelos diversos autores, não é possível obter uma conclusão sobre as causas que anulam a anticorrelação entre  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  mostrada por Castro *et al.* (1999). Aparentemente, o fator mais importante é a localização das diversas amostras na Galáxia, uma vez que as estrelas mais destoantes da Fig. 4.14 pertencem ao halo, enquanto a

maioria das outras pertencem à vizinhança solar, ou ao menos, ao disco.

## Zinco

Diferente do Cu, Sneden & Crocker (1988) e Sneden *et al.* (1991) obtiveram um comportamento constante para o Zn em  $[Zn/Fe] = 0$  em relação a  $[Fe/H]$ , confirmado por Mishenina *et al.* (2002) para metalicidades superiores a -2.0. Cayrel *et al.* (2004) encontraram uma relação crescente de  $[Zn/Fe]$  a partir de  $[Fe/H] \approx -2.5$  em direção a metalicidades mais baixas. Os resultados de Cayrel *et al.* são mostrados na Fig. 5 de François *et al.* (2004) juntamente com dados observacionais de outros trabalhos, mostrando que para  $[Fe/H] > -2.5$ ,  $[Zn/Fe]$  é aproximadamente constante, porém com um espalhamento no intervalo  $-0.25 \leq [Zn/Fe] \leq 0.3$ .

Da mesma forma que o Cu, o Zn pode ser formado por uma combinação de processos nucleossintéticos (Mishenina *et al.* 2002), o processo *s* fraco (Sneden *et al.* 1991), SN Ia (Matteucci *et al.* 1993) e SN II (Timmes *et al.* 1995).

No presente trabalho, foram usadas 4 linhas atômicas de Zn para a determinação das abundâncias. Em geral, houve boa concordância entre as abundâncias resultantes das 4 linhas. Para 6 estrelas foi observada uma diferença maior, entre 0.25 e 0.6 dex, geralmente entre as linhas  $\lambda 4680.1 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6362.3 \text{ \AA}$ . A origem dessa diferença deve estar relacionada com o espectro da estrela e não com as constantes atômicas, uma vez que a maioria das estrelas não apresentou esse efeito. A relação entre  $[Zn/Fe]$  e  $[Fe/H]$  mostrada na Fig. 4.7 está em boa concordância com François *et al.* (2004).

A Fig. 4.14 mostra a relação entre  $[Zn/Fe]$  e  $[Ba/Fe]$  para as estrelas de Bário da presente amostra em comparação com outros trabalhos da literatura, cujos resultados estão em boa concordância entre si. Junqueira & Pereira (2001) e Pereira (2005) determinaram a abundância de Zn pela linha  $\lambda 4810 \text{ \AA}$  cujo valor de  $\log gf$  utilizado foi o de Biémont & Godefroid (1980), os mesmos adotados para a presente amostra. Porém, os modelos de atmosfera foram os de Kurucz (1993), ainda assim, os resultados estão em bom acordo com os do presente trabalho. Os resultados de Pereira & Junqueira (2003) estão algo mais distantes, porém mais próximos do que o valor de  $[Zn/Fe]$  para a gigante de Bário da presente amostra, HD 123396. De acordo com a Fig. 4.14,  $[Zn/Fe]$  é aproximadamente constante no intervalo  $0.4 \leq [Ba/Fe] \leq 1.9$  com um espalhamento dentro de  $-0.4 \leq [Zn/Fe] \leq 0.5$ .

### 4.3.5 Elementos *s*

#### Estrôncio

O número de análises de abundâncias incluindo o Sr não é muito grande. Mashonkina & Gehren (2001) encontraram para as estrelas de disco de sua amostra um intervalo de  $-0.2 \leq [\text{Sr}/\text{Fe}] \leq 0.1$  para metalicidades  $-1.5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ . Para uma estrela de  $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1$  eles encontraram  $[\text{Sr}/\text{Fe}] \approx 0.2$ . Nesse mesmo intervalo de metalicidades, Gratton & Sneden (1994) obtiveram resultados na faixa  $-0.2 \leq [\text{Sr}/\text{Fe}] \leq 0.2$ . Jehin *et al.* (1999) obtiveram  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$  entre 0 e -0.4 no intervalo de metalicidades  $-1.3 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.8$ .

A determinação da abundância de Sr é prejudicada pela grande intensidade da linha  $\lambda 4077.7 \text{ \AA}$ , que é uma das características das estrelas de Bário. No entanto, para a maior parte das estrelas a abundância derivada desta linha foi muito próxima à derivada pela linha  $\lambda 4161.8 \text{ \AA}$ , como mostram as Tabs. A.1 a A.4. A maior diferença é a da estrela HD 147609 (0.80 dex) seguida por HD 12392 (0.45 dex) e HD 188985 (0.30 dex).

As linhas de Sr I resultam muitas vezes em abundâncias menores do que as linhas de Sr II. Essa discrepância também existe no espectro solar nos resultados de Gratton & Sneden (1994).

A relação entre  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  da Fig. 4.8 mostra que a dispersão para o Sr II é maior do que para o Sr I. A maior concentração de pontos está nos intervalos  $0.6 \leq [\text{SrII}/\text{Fe}] \leq 1.40$  e  $0.3 \leq [\text{SrI}/\text{Fe}] \leq 1.2$ .

#### Ítrio

Gratton & Sneden (1994), Jehin *et al.* (1999), Tomkin & Lambert (1999) e Edvardsson *et al.* (1993) encontraram uma tendência crescente de  $[\text{Y}/\text{Fe}]$  em direção a  $[\text{Fe}/\text{H}]$  mais altas, excluindo as estrelas peculiares das respectivas amostras.

No presente trabalho, foram usadas 12 linhas de Y II para a determinação da abundância do Y. Para algumas estrelas foram obtidas diferenças de até 0.7 dex nas abundâncias derivadas das diferentes linhas. Porém isso ocorreu para uma ou outra linha entre as 12, como mostram as Tabs. A.1 a A.4, tendo as linhas restantes boa concordância entre si. Assim a linha destoante não afeta muito o resultado médio. Os valores de log gf usados para o Y II foram os de Hannaford *et al.* (1982), com exceção da linha  $\lambda 6795.4 \text{ \AA}$ , cujo log gf foi o de McWilliam & Rich (1994). Os log gf de Hannaford *et al.* foram utilizados também por Gratton & Sneden resultando em  $2.21 \pm 0.02$  para a abundância



solar, cujo valor é compatível com Grevesse & Sauval (1998)  $2.24 \pm 0.03$ . Para sua amostra, Gratton & Sneden obtiveram um intervalo de  $-0.3 \leq [Y/Fe] \leq 0.1$  em  $[Fe/H] \approx -1$ , e  $[Y/Fe] \approx 0$  em  $[Fe/H] \approx -0.3$ . Tomkin & Lambert encontraram  $-0.2 \leq [Y/Fe] \leq 0$  num intervalo de  $-1 \leq [Fe/H] \leq 0$ . A Fig. 4.8 mostra valores resultantes bem mais altos apresentados pelas estrelas de Bário da presente amostra, variando no intervalo  $0.50 \leq [Y/Fe] \leq 1.60$ .

## Zircônio

Os trabalhos combinados de Burris *et al.* (2000, e referências nele citadas), Gratton & Sneden (1994) e Tomkin & Lambert (1999) mostram uma relação de  $[Zr/Fe]$  com a metalicidade, parecida com a apresentada pelo Sr e pelo Y. A dispersão aumenta significativamente para metalicidades menores do que -1.5, e para metalicidades maiores,  $[Zr/Fe]$  tende a se manter num intervalo de  $-0.2 \leq [Zr/Fe] \leq 0.5$ . Para as estrelas de Bário da presente amostra a dispersão também existe, sem alguma tendência definida, mas os valores são bem mais altos do que os obtidos para estrelas normais.

As Tabs. A.1 a A.4 mostram que as abundâncias derivadas para o Zr I são geralmente muito menores do que as de Zr II. Para o Zr II foi obtido um intervalo  $0.40 \leq [ZrII/Fe] \leq 1.60$ , enquanto para o Zr I o intervalo é  $-0.20 \leq [ZrI/Fe] \leq 1.45$ , com maior dispersão, como mostra a Fig. 4.8.

O Sr, Y e Zr formam o primeiro pico de abundância do processo *s*. Isto porque esses 3 elementos têm um isótopo mágico em nêutrons ( $N=50$ ), que são  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$  e  $^{90}\text{Zr}$ . A maior contribuição para a abundância desses elementos vem desses 3 isótopos. Comparando a relação de  $[Sr, Y, Zr/Fe]$  e  $[Mo/Fe]$  com as metalicidades na Fig. 4.8 nota-se que o excesso de abundância em relação ao Fe de Mo são bem mais baixas, sendo que algumas estrelas apresentam deficiência que pode atingir -0.20.

## Molibdênio

De acordo com Arlandini *et al.* (1999), a abundância de Mo no sistema solar tem a contribuição de 49.76% do processo *s*, 26.18% do processo *r* e 24.06% do processo *p*. Para este último, o Mo é responsável por um pico de abundâncias.

Nos espectros da presente amostra, apenas a linha  $\lambda 5570.4 \text{ \AA}$  de Mo I estava disponível, para a qual foi utilizado o log gf de Biémont *et al.* (1983). Para a mesma linha e o mesmo log gf, Smith *et al.* (2000) obtiveram 1.97 para a abundância solar, sendo que o valor

dado por Grevesse & Sauval (1998) é  $1.92 \pm 0.05$ .

Existem pouquíssimos trabalhos que incluem a determinação de abundâncias do Mo. Smith *et al.* obtiveram  $-0.21 \leq [\text{Mo}/\text{Fe}] \leq 0.9$  para uma amostra de 10 estrelas gigantes vermelhas do aglomerado  $\omega$  Centauri, no intervalo de  $-1.8 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.8$ .

O intervalo  $-0.20 \leq [\text{Mo}/\text{Fe}] \leq 1.0$  foi obtido para as estrelas da presente amostra, apresentando um padrão de abundâncias bem mais baixo do que os elementos s, como mostra a Fig. 4.8.

## Bário

Spite & Spite (1978) verificaram que  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  cresce rapidamente no intervalo  $-3 < [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.5$ , o que eles chamaram de *halo enrichment* (enriquecimento do halo). Para  $[\text{Fe}/\text{H}] > -1.5$  o enriquecimento de Ba é bem mais lento ou cessa. Este efeito é bem ilustrado pela combinação dos trabalhos de Burris *et al.* (2000, e referências nele citadas), Gratton & Sneden (1994), Mashonkina & Gehren (2001) e Tomkin & Lambert (1999), os quais mostram que  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  cresce rapidamente até atingir valores próximos ao solar no intervalo  $-4 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -2$ , concentrando-se num intervalo de  $-0.4 \leq [\text{Ba}/\text{Fe}] \leq 0.4$  para  $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$ .

No presente trabalho, todos os valores de  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  estão no intervalo  $0.8 \leq [\text{Ba}/\text{Fe}] \leq 1.80$ , mostrando que todas as estrelas apresentam alta sobreabundância de Ba em relação ao Fe, uma das características das estrelas de Bário.

Foram utilizadas 5 linhas de Ba para as quais foi calculada a estrutura hiperfina. De forma geral, houve boa concordância entre as abundâncias derivadas das diferentes linhas, como mostram as Tabs. A.1 a A.4.

As Figs. 4.10 e 4.11 e a Tab. 4.7 mostram as relações das abundâncias dos elementos  $\alpha$  e do pico do ferro com o Ba. O excesso de abundância em relação ao Ba apresenta uma tendência decrescente em direção a  $[\text{Ba}/\text{H}]$  mais altos, enquanto em relação a metalicidades, a tendência é crescente. Nas duas figuras a estrela gigante do halo HD 123396 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.19$ ) não acompanha a tendência apresentada pelas outras estrelas.

## Lantânio

Os trabalhos combinados de Burris *et al.* (2000, e referências nele citadas) e Gratton & Sneden (1994) mostram um comportamento de  $[\text{La}/\text{Fe}]$  parecido com o do  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ .

Gratton & Sneden encontraram um intervalo de  $-0.4 \leq [\text{La}/\text{Fe}] \leq 0.05$  em  $-2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ , enquanto Burris *et al.*, no intervalo de  $-2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -0.5$  encontraram  $0 \leq [\text{La}/\text{Fe}] \leq 0.5$ , sendo duas estrelas com  $[\text{La}/\text{Fe}] \leq 0$ .

No presente trabalho, foram usadas 8 linhas de La II para as quais foi calculada a estrutura hiperfina. Para algumas estrelas foi obtida uma diferença na abundância que atinge 0.7 dex, principalmente envolvendo a linha  $\lambda 4086.7 \text{ \AA}$ . A origem da diferença não deve estar nas constantes atômicas uma vez que para várias estrelas isso não aconteceu. Como exemplo, a abundância obtida por essa linha para a estrela HD 5424 foi menor do que para a linha  $\lambda 5797.6 \text{ \AA}$ , enquanto para a estrela HD 22589 o resultado é o oposto. Se o problema estivesse nas constantes atômicas, o padrão de diferenças seria sempre o mesmo. Foi obtido o intervalo de  $0.6 \leq [\text{La}/\text{Fe}] \leq 1.70$  (ver Fig. 4.8), mostrando a grande sobreabundância de La em relação ao ferro para as estrelas de Bário, em comparação com as estrelas normais.

A abundância solar usada para o La foi  $\log \epsilon(\text{La}) = 1.13 \pm 0.03$  de Lawler *et al.* (2001a).

## Cério

Os trabalhos combinados de Gratton & Sneden (1994) e Jehin *et al.* (1999) mostram que para o  $[\text{Ce}/\text{Fe}]$ , o padrão apresentado por  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  e  $[\text{La}/\text{Fe}]$  se repete. Para os dois trabalhos, os resultados encontram-se no intervalo  $-0.4 \leq [\text{Ce}/\text{Fe}] \leq 0.15$  dentro de  $-2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ .

No presente trabalho foram utilizadas 8 linhas de Ce II para determinar a abundância. Como para o La, eventualmente alguma linha apresentava abundância muito diferente. A vantagem é que poucas linhas para uma mesma estrela destoavam do grupo, mantendo uma média razoável, como pode ser observado pelas Tabs. A.1 a 4.5. Para o excesso de abundância em relação ao ferro foi obtido o intervalo  $0.4 \leq [\text{Ce}/\text{Fe}] \leq 1.80$ , apresentando uma grande dispersão entre as estrelas. Novamente pode-se notar a superioridade de  $[\text{Ce}/\text{Fe}]$  das estrelas de Bário em relação às estrelas normais.

A abundância solar utilizada foi  $\log \epsilon(\text{Ce}) = 1.70 \pm 0.04$  de Palmeri *et al.* (2000).

## Neodímio

Os trabalhos combinados de Gratton & Sneden (1994), Tomkin & Lambert (1999), Jehin *et al.* (1999) e Burris *et al.* (2000, e referências nele citadas), mostram um padrão de

[Nd/Fe] semelhante ao Ba, La e Ce. De acordo com a Fig. 5 de Burris *et al.*, existe um grande espalhamento no intervalo  $-3 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.5$ , com valores mínimos nas proximidades de  $[\text{Nd}/\text{Fe}] \approx -0.6$  e máximos  $\approx +1.5$ . A partir de  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.5$  os resultados se concentram no intervalo  $-0.3 \leq [\text{Nd}/\text{Fe}] \leq +0.3$ .

Para a determinação de abundâncias do Nd da presente amostra não foi utilizada estrutura hiperfina. De acordo com Hartog *et al.* (2003), somente os isótopos ímpares  $^{143}\text{Nd}$  e  $^{145}\text{Nd}$  apresentam estrutura hiperfina o que representa 20.5% na abundância, portanto o efeito pode ser ignorado.

Entraram no cálculo de abundâncias 9 linhas de Nd II, obtendo-se boa concordância entre elas com poucas exceções, como nos casos anteriores.

O intervalo obtido para o excesso de abundância em relação ao ferro foi  $0.3 \leq [\text{Nd}/\text{Fe}] \leq 1.70$ , com a utilização da abundância solar de Hartog *et al.* (2003),  $\log \epsilon(\text{Nd}) = 1.45 \pm 0.01$ .

O Ba, La e Ce e Nd formam o segundo pico de abundâncias do processo *s* porque os isótopos  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  e  $^{142}\text{Nd}$  são mágicos em nêutrons ( $N=82$ ).

## Chumbo

Não existem muitas estrelas para as quais a abundância de chumbo foi determinada. Alguns trabalhos sobre determinações de abundâncias em estrelas CH mostram que algumas delas apresentam altas abundâncias de chumbo, como relatado por Van Eck *et al.* (2003).

Existem quatro isótopos do chumbo:  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Este último é duplamente mágico (mágico tanto em nêutrons,  $N=126$ , quanto em prótons,  $Z=82$ ) e portanto é o mais abundante, e responsável pelo terceiro pico de abundâncias do processo *s*.

As melhores linhas para o cálculo de abundâncias são  $\lambda 3639.6 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 3683.5 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 3739.9 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 4057.8 \text{ \AA}$  e  $\lambda 7229 \text{ \AA}$ . Nos espectros das estrelas da presente amostra a última linha é muito fraca e a região de comprimentos de onda menores do que  $\lambda 4000 \text{ \AA}$  não é boa no espectro FEROS, portanto foi possível determinar a abundância de chumbo apenas pela linha  $\lambda 4057.8 \text{ \AA}$ . Esta linha está superposta, mas fixando os valores dos outros elementos ao redor é possível obter bom resultado da síntese. Os resultados encontram-se no intervalo  $-0.2 \leq [\text{Pb}/\text{Fe}] \leq 1.6$ , apresentando grande dispersão. O processo *r* não produz, e o processo *s* principal é responsável por 46% da abundância solar de Pb, segundo Arlandini *et al.* (1999). O restante da abundância em geral é atribuída à

componente forte do processo  $s$ .

### 4.3.6 Elementos $r$

#### Európio

Os trabalhos combinados de Gratton & Sneden (1994), Burris *et al.* (2000), Jehin *et al.* (1999), Woolf *et al.* (1995) e Mashonkina & Gehren (2001) fornecem uma relação linear crescente entre  $\log \epsilon(\text{Eu})$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , como será mostrado na Fig. 5.1. Por outro lado, a razão  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  é decrescente em direção a metalicidades mais altas.

Quando possível, no presente trabalho foram utilizadas as linhas  $\lambda 4129.7 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 4205 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 6437.7 \text{ \AA}$  e  $\lambda 6645.1 \text{ \AA}$  para determinar as abundâncias de Eu. Em geral as abundâncias derivadas das duas primeiras linhas são mais baixas do que as derivadas das outras duas linhas (ver Tabs. A.1 a A.4). Para o Eu foi incluída a estrutura hiperfina de cada linha. Antes de sintetizar as duas primeiras linhas foi preciso calcular as abundâncias de C e N para as estrelas mais frias, devido à contribuição desta molécula nessas regiões. Para as estrelas mais quentes, essa contribuição é desprezível.

A abundância solar utilizada para calcular  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  foi a determinada por Lawler *et al.* (2001b),  $\log \epsilon(\text{Eu}) = 0.52 \pm 0.01$ , que é a média entre todas as linhas utilizadas por eles.

A Fig. 4.12 e Tab. 4.7 mostram a relação entre  $[\text{Eu}/\text{H}]$  e o excesso de abundância dos elementos  $\alpha$  e do pico do ferro em relação ao Eu, apresentando uma dispersão maior do que a da Fig. 4.10. O número de estrelas não é muito grande e a dispersão atrapalha uma interpretação conclusiva, mas aparentemente, para todos os elementos há um intervalo de  $[\text{Eu}/\text{H}]$  onde  $[\text{X}/\text{Eu}]$  é constante e, a partir de um certo ponto há uma tendência decrescente. Já em relação à metalicidade (Fig. 4.13),  $[\text{X}/\text{Eu}]$  parece ser constante dentro de um certo intervalo, com a possível exceção de  $[\text{Cr}/\text{Eu}]$  que parece crescer em direção a metalicidades maiores. Com as exceções de O, Mg, Co e Sc, todos os outros elementos  $\alpha$  e do pico do ferro têm a maioria dos pontos em  $[\text{X}/\text{Eu}] \leq 0$ .

#### Praseodímio

Para o Pr não existem muitos trabalhos na literatura que permitam uma comparação com os resultados da presente amostra. Gratton & Sneden (1994) determinaram abundância de Pr para uma amostra de estrelas pobres em metais e obtiveram, no intervalo de -1.5

$\leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ , uma faixa de  $-0.2 \leq [\text{Pr}/\text{Fe}] \leq 0.3$ . Pela Fig. 4.9 nota-se que os resultados estão no intervalo  $0.2 \leq [\text{Pr}/\text{Fe}] \leq 1.40$ , evidenciando a contribuição do processo *s* no material que as estrelas de Bário receberam da companheira mais evoluída.

Para determinar a abundância de Pr foram utilizadas 3 linhas, cujas abundâncias resultantes estão em boa concordância com algumas poucas exceções, como mostram as Tabs. A.1 a A.4.

A abundância solar utilizada no cálculo de  $[\text{Pr}/\text{Fe}]$  foi  $\log \epsilon(\text{Pr}) = 0.66 \pm 0.15$ , dada por Lage & Whaling (1976).

## Samário

Em semelhança ao Pr, existem poucos trabalhos na literatura envolvendo o Sm. Gratton & Sneden (1994) incluíram o Sm em sua análise e obtiveram os resultados na faixa de  $-0.3 \leq [\text{Sm}/\text{Fe}] \leq 0.2$  para o intervalo  $-1.5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ . Os resultados do presente trabalho encontram-se na faixa de  $0 \leq [\text{Sm}/\text{Fe}] \leq 1.40$ , novamente evidenciando a abundância adicional proveniente do processo *s* (ver Fig. 4.9).

As linhas de Sm são muito fracas, por isso a estrutura hiperfina das 5 linhas pode ser desprezada. As abundâncias derivadas das diferentes linhas estão em boa concordância entre si, como pode ser visto nas Tabs. A.1 a A.4.

Foi utilizada abundância solar de Biémont *et al.* (1989),  $\log \epsilon(\text{Sm}) = 1.01 \pm 0.06$ .

## Gadolínio

Não existem muitos trabalhos na literatura que estudaram o Gd na faixa de metalicidades coincidente com a da presente amostra. As linhas são muito fracas e nem sempre são visíveis no espectro. Além disso, elas aparecem na parte azul do espectro que é uma região muito povoada por linhas atômicas e, para as estrelas mais frias, moleculares.

No presente trabalho foram utilizadas 3 linhas de Gd, sendo que para a maioria das estrelas houve boa concordância entre as abundâncias derivadas das diferentes linhas (ver Tabs. A.1 a A.4. A Fig. 4.9 mostra que há pouca dispersão na relação entre  $[\text{Gd}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ .

## Disprósio

A análise de Gratton & Sneden (1994), no intervalo  $-1.5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq 0$ , resultou na faixa  $-0.2 \leq [\text{Dy}/\text{Fe}] \leq 0.2$  com exceção de uma estrela para a qual eles encontraram  $[\text{Dy}/\text{Fe}] \approx -0.4$ . Os resultados da presente amostra se encontram no intervalo  $-0.25 \leq [\text{Dy}/\text{Fe}] \leq 1.65$ , como mostra a Fig. 4.9, novamente evidenciando a contribuição do processo *s* na formação do Dy contido na amostra.

Somente duas linhas estavam disponíveis nos espectros das estrelas da presente amostra, das quais obteve-se boa concordância entre as abundâncias resultantes. A abundância solar utilizada no cálculo de  $[\text{Dy}/\text{Fe}]$  foi  $\log \epsilon(\text{Dy}) = 1.20 \pm 0.06$  de Biémont & Lowe (1993).

Tabela 4.8 Incertezas das abundâncias

X	$\sigma_{\log \epsilon(X)_{\odot}}$	HD 150862							HD 5424								
		n	$\log A_p$	$\log A_T$	$\log A_m$	$\log A_{lg}$	$\log A_v$	$\sigma_{\log \epsilon(X)}$	$\sigma_{[X/Fe]}$	n	$\log A_p$	$\log A_T$	$\log A_m$	$\log A_{lg}$	$\log A_v$	$\sigma_{\log \epsilon(X)}$	$\sigma_{[X/Fe]}$
Li	0.10	1	1.10	1.20	1.06	1.10	1.10	0.13	...	2	1.05	0.90	0.86	1.00	1.05	0.23	...
C	0.06	1	8.96	9.01	8.92	8.96	8.96	0.08	0.09	4	8.90	8.92	8.72	8.93	8.90	0.20	0.10
N	0.06	1	8.98	9.08	8.94	8.98	8.98	0.13	0.13	12	8.26	8.21	8.11	8.28	8.26	0.18	0.07
O	0.06	2	8.97	8.87	8.93	8.87	8.97	0.10	0.11	2	8.92	8.97	8.78	9.07	8.92	0.24	0.17
Na	0.03	6	6.41	6.46	6.37	6.41	6.41	0.05	0.04	6	6.53	6.48	6.29	6.53	6.48	0.20	0.09
Mg	0.05	3	7.55	7.60	7.51	7.55	7.55	0.05	0.06	3	7.80	7.75	7.61	7.80	7.78	0.20	0.11
Al	0.07	2	6.32	6.37	6.28	6.32	6.32	0.06	0.08	2	6.57	6.47	6.38	6.67	6.62	0.24	0.17
Si	0.05	5	7.36	7.38	7.32	7.36	7.36	0.04	0.05	5	7.64	7.59	7.45	7.69	7.59	0.20	0.09
Ca	0.02	6	6.26	6.31	6.22	6.26	6.26	0.05	0.03	6	6.11	6.21	5.97	6.26	6.36	0.25	0.17
Sc	0.10	4	3.42	3.32	3.38	3.42	3.42	0.06	0.11	4	3.57	3.62	3.41	3.72	3.62	0.22	0.15
Ti	0.06	12	5.02	4.92	4.98	5.02	5.02	0.05	0.07	12	4.87	4.62	4.65	4.82	4.77	0.20	0.10
V	0.02	7	3.81	3.91	3.77	3.86	3.81	0.06	0.05	13	3.91	3.61	3.72	3.86	3.91	0.19	0.08
Cr	0.03	6	5.62	5.67	5.58	5.62	5.62	0.05	0.04	6	5.72	5.67	5.58	5.77	5.77	0.19	0.07
Co	0.04	4	4.99	5.02	4.95	5.02	4.99	0.05	0.05	5	5.27	5.32	5.13	5.42	5.37	0.21	0.12
Ni	0.04	10	6.30	6.29	6.26	6.25	6.30	0.04	0.04	10	6.50	6.45	6.36	6.55	6.55	0.19	0.06
Cu	0.04	2	4.01	4.11	3.97	4.01	4.01	0.09	0.09	3	4.06	4.01	3.87	4.11	4.01	0.21	0.11
Zn	0.08	4	4.60	4.65	4.56	4.60	4.60	0.05	0.09	4	4.60	4.70	4.46	4.70	4.65	0.21	0.13
Ss	0.07	2	3.87	3.97	3.83	3.87	3.87	0.09	0.11	3	3.92	3.82	3.73	3.92	3.93	0.21	0.12
Sr	0.07	1	3.67	3.79	3.63	3.67	3.67	0.15	0.16	2	3.57	3.47	3.38	3.67	3.47	0.24	0.18
Y	0.03	12	3.30	3.35	3.26	3.30	3.30	0.04	0.04	12	3.54	3.49	3.35	3.64	3.53	0.19	0.06
Zz	0.02	4	3.50	3.55	3.46	3.45	3.50	0.06	0.04	5	3.30	3.30	3.11	3.20	3.15	0.20	0.10
Zr	0.02	5	3.75	3.80	3.71	3.75	3.75	0.05	0.04	5	3.90	3.90	3.71	4.00	3.80	0.20	0.10
Mo	0.05	1	2.42	2.52	2.38	2.42	2.42	0.13	0.13	1	2.12	2.02	1.95	2.17	2.14	0.25	0.18
Ba	0.05	5	3.18	3.23	3.14	3.23	3.18	0.05	0.06	5	3.73	3.68	3.63	3.78	3.78	0.19	0.08
La	0.03	8	1.96	2.06	1.92	1.96	1.96	0.06	0.05	8	2.67	2.62	2.53	2.77	2.67	0.19	0.07
Ce	0.04	10	2.28	2.33	2.24	2.33	2.28	0.05	0.05	11	3.08	3.13	2.95	3.23	3.09	0.19	0.08
Pr	0.15	2	1.06	1.11	1.02	1.06	1.06	0.06	0.16	3	2.16	2.21	1.97	2.36	2.15	0.25	0.23
Nd	0.01	8	2.04	2.14	2.00	2.09	2.04	0.06	0.05	9	3.14	3.04	2.95	3.04	2.94	0.20	0.09
Sm	0.06	4	1.26	1.36	1.22	1.31	1.26	0.08	0.09	5	2.26	2.16	2.15	2.36	2.21	0.20	0.10
Eu	0.01	3	0.82	0.92	0.78	0.92	0.82	0.10	0.09	4	1.19	1.21	1.00	1.29	1.14	0.21	0.10
Gd	0.04	2	1.17	1.07	1.13	1.07	1.17	0.10	0.10	3	1.67	1.87	1.48	1.97	1.87	0.38	0.34
Dy	0.06	2	1.34	1.29	1.30	1.34	1.34	0.06	0.07	2	2.94	2.69	2.75	2.79	2.79	0.28	0.22
Pb	0.08	1	2.65	2.80	2.61	2.65	2.65	0.19	0.20	1	3.05	2.85	2.86	3.00	3.00	0.29	0.25

### 4.3.7 Cálculo das Incertezas

As incertezas das abundâncias foram estimadas verificando-se quanto a variação de cada parâmetro de entrada altera o valor de saída  $\log A_p$  do programa de síntese espectral. A Tab. 4.8 mostra os valores levados em conta neste cálculo e as incertezas resultantes

para cada elemento. Foram utilizadas as estrelas HD 5424 representando as estrelas da amostra cujo  $\log g < 3.3$  e HD 150862 representando aquelas cujo  $\log g \geq 3.3$ .

A expressão para a incerteza do valor de saída do programa de síntese é dada por

$$\sigma_{A_p} = \sqrt{(\Delta A_T)^2 + (\Delta A_{lg})^2 + (\Delta A_v)^2 + (\Delta A_m)^2} \quad (4.36)$$

onde  $\Delta A_T$ ,  $\Delta A_{lg}$  e  $\Delta A_v$  e  $\Delta A_m$  são as diferenças em  $A_p$  devidas às variações de  $1\sigma$  na temperatura, no  $\log g$ , na velocidade de microturbulência e na metalicidade, respectivamente.

O procedimento mais adequado para estimar a incerteza da média de  $A_p$  ( $A_{pm}$ ) é pela propagação de erros levando em conta a incerteza de origem instrumental, calculada pela equação 4.36. Isto porque  $A_{pm}$  provém das médias das abundâncias individuais das diversas linhas e não de várias medidas da mesma linha. Neste último caso, poderia ser utilizado o desvio padrão da média. Assim, a incerteza em  $A_{pm}$  fica

$$\sigma_{A_{pm}} = \frac{\sigma_{A_p}}{\sqrt{n}} \quad (4.37)$$

onde  $n$  é o número de linhas. A incerteza do logaritmo de  $A_{pm}$  é

$$\sigma_{\log(A_{pm})} = \frac{\sigma_{A_{pm}}}{A_{pm} \ln 10}. \quad (4.38)$$

A abundância  $\log \epsilon(X)$  está relacionada com a saída do programa por  $\log \epsilon(X) = \log A_{pm} + [\text{Fe}/\text{H}]$ . Por conseguinte, a incerteza é

$$\sigma_{\log \epsilon(X)} = \sqrt{\sigma_{\log(A_{pm})}^2 + \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2}. \quad (4.39)$$

A relação entre o excesso de abundância em relação ao ferro  $[\text{X}/\text{Fe}]$  e o valor de saída do programa é  $[\text{X}/\text{Fe}] = \log A_{pm} - \log \epsilon(X)_{\odot}$ , onde  $\log \epsilon(X)_{\odot}$  é a abundância solar do elemento X. A incerteza é calculada por

$$\sigma_{[\text{X}/\text{Fe}]} = \sqrt{\sigma_{\log(A_{pm})}^2 + \sigma_{\log \epsilon_{\odot}(X)}^2} \quad (4.40)$$

A incerteza em  $[\alpha/\text{Fe}]$ , a qual contém a contribuição da incerteza da abundância de cada elemento levado em conta no cálculo do índice  $\alpha$ , é dada por

$$\sigma_{[\alpha/\text{Fe}]} = \sqrt{\sigma_{\log \epsilon(\alpha)}^2 + \sigma_{\log \epsilon_{\odot}(\alpha)}^2 + \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2} \quad (4.41)$$



sendo

$$\sigma_{\log \epsilon(\alpha)} = \frac{1}{n\epsilon(\alpha)} \sqrt{\sum_{i=1}^n (10^{\log \epsilon(X_i)})^2 \sigma_{\log \epsilon(X_i)}^2} \quad (4.42)$$

onde  $n$  é o número de elementos  $X$  usados no cálculo de  $\alpha$ ,  $\epsilon(\alpha) = 10^{\log \epsilon(\alpha)}$ . Neste trabalho  $n=5$  para a maioria das estrelas. Apenas para duas delas o oxigênio não entrou no cálculo: HD 87080 e HD 147609. A expressão de  $\sigma_{\log \epsilon(\alpha)_\odot}$  é similar a 4.42.

Para os elementos do pico do ferro a expressão da incerteza é similar a 4.41.

A fim de evitar uma grande poluição nas figuras, as incertezas não são mostradas ponto a ponto. Em vez disso, o maior valor de incerteza em cada eixo, que pode ser conhecido através das tabelas correspondentes, é mostrado ao lado dos pontos.

Tabela 4.9 Abundâncias encontradas na literatura para estrelas de Bário. m=media entre Zr I e Zr II. Referências: E93 - Edvardsson *et al.* (1993); T89 - Tomkin *et al.* (1989); P05 - Pereira (2005); B92 - Barbuy *et al.* (1992); L03 - Liang *et al.* (2003); N94 - North *et al.* (1994); P03 - Pereira & Junqueira (2003); S86 - Smith & Lambert (1986); L91 - Lu (1991); S93 - Smith *et al.* (1993)

HD/HR	107		8270	13551	22589		27271		48565	76225	87080	89948			92545	106191	107574		123585		147609		150862			188988		
	E93	T89	P05	P05	P05	B92	L03	N94	N94	P03	S86	L91	S93	N94	N94	N94	N94	L91	N94	N94	L91	N94	N94	L91	N94	N94		
Li	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	<1.3	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	
C	...	0.1	0.71	0.46	0.64	0.15	...	0.70	0.68	0.61	...	0.47	0.61	0.26	0.40	0.77	0.75	0.87	0.53	0.42	...	...	...	...	...	...	...	0.36
N	...	0.0	...	...	...	0.70	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
O	...	0.1	...	...	...	0.05	0.39	0.76	0.76	...	...	...	0.27	0.37	0.40	1.15	0.57	...	0.73	0.58	...	...	...	...	...	...	...	0.36
Na	0.13	...	0.08	0.21	0.02	...	0.16	...	...	0.00	...	0.23	0.07	...	...	...	...	0.21	...	...	0.17	...	...	...	...	...	...	...
Mg	0.20	...	0.07	-0.09	-0.03	...	0.10	...	...	0.10	...	-0.24	...	...	...	...	...	0.25	...	...	0.49	...	...	...	...	...	...	...
Al	0.06	...	...	...	-0.13	...	0.03	0.29	...	0.14	0.02	-0.23	...	0.05	-0.02	...	...	0.52	0.36	-0.04	...	-0.13	...	...	...	...	...	-0.13
Si	0.12	...	0.32	0.39	0.24	...	0.21	0.30	...	0.21	...	0.15	0.16	...	...	0.48	...	0.09	0.33	0.28	...	...	...	...	...	...	...	0.13
Ca	0.05	...	0.12	0.03	0.04	...	-0.01	0.41	0.20	0.07	0.11	0.20	0.15	0.38	0.52	0.37	0.03	0.04	0.54	0.47	0.25	0.23	...	...	...	...	...	0.23
Sc	...	...	-0.15	0.12	-0.06	...	0.00	...	...	-0.13	...	0.13	...	...	...	...	...	-0.08	...	...	-0.30	...	...	...	...	...	...	...
Ti	0.04	...	...	...	...	...	-0.17	0.11	-0.10	0.25	...	0.29	...	-0.03	-0.13	0.12	-0.14	0.37	...	-0.05	-0.12	-0.23	...	...	...	...	...	-0.23
V	...	...	...	...	...	...	-0.33	...	...	-0.08	...	0.19	-0.07	...	...	...	...	...	...	...	0.13	...	...	...	...	...	...	...
Cr	...	...	0.07	...	0.12	...	0.26	...	-0.11	0.21	...	0.16	0.17	0.01	-0.04	-0.07	-0.32	0.29	...	0.30	0.11	-0.23	...	...	...	...	...	-0.23
Co	...	...	...	...	...	...	...	...	0.07	0.25	...	0.39	0.09	0.13	0.29	0.06	-0.03	0.69	...	0.57	-0.15	0.00	...	...	...	...	...	0.00
Ni	0.12	...	-0.05	0.07	-0.02	...	-0.01	-0.18	-0.04	0.04	...	-0.03	0.15	0.02	0.09	0.06	-0.21	-0.01	0.10	0.11	0.06	-0.00	...	...	...	...	...	...
Cu	...	...	-0.07	0.03	0.06	...	...	...	...	0.01	...	...	0.08	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
Zn	...	...	0.04	0.04	0.06	...	...	...	...	0.26	...	-0.23	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	-0.25
Sr I	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	0.66	0.96	1.09	1.14	...	...	1.23	...	0.89	...	...	...	...	...	0.89
Sr II	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
Y	0.50	0.7	0.75	0.09	0.72	...	0.47	0.70	1.21	1.01	...	0.86	1.11	0.75	1.09	1.29	1.09	1.04	1.32	1.26	0.65	0.93	...	...	...	...	...	0.93
Zr I	...	...	...	...	...	...	0.41	...	...	1.22	...	0.62	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
Zr II	0.65	0.4	0.71	...	...	...	...	0.88	0.90	...	...	...	0.89 <sup>m</sup>	0.52	0.68	0.95	0.89	...	1.13	0.90	0.39	0.83	...	...	...	...	...	0.83
Mo	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	1.12	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
Ba	0.54	0.4	1.17	1.38	0.75	...	0.67	...	1.44	1.51	...	0.87	0.83	0.85	0.77	1.54	1.40	1.32	...	0.97	...	1.23	...	...	...	...	...	1.23
La	...	...	0.75	1.23	0.56	...	0.81	...	...	1.75	...	0.78	...	...	...	...	...	0.96	...	...	0.38	...	...	...	...	...	...	...
Ce	...	0.3	0.68	0.92	0.29	...	...	...	1.02	1.32	...	0.57	...	0.77	0.54	1.43	1.35	1.42	...	0.69	0.35	0.90	...	...	...	...	...	0.90
Pr	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	1.01	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
Nd	...	...	0.80	0.53	0.07	...	...	1.22	0.87	0.97	...	0.60	0.60	0.63	0.17	1.15	1.18	0.98	1.19	0.55	0.32	0.83	...	...	...	...	...	0.83
Sm	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	1.00	...	...	0.18	...	...	...	...	...	...	...
Eu	...	0.2	0.19	...	0.26	...	0.36	...	...	0.61	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...

## 4.4 Abundâncias Resultantes da Síntese de Linhas Moleculares

### Carbono

O estudo das abundâncias de C é importante para entender os estágios finais da evolução estelar, os eventos de mistura e a produção do ciclo CNO.

A revisão de Wheeler *et al.* (1989) sobre vários trabalhos anteriores concluiu que  $[C/Fe] \sim 0$  independentemente de  $[Fe/H]$ , mas com um possível aumento para metalicidades mais baixas do que  $\sim -1.5$ . A frequência de estrelas ricas em carbono aumenta em metalicidades menores do que  $-2$  (Rossi *et al.* 1999). Outros trabalhos sugeriram que, para estrelas de disco, a sobreabundância de C em relação ao Fe aumenta quando a metalicidade diminui, de modo que em  $[Fe/H] = -0.8$ ,  $[C/Fe] \sim +0.2$  (p. ex., Friel & Boesgard 1992; Andersson & Edvardsson 1994; Tomkin *et al.* 1995). Desta forma,  $[C/Fe]$  e  $[\alpha/Fe]$  apresentam tendências similares no disco Galáctico.

Para o halo, existem controvérsias em relação à determinação da abundância de C. Tomkin *et al.* (1992), em sua análise de estrelas anãs de halo, obteve uma tendência crescente de  $[C/Fe]$  em direção a metalicidades mais baixas de modo que em  $[Fe/H] = -1$ ,  $[C/Fe] \sim -0.3$  com a sugestão de  $[Fe/H] = -2$ ,  $[C/Fe] \sim 0$ . McWilliam *et al.* (1995b) analisaram 33 gigantes do halo no intervalo de metalicidades  $-4 \leq [Fe/H] \leq -2$ . Seus resultados combinados com o trabalho de Kraft *et al.* (1982) não mostraram nenhuma tendência em relação às metalicidades, sendo  $[C/Fe] \sim 0$ , porém, uma pequena tendência de  $[C/Fe]$  crescente pode ser observada comparando com os resultados de Carbon *et al.* (1987). A amostra de McWilliam *et al.* (1995b) apresentou uma dispersão de 1.6 dex, valor maior do que as incertezas estimadas. McWilliam (1997) levantou a possibilidade de que a origem dessa grande dispersão esteja na composição química do gás que formou as estrelas.

No presente trabalho, as abundâncias de carbono foram determinadas a partir da síntese de moléculas de  $C_2$  ( $C_2$  Swan (0,0)  $\lambda 5165.2 \text{ \AA}$  e  $C_2$  Swan (0,1)  $\lambda 5635.5 \text{ \AA}$ ) e  $CH$   $A^3\Delta - X^3\pi$  (banda G  $\lambda 4290-4315 \text{ \AA}$ ). Exemplos da síntese são mostrados na Fig. 4.17.

A Fig. 4.15 mostra como as estrelas da presente amostra são ricas em C em relação ao que vem se estudando das estrelas normais de disco e halo, uma das características mais importantes das estrelas de Bário (Bidelman & Keenan 1951; Warner 1965). Os resultados apresentam um grande espalhamento, mas mostram uma certa tendência crescente em  $[C/Fe]$  em direção a metalicidades mais baixas, com exceção da estrela HD 123396,

uma gigante do halo.

Barbuy *et al.* (1992) determinaram abundâncias de C, N e O para uma amostra de estrelas de Bário, tendo a estrela HD 27271 em comum com a presente amostra. Eles encontraram  $[C/Fe] = 0.15$  para esta estrela, obtido pela síntese da linha de  $C_2$  em  $\lambda 5136 \text{ \AA}$ , resultado compatível com o obtido no presente trabalho,  $[C/Fe] = 0.23$ , como a média de todas as linhas. O intervalo obtido por eles levando em conta todas as estrelas de sua amostra e os três indicadores foi de  $-0.25 \leq [C/Fe] \leq 0.3$ , sendo que apenas três estrelas podem apresentar deficiência. Para a presente amostra o intervalo encontrado foi de  $-0.02 \leq [C/Fe] \leq 0.79$ , sendo que apenas uma estrela apresenta  $[C/Fe] < 0$ . Pereira (2005) determinou as abundâncias de C para as estrelas HD 8270, HD 13551, HD 22589 a partir das linhas de C I em  $\lambda 5380 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 7113 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 7115 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 7117 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 7120 \text{ \AA}$  e encontrou, respectivamente  $[C/Fe] = 0.71, 0.46, 0.64$  (ver Tab. 4.9), valores superiores aos encontrados na presente análise para as mesmas estrelas (0.31, 0.24, 0.30, Tab. 4.11). Para a estrela HD 87080, Pereira & Junqueira (2003) encontraram  $[C I/Fe] = 0.61$ , também superior ao encontrado neste trabalho (0.33). Comparando os resultados de  $[C/Fe]$  de North *et al.* (1994) aos das estrelas em comum com a presente amostra pelas Tabs. 4.9 e 4.11 é possível verificar o bom acordo entre a maior parte deles, sendo que para as estrelas HD 48565, HD 76225 e HD 107574 eles obtiveram valores superiores. O intervalo encontrado por eles incluindo todas as estrelas foi  $-0.15 \leq [C/Fe] \leq 0.89$ , indicando que de forma geral, há boa concordância entre seus resultados e os da presente amostra.

A Fig. 4.15 mostra uma tendência decrescente de  $[C/Fe]$  em direção a metalicidades mais altas para as estrelas de Bário da presente amostra, em acordo com os trabalhos que sugerem este mesmo comportamento para as estrelas de disco. É possível notar também, que mesmo as estrelas de Bário deficientes ainda são mais ricas em C do que estrelas normais de metalicidades próximas. A estrela HD 123396 está fora da tendência decrescente de  $[C/Fe]$  da Fig. 4.15, porém, considerando que ela é uma gigante do halo, pode-se afirmar que ela é rica em C em relação a outras estrelas do halo. Outra informação interessante da Fig. 4.15 é que as estrelas menos evoluídas tendem a ter abundâncias maiores de C do que as mais evoluídas, indicando que elas ainda não passaram pela primeira dragagem (ver próximo item).

A relação entre  $[C/O]$  também é mostrada na Fig. 4.15, através da qual nenhuma tendência pode ser inferida devido ao grande espalhamento. Um comportamento constante é coerente com o fato do  $[C/Fe]$  e do  $[O/Fe]$  decrescerem em direção a metalicidades mais altas. O intervalo apresentado pela Fig. 4.15 é  $-0.19 \leq [C/O] \leq 0.46$ , sendo que para 6 estrelas  $[C/O] < 0$  (ver Tab. 4.11). Barbuy *et al.* (1992) encontraram o intervalo

$0.19 \leq [C/O] \leq 0.47$ . North *et al.* (1994) encontraram valores de  $[C/O]$  mais altos, dentro do intervalo  $0.4 \leq [C/O] \leq 1.5$ .

## Nitrogênio

Em sua análise de anãs F e G, Reddy *et al.* (2003) encontraram um grande espalhamento para as abundâncias derivadas de duas linhas de N I, sendo  $-0.05 \leq [N/Fe] \leq 0.6$  no intervalo de metalicidades  $-0.4 \leq [Fe/H] \leq 0.15$ . A amostra de Clegg *et al.* (1981) resultou em  $[N/Fe] \approx 0$  para o mesmo intervalo de metalicidades.

No presente trabalho, as abundâncias de N foram determinadas pela síntese molecular do CN nas regiões  $\lambda\lambda 6476 - 6480 \text{ \AA}$ ,  $\lambda\lambda 6703 - 6709 \text{ \AA}$  e  $\lambda\lambda 8030 - 8041 \text{ \AA}$ . Para isto, O valor de C foi fixo pela média obtida na síntese de  $C_2$  e CH. Exemplos da síntese são mostrados na Fig. 4.18 e os resultados são mostrados nas Tabs. 4.10 e 4.11. Para as estrelas com temperaturas mais altas as bandas de CN são pouco intensas, o que dificulta a síntese espectral. Para elas foi possível estimar apenas um limite superior indicado na Fig. 4.15 e na Tab. 4.11.

A Fig. 4.15 mostra um grande espalhamento para  $[N/Fe]$ , mas parece haver uma crescente tendência em direção a metalicidades mais baixas, com a exceção da estrela HD 123396 que, como para  $[C/Fe]$ , destoa do restante da amostra. A origem do espalhamento pode ser o valor fixo de C ou da composição química original do gás que formou as estrelas.

Barbuy *et al.* (1992) notaram que as gigantes de Bário de sua amostra são ricas em N, além de ricas em C. Da Fig. 4.15 e Tab. 4.11 nota-se que a presente amostra apresenta a mesma característica. Para a estrela em comum HD 27271, foi encontrado um valor 0.23 dex mais baixo do que Barbuy *et al.*. Apesar da maioria das anãs terem apenas um limite superior para a abundância de N, a Fig. 4.15 sugere que as estrelas de Bário menos evoluídas também apresentam grande sobreabundância em N.

O excesso de CNO fornece pistas sobre a procedência do material rico em elementos pesados que poluiu o envoltório das estrelas de Bário, comparando-as com estrelas normais. Durante a seqüência principal, a queima de H pelo ciclo CNO conserva o número de núcleos de C, N e O. Porém, os eventos que se sucedem no curso da evolução estelar após a seqüência principal alteram este quadro. Durante a primeira dragagem os átomos de  $^{12}C$  capturam prótons formando  $^{13}C$  ou  $^{14}N$ , e como resultado, o  $^{12}C$  é depletado em  $\approx 0.2$  dex e o N aumenta em  $\approx 0.3$  dex. Algumas gigantes normais podem apresentar valores tão altos quanto  $[N/Fe] = 0.55$ . As estrelas gigantes de Bário já passaram pela

primeira dragagem, e portanto devem carregar as características deste evento somadas às suas peculiaridades. Uma vez que a abundância de O não é alterada e o N aumenta para todas as estrelas após a primeira dragagem, o C é considerado o principal responsável pelo excesso de CNO nas estrelas de Bário em relação a estrelas normais, indicando que o material que poluiu o envoltório teve origem na camada de queima de He. O fato das estrelas de Bário menos evoluídas também serem ricas em N sugere que o N também é responsável pelo excesso de CNO nessas estrelas. A Tab. 4.11 mostra que  $[\Sigma\text{CNO}/\text{Fe}] > 0$  para todas as estrelas de Bário, e a Fig. 4.16 mostra claramente uma tendência crescente de  $[\Sigma\text{CNO}/\text{Fe}]$  com a temperatura efetiva e com a gravidade superficial. O intervalo encontrado por Barbuy *et al.* (1992) para suas gigantes foi  $0.06 \leq [\Sigma\text{CNO}/\text{Fe}] \leq 0.24$  e para o presente trabalho foi  $0.01 \leq [\Sigma\text{CNO}/\text{Fe}] \leq 0.73$ , sendo que as estrelas menos evoluídas são as principais responsáveis pela extensão do intervalo em direção a valores mais altos.

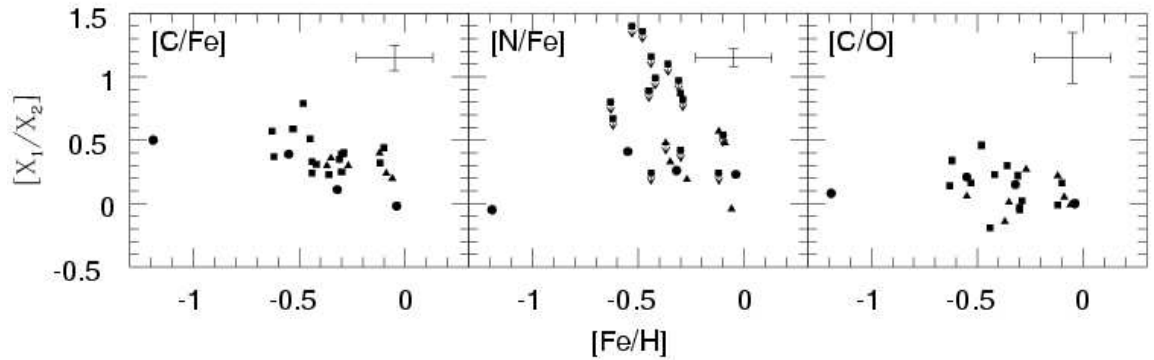


Figura 4.15 Relação entre  $[\text{C,N}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{C}/\text{O}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.

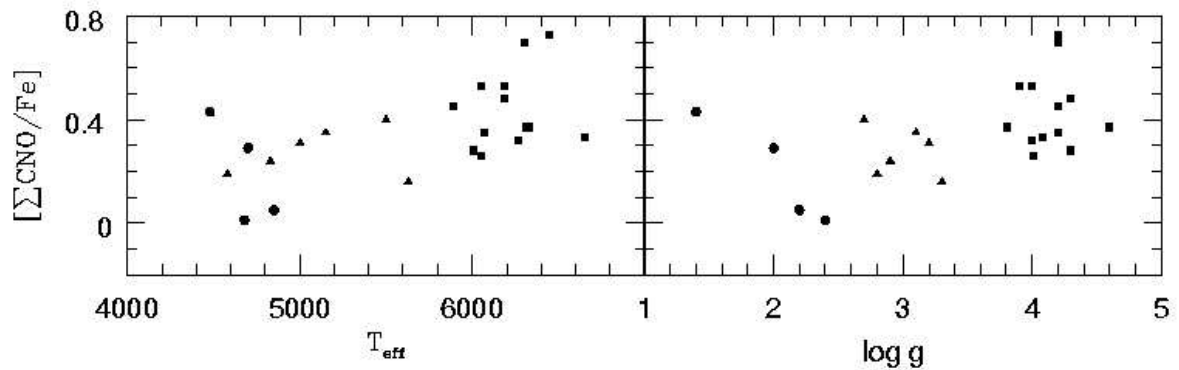


Figura 4.16 Relação de  $[\Sigma\text{CNO}/\text{Fe}]$  com temperaturas e  $\log g$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 4.3.

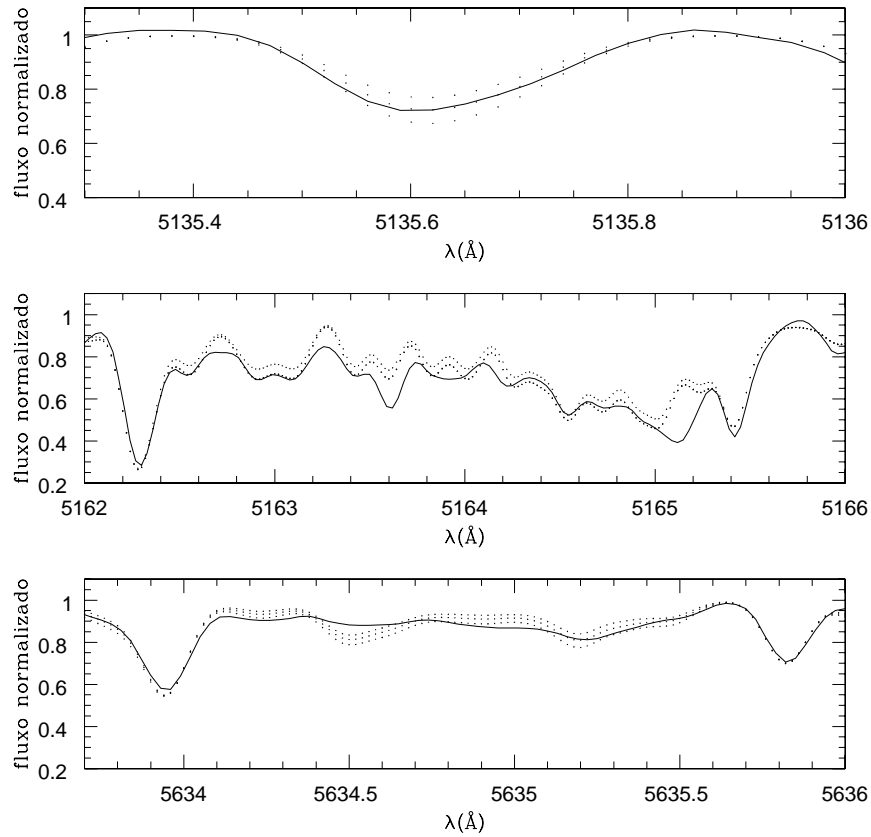


Figura 4.17 Exemplo dos ajustes da molécula de  $C_2$  para a estrela HD 12392. A linha sólida representa o espectro observado e as linhas pontilhadas os espectros sintéticos com diversas abundâncias de carbono. Painel superior:  $\log \epsilon(C) = 8.84, 8.79$  e  $8.74$ ; painel do meio:  $\log \epsilon(C) = 8.89, 8.84$  e  $8.79$ ; painel inferior:  $\log \epsilon(C) = 8.84, 8.79$  e  $8.74$ .

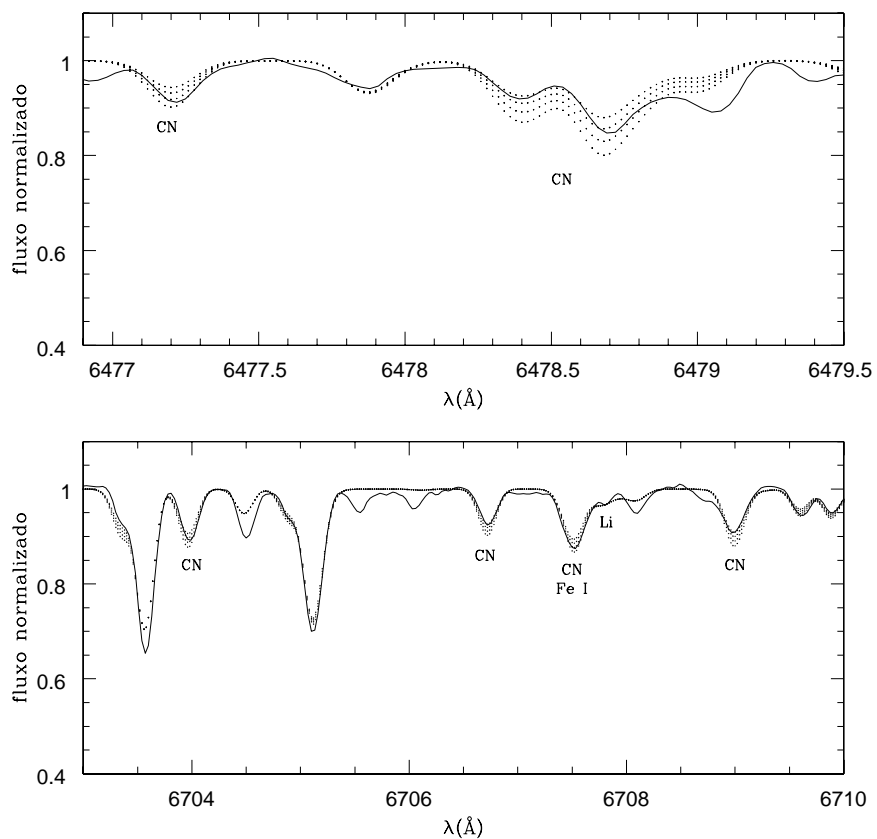


Figura 4.18 Exemplo dos ajustes da molécula de CN para a estrela HD 12392. A linha sólida representa o espectro observado e as linhas pontilhadas os espectros sintéticos com diversas abundâncias de nitrogênio. Painel superior:  $\log \epsilon(N) = 8.60, 8.50, 8.40, 8.30$ ; painel inferior:  $\log \epsilon(N) = 8.50, 8.45, 8.40, 8.35$ .



Tabela 4.10 Abundâncias resultantes da síntese molecular e do Li para cada linha. No cabeçalho estão os códigos das estrelas: e1 - HD 749; e2 - HR 107\*; e3 - HD 5424; e4 - HD8270\*; e5 - 12392; e6 - 13551\*; e7 - HD 22589; e8 - HD 27271; e9 - HD 48565\*; e10 - HD 76225\*; e11 - HD 87080\*; e12 - HD 89948\*; e13 - HD 92545\*; e14 - HD 106191\*; e15 - HD 107574\*; e16 - HD 116869; e17 - HD 123396; e18 - HD 123585\*; e19 - HD 147609\*; e20 - HD 150862\*; e21 - HD 188985; e22 - HD 210709; e23 - HD 210910\*; e24 - HD 222349\*; e25 - BD+18 5215\*; e26 - HD 223938. Para algumas estrelas temos apenas um limite superior de Li representado pelo sinal '<'. A região coberta pela banda G é de  $\lambda\lambda 4295 - 4315 \text{ \AA}$ . As estrelas sinalizadas com \* apresentam um limite superior para o N.

el	mol	$\lambda$	e1	e2	e3	e4	e5	e6	e7	e8	e9	e10	e11	e12	e13	e14	e15	e16	e17	e18	e19	e20	e21	e22	e23	e24	e25	e26
Li	...	6707.776	<0.33	<1.44	0.10	<1.08	0.58	<1.36	<0.63	0.37	<0.68	<0.94	0.36	1.10	<0.98	<1.11	...	<0.18	-0.14	<1.12	<1.18	<1.00	<1.00	<0.16	-0.06	1.47	1.67	0.17
Li	...	6707.927	<0.33	<1.44	0.50	<1.38	0.58	<1.12	<0.63	0.37	<0.68	<0.63	0.36	1.10	<0.98	<1.11	...	<0.18	-0.14	<1.12	<1.18	<1.00	<1.00	<0.16	-0.06	1.77	1.67	0.17
C	C <sub>2</sub>	5135.600	8.62	8.39	8.35	8.30	8.79	8.18	8.55	8.59	8.27	8.58	8.38	8.47	8.63	8.60	8.37	8.31	7.83	8.83	8.60	8.86	8.61	8.46	8.42	8.28	8.53	8.53
C	C <sub>2</sub>	5165.254	8.67	8.39	8.35	8.40	8.84	8.28	8.55	8.69	8.27	8.58	8.40	8.47	8.68	8.60	8.37	8.31	7.83	8.83	8.60	8.86	8.61	8.46	8.52	8.48	8.53	8.53
C	C <sub>2</sub>	5635.500	8.67	8.39	8.40	8.50	8.79	8.48	8.55	8.69	8.27	8.58	8.42	...	8.78	8.65	8.37	8.31	7.81	8.83	8.60	8.86	8.61	8.46	8.52	8.68	8.63	8.53
C	CH	banda G	8.67	8.39	8.35	8.40	8.79	8.28	8.55	8.69	8.27	8.47	8.42	8.47	8.78	8.65	8.32	8.31	7.83	8.83	8.50	8.86	8.61	8.46	8.32	8.28	8.63	8.53
N	CN	6477.200	7.89	8.66	7.65	8.80	8.50	8.75	8.13	8.35	7.98	8.74	7.71	...	...	...	...	7.93	...	8.80	8.36	8.38	8.68	8.13	8.07	...	...	7.94
N	CN	6478.400	...	8.66	7.65	...	8.30	9.15	7.63	8.35	7.88	8.74	7.71	...	...	...	...	7.83	...	8.80	8.36	8.38	8.68	8.13	8.07	...	...	...
N	CN	6478.700	...	8.66	7.95	...	8.40	8.75	7.63	8.35	7.88	8.74	7.71	...	...	...	...	7.88	...	8.80	8.36	8.38	8.68	8.13	8.07	...	...	...
N	CN	6479.000	8.09	8.66	8.15	...	...	8.75	...	...	7.88	8.74	7.71	...	...	...	...	8.08	...	...	8.36	8.38	8.68	8.13	8.07	...	...	...
N	CN	6703.968	7.79	8.66	7.71	8.60	8.45	8.55	7.93	8.35	7.88	8.64	7.71	...	8.04	...	9.31	7.83	6.76	...	8.36	8.38	8.48	8.13	8.07	...	...	7.94
N	CN	6706.733	7.79	8.66	7.71	8.60	8.40	8.55	7.93	8.35	7.88	8.64	7.71	...	8.04	...	9.31	7.83	6.76	...	8.36	8.38	8.48	8.13	8.07	...	...	7.94
N	CN	6708.993	7.79	8.66	7.71	8.60	8.40	8.75	...	8.35	7.88	8.64	7.71	...	8.04	...	9.31	7.83	6.76	...	8.36	8.38	8.48	8.13	8.07	...	...	7.94
N	CN	8030.410	7.74	...	7.71	8.40	8.30	8.25	7.83	8.15	7.78	8.44	7.71	8.10	8.04	8.77	9.31	7.73	6.51	8.80	8.36	8.38	8.58	8.13	7.97	...	8.79	7.84
N	CN	8030.720	7.79	...	7.81	8.40	8.40	...	7.83	8.25	7.78	8.14	7.81	8.10	8.04	8.47	9.21	7.93	6.75	8.80	8.36	8.38	8.18	8.13	7.97	...	8.79	7.94
N	CN	8034.970	7.79	...	7.75	7.90	8.30	7.55	7.78	8.35	7.78	7.94	7.71	7.85	8.04	8.07	...	7.93	6.66	...	...	8.08	7.88	8.13	7.97	8.09	8.79	7.84
N	CN	8040.100	7.69	...	7.55	8.25	8.25	7.95	7.73	8.20	8.28	8.44	7.71	8.05	8.04	8.32	9.31	7.68	6.51	8.80	8.36	...	8.08	7.93	7.97	...	8.79	7.84
N	CN	8040.220	7.69	...	7.65	8.25	8.30	7.95	7.73	8.25	8.28	8.44	7.71	8.05	8.04	8.32	8.91	7.73	6.61	8.80	8.36	...	8.08	8.03	7.97	...	8.79	7.84

Tabela 4.11 Média das abundâncias resultantes da síntese molecular e do Li.

estrela	$\log \epsilon(\text{C})$	$[\text{C}/\text{Fe}]$	$\log \epsilon(\text{N})$	$[\text{N}/\text{Fe}]$	$[\text{C}/\text{O}]$	$[\Sigma\text{CNO}/\text{Fe}]$	$\log \epsilon(\text{Li})$
HD 749	8.66	0.20	7.82	-0.04	-0.01±0.20	0.19	-0.33
HR 107	8.39	0.23	<8.66	1.10	0.30±0.14	0.33	<1.44
HD 5424	8.36	0.39	7.78	0.41	0.21±0.20	0.29	0.34
HD 8270	8.41	0.31	<8.49	0.99	0.23±0.14	0.35	<1.26
HD 12392	8.80	0.40	8.37	0.57	0.22±0.20	0.31	0.58
HD 13551	8.32	0.24	<8.64	1.16	-0.19±0.14	0.53	<1.26
HD 22589	8.55	0.30	7.84	0.19	0.27±0.14	0.16	<0.63
HD 27271	8.67	0.24	8.31	0.48	0.05±0.20	0.24	0.37
HD 48565	8.27	0.37	<7.97	0.67	0.34±0.14	0.26	<0.68
HD 76225	8.56	0.35	<8.58	0.97	0.22±0.14	0.37	<0.81
HD 87080	8.41	0.33	<7.72	0.24	...	...	0.36
HD 89948	8.47	0.25	<8.04	0.42	-0.03±0.14	0.28	1.10
HD 92545	8.72	0.32	<8.04	0.24	-0.01±0.14	0.32	<0.98
HD 106191	8.63	0.40	<8.45	0.82	0.02±0.14	0.45	<1.11
HD 107574	8.36	0.39	<9.26	1.89	0.06±0.14	0.94	...
HD 116869	8.31	0.11	7.86	0.26	0.15±0.20	0.05	<0.18
HD 123396	7.83	0.50	6.68	-0.05	0.08±0.20	0.43	-0.14
HD 123585	8.83	0.79	<8.80	1.36	0.46±0.14	0.73	<1.12
HD 147609	8.58	0.51	<8.36	0.89	...	...	<1.18
HD 150862	8.86	0.44	<8.36	0.54	0.16±0.14	0.37	<1.00
HD 188985	8.61	0.39	8.49	0.87	-0.05±0.14	0.48	<1.00
HD 210709	8.46	-0.02	8.11	0.23	0.00±0.20	0.01	<0.16
HD 210910	8.45	0.30	<8.03	0.48	-0.14±0.20	0.40	-0.06
HD 222349	8.46	0.57	<8.09	0.80	0.14±0.14	0.53	1.65
BD+18 5215	8.58	0.59	<8.79	1.40	0.16±0.14	0.70	1.67
HD 223938	8.53	0.36	7.90	0.33	0.01±0.20	0.35	0.17



# Capítulo 5

## Relações Entre os Processos $s$ e $r$

### 5.1 Introdução

As razões entre as abundâncias dos processos  $s$  e  $r$  fornecem pistas para a formação e evolução química da Galáxia, uma vez que cada um deles está relacionado com um sítio de formação diferente, o que inclui estrelas de diferentes características e estágios de evolução. Por exemplo, Mashonkina *et al.* (2003) estimaram a escala de tempo para a formação do disco espesso e do halo baseados nas determinações de razões de abundâncias [Eu/Ba], [Mg/Fe] e [Eu/Fe] e nos cálculos de evolução química de Travaglio *et al.* (1999). Burris *et al.* (2000) concluíram, da análise de estrelas gigantes, que as contribuições do processo  $s$  podem ser vistas em estrelas de metalicidades tão baixas quanto  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.75$ , e estão presentes em estrelas de  $[\text{Fe}/\text{H}] > -2.3$ , indicando que o processo  $s$  entra em ação em metalicidades mais baixas do que sugeriam estudos prévios.

Muitos trabalhos têm sido dedicados ao estudo de estrelas pobres em metais, como por exemplo, Spite & Spite (1978), Gilroy *et al.* (1988), McWilliam *et al.* (1995a,b), Burris *et al.* (2000), Truran *et al.* (2002) e Cayrel *et al.* (2004). Estes trabalhos têm demonstrado que as abundâncias observadas dos elementos formados por captura de nêutrons em estrelas pobres em metais são consistentes com produção via processo  $r$ , e ao menos para os mais pesados deles, corresponde à assinatura do processo  $r$  do sistema solar. Assim, estudando as razões de abundâncias de estrelas em um intervalo grande de metalicidades é possível estimar um ponto onde o processo  $s$  passa a ser importante na formação de elementos pesados que inicialmente eram produzidos exclusivamente pelo processo  $r$ .

Considerando o cenário de formação de estrelas de Bário via transferência de matéria de uma estrela AGB para a companheira, o estudo das razões de abundâncias em estrelas

AGBs pode fornecer uma pista para se entender o enriquecimento em elementos pesados das estrelas de Bário.

## 5.2 Contribuições dos Processos $r$ e $p$

Uma forma de quantificar o enriquecimento em elementos  $s$  das estrelas de Bário é relacionar as abundâncias dos elementos em questão com estrelas normais, as quais não passaram pelo mesmo processo de aquisição de material enriquecido.

Em se tratando dos elementos  $s$ ,  $r$  e  $p$ , a abundância total de determinado elemento pode ser expressa pela soma das abundâncias correspondentes aos três processos de formação, levando em conta todos os isótopos  $i$  que contribuem:

$$\epsilon(X) = \sum_i \epsilon_{i(s)} + \sum_i \epsilon_{i(r)} + \sum_i \epsilon_{i(p)}.$$

Para quantificar a contribuição de cada um dos processos para a abundância total de vários elementos pesados em estrelas normais, foi utilizado um conjunto extenso de estrelas coletadas na literatura. É importante notar que as estrelas peculiares foram retiradas das amostras para não contaminar os resultados. As Figs. 5.1 e 5.2 foram construídas a fim de verificar o comportamento das abundâncias de vários elementos pesados em estrelas normais, começando pelo Sr, em relação aos parâmetros atmosféricos,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $T_{ef}$  e  $\log g$ . Claramente essas figuras mostram que existe uma relação linear entre as abundâncias e as metalicidades. As retas são resultantes de ajustes por mínimos quadrados, cujos parâmetros são mostrados na Tab. 5.1.

Tabela 5.1 Resultados dos ajustes entre as abundâncias  $\log \epsilon(X)$  e as metalicidades para estrelas normais:  $\log \epsilon(X) = A[\text{Fe}/\text{H}] + B$ .

X	A	B	$\chi_{red}^2$	cov ( $10^{-4}$ )
Sr	$1.013 \pm 0.024$	$2.908 \pm 0.021$	1.197	4.18
Y	$1.112 \pm 0.016$	$2.239 \pm 0.013$	1.002	1.58
Zr	$0.939 \pm 0.019$	$2.625 \pm 0.015$	1.385	2.06
Mo	$0.970 \pm 0.212$	$1.895 \pm 0.342$	1.472	715.2
Ba	$0.992 \pm 0.014$	$2.095 \pm 0.011$	1.978	1.07
La	$1.190 \pm 0.031$	$1.377 \pm 0.039$	4.891	10.91
Ce	$1.009 \pm 0.047$	$1.500 \pm 0.047$	0.923	20.20
Pr	$0.867 \pm 0.048$	$0.748 \pm 0.050$	1.180	19.99
Nd	$0.950 \pm 0.019$	$1.460 \pm 0.017$	1.635	2.46
Sm	$0.811 \pm 0.045$	$0.951 \pm 0.045$	1.407	18.76
Eu	$0.783 \pm 0.019$	$0.581 \pm 0.015$	1.263	2.20
Dy	$0.840 \pm 0.031$	$1.080 \pm 0.044$	4.312	11.70

Tabela 5.2 Abundâncias de Mo, Dy, Gd e Pb para estrelas normais. O símbolo “\*” indica o valor obtido pelo ajuste por mínimos quadrados.

estrela	$\log \epsilon_{nor}(\text{Mo})^*$	$\log \epsilon_{nor}(\text{Mo})$	$\log \epsilon_{nor}(\text{Dy})^*$	$\log \epsilon_{nor}(\text{Dy})$	$\log \epsilon_{nor}(\text{Gd})$	$\log \epsilon_{nor}(\text{Pb})$
HD 749	1.84	1.86	1.03	1.14	1.06±0.19	1.89±0.20
HR 107	1.55	1.56	0.78	0.84	0.76±0.07	1.59±0.10
HD 5424	1.36	1.37	0.62	0.65	0.57±0.19	1.40±0.20
HD 8270	1.49	1.50	0.73	0.78	0.70±0.07	1.53±0.10
HD 12392	1.78	1.80	0.98	1.08	1.00±0.19	1.83±0.20
HD 13551	1.47	1.48	0.71	0.76	0.68±0.07	1.51±0.10
HD 22589	1.63	1.65	0.85	0.93	0.85±0.07	1.68±0.10
HD 27271	1.81	1.83	1.00	1.11	1.03±0.19	1.86±0.20
HD 48565	1.29	1.30	0.56	0.58	0.50±0.07	1.33±0.10
HD 76225	1.59	1.61	0.82	0.89	0.81±0.07	1.64±0.10
HD 87080	1.47	1.48	0.71	0.76	0.68±0.07	1.51±0.10
HD 89948	1.60	1.62	0.83	0.90	0.82±0.07	1.65±0.10
HD 92545	1.78	1.80	0.98	1.08	1.00±0.07	1.83±0.10
HD 106191	1.61	1.63	0.84	0.91	0.83±0.07	1.66±0.10
HD 107574	1.36	1.37	0.62	0.65	0.57±0.07	1.40±0.10
HD 116869	1.58	1.60	0.81	0.88	0.80±0.19	1.63±0.20
HD 123396	0.74	0.73	0.08	0.01	-0.07±0.19	0.76±0.20
HD 123585	1.43	1.44	0.68	0.72	0.64±0.07	1.47±0.10
HD 147609	1.46	1.47	0.70	0.75	0.67±0.07	1.50±0.10
HD 150862	1.80	1.82	1.00	1.10	1.02±0.07	1.85±0.10
HD 188985	1.60	1.62	0.83	0.90	0.82±0.07	1.65±0.10
HD 210709	1.86	1.88	1.05	1.16	1.08±0.19	1.91±0.20
HD 210910	1.54	1.55	0.77	0.83	0.75±0.19	1.58±0.20
HD 222349	1.28	1.29	0.55	0.57	0.49±0.07	1.32±0.10
BD+18 5215	1.38	1.39	0.63	0.67	0.59±0.07	1.42±0.10
HD 223938	1.56	1.57	0.79	0.85	0.77±0.19	1.60±0.20

A partir dos ajustes acima pode-se determinar a abundância total  $\epsilon_{nor}(X)$  de determinado elemento em uma estrela normal de determinada metalicidade. A primeira linha de cada estrela da Tab. C.1 mostra as abundâncias  $\log \epsilon_{nor}(X)$  obtidas diretamente dos ajustes para estrelas normais cujas metalicidades correspondem às estrelas de Bário indicadas. Dada a escassez de dados do molibdênio disponíveis na literatura na faixa de metalicidades da presente amostra, no ajuste por mínimos quadrados para este elemento foram utilizados  $\log \epsilon_{nor}(\text{Mo})$  de estrelas do aglomerado globular  $\omega$  Centauri analisadas por Smith *et al.* (2000). Os resultados do ajuste são mostrados na coluna 2 da Tab. 5.2. Para verificar a confiabilidade destes resultados, foram determinadas as abundâncias de Mo por  $\log \epsilon_{nor}(\text{Mo}) = \log \epsilon_{\odot}(\text{Mo}) + [\text{Fe}/\text{H}] + [\text{Mo}/\text{Fe}]$ , considerando  $[\text{Mo}/\text{Fe}] = 0$ , as quais são mostradas na coluna 3 da Tab. 5.2. A concordância entre os dois resultados é muito boa, significando que, de acordo com o ajuste, em metalicidades próximas à solar,  $[\text{Mo}/\text{Fe}] \approx 0$ . Este resultado é razoável, indicando que o ajuste a partir dos dados do aglomerado  $\omega$  Centauri é aceitável. Para o Gd e Pb também faltam dados para estrelas normais na faixa de metalicidades da presente amostra, e portanto, de forma análoga à utilizada no caso do Mo, foram determinados os valores de  $\log \epsilon_{nor}(\text{Gd})$  e  $\log \epsilon_{nor}(\text{Pb})$  considerando  $[\text{Gd}/\text{Fe}] = [\text{Pb}/\text{Fe}] = 0 \pm 0.05$ , sendo as incertezas calculadas por  $\sigma_{\log \epsilon_{nor}(X)} = \sqrt{\sigma_{\log \epsilon_{\odot}}^2 + \sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}^2 + 0.05^2}$ . O Gd deve se comportar como o Dy uma vez

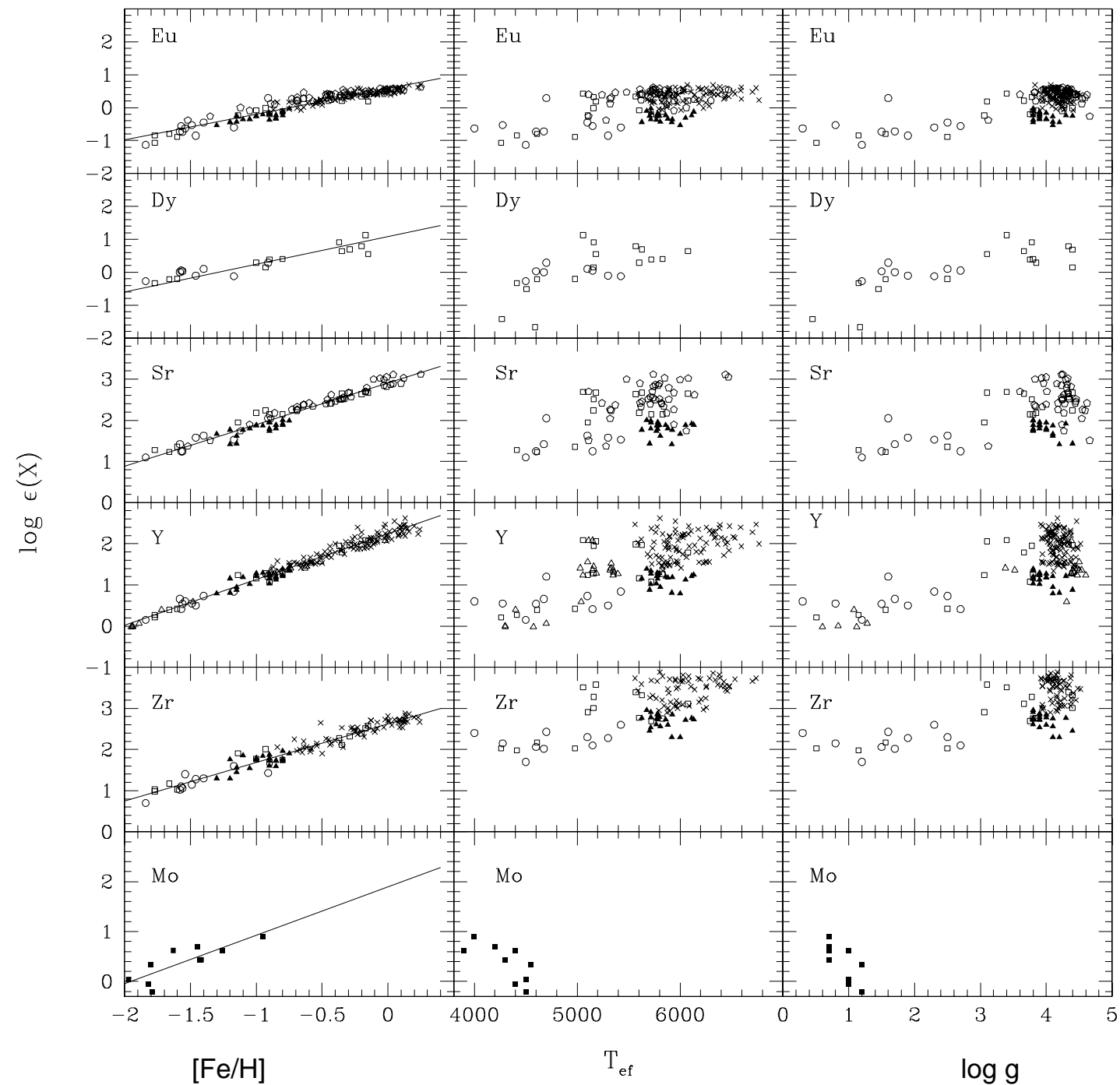


Figura 5.1 Ajustes para estrelas normais. Os símbolos indicam as referências fonte: quadrados vazios são de Gratton & Snenen (1994), círculos vazios são de Burris *et al.* (2000), triângulos vazios são de Tomkin & Lambert (1999), triângulos cheios são de Jehin *et al.* (1999), cruces são de Edvardsson *et al.* (1993) e Woolf *et al.* (1995), pentágonos vazios são de Mashonkina & Gehren (2001), quadrados cheios são de Smith *et al.* (2000).

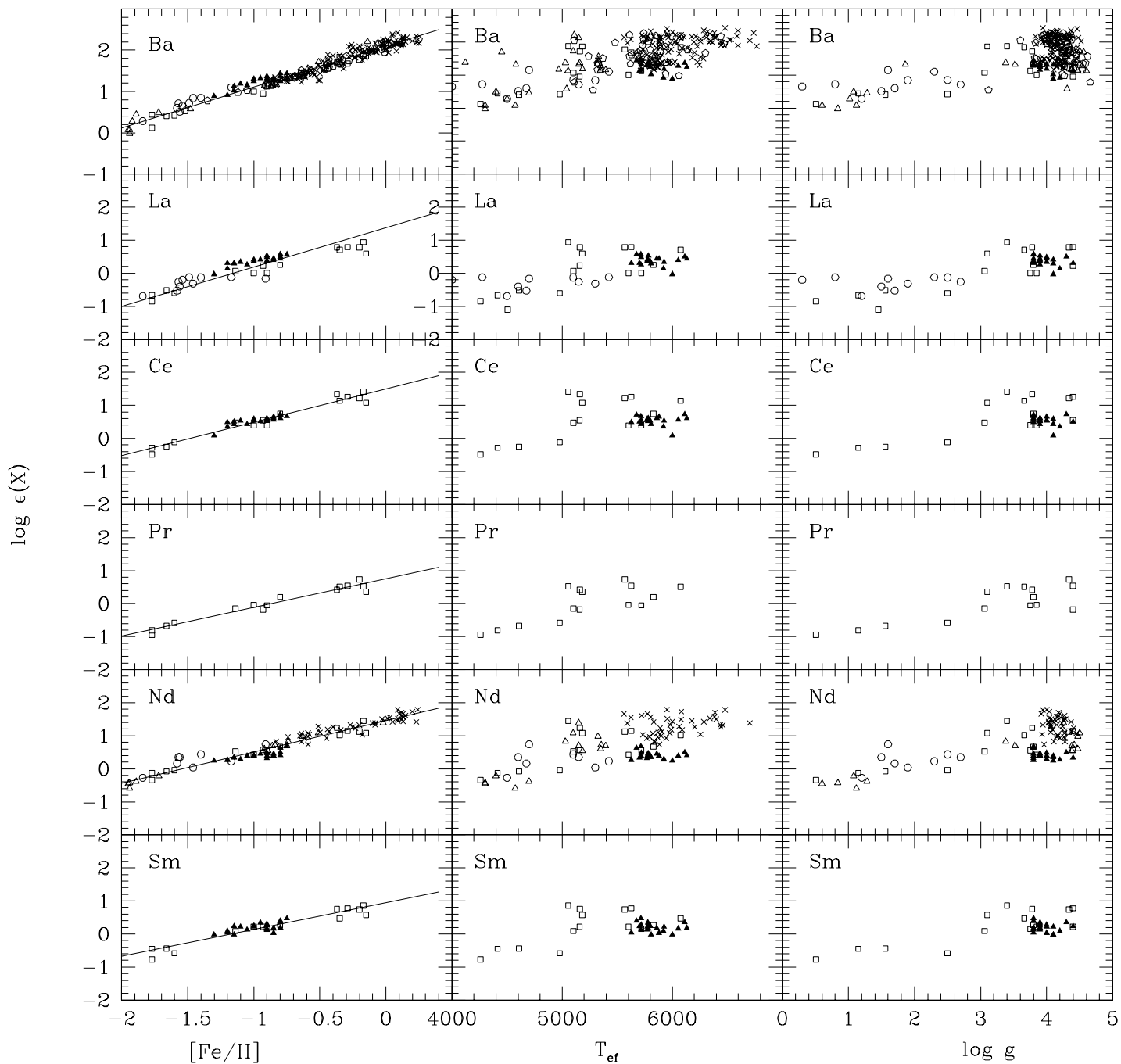


Figura 5.2 Ajustes para estrelas normais. Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.1

que eles são formados principalmente pelo processo  $r$  e praticamente nas mesmas proporções. As colunas 4 e 5 da Tab. 5.2 mostram os valores de  $\log \epsilon_{\text{nor}}(\text{Dy})$  determinados pelo ajuste de mínimos quadrados e somando a metalicidade da estrela ao valor solar,



respectivamente. A concordância é relativamente boa e portanto, adotar este método na falta de dados da literatura para o Gd é aceitável. É esperado que os valores de  $\log \epsilon_{nor}(X)$  obtidos para as estrelas normais sejam menores do que os obtidos para as estrelas de Bário. Porém, o oposto foi encontrado para algumas estrelas. Nestes casos, o valor adotado para  $\log \epsilon(X)$  para a estrela normal de mesma metalicidade que a de Bário na realização dos cálculos foram diferentes dos da Tab. C.1, sendo estes determinados de modo que a diferença entre o valor obtido pela estrela de Bário e a estrela normal resultasse em  $\log \epsilon(X) - \log \epsilon_{nor}(X) = 0.01$ . O Mo é o elemento que tem mais estrelas nesta situação. Deve-se lembrar que apenas uma linha para este elemento estava disponível, o que pode ter levado a um erro maior na determinação das abundâncias. Para o Mo, as estrelas nesta situação e os valores adotados são: HD 27271, 1.78; HD 116869, 1.39, HD 123396, 0.52; HD 210709, 1.57; HD 210910, 1.35; HD 223938, 1.48. Para o Eu, HR 107, 0.19. Para o Gd, HD 210709, 1.02. Para o Dy, HD 89948, 0.58. Para o Pb, HD 22589, 1.52 e HD 210910, 1.53.

Tabela 5.3: Seções de choque em  $\text{mb}^{-1}$  para 30, 23 e 8 keV e as frações de abundâncias para os processos  $s$ ,  $r$  e  $p$  em relação à abundância total e em relação ao total do processo. Referências: 1 - Bao *et al.* (2000); 2 - O'Brien *et al.* (2003); 3 - Arlandini *et al.* (1999)

A	el	$f_{ts}$	$f_{tsw}$	$f_{tst}$	$f_{tr}$	$f_{tp}$	$f_s$	$f_{sw}$	$f_{st}$	$f_r$	$f_p$	$\sigma_c(30\text{keV})$	$\sigma_c(23\text{keV})$	$\sigma_c(8\text{keV})$	ref
84	Sr	...	...	...	...	5.650e-03	...	...	...	...	1.000e00	368±126	...	...	1
86	Sr	4.666e-02	5.265e-02	...	...	...	5.519e-02	3.534e-01	...	...	...	64±3	66.80	80.10	1
87	Sr	3.253e-02	3.210e-02	...	...	...	3.848e-02	2.155e-01	...	...	...	92±4	101.60	126.00	1
88	Sr	7.662e-01	6.421e-02	...	...	...	9.063e-01	4.310e-01	...	...	...	6.2±0.3	6.60	6.00	1
89	Y	9.203e-01	...	...	8.000e-02	...	1.000e00	...	...	1.000e00	...	19.0±0.6	19.60	24.50	1
90	Zr	3.716e-01	...	...	1.429e-01	...	4.477e-01	...	...	8.993e-01	...	21±2	20.80	18.90	1
91	Zr	1.078e-01	...	...	4.785e-03	...	1.299e-01	...	...	3.012e-02	...	60±8	64.70	90.50	1
92	Zr	1.604e-01	...	...	1.122e-02	...	1.932e-01	...	...	7.062e-02	...	33±4	34.60	47.20	1
94	Zr	1.748e-01	...	...	...	...	2.106e-01	...	...	...	...	26±1	26.60	30.10	1
96	Zr	1.542e-02	1.100e-02	...	...	...	1.859e-02	1.000e00	...	...	...	10.7±0.5	11.10	18.10	1
92	Mo	...	...	...	...	1.509e-01	...	...	...	...	6.156e-01	70±10	...	...	1
94	Mo	5.995e-04	...	...	...	9.165e-02	1.205e-03	...	...	...	3.844e-01	102±20	103.70	120.30	1
95	Mo	8.816e-02	...	...	7.093e-02	...	1.772e-01	...	...	2.710e-01	...	292±12	301.40	322.00	1
96	Mo	1.665e-01	...	...	...	...	3.347e-01	...	...	...	...	112±8	118.00	150.40	1
97	Mo	5.604e-02	...	...	3.958e-02	...	1.126e-01	...	...	1.512e-01	...	339±14	352.90	387.80	1
98	Mo	1.826e-01	...	...	5.839e-02	...	3.669e-01	...	...	2.231e-01	...	99±7	100.10	111.80	1
100	Mo	3.691e-03	...	...	9.237e-02	...	7.418e-03	...	...	3.548e-01	...	108±14	106.90	110.90	1
130	Ba	...	...	...	...	1.060e-03	...	...	...	...	5.124e-01	760±110	...	...	1
132	Ba	...	...	...	...	1.009e-03	...	...	...	...	4.876e-01	379±137	...	...	1
134	Ba	2.427e-02	...	...	...	...	3.003e-02	...	...	...	...	176.0±5.6	172.10	157.90	1
135	Ba	1.726e-02	...	...	4.877e-02	...	2.135e-02	...	...	2.570e-01	...	455±15	463.50	498.40	1
136	Ba	7.860e-02	...	...	...	...	9.726e-02	...	...	...	...	61.2±2.0	62.20	68.60	1
137	Ba	7.348e-02	...	...	3.875e-02	...	9.092e-02	...	...	2.042e-01	...	76.3±2.4	77.40	81.90	1
138	Ba	6.146e-01	...	...	1.022e-01	...	7.604e-01	...	...	5.387e-01	...	4.0±0.2	4.00	4.80	1
138	La	...	...	...	...	8.893e-04	...	...	...	...	1.000e00	...	...	...	1
139	La	6.205e-01	...	...	3.786e-01	...	1.000e00	...	...	1.000e00	...	31.6±0.8	37.50	70.10	2
136	Ce	...	...	...	...	1.901e-03	...	...	...	...	4.320e-01	328±21	...	...	1
138	Ce	...	...	...	...	2.500e-03	...	...	...	...	5.680e-01	179±5	...	...	1
140	Ce	7.359e-01	...	...	1.488e-01	...	9.677e-01	...	...	6.327e-01	...	10.6±0.5	...	...	3
142	Ce	2.456e-02	...	...	8.636e-02	...	3.230e-02	...	...	3.673e-01	...	28.3±1.0	...	...	3
141	Pr	4.868e-01	...	...	5.132e-01	...	1.000e00	...	...	1.000e00	...	111.4±1.4	...	...	3
142	Nd	2.515e-01	...	...	...	2.056e-02	4.535e-01	...	...	...	2.669e-01	35.0±0.7	...	...	1
143	Nd	3.821e-02	...	...	8.271e-02	...	6.890e-02	...	...	2.246e-01	...	245±3	...	...	1
144	Nd	1.209e-01	...	...	1.171e-01	...	2.180e-01	...	...	3.178e-01	...	81.3±1.5	...	...	1
145	Nd	2.285e-02	...	...	6.022e-02	...	4.121e-02	...	...	1.635e-01	...	425±5	...	...	1
146	Nd	1.102e-01	...	...	6.155e-02	...	1.986e-01	...	...	1.671e-01	...	91.2±1.0	...	...	1
148	Nd	1.094e-02	...	...	4.680e-02	...	1.973e-02	...	...	1.270e-01	...	147±2	...	...	1
150	Nd	...	...	...	...	5.647e-02	...	...	...	...	7.331e-01	159±10	...	...	1

Tabela 5.3 – continuação

A	el	$f_{ls}$	$f_{lsw}$	$f_{lst}$	$f_{lr}$	$f_{lp}$	$f_s$	$f_{sw}$	$f_{st}$	$f_r$	$f_p$	$\sigma_c(30\text{keV})$	$\sigma_c(23\text{keV})$	$\sigma_c(8\text{keV})$	ref
144	Sm	...	...	...	...	3.096e-02	...	...	...	...	1.000e00	92±6	...	...	1
147	Sm	3.193e-02	...	...	1.227e-01	...	1.082e-01	...	...	1.821e-01	...	973±1	...	...	1
148	Sm	1.091e-01	...	...	...	...	3.697e-01	...	...	...	...	241±2	...	...	1
149	Sm	1.722e-02	...	...	1.208e-01	...	5.835e-02	...	...	1.792e-01	...	1820±17	...	...	1
150	Sm	7.392e-02	...	...	...	...	2.504e-01	...	...	...	...	422±4	...	...	1
152	Sm	6.115e-02	...	...	2.055e-01	...	2.072e-01	...	...	3.050e-01	...	473±4	...	...	1
154	Sm	1.815e-03	...	...	2.249e-01	...	6.149e-03	...	...	3.337e-01	...	206±12	...	...	1
151	Eu	3.124e-02	...	...	4.471e-01	...	5.409e-01	...	...	4.744e-01	...	3775±150	...	...	1
153	Eu	2.652e-02	...	...	4.954e-01	...	4.591e-01	...	...	5.256e-01	...	2780±100	...	...	1
152	Gd	1.767e-03	...	...	...	2.334e-04	1.151e-02	...	...	...	1.846e-01	1049±17	...	...	1
154	Gd	2.076e-02	...	...	...	1.031e-03	1.352e-01	...	...	...	8.153e-01	1028±12	...	...	1
155	Gd	8.730e-03	...	...	1.391e-01	...	5.684e-02	...	...	1.646e-01	...	2648±30	...	...	1
156	Gd	3.486e-02	...	...	1.700e-01	...	2.270e-01	...	...	2.011e-01	...	615±5	...	...	1
157	Gd	1.676e-02	...	...	1.397e-01	...	1.091e-01	...	...	1.653e-01	...	1369±15	...	...	1
158	Gd	6.820e-02	...	...	1.804e-01	...	4.440e-01	...	...	2.133e-01	...	324±3	...	...	1
160	Gd	2.507e-03	...	...	2.161e-01	...	1.632e-02	...	...	2.556e-01	...	154±28	...	...	1
156	Dy	...	...	...	...	5.601e-04	...	...	...	...	1.256e-01	1567±145	...	...	1
158	Dy	...	...	...	...	9.580e-04	...	...	...	...	2.149e-01	1060±400	...	...	1
160	Dy	2.043e-02	...	...	...	2.940e-03	1.385e-01	...	...	...	6.595e-01	890±12	...	...	1
161	Dy	1.044e-02	...	...	1.784e-01	...	7.079e-02	...	...	2.104e-01	...	1964±19	...	...	1
162	Dy	4.156e-02	...	...	2.144e-01	...	2.818e-01	...	...	2.528e-01	...	446±4	...	...	1
163	Dy	8.921e-03	...	...	2.400e-01	...	6.048e-02	...	...	2.830e-01	...	1112±11	...	...	1
164	Dy	6.615e-02	...	...	2.152e-01	...	4.485e-01	...	...	2.537e-01	...	212.0±3.0	...	...	1
204	Pb	1.841e-02	...	1.119e-03	...	...	3.997e-02	...	2.074e-03	...	...	89.0±5.5	...	...	1
206	Pb	1.096e-01	...	7.992e-02	...	...	2.380e-01	...	1.481e-01	...	...	15.8±0.8	...	...	1
207	Pb	1.311e-01	...	7.481e-02	...	...	2.845e-01	...	1.387e-01	...	...	9.7±1.3	...	...	1
208	Pb	2.014e-01	...	3.836e-01	...	...	4.372e-01	...	7.111e-01	...	...	0.36±0.03	...	...	1

Considerando que a abundância total de um elemento seja a soma das contribuições dos processos  $s$ ,  $r$  e  $p$ , pode-se escrever

$$\epsilon_{nor}(X) = \epsilon_s(X)_{nor} + \epsilon_{sw}(X)_{nor} + \epsilon_{st}(X)_{nor} + \epsilon_r(X)_{nor} + \epsilon_p(X)_{nor}, \quad (5.1)$$

onde  $\epsilon_s(X)_{nor}$ ,  $\epsilon_{sw}(X)_{nor}$  e  $\epsilon_{st}(X)_{nor}$  são, respectivamente, as partes relativas às componentes principal, fraca e forte do processo  $s$  e  $\epsilon_r(X)_{nor}$  e  $\epsilon_p(X)_{nor}$  são as relativas aos processos  $r$  e  $p$ , respectivamente. Arlandini *et al.* (1999) fornece informações sobre a componente principal do processo  $s$  e o processo  $r$ . De acordo com Lugaro *et al.* (2003), cerca de 50% de  $^{86}\text{Sr}$  e  $^{87}\text{Sr}$  no sistema solar são resultantes da componente fraca do processo  $s$ , portanto, a abundância que falta para completar a abundância total isotópica em Arlandini *et al.* (1999) para estes isótopos do Sr foi atribuída à componente fraca. 45% da abundância de  $^{96}\text{Zr}$  também foi atribuída à componente fraca do processo  $s$ . Alguns poucos nuclídeos são formados principalmente pelo processo  $p$ , e não estão listados em Arlandini *et al.* (1999). É o caso do  $^{84}\text{Sr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{130,132}\text{Ba}$ ,  $^{138}\text{La}$ ,  $^{136,138}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{156,158}\text{Dy}$  (Rayet *et al.* 1995). As abundâncias solares adotadas por Arlandini *et al.* (1999) foram as de Anders & Grevesse (1989), através do qual é possível conhecer a abundância de cada nuclídeo exclusivamente  $p$ . Para os nuclídeos que não são exclusivamente  $p$ , foi computada a diferença entre a abundância total do nuclídeo e a soma das partes  $s$  e  $r$  dadas em Arlandini *et al.* (1999). Este foi o caso do  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{152,154}\text{Gd}$  e  $^{160}\text{Dy}$ . Os isótopos  $^{142,150}\text{Nd}$  não constam em Rayet *et al.* (1995), porém foram considerados parte ou exclusivamente  $p$  de acordo com a falta de parte da abundância ou a ausência em Arlandini *et al.* (1999). Uma vez discriminadas todas as abundâncias, é possível derivar as frações de abundâncias de cada processo em relação à abundância total do elemento, mostradas nas colunas 3-7 da Tab. 5.3. A abundância total de cada elemento para as estrelas normais pode ser escrita pela equação

$$\epsilon_{nor}(X) = \left( \sum_i^n f_{ts}(i) + \sum_i^n f_{tsw}(i) + \sum_i^n f_{tst}(i) + \sum_i^n f_{tr}(i) + \sum_i^n f_{tp}(i) \right) \epsilon_{nor}(X) \quad (5.2)$$

onde  $n$  é o número de isótopos de um dado elemento e  $f_{ts}(i)$ ,  $f_{tsw}(i)$ ,  $f_{tst}(i)$ ,  $f_{tr}(i)$  e  $f_{tp}(i)$  são as frações da abundância total relativas às três componentes do processo  $s$ , e aos processos  $r$  e  $p$ , respectivamente, para cada isótopo  $i$ .

As linhas 2, 3 e 4 da Tab. C.1 mostram as abundâncias, e correspondentes incertezas, devidas aos processos  $s$  principal,  $r$  e a soma de todos os processos restantes, respectivamente, e a linha 5 mostra a soma das abundâncias que não provém do processo  $s$  principal.

A incerteza em  $\log \epsilon_{nor}(X)$  é calculada pela equação

$$\sigma_{\log \epsilon_{nor}(X)} = \sqrt{[Fe/H]^2 \sigma_A^2 + A^2 \sigma_{[Fe/H]}^2 + \sigma_B^2 + 2[Fe/H] \text{cov}(A, B)} \quad (5.3)$$

onde A e B são os parâmetros do ajuste  $\log \epsilon_{nor}(X) = A[Fe/H] + B$  e  $\text{cov}(A, B)$  é a covariância entre A e B. As incertezas das abundâncias relativas aos processos  $s$ ,  $r$  e  $p$  são dadas pela equação

$$\sigma_{\epsilon_j} = \epsilon_j \sigma_{\log \epsilon_{nor}(X)} \ln 10 \quad (5.4)$$

onde  $j$  corresponde ao processo em questão,  $s$ ,  $sw$ ,  $st$ ,  $r$  ou  $p$ . Finalmente, foi computada toda a fração da abundância que não corresponde ao processo  $s$  principal, ou seja, a soma das partes  $sw$ ,  $st$ ,  $r$  e  $p$ , caracterizada pelo subíndice “o”, e sua incerteza

$$\epsilon_o = \left( \sum_i^n f_{tsw}(i) + \sum_i^n f_{tst}(i) + \sum_i^n f_{tr}(i) + \sum_i^n f_{tp}(i) \right) \epsilon_{nor}(X) \quad (5.5)$$

$$\sigma_{\epsilon_o} = \epsilon_o \sigma_{\log \epsilon_{nor}(X)} \ln 10. \quad (5.6)$$

Se as estrelas de Bário não fossem enriquecidas por elementos formados pelo processo  $s$ , as abundâncias desses elementos nessas estrelas seriam comparáveis às de estrelas normais de mesma metalicidade. Uma vez que a anomalia das estrelas de Bário está relacionada apenas ao processo  $s$  principal, pode-se considerar que as abundâncias relacionadas aos processos  $r$ ,  $p$  e às componentes fraca e forte do processo  $s$  são iguais às de uma estrela normal de mesma metalicidade, ou seja,  $\epsilon_r(X) = \epsilon_r(X)_{nor}$ ,  $\epsilon_p(X) = \epsilon_p(X)_{nor}$ ,  $\epsilon_{sw}(X) = \epsilon_{sw}(X)_{nor}$  e  $\epsilon_{st}(X) = \epsilon_{st}(X)_{nor}$ . Assim, a fração das abundâncias que não corresponde ao processo  $s$  principal das estrelas normais, mostradas pela linha 5 correspondente a cada elemento da Tab. C.1, foi atribuída à estrela de Bário indicada entre parênteses. A partir da média das abundâncias determinadas para as estrelas de Bário podemos calcular as partes correspondentes a cada processo. O logaritmo das abundâncias médias,  $\log \epsilon(X)$  é tomado das Tabs. 4.2 a 4.5

$$\epsilon(X) = 10^{\log \epsilon(X)}; \quad \sigma_{\epsilon(X)} = \epsilon(X) \ln(10) \sigma_{\log \epsilon(X)}.$$

Assim a parte total referente ao processo  $s$  principal para um dado elemento é

$$\epsilon_s(X) = \epsilon(X) - \epsilon_o(X)_{nor}; \quad \sigma_{\epsilon_s(X)} = \sqrt{\sigma_{\epsilon(X)}^2 + \sigma_{\epsilon_o}^2}. \quad (5.7)$$

A Tab. 5.4 mostra as abundâncias relativas ao processo  $s$  principal calculadas pela equação 5.7. Para caracterizar a sobreabundância dos elementos  $s$  nas estrelas de Bário,

os valores de  $\log \epsilon_s(X)$  foram comparados com as abundâncias relativas ao processo  $s$  principal de uma estrela normal de mesma metalicidade. A Tab. 5.4 mostra as porcentagens ( $\epsilon_s(X)/\epsilon_s(X)_{nor} \times 100$ ) da parte da abundância relativa ao processo  $s$  principal das estrelas de Bário em relação às estrelas normais de mesma metalicidade. A Fig. 5.3 mostra as relações entre essas porcentagens e os parâmetros atmosféricos das estrelas de Bário. O espalhamento é muito grande e portanto não é possível inferir um padrão nessas relações. É possível notar, porém, que os elementos  $r$  Sm, Eu, Gd e Dy apresentam um enriquecimento da mesma ordem de grandeza de vários elementos  $s$ .

Uma vez determinada a abundância relativa ao processo  $s$  principal para determinado elemento das estrelas de Bário a partir da equação 5.7, a abundância de cada isótopo distribuída pelos diversos processos de formação de elementos pesados pode ser determinada por

$$\epsilon_{si}(X) = f_s(i)\epsilon_s(X); \quad \sigma_{\epsilon_{si}(X)} = f_s(i)\sigma_{\epsilon_s(X)} \quad (5.8)$$

$$\epsilon_{swi}(X) = f_{sw}(i)\epsilon_{sw}(X); \quad \sigma_{\epsilon_{swi}(X)} = f_{sw}(i)\sigma_{\epsilon_{sw}(X)} \quad (5.9)$$

$$\epsilon_{sti}(X) = f_{st}(i)\epsilon_{st}(X); \quad \sigma_{\epsilon_{sti}(X)} = f_{st}(i)\sigma_{\epsilon_{st}(X)} \quad (5.10)$$

$$\epsilon_{ri}(X) = f_r(i)\epsilon_r(X); \quad \sigma_{\epsilon_{ri}(X)} = f_r(i)\sigma_{\epsilon_r(X)} \quad (5.11)$$

$$\epsilon_{pi}(X) = f_p(i)\epsilon_p(X); \quad \sigma_{\epsilon_{pi}(X)} = f_p(i)\sigma_{\epsilon_p(X)} \quad (5.12)$$

onde  $f_s(i)$ ,  $f_{sw}(i)$ ,  $f_{st}(i)$ ,  $f_r(i)$  e  $f_p(i)$  são as frações de abundância do isótopo  $i$  correspondentes, respectivamente, às três componentes do processo  $s$ , e aos processos  $r$  e  $p$  em relação à abundância total do processo em questão, mostradas nas colunas 6 a 10 da Tab. 5.3. Neste caso, a abundância total pode ser descrita pela equação

$$\epsilon(X) = \sum_i^n f_s(i)\epsilon_s(X) + \sum_i^n f_{sw}(i)\epsilon_{sw}(X) + \sum_i^n f_{st}(i)\epsilon_{st}(X) + \sum_i^n f_r(i)\epsilon_r(X) + \sum_i^n f_p(i)\epsilon_p(X). \quad (5.13)$$

A abundância relativa ao processo  $s$  principal de cada nuclídeo das estrelas de Bário são mostradas na coluna 3 da Tab. C.2, e para as estrelas normais, na coluna 15. A diferença entre essas duas colunas é mostrada na coluna 17 da mesma tabela, e o logaritmo dessa diferença é mostrado graficamente na Fig. 5.4. Não existe uma estratificação muito bem definida na disposição dos pontos na figura de acordo com os intervalos de metalicidade ou [Ba/Eu], o que indica que a sobreabundância em elementos  $s$  das estrelas de Bário não depende com muita força desses parâmetros.

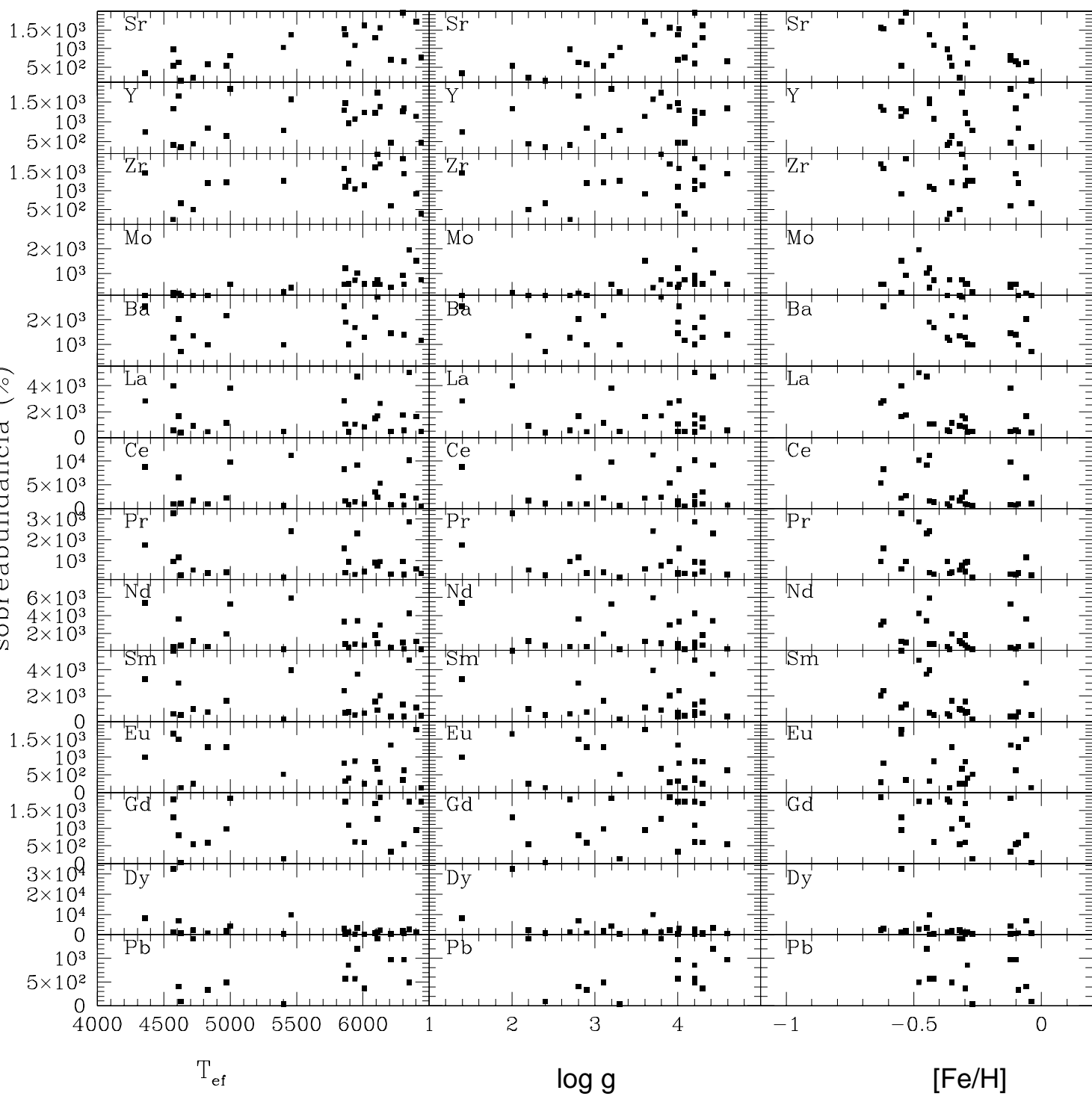


Figura 5.3 Porcentagem de sobreabundância nas estrelas de Bário.





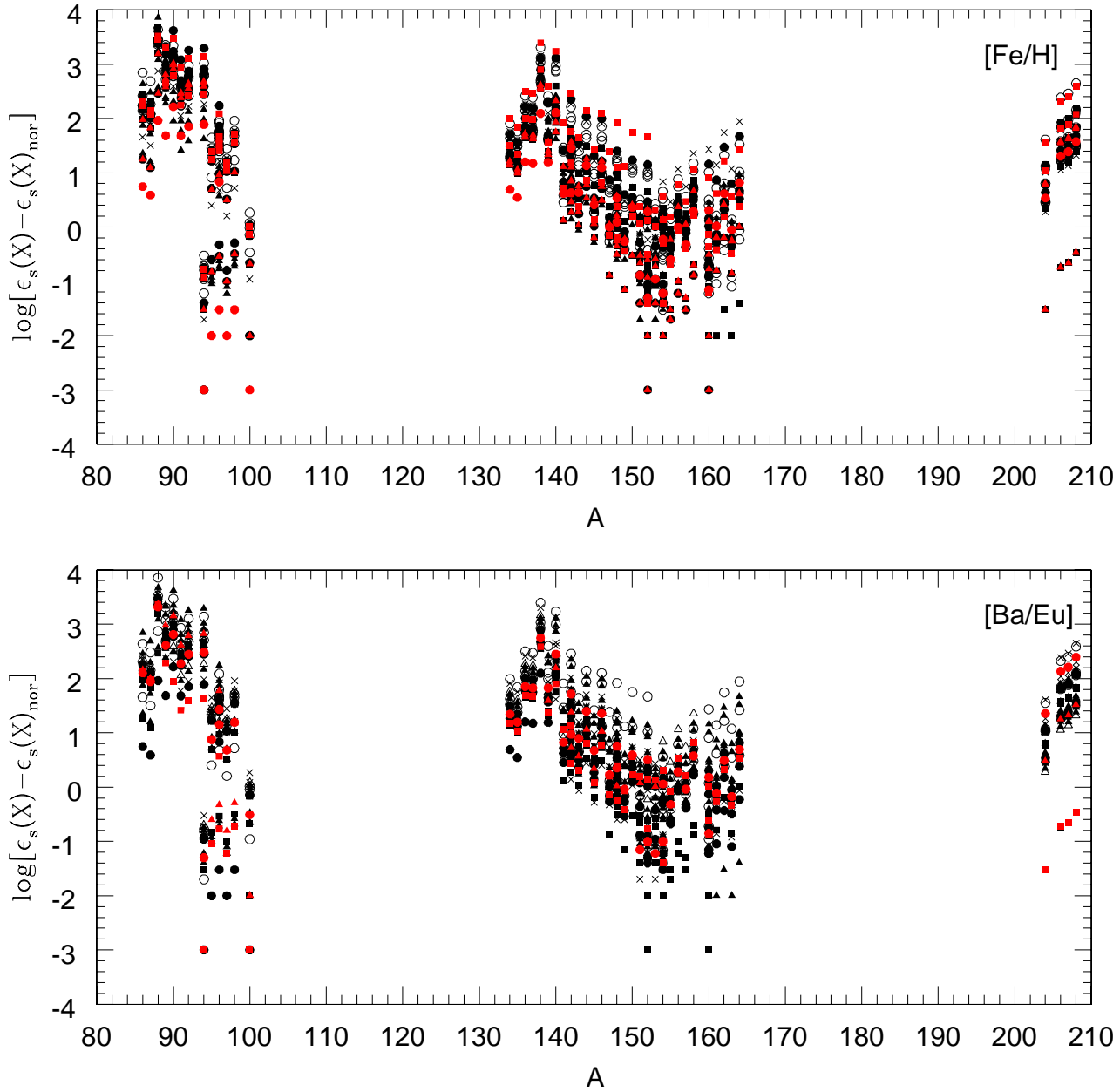


Figura 5.4 Diferença entre as partes  $s$  das estrelas normais e de Bário para cada nuclídeo. No painel superior, os símbolos representam estrelas de metalicidades dentro dos seguintes intervalos: 0.01 a -0.1: círculos cheios pretos; -0.11 a -0.2: quadrados cheios vermelhos; -0.21 a -0.3: quadrados cheios pretos; -0.31 a -0.4: triângulos cheios pretos; -0.41 a -0.5: círculos vazios; -0.51 a -0.6: cruces; -0.61 a -0.7: triângulos cheios vermelhos; -1.11 a -1.2: círculos cheios vermelhos. No painel inferior, os intervalos se referem a  $[Ba/Eu]$ : 0.4 a 0.5: quadrados cheios vermelhos; 0.51 a 0.6: triângulos cheios vermelhos; 0.61 a 0.7: quadrados cheios pretos; 0.71 a 0.8: círculos cheios pretos; 0.81 a 0.9: triângulos cheios pretos; 0.91 a 1.0: cruces; 1.01 a 1.1: círculos vazios; 1.11 a 1.2: círculos cheios vermelhos; 1.21 a 1.3: triângulos vazios.

Alguns elementos da Tab. C.1 são formados em maior proporção pelo processo  $r$ . É o caso do Eu (94.2%), do Gd (84.54%), do Dy (84.8%) e do Sm (67.4%). Para estes elementos esperam-se valores de abundâncias próximos aos das estrelas de Bário. Comparando os dados das Tabs. 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5 com os da Tab. C.1 verifica-se que a suposição é válida para o Eu. Para ilustrar melhor a validade desta suposição, foram construídas as Figs. 5.5 e 5.6. A primeira figura mostra a relação entre  $\log\epsilon_{nor}(X)$  das estrelas normais decorrentes do ajuste e  $\log\epsilon(X)$  das estrelas de Bário, e a segunda mostra a relação entre  $\log\epsilon(X)$  das estrelas de Bário e  $\log\epsilon_o(X)_{nor}$ , que é a soma das partes relativas aos processos  $r$ ,  $p$  e às componentes fraca e forte do processo  $s$ .

Os elementos das Figs. 5.5 e 5.6 foram dispostos em ordem crescente de contribuição  $s$ , a saber, Eu, Gd, Dy, Sm, Pb, Pr, Mo, Nd, La, Ce, Ba, Zr, Sr e Y. Nas duas figuras os pontos apresentam uma relação aproximadamente constante. Porém, no caso do Eu os pontos estão muito próximos à reta cuja tangente = 1, ao contrário dos outros elementos, que se afastam. Esse afastamento é maior quanto maior for a abundância das estrelas de Bário em relação às estrelas normais. Se a parte  $s$  da abundância das estrelas normais for retirada, como na Fig. 5.6, o comportamento do Eu e do Dy quase não são alterados em comparação com a Fig. 5.5, mas a alteração no eixo das ordenadas devida à falta de parte da abundância é visível para os outros elementos.

A Fig. 5.7 mostra a relação entre  $\log\epsilon_s(X)$  e  $\log\epsilon_s(X)_{nor}$ , que são as partes relativas ao processo  $s$  principal da abundância das estrelas de Bário calculada pela equação 5.7 e estrelas normais de mesma metalicidade, respectivamente. Nesta figura, a alteração do Eu e do Dy são claramente vistas. O fato da Fig. 5.7 apresentar o mesmo padrão de afastamento da tangente = 1 das Figs. 5.5 e 5.6 evidencia que a parte  $s$  da abundância das estrelas de Bário dita o referido padrão. A diferença entre os valores máximo e mínimo da parte referente ao processo  $s$  principal da abundância das estrelas normais é  $\Delta \log \epsilon_s(X)_{nor} \approx 1$  na faixa de metalicidades das estrelas da amostra. Para as estrelas de Bário a variação é maior, sendo  $\Delta \log \epsilon_s(X) \approx 2$ .

Da Fig. 5.8, não existe uma dependência clara entre a parte relativa ao processo  $s$  principal da abundância dos elementos pesados e a metalicidade das estrelas de Bário. Considerando a natureza binária das estrelas de Bário, a metalicidade da estrela de Bário pode ser atribuída à sua companheira quando na fase de AGB, a partir da qual pode ser inferida a nucleossíntese no interior estelar dependente da metalicidade. Partindo do cenário de transferência de material enriquecido pela companheira AGB para a formação da estrela de Bário, a composição química desta estrela reflete a composição da superfície da companheira AGB. Pode-se então dizer que no intervalo de metalicidades da presente amostra a sobreabundância em elementos pesados é praticamente independente da me-

talidade na superfície da AGB que foi a companheira das estrelas de Bário da amostra.

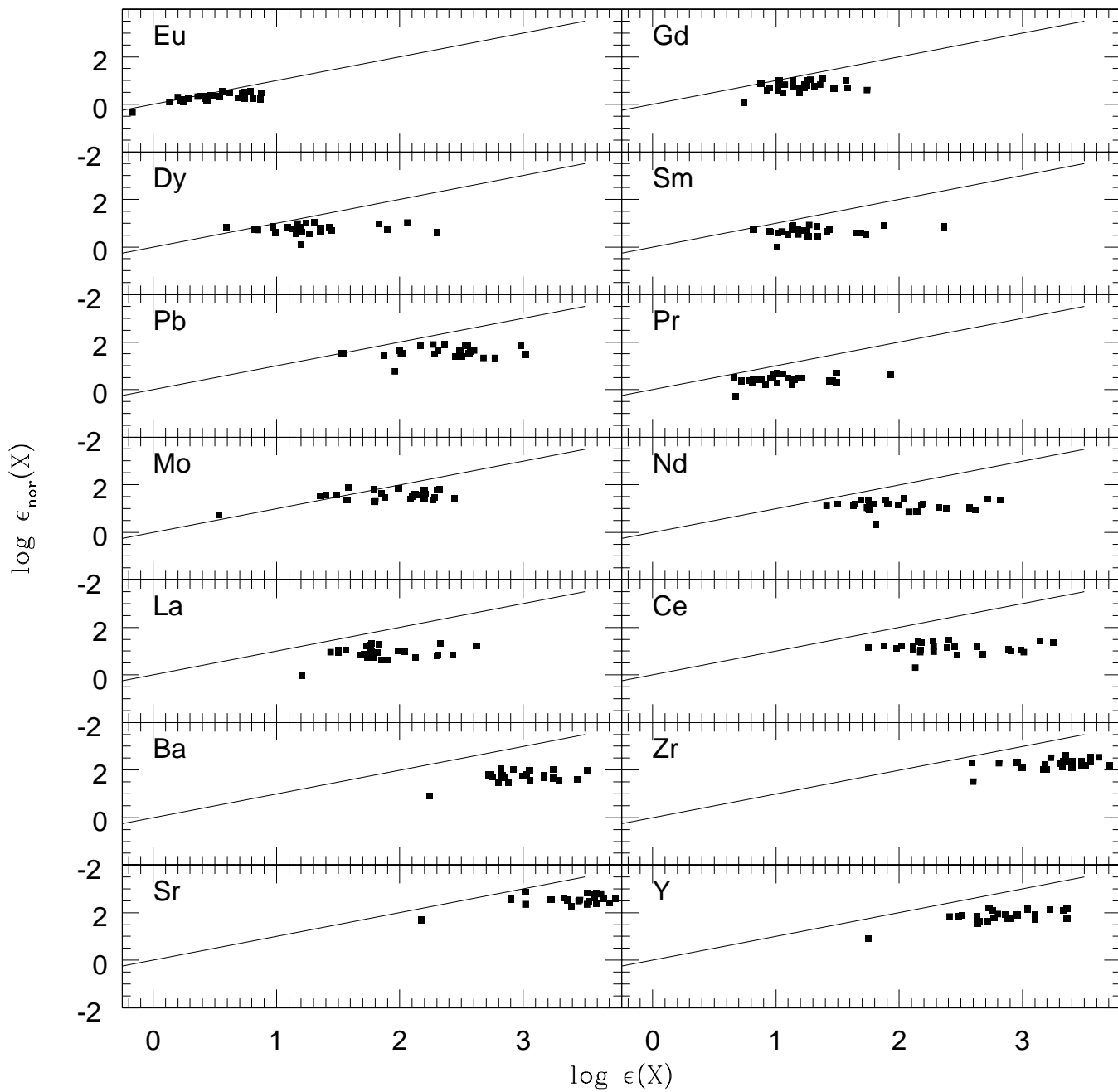


Figura 5.5 Relação entre abundâncias totais de elementos  $r$  e  $s$  das estrelas de Bário e estrelas normais de mesma metalicidade. A reta indica onde  $\log \epsilon_{nor}(X) = \log \epsilon(X)$

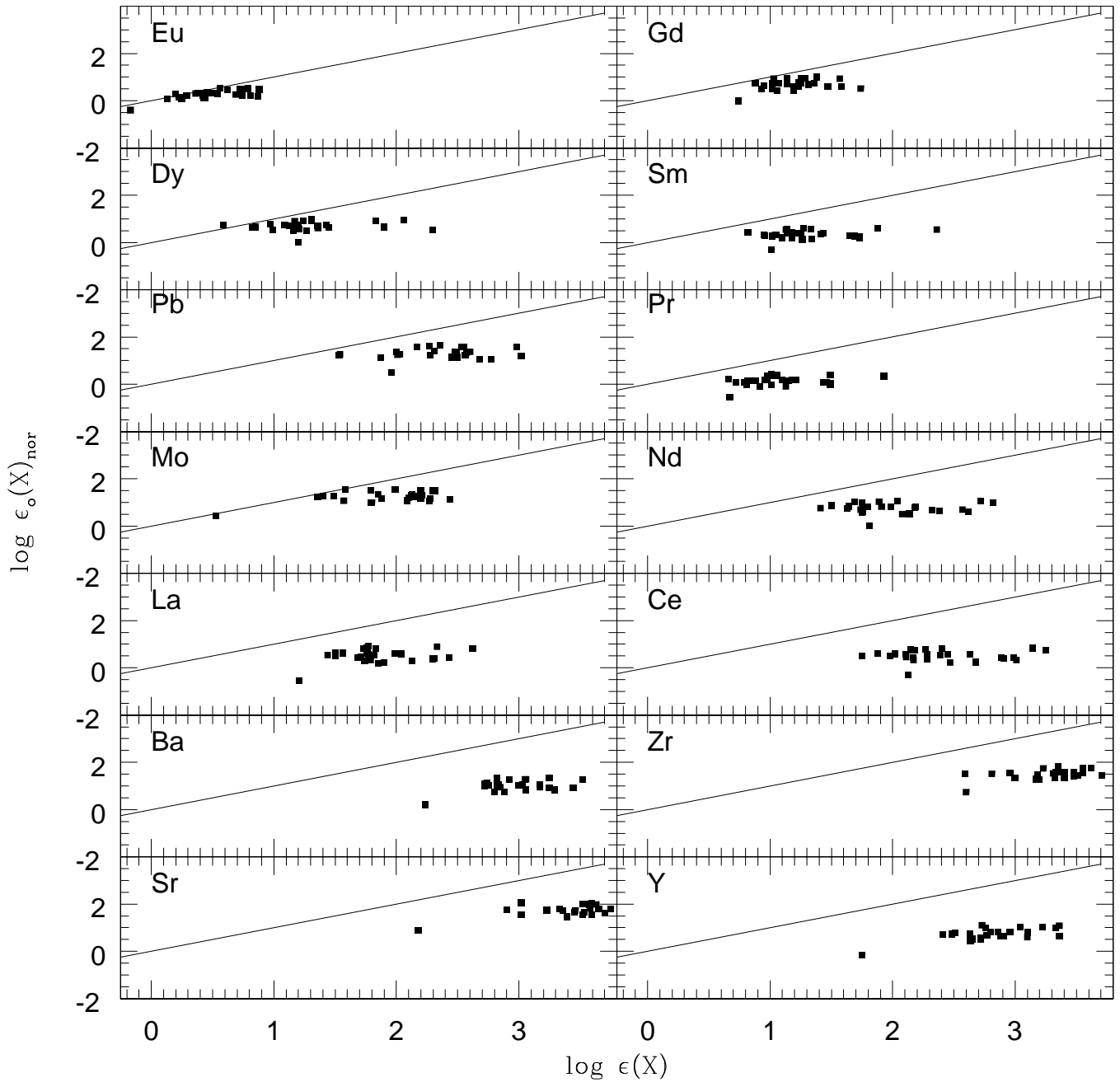


Figura 5.6 Relação entre a parte  $r+p$  das abundâncias de elementos  $r$  e  $s$  das estrelas normais de mesma metalicidade e a abundância total das estrelas de Bário. A reta indica onde  $\log \epsilon_o(X)_{nor} = \log \epsilon(X)$

### 5.3 Relações de Abundâncias Envolvendo os Processos $s$ e $r$

Como descrito no Capítulo 2 deste trabalho, os possíveis sítios onde ocorre o processo  $r$  estão relacionados com SNs II, resultantes da evolução de estrelas massivas ( $M > 8$

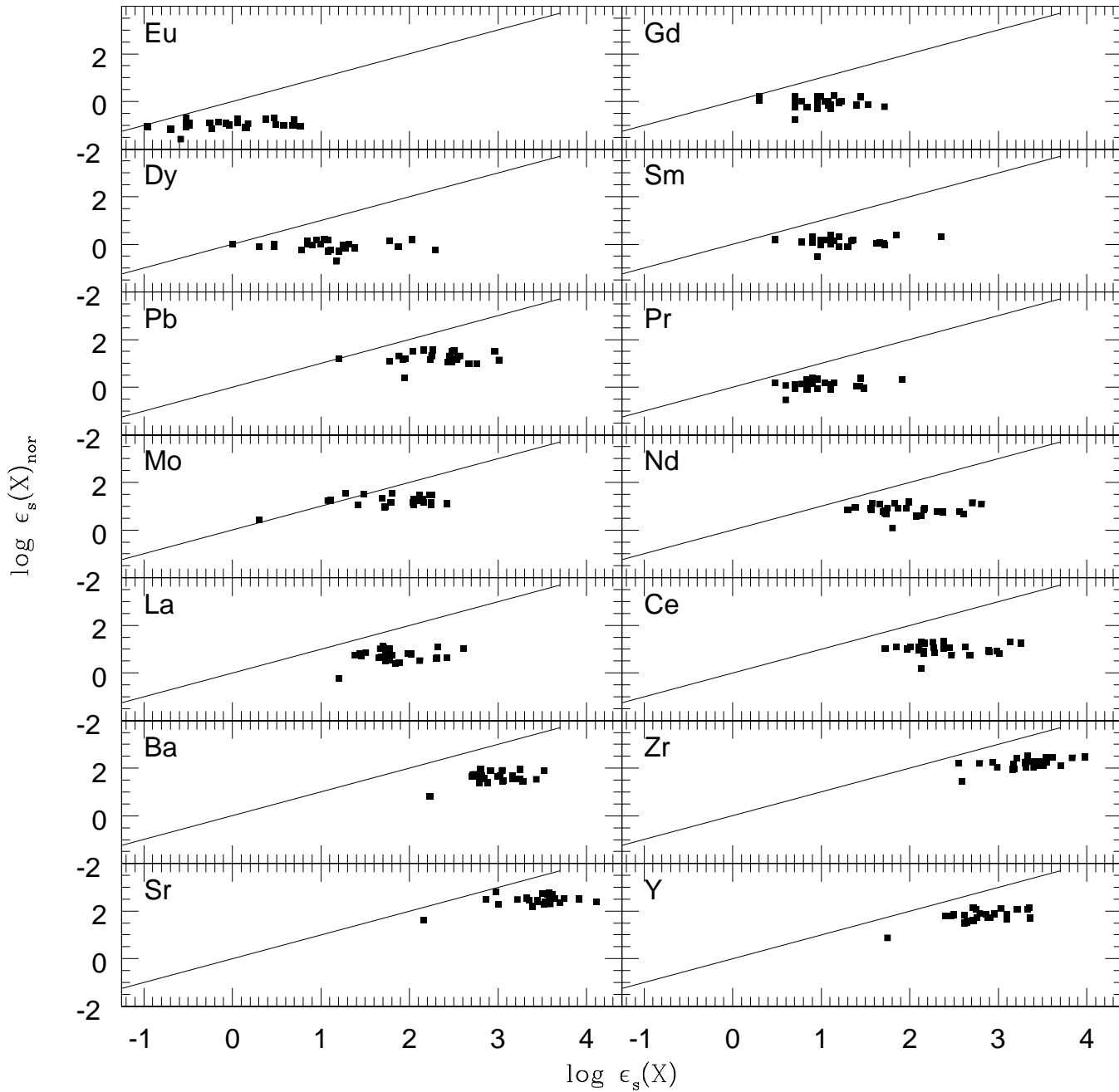


Figura 5.7 Relação entre abundâncias relativas ao processo  $s$  para os elementos  $r$  e  $s$  das estrelas de Bário e estrelas normais de mesma metalicidade. A reta indica onde  $\log \epsilon_s(X)_{nor} = \log \epsilon_s(X)$

$M_{\odot}$ ), enquanto o processo  $s$  principal ocorre muito provavelmente em estrelas AGB de massa baixa ( $1-3 M_{\odot}$ ), ou intermediária ( $4-8 M_{\odot}$ ). Uma vez que as escalas de tempo de evolução para as estrelas que passam pelo estágio de SN II ( $t < 10^8$  anos) são menores do que para aquelas que passam pela fase de AGB ( $t > 10^8$  anos), espera-se que os primeiros

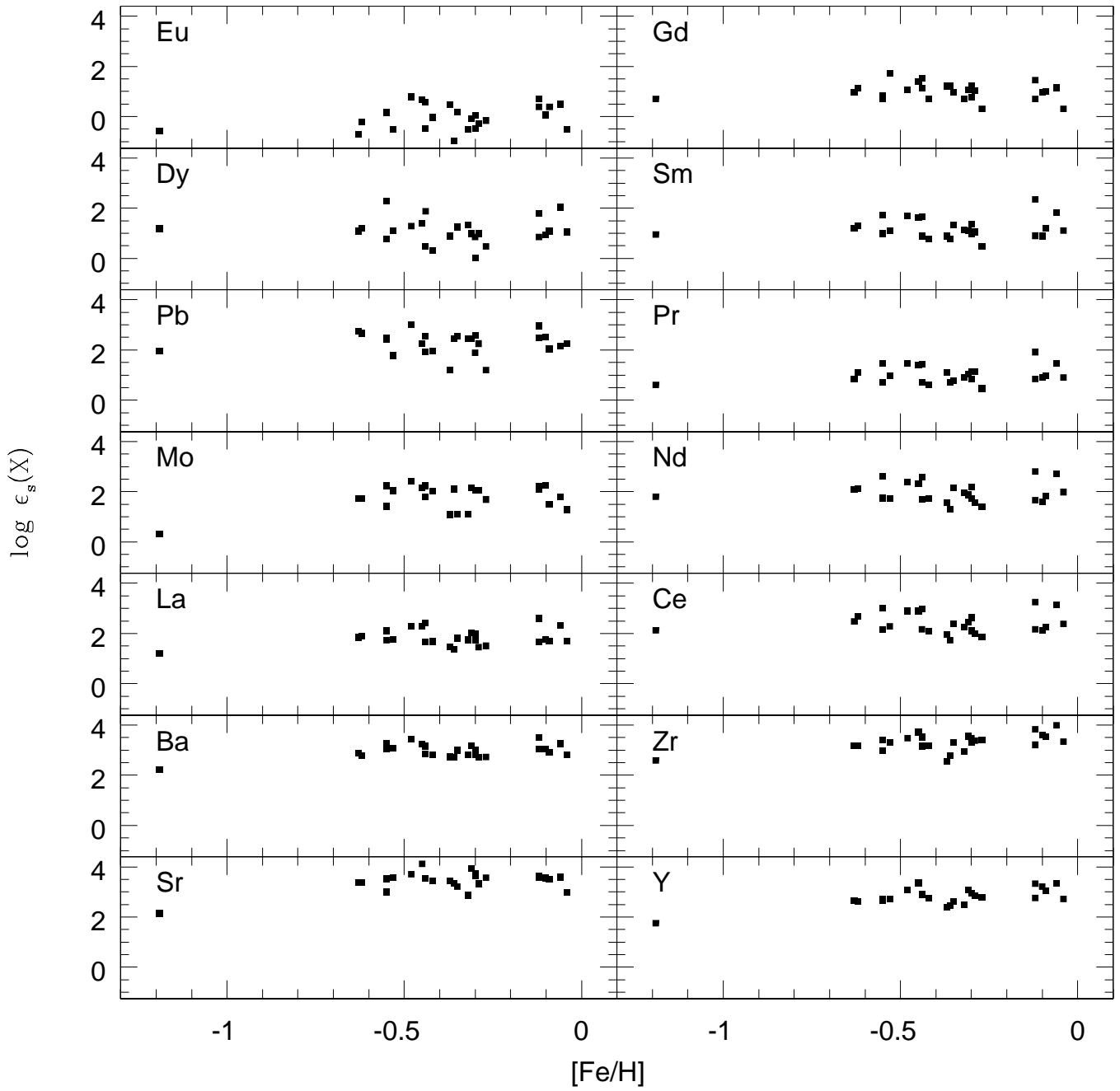


Figura 5.8 Relação entre abundâncias relativas ao processo  $s$  para os elementos  $r$  e  $s$  das estrelas de Bário e a metalicidade.

elementos pesados introduzidos ao meio interestelar da Galáxia, os quais são observados em estrelas de muito baixa metalicidade, sejam formados através das estrelas massivas, ou seja, produzidos basicamente pelo processo  $r$  (Truran *et al.* 2002). A partir do momento em que as primeiras estrelas menos massivas ejetaram o produto da nucleossíntese da

fase de AGB, entrou em ação a contribuição do processo  $s$  principal, representando um constante aumento nas abundâncias dos elementos produzidos por esse processo. Isto pode ser verificado pela relação entre as abundâncias dos elementos  $s$  e as metalicidades de estrelas normais, as quais não foram enriquecidas por material de outras estrelas como possivelmente ocorreu com as estrelas de Bário, em um intervalo grande de metalicidades (ver p.ex. Burris *et al.* 2000).

Para investigar o início da contribuição do processo  $s$ , muitos pesquisadores relacionam os processos  $s$  e  $r$  através de razões de abundâncias dos melhores representantes, Eu como representante do processo  $r$  e Ba como representante do processo  $s$ . Pode ser observado na Fig. 6 de Burris *et al.* (2000) o comportamento do Ba em relação ao Eu para estrelas normais de metalicidades a partir de  $\sim -3$  até  $+0.5$ . A partir do momento em que o Ba passa a ser produzido também pelo processo  $s$ , observa-se um aumento em sua abundância em relação ao Eu, já que o processo  $s$  é responsável por  $\sim 81\%$  de sua produção.

A Fig. 5.9 mostra a relação entre as abundâncias  $\log \epsilon(X)$  das estrelas de Bário e das estrelas pós-AGB de Reyniers *et al.* (2004) e van Winckel & Reyniers (2000) com as metalicidades. Com a exceção de um ponto de Sm, as abundâncias das estrelas pós-AGBs são maiores ou iguais às das estrelas de Bário. Na maior parte dos casos as abundâncias de uma daquelas pós-AGBs são maiores do que as de uma estrela de Bário de mesma metalicidade. Isto é esperado, supondo que as estrelas de Bário foram enriquecidas por uma companheira AGB.

A Fig. 5.10 ilustra a relação entre a abundância total de Eu e de vários outros elementos das estrelas de Bário deste trabalho e de outras estrelas da literatura. Pode-se verificar que a partir do Nd até o Y, elementos para os quais a contribuição do processo  $s$  é maior, existe uma quebra na progressão dos pontos entre as estrelas normais e as estrelas de Bário e pós-AGBs. Isto mostra a semelhança das abundâncias dos elementos  $s$  entre as estrelas de Bário e as pós-AGBs, embora para estas últimas, as abundâncias de Eu sejam maiores do que para as estrelas de Bário, como pode ser visto pela Fig. 5.9.

No gráfico do Ba da Fig. 5.10, estão representadas duas linhas. É possível notar que os pontos correspondentes a  $\log \epsilon(\text{Eu})$  mais baixos das estrelas normais se aproximam da linha superior onde  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.70$ , valor compatível com a produção exclusiva do Ba pelo processo  $r$  (Mashonkina *et al.* 2003). À medida em que  $\log \epsilon(\text{Eu})$  aumenta, os pontos passam a se aproximar da linha inferior, onde  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = 0$ , a qual é compatível com os valores encontrados para o sistema solar. Tanto as estrelas de Bário quanto as estrelas pós-AGBs se afastam desta linha.

As Figs. 5.11 e 5.12 evidenciam a contribuição do processo  $s$  principal para o espalhamento dos pontos das figuras anteriores. Na primeira figura, a parte relativa ao processo  $r$  da abundância do Eu [ $\log(0.942\epsilon(\text{Eu}))$ ] é relacionada com as partes relativas ao processo  $s$  principal dos outros elementos das estrelas de Bário, e na segunda, a relação é com as partes relativas ao processo  $r$ . No segundo caso a relação é linear, sem apresentar espalhamento. Note que o Sr não tem contribuição  $r$  e por isso não aparece na Fig. 5.12 (ver Tab. 5.3).



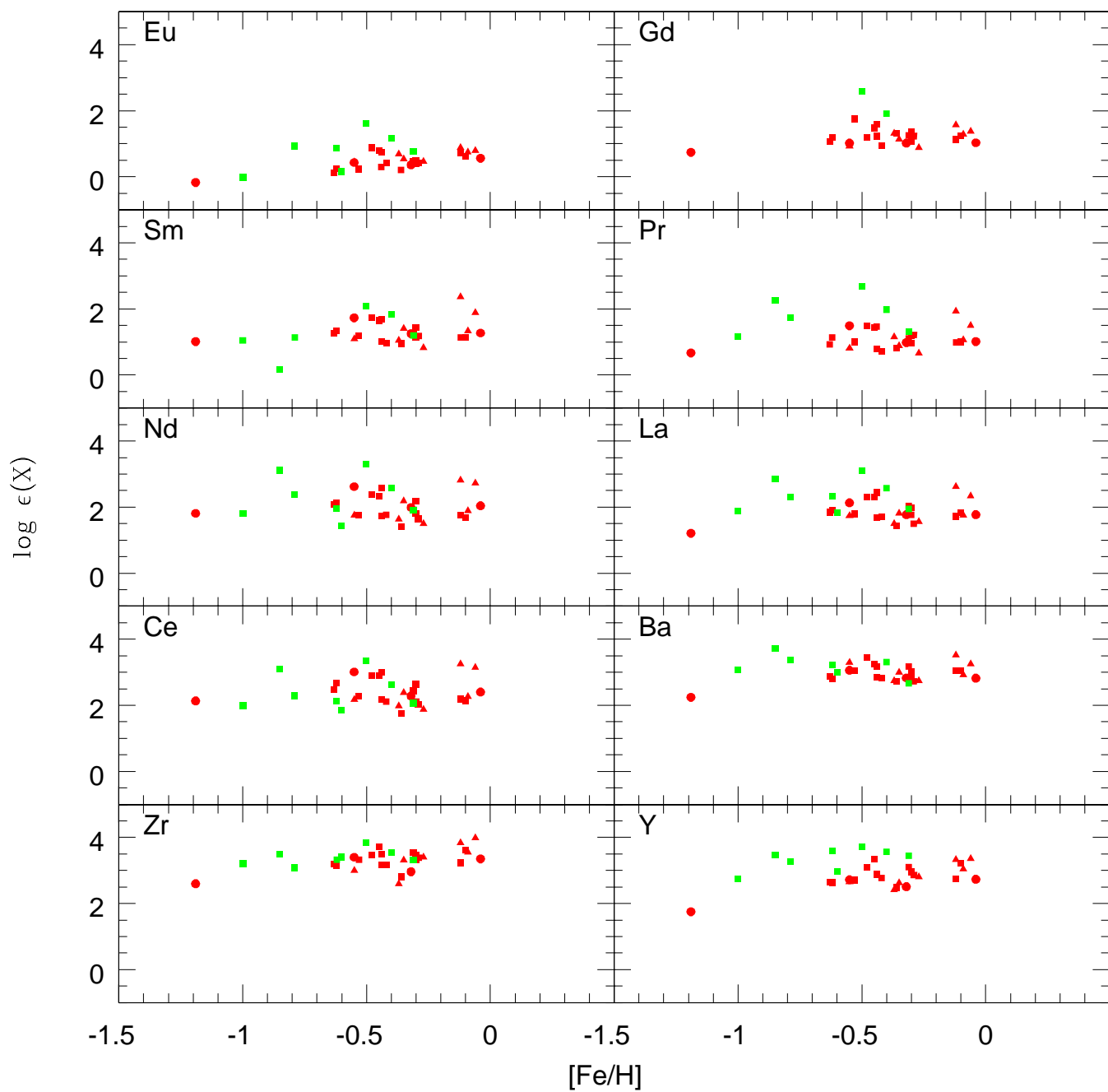


Figura 5.9 Relação entre  $\log \epsilon(X)$  das estrelas de Bário e das pós-AGBs de Reyniers *et al.* (2004) e van Winckel & Reyniers (2000) com  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Os pontos vermelhos correspondem às estrelas de Bário, sendo os quadrados, os triângulos e os círculos designados como na Fig. 4.3. Os pontos verdes correspondem às pós-AGBs.

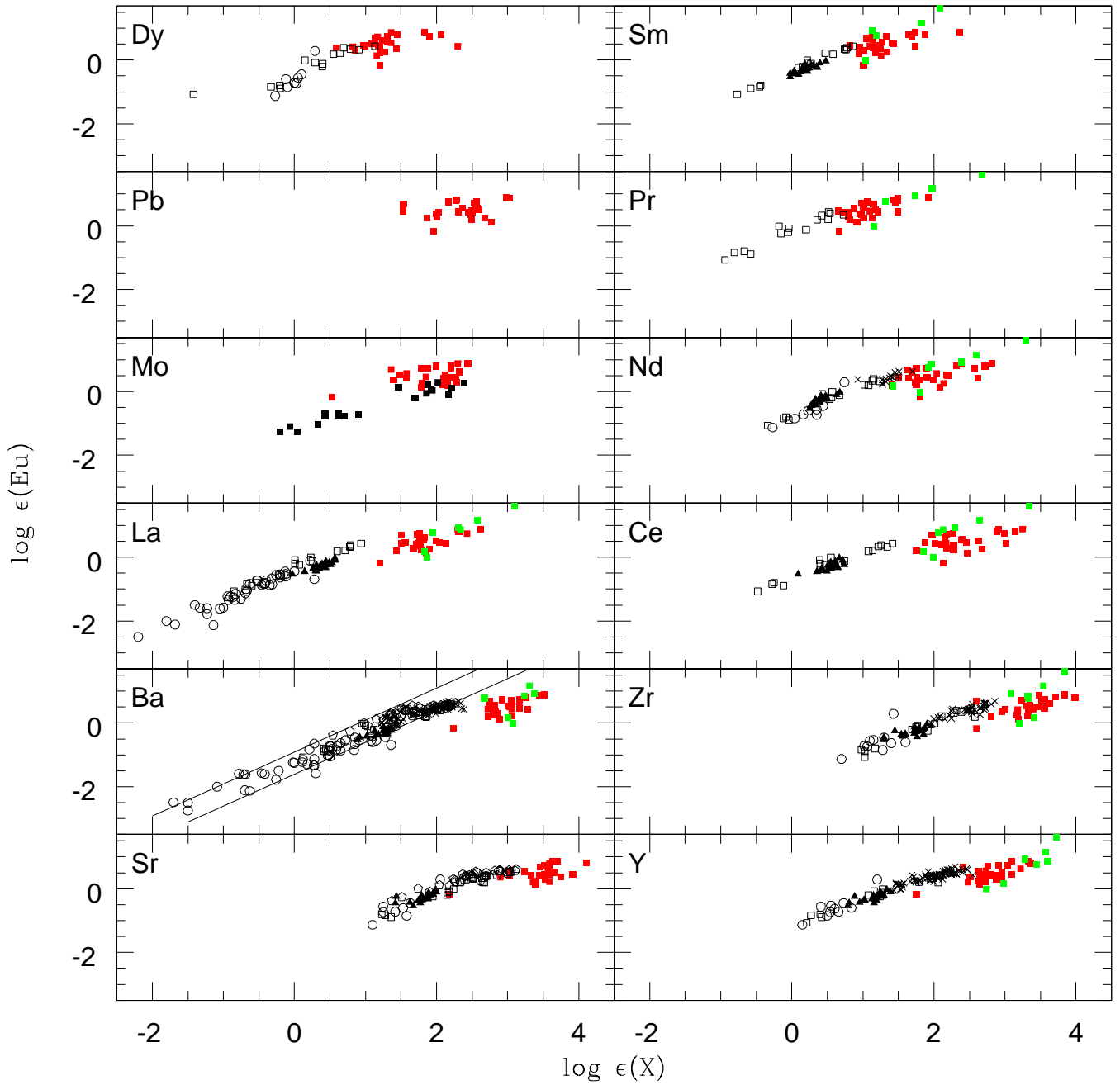


Figura 5.10 Relação entre  $\log \epsilon(\text{Eu})$  e  $\log \epsilon(X)$  para estrelas de Bário e estrelas normais da literatura. Os pontos vermelhos correspondem às estrelas de Bário, os verdes às estrelas da fase pós-AGB de Reyniers *et al.* (2004) e van Winckel & Reyniers (2000) e os pretos, aos dados da literatura cujos símbolos são os mesmos da Fig. 5.1.

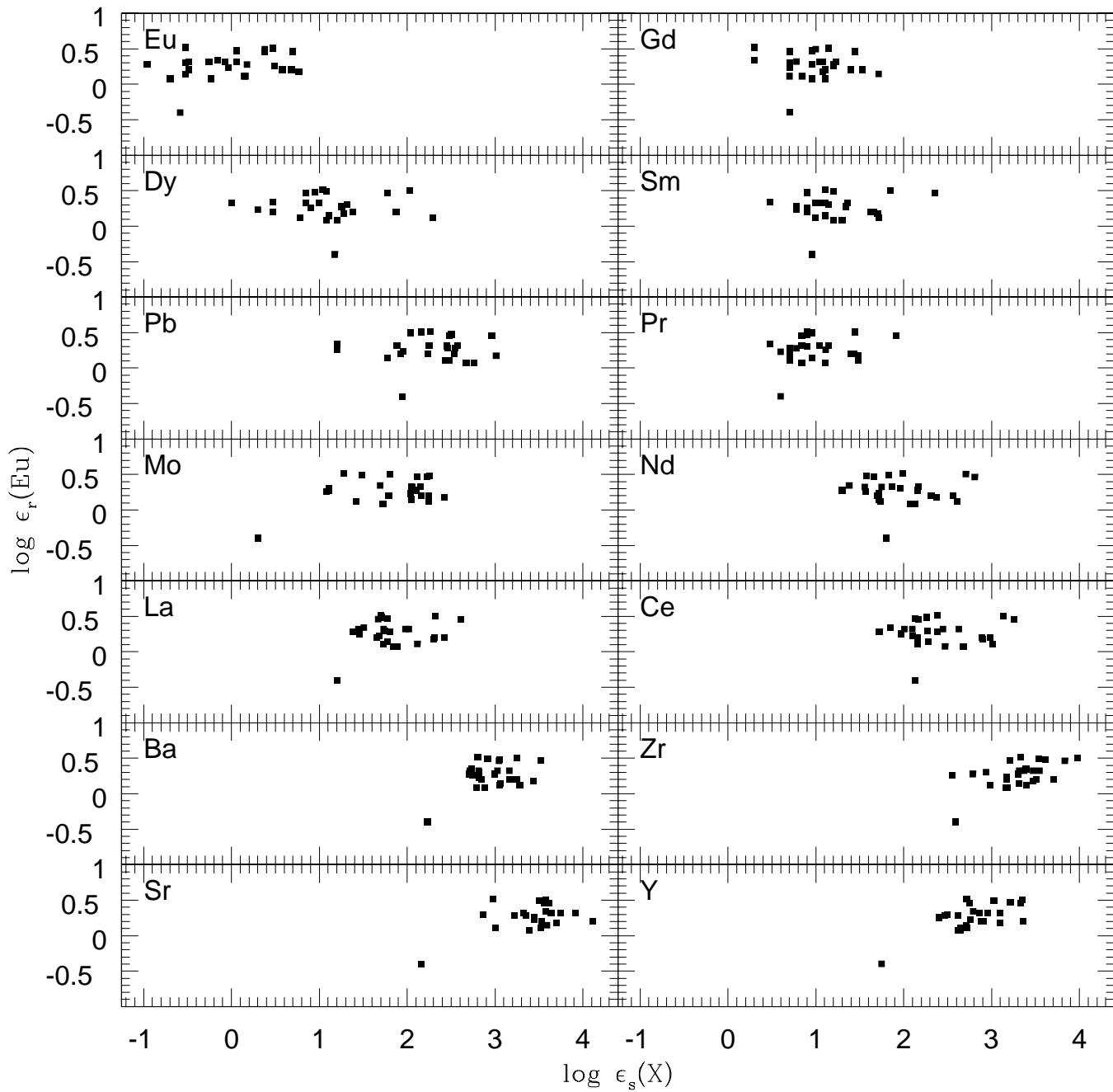


Figura 5.11 Relação entre as partes relativas ao processo  $r$  das abundâncias do Eu e a parte relativa ao processo  $s$  das estrelas de Bário.

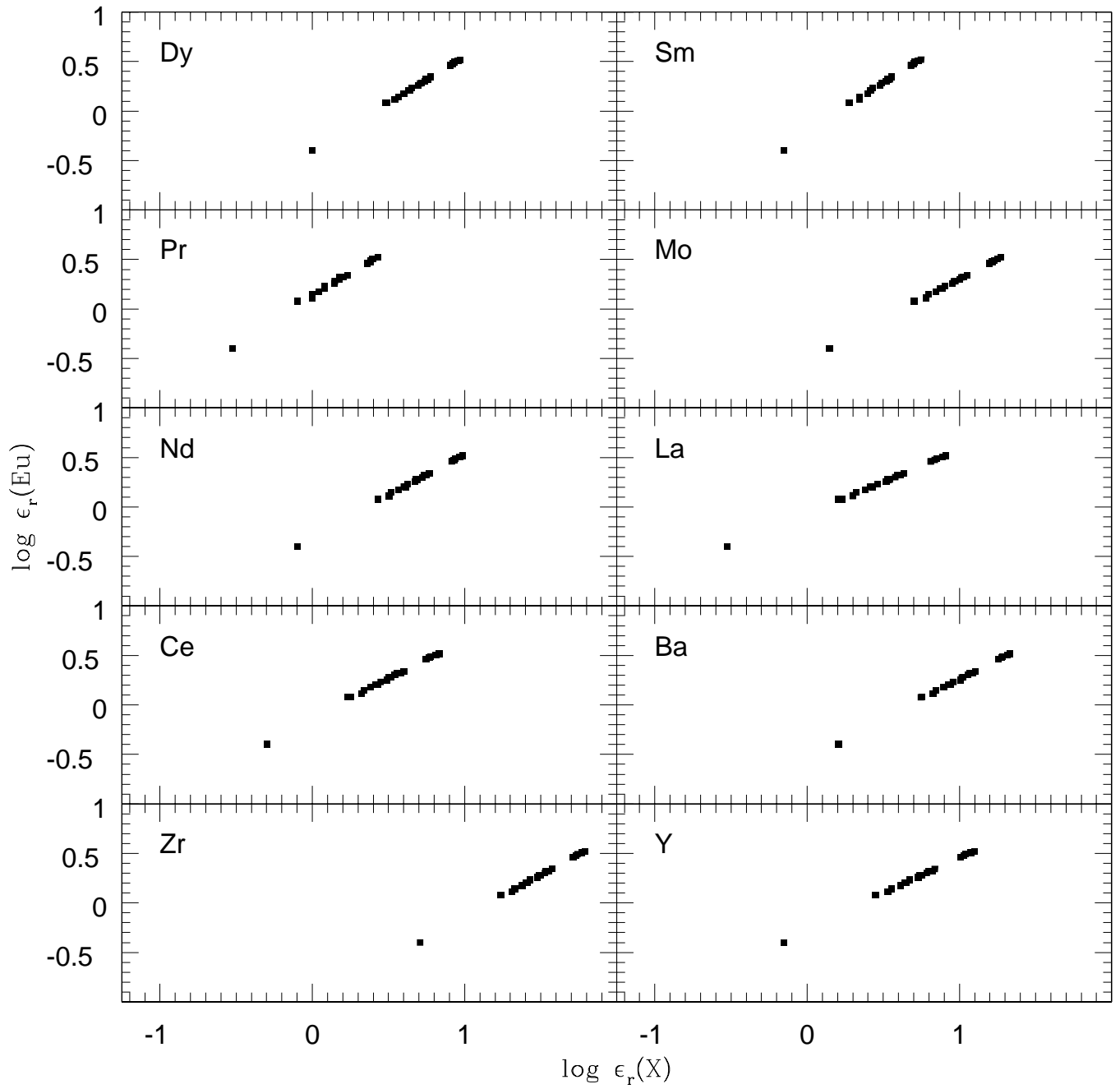


Figura 5.12 Relação entre as partes relativas ao processo  $r$  das abundâncias do Eu e dos outros elementos.

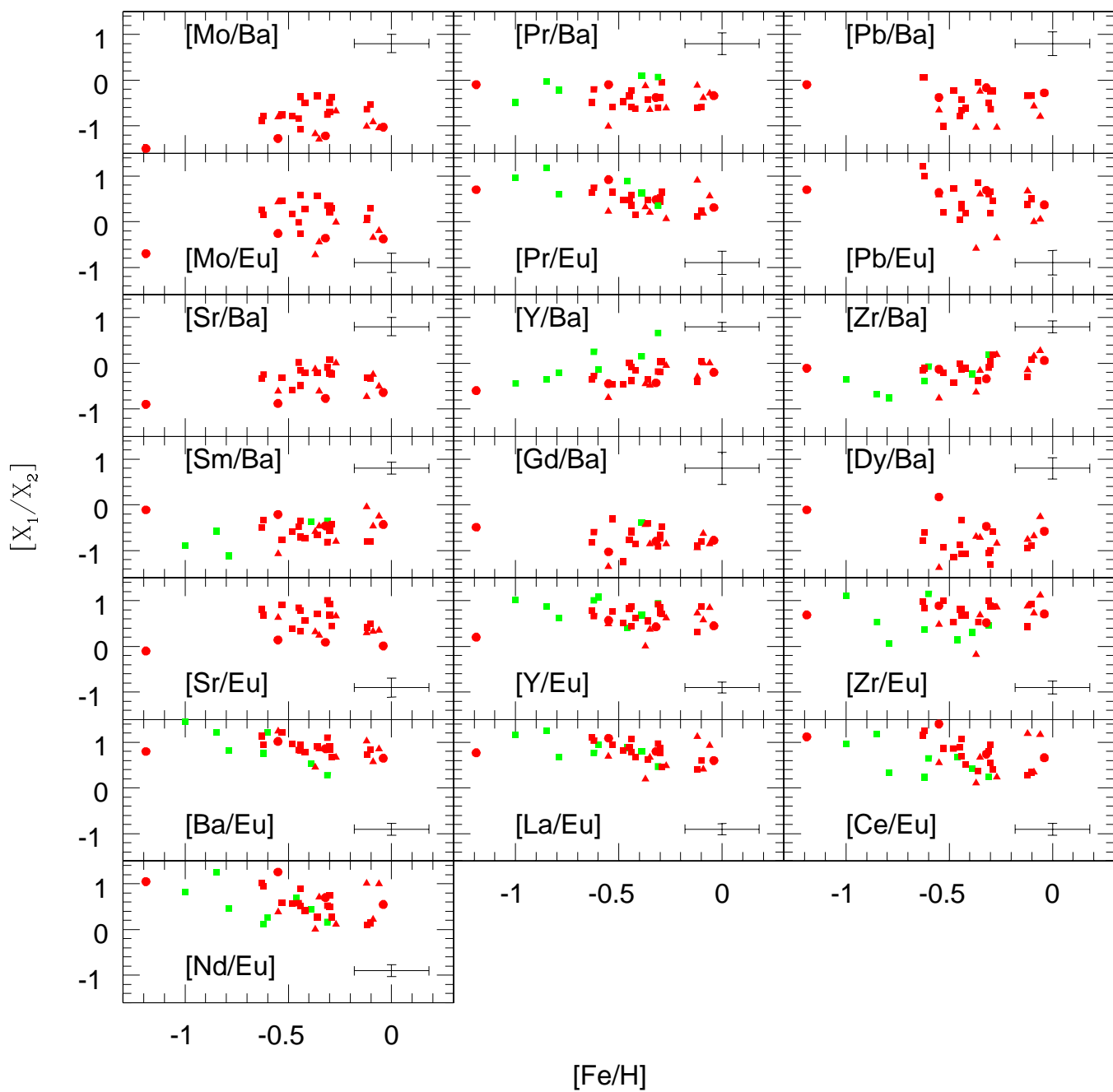


Figura 5.13 Relação entre os processos  $s$  e  $r$ , elementos  $s$  leves e pesados. As incertezas indicadas são os maiores valores da da Tab. 5.5 para cada relação. Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.9



As relações entre  $[X/Eu]$  e as metalicidades das estrelas de Bário e pós-AGBs são mostradas na Tab. 5.5 e na Fig. 5.13. A estrela HD 210910 apresenta os valores mais baixos de  $[X/Eu]$  para o Y, Zr, Ba, La, Ce, Nd, Pr e Pb, chegando a ser negativo em  $[Zr/Eu] = -0.18$ . O valor de  $[Sr/Eu]$  também é baixo para a estrela HD 123396,  $[Sr/Eu] = -0.1$ . Foram adotadas nesta parte do trabalho as abundâncias resultantes das linhas de Sr II e Zr II. Este resultado é esperado da Fig. ??, a qual mostra que as estrelas HD 123396 e HD 210910 apresentam os valores mais baixos de  $[SrII/Fe]$  e  $[ZrII/Fe]$ , respectivamente, sendo  $[Eu/Fe]$  muito próximos, 0.50 e 0.54, respectivamente. Para as outras estrelas,  $[X/Eu]$  se concentra no intervalo de  $0 \leq [X/Eu] \leq 1.3$ . As pós-AGBs também estão concentradas principalmente nesse intervalo, sendo o valor mais baixo para  $[Zr/Eu] = -0.01$ . Tanto as abundâncias de Eu quanto as dos elementos *s* das pós-AGBs são em geral mais altas do que para as estrelas de Bário, permitindo que  $[X/Eu]$  das pós-AGBs se concentrem em um intervalo parecido com o das estrelas de Bário. Para todos os elementos,  $[X/Eu]$  é aproximadamente constante no intervalo de metalicidades das estrelas em questão.

Para o Mo, que tem contribuições de 49.76% do processo *s* principal, 26.18% do processo *r* e 24.06% do processo *p*, o intervalo de maior concentração dos pontos em relação ao Eu é  $-0.4 \leq [Mo/Eu] \leq 0.6$ . Em relação ao Ba, os valores são bem mais baixos, sendo encontrados no intervalo  $-1.5 \leq [Mo/Ba] \leq -0.35$ . O Pr tem 49% de contribuição do processo *s* principal e 51% do processo *r*. A maior concentração de pontos em relação ao Ba está no intervalo  $-1.01 \leq [Pr/Ba] \leq -0.04$  e em relação ao Eu,  $0.12 \leq [Pr/Eu] \leq 0.92$ . O processo *r* não contribui com a abundância de Pb. 46% da contribuição vem da componente principal e 54% da componente forte do processo *s*. Em relação ao Ba os resultados estão no intervalo  $-1.03 \leq [Pb/Ba] \leq 0.07$  e em relação ao Eu,  $-0.58 \leq [Pb/Eu] \leq 0.86$ . Com algumas exceções, as abundâncias  $\epsilon(X)$  obtidas para o Pb das estrelas de Bário são maiores do que as de Mo, as quais são maiores do que as de Pr. O mesmo acontece com as abundâncias solares para esses três elementos. Para 5 estrelas a abundância de Mo é maior do que a do Pb e para uma estrela a abundância de Pr é maior do que a de Mo. Porém, os valores de  $[X/Fe]$  são tais que os valores de  $[Mo/Ba, Eu]$ , em geral, são menores do que  $[Pr, Pb/Ba, Eu]$ . Isto leva a um intervalo envolvendo valores mais baixos para o Mo na Fig. 5.13.

Os elementos do processo *s* podem ser divididos em dois grupos: os elementos *s* leves em torno do número mágico de nêutrons 50 (Sr, Y, Zr) e elementos *s* pesados em torno do número mágico de nêutrons 82 (Ba, La, Ce, Nd). A existência dos elementos *s* leves em estrelas muito pobres em metais não pode ser explicada pela produção através do processo *r*, como acontece com os elementos *s* pesados. Por exemplo, o Sr não é produzido pelo processo *r*, como mostra a Tab. 5.3 e portanto este processo não poderia

ser responsável pela produção de Sr nas estrelas massivas nos tempos primordiais da Galáxia. Desta forma, outro sítio nucleossintético relacionado com as estrelas massivas é necessário para explicar as abundâncias observadas. A Fig. 9 de Burris *et al.* (2000) mostra uma tendência crescente de  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  em direção a metalicidades mais baixas a partir de  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1$ , apesar do grande espalhamento. Eles sugerem que além das incertezas observacionais, uma fonte de nucleossíntese adicional poderia explicar o aumento de  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  em metalicidades mais baixas, e esta fonte poderia ser a componente fraca do processo *s*. De acordo com a Tab. 5.3, 14.9% da abundância solar de Sr vem da componente fraca do processo *s* e 0.56% do processo *p*. Deve ser levado em conta que o fato da componente fraca do processo *s* ser de natureza secundária, a produção desses elementos deve ser muito pequena em estrelas com  $[\text{Fe}/\text{H}] < -3$ , devido à falta de núcleos sementes pré-existentes. É importante notar também que em metalicidades tão baixas, tanto Sr quanto Ba são deficientes em relação ao Fe.

Neste trabalho, os elementos *s* leves estudados são Sr, Y e Zr. As relações entre estes elementos e o Ba são mostradas na Tab. 5.5 e na Fig. 5.13. Para a faixa de metalicidades estudada, a relação é aproximadamente constante dentro dos intervalos  $-1 \leq [\text{Sr}/\text{Ba}] \leq 0.1$ ,  $-0.75 \leq [\text{Y}/\text{Ba}] \leq 0.05$  e  $-0.80 \leq [\text{Zr}/\text{Ba}] \leq 0.30$ . As estrelas pós-AGBs estão dentro do intervalo para  $[\text{Zr}/\text{Ba}]$ , enquanto para o  $[\text{Y}/\text{Ba}]$  duas delas apresentam valores mais altos, 0.25 e 0.66. A Fig. 9 de Burris *et al.* (2000) mostra um espalhamento na região de  $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1$  no intervalo  $-0.55 \leq [\text{Sr}/\text{Ba}] \leq 0.1$ , indicando um espalhamento parecido com o obtido para estrelas de Bário.

## 5.4 Exposição de Nêutrons

### 5.4.1 Previsões Teóricas de Malaney (1987)

Como foi visto no Cap. 2, a nucleossíntese dos elementos *s* é dependente da exposição de nêutrons a que os núcleos sementes são submetidos no interior da estrela AGB. Considerando a hipótese de transferência de matéria para a formação da estrela de Bário, é razoável esperar que o padrão de abundâncias destas apresentem assinaturas do tipo de exposição de nêutrons a que os elementos sementes da estrela AGB foram submetidos.

Existem modelos que objetivam reproduzir as abundâncias resultantes do processo *s*, como Cowley & Downs (1980) que calcularam as abundâncias previstas teoricamente de duas formas: usando as soluções exatas de Clayton & Ward (1974) para modelos de distribuição exponencial e a solução aproximada de Clayton *et al.* (1961) para um modelo de exposição única.



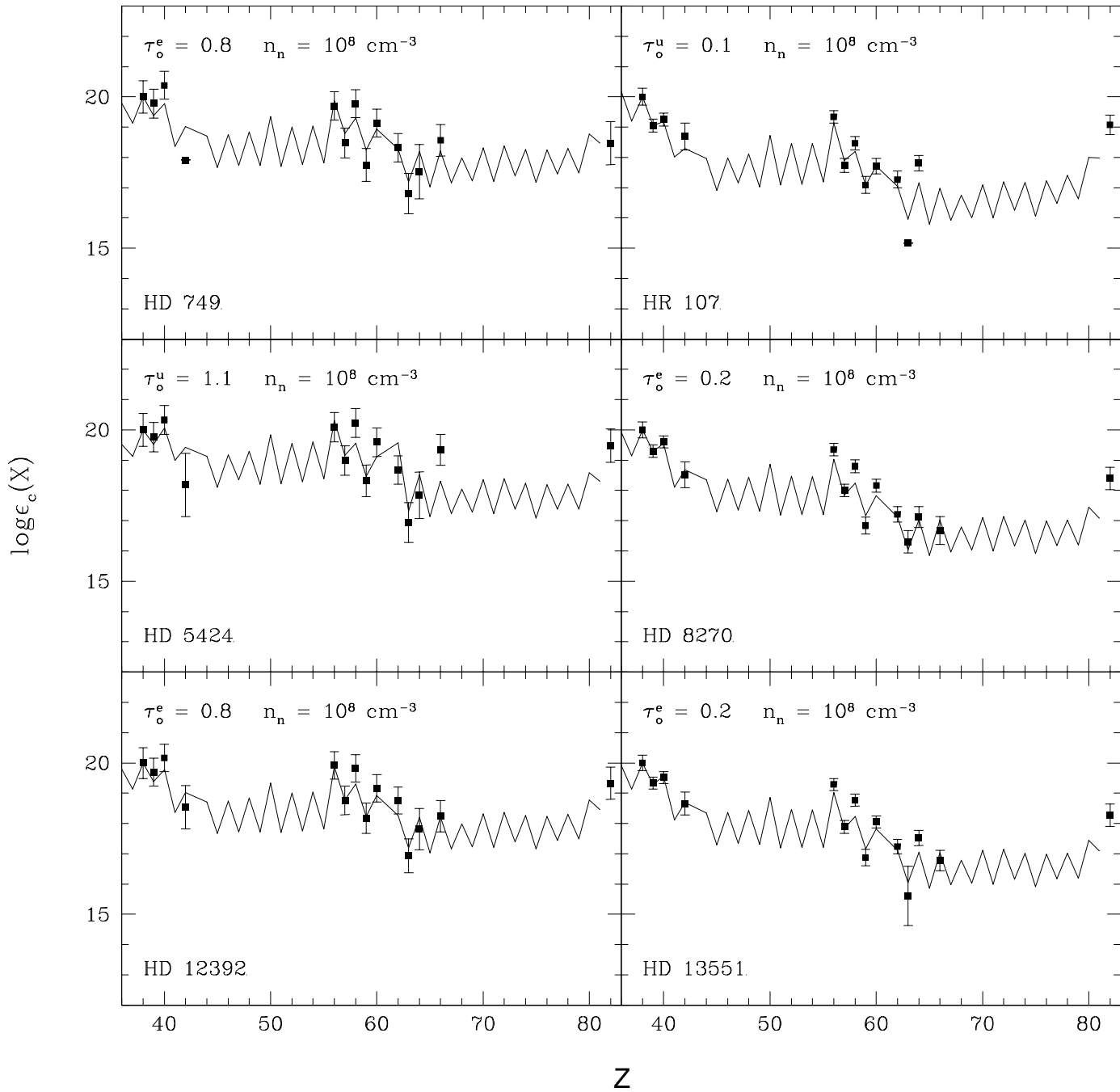


Figura 5.14 Ajuste das abundâncias observadas com as previsões teóricas.

Malaney (1987a) disponibilizou resultados de previsões teóricas para as abundâncias do processo  $s$  a partir do Fe considerando uma exposição única de nêutrons para diversos valores de  $\tau_o$  e densidade de nêutrons  $n_n = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Malaney (1987b) também fornece previsões teóricas, desta vez considerando uma distribuição exponencial de nêutrons para

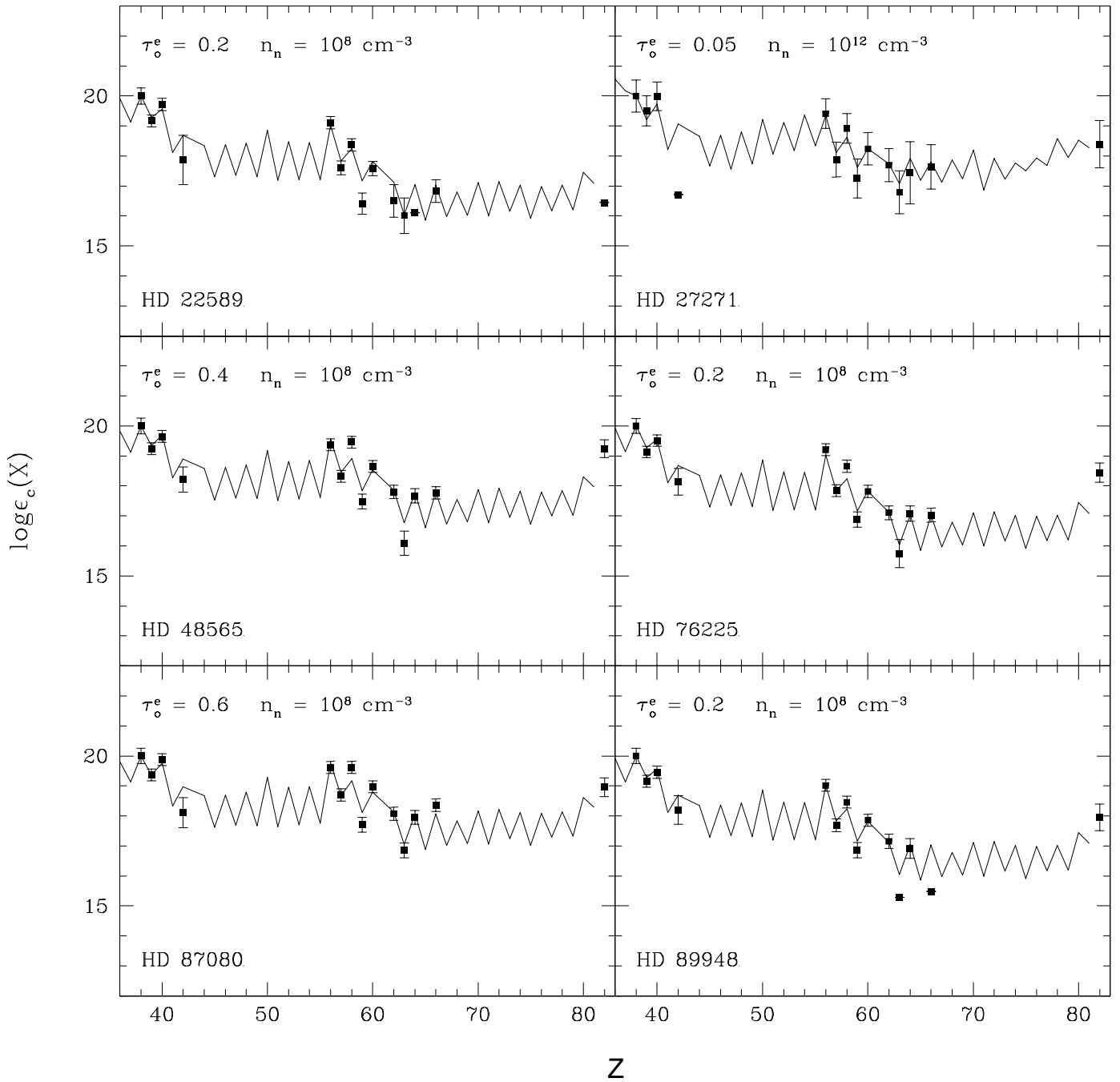


Figura 5.15 Ajuste das abundâncias observadas com as previsões teóricas.

diversos valores de  $\tau_0$  e duas densidades de nêutrons diferentes,  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  e  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Para definir qual o tipo de exposição de nêutrons deu origem à sobreabundância das estrelas de Bário é preciso que as determinações de abundâncias sejam precisas o suficiente para distinguir a natureza da exposição.

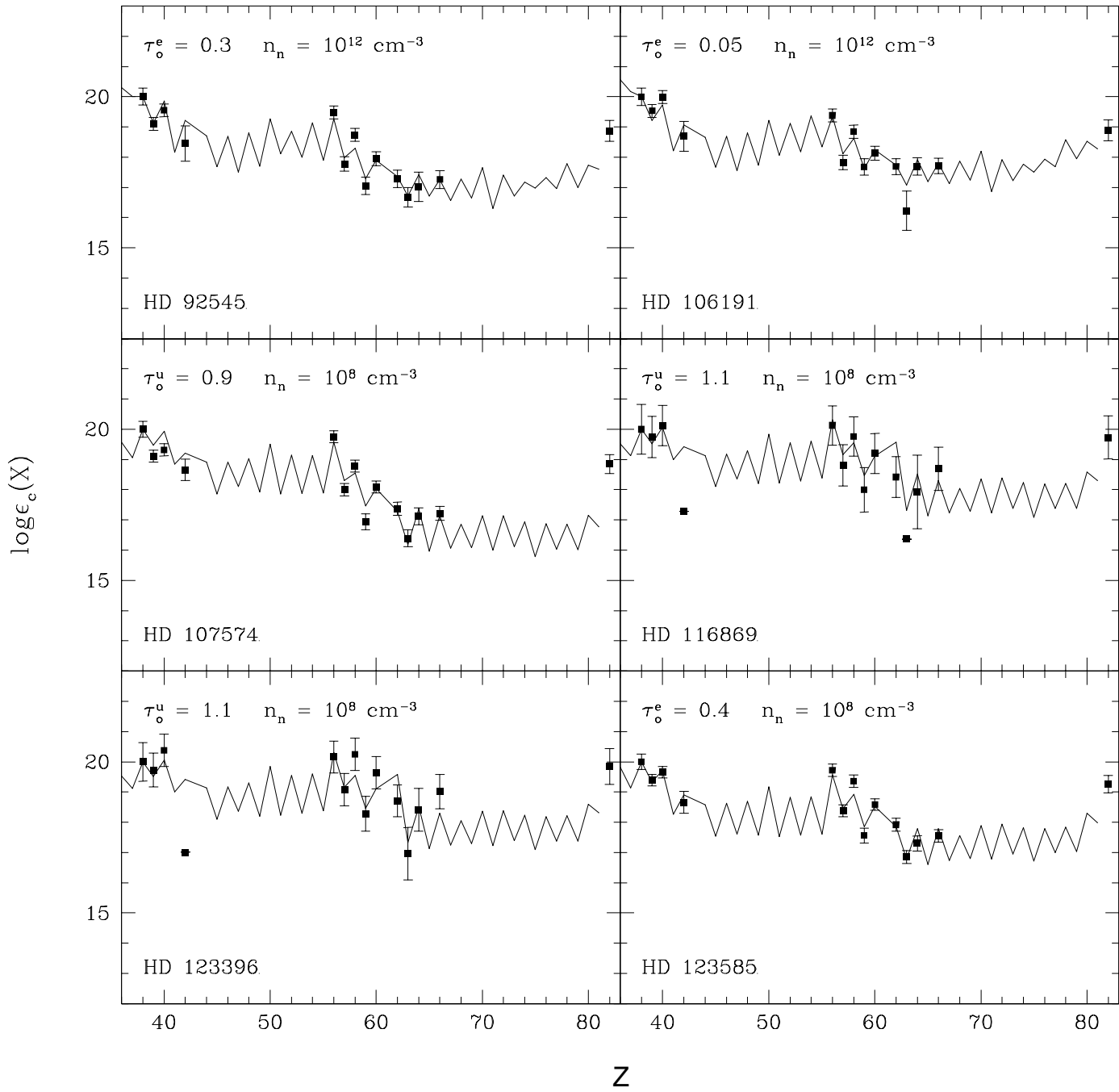


Figura 5.16 Ajuste das abundâncias observadas com as previsões teóricas.

Em geral, as abundâncias resultantes das previsões teóricas são normalizadas para  $\log \epsilon_c(\text{Sr}) = 20$ . É possível transformar os dados observacionais para esta escala a partir da expressão dada por Tomkin & Lambert (1983)

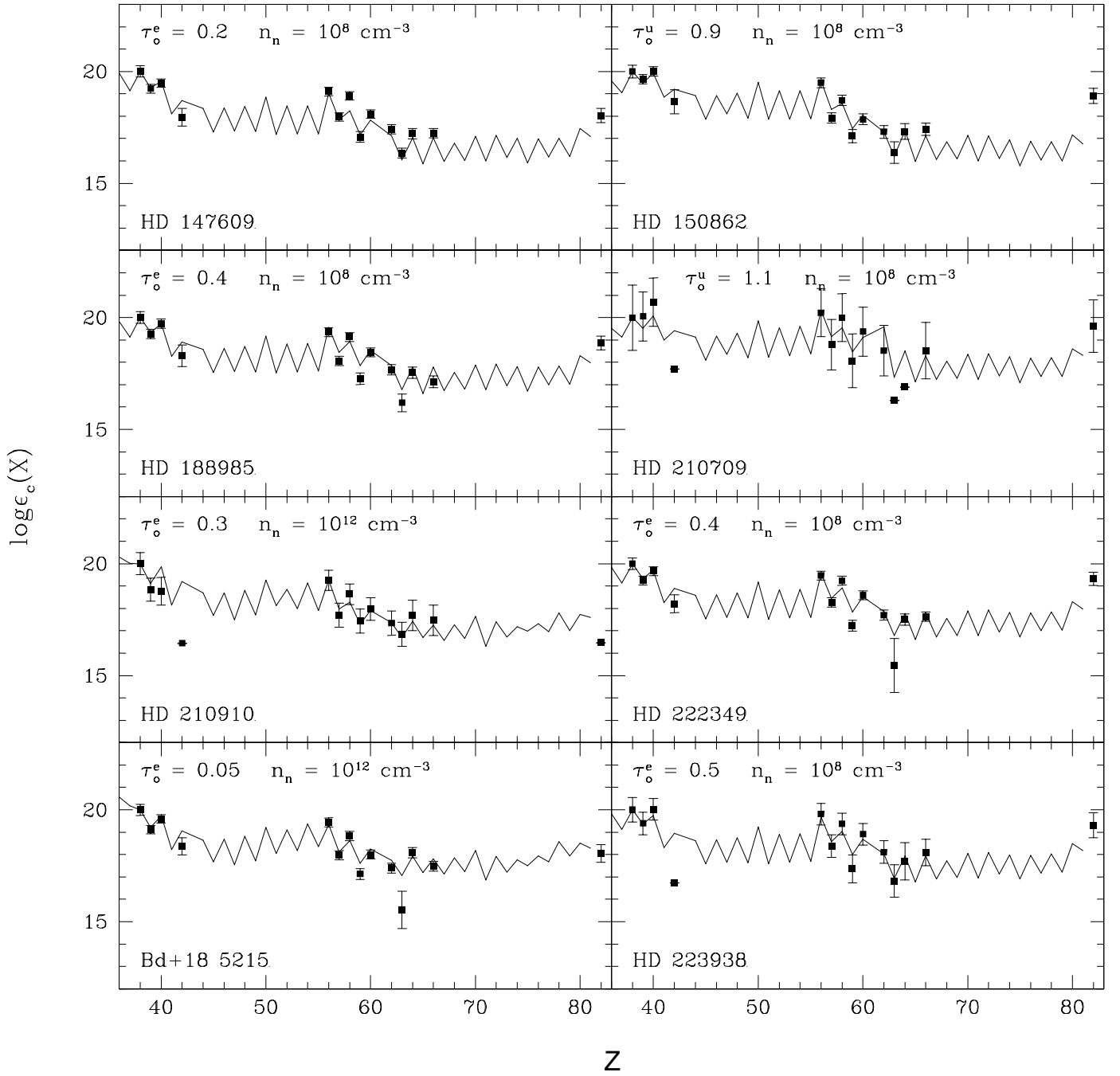


Figura 5.17 Ajuste das abundâncias observadas com as previsões teóricas.

$$\epsilon_c(X) = C(y - 1)\epsilon_{\odot}(X) \quad (5.14)$$

onde  $y$  é a abundância relativa entre a estrela de Bário e a estrela normal de mesma

metalicidade

$$\log y = \log \epsilon(X) - \log \epsilon_{nor}(X)$$

$\log \epsilon(X)$  das estrelas de Bário são os das Tabs. 4.2 a 4.5 e  $\log \epsilon_{nor}(X)$  são os da Tab. C.1. De acordo com Tomkin & Lambert (1983), C é o mesmo para todos os elementos pesados considerando que a composição química da estrela de Bário antes da contaminação foi igual à da estrela normal de mesma metalicidade e também porque as abundâncias relativas ao Sol dos elementos pesados ( $\log \epsilon_{nor}(X) - \log \epsilon_{\odot}(X)$ ) são aproximadamente as mesmas. Determina-se o valor de C para cada estrela fixando  $\log \epsilon_c(\text{Sr}) = 20$ .

Para testar a qualidade do ajuste, Cowley & Downs (1980) definiram um critério que tem sido usado com frequência na literatura (van Winckel & Reyniers 2000; Pereira & Junqueira 2003), e pode ser determinado pela relação

$$S^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(O_i - P_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.15)$$

onde  $O_i$  são as abundâncias  $\log \epsilon_c(X)$  para cada elemento  $i$ ,  $P_i$  são as previsões teóricas,  $N$  é o número de elementos e  $\sigma$  é a incerteza em  $\log \epsilon_c(X)$  calculada por

$$\sigma_{\log \epsilon c} = \sqrt{\sigma_{\log C}^2 + \frac{\sigma_{\log y}^2}{(1 - 10^{-\log y})^2} + \sigma_{\log \epsilon_{\odot}(X)}^2} \quad (5.16)$$

sendo

$$\sigma_{\log y} = \sqrt{\sigma_{\log \epsilon(X)}^2 + \sigma_{\log \epsilon_{nor}(X)}^2} \quad (5.17)$$

e a incerteza em C

$$\sigma_{\log C} = \sqrt{\frac{\sigma_{\log y}^2}{(1 - 10^{-\log y})^2} + \sigma_{\log \epsilon_{\odot}(\text{Sr})}^2} \quad (5.18)$$

onde  $y$  se refere ao Sr e considerando  $\sigma_{\log \epsilon c(\text{Sr})} = 0$ .

O menor valor de  $S^2$  é considerado o melhor ajuste entre as previsões teóricas e os pontos observacionais.  $S^2$  foi calculado para todos os valores de P das tabelas de Malaney (1987a) e Malaney (1987b). A Tab. 5.6 mostra os resultados de  $S^2$  e  $\tau_o$  correspondentes aos melhores ajustes para cada tabela de Malaney. As Figs. 5.14 a 5.17 mostram os melhores ajustes obtidos para cada estrela de Bário da presente amostra, mostrando também os valores correspondentes de  $\tau_o$  e densidade de nêutrons  $n_n$ , os quais estão dispostos nas colunas 8 e 9 da Tab. 5.6.

Na seção 5.2 foram adotados valores de abundâncias para algumas estrelas normais, diferentes do obtido pelo ajuste por mínimos quadrados porque as abundâncias de certas estrelas de Bário para determinados elementos era muito baixa. Para certos elementos

em algumas estrelas, a diferença entre a abundância das estrelas de Bário e normais é muito pequena. É o caso do Mo para a estrela HD 749, do Eu para as estrelas HD 210709, HD 116869, HD 89948 e do Gd para HD 22589. Nesses dois casos, a incerteza de  $\log \epsilon_c(X)$  é muito grande, o que diminui a qualidade do ajuste dos dados observados às previsões teóricas. Portanto, os elementos que se encontram nesta situação não foram computados na equação 5.15 das respectivas estrelas. Esses pontos se destacam nas Figs. 5.14 a 5.17 pelas grandes distâncias entre eles e as previsões teóricas, e por serem mostrados sem as barras de erros. Provavelmente, isto se deve a erros nos cálculos de abundâncias nas estrelas de Bário acarretados pelas fracas e poucas linhas desses elementos.

Com a exceção dos pontos discordantes citados acima, de forma geral existe uma boa concordância entre os dados observados e teóricos mostrados nas Figs. 5.14 a 5.17. Para a maioria das estrelas, os melhores ajustes foram das previsões teóricas que consideram exposição exponencial de nêutrons, sendo as densidades de nêutrons  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  para 5 estrelas e  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  para 14 estrelas. Para 7 estrelas, o melhor ajuste foi o das previsões teóricas que consideram exposição única de nêutrons e densidade de nêutrons  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Este resultado é intrigante tendo em vista que a distribuição exponencial para a exposição de nêutrons é mais popular na literatura. No entanto, Busso *et al.* (1999) consideram mais adequado que a nucleossíntese de elementos *s* resulte de uma série de exposições únicas no lugar de uma distribuição exponencial. Pereira & Junqueira (2003) também obtiveram exposição única e densidade de nêutrons  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  como melhor ajuste para as duas estrelas analisadas. Uma das suas estrelas, HD 87080, para a qual eles encontraram  $\tau = 1.0$ , consta da presente amostra, e para ela o melhor ajuste neste trabalho foi a distribuição exponencial sendo  $\tau = 0.6$  e densidade  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . O motivo da diferença não é certo. As metalicidades adotadas são muito próximas (ver Tab. 3.12), porém as abundâncias  $\log \epsilon(X)$  neste trabalho são em geral mais altas do que em Pereira & Junqueira (2003). É possível que a diferença tenha origem nos diferentes programas de síntese espectral. Outra possível causa poderia ser o fato de que no presente trabalho foram utilizadas abundâncias de estrelas normais resultantes de ajuste por mínimos quadrados na equação 5.14 e Pereira & Junqueira (2003) usaram a abundância solar somada à metalicidade da estrela em questão como referência.

### 5.4.2 A Curva $\sigma N$

Uma outra forma de avaliar a natureza das exposições de nêutrons é através da curva  $\sigma N$ , citada na seção 2.3. Para construí-la é necessário conhecer as seções de choque e as abundâncias relativas ao processo *s* principal de cada nuclídeo. As seções de choque utilizadas foram as mostradas na coluna 13 da Tab. 5.3 ( $\sigma_c(30\text{keV})$ ), e as abundâncias

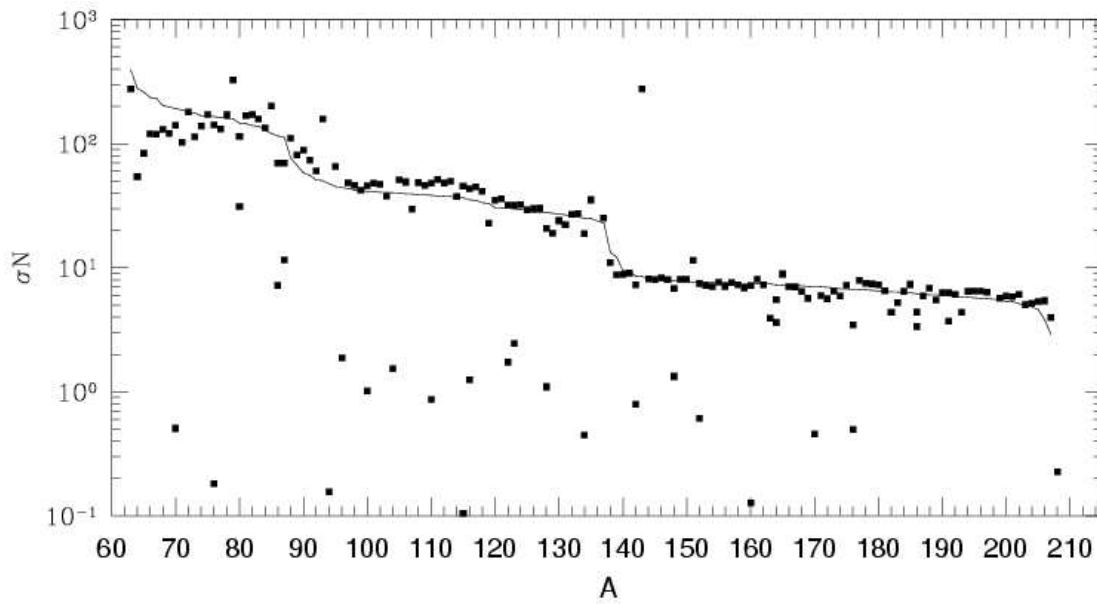


Figura 5.18 Curva  $\sigma N$  solar. As abundâncias relativas ao processo  $s$  foram tomadas de Arlandini *et al.* (1999).

relativas ao processo  $s$  principal para cada nuclídeo foram determinadas pela equação 5.8. Os resultados da curva  $\sigma N$  assim determinados para cada estrela de Bário são mostrados na coluna 11 da Tab. C.2.

A incerteza em  $\sigma N$  é dada pela expressão

$$\sigma_{\sigma N} = \sigma_c \epsilon_s(X) \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\epsilon s}}{\epsilon_s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\sigma c}}{\sigma_c}\right)^2}. \quad (5.19)$$

Na literatura a curva  $\sigma N$  é encontrada na escala do Si, onde  $\epsilon(Si) = 10^6$ . Anders & Grevesse (1989) fornecem a seguinte relação entre esta escala e aquela onde  $\log \epsilon(X) = \log(n_x/n_H) + 12$ :

$$\epsilon(X)_{Si} = 10^{\log \epsilon(X) - x} \quad (5.20)$$

onde  $x = 1.554 \pm 0.020$ , e a incerteza é calculada por

$$\sigma_{\epsilon Si} = \epsilon(X)_{Si} \sqrt{(\ln 10 \sigma_{\log \epsilon Si})^2 + \sigma_x^2}. \quad (5.21)$$

Em primeiro lugar, é necessário transformar as abundâncias das estrelas normais e de Bário para a escala do Si. Em seguida, a distribuição das abundâncias relativas aos processos de formação de elementos pesados na escala do Si é feita da mesma forma usada para a outra escala. A coluna 16 da Tab. C.2 mostra os resultados de  $\sigma N = \sigma_c \epsilon_s(X)_{Si}$  para os nuclídeos das estrelas de Bário.

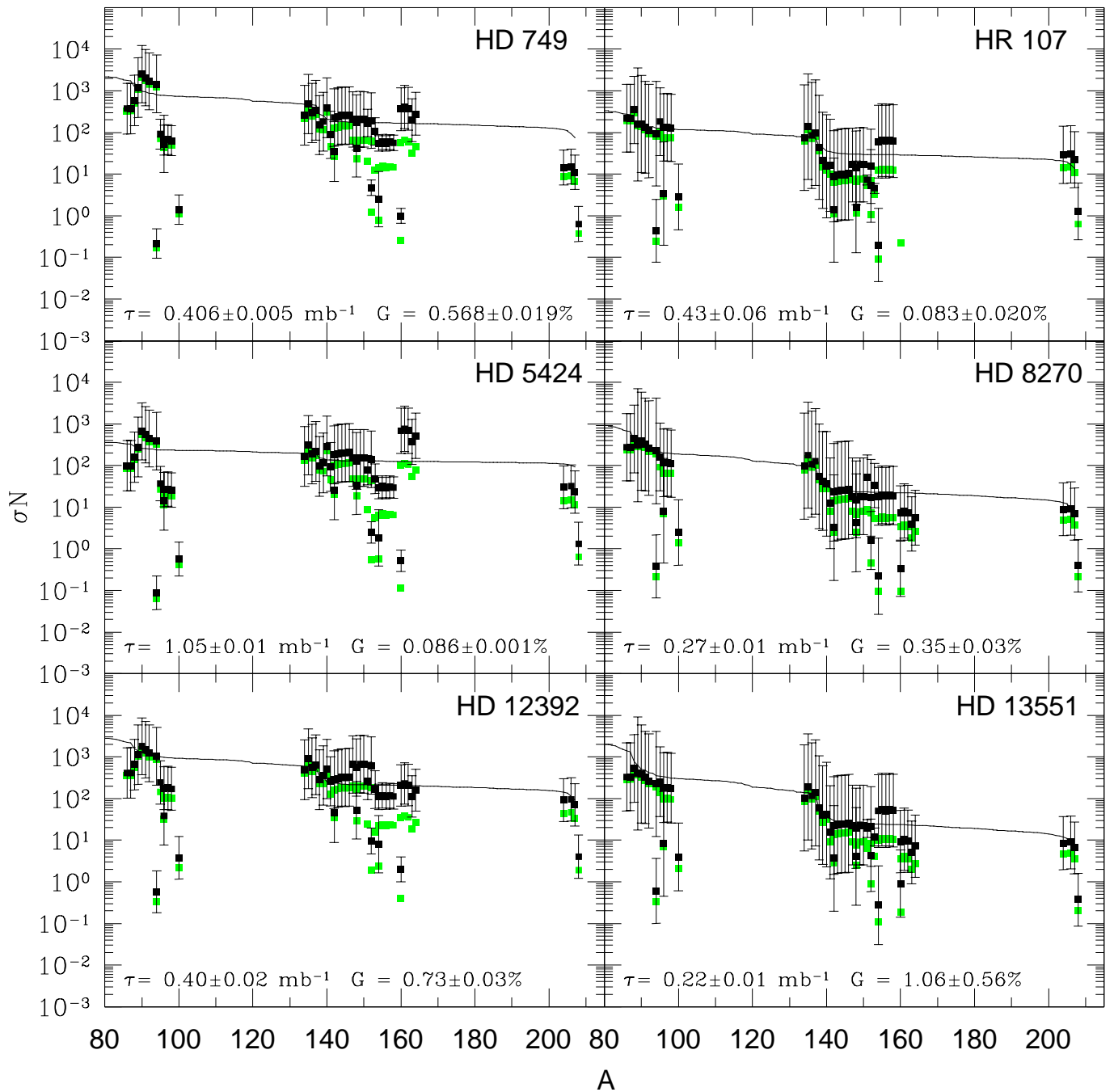


Figura 5.19 Curvas  $\sigma N$ . Os símbolos verdes representam as abundâncias distribuídas pelos isótopos nas proporções solares (coluna 18 da Tab. C.2) e os quadrados pretos, as abundâncias distribuídas pelos isótopos levando em conta a sobreabundância das estrelas de Bário (coluna 16 da Tab. C.2).

Com o propósito de comparação, foram calculados os pontos da curva  $\sigma N$  distribuindo o valor total da abundância determinada para um certo elemento da estrela de Bário pelos seus isótopos nas proporções solares, cujas frações correspondentes aos processos  $s$ ,  $r$  e  $p$



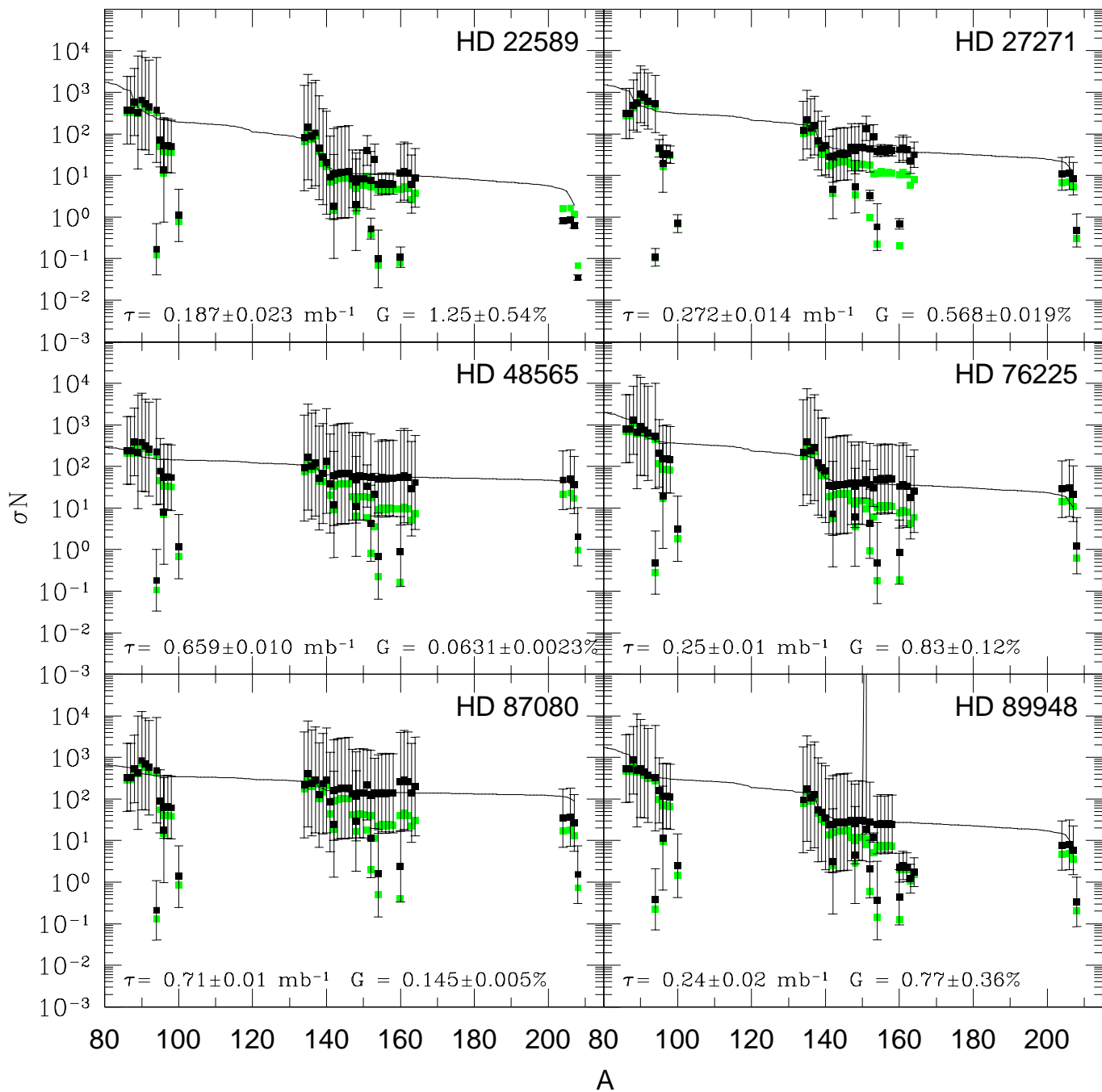


Figura 5.20 Curvas  $\sigma N$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.19.

são as colunas 3 a 7 da Tab. 5.3. Os resultados para a curva  $\sigma N$  assim determinada são mostrados na coluna 18 da Tab. C.2, representados pelos pontos verdes das Figs. 5.19 a 5.22. Os resultados neste caso são sistematicamente mais baixos uma vez que não levam em conta a sobreabundância dos elementos  $s$ .

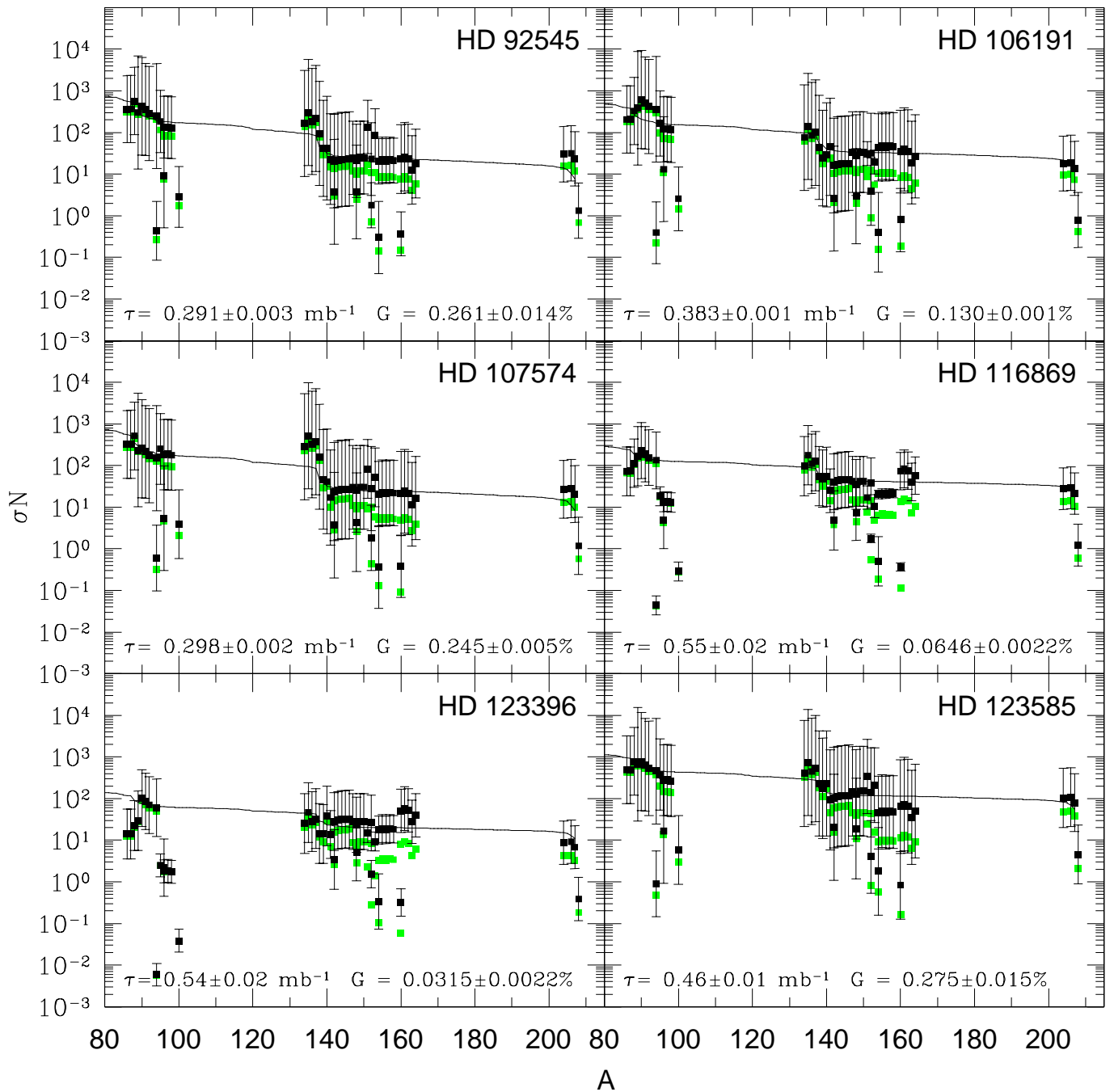


Figura 5.21 Curvas  $\sigma N$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.19.

A curva  $\sigma N$  teórica é calculada através da equação 2.8, da qual dois parâmetros ( $\tau_o$  e  $G$ ) devem ser determinados por meio de ajuste aos dados observados. Foi utilizada uma estatística robusta, a qual, neste trabalho, consiste em encontrar os valores de  $G$  e  $\tau_o$  fornecidos por duas funções que minimizam a soma dos desvios absolutos representada

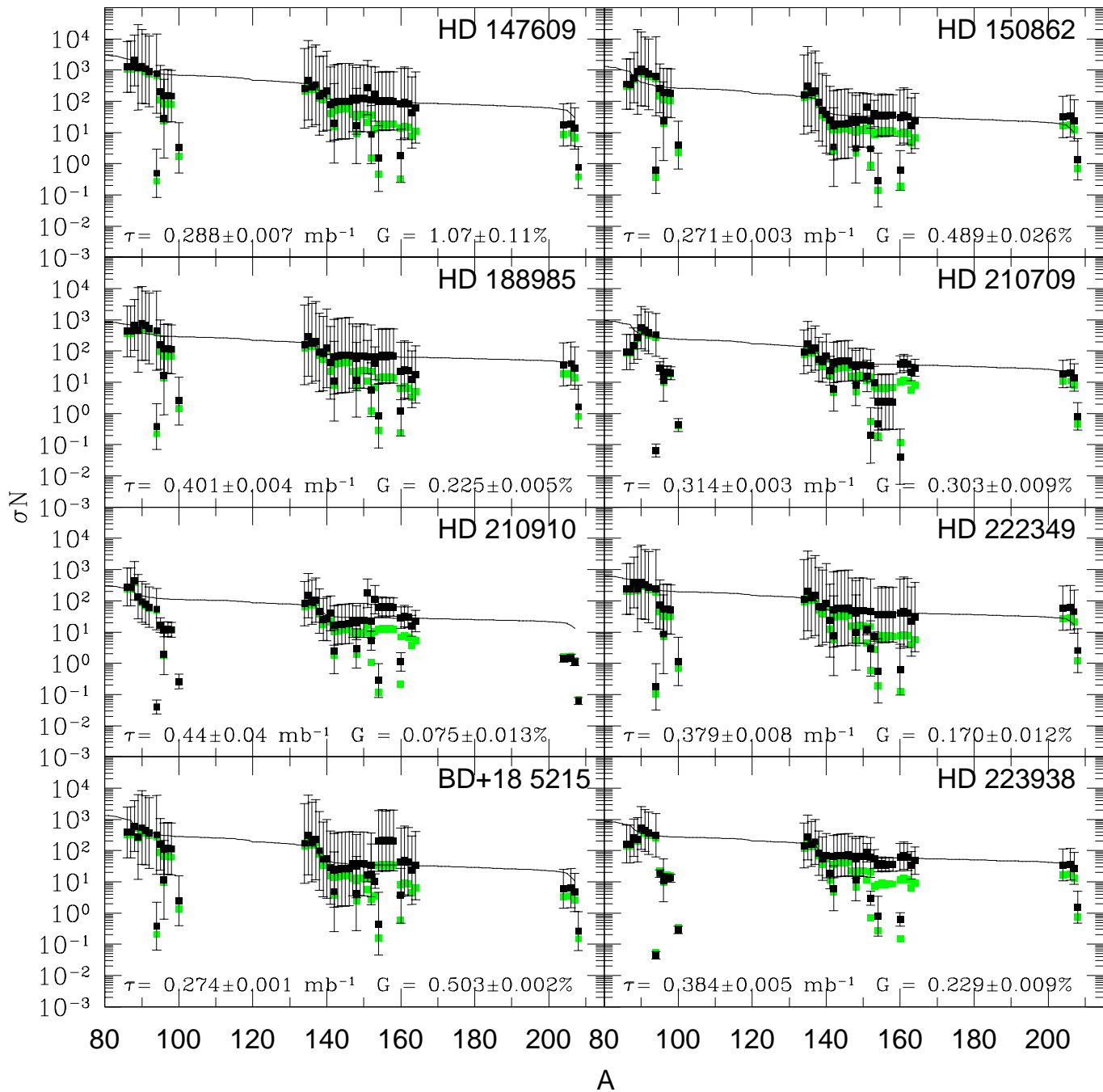


Figura 5.22 Curvas  $\sigma N$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.19.

por

$$\chi = \sum |f(x_k) - y_k|,$$

onde  $f(x_k)$  é o valor teórico calculado pela equação 2.8 e  $y_k$  é o valor calculado diretamente para  $\sigma N$ . Os pontos muito distantes da curva foram desconsiderados. Essas duas

funções que minimizam  $\chi$  são encontradas por

$$\frac{\partial\chi}{\partial G} = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial\chi}{\partial\tau_o} = 0.$$

O encontro dessas duas funções fornece os melhores valores de  $G$  e  $\tau_o$ , uma vez que cada uma delas minimiza  $\chi$  em relação a um dos dois parâmetros. A Fig. 5.23 mostra as duas funções em três quadros. No primeiro quadro, um grande intervalo de valores de  $G$  e  $\tau_o$  foi escolhido a fim de localizar o encontro das duas funções. Nos dois quadros seguintes, a região do encontro foi ampliada de modo a determinar com precisão os valores correspondentes de  $G$  e  $\tau_o$ . Maiores detalhes desse procedimento são encontrados em Allen & Horvath (2000). A Tab. 5.6 mostra os resultados dos ajustes juntamente com suas qualidades  $\chi_{red}$ .

O método foi testado para o Sol, cujos dados relativos ao processo  $s$  principal são os de Arlandini *et al.* (1999). A linha resultante do ajuste é mostrada na Fig. 5.18, no qual  $\tau_o = 0.345 \pm 0.005 \text{ mb}^{-1}$  e  $G = 0.043 \pm 0.002\%$ . Käppeler *et al.* (1989) obtiveram  $\tau_o = 0.30 \pm 0.01 \text{ mb}^{-1}$  e  $G = 0.043 \pm 0.002\%$  com as abundâncias solares de Anders & Grevesse (1989) (ver Fig. 2.2). As incertezas foram desconsideradas na estimativa de qualidade do ajuste porque, como mostram as barras de erros das Figs. 5.19 a 5.22, elas são muito grandes para as estrelas do programa. As ramificações bem como os pontos discordantes citados na subseção anterior também não foram considerados nos ajustes.

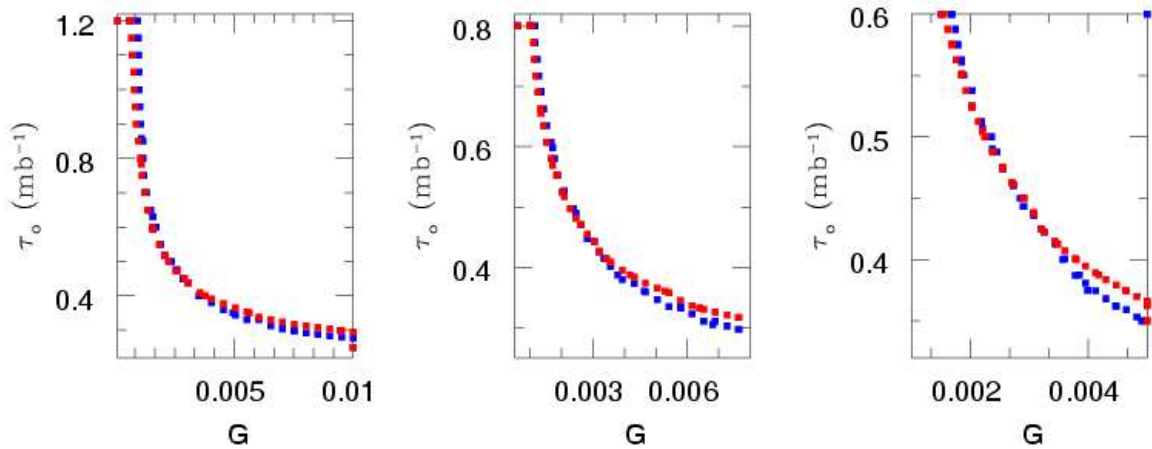


Figura 5.23 Exemplo de ajuste dos parâmetros  $G$  e  $\tau_o$ . Os pontos vermelhos correspondem à função encontrada através de  $\frac{\partial\chi}{\partial G} = 0$  e os pontos azuis,  $\frac{\partial\chi}{\partial\tau_o} = 0$ . Da esquerda para a direita o gráfico é ampliado a fim de se visualizar melhor o encontro das duas funções.

Para a presente amostra, as curvas  $\sigma N$  teóricas se ajustam muito bem aos dados observados, como mostram as Figs. 5.19 a 5.22. Levando em conta que a composição isotópica

considerada foi a solar, a boa qualidade dos ajustes demonstram que essa aproximação é válida para as estrelas de Bário, e que a transferência da matéria enriquecida mantém aproximadamente as proporções solares de cada nuclídeo. Em relação à curva teórica, considera-se que no início da cadeia de capturas de nêutrons as abundâncias de todos os elementos mais pesados do que o ferro são nulas. Esta suposição está mais distante da verdadeira situação quanto maior a metalicidade da estrela. Além dessas considerações, o ajuste apresenta algumas dificuldades: a) nem todos os elementos ao longo da curva apresentam linhas espectrais adequadas para se medir abundâncias de modo que faltam muitos pontos para que o ajuste da curva observada à teórica seja de melhor qualidade; b) os pontos das estrelas de Bário apresentam grande dispersão; c) as ramificações representam uma complicação à parte; d) a solução numérica da equação 2.8 não é fácil uma vez que os dois parâmetros a serem ajustados aparecem de forma não linear na equação 2.8. Um outro ponto é que não é possível saber se parte da abundância de elementos  $s$  original do sistema binário também foi transferida para formar a estrela de Bário. Para isto, todo o material produzido pelo processo  $s$  da fase de AGB deve ser transferido, o que é pouco provável. A boa concordância entre as curvas teórica e observada é interessante, tendo em vista todas as considerações e dificuldades encontradas na construção da curva observada bem como da teórica.

Para várias estrelas houve boa concordância entre os valores de  $\tau_o$  obtidos através da curva  $\sigma N$  e das previsões teóricas de Malaney (1987a,b), mas para algumas a diferença pode atingir 0.4. Deve-se lembrar, contudo, que vários valores de  $\tau_o$  são possíveis nas proximidades dos valores encontrados nos ajustes.

Tabela 5.6 Resultados das exposições de nêutrons. As colunas 2 e 3 correspondem aos resultados dos ajustes às previsões teóricas de Malaney (1987a) e as colunas 4 a 7, aos de Malaney (1987b).  $S^2(u)$ ,  $S^2(e8)$ ,  $S^2(e12)$  correspondem às qualidades dos ajustes, respectivamente, para exposição única, exposição exponencial sob densidade de  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  e exposição exponencial sob densidade de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .  $\tau_o^a$ ,  $\tau_o^b$  e  $\tau_o^c$  são as distribuições médias de exposições de nêutrons correspondentes a  $S^2(u)$ ,  $S^2(e8)$  e  $S^2(e12)$ , respectivamente.  $\tau_o(f)$  e  $n_n$  são os resultados correspondentes ao menor  $S^2$ . A coluna 10 mostra se o melhor ajuste corresponde à exposição exponencial (exp) ou única (un). As colunas 11 a 13 correspondem aos resultados dos ajustes das curvas  $\sigma N$ , sendo  $\chi_{red}$  a medida da qualidade do ajuste. Os números entre parênteses são os erros nas últimas casas decimais, e foram estimados diretamente dos ajustes. As incertezas em  $\tau_o^a$ ,  $\tau_o^b$  e  $\tau_o^c$  foram consideradas como  $0.1 \text{ mb}^{-1}$ . Em todos os casos  $\tau_o$  é dado em  $\text{mb}^{-1}$ .

estrela	$S^2(u)$	$\tau_o^a$	$S^2(e8)$	$\tau_o^b$	$S^2(e12)$	$\tau_o^c$	$\tau_o(f)$	$n_n$	exp	$\tau_o(\sigma N)$	G(%)	$\chi_{red}$
HD 749	0.69	1.00	0.52	0.80	0.77	0.80	0.8	$10^8$	exp	0.406(5)	0.568(19)	0.728311956
HR 107	0.98	0.10	1.47	0.20	1.30	0.30	0.1	$10^8$	un	0.43(6)	0.083(20)	0.556680679
HD 5424	0.85	1.10	1.15	0.80	1.71	0.80	1.1	$10^8$	un	1.05(1)	0.086(1)	0.942882359
HD 8270	1.33	0.90	1.21	0.20	1.46	0.30	0.2	$10^8$	exp	0.27(1)	0.35(3)	0.405895084
HD 12392	0.46	1.10	0.38	0.80	0.79	0.80	0.8	$10^8$	exp	0.40(2)	0.73(3)	0.590842605
HD 13551	1.57	0.90	1.25	0.20	1.44	0.30	0.2	$10^8$	exp	0.22(1)	1.06(56)	0.503554165
HD 22589	1.10	0.80	0.89	0.20	1.27	0.20	0.2	$10^8$	exp	0.187(23)	1.25(54)	0.519656003
HD 27271	0.26	0.90	0.24	0.40	0.16	0.05	0.05	$10^{12}$	exp	0.272(14)	0.568(19)	0.353889078
HD 48565	3.14	1.00	1.34	0.40	2.66	0.05	0.4	$10^8$	exp	0.659(10)	0.0631(23)	0.318224192
HD 76225	0.80	0.10	0.71	0.20	1.83	0.30	0.2	$10^8$	exp	0.25(1)	0.83(12)	0.378941953
HD 87080	2.22	1.00	1.17	0.60	2.49	0.80	0.6	$10^8$	exp	0.71(1)	0.145(5)	0.476815045
HD 89948	0.67	0.10	0.45	0.20	1.65	0.30	0.2	$10^8$	exp	0.24(2)	0.77(36)	0.296438068
HD 92545	1.42	0.90	1.22	0.20	0.85	0.30	0.3	$10^{12}$	exp	0.291(3)	0.261(14)	0.403642565
HD 106191	1.36	0.90	1.16	0.40	0.72	0.05	0.05	$10^{12}$	exp	0.383(1)	0.130(1)	0.379517406
HD 107574	1.91	0.90	2.28	0.20	2.05	0.30	0.9	$10^8$	un	0.298(2)	0.245(5)	0.416121334
HD 116869	0.14	1.10	0.18	0.80	0.33	0.80	1.1	$10^8$	un	0.55(2)	0.0646(22)	0.551875651
HD 123396	0.46	1.10	0.84	0.80	1.24	0.80	1.1	$10^8$	un	0.54(2)	0.0315(22)	0.542991459
HD 123585	2.17	1.00	0.98	0.40	2.14	0.50	0.4	$10^8$	exp	0.46(1)	0.275(15)	0.456502378
HD 147609	2.33	0.10	1.90	0.20	2.42	0.30	0.2	$10^8$	exp	0.288(7)	1.07(11)	0.413584471
HD 150862	0.66	0.90	1.57	0.20	1.11	0.30	0.9	$10^8$	un	0.271(3)	0.489(26)	0.467185289
HD 188985	1.83	0.90	1.77	0.40	1.94	0.40	0.4	$10^8$	exp	0.401(4)	0.225(5)	0.394513279
HD 210709	0.11	1.10	0.19	0.80	0.26	0.80	1.1	$10^8$	un	0.314(3)	0.303(9)	0.376776785
HD 210910	0.55	0.10	0.63	0.20	0.38	0.30	0.3	$10^{12}$	exp	0.44(4)	0.075(13)	0.517550886
HD 222349	3.02	0.90	1.28	0.40	2.00	0.05	0.4	$10^8$	exp	0.379(8)	0.170(12)	0.456321955
BD+18 5215	2.41	0.90	2.74	0.40	1.50	0.05	0.05	$10^{12}$	exp	0.274(1)	0.503(2)	0.632490873
HD 223938	0.26	1.00	0.20	0.50	0.29	0.70	0.5	$10^8$	exp	0.384(5)	0.229(9)	0.335823715

### 5.4.3 Índices do Processo $s$

Uma forma de relacionar os elementos leves e pesados do processo  $s$  é através dos índices  $hs$  e  $ls$ , definidos como a média das abundâncias dos elementos pesados e leves, respectivamente. Neste trabalho, foram considerados Ba, La, Ce e Nd como elementos  $s$  pesados, e Sr, Y, Zr como elementos  $s$  leves, para os quais o processo  $s$  contribui com mais de 50% da abundância, de acordo com Arlandini *et al.* (1999). Para o índice  $s$  foram considerados conjuntamente os elementos  $s$  leves e pesados acima citados. Os cálculos de  $[s/Fe]$ ,  $[ls/Fe]$  e  $[hs/Fe]$  são feitos através de equações análogas à equação 4.34. Na Fig. 5.26 e na Tab. 5.7 são mostradas as relações entre a metalicidade e  $[s/Fe]$ ,  $[ls/Fe]$ ,  $[hs/Fe]$  e  $[hs/ls] = [hs/Fe] - [ls/Fe]$ . As incertezas em  $[s/Fe]$ ,  $[ls/Fe]$  e  $[hs/Fe]$  são calculadas por uma expressão análoga à equação 4.41, e para  $[hs/ls]$  a expressão é

Existe uma relação entre  $\tau_o$  e  $[hs/ls]$ , a qual pode ser inferida pela inclinação da curva  $\sigma N$ . Quanto maior for  $\tau_o$ , menos inclinada será a curva  $\sigma N$ , e ao mesmo tempo, a menor inclinação significa maior abundância dos elementos  $s$  mais pesados que se localizam no extremo direito da curva. Isto leva à conclusão de que quanto maior for  $\tau_o$ , maior também será  $[hs/ls]$ . Isto é razoável considerando que a cadeia de formação dos elementos  $s$  não vai muito longe se o fluxo de nêutrons for baixo. A relação entre  $[hs/ls]$  e  $\tau_o$  é ilustrada pela Fig. 17 de Wallerstein *et al.* (1997).

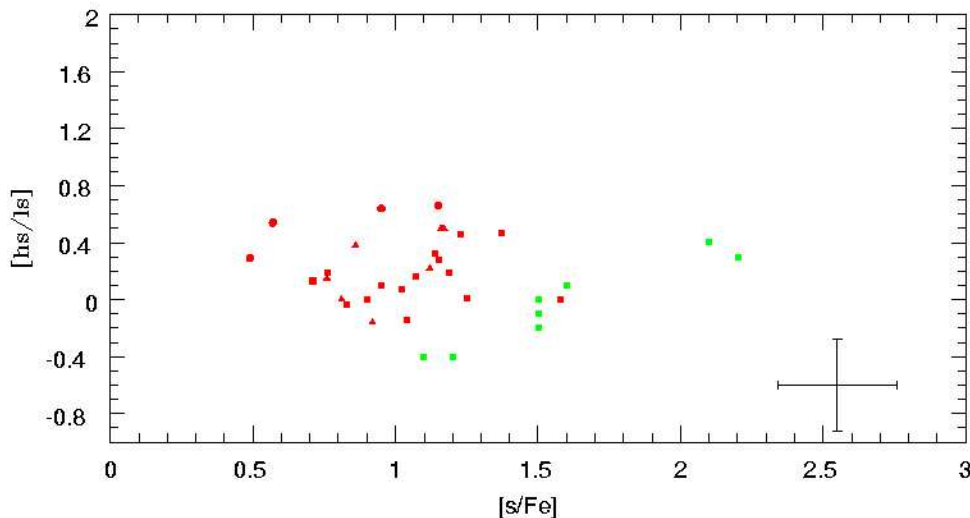


Figura 5.24 Relação entre  $[hs/ls]$  e  $[s/Fe]$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.9.

Durante os pulsos térmicos, uma quantidade de prótons é introduzida na região entre a camada de queima de He e a de H. Esses prótons são capturados pelos núcleos de  $^{12}C$  formando  $^{13}C$  (ver Cap. 2). Se o pulso térmico é independente da metalicidade, os

prótons são introduzidos na região entre camadas igualmente para estrelas com maior ou menor metalicidade, ou seja, a fonte de nêutrons  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  é praticamente independente da metalicidade. Uma vez que a principal fonte de nêutrons em uma AGB provavelmente é a reação  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , uma estrela de metalicidade menor terá então a mesma geração de nêutrons que uma estrela de metalicidade maior, porém a quantidade de nêutrons por núcleo semente de ferro será maior, e isto mais que compensa a baixa metalicidade (Clayton 1988). Para que a geração de nêutrons seja igual para estrelas de maior ou menor metalicidade é necessário que a introdução de prótons na região entre camadas seja independente da metalicidade ou dos parâmetros ligados à metalicidade (como temperatura, luminosidade, etc.). Uma exposição mais alta de nêutrons por conseguinte é esperada para estrelas de metalicidade baixa. Se  $\tau_o$  é proporcional a  $[\text{hs}/\text{ls}]$  e inversamente proporcional a  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $[\text{hs}/\text{ls}]$  também será inversamente proporcional a  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , portanto espera-se que quanto mais baixa a metalicidade, maior a razão  $[\text{hs}/\text{ls}]$ . A Fig. 5.25 confirma uma relação proporcional entre  $\tau_o$  e  $[\text{hs}/\text{ls}]$  para as estrelas de Bário e pós AGBs. Porém, a anticorrelação entre  $[\text{hs}/\text{ls}]$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  é fraca tanto para as estrelas de Bário quanto para as pós-AGBs (ver Fig. 5.26). Da mesma forma, a anticorrelação entre  $\tau_o$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  não é confirmada pela Fig. 5.25. Os pontos da Fig. 5.25 correspondentes aos valores de  $\tau_o$  derivados das curvas  $\sigma\text{N}$  são mais concentrados comparados com os derivados das previsões teóricas de Malaney (1987a,b), porém nos dois casos as tendências são mantidas. Existe uma concentração das gigantes em  $\tau_o \approx 1$  no segundo caso que não é seguido pelos resultados das curvas  $\sigma\text{N}$ .

$$\sigma_{[\text{hs}/\text{ls}]} = \sqrt{\sigma_{[\text{hs}/\text{Fe}]}^2 + \sigma_{[\text{ls}/\text{Fe}]}^2}. \quad (5.22)$$

As retas da Fig. 5.25 são resultantes de ajustes por mínimos quadrados, cujos resultados são:

$$[\text{hs}/\text{ls}] = (0.423 \pm 0.095)\tau_o + (0.011 \pm 0.043) \quad (5.23)$$

$$[\text{hs}/\text{ls}] = (0.899 \pm 0.173)\tau_o + (-0.160 \pm 0.068) \quad (5.24)$$

onde a equação 5.23 se refere aos valores de  $\tau_o$  das previsões teóricas de Malaney (1987a,b), cujo  $\chi_{red}^2 = 1.710$  e na equação 5.24 entram os valores de  $\tau_o$  derivados das curvas  $\sigma\text{N}$ , cujo  $\chi_{red}^2 = 1.464$ . De acordo com os valores de  $\chi_{red}^2$ , nos dois casos a relação linear e crescente em direção a valores de  $\tau_o$  mais altos é de boa qualidade.

Se tanto gigantes quanto anãs de Bário têm a mesma origem física, ou seja, a aquisição de material enriquecido da companheira mais massiva durante sua fase de AGB, é razoável esperar que se a exposição de nêutrons é mais alta para as estrelas anãs mais deficientes em metais, o mesmo ocorre para as gigantes.



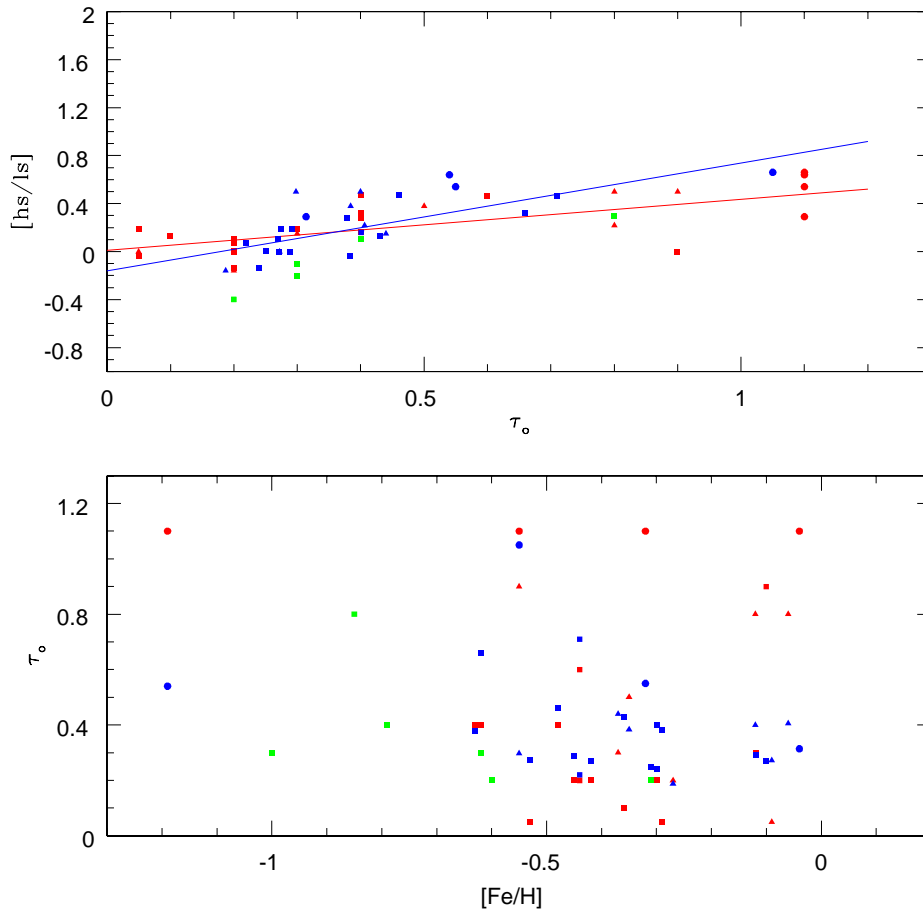


Figura 5.25 Relação entre  $[hs/ls]$  e  $\tau_0$  e entre  $\tau_0$  e  $[Fe/H]$ . Os símbolos são os mesmos da Fig. 5.9, sendo os pontos vermelhos correspondentes aos valores de  $\tau_0$  derivados das previsões teóricas de Malaney (1987a,b) e os azuis correspondentes aos valores de  $\tau_0$  resultantes das curvas  $\sigma N$ .

A produção de elementos  $s$  como um todo decresce com metalicidades decrescentes, refletindo o caráter secundário do processo  $s$ , que requer núcleos sementes pré-existent. Em metalicidades intermediárias ( $\approx -0.8$ ) o pico do Ba é dominante entre os produtos do processo  $s$ . Em metalicidades mais altas o pico do Zr passa a ser dominante. Isto confirma observacionalmente o fato de  $[hs/ls]$  crescer em metalicidades decrescentes.

A Fig. 10 de van Winckel & Reyniers (2000) mostra a relação entre  $[hs/ls]$  e  $[Fe/H]$  com dados de diversos trabalhos cujos índices são definidos igualmente. Um grande espalhamento é notado, porém existe uma tendência decrescente de  $[hs/ls]$  em direção a  $[Fe/H]$  mais altas. O fato da dependência entre a exposição de nêutrons e a metalicidade apresentar um grande espalhamento pode indicar que existam outros parâmetros fundamentais influenciando os eventos de dragagem e nucleossíntese durante a evolução da AGB.

Para as estrelas de Bário,  $[s,ls,hs/Fe]$  e  $[hs/ls]$  apresentam uma tendência levemente decrescente em direção a metalicidades crescentes. Os intervalos encontrados são  $0.45 \leq [s/Fe] \leq 1.6$ ,  $0.4 \leq [ls/Fe] \leq 1.6$ ,  $0.7 \leq [hs/Fe] \leq 1.75$  e  $-0.2 \leq [hs/ls] \leq 0.7$ . De acordo com Wheeler *et al.* (1989),  $[s/Fe] = 0$  para objetos não evoluídos dentro do mesmo intervalo de metalicidades, evidenciando a sobreabundância de elementos  $s$  das estrelas de Bário.

A comparação dos índices deste trabalho com as estrelas pós-AGBs das Figs. 5.13, 5.24 e 5.26 deve ser feita com cautela uma vez que Reyniers *et al.* (2004) e van Winckel & Reyniers (2000) utilizaram Sm no lugar de Ce em seus índices  $s$  e  $hs$ , e apenas Y e Zr em  $ls$ . A Fig. 5.24 mostra que a relação entre  $[hs/ls]$  e  $[s/Fe]$  apresenta um grande espalhamento para as estrelas de Bário, enquanto as pós-AGBs se comportam linearmente. A Fig. 8 de Reyniers *et al.* mostra a mesma relação usando diferentes combinações de elementos para compor os índices. Uma das configurações inclui o Ce, porém a relação linear permanece praticamente inalterada comparando com a configuração que inclui o Ba, La, Nd e Sm no índice  $hs$ . As outras configurações apresentam um espalhamento maior, mostrando que a inclusão do Ce não é a causa do espalhamento para as estrelas de Bário.

Novamente, de acordo com a Tab. 5.5 e a Fig. 5.13 não existe diferença significativa relacionada com o fato de uma estrela ser gigante, subgigante ou anã, confirmando que as características das estrelas de Bário em termos de abundâncias são independentes da classe de luminosidade.

Tabela 5.7 Índices do processo  $s$ :  $s$ ,  $ls$  e  $hs$  para as estrelas de Bário determinados no presente trabalho.

estrela	[s/Fe]	[ls/Fe]	[hs/Fe]	[hs/ls]
HD 749	1.12±0.21	1.09±0.23	1.31±0.22	0.22±0.32
HR 107	0.71±0.08	0.69±0.09	0.82±0.07	0.13±0.11
HD 5424	1.15±0.21	0.98±0.23	1.64±0.22	0.66±0.32
HD 8270	0.95±0.08	0.93±0.09	1.03±0.07	0.10±0.11
HD 12392	1.17±0.21	1.07±0.23	1.57±0.22	0.50±0.32
HD 13551	1.02±0.08	1.02±0.09	1.08±0.07	0.07±0.11
HD 22589	0.92±0.08	0.93±0.09	0.77±0.07	-0.16±0.11
HD 27271	0.81±0.21	0.81±0.23	0.81±0.22	0.00±0.32
HD 48565	1.14±0.08	1.08±0.09	1.40±0.07	0.32±0.11
HD 76225	1.25±0.08	1.25±0.09	1.26±0.07	0.01±0.11
HD 87080	1.23±0.08	1.13±0.09	1.59±0.07	0.46±0.11
HD 89948	1.04±0.08	1.06±0.09	0.92±0.07	-0.14±0.11
HD 92545	0.76±0.08	0.73±0.09	0.92±0.07	0.19±0.11
HD 106191	0.83±0.08	0.83±0.09	0.80±0.07	-0.04±0.11
HD 107574	1.16±0.08	1.05±0.09	1.55±0.07	0.50±0.11
HD 116869	0.57±0.21	0.45±0.23	0.99±0.22	0.54±0.32
HD 123396	0.95±0.21	0.79±0.23	1.44±0.22	0.64±0.32
HD 123585	1.37±0.08	1.27±0.09	1.74±0.07	0.47±0.11
HD 147609	1.58±0.08	1.58±0.09	1.58±0.07	0.00±0.11
HD 150862	0.90±0.08	0.90±0.09	0.91±0.07	0.00±0.11
HD 188985	1.07±0.08	1.05±0.09	1.20±0.07	0.16±0.11
HD 210709	0.49±0.21	0.44±0.23	0.73±0.22	0.29±0.32
HD 210910	0.76±0.21	0.74±0.23	0.89±0.22	0.15±0.32
HD 222349	1.15±0.08	1.10±0.09	1.38±0.07	0.28±0.11
BD+18 5215	1.19±0.08	1.17±0.09	1.35±0.07	0.19±0.11
HD 223938	0.86±0.21	0.79±0.23	1.17±0.22	0.38±0.32

Tabela 5.8 Índices do processo  $s$  para as estrelas de Bário coletados na literatura:  $s$ ,  $ls$  e  $hs$ . N94 - North *et al.* (1994); LB91 - Luck & Bond (1991).

estrela	[Fe/H]	[ls/Fe]	[hs/Fe]	[hs/ls]	ref
48565	-0.90	0.70	1.07	0.37	N94
76225	-0.50	1.13	1.11	-0.02	N94
89948	-0.13	1.20	0.70	-0.50	LB91
92545	-0.33	0.49	0.68	0.19	N94
106191	-0.40	0.86	0.59	-0.27	N94
107574	-0.80	0.85	1.22	0.37	N94
123585	-0.50	1.28	1.50	0.22	N94
123585	-0.50	1.10	1.10	0.00	LB91
147609	-0.50	0.88	0.98	0.10	N94
150862	-0.30	1.05	0.61	-0.44	N94
150862	-0.20	0.60	0.40	-0.20	LB91
188985	-0.30	1.02	1.10	0.08	N94

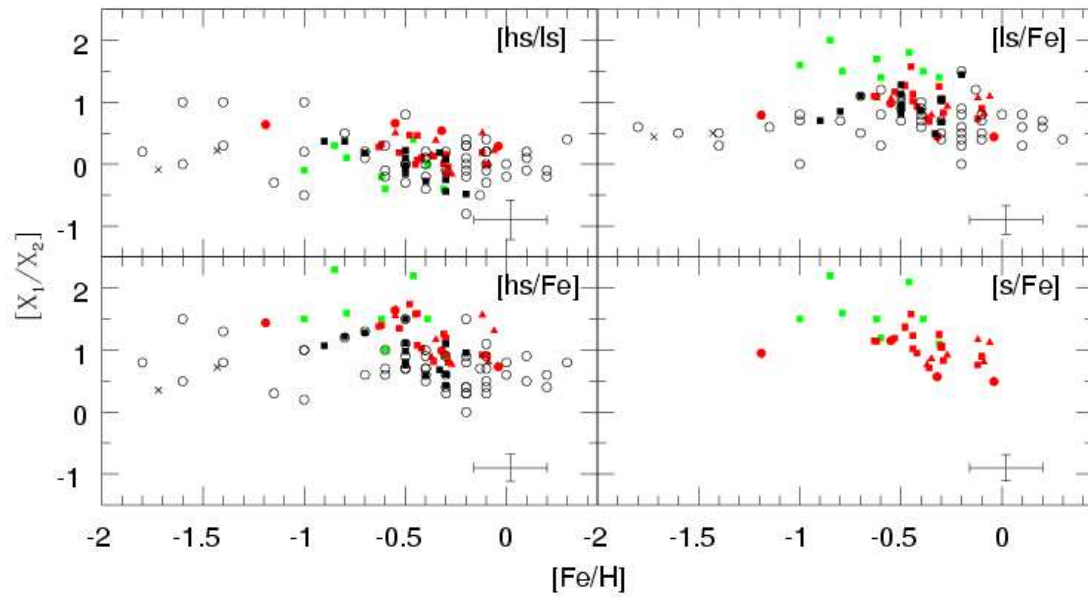


Figura 5.26 Relações entre os índices do processo  $s$  ( $s$ ,  $ls$  e  $hs$ ). Os pontos vermelhos correspondem às estrelas de Bário, sendo os quadrados, os triângulos e os círculos designados como na Fig. 4.3; os pontos verdes correspondem às pós-AGBs; as cruzes são de Junqueira & Pereira (2001); os círculos abertos são de Luck & Bond (1991) e os quadrados pretos são de North *et al.* (1994). As incertezas indicadas representam os maiores valores mostrados na Tab. 5.7.



# Capítulo 6

## Conclusões

As estrelas de Bário têm sido estudadas ao longo de mais de cinco décadas, porém muitas dúvidas ainda persistem em relação à sua origem e suas características. Este trabalho foi proposto com o objetivo de aumentar o conhecimento sobre esta classe de estrelas peculiares.

Em primeiro lugar, os parâmetros atmosféricos foram determinados, através dos quais foi possível verificar que a amostra continha estrelas de diferentes classes de luminosidade dentro dos intervalos  $4300 \leq T_{eff} \leq 6500$  K e  $1.4 \leq \log g \leq 4.6$ .

As metalicidades obtidas são típicas para estrelas de Bário, dentro do intervalo  $-1.2 \leq [Fe/H] \leq 0.0$ , mas com maior concentração em  $-0.62 \leq [Fe/H] \leq 0.0$ . Para 7 estrelas foi encontrada uma diferença significativa entre as metalicidades resultantes das linhas de Fe I e Fe II, sendo  $\Delta[Fe/H] \geq 0.2$  dex. Diferenças semelhantes foram encontradas por outros pesquisadores, levantando uma discussão na literatura com o objetivo de esclarecer as causas para essa grande discrepância. É muito importante que este fato seja esclarecido para que seja possível determinar as abundâncias com segurança, já que os erros das metalicidades afetam diretamente as abundâncias resultantes. Essa diferença vem à tona quando se determinam as gravidades superficiais através da equação clássica, a qual requer o conhecimento prévio da massa estelar. No presente trabalho, dois procedimentos foram adotados. No primeiro caso, as massas foram determinadas por meio de isócronas e em seguida as gravidades superficiais foram derivadas. No segundo caso, as gravidades superficiais foram derivadas pelo equilíbrio de ionização e em seguida as massas foram calculadas. A diferença entre as gravidades superficiais determinadas pelos dois métodos pode atingir 0.6 dex, e no pior caso, uma estrela ultrapassou 1 dex, o que acarretou a diferença entre as metalicidades derivadas das linhas de Fe I e Fe II. Um ponto a entrar em discussão é o fato das massas determinadas a partir de  $\log g$  do equilíbrio de ionização

serem muito reduzidas para essas 7 estrelas. Outro fato a ser notado é que  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]$  é dependente dos valores de  $\log g$  adotados. Atualmente, valores mais precisos de  $\log g$  para o Fe II têm sido buscados motivados pelo fato de que as linhas de Fe II são menos afetadas pelos efeitos de NETL do que as de Fe I, e isto trará grandes benefícios ao estudo de composição química estelar. Neste trabalho foi mostrado que um novo conjunto de valores de  $\log g$  das linhas de Fe II reduziu a diferença entre as duas maneiras de calcular  $\log g$  em até 0.2 dex.

Em relação às abundâncias, os resultados obtidos para a presente amostra mostram que, de forma geral, não há discrepâncias dependentes da classe de luminosidade. As abundâncias encontradas para os elementos  $\alpha$ , pico do ferro, Li, C, N, Al e Na são compatíveis com os valores de  $[\text{X}/\text{Fe}]$  em relação a  $[\text{Fe}/\text{H}]$  apresentados na literatura para estrelas normais de disco no mesmo intervalo de metalicidades. Da mesma forma, a sobreabundância em elementos  $s$  também se mostrou independente da classe de luminosidade. O número de estrelas de Bário do halo na presente amostra não é adequado para se estimar alguma tendência ou notar alguma distinção entre elas e o restante da amostra que pertence ao disco. Para os elementos  $\alpha$  e do pico do ferro,  $[\text{X}/\text{Fe}]$  é aproximadamente constante quando relacionado com  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Este resultado é razoável tendo em vista que o intervalo de metalicidades é pequeno. Já para os elementos pesados, há uma pequena variação que pode ser explicada pela quantidade variável de material enriquecido que cada estrela recebeu de sua companheira mais evoluída.

A relação entre as abundâncias de Li e as temperaturas é decrescente, mesmo levando em conta que para várias estrelas foi possível estimar apenas um limite superior para  $\log \epsilon(\text{Li})$ . Este resultado é coerente com a constatação, já discutida na literatura, de que o Li é depletado ao longo da vida da estrela, em especial, após sua saída da seqüência principal.

O excesso de abundância de C em relação ao ferro decresce em direção a metalicidades mais altas para as estrelas de Bário da presente amostra, em acordo com vários trabalhos que sugerem o mesmo comportamento para as estrelas de disco. O fato das estrelas menos evoluídas em geral apresentarem abundâncias maiores de C, indica que elas ainda não abandonaram a seqüência principal. Como  $[\text{O}/\text{Fe}]$  é praticamente constante e  $[\text{C}/\text{Fe}]$  é decrescente no intervalo de metalicidades da presente amostra, ambos apresentando um certo espalhamento,  $[\text{C}/\text{O}]$  é aproximadamente constante com grande espalhamento, sem uma tendência muito bem definida.

Além de ricas em C, as estrelas de Bário da presente amostra também são ricas em N. Isto acontece para todas as estrelas incluindo as menos evoluídas, sugerindo que além do C, o N também é responsável pelo excesso de CNO nessas estrelas.

Para a maior parte das estrelas, os excessos de Na, Al, Mg, Si e Ca em relação ao ferro se posicionam em uma faixa semelhante, entre -0.2 e 0.2. Já o O atinge valores mais altos e o Ti, valores mais baixos. A faixa apresentada por  $[\text{Ti}/\text{Fe}]$  é aproximadamente igual às do  $[\text{V}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Cr}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ni}/\text{Fe}]$ , identificando o Ti mais como elemento do pico do ferro do que como elemento  $\alpha$ . Em algumas estrelas o efeito par ímpar, onde Mg e Si são sobreabundantes em relação ao Na e Al, pode ser observado, porém para várias estrelas as abundâncias de Na e Al são mais altas do que as de Si e Mg.

De forma geral, as abundâncias de Sc são as mais altas entre os elementos do pico do ferro. Este resultado está em acordo com trabalhos encontrados na literatura. Para o Co existem poucos dados observacionais para serem comparados com os modelos teóricos. A previsão teórica é de  $[\text{Co}/\text{Fe}] < 0$  para a faixa de metalicidades da presente amostra, porém, para a maioria das estrelas de Bário foi obtido  $[\text{Co}/\text{Fe}] > 0$ . Para outros elementos do pico do ferro, V, Cr, Ni e Zn,  $[\text{X}/\text{Fe}]$  apresenta faixas de valores mais baixos do que  $[\text{Co}/\text{Fe}]$ .

Com a exceção de 4 estrelas,  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  está abaixo de zero para a presente amostra. A suspeita de anticorrelação entre  $[\text{Cu}/\text{Fe}]$  e  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  gerada da análise de estrelas simbióticas amarelas não foi confirmada após a introdução dos dados das estrelas de Bário da presente amostra, bem como outros da literatura. As semelhanças e diferenças nos procedimentos adotados nos cálculos de abundâncias pelos diversos autores não parecem justificar a falta dessa anticorrelação, sendo mais provável que a localização das estrelas na Galáxia seja o fator determinante, já que as estrelas do halo apresentam a maior discrepância em relação às outras estrelas que pertencem em sua maioria ao disco.

Existe uma tendência decrescente com  $[\text{Ba}/\text{H}]$  do excesso em relação ao Ba de elementos  $\alpha$ , bem como dos elementos do pico do ferro, Na e Al. Relacionando  $[\text{X}/\text{Ba}]$  com as metalicidades a tendência é crescente, porém com maior dispersão. Por ser um dos melhores representantes do processo  $s$ , estas relações retratam a relação entre o processo  $s$  e outros processos de formação de elementos.

As relações de diversos processos de formação de elementos com o processo  $r$  foi feita com o melhor representante deste processo, o Eu. Os resultados indicam que para Al, Na, elementos  $\alpha$  e do pico do ferro, há um intervalo de  $[\text{Eu}/\text{H}]$  onde  $[\text{X}/\text{Eu}]$  é constante e, a partir de um certo ponto há uma tendência decrescente. Porém, a dispersão não permite uma conclusão definitiva. Com as exceções de O, Mg, Co e Sc, todos os outros elementos  $\alpha$  e do pico do ferro têm a maioria dos pontos em  $[\text{X}/\text{Eu}] \leq 0$ . Com a possível exceção de  $[\text{Cr}/\text{Eu}]$ , a relação de  $[\text{X}/\text{Eu}]$  com a metalicidade parece ser constante. Este resultado vem confirmar os locais de formação dos elementos envolvidos. As estrelas massivas formam Na, Al, elementos  $\alpha$  e do pico do ferro e os liberam ao meio interestelar



nos eventos de supernovas, e os elementos  $r$  são produzidos em supernovas. Por serem ejetados ao meio através do mesmo evento, é natural que a relação entre suas abundâncias seja aproximadamente constante. O espalhamento se deve ao fato de que estrelas de diferentes massas produzem diferentes quantidades de cada elemento. Além disso, os elementos  $r$  não são produzidos em SN Ia, ao contrário dos outros elementos em questão. Como o processo  $s$  principal acontece em um local diferente, a relação com o Ba não segue esse mesmo padrão.

As comparações das abundâncias obtidas neste trabalho com as encontradas na literatura apresentam em alguns casos grandes discrepâncias. Isto se deve, possivelmente, aos procedimentos e fontes de dados utilizados por cada autor, o que inclui diferentes programas de síntese espectral, modelos de atmosfera e fontes de  $\log gf$ .

Os elementos cujas abundâncias têm menor contribuição do processo  $s$  principal se localizam mais próximos à reta onde a abundância do elemento  $X$  na estrela de Bário é igual à da estrela normal de mesma metalicidade,  $\log \epsilon(X) = \log \epsilon_{nor}(X)$ , enquanto os elementos de maior contribuição do processo  $s$  se afastam dela. Porém, é possível notar que os elementos  $r$  Sm, Eu, Gd e Dy apresentam um enriquecimento da mesma ordem de grandeza de vários elementos  $s$ . Isto porque o caminho do processo  $s$  principal inclui os elementos  $r$  com  $A < 209$ .

As relações entre os elementos  $s$  leves (Sr, Y e Zr) e o Ba, considerado um elemento  $s$  pesado, são aproximadamente constantes na faixa de metalicidades da presente amostra, com um espalhamento semelhante ao encontrado para estrelas normais. Os resultados obtidos para estrelas pós-AGBs apresentam padrões parecidos.

As previsões teóricas das abundâncias a partir do Sr se ajustam bem às abundâncias observadas para a presente amostra, sendo possível estimar o tipo de exposição de nêutrons a qual a estrela AGB se submeteu durante o processo  $s$ . A relação entre  $[\text{hs}/\text{ls}]$  e os valores de  $\tau_o$  assim determinados é linear e crescente, com um ajuste de boa qualidade. Já a relação entre  $\tau_o$  e a metalicidade permanece inconclusiva.

As abundâncias de elementos a partir do Sr de estrelas normais de metalicidades correspondentes às das estrelas de Bário da amostra foram derivadas a partir de ajustes por mínimos quadrados da relação entre as abundâncias  $\log \epsilon(X)$  e as metalicidades de estrelas coletadas na literatura. A parte da abundância que não é relativa ao processo  $s$  principal foi atribuída à estrela de Bário de metalicidade correspondente, e desta forma foi possível isolar a parte da abundância relativa ao processo  $s$  principal da estrela de Bário. A distribuição isotópica solar desta fração da abundância foi utilizada para a construção das curvas  $\sigma N$ , cujo ajuste com a curva teórica indica que é possível usar a

distribuição isotópica solar para estimar a contribuição do processo  $s$  para cada isótopo de determinado elemento.

Através dos ajustes das curvas  $\sigma N$  foram determinados outros valores de  $\tau_o$  cuja relação com  $[\text{hs}/\text{ls}]$  também é linear e crescente de boa qualidade, porém, os pontos estão mais concentrados do que no caso anterior, encontrando-se no intervalo  $0.2 \leq \tau_o \leq 0.8$ . Como consequência dessa concentração, a relação entre  $\tau_o$  e  $[\text{Fe}/\text{H}]$  apresenta um espalhamento menor.

A diferença entre as abundâncias obtidas para as estrelas de Bário e estrelas pós AGB não é grande, sendo que, em geral as pós AGBs apresentam abundâncias maiores. Isto indica que na época da transferência de matéria, a AGB já produziu uma grande quantidade de elementos pesados e parte dessa sobreabundância é transferida para a estrela de Bário, ou seja, a transferência de elementos  $s$  não é completa, o que é razoável.

Dando continuidade a este trabalho, alguns passos poderão ser seguidos:

- 1) ampliação da amostra incluindo outras estrelas gigantes de Bário;
- 2) determinação de abundâncias de elementos que não foram estudados no presente trabalho, como o Mn, Hf, levando em conta a estrutura hiperfina quando possível;
- 3) inclusão dos isótopos do Mg e C ( $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{13}\text{C}$ ) para estudar melhor as fontes de nêutrons e os indícios da terceira dragagem que ocorreu na estrela AGB;
- 4) estudo em mais detalhes das contribuições do processo  $s$  fraco.
- 5) determinação abundâncias de elementos de captura de nêutrons em nebulosas planetárias.



# Referências Bibliográficas

- Allen C.W., 1973, em '*Astrophysical Quantities*', The Athlone Press, p. 200
- Allen M.P., Horvath J.E., 2000, MNRAS, 317, 23
- Allende Prieto C., Garcia-Lopez R., Lambert D.L., Gustafsson B., 1999, ApJ, 527, 879
- Allende Prieto C., Lambert D.L., Asplund M., 2002, ApJ, 573, L137
- Alonso A., Arribas S., Martinez-Roger C., 1995, A&A, 297, 197
- Alonso A., Arribas S., Martinez-Roger C., 1996, A&A, 313, 873
- Alonso A., Arribas S., Martinez-Roger C., 1998, A&AS, 131, 209
- Alonso A., Arribas S., Martinez-Roger C., 1999, A&AS, 140, 261
- Alpher, R. A., Bethe, H., Gamow, G., 1948, PhRv, 73, 803
- Anders E.H., Grevesse N., 1989, Geochim.Cosmochim.Acta, 53, 197
- Andersson H., Edvardsson B., 1994, A&A, 290, 590
- Anstee S.D., O'Mara B.J., 1995, MNRAS, 276, 859
- Argast D., Samland M., Thielemann F.-K., Qian Y.-Z., 2004, A&A, 416, 997
- Arlandini C., Käppeler F., Wisshak K., 1999, ApJ, 525, 886
- Arnett W.D., 1971, ApJ, 166, 153
- Arnould M., 1976, A&A, 46, 117
- Arnould M., Paulus G., Jorissen A., 1992, A&A, 254, 9L
- Asplund M., Grevesse N., Sauval J., 2005, Astro-ph/0410214
- Bao Z.Y., Beer H., Käppeler F., Voss F., Wisshak K., 2000, At.Data.Ncl.Tabs., 76, 70
- Baraffe I., Takahashi K., 1993, A&A, 280, 476

Barbuy B., 1982, Tese de Doutoramento, Universidade de Paris VII

Barbuy B., Jorissen A., Rossi S.C.F., Arnould M., 1992, A&A, 262, 216

Barbuy B., Perrin, M.-N., Katz, D., Coelho, P., Cayrel, R., Spite, M., Van't Veer-Menneret, C., 2003, A&A, 404, 661

Barbuy B., Renzini A., Ortolani S., Bica E., Guarnieri M.D., 1999, A&A, 341, 539

Barklem P.S., O'Mara B.J., 1997, MNRAS, 290, 102

Barklem P.S., O'Mara B.J., Ross J.E., 1998, MNRAS, 296, 1057

Baumüller D., Butler K., Gehren T., 1998, A&A, 338, 637

Baumüller D., Gehren T., 1997, A&A, 325, 1088

Beer H., Macklin R.L., 1985, Phys. Rev. C, 32, 738

Bergstrom H., Biémont E., Lundberg H., Persson A., 1988, A&A, 192, 337

Bernath P.F., 1995 em *Spectra of Atoms and Molecules*, Oxford University Press, New York

Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Fagotto F., Nasi E., 1994, A&AS, 106, 275

Bessell M.S., 1979, PASP, 91, 589

Bessell M.S., Brett J.M., 1988, PASP, 100, 1134

Bessell M.S., Brett J.M., Scholz M., Wood P.R., 1989, A&AS, 77, 1

Bessell M.S., Brett J.M., Scholz M., Wood P.R., 1991, A&AS, 89, 335

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

Bethe H.A., 1990, Rev.Mod.Phys, 62, 801

Bidelman W.P., Keenan P.C., 1951, ApJ, 114, 473

Biehl D., 1976, Tese de Doutoramento, Universidade de Kiel

Bielski, A. 1975, JQSRT, 15, 463

Biémont E. Gamir H.P., Palmeri P., Li Z.S., Svanberg S., 2000, MNRAS, 312, 116

Biémont E., Godefroid M., 1980, A&A, 84, 361

Biémont E., Grevesse N., Hannaford P., Lowe R.M., 1981, ApJ, 248, 867

Biéumont E., Grevesse N., Hannaford P., Lowe R.M., 1989, A&A, 222, 307

Biéumont E., Grevesse N., Hannaford P., Lowe R.M., Whaling W., 1983, ApJ, 275, 889

Biéumont E., Lowe R.M., 1993, A&A, 273, 665

Boesgaard A.M., 1970, ApJ, 161, 1003

Böhm-Vitense E., 1980, ApJ, 239, L79

Böhm-Vitense E., Carpenter K., Robinson R., Ake T., Brown J., 2000, ApJ, 533, 969

Böhm-Vitense E., Johnson H.R., 1985 ApJ, 293, 288

Bond H.E., 1974, ApJ, 194, 95

Bond H.E., Neff I.S., 1969, ApJ, 158, 1235

Bond H.E., Pollacco D.L., Webbink R., 2003, ApJ, 125, 260

Brown J.A., Sneden C., Lambert D.L., Dutchover E., 1989, ApJS, 71, 293

Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F., 1957, Rev. Mod. Phys., 29, 547

Burris, D.L., Pilachowski C.A., Armandroff T.E., Sneden C., Cowan J.J., Roe H., 2000, ApJ, 544, 302

Busso M., Gallino, R., Wasserburg G.J., 1999, ARA&A, 37, 239

Cameron A.G.W., 1955, ApJ, 121, 144

Carbon D.F., Barbuy B., Kraft R.P., Friel E.D., Suntzeff N.B., 1987, PASP, 99, 335

Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., 1989, ApJ 345, 245

Carpenter J.M., 2001, AJ, 121, 2851

Castilho B.V., Gregorio-Hetem J., Spite M., Barbuy B., Spite F., 2000a, A&A, 364, 674

Castilho B.V., Gregorio-Hetem J., Spite F., Spite M., Barbuy B., 1998, A&AS, 127, 139

Castilho B.V., Pasquini L., Allen D.M., Barbuy B., Molaro P., 2000b, A&A, 361, 92

Castro S., Porto de Mello G.F., da Silva L., 1999, MNRAS, 305, 693

Catchpole R.M., Robertson B.S.C., Warren P.R., 1977, MNRAS, 181,391

- Cayrel R., 1989, em *The impact of very high S/N spectroscopy on stellar physics*, ed. G. Cayrel de Strobel, & M. Spite (Dordrecht: Kluwer Academic Publ.), IAU Symp., 132, 345
- Cayrel R., Depagne E., Spite M., *et al.*, 2004, A&A, 416, 1117
- Cayrel R., Perrin M.N., Barbuy B., Buser R., 1991, A&A, 247, 108
- Cerny D., Bacis R., Guelachvili G., Roux F., 1978, J. Mol. Spectroscopy, 73, 154-167
- Chen B., Vergely J.L., Valette B., Carraro G., 1998, A&A, 336, 137
- Clayton D.D., 1968 em *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Chicago: Univ. Chicago Press, 612 pp.
- Clayton D.D., 1988, MNRAS, 234, 1
- Clayton D.D., Fowler W.A., Hull T.E., Zimmerman B.A., 1961, Ann.Phys., 12, 331
- Clayton D.D., Rassbach M.E., 1967, ApJ, 148, 69
- Clayton D.D., Ward R.A., 1974, ApJ, 193, 397
- Clegg R.E.S., Lambert D.L., Tomkin J., 1981, ApJ, 250, 262
- Condon E.U., Shortley G.H., 1959 em *the theory of atomic spectra*, Cambridge
- Corliss C.H., Bozman W.R., 1962, Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements (NBS Monograph 32) (Washington: GPO)
- Cram L., 1999 em *Transactions of the International Astronomical Union*, Volume XXI-IIB, 141, Editor: J. Andersen
- Cramer N., 1999, NewAr, 43, 343
- Cowan J.J., Sneden C., Burles S., *et al.*, 2002, ApJ, 572, 861
- Cowley C.R., Downs P.L., 1980, ApJ, 236, 648
- Deliyannis C.P., Demarque P., Kawaler S.D., 1990, ApJS, 73, 21
- Denn G.R., Luck R.E., Lambert D.L., 1991, ApJ, 377, 657
- Dominy J.F., Lambert D.L., 1983, ApJ, 270, 180
- Domogatskii G.V., Eramzhyan R.A., Nadyozhin D.K., 1977, em *Neutrino 77* (Nauka, Moscow), p. 115

- Edmunds M.G., Greenhow R.M., Johnson D., L; Klückers V., Vila B.M., 1991, MNRAS, 251, 33
- Edvardsson B., Andersen J., Gustafsson B., Lambert D.L., Nissen P.E., Tomkin J., 1993, A&A, 275, 101
- Fluks M.A., Plez B., Thé P.S., De Winter D., Westerlund B.E., Steenman H.C., 1994, A&AS, 105, 311
- François P., Matteucci F., Cayrel R., Spite M., Spite F., Chiappini C., 2004, A&A, 421, 613
- Friel E.D., Boesgard A.M., 1992, ApJ, 387, 170
- Fuhr J.R., Martin G.A., Wiese W.L., 1988, *Atomic Transition Probabilities: Iron through Nickel*, Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 17, suppl. n.4
- Fuhrmann K., Axer M., Gehren T., 1995, A&A, 301, 492
- Gallino R., Arlandini C., Busso M., Lugaro M., Travaglio C., *et al.*, 1998, ApJ, 497, 388
- Gallino R., Raiteri C.M., Busso M., 1993, ApJ, 410, 400
- Gay P.L., Lambert D.L., 2000, ApJ, 533, 260
- Gilroy K.K., Sneden C., Pilachowski C.A., Cowan J.J., 1988, ApJ, 327, 298
- Goly A., Kusz J., Nguyen Quang B., Weniger S., 1991, JQSRT, 45, 157
- Gómez A.E., Luri X., Grenier S., Prévot L., Mennessier M.O., Figueras F., Torra J., 1997, A&A, 319, 881
- Gratton R.G., Carreta E., Castelli F., 1996, A&A, 314, 191
- Gratton R.G., Sneden C., 1991, A&A, 241, 501
- Gratton R.G., Sneden C., 1994, A&A, 287, 927
- Gray D.F., 1992 em *The observation and analysis of stellar photospheres*, Cambridge
- Grevesse N., Sauval A.J., 1998, Space Sci. Rev., 85, 161
- Gustafsson B., Bell K.A., Eriksson K., Nordlund Å., 1975, A&A, 42, 407
- Hakkila J., 1989, A&A, 213, 204
- Hannaford P., Lowe R.M., 1983, Opt. Eng, 22, 532



Hannaford P., Lowe R.M., Grevesse N., Biéumont E., Whaling W., 1982, ApJ, 261, 736

Hartog E.A.D., Lawler J.E., Sneden C., Cowan J.J., 2003, ApJS, 148, 543

Herzberg G., 1950 em *Spectra of Diatomic Molecules*, 2<sup>a</sup> Ed., Van Nostrand, New York

Hill V., Plez B., Cayrel R., *et al.*, 2002, A&A, 387, 560

Honda S., Aoki W., Kajino T., Ando H., Beers T.B., Izumura H., Sadakane K., Takada-Hidai M., 2004, ApJ, 607, 474

Howard W.M., Goriely S., Rayet M., Arnould M., 1993, ApJ, 417, 713

Huber K.P., Herzberg G., 1979, *Constants of Diatomic Molecules*, Van Nostrand, New York

Iben I. Jr., 1966, ApJ, 143, 505

Iben I. Jr., 1966, ApJ, 143, 516

Irwin A.W., 1981, ApJS, 45, 621

Ishimaru Y., Wanajo S., Aoki W., Ryan S.G., 2004, ApJ, 600, L47

Jablonski, F., Baptista, R., Barroso, J. JR., Gneiding, C.D., Rodrigues, F., Campos, R.P., 1994, PASP, 106, 1172

Jacoby G.H., 1981, ApJ, 244, 903

Jasniewicz G., Thévenin F., Monier R., Skiff B., 1996, A&A, 307, 200

Jeffries R.D., Smalley B., 1996, A&A, 315, L19

Jehin E., Magain P., Neuforge C., Noels A., Parmentier G., Thoul A.A., 1999, A&A, 341, 241

Johnson J.A., Bolte M., 2004, ApJ, 605, 462

Junqueira S., Pereira C.B., 2001, AJ, 122, 360

Käppeler F., Beer H., Wisshak K., 1989, Rep.Prog.Phys., 52, 945

Kaufer A., Stahl O., Tubbesing S., *et al.*, 2000, Proc. SPIE, 1008, 459

Keenan P.C., 1942, ApJ, 96, 101

Keenan P.C., Pitts R.E., 1981, ApJS, 42, 541

- Kipper T., Wallerstein G., 1990, PASP, 102, 574
- Kitchin C.R., 1998 em *Astrophysical Techniques*, Bristol
- Koch M., Richter J., 1968, Z. Astrophys., 69, 180
- Kraft R.P., Ivans I.I., 2003, PASP, 115, 143
- Kraft R.P., Suntzeff N.B., Langer G.E., Carbon D.F., Trefzger C.F., *et al.*, 1982, PASP, 94, 55
- Kurucz R.L., 1993, CD-ROM 13, Atlas9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s Grid (Cambridge: Smithsonian Astrophys. Obs.)
- Kusz J., 1992, A&AS, 92, 517
- Lage C.S., Whaling W., 1976, JQSRT, 16, 537
- Lamb S.A., Howard W.M., Truran J.W., Iben I.Jr., 1977, ApJ, 217, 213
- Lambert D.L., 1978, MNRAS, 182, 249
- Larsson M., 1983, A&A, 128, 291
- Lawler J.E., Bonvallet G., Sneden C., 2001a, ApJ, 556, 452
- Lawler J.E., Dakin J.T., 1989, J.Opt.Soc.Am., B6, 1457
- Lawler J.E., Wickliffe M.E., Hartog A.D., 2001b, ApJ, 563, 1075
- Lejeune T., Cuisinier F., Buser R., 1998, A&AS, 130, 65
- Liang Y.C., Zhao G., Chen Y.Q., Qiu H.M., Zhang B., 2003, A&A, 397, 257
- Lodders K., 2003, ApJ, 591, 1220
- Lu, P.K., 1991, AJ, 101, 2229
- Lu, P.K., Dawson, D.W., Uggren, A.R., Weiss, E.W., 1983, ApJS 52, 169 LDUW83
- Luck R.E., Bond H.E., 1982, ApJ, 259, 792
- Luck R.E., Bond H.E., 1991, ApJS, 77, 515
- Lugaro, M., Davis A.M., Gallino R., Pellin M.J., Straniero O., Käppeler F., 2003, ApJ, 593, 486
- Luque J., Crosley D.R., 1999, "LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program (version 2.0)", SRI International Report MP 99-009

Luri X., Mennessier M.O., Torra J., Figueras F., 1996, A&AS, 117, 405

MacConnell, D.J., Frye R.L., Upgren A.R., 1972, AJ, 77, 384

Maier R.S., Whaling W., 1977, JQSRT, 18, 501

Malaney R.A., 1987a, ApJ, 321, 832

Malaney R.A., 1987b, ApJS, 137, 251

Martin G.A., Fuhr J.R., Weise W.L., 1988, J.Phys.Chem.Ref.D, Vol 17, No. 3

Mashonkina L., Gehren T., 2001, A&A, 376, 232

Mashonkina L., Gehren T., Travaglio C., Borkova R., 2003, A&A, 397, 275

Matteucci F., Raiteri C.M., Busso M., Gallino R., Gratton R., 1993, A&A, 272, 421

McClure R.D., 1983, ApJ, 268, 264

McClure R.D., 1984, PASP, 96, 117

McClure R.D., Fletcher J.M., Nemeč J., 1980, ApJ, 238, L35

McWilliam A., 1997, ARA&A, 35, 503

McWilliam A., 1998, AJ, 115, 1640

McWilliam A., Preston G.W., Sneden C., Searle L., 1995a, AJ, 109, 2757

McWilliam A., Preston G.W., Sneden C., Shectman S., 1995b, AJ, 109, 2736

McWilliam A., Rich R.M., 1994, ApJS, 91, 749

Meléndez J., Barbuy B., 2002, ApJ, 575, 474

Meléndez J., Ramírez, I., 2003, A&A, 398, 705

Mennessier M.O., Luri X., Figueras F., Gómez A.E., Grenier S., Torra J., North P., 1997, A&A, 326, 722

Merrill P.W., 1952, ApJ, 116, 21

Meyer B.S., 1994, ARA&A, 32, 153

Meyer B.S., Mathews G.J., Howard W.M., Woosley S.E., Hoffmann R., 1992, ApJ, 399, 656

- Mishenina T.V., Kovtyukh V.V., Soubiran C., Travaglio C., Busso M., 2002, A&A, 396, 189
- Morgan, W.W., Keenan P.C. 1973, ARA&A, 11, 29
- Nissen P.E., Chen Y.Q., Schuster, W.J., Zhao G., 2000, A&A, 353, 722
- Nissen P.E., Høg E., Schuster W., 1997, in Hipparcos, Venice '97(ESO SP-402, p. 225)
- Nomoto K., *et al.*, 1997a, em *Thermonuclear supernovae*, eds. Ruiz-Lapuente P., Canal R., Isern J., (Kluwer, Dordrecht, Netherlands), p. 349
- Nomoto K., Koichi I., Nobuhiro K., 1997b, Science, 276, 1378
- Nomoto K., Nakamura T., Kobayashi C., 1999, ASS, 265, 37
- North P., Berthet S., Lanz T., 1994, A&A, 281, 775
- O'Brien S., Dababneh S., Heil M., Käppeler F., Plag R., Reifarth R., Gallino R., Pignatari M., 2003, Phys.Rev.C, 68, 35801
- Pagel B.E.J., 1968, em *Origin and Distribution of the Elements*, ed. LH Ahrens, pp. 195-204, Oxford: Pergamon
- Palmeri P., Quinet P., Wyart J.F., Biémont E., 2000, PhysS, 61, 323
- Pereira C.B., 2005, AJ, 129, 2469
- Pereira C.B., Junqueira S., 2003, A&A, 402, 1061
- Pereira C.B., Porto de Mello G.F., 1997, AJ, 114, 2128
- Pereira C.B., Smith V.V., Cunha K, 1998, AJ, 116, 1977
- Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., *et al.*, 1995, A&A, 304, 69
- Peters J.G., 1968, ApJ, 154, 225
- Peterson R.C., Kurucz R.L., Carney B.W., 1990, ApJ, 350, 173
- Pilachowski C.A., 1977, A&A, 54, 465
- Plez B., Brett J.M., Nordlund A., 1992, A&A, 256, 551
- Prochaska J.X., Naumov S.O., Carney B.W., McWilliam A., Wolfe A.M., 2000, AJ, 120, 2513
- Qian Y.-Z., 2000, ApJ, 534, L67

Qian Y.-Z., 2001, ApJ, 552, L117

Qian Y.-Z., Fuller G.M., Mathews G.J., Mayle R.W., Wilson J.R., Woosley S.E., 1993, Phys.Rev.Lett., 71, 1965

Raiteri C.M., Gallino R., Busso M., Neuberger D., Käppeler F., 1993, ApJ, 419, 207

Ramírez I., Meléndez J., 2004, A&A, 417, 301

Rayet M., Arnould M., Hashimoto M., Prantzos N., Nomoto K., 1995, A&A, 298, 517

Rayet M., El Eid M., Arnould M., 1993, Käppeler F., Wisshak K. (eds.) *Nuclei in the Cosmos*. Institute of Physics Publishing, Bristol p. 613

Reddy B.E., Tomkin J., Lambert D.L., Allende Prieto C., 2003, MNRAS, 340, 304

Reyniers M., van Winckel H., Gallino R., Straniero O., 2004, A&A, 417, 269

Rossi S., Beers T.C., Sneden C., 1999, ASPC, 165, 264

Rosswog S., Davies M.B., Thielemann F.-K., Piran T., 2000, A&A, 360, 171

Rosswog S., Liebendörfer M., Thielemann F.-K., et al., 1999, A&A, 341, 499

Rutten R.J., 1978, SoPh, 56, 237

Ryan, S.G., 1998, A&A, 331, 1051

Ryan S.G., Norris J.E., Beers T.C., 1996, ApJ, 471, 254

Sackmann I.-J., Boothroyd A.I., 1992, ApJ, 392, L71

Sackmann I.-J., Boothroyd A.I., 1999, ApJ, 510, 217

Schadee A., 1964, B.A.N., 17, 311

Seeger P.A., Fowler W.A., Clayton D.D., 1965, ApJS, 11, 121

Simmerer J., Sneden C., Cowan J.J., Collier J., Woolf V.M. Lawler J.E., 2004, ApJ, 617, 1091

Simmerer J., Sneden C., Ivans I., Kraft R.P., Shetrone M.D., Smith V.V., 2003, ApJ, 125, 2018

Skrutskie M.F., Schneider S.E., Stiening R., et al., 1997, ilsn.proc, 25

Smith V.V., Coleman H., Lambert D.L., 1993, ApJ, 417, 287

- Smith V.V., Lambert D.L., 1986, ApJ, 303, 226
- Smith V.V., Suntzeff N.B., Cunha K., Gallino R., Busso M., Lambert D.L. Straniero O., 2000, AJ, 119, 1239
- Snedden C., Cowan J.J., Lawler J.E., *et al.*, 2003, ApJ, 591, 936
- Snedden C., Crocker D.A., 1988, ApJ, 335, 406
- Snedden C., Gratton R.G., Crocker D.A., 1991, A&A, 246, 354
- Snedden C., McWilliam A., Preston G.W., *et al.*, 1996, ApJ, 467, 819
- Spite M., 1967, Ann.. Astrophys. 30, 211
- Spite M., Spite F., 1978, A&A, 67, 23
- Spite M., Spite F., 1982, Nature, 297, 483
- Steffen M., 1985, A&AS, 59, 403
- Straižys V., 1992 em *multicolor stellar photometry*, Tucson, Arizona
- Straniero O., Chieffi A., Limongi M., Busso M., Gallino R., Arlandini C., 1997, ApJ., 478, 332
- Straniero O., Gallino R., Busso M., Chieffi A., Raiteri C.M., *et al.*, 1995, ApJ, 440, L85
- Strassmeier K.G., Fekel F.C., Bopp B.W., Dempsey R.C., Henry G.W, 1990, 72, 191
- Takahashi K., Witt J., Janka H-Th, 1994, A&A, 286, 857
- Takahashi K., Yokoi K., 1987, At. Data. Nucl. Data Tables 36, 375
- Tatum J.B., 1967, ApJS, 14, 21
- Thévenin F., 1989, A&AS, 77, 137
- Thévenin F., 1990, A&AS, 82, 179
- Thévenin F., Idiart T.P., 1999, ApJ, 521, 753
- Thévenin F., Jasniewicz G., 1997, A&A, 320, 913
- Thorne A., Litzén U., Johansson S., 1999 em *Spectrophysics: Principles and Applications*, Springer
- Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver T.E., 1995, ApJS, 98, 617

Tinsley B.M., 1979, ApJ, 229, 1046

Tomkin J., Lambert D.L., 1983, ApJ, 273, 722

Tomkin J., Lambert D.L., 1999, ApJ, 523, 234

Tomkin J., Lambert D.L., Edvardsson B., Gustafsson B., Nissen P.E., 1989, A&A, 219, L15

Tomkin J., Lemke M., Lambert D.L., Sneden C., 1992, AJ, 104, 1568

Tomkin J., Woolf V.M., Lambert D.L., 1995, AJ, 109, 2204

Travaglio C., Galli D., Gallino R., *et al.*, 1999, ApJ, 521, 691

Truran J., Iben I., 1977, ApJ, 216, 797

Truran J.W., Cowan J.J., Pilachowski C.A., Sneden C., 2002, PASP, 114, 1293

Turatto M., 2003, LNP, 598, 21

Udry S., Jorissen A., Mayor M., Van Eck S., 1998a, A&AS, 131, 25

Udry S., Mayor M., Van Eck S., Jorissen A., Prévot L., Grenier S., Lindgren H., 1998b, A&AS, 131, 43

Ulrich R.K., 1973 em D.N. Schramm & W.D. Arnett (eds.), *Explosive Nucleosynthesis*, University of Texas Press, Austin, p. 139

Ulrich R.K., 1982 em *Essays in Nuclear Astrophysics*, ed. C.A. Barnes, D.D. Clayton, D.N. Schramm, (New York: Cambridge University Press), p. 301

Van Eck S., Goriely S., Jorissen A., Plez B., 2003, A&A, 404, 291

van Winckel, H., Reyniers M., 2000, A&A, 354, 135

Vergely J.L., Freire Ferrero R., Egret D., Köppen J., 1998, A&A, 340, 543

Vogt S.S., 1981, ApJ, 247, 975

Wallerstein G., Iben Jr.I., Parker P., Boesgaard A.M., Hale G.M., Champagne A.E., Barnes C.A., Käppeler F., Smith V.V., Hoffman R.D., Timmes F.X. Sneden C., Boyd R.N., Meyer B.S., Lambert D.L., 1997, Rev.Mod.Phys., 69, 995

Wanajo S., Kajino T., Mathews G.J., Otsuki K., 2001, ApJ, 554, 578

Wanajo S., Tamamura M., Itoh N., Nomoto, K., Ishimaru Y., Beers T.C., Nozawa S., 2003, ApJ, 593, 968

- Warner, B., 1965, MNRAS, 129,263
- Wasserburg G.J., Qian Y.-Z., 2000, ApJ, 529, L21
- Wheeler J.C., Sneden C., Truran J.W., 1989, ARA&A, 27, 279
- Whiting E.E., Nicholls R.W., 1974, ApJS, 235, 27
- Wiese W.L., Martin G.A., 1980, NSDRS-NBS, 68, (2)
- Wood P.R., 1985, em *Cool Stars with Excesses of Heavy Elements*, ed. M. Jасhek and P.C. Keenan (Dordrecht: Reidel), p 357
- Wolf V.M., Tomkin J., Lambert D.L., 1995, ApJ, 453, 660
- Wosley S.E., Hartmann D., Hoffman R.D., Haxton W., 1990, ApJ, 356, 272
- Wosley S.E., Hoffman R.D., 1992, ApJ, 395, 202
- Wosley S.E., Howard W.M., 1978, ApJS, 36, 285
- Wosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, 101, 181
- Yong D., Grundahl F., Lambert D.L., Nissen P.E., Shetrone M.D., 2003, A&A, 402, 985
- Zhao G., Magain P., 1990, A&A, 238, 242





# Apêndice A

## Abundâncias Resultantes Para as Estrelas de Bário

Neste Apêndice estão as 4 tabelas com as abundâncias de cada linha e as 4 tabelas com as médias.

As fontes de valores de  $\log gf$  são: 1 - Asplund *et al.* (2005), 2 - Lambert (1978), 3 - NIST, 4 - Fuhrmann *et al.* (1995), 5 - Prochaska *et al.* (2000), 6 - McWilliam & Rich (1994), 7 - Barbuy *et al.* (1999), 8 - Bielski (1975), 9 - Biémont & Godefroid (1980), 10 - Gratton & Sneden (1994), 11 - Hannaford *et al.* (1982), 12 - Hannaford & Lowe (1983), 13 - Biémont *et al.* (1981), 14 - Thévenin (1990), 15 - Thévenin (1989), 16 - Smith *et al.* (2000), 17 - McWilliam (1998), 18 - Rutten (1978), 19 - Lawler *et al.* (2001a), 20 - Palmeri *et al.* (2000), 21 - Goly *et al.* (1991), 22 - Lage & Whaling (1976), 23 - Hartog *et al.* (2003), 24 - Maier & Whaling (1977), 25 - Sneden *et al.* (1996), 26 - Biémont *et al.* (1989), 27 - Lawler *et al.* (2001b), 28 - Bergstrom *et al.* (1988), 29 - Corliss & Bozman (1962), 30 - média entre Kusz (1992) e Biémont & Lowe (1993), 31 - Biémont *et al.* (2000) 32 - Biémont *et al.* (1983)

























Tabela A.4 – continuação

el	$\lambda$	$\chi_{ex}$	log gf	ref	HD 210709			HD 210910				HD 222349			BD+18 5215			HD 223938			
					EW	log $\epsilon$	[X/Fe]	EW	log $\epsilon$	[X/Fe]	[X/Fe] <sup>+</sup>	EW	log $\epsilon$	[X/Fe]	EW	log $\epsilon$	[X/Fe]	EW	log $\epsilon$	[X/Fe]	[X/Fe] <sup>+</sup>
La II	5797.57	0.24	-1.36	19	55	1.53	0.44	103	1.70	0.53	0.94	20	1.78	1.28	9	1.68	1.08	42	1.63	0.63	0.85
La II	5805.77	0.12	-1.56	19	58	1.53	0.44	58	1.40	0.23	0.64	21	1.78	1.28	6	1.68	1.08	43	1.83	0.83	1.05
La II	5863.71	0.93	-1.37	19	22	1.63	0.54	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
La II	6390.492	0.32	-1.41	19	60	1.56	0.47	58	1.50	0.33	0.74	25	1.78	1.28	9	1.68	1.08	39	1.68	0.68	0.90
Ce II	4073.47	0.48	+0.18	20	93	2.19	0.53	37	1.92	0.18	0.59	61	2.40	1.33	37	2.30	1.13	53	2.40	0.83	1.05
Ce II	4120.83	0.32	-0.29	20	78	2.54	0.88	99	2.02	0.28	0.69	39	2.30	1.23	36	2.30	1.13	69	2.40	0.83	1.05
Ce II	4145.00	0.70	+0.09	20	59	2.39	0.73	78	1.92	0.18	0.59	32	2.40	1.33	24	2.25	1.08	48	2.30	0.73	0.95
Ce II	4222.60	0.12	-0.09	20	118	2.39	0.73	138	1.82	0.08	0.49	60	2.55	1.48	53	2.30	1.13	82	2.30	0.73	0.95
Ce II	4418.78	0.86	+0.23	20	98	2.59	0.93	102	2.32	0.58	0.99	40	2.55	1.48	30	2.30	1.13	69	2.40	0.83	1.05
Ce II	4486.91	0.30	-0.33	20	86	2.39	0.73	99	1.92	0.18	0.59	46	2.55	1.48	38	2.30	1.13	71	2.40	0.83	1.05
Ce II	4523.07	0.52	-0.08	20	96	2.69	1.03	145	1.92	0.18	0.59	50	2.55	1.48	34	2.30	1.13	77	2.40	0.83	1.05
Ce II	4562.36	0.48	+0.19	20	87	2.29	0.63	54	1.92	0.18	0.59	59	2.55	1.48	54	2.20	1.03	72	2.40	0.83	1.05
Ce II	4628.16	0.52	+0.15	20	82	2.29	0.63	99	1.92	0.18	0.59	63	2.55	1.48	47	2.30	1.13	80	2.60	1.03	1.25
Ce II	5330.56	0.87	-0.51	20	40	2.04	0.38	56	1.92	0.18	0.59	21	2.40	1.33	14	2.25	1.08	31	2.30	0.73	0.95
Ce II	5975.82	1.33	-0.53	20	15	2.09	0.43	...	...	...	...	8	2.30	1.23	...	...	...	17	2.30	0.73	0.95
Pr II	5220.11	0.80	+0.16	21,22	60	1.17	0.55	19	1.25	0.55	0.96	34	0.88	0.85	10	1.08	0.95	37	0.88	0.35	0.57
Pr II	5259.73	0.63	+0.08	21,22	41	1.02	0.40	62	1.25	0.55	0.96	11	0.88	0.85	7	0.83	0.70	31	0.88	0.35	0.57
Pr II	5352.41	0.48	-0.81	15	24	0.72	0.10	10	0.85	0.15	0.56	3	0.88	0.95	6	1.08	0.95	7	0.88	0.35	0.57
Nd II	4018.82	0.06	-0.85	23	48	1.80	0.39	...	...	...	...	28	2.06	1.24	...	...	...	52	2.06	0.74	0.96
Nd II	4021.33	0.32	-0.10	23	58	1.80	0.39	...	...	...	...	46	2.16	1.34	21	1.56	0.64	56	2.06	0.74	0.96
Nd II	4061.08	0.47	+0.55	24	102	1.80	0.39	...	...	...	...	72	2.26	1.44	61	1.56	0.64	86	2.36	1.04	1.26
Nd II	4446.38	0.20	-0.350	25	77	2.10	0.69	71	1.48	-0.01	0.40	40	2.06	1.24	33	1.76	0.84	65	2.26	0.94	1.16
Nd II	4462.98	0.56	+0.04	24	85	2.40	0.99	168	1.48	-0.01	0.40	50	2.16	1.34	37	1.76	0.84	77	2.46	1.14	1.36
Nd II	5130.59	1.30	+0.45	23	35	2.10	0.69	...	...	...	...	34	1.98	1.16	25	1.76	0.84	44	1.86	0.54	0.76
Nd II	5319.82	0.55	-0.14	23	76	2.10	0.69	109	1.48	-0.01	0.40	43	1.96	1.14	28	1.76	0.84	62	2.11	0.79	1.01
Nd II	5688.53	0.99	-0.31	23	59	1.90	0.49	37	1.78	0.29	0.70	30	2.06	1.24	14	1.96	1.04	40	2.06	0.74	0.96
Nd II	5740.87	1.16	-0.53	23	30	1.90	0.49	23	1.78	0.29	0.70	7	1.96	1.14	...	...	...	19	2.06	0.74	0.96
Sm II	4318.93	0.28	-0.27	26	92	1.27	0.30	...	...	...	...	11	1.18	0.80	25	1.18	0.70	71	1.53	0.65	0.87
Sm II	4499.47	0.25	-1.01	26	43	1.37	0.40	43	1.09	0.04	0.45	7	1.28	0.90	5	1.18	0.70	26	1.48	0.60	0.82
Sm II	4537.94	0.48	-0.23	26	80	1.27	0.30	48	1.09	0.04	0.45	8	1.28	0.90	12	1.18	0.70	57	1.23	0.35	0.57
Sm II	4577.69	0.25	-0.77	26	54	1.27	0.30	35	1.09	0.04	0.45	15	1.28	0.90	6	1.18	0.70	40	1.33	0.45	0.67
Sm II	4815.80	0.18	-0.77	26	40	1.12	0.15	122	0.89	-0.16	0.25	14	1.28	0.90	10	1.18	0.70	...	...	...	...
Eu II	4129.72	0.00	+0.220	27	158	0.20	-0.28	66	0.48	-0.08	0.33	60	0.22	0.33	47	0.27	0.28	115	0.31	-0.08	0.14
Eu II	4205.04	0.00	+0.210	27	315	0.20	-0.28	158	0.48	-0.08	0.33	92	0.02	0.13	72	0.12	0.13	213	0.36	-0.03	0.19
Eu II	6437.70	1.32	-0.320	27	17	0.80	0.32	22	0.88	0.32	0.73	...	...	...	...	...	...	14	0.76	0.37	0.59
Eu II	6645.12	1.38	+0.120	27	30	0.70	0.22	42	0.78	0.22	0.63	...	...	...	3	0.27	0.28	19	0.56	0.17	0.39
Gd II	4037.91	0.56	-0.23	28	32	0.88	-0.20	...	...	...	...	10	1.14	0.65	...	...	...	13	1.19	0.20	0.42
Gd II	4085.57	0.73	+0.07	28	29	0.98	-0.10	...	...	...	...	5	0.84	0.35	...	...	...	19	1.09	0.10	0.32
Gd II	4191.08	0.43	-0.68	29	109	1.18	0.10	147	1.31	0.15	0.56	9	1.14	0.65	9	1.74	1.15	16	1.14	0.15	0.37
Dy II	4073.12	0.54	-0.33	30	22	1.40	0.24	...	...	...	...	19	1.11	0.54	3	1.21	0.54	34	1.31	0.24	0.46
Dy II	4103.31	0.10	-0.37	30	84	1.20	0.04	60	1.13	-0.11	0.30	26	1.21	0.64	276	1.21	0.54	65	1.41	0.34	0.56
Pb I	4057.81	1.32	-0.22	31	53	2.36	0.45	193	1.54	-0.45	-0.04	36	2.77	1.45	12	1.87	0.45	78	2.57	0.75	0.97













Tabela A.5 – continuação

$\lambda$	e1	$\chi_{ee}$	$\log gf$	e1	e2	e3	e4	e5	e6	e7	e8	e9	e10	e11	e12	e13	e14	e15	e16	e17	e18	e19	e20	e21	e22	e23	e24	e25	e26	
Fe II	4656.98	2.89	-3.630	...	39	45	28	...	34	41	...	23	36	29	31	45	31	31	...	30	24	42	37	30	...	...	25	28	...	
Fe II	4666.75	2.83	-3.340	...	72	...	47	81	63	70	93	46	66	55	55	67	49	60	88	57	56	57	55	50	85	...	39	...	66	
Fe II	4670.17	2.58	-4.105	...	21	...	21	...	34	47	62	24	35	36	30	40	20	28	...	...	...	...	34	21	62	46	18	13	53	
Fe II	4720.13	3.20	-4.748	12	...	...	4	...	4	4	17	3	3	5	8	6	...	7	13	...	6	9	5	...	18	...	2	5	8	
Fe II	4833.19	2.66	-4.783	27	...	31	5	28	...	22	27	7	15	15	9	13	11	...	27	...	6	16	6	11	25	26	...	...	19	
Fe II	4840.00	2.68	-4.898	...	...	...	10	32	14	8	31	12	17	...	11	...	...	10	33	...	...	20	14	13	25	...	...	3	26	
Fe II	4923.93	2.89	-1.319	...	164	155	132	...	144	164	...	129	161	132	147	163	148	174	177	134	153	...	154	142	152	223	132	150	...	
Fe II	4993.35	2.81	-3.649	50	36	50	30	48	39	47	56	25	43	32	36	45	38	33	56	43	33	...	48	31	58	...	...	30	46	
Fe II	5136.80	2.84	-4.499	...	16	...	8	...	14	24	36	9	14	14	14	14	14	12	...	...	7	18	19	9	...	...	12	9	20	
Fe II	5197.58	3.23	-2.100	90	94	100	76	95	91	93	107	78	98	78	82	99	83	97	105	84	83	110	95	84	90	112	77	87	87	
Fe II	5234.63	3.22	-2.052	87	94	86	78	85	94	96	103	77	103	80	84	98	80	98	99	79	85	107	101	86	86	90	83	84	86	
Fe II	5264.81	3.23	-3.188	47	48	49	38	51	48	57	60	38	54	40	46	57	39	46	57	41	44	59	57	42	49	...	37	25	47	
Fe II	5414.07	3.22	-3.791	...	27	...	20	35	27	38	48	19	35	23	24	33	26	33	39	24	23	43	21	26	37	...	21	19	32	
Fe II	5425.26	3.20	-3.359	52	45	49	35	52	48	55	59	31	52	40	40	53	45	42	56	40	63	55	52	43	53	...	30	48	48	
Fe II	5534.85	3.24	-2.923	...	70	58	54	63	66	70	77	50	70	52	59	75	63	68	72	53	58	76	61	56	67	90	59	...	59	
Fe II	5813.67	5.57	-2.748	3	3	...	2	...	...	4	...	2	4	3	3	6	...	...	5	...	3	...	3	2	4	...	...	1	...	
Fe II	5823.18	5.57	-3.063	...	...	...	...	...	...	...	...	3	...	2	2	...	...	...	...	...	...	...	...	...	2	...	...	2	...	
Fe II	5991.38	3.15	-3.737	44	34	40	28	39	40	43	51	23	42	25	29	43	32	27	46	27	...	39	29	32	39	...	...	41	36	
Fe II	6084.10	3.20	-3.972	28	24	32	15	33	22	30	39	14	19	16	20	31	24	17	33	18	14	34	23	19	31	24	27	17	25	
Fe II	6113.33	3.22	-4.297	21	5	...	5	22	14	18	28	7	11	9	11	15	...	10	22	12	7	...	13	10	23	...	6	5	16	
Fe II	6149.25	3.89	-2.904	...	45	36	33	39	39	45	49	29	53	29	38	51	39	36	44	24	18	54	43	35	40	43	33	30	35	
Fe II	6247.56	3.89	-2.516	48	65	51	48	51	65	65	67	47	73	43	57	70	60	69	50	41	56	76	67	59	48	69	48	62	48	
Fe II	6383.71	5.50	-2.260	10	...	7	7	12	7	11	14	6	16	6	6	17	...	...	11	3	...	...	...	9	10	...	5	4	14	
Fe II	6432.68	2.89	-3.739	48	49	49	36	50	39	55	64	30	55	35	40	62	40	42	56	42	27	55	51	43	50	...	29	40	46	
Fe II	6442.95	5.55	-2.700	...	5	...	4	9	...	5	11	4	8	3	5	...	...	5	5	2	7	...	3	4	...	...	7	4	7	
Fe II	6456.39	3.90	-2.312	63	72	61	63	62	75	74	79	55	76	56	67	81	69	68	71	50	68	90	75	67	65	81	56	61	65	
Fe II	6482.18	6.22	-2.100	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	2	...	...	...	...	...	...	...
Fe II	6516.08	2.89	-3.448	...	64	...	...	61	...	61	81	43	...	45	58	68	81	69	73	56	58	78	69	58	61	90	45	34	66	



# Apêndice B

## Estrutura Hiperfina

Tabela B.1: Estrutura hiperfina das linhas de Ba II, La II, Eu II, Cu I e Pb I.

is	el	$\lambda$	log gf	is	el	$\lambda$	log gf	is	el	$\lambda$	log gf
130	Ba II	4554.038	-2.8055	137	Ba II	5853.687	-2.9595	137	Ba II	6496.905	-1.6886
132	Ba II	4554.038	-2.8248	137	Ba II	5853.688	-3.1637	137	Ba II	6496.916	-2.5337
134	Ba II	4554.038	-1.4467	137	Ba II	5853.690	-2.4155	137	Ba II	6496.917	-2.1357
135	Ba II	4554.007	-1.8172	137	Ba II	5853.690	-2.8626	137	Ba II	6496.921	-2.1357
135	Ba II	4554.008	-1.8172	137	Ba II	5853.690	-3.5616	138	Ba II	6496.909	-0.5245
135	Ba II	4554.009	-2.2151	137	Ba II	5853.691	-3.1637	138	La II	4086.732	-3.1149
135	Ba II	4554.055	-1.3700	137	Ba II	5853.692	-2.9595	139	La II	4086.718	-1.2667
135	Ba II	4554.058	-1.8172	137	Ba II	5853.694	-3.0175	139	La II	4086.721	-1.1082
135	Ba II	4554.059	-2.5161	138	Ba II	5853.690	-1.1545	139	La II	4086.725	-1.1196
136	Ba II	4554.038	-0.9350	130	Ba II	6141.727	-3.0455	139	La II	4086.728	-1.2922
137	Ba II	4554.003	-1.5857	132	Ba II	6141.727	-3.0648	139	La II	4086.730	-0.6968
137	Ba II	4554.005	-1.5857	134	Ba II	6141.727	-1.6867	139	La II	4086.731	-1.0941
137	Ba II	4554.006	-1.9837	135	Ba II	6141.722	-3.6312	139	La II	4086.733	-1.7906
137	Ba II	4554.058	-1.1386	135	Ba II	6141.724	-2.4851	139	La II	4086.734	-1.4683
137	Ba II	4554.060	-1.5857	135	Ba II	6141.725	-3.4551	139	La II	4086.734	-3.2165
137	Ba II	4554.062	-2.2847	135	Ba II	6141.726	-1.6770	139	La II	4086.740	-1.2922
138	Ba II	4554.038	+0.0255	135	Ba II	6141.726	-2.3882	139	La II	4086.741	-1.1196
130	Ba II	4934.100	-3.1255	135	Ba II	6141.728	-1.8830	139	La II	4086.742	-1.1082
132	Ba II	4934.100	-3.1448	135	Ba II	6141.728	-2.5009	139	La II	4086.744	-1.2667
134	Ba II	4934.100	-1.7667	135	Ba II	6141.729	-2.1329	138	La II	4123.228	-2.9149
135	Ba II	4934.059	-1.8361	135	Ba II	6141.729	-2.4551	139	La II	4123.212	-0.4725
135	Ba II	4934.070	-2.5351	136	Ba II	6141.727	-1.1750	139	La II	4123.222	-0.6429
135	Ba II	4934.118	-1.8361	137	Ba II	6141.722	-3.3998	139	La II	4123.222	-1.2128
135	Ba II	4934.129	-1.8361	137	Ba II	6141.724	-2.2536	139	La II	4123.230	-1.0299
136	Ba II	4934.100	-1.2550	137	Ba II	6141.725	-3.2237	139	La II	4123.230	-2.2128
137	Ba II	4934.054	-1.6047	137	Ba II	6141.726	-1.4455	139	La II	4123.231	-0.8502
137	Ba II	4934.066	-2.3037	137	Ba II	6141.726	-2.1567	139	La II	4123.237	-0.9963
137	Ba II	4934.121	-1.6047	137	Ba II	6141.728	-1.6516	139	La II	4123.237	-1.1213
137	Ba II	4934.132	-1.6047	137	Ba II	6141.728	-2.2694	139	La II	4123.237	-1.7947
138	Ba II	4934.100	-0.2945	137	Ba II	6141.729	-1.9014	139	La II	4123.242	-1.0554
130	Ba II	5853.690	-3.9855	137	Ba II	6141.729	-2.2237	139	La II	4123.242	-1.5606
132	Ba II	5853.690	-4.0048	138	Ba II	6141.727	-0.2145	139	La II	4123.243	-1.5394
134	Ba II	5853.690	-2.6267	130	Ba II	6496.909	-2.3555	139	La II	4123.245	-1.4145
135	Ba II	5853.687	-3.2490	132	Ba II	6496.909	-3.3748	139	La II	4123.246	-1.2384
135	Ba II	5853.688	-3.1910	134	Ba II	6496.909	-1.9967	139	La II	4123.248	-1.3175
135	Ba II	5853.688	-3.3951	135	Ba II	6496.898	-3.0661	138	La II	5123.000	-3.8949
135	Ba II	5853.690	-2.6469	135	Ba II	6496.901	-2.3672	139	La II	5122.992	-1.4768
135	Ba II	5853.690	-3.0941	135	Ba II	6496.906	-1.9200	139	La II	5122.992	-2.0467
135	Ba II	5853.690	-3.7930	135	Ba II	6496.915	-2.7651	139	La II	5122.998	-1.8741
135	Ba II	5853.691	-3.3951	135	Ba II	6496.917	-2.3672	139	La II	5122.998	-2.0467
135	Ba II	5853.692	-3.1910	135	Ba II	6496.919	-2.3672	139	La II	5122.999	-1.8882
135	Ba II	5853.693	-3.2490	136	Ba II	6496.909	-1.4850	139	La II	5123.003	-1.8882
136	Ba II	5853.690	-2.1150	137	Ba II	6496.897	-2.8347	139	La II	5123.003	-2.5706
137	Ba II	5853.686	-3.0175	137	Ba II	6496.900	-2.1357	139	La II	5123.004	-1.8996

Tabela B.1 – continuação

is	el	$\lambda$	log gf	is	el	$\lambda$	log gf	is	el	$\lambda$	log gf
139	La II	5123.007	-1.8996	139	La II	5863.706	-3.5288	151	Eu II	4205.026	-1.5252
139	La II	5123.007	-3.9965	139	La II	5863.708	-2.8687	151	Eu II	4205.037	-3.0304
139	La II	5123.008	-2.0722	139	La II	5863.708	-3.0516	151	Eu II	4205.076	-0.8161
139	La II	5123.010	-2.0722	139	La II	5863.710	-2.4360	151	Eu II	4205.086	-1.7082
139	La II	5123.011	-2.2483	139	La II	5863.710	-2.6213	151	Eu II	4205.146	-0.6967
138	La II	5303.541	-4.3949	139	La II	5863.710	-2.8553	153	Eu II	4204.978	-1.3946
139	La II	5303.539	-1.8733	139	La II	5863.710	-3.1978	153	Eu II	4204.980	-1.6957
139	La II	5303.539	-2.3626	139	La II	5863.711	-2.2801	153	Eu II	4204.984	-2.6499
139	La II	5303.540	-3.0616	139	La II	5863.713	-2.1444	153	Eu II	4204.991	-1.2185
139	La II	5303.541	-2.1663	139	La II	5863.716	-2.0236	153	Eu II	4204.995	-1.5127
139	La II	5303.542	-2.2466	138	La II	6390.492	-4.4549	153	Eu II	4204.999	-2.5408
139	La II	5303.542	-2.6215	139	La II	6390.470	-2.0125	153	Eu II	4205.009	-1.0557
139	La II	5303.543	-2.3662	139	La II	6390.483	-2.1829	153	Eu II	4205.013	-1.4536
139	La II	5303.543	-2.6215	139	La II	6390.484	-2.7528	153	Eu II	4205.017	-2.6499
139	La II	5303.544	-2.3504	139	La II	6390.495	-2.3902	153	Eu II	4205.031	-0.9095
138	La II	5797.570	-4.4049	139	La II	6390.495	-2.5699	153	Eu II	4205.035	-1.4872
139	La II	5797.557	-2.0562	139	La II	6390.495	-3.7528	153	Eu II	4205.037	-2.9923
139	La II	5797.558	-3.0436	139	La II	6390.503	-3.3347	153	Eu II	4205.058	-0.7780
139	La II	5797.562	-3.0436	139	La II	6390.504	-2.5363	153	Eu II	4205.060	-1.6701
139	La II	5797.563	-2.2141	139	La II	6390.505	-2.6613	153	Eu II	4205.085	-0.6587
139	La II	5797.565	-2.8334	139	La II	6390.511	-3.1006	151	Eu II	6437.679	-1.7488
139	La II	5797.568	-2.8334	139	La II	6390.512	-2.5954	151	Eu II	6437.682	-2.5270
139	La II	5797.569	-2.3908	139	La II	6390.513	-3.0794	151	Eu II	6437.675	-2.5270
139	La II	5797.571	-2.7608	139	La II	6390.517	-2.9545	151	Eu II	6437.678	-1.6970
139	La II	5797.573	-2.7608	139	La II	6390.518	-2.7784	151	Eu II	6437.678	-2.3303
139	La II	5797.575	-2.5896	139	La II	6390.521	-2.8575	151	Eu II	6437.673	-2.3303
139	La II	5797.576	-2.7570	151	Eu II	4129.629	-1.3558	151	Eu II	6437.673	-1.6073
139	La II	5797.578	-2.7570	151	Eu II	4129.625	-1.8329	151	Eu II	6437.667	-2.2761
139	La II	5797.579	-2.8129	151	Eu II	4129.651	-1.8329	151	Eu II	6437.667	-2.2761
139	La II	5797.580	-2.8075	151	Eu II	4129.646	-1.2978	151	Eu II	6437.661	-1.5016
139	La II	5797.582	-2.8075	151	Eu II	4129.640	-1.6366	151	Eu II	6437.646	-2.3187
139	La II	5797.583	-2.9211	151	Eu II	4129.677	-1.6366	151	Eu II	6437.655	-2.3187
139	La II	5797.583	-3.0568	151	Eu II	4129.670	-1.1674	151	Eu II	6437.639	-1.3909
139	La II	5797.584	-2.9211	151	Eu II	4129.664	-1.5776	151	Eu II	6437.610	-2.5112
139	La II	5797.585	-3.2866	151	Eu II	4129.709	-1.5776	151	Eu II	6437.632	-2.5112
139	La II	5797.586	-3.1508	151	Eu II	4129.703	-1.0169	151	Eu II	6437.603	-1.2807
139	La II	5797.586	-3.1508	151	Eu II	4129.697	-1.6142	153	Eu II	6437.633	-1.7108
139	La II	5797.587	-3.2969	151	Eu II	4129.751	-1.6142	153	Eu II	6437.655	-2.4889
138	La II	5805.770	-4.6049	151	Eu II	4129.745	-0.8659	153	Eu II	6437.631	-2.4889
139	La II	5805.757	-3.0330	151	Eu II	4129.741	-1.8007	153	Eu II	6437.653	-1.6589
139	La II	5805.761	-2.8377	151	Eu II	4129.802	-1.8007	153	Eu II	6437.671	-2.2922
139	La II	5805.765	-2.2249	151	Eu II	4129.798	-0.7215	153	Eu II	6437.650	-2.2922
139	La II	5805.766	-2.7853	153	Eu II	4129.688	-1.3177	153	Eu II	6437.668	-1.5692
139	La II	5805.768	-2.4532	153	Eu II	4129.681	-1.7948	153	Eu II	6437.676	-2.2380
139	La II	5805.770	-2.8109	153	Eu II	4129.697	-1.7948	153	Eu II	6437.666	-2.2380
139	La II	5805.771	-2.7386	153	Eu II	4129.690	-1.2597	153	Eu II	6437.673	-1.4635
139	La II	5805.772	-2.9102	153	Eu II	4129.683	-1.5985	153	Eu II	6437.660	-2.2806
139	La II	5805.773	-3.1253	153	Eu II	4129.704	-1.5985	153	Eu II	6437.670	-2.2806
139	La II	5805.775	-3.0330	153	Eu II	4129.696	-1.1294	153	Eu II	6437.657	-1.3528
139	La II	5805.775	-3.1321	153	Eu II	4129.690	-1.5395	153	Eu II	6437.613	-2.4731
139	La II	5805.775	-3.7553	153	Eu II	4129.714	-1.5395	153	Eu II	6437.655	-2.4731
139	La II	5805.777	-2.8377	153	Eu II	4129.708	-0.9789	153	Eu II	6437.612	-1.2427
139	La II	5805.777	-3.6092	153	Eu II	4129.706	-1.5761	151	Eu II	6645.168	-1.2419
139	La II	5805.778	-2.7853	153	Eu II	4129.729	-1.5761	151	Eu II	6645.171	-2.1504
139	La II	5805.779	-2.8109	153	Eu II	4129.728	-0.8278	151	Eu II	6645.171	-3.5653
139	La II	5805.779	-2.9102	153	Eu II	4129.733	-1.7626	151	Eu II	6645.157	-1.1591
139	La II	5805.779	-3.1321	153	Eu II	4129.752	-1.7626	151	Eu II	6645.157	-1.9554
138	La II	5863.710	-4.4149	153	Eu II	4129.759	-0.6834	151	Eu II	6645.150	-3.3972
139	La II	5863.688	-4.1656	151	Eu II	4204.907	-1.4327	151	Eu II	6645.143	-1.0750
139	La II	5863.692	-3.7620	151	Eu II	4204.910	-1.7337	151	Eu II	6645.136	-1.9037
139	La II	5863.696	-3.5499	151	Eu II	4204.915	-2.6880	151	Eu II	6645.119	-3.4698
139	La II	5863.699	-3.4408	151	Eu II	4204.933	-1.2566	151	Eu II	6645.125	-0.9926
139	La II	5863.700	-2.9525	151	Eu II	4204.938	-1.5508	151	Eu II	6645.108	-1.9488
139	La II	5863.701	-2.7476	151	Eu II	4204.944	-2.5788	151	Eu II	6645.077	-3.7872
139	La II	5863.702	-2.6815	151	Eu II	4204.969	-1.0937	151	Eu II	6645.104	-0.9133
139	La II	5863.703	-3.4196	151	Eu II	4204.976	-1.4917	151	Eu II	6645.072	-2.1437
139	La II	5863.704	-2.6858	151	Eu II	4204.985	-2.6880	151	Eu II	6645.077	-0.8373
139	La II	5863.706	-2.7462	151	Eu II	4205.017	-0.9476	153	Eu II	6645.137	-1.2038

Tabela B.1 – continuação

is	el	$\lambda$	log gf	is	el	$\lambda$	log gf	is	el	$\lambda$	log gf
153	Eu II	6645.160	-2.1123	-	Cu I	5105.514	-2.9097	63	Cu I	5782.064	-3.0850
153	Eu II	6645.180	-3.5273	-	Cu I	5105.519	-3.8761	63	Cu I	5782.073	-3.3890
153	Eu II	6645.133	-1.1211	-	Cu I	5105.523	-2.9318	63	Cu I	5782.084	-2.6880
153	Eu II	6645.152	-1.9174	-	Cu I	5105.525	-2.7319	63	Cu I	5782.113	-2.6880
153	Eu II	6645.160	-3.3591	-	Cu I	5105.526	-4.0655	63	Cu I	5782.124	-2.6880
153	Eu II	6645.129	-1.0369	-	Cu I	5105.530	-2.6600	63	Cu I	5782.173	-2.2410
153	Eu II	6645.137	-1.8656	-	Cu I	5105.531	-2.8199	65	Cu I	5782.032	-3.4320
153	Eu II	6645.124	-3.4317	-	Cu I	5105.534	-2.5629	65	Cu I	5782.042	-3.7349
153	Eu II	6645.125	-0.9546	-	Cu I	5105.545	-2.9140	65	Cu I	5782.054	-3.0340
153	Eu II	6645.111	-1.9107	-	Cu I	5105.550	-2.3138	65	Cu I	5782.086	-3.0340
153	Eu II	6645.064	-3.7491	-	Cu I	5105.554	-2.4538	65	Cu I	5782.098	-3.0340
153	Eu II	6645.116	-0.8752	-	Cu I	5105.572	-2.1079	65	Cu I	5782.153	-2.5870
153	Eu II	6645.069	-2.1057	-	Cu I	5218.201	-1.4123	204	Pb I	4057.822	-1.9229
153	Eu II	6645.100	-0.7992	-	Cu I	5218.203	-0.9367	206	Pb I	4057.822	-0.9473
-	Cu I	5105.497	-4.2291	-	Cu I	5218.205	-1.0665	207	Pb I	4057.849	-1.3835
-	Cu I	5105.501	-3.2774	-	Cu I	5218.207	-0.3466	207	Pb I	4057.776	-2.0824
-	Cu I	5105.503	-3.2314	-	Cu I	5218.211	-0.5575	207	Pb I	4057.812	-1.1282
-	Cu I	5105.504	-4.4202	-	Cu I	5218.213	-0.5685	208	Pb I	4057.822	-0.4514
-	Cu I	5105.510	-3.1656	-	Cu I	5218.216	-0.2226				





# Apêndice C

## Distribuição de Abundâncias Entre os Diversos Processos

229

Tabela C.1: Abundâncias obtidas pelos ajustes para estrelas normais de metalicidades correspondentes às das estrelas de Bário entre parênteses.  $\epsilon_{s,r,p}(X)$  correspondem a  $\epsilon_{s,r,p}(X)_{nor}$  da equação 5.1.

	Sr	Y	Zr	Mo	Ba	La	Ce	Pr	Nd	Sm	Eu	Gd	Dy	Pb
[Fe/H] = -0.06 (HD 749)														
$\log \epsilon(X)$	2.85±0.18	2.17±0.20	2.57±0.17	1.84±0.37	2.04±0.18	1.31±0.22	1.44±0.19	0.70±0.16	1.40±0.17	0.90±0.15	0.53±0.14	1.06±0.19	1.03±0.16	1.89±0.20
$\epsilon_s(X)$	594.4±51.0	136.8±63.2	307.4±20.1	34.1±29.2	87.7±36.1	12.5±6.3	20.9±9.0	2.4±0.9	14.0±5.6	2.4±0.8	0.2±0.1	1.8±0.8	1.6±0.6	36±16
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	11.9±5.5	58.9±23.0	17.9±15.4	20.6±8.5	7.7±3.8	6.5±2.8	2.5±1.0	9.3±3.7	5.4±1.9	3.2±1.1	9.7±4.2	9.1±3.3	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	109.0±46.0	0.0±0.0	4.1±1.6	16.7±14.3	0.2±0.1	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.9±0.8	0.2±0.1	0.0±0.0	0.011±0.005	0.0±0.0	42±19
$\epsilon_o(X)$	109.0±46.0	11.9±5.5	63.0±24.6	34.6±29.7	20.8±8.6	7.7±3.8	6.6±2.8	2.5±1.0	11.3±4.5	5.6±2.0	3.2±1.1	9.7±4.2	9.1±3.3	42±19
[Fe/H] = -0.36 (HR 107)														
$\log \epsilon(X)$	2.54±0.04	1.84±0.05	2.29±0.04	1.55±0.27	1.74±0.04	0.95±0.06	1.14±0.05	0.44±0.05	1.12±0.04	0.66±0.04	0.30±0.03	0.76±0.07	0.78±0.05	1.59±0.10
$\epsilon_s(X)$	295.2±29.3	63.5±6.6	160.7±14.5	17.4±10.8	44.2±4.1	5.5±0.7	10.4±1.2	1.3±0.2	7.3±0.7	1.3±0.1	0.1±0.0	0.89±0.14	0.9±0.1	18±4
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	5.5±0.6	30.8±2.8	9.2±5.7	10.4±1.0	3.4±0.4	3.2±0.4	1.4±0.2	4.8±0.4	3.1±0.3	1.9±0.1	4.86±0.78	5.1±0.6	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	54.2±5.4	0.0±0.0	2.1±0.2	8.5±5.3	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.0±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.006±0.001	0.0±0.0	21±5
$\epsilon_o(X)$	54.2±5.4	5.5±0.6	32.9±3.0	17.7±11.0	10.5±1.0	3.4±0.4	3.3±0.4	1.4±0.2	5.8±0.5	3.2±0.3	1.9±0.1	4.87±0.78	5.1±0.6	21±5
[Fe/H] = -0.55 (HD 5424)														
$\log \epsilon(X)$	2.35±0.18	1.63±0.20	2.11±0.17	1.36±0.29	1.55±0.18	0.72±0.22	0.95±0.18	0.27±0.16	0.94±0.17	0.50±0.15	0.15±0.14	0.57±0.19	0.62±0.15	1.40±0.20
$\epsilon_s(X)$	189.5±79.8	39.0±18.0	106.6±41.6	11.4±7.5	28.6±11.8	3.3±1.6	6.7±2.8	0.9±0.3	4.8±1.9	0.9±0.3	0.1±0.0	0.57±0.25	0.6±0.2	12±5
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	3.4±1.6	20.4±8.0	6.0±4.0	6.7±2.8	2.0±1.0	2.1±0.9	1.0±0.4	3.2±1.3	2.2±0.7	1.3±0.4	3.1±1.4	3.5±1.3	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	34.8±14.6	0.0±0.0	1.4±0.6	5.6±3.7	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.7±0.3	0.1±0.0	0.0±0.0	0.004±0.002	0.0±0.0	14±6
$\epsilon_o(X)$	34.8±14.6	3.4±1.6	21.8±8.5	11.6±7.7	6.8±2.8	2.0±1.0	2.1±0.9	1.0±0.4	3.9±1.5	2.3±0.8	1.3±0.4	3.1±1.4	3.5±1.3	14±6
[Fe/H] = -0.42 (HD 8270)														

Tabela C.1 – continuação

	Sr	Y	Zr	Mo	Ba	La	Ce	Pr	Nd	Sm	Eu	Gd	Dy	Pb
$\log \epsilon(X)$	2.48±0.04	1.77±0.05	2.23±0.04	1.49±0.26	1.68±0.04	0.88±0.06	1.08±0.05	0.38±0.05	1.06±0.04	0.61±0.04	0.25±0.03	0.70±0.07	0.73±0.05	1.53±0.10
$\epsilon_s(X)$	256.7±25.3	54.4±5.7	141.2±12.7	15.2±9.0	38.5±3.6	4.7±0.6	9.1±1.0	1.2±0.1	6.4±0.6	1.2±0.1	0.1±0.0	0.77±0.12	0.8±0.1	16±4
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	4.7±0.5	27.0±2.4	8.0±4.8	9.1±0.8	2.9±0.4	2.8±0.3	1.2±0.1	4.2±0.4	2.7±0.3	1.7±0.1	4.2±0.7	4.5±0.5	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	47.1±4.6	0.0±0.0	1.9±0.2	7.5±4.4	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.9±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.005±0.001	0.0±0.0	18±4
$\epsilon_o(X)$	47.1±4.6	4.7±0.5	28.9±2.6	15.5±9.2	9.2±0.9	2.9±0.4	2.8±0.3	1.2±0.1	5.1±0.5	2.9±0.3	1.7±0.1	4.2±0.7	4.5±0.5	18±4
[Fe/H] = -0.12 (HD 12392)														
$\log \epsilon(X)$	2.79±0.18	2.11±0.20	2.51±0.17	1.78±0.36	1.98±0.18	1.23±0.22	1.38±0.19	0.64±0.16	1.35±0.17	0.85±0.15	0.49±0.14	1.00±0.19	0.98±0.16	1.83±0.20
$\epsilon_s(X)$	516.8±18.1	117.3±54.2	270.0±05.4	29.8±24.8	76.4±31.5	10.6±5.3	18.2±7.8	2.1±0.8	12.3±4.9	2.1±0.7	0.2±0.1	1.54±0.67	1.4±0.5	31±14
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	10.2±4.7	51.7±20.2	15.7±13.1	18.0±7.4	6.5±3.2	5.6±2.4	2.3±0.8	8.2±3.2	4.8±1.7	2.9±0.9	8.4±3.7	8.1±2.9	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	94.8±40.0	0.0±0.0	3.6±1.4	14.6±12.2	0.2±0.1	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.7±0.7	0.2±0.1	0.0±0.0	0.010±0.004	0.0±0.0	36±17
$\epsilon_o(X)$	94.8±40.0	10.2±4.7	55.3±21.6	30.3±25.2	18.2±7.5	6.5±3.3	5.7±2.5	2.3±0.8	9.9±3.9	5.0±1.8	2.9±0.9	8.5±3.7	8.1±2.9	36±17
[Fe/H] = -0.44 (HD 13551)														
$\log \epsilon(X)$	2.46±0.04	1.75±0.05	2.21±0.04	1.47±0.25	1.66±0.04	0.85±0.05	1.06±0.05	0.37±0.05	1.04±0.04	0.59±0.04	0.24±0.03	0.68±0.07	0.71±0.05	1.51±0.10
$\epsilon_s(X)$	245.0±24.1	51.7±5.4	135.2±12.2	14.6±8.5	36.8±3.4	4.4±0.6	8.6±1.0	1.1±0.1	6.1±0.6	1.2±0.1	0.1±0.0	0.74±0.12	0.8±0.1	15±3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	4.5±0.5	25.9±2.3	7.7±4.5	8.7±0.8	2.7±0.3	2.7±0.3	1.2±0.1	4.1±0.4	2.6±0.3	1.6±0.1	4.04±0.65	4.4±0.5	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	44.9±4.4	0.0±0.0	1.8±0.2	7.1±4.2	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.8±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.005±0.001	0.0±0.0	17±4
$\epsilon_o(X)$	44.9±4.4	4.5±0.5	27.7±2.5	14.8±8.6	8.7±0.8	2.7±0.3	2.7±0.3	1.2±0.1	4.9±0.4	2.8±0.3	1.6±0.1	4.0±0.6	4.4±0.5	17±4
[Fe/H] = -0.27 (HD 22589)														
$\log \epsilon(X)$	2.63±0.04	1.94±0.05	2.37±0.04	1.63±0.29	1.83±0.04	1.06±0.06	1.23±0.05	0.51±0.05	1.20±0.04	0.73±0.05	0.37±0.03	0.85±0.07	0.85±0.05	1.68±0.10
$\epsilon_s(X)$	364.2±36.5	79.9±8.4	195.2±17.7	21.3±14.1	54.3±5.1	7.0±0.9	12.8±1.6	1.6±0.2	8.9±0.8	1.6±0.2	0.1±0.0	1.09±0.18	1.0±0.1	22±5
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	6.9±0.7	37.4±3.4	11.2±7.4	12.8±1.2	4.3±0.6	4.0±0.5	1.7±0.2	5.9±0.5	3.6±0.4	2.2±0.2	6±1	6.0±0.7	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	66.8±6.7	0.0±0.0	2.6±0.2	10.4±6.9	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.2±0.1	0.2±0.0	0.0±0.0	0.007±0.001	0.0±0.0	26±6
$\epsilon_o(X)$	66.8±6.7	6.9±0.7	40.0±3.6	21.7±14.4	12.9±1.2	4.3±0.6	4.0±0.5	1.7±0.2	7.1±0.7	3.8±0.4	2.2±0.2	6±1	6.1±0.7	26±6
[Fe/H] = -0.09 (HD 27271)														
$\log \epsilon(X)$	2.82±0.18	2.14±0.20	2.54±0.17	1.81±0.37	2.01±0.18	1.27±0.22	1.41±0.19	0.67±0.16	1.37±0.17	0.88±0.15	0.51±0.14	1.03±0.19	1.00±0.16	1.86±0.20
$\epsilon_s(X)$	554.2±34.0	126.7±58.5	288.1±12.5	31.9±26.9	81.9±33.7	11.5±5.8	19.5±8.4	2.3±0.9	13.1±5.2	2.2±0.8	0.2±0.1	1.65±0.72	1.5±0.5	33±15
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	11.0±5.1	55.2±21.6	16.8±14.2	19.3±7.9	7.1±3.5	6.0±2.6	2.4±0.9	8.7±3.4	5.1±1.8	3.1±1.0	9.05±3.96	8.6±3.1	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	101.7±42.9	0.0±0.0	3.8±1.5	15.6±13.2	0.2±0.1	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.8±0.7	0.2±0.1	0.0±0.0	0.011±0.005	0.0±0.0	39±18
$\epsilon_o(X)$	101.7±42.9	11.0±5.1	59.0±23.0	32.4±27.4	19.5±8.0	7.1±3.5	6.1±2.6	2.4±0.9	10.5±4.2	5.3±1.9	3.1±1.0	9.1±4.0	8.6±3.1	39±18
[Fe/H] = -0.62 (HD 48565)														
$\log \epsilon(X)$	2.28±0.04	1.55±0.05	2.04±0.04	1.29±0.22	1.48±0.04	0.64±0.05	0.87±0.05	0.21±0.05	0.87±0.04	0.45±0.04	0.10±0.03	0.50±0.07	0.56±0.04	1.33±0.10
$\epsilon_s(X)$	161.0±15.7	32.6±3.4	91.6±8.2	9.8±4.9	24.4±2.3	2.7±0.3	5.7±0.6	0.8±0.1	4.1±0.4	0.8±0.1	0.1±0.0	0.49±0.08	0.5±0.1	9.8±2.3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	2.8±0.3	17.5±1.6	5.1±2.6	5.7±0.5	1.7±0.2	1.8±0.2	0.8±0.1	2.7±0.2	1.9±0.2	1.2±0.1	2.67±0.43	3.1±0.3	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	29.5±2.9	0.0±0.0	1.2±0.1	4.8±2.4	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.6±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.003±0.001	0.0±0.0	11±3
$\epsilon_o(X)$	29.5±2.9	2.8±0.3	18.8±1.7	9.9±4.9	5.8±0.5	1.7±0.2	1.8±0.2	0.8±0.1	3.3±0.3	2.0±0.2	1.2±0.1	2.67±0.43	3.1±0.3	11±3
[Fe/H] = -0.31 (HD 76225)														
$\log \epsilon(X)$	2.59±0.04	1.89±0.05	2.33±0.04	1.59±0.28	1.79±0.04	1.01±0.06	1.19±0.05	0.48±0.05	1.17±0.04	0.70±0.05	0.34±0.03	0.81±0.07	0.82±0.05	1.64±0.10
$\epsilon_s(X)$	331.8±33.1	72.1±7.6	179.1±16.2	19.5±12.6	49.5±4.6	6.3±0.8	11.7±1.4	1.5±0.2	8.1±0.8	1.5±0.2	0.1±0.0	0.99±0.16	1.0±0.1	20±4
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	6.3±0.7	34.3±3.1	10.3±6.6	11.6±1.1	3.9±0.5	3.6±0.4	1.5±0.2	5.4±0.5	3.4±0.4	2.1±0.2	5.46±0.88	5.6±0.6	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	60.9±6.1	0.0±0.0	2.4±0.2	9.5±6.2	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.1±0.1	0.2±0.0	0.0±0.0	0.006±0.001	0.0±0.0	24±5
$\epsilon_o(X)$	60.9±6.1	6.3±0.7	36.7±3.3	19.8±12.8	11.8±1.1	3.9±0.5	3.7±0.4	1.5±0.2	6.5±0.6	3.5±0.4	2.1±0.2	5.46±0.88	5.6±0.6	24±5
[Fe/H] = -0.44 (HD 87080)														
$\log \epsilon(X)$	2.46±0.04	1.75±0.05	2.21±0.04	1.47±0.25	1.66±0.04	0.85±0.05	1.06±0.05	0.37±0.05	1.04±0.04	0.59±0.04	0.24±0.03	0.68±0.07	0.71±0.05	1.51±0.10
$\epsilon_s(X)$	245.0±24.1	51.7±5.4	135.2±12.2	14.6±8.5	36.8±3.4	4.4±0.6	8.6±1.0	1.1±0.1	6.1±0.6	1.2±0.1	0.1±0.0	0.74±0.12	0.8±0.1	15±3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	4.5±0.5	25.9±2.3	7.7±4.5	8.7±0.8	2.7±0.3	2.7±0.3	1.2±0.1	4.1±0.4	2.6±0.3	1.6±0.1	4.04±0.65	4.4±0.5	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	44.9±4.4	0.0±0.0	1.8±0.2	7.1±4.2	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.8±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.005±0.001	0.0±0.0	17±4
$\epsilon_o(X)$	44.9±4.4	4.5±0.5	27.7±2.5	14.8±8.6	8.7±0.8	2.7±0.3	2.7±0.3	1.2±0.1	4.9±0.4	2.8±0.3	1.6±0.1	4.05±0.65	4.4±0.5	17±4
[Fe/H] = -0.30 (HD 89948)														
$\log \epsilon(X)$	2.60±0.04	1.91±0.05	2.34±0.04	1.60±0.28	1.80±0.04	1.02±0.06	1.20±0.05	0.49±0.05	1.18±0.04	0.71±0.05	0.35±0.03	0.82±0.07	0.83±0.05	1.65±0.10
$\epsilon_s(X)$	339.6±33.9	74.0±7.8	183.0±16.6	19.9±12.9	50.7±4.7	6.5±0.8	12.0±1.5	1.5±0.2	8.3±0.8	1.5±0.2	0.1±0.0	1.02±0.16	1.0±0.1	21±5
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	6.4±0.7	35.1±3.2	10.5±6.8	11.9±1.1	4.0±0.5	3.7±0.5	1.6±0.2	5.5±0.5	3.4±0.4	2.1±0.2	5.58±0.90	5.7±0.7	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	62.3±6.2	0.0±0.0	2.4±0.2	9.8±6.3	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.2±0.1	0.2±0.0	0.0±0.0	0.007±0.001	0.0±0.0	24±5
$\epsilon_o(X)$	62.3±6.2	6.4±0.7	37.5±3.4	20.3±13.2	12.0±1.1	4.0±0.5	3.8±0.5	1.6±0.2	6.7±0.6	3.6±0.4	2.1±0.2	5.59±0.90	5.7±0.7	24±5
[Fe/H] = -0.12 (HD 92545)														
$\log \epsilon(X)$	2.79±0.04	2.11±0.05	2.51±0.04	1.78±0.32	1.98±0.04	1.23±0.06	1.38±0.06	0.64±0.06	1.35±0.04	0.85±0.05	0.49±0.03	1.00±0.07	0.98±0.05	1.83±0.10
$\epsilon_s(X)$	516.8±53.1	117.3±2.4	270.0±24.8	29.8±21.9	76.4±7.2	10.6±1.5	18.2±2.4	2.1±0.3	12.3±1.2	2.1±0.2	0.2±0.0	1.54±0.25	1.4±0.2	31±7
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	10.2±1.1	51.7±4.8	15.7±11.5	18.0±1.7	6.5±0.9	5.6±0.8	2.3±0.3	8.2±0.8	4.8±0.6	2.9±0.2	8.45±1.36	8.1±1.0	0.00±0.00

Tabela C.1 – continuação

	Sr	Y	Zr	Mo	Ba	La	Ce	Pr	Nd	Sm	Eu	Gd	Dy	Pb
$\epsilon_p(X)$	94.8±9.7	0.0±0.0	3.6±0.3	14.6±10.7	0.2±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.7±0.2	0.2±0.0	0.0±0.0	0.010±0.002	0.0±0.0	36±8
$\epsilon_o(X)$	94.8±9.7	10.2±1.1	55.3±5.1	30.3±22.3	18.2±1.7	6.5±0.9	5.7±0.8	2.3±0.3	9.9±0.9	5.0±0.6	2.9±0.2	8.5±1.4	8.1±1.0	36±8
[Fe/H] = -0.29 (HD 106191)														
$\log \epsilon(X)$	2.61±0.04	1.92±0.05	2.35±0.04	1.61±0.28	1.81±0.04	1.03±0.06	1.21±0.05	0.50±0.05	1.18±0.04	0.72±0.05	0.35±0.03	0.83±0.07	0.84±0.05	1.66±0.10
$\epsilon_s(X)$	347.6±34.8	75.9±8.0	187.0±16.9	20.4±13.3	51.8±4.8	6.7±0.9	12.3±1.5	1.5±0.2	8.5±0.8	1.5±0.2	0.1±0.0	1.04±0.17	1.0±0.1	21±45
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	6.6±0.7	35.8±3.2	10.7±7.0	12.2±1.1	4.1±0.5	3.8±0.5	1.6±0.2	5.6±0.5	3.5±0.4	2.1±0.2	5.71±0.92	5.8±0.7	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	63.8±6.4	0.0±0.0	2.5±0.2	10.0±6.5	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.2±0.1	0.2±0.0	0.0±0.0	0.007±0.001	0.0±0.0	25±6
$\epsilon_o(X)$	63.8±6.4	6.6±0.7	38.3±3.5	20.7±13.6	12.3±1.2	4.1±0.5	3.9±0.5	1.6±0.2	6.8±0.6	3.7±0.4	2.1±0.2	5.7±0.9	5.8±0.7	25±6
[Fe/H] = -0.55 (HD 107574)														
$\log \epsilon(X)$	2.35±0.04	1.63±0.05	2.11±0.04	1.36±0.23	1.55±0.04	0.72±0.05	0.95±0.05	0.27±0.05	0.94±0.04	0.50±0.04	0.15±0.03	0.57±0.07	0.62±0.05	1.40±0.10
$\epsilon_s(X)$	189.5±18.5	39.0±4.1	106.6±9.6	11.4±6.1	28.6±2.7	3.3±0.4	6.7±0.7	0.9±0.1	4.8±0.4	0.9±0.1	0.1±0.0	0.57±0.09	0.6±0.1	12±3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	3.4±0.4	20.4±1.8	6.0±3.2	6.7±0.6	2.0±0.2	2.1±0.2	1.0±0.1	3.2±0.3	2.2±0.2	1.3±0.1	3.14±0.51	3.5±0.4	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	34.8±3.4	0.0±0.0	1.4±0.1	5.6±3.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.7±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.004±0.001	0.0±0.0	14±3
$\epsilon_o(X)$	34.8±3.4	3.4±0.4	21.8±2.0	11.6±6.2	6.8±0.6	2.0±0.2	2.1±0.2	1.0±0.1	3.9±0.4	2.3±0.2	1.3±0.1	3.14±0.51	3.5±0.4	14±3
[Fe/H] = -0.32 (HD 116869)														
$\log \epsilon(X)$	2.58±0.18	1.88±0.20	2.32±0.17	1.58±0.33	1.78±0.18	1.00±0.22	1.18±0.18	0.47±0.16	1.16±0.17	0.69±0.15	0.33±0.14	0.80±0.19	0.81±0.16	1.63±0.20
$\epsilon_s(X)$	324.1±36.6	70.3±32.4	175.2±68.4	19.1±14.3	48.4±19.9	6.1±3.1	11.4±4.9	1.4±0.5	7.9±3.1	1.4±0.5	0.1±0.0	0.97±0.42	1.0±0.3	20±9
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	6.1±2.8	33.6±13.1	10.0±7.5	11.4±4.7	3.8±1.9	3.5±1.5	1.5±0.6	5.3±2.1	3.3±1.1	2.0±0.7	5.3±2.3	5.5±2.0	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	59.5±25.0	0.0±0.0	2.3±0.9	9.3±7.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.1±0.4	0.2±0.1	0.0±0.0	0.006±0.003	0.0±0.0	23±11
$\epsilon_o(X)$	59.5±25.0	6.1±2.8	35.9±14.0	19.4±14.5	11.5±4.7	3.8±1.9	3.6±1.5	1.5±0.6	6.4±2.5	3.5±1.2	2.0±0.7	5.3±2.3	5.5±2.0	23±11
[Fe/H] = -1.19 (HD 123396)														
$\log \epsilon(X)$	1.70±0.18	0.92±0.20	1.51±0.17	0.74±0.20	0.91±0.18	-0.04±0.21	0.30±0.18	-0.28±0.16	0.33±0.17	-0.01±0.15	-0.35±0.14	0.07±0.19	0.08±0.15	0.76±0.20
$\epsilon_s(X)$	42.6±18.0	7.6±3.5	26.7±10.4	2.7±1.3	6.6±2.7	0.6±0.3	1.5±0.6	0.3±0.1	1.2±0.5	0.3±0.1	0.0±0.0	0.18±0.08	0.2±0.1	2.6±1.2
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	0.7±0.3	5.1±2.0	1.4±0.7	1.6±0.6	0.3±0.2	0.5±0.2	0.3±0.1	0.8±0.3	0.7±0.2	0.4±0.1	0.99±0.43	1.0±0.4	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	7.8±3.3	0.0±0.0	0.4±0.1	1.3±0.6	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.2±0.1	0.0±0.0	0.0±0.0	0.001±0.001	0.0±0.0	3.1±1.4
$\epsilon_o(X)$	7.8±3.3	0.7±0.3	5.5±2.1	2.8±1.3	1.6±0.6	0.3±0.2	0.5±0.2	0.3±0.1	1.0±0.4	0.7±0.2	0.4±0.1	0.99±0.43	1.0±0.4	3.1±1.4
[Fe/H] = -0.48 (HD 123585)														
$\log \epsilon(X)$	2.42±0.04	1.71±0.05	2.17±0.04	1.43±0.25	1.62±0.04	0.81±0.05	1.02±0.05	0.33±0.05	1.00±0.04	0.56±0.04	0.21±0.03	0.64±0.07	0.68±0.05	1.47±0.10
$\epsilon_s(X)$	223.2±21.9	46.7±4.9	124.0±11.1	13.3±7.5	33.6±3.1	4.0±0.5	7.9±0.5	1.0±0.1	5.6±0.5	1.1±0.1	0.1±0.0	0.67±0.11	0.7±0.1	14±3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	4.1±0.4	23.8±2.1	7.0±4.0	7.9±0.7	2.4±0.3	2.4±0.3	1.1±0.1	3.7±0.3	2.5±0.2	1.5±0.1	3.69±0.59	4.0±0.4	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	40.9±4.0	0.0±0.0	1.6±0.1	6.5±3.7	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.8±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.004±0.001	0.0±0.0	16±4
$\epsilon_o(X)$	40.9±4.0	4.1±0.4	25.4±2.3	13.5±7.7	8.0±0.7	2.4±0.3	2.5±0.3	1.1±0.1	4.5±0.4	2.6±0.2	1.5±0.1	3.69±0.59	4.0±0.4	16±4
[Fe/H] = -0.45 (HD 147609)														
$\log \epsilon(X)$	2.45±0.04	1.74±0.05	2.20±0.04	1.46±0.25	1.65±0.04	0.84±0.05	1.05±0.05	0.36±0.05	1.03±0.04	0.59±0.04	0.23±0.03	0.67±0.07	0.70±0.05	1.50±0.10
$\epsilon_s(X)$	239.3±23.5	50.4±5.3	132.3±11.9	14.3±8.3	36.0±3.4	4.3±0.5	8.4±1.0	1.1±0.1	6.0±0.5	1.1±0.1	0.1±0.0	0.72±0.12	0.7±0.1	14±3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	4.4±0.5	25.3±2.3	7.5±4.3	8.5±0.8	2.6±0.3	2.6±0.3	1.2±0.1	4.0±0.4	2.6±0.3	1.6±0.1	3.95±0.64	4.3±0.5	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	43.9±4.3	0.0±0.0	1.8±0.2	7.0±4.0	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.8±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.005±0.001	0.0±0.0	17±4
$\epsilon_o(X)$	43.9±4.3	4.4±0.5	27.1±2.4	14.5±8.4	8.5±0.8	2.6±0.3	2.7±0.3	1.2±0.1	4.8±0.4	2.7±0.3	1.6±0.1	3.96±0.64	4.3±0.5	17±4
[Fe/H] = -0.10 (HD 150862)														
$\log \epsilon(X)$	2.81±0.04	2.13±0.05	2.53±0.04	1.80±0.32	2.00±0.04	1.26±0.06	1.40±0.06	0.66±0.06	1.36±0.04	0.87±0.05	0.50±0.03	1.02±0.07	1.00±0.05	1.85±0.10
$\epsilon_s(X)$	541.4±55.8	123.5±13.1	282.0±26.0	31.2±23.2	80.0±7.5	11.2±1.5	19.1±2.6	2.2±0.3	12.9±1.2	2.2±0.3	0.2±0.0	1.61±0.26	1.5±0.2	33±7
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	10.7±1.1	54.0±5.0	16.4±12.2	18.8±1.8	6.9±0.9	5.9±0.8	2.4±0.3	8.5±0.8	5.0±0.6	3.0±0.2	8.85±1.43	8.4±1.0	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	99.3±10.2	0.0±0.0	3.7±0.3	15.3±11.4	0.2±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.8±0.2	0.2±0.0	0.0±0.0	0.010±0.002	0.0±0.0	38±9
$\epsilon_o(X)$	99.3±10.2	10.7±1.1	57.7±5.3	31.7±23.6	19.0±1.8	6.9±0.9	6.0±0.8	2.4±0.3	10.3±1.0	5.2±0.6	3.0±0.2	8.9±1.4	8.4±1.0	38±9
$\sigma_{erp}(X)$	0.236	9.910	1.138	5.316	23.387	1.774	0.948	0.814	0.310	0.903	0.621	1.428	1.036	8.803
[Fe/H] = -0.30 (HD 188985)														
$\log \epsilon(X)$	2.60±0.04	1.91±0.05	2.34±0.04	1.60±0.28	1.80±0.04	1.02±0.06	1.20±0.05	0.49±0.05	1.18±0.04	0.71±0.05	0.35±0.03	0.82±0.07	0.83±0.05	1.65±0.10
$\epsilon_s(X)$	339.6±33.9	74.0±7.8	183.0±16.6	19.9±12.9	50.7±4.7	6.5±0.8	12.0±1.5	1.5±0.2	8.3±0.8	1.5±0.2	0.1±0.0	1.02±0.16	1.0±0.1	20±5
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	6.4±0.7	35.1±3.2	10.5±6.8	11.9±1.1	4.0±0.5	3.7±0.5	1.6±0.2	5.5±0.5	3.4±0.4	2.1±0.2	5.58±0.90	5.7±0.7	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	62.3±6.2	0.0±0.0	2.4±0.2	9.8±6.3	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.2±0.1	0.2±0.0	0.0±0.0	0.007±0.001	0.0±0.0	24±5
$\epsilon_o(X)$	62.3±6.2	6.4±0.7	37.5±3.4	20.3±13.2	12.0±1.1	4.0±0.5	3.8±0.5	1.6±0.2	6.7±0.6	3.6±0.4	2.1±0.2	5.6±0.9	5.7±0.7	24±5
[Fe/H] = -0.04 (HD 210709)														
$\log \epsilon(X)$	2.87±0.18	2.19±0.20	2.59±0.17	1.86±0.38	2.06±0.18	1.33±0.22	1.46±0.19	0.71±0.16	1.42±0.17	0.92±0.15	0.55±0.14	1.08±0.19	1.05±0.16	1.91±0.20
$\epsilon_s(X)$	622.8±63.1	144.0±66.5	321.0±25.4	35.6±30.9	91.8±37.8	13.2±6.6	21.9±9.4	2.5±0.9	14.7±5.8	2.4±0.9	0.2±0.1	1.85±0.81	1.6±0.6	37±17
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	12.5±5.8	61.5±24.0	18.7±16.3	21.6±8.9	8.1±4.1	6.8±2.9	2.7±1.0	9.7±3.8	5.6±2.0	3.3±1.1	1 0.16±4.44	9.4±3.4	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	114.2±48.3	0.0±0.0	4.3±1.7	17.5±15.1	0.2±0.1	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	2.0±0.8	0.3±0.1	0.0±0.0	0.012±0.005	0.0±0.0	44±20
$\epsilon_o(X)$	114.2±48.3	12.5±5.8	65.7±25.7	36.2±31.4	21.8±9.0	8.1±4.1	6.9±3.0	2.7±1.0	11.8±4.7	5.8±2.0	3.3±1.1	1 0.17±4.45	9.5±3.4	44±20

Tabela C.1 – continuação

	Sr	Y	Zr	Mo	Ba	La	Ce	Pr	Nd	Sm	Eu	Gd	Dy	Pb
[Fe/H] = -0.37 (HD 210910)														
log $\epsilon(X)$	2.53±0.18	1.83±0.20	2.28±0.17	1.54±0.32	1.73±0.18	0.94±0.22	1.13±0.18	0.43±0.16	1.11±0.17	0.65±0.15	0.29±0.14	0.75±0.19	0.77±0.16	1.58±0.20
$\epsilon_s(X)$	288.4±21.5	61.9±28.5	157.3±61.3	17.0±12.5	43.2±17.8	5.4±2.7	10.2±4.3	1.3±0.5	7.1±2.8	1.3±0.5	0.1±0.0	0.87±0.38	0.9±0.3	17±8
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	5.4±2.5	30.1±11.8	9.0±6.6	10.2±4.2	3.3±1.6	3.1±1.3	1.4±0.5	4.7±1.9	3.0±1.0	1.8±0.6	4.75±2.08	5.0±1.8	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	52.9±22.3	0.0±0.0	2.1±0.8	8.4±6.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.0±0.4	0.1±0.0	0.0±0.0	0.006±0.002	0.0±0.0	20±9
$\epsilon_o(X)$	52.9±22.3	5.4±2.5	32.2±12.6	17.3±12.7	10.3±4.2	3.3±1.6	3.2±1.4	1.4±0.5	5.7±2.3	3.2±1.1	1.8±0.6	4.76±2.08	5.0±1.8	20±9
[Fe/H] = -0.63 (HD 222349)														
log $\epsilon(X)$	2.27±0.04	1.54±0.05	2.03±0.04	1.28±0.21	1.47±0.04	0.63±0.05	0.86±0.05	0.20±0.05	0.86±0.04	0.44±0.04	0.09±0.03	0.49±0.07	0.55±0.04	1.32±0.10
$\epsilon_s(X)$	157.3±15.3	31.8±3.3	89.6±8.0	9.5±4.7	23.8±2.2	2.6±0.3	5.6±0.6	0.8±0.1	4.0±0.4	0.8±0.1	0.1±0.0	0.48±0.08	0.5±0.1	9.6±2.2
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	2.8±0.3	17.2±1.5	5.0±2.5	5.6±0.5	1.6±0.2	1.7±0.2	0.8±0.1	2.7±0.2	1.9±0.2	1.2±0.1	2.61±0.42	3.0±0.3	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	28.8±2.8	0.0±0.0	1.2±0.1	4.7±2.3	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.6±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.003±0.000	0.0±0.0	11±3
$\epsilon_o(X)$	28.8±2.8	2.8±0.3	18.4±1.6	9.7±4.8	5.7±0.5	1.6±0.2	1.7±0.2	0.8±0.1	3.2±0.3	1.9±0.2	1.2±0.1	2.61±0.42	3.0±0.3	11±3
[Fe/H] = -0.53 (BD+18 5215)														
log $\epsilon(X)$	2.37±0.04	1.65±0.05	2.13±0.04	1.38±0.24	1.57±0.04	0.75±0.05	0.97±0.05	0.29±0.05	0.96±0.04	0.52±0.04	0.17±0.03	0.59±0.07	0.63±0.05	1.42±0.10
$\epsilon_s(X)$	198.6±19.4	41.1±4.3	111.3±10.0	11.9±6.5	30.0±2.8	3.5±0.4	7.0±0.8	0.9±0.1	5.0±0.5	1.0±0.1	0.1±0.0	0.6±0.1	0.6±0.1	12±3
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	3.6±0.4	21.3±1.9	6.3±3.4	7.0±0.7	2.1±0.3	2.2±0.2	1.0±0.1	3.3±0.3	2.2±0.2	1.4±0.1	3.29±0.53	3.7±0.4	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	36.4±3.6	0.0±0.0	1.5±0.1	5.8±3.2	0.1±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.0±0.0	0.7±0.1	0.1±0.0	0.0±0.0	0.004±0.001	0.0±0.0	14±3
$\epsilon_o(X)$	36.4±3.6	3.6±0.4	22.8±2.0	12.1±6.6	7.1±0.7	2.1±0.3	2.2±0.2	1.0±0.1	4.0±0.4	2.3±0.2	1.4±0.1	3.29±0.53	3.7±0.4	14±3
[Fe/H] = -0.13 (HD 223938)														
log $\epsilon(X)$	2.55±0.18	1.85±0.20	2.30±0.17	1.56±0.32	1.75±0.18	0.96±0.22	1.15±0.18	0.44±0.16	1.13±0.17	0.67±0.15	0.31±0.14	0.77±0.19	0.79±0.16	1.60±0.20
$\epsilon_s(X)$	302.2±27.3	65.1±30.0	164.2±64.1	17.8±13.2	45.2±18.6	5.7±2.8	10.7±4.5	1.4±0.5	7.4±2.9	1.4±0.5	0.1±0.0	0.91±0.40	0.9±0.3	18±8
$\epsilon_r(X)$	0.00±0.00	5.7±2.6	31.5±12.3	9.4±6.9	10.6±4.4	3.5±1.7	3.3±1.4	1.4±0.5	4.9±1.9	3.1±1.1	1.9±0.6	5.0±2.2	5.2±1.9	0.00±0.00
$\epsilon_p(X)$	55.4±23.4	0.0±0.0	2.2±0.8	8.7±6.4	0.1±0.0	0.0±0.0	0.1±0.0	0.0±0.0	1.0±0.4	0.1±0.0	0.0±0.0	0.006±0.003	0.0±0.0	21±10
$\epsilon_o(X)$	55.4±23.4	5.7±2.6	33.6±13.1	18.1±13.4	10.7±4.4	3.5±1.7	3.4±1.4	1.4±0.5	6.0±2.4	3.3±1.1	1.9±0.6	4.98±2.18	5.2±1.9	21±10

Tabela C.2: Resultados das estrelas de Bário

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
HD 749																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	4.2	1.8	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	208.7	118.7	37±16	...	...	...	...	...	13357	7621	32.80	13.85	175.89	0.373E+03	0.213E+03	0.324E+03
87	Sr	145.5	82.7	23±9	...	...	...	...	...	13387	7635	22.87	9.66	122.64	0.374E+03	0.213E+03	0.325E+03
88	Sr	3427.1	1948.9	45±19	...	...	...	...	...	21248	12127	538.70	227.51	2888.40	0.593E+03	0.339E+03	0.516E+03
89	Y	2260.2	994.0	...	...	11.9	5.5	...	...	42944	18935	136.79	63.17	2123.40	0.120E+04	0.529E+03	0.111E+04
90	Zr	4297.9	1992.2	...	...	53.0	20.7	...	...	90255	42711	137.63	53.75	4160.22	0.252E+04	0.119E+04	0.211E+04
91	Zr	1247.0	578.0	...	...	1.8	0.7	...	...	74821	36089	39.93	15.60	1207.09	0.209E+04	0.101E+04	0.175E+04
92	Zr	1854.7	859.7	...	...	4.2	1.6	...	...	61205	29325	59.39	23.20	1795.30	0.171E+04	0.820E+03	0.143E+04
94	Zr	2021.7	937.2	...	...	...	...	...	...	52565	24450	64.74	25.29	1956.98	0.147E+04	0.683E+03	0.123E+04
96	Zr	178.5	82.7	4.1±1.6	...	...	...	...	...	1910	890	5.72	2.23	172.75	0.533E+02	0.249E+02	0.445E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	10.3	8.8	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.1	0.1	...	...	...	...	6.4	5.5	8	8	0.04	0.04	0.04	0.217E+00	0.223E+00	0.167E+00
95	Mo	11.2	11.3	...	...	4.9	4.2	...	...	3266	3295	6.04	5.18	5.15	0.912E+02	0.921E+02	0.703E+02
96	Mo	21.1	21.3	...	...	...	...	...	...	2366	2391	11.40	9.79	9.72	0.661E+02	0.668E+02	0.509E+02
97	Mo	7.1	7.2	...	...	2.7	2.3	...	...	2409	2431	3.84	3.29	3.27	0.673E+02	0.679E+02	0.518E+02
98	Mo	23.2	23.3	...	...	4.0	3.4	...	...	2292	2317	12.50	10.73	10.66	0.640E+02	0.647E+02	0.493E+02
100	Mo	0.5	0.5	...	...	6.4	5.5	...	...	51	51	0.25	0.22	0.22	0.141E+01	0.144E+01	0.109E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.11	0.05	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.11	0.04	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	53.2	23.5	...	...	...	...	...	...	9361	4155	2.63	1.08	50.56	0.261E+03	0.116E+03	0.214E+03
135	Ba	37.8	16.7	...	...	5.3	2.2	...	...	17206	7638	1.87	0.77	35.94	0.480E+03	0.214E+03	0.393E+03
136	Ba	172.3	76.3	...	...	...	...	...	...	10543	4680	8.53	3.51	163.74	0.294E+03	0.131E+03	0.241E+03
137	Ba	161.0	71.3	...	...	4.2	1.7	...	...	12287	5453	7.97	3.28	153.07	0.343E+03	0.152E+03	0.281E+03
138	Ba	1346.8	596.2	...	...	11.1	4.6	...	...	5387	2400	66.67	27.46	1280.15	0.150E+03	0.671E+02	0.123E+03
138	La	...	...	...	...	...	...	0.02	0.01	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	207.2	94.1	...	...	7.7	3.8	...	...	6548	2978	12.53	6.27	194.67	0.183E+03	0.832E+02	0.118E+03
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.05	0.02	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.06	0.03	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	1320.3	580.4	...	...	4.1	1.8	...	...	13995	6188	20.23	8.71	1300.06	0.391E+03	0.173E+03	0.299E+03
142	Ce	44.1	19.4	...	...	2.4	1.0	...	...	1247	550	0.68	0.29	43.39	0.348E+02	0.154E+02	0.266E+02
141	Pr	28.2	17.7	...	...	2.5	1.0	...	...	3140	1974	2.42	0.91	25.77	0.877E+02	0.552E+02	0.465E+02
142	Nd	232.4	109.4	...	...	...	...	0.52	0.21	8133	3832	6.37	2.52	226.02	0.227E+03	0.107E+03	0.129E+03
143	Nd	35.3	16.6	...	...	2.1	0.8	...	...	8650	4073	0.97	0.38	34.34	0.242E+03	0.114E+03	0.137E+03
144	Nd	111.7	52.6	...	...	3.0	1.2	...	...	9082	4278	3.06	1.21	108.65	0.254E+03	0.120E+03	0.144E+03
145	Nd	21.1	9.9	...	...	1.5	0.6	...	...	8975	4226	0.58	0.23	20.54	0.251E+03	0.118E+03	0.142E+03
146	Nd	101.8	47.9	...	...	1.6	0.6	...	...	9281	4370	2.79	1.10	98.98	0.259E+03	0.122E+03	0.147E+03
148	Nd	10.1	4.8	...	...	1.2	0.5	...	...	1486	700	0.28	0.11	9.83	0.415E+02	0.196E+02	0.235E+02
150	Nd	...	...	...	...	...	...	1.4	0.6	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.25	0.09	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	7.6	3.8	...	...	1.0	0.3	...	...	7409	3691	0.25	0.09	7.36	0.207E+03	0.103E+03	0.659E+02
148	Sm	26.0	13.0	...	...	...	...	...	...	6270	3124	0.87	0.31	25.15	0.175E+03	0.873E+02	0.558E+02
149	Sm	4.1	2.0	...	...	1.0	0.3	...	...	7473	3723	0.14	0.05	3.97	0.209E+03	0.104E+03	0.665E+02
150	Sm	17.6	8.8	...	...	...	...	...	...	7436	3705	0.59	0.21	17.03	0.208E+03	0.104E+03	0.662E+02
152	Sm	14.6	7.3	...	...	1.6	0.6	...	...	6897	3436	0.49	0.17	14.09	0.193E+03	0.960E+02	0.614E+02
154	Sm	0.4	0.2	...	...	1.8	0.6	...	...	89	45	0.014	0.005	0.42	0.249E+01	0.125E+01	0.794E+00
151	Eu	1.6	1.7	...	...	1.5	0.5	...	...	6098	6499	0.11	0.04	1.51	0.170E+03	0.182E+03	0.204E+02
153	Eu	1.4	1.5	...	...	1.7	0.6	...	...	3811	4062	0.09	0.03	1.28	0.106E+03	0.114E+03	0.128E+02
152	Gd	0.2	0.2	...	...	...	...	0.002	0.001	170	256	0.020	0.009	0.14	0.474E+01	0.716E+01	0.123E+01
154	Gd	1.9	2.9	...	...	...	...	0.009	0.004	1953	2950	0.24	0.10	1.66	0.546E+02	0.824E+02	0.142E+02
155	Gd	0.8	1.2	...	...	1.6	0.7	...	...	2115	3195	0.10	0.04	0.70	0.591E+02	0.892E+02	0.153E+02
156	Gd	3.2	4.8	...	...	2.0	0.9	...	...	1962	2963	0.40	0.18	2.79	0.548E+02	0.828E+02	0.142E+02
157	Gd	1.5	2.3	...	...	1.6	0.7	...	...	2099	3170	0.19	0.08	1.34	0.586E+02	0.886E+02	0.152E+02
158	Gd	6.2	9.4	...	...	2.1	0.9	...	...	2022	3053	0.78	0.34	5.45	0.565E+02	0.853E+02	0.147E+02
160	Gd	0.2	0.3	...	...	2.5	1.1	...	...	35	54	0.029	0.013	0.20	0.987E+00	0.150E+01	0.256E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	14.6	10.3	...	...	...	...	0.03	0.01	13028	9135	0.22	0.08	14.42	0.364E+03	0.255E+03	0.583E+02
161	Dy	7.5	5.2	...	...	1.9	0.7	...	...	14695	10303	0.11	0.04	7.37	0.410E+03	0.288E+03	0.657E+02
162	Dy	29.8	20.9	...	...	2.3	0.8	...	...	13284	9314	0.44	0.16	29.34	0.371E+03	0.260E+03	0.594E+02

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_P(X)$	$\sigma_{\epsilon_P(X)}$	$\epsilon_P(X)$	$\sigma_{\epsilon_P(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
163	Dy	6.4	4.5	...	...	2.6	0.9	...	...	7108	4984	0.10	0.03	6.30	0.198E+03	0.139E+03	0.318E+02
164	Dy	47.4	33.2	...	...	2.3	0.8	...	...	10050	7047	0.71	0.26	46.70	0.281E+03	0.197E+03	0.450E+02
204	Pb	5.8	5.0	...	...	...	...	...	...	516	451	1.43	0.66	4.34	0.144E+02	0.126E+02	0.857E+01
206	Pb	34.3	29.9	...	3.4±1.5	...	...	...	...	543	474	8.50	3.91	25.84	0.152E+02	0.132E+02	0.900E+01
207	Pb	41.1	35.8	...	3.1±1.4	...	...	...	...	398	351	10.16	4.68	30.89	0.111E+02	0.982E+01	0.661E+01
208	Pb	63.1	55.0	...	16.1±7.4	...	...	...	...	23	20	15.61	7.19	47.47	0.634E+00	0.556E+00	0.377E+00
HR 107																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.096	0.208	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	123.4	43.7	18.4±1.8	...	...	...	...	...	7900	2819	16.29	1.62	107.15	0.221E+03	0.789E+02	0.191E+03
87	Sr	86.1	30.4	11.2±1.1	...	...	...	...	...	7918	2822	11.36	1.13	74.71	0.221E+03	0.789E+02	0.191E+03
88	Sr	2027.1	717.1	22.4±2.2	...	...	...	...	...	12568	4488	267.58	26.55	1759.55	0.351E+03	0.126E+03	0.304E+03
89	Y	294.5	27.6	...	...	5.52	0.58	...	...	5595	554	63.46	6.64	231.02	0.156E+03	0.158E+02	0.146E+03
90	Zr	274.7	33.3	...	...	27.69	2.50	...	...	5769	890	71.95	6.49	202.75	0.161E+03	0.251E+02	0.141E+03
91	Zr	79.7	9.7	...	...	0.93	0.08	...	...	4782	862	20.88	1.88	58.83	0.134E+03	0.242E+02	0.117E+03
92	Zr	118.5	14.4	...	...	2.17	0.20	...	...	3912	671	31.05	2.80	87.50	0.109E+03	0.189E+02	0.956E+02
94	Zr	129.2	15.7	...	...	...	...	...	...	3360	428	33.85	3.05	95.38	0.938E+02	0.121E+02	0.821E+02
96	Zr	11.4	1.4	2.1±0.2	...	...	...	...	...	122	16	2.99	0.27	8.42	0.341E+01	0.449E+00	0.298E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	5.257	3.266	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.15	0.10	...	...	...	...	3.282	2.039	16	6	0.02	0.01	0.13	0.435E+00	0.176E+00	0.247E+00
95	Mo	22.5	7.9	...	...	2.49	1.54	...	...	6563	2326	3.09	1.92	19.39	0.183E+03	0.651E+02	0.104E+03
96	Mo	42.5	14.9	...	...	...	...	...	...	4755	1708	5.83	3.62	36.62	0.133E+03	0.478E+02	0.753E+02
97	Mo	14.3	5.0	...	...	1.39	0.86	...	...	4841	1716	1.96	1.22	12.32	0.135E+03	0.480E+02	0.767E+02
98	Mo	46.5	16.4	...	...	2.05	1.27	...	...	4607	1654	6.39	3.97	40.14	0.129E+03	0.463E+02	0.730E+02
100	Mo	0.9	0.3	...	...	3.25	2.02	...	...	102	38	0.13	0.08	0.81	0.284E+01	0.107E+01	0.161E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.056	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.053	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	15.4	1.8	...	...	...	...	...	...	2707	330	1.33	0.12	14.06	0.756E+02	0.933E+01	0.624E+02
135	Ba	10.9	1.3	...	...	2.67	0.25	...	...	4976	607	0.94	0.09	9.99	0.139E+03	0.172E+02	0.115E+03
136	Ba	49.8	5.9	...	...	...	...	...	...	3049	372	4.30	0.40	45.52	0.851E+02	0.105E+02	0.702E+02
137	Ba	46.6	5.5	...	...	2.12	0.20	...	...	3553	432	4.02	0.38	42.55	0.992E+02	0.122E+02	0.818E+02
138	Ba	389.5	45.8	...	...	5.60	0.52	...	...	1558	199	33.60	3.14	355.89	0.435E+02	0.563E+01	0.359E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.009	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	24.2	3.8	...	...	3.37	0.43	...	...	765	123	5.51	0.71	18.71	0.214E+02	0.347E+01	0.151E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.024	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.031	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	51.8	6.3	...	...	2.04	0.24	...	...	549	72	10.08	1.20	41.69	0.153E+02	0.204E+01	0.124E+02
142	Ce	1.7	0.2	...	...	1.18	0.14	...	...	49	6	0.34	0.04	1.39	0.137E+01	0.176E+00	0.110E+01
141	Pr	5.2	0.9	...	...	1.40	0.16	...	...	580	104	1.33	0.16	3.88	0.162E+02	0.293E+01	0.100E+02
142	Nd	9.0	1.6	...	...	...	...	0.270	0.025	317	58	3.30	0.30	5.75	0.885E+01	0.163E+01	0.634E+01
143	Nd	1.4	0.2	...	...	1.08	0.10	...	...	337	61	0.50	0.05	0.87	0.941E+01	0.172E+01	0.674E+01
144	Nd	4.4	0.8	...	...	1.53	0.14	...	...	354	64	1.59	0.15	2.76	0.988E+01	0.182E+01	0.708E+01
145	Nd	0.8	0.1	...	...	0.79	0.07	...	...	349	63	0.30	0.03	0.52	0.976E+01	0.179E+01	0.700E+01
146	Nd	4.0	0.7	...	...	0.81	0.07	...	...	361	65	1.45	0.13	2.52	0.101E+02	0.185E+01	0.724E+01
148	Nd	0.4	0.1	...	...	0.61	0.06	...	...	58	10	0.14	0.01	0.25	0.162E+01	0.296E+00	0.116E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.740	0.068	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.141	0.015	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	0.6	0.2	...	...	0.56	0.06	...	...	596	176	0.15	0.01	0.47	0.166E+02	0.495E+01	0.770E+01
148	Sm	2.1	0.6	...	...	...	...	...	...	504	149	0.50	0.05	1.59	0.141E+02	0.419E+01	0.651E+01
149	Sm	0.3	0.1	...	...	0.55	0.06	...	...	601	177	0.078	0.008	0.25	0.168E+02	0.499E+01	0.777E+01
150	Sm	1.4	0.4	...	...	...	...	...	...	598	176	0.337	0.035	1.08	0.167E+02	0.497E+01	0.773E+01
152	Sm	1.2	0.3	...	...	0.94	0.10	...	...	554	163	0.279	0.029	0.89	0.155E+02	0.461E+01	0.717E+01
154	Sm	0.035	0.025	...	...	1.03	0.11	...	...	7	2	0.0083	0.0008	0.0265	0.200E+00	0.607E-01	0.926E-01
151	Eu	0.07	0.20	...	...	0.69	0.05	...	...	257	773	0.049	0.003	0.0194	0.727E+01	0.220E+02	0.522E+01
153	Eu	0.06	0.20	...	...	0.77	0.05	...	...	161	483	0.041	0.003	0.0165	0.454E+01	0.138E+02	0.326E+01
152	Gd	0.2	0.1	...	...	...	...	0.0011	0.0002	188	58	0.010	0.002	0.169	0.524E+01	0.162E+01	0.106E+01
154	Gd	2.1	0.6	...	...	...	...	0.0049	0.0008	2161	663	0.12	0.02	1.98	0.603E+02	0.186E+02	0.122E+02
155	Gd	0.9	0.3	...	...	0.80	0.13	...	...	2340	718	0.050	0.008	0.83	0.653E+02	0.201E+02	0.132E+02
156	Gd	3.5	1.1	...	...	0.98	0.16	...	...	2171	666	0.20	0.03	3.33	0.606E+02	0.187E+02	0.122E+02
157	Gd	1.7	0.5	...	...	0.80	0.13	...	...	2322	712	0.097	0.016	1.60	0.648E+02	0.200E+02	0.131E+02
158	Gd	6.9	2.1	...	...	1.04	0.17	...	...	2237	686	0.39	0.06	6.51	0.625E+02	0.192E+02	0.126E+02
160	Gd	0.3	0.1	...	...	1.24	0.20	...	...	39	14	0.014	0.002	0.24	0.109E+01	0.390E+00	0.220E+00





Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nf_s}$
160	Dy	27.2	17.9	...	...	...	...	0.011	0.004	24239	15912	0.08	0.03	27.15	0.677E+03	0.445E+03	0.102E+03
161	Dy	13.9	9.1	...	...	0.74	0.26	...	...	27339	17946	0.043	0.015	13.88	0.763E+03	0.501E+03	0.115E+03
162	Dy	55.4	36.4	...	...	0.9	0.3	...	...	24714	16223	0.17	0.06	55.24	0.690E+03	0.453E+03	0.104E+03
163	Dy	11.9	7.8	...	...	1.00	0.35	...	...	13225	8681	0.037	0.013	11.86	0.369E+03	0.243E+03	0.555E+02
164	Dy	88.2	57.9	...	...	0.9	0.3	...	...	18697	12275	0.274	0.097	87.92	0.522E+03	0.343E+03	0.784E+02
204	Pb	12.1	8.4	...	0.02±0.01	...	...	...	...	1083	759	0.46	0.21	11.64	0.302E+02	0.212E+02	0.146E+02
206	Pb	72.0	50.3	...	1.08±0.50	...	...	...	...	1138	796	2.75	1.27	69.28	0.318E+02	0.223E+02	0.153E+02
207	Pb	86.1	60.1	...	1.01±0.47	...	...	...	...	835	594	3.29	1.51	82.82	0.233E+02	0.166E+02	0.112E+02
208	Pb	132.3	92.4	...	5.20±2.40	...	...	...	...	48	33	5.05	2.33	127.27	0.133E+01	0.936E+00	0.640E+00
HD 8270																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.823	0.180	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	154.0	54.1	16.0±1.6	...	...	...	...	...	9855	3492	14.17	1.40	139.81	0.275E+03	0.977E+02	0.237E+03
87	Sr	107.4	37.7	9.8±1.0	...	...	...	...	...	9877	3495	9.88	0.97	97.48	0.276E+03	0.978E+02	0.237E+03
88	Sr	2528.6	888.1	19.5±1.9	...	...	...	...	...	15677	5558	232.63	22.94	2295.94	0.438E+03	0.155E+03	0.376E+03
89	Y	580.2	53.9	...	...	4.73	0.50	...	...	11023	1081	54.42	5.69	525.76	0.308E+03	0.308E+02	0.286E+03
90	Zr	660.3	77.5	...	...	24.32	2.19	...	...	13867	2096	63.20	5.68	597.13	0.387E+03	0.591E+02	0.328E+03
91	Zr	191.6	22.5	...	...	0.81	0.07	...	...	11496	2042	18.34	1.65	173.26	0.321E+03	0.574E+02	0.272E+03
92	Zr	285.0	33.5	...	...	1.91	0.17	...	...	9404	1587	27.27	2.45	257.68	0.263E+03	0.446E+02	0.222E+03
94	Zr	310.6	36.5	...	...	...	...	...	...	8076	998	29.73	2.67	280.89	0.226E+03	0.282E+02	0.191E+03
96	Zr	27.4	3.2	1.9±0.2	...	...	...	...	...	293	37	2.62	0.24	24.79	0.819E+01	0.105E+01	0.693E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	4.597	2.726	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.133	0.047	...	...	...	...	2.871	1.702	14	5	0.02	0.01	0.11	0.379E+00	0.153E+00	0.215E+00
95	Mo	19.6	6.9	...	...	2.17	1.29	...	...	5713	2021	2.70	1.60	16.86	0.160E+03	0.566E+02	0.905E+02
96	Mo	37.0	13.0	...	...	...	...	...	...	4139	1484	5.10	3.03	31.85	0.116E+03	0.415E+02	0.656E+02
97	Mo	12.4	4.4	...	...	1.21	0.72	...	...	4214	1491	1.72	1.02	10.72	0.118E+03	0.417E+02	0.668E+02
98	Mo	40.5	14.2	...	...	1.79	1.06	...	...	4010	1437	5.59	3.32	34.91	0.112E+03	0.402E+02	0.636E+02
100	Mo	0.8	0.3	...	...	2.85	1.69	...	...	88	33	0.11	0.07	0.71	0.247E+01	0.927E+00	0.140E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.049	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.046	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	19.6	2.3	...	...	...	...	...	...	3444	417	1.16	0.11	18.41	0.962E+02	0.118E+02	0.788E+02
135	Ba	13.9	1.6	...	...	2.33	0.22	...	...	6330	768	0.82	0.08	13.09	0.177E+03	0.217E+02	0.145E+03
136	Ba	63.4	7.4	...	...	...	...	...	...	3879	470	3.75	0.35	59.63	0.108E+03	0.133E+02	0.888E+02
137	Ba	59.2	6.9	...	...	1.85	0.17	...	...	4520	547	3.50	0.33	55.74	0.126E+03	0.155E+02	0.103E+03
138	Ba	495.5	57.9	...	...	4.88	0.46	...	...	1982	252	29.30	2.73	466.19	0.553E+02	0.712E+01	0.454E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.008	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	48.1	7.0	...	...	2.86	0.36	...	...	1520	226	4.67	0.59	43.42	0.424E+02	0.638E+01	0.279E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.021	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.027	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	122.5	14.4	...	...	1.77	0.20	...	...	1299	165	8.77	1.02	113.75	0.363E+02	0.466E+01	0.282E+02
142	Ce	4.1	0.5	...	...	1.03	0.12	...	...	116	14	0.29	0.03	3.80	0.323E+01	0.403E+00	0.251E+01
141	Pr	4.0	0.7	...	...	1.24	0.14	...	...	448	83	1.18	0.13	2.84	0.125E+02	0.234E+01	0.797E+01
142	Nd	23.5	3.6	...	...	...	...	0.236	0.022	824	126	2.90	0.27	20.65	0.230E+02	0.357E+01	0.140E+02
143	Nd	3.6	0.5	...	...	0.95	0.09	...	...	876	134	0.44	0.04	3.14	0.245E+02	0.377E+01	0.149E+02
144	Nd	11.3	1.7	...	...	1.35	0.12	...	...	920	141	1.39	0.13	9.93	0.257E+02	0.398E+01	0.157E+02
145	Nd	2.1	0.3	...	...	0.69	0.06	...	...	909	139	0.26	0.02	1.88	0.254E+02	0.391E+01	0.155E+02
146	Nd	10.3	1.6	...	...	0.71	0.07	...	...	940	143	1.27	0.12	9.04	0.263E+02	0.405E+01	0.160E+02
148	Nd	1.0	0.2	...	...	0.54	0.05	...	...	151	23	0.13	0.01	0.90	0.421E+01	0.649E+00	0.256E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.650	0.059	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.126	0.013	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	0.67	0.18	...	...	0.50	0.05	...	...	651	178	0.13	0.01	0.54	0.182E+02	0.502E+01	0.786E+01
148	Sm	2.3	0.6	...	...	...	...	...	...	551	151	0.44	0.04	1.84	0.154E+02	0.425E+01	0.665E+01
149	Sm	0.36	0.10	...	...	0.49	0.05	...	...	657	180	0.070	0.007	0.29	0.183E+02	0.507E+01	0.793E+01
150	Sm	1.5	0.4	...	...	...	...	...	...	654	179	0.30	0.03	1.25	0.183E+02	0.504E+01	0.789E+01
152	Sm	1.3	0.4	...	...	0.84	0.08	...	...	606	166	0.25	0.02	1.03	0.169E+02	0.468E+01	0.732E+01
154	Sm	0.04	0.01	...	...	0.92	0.09	...	...	8	2	0.0074	0.0007	0.03	0.219E+00	0.618E-01	0.946E-01
151	Eu	0.5	0.3	...	...	0.80	0.06	...	...	1886	1255	0.056	0.004	0.44	0.527E+02	0.355E+02	0.858E+01
153	Eu	0.4	0.3	...	...	0.88	0.07	...	...	1179	784	0.048	0.004	0.38	0.329E+02	0.222E+02	0.537E+01
152	Gd	0.054	0.025	...	...	...	...	0.0009	0.0002	57	26	0.009	0.001	0.05	0.159E+01	0.737E+00	0.463E+00
154	Gd	0.64	0.29	...	...	...	...	0.0041	0.0008	654	302	0.10	0.02	0.53	0.183E+02	0.848E+01	0.533E+01
155	Gd	0.27	0.12	...	...	0.70	0.11	...	...	708	327	0.044	0.007	0.22	0.198E+02	0.919E+01	0.577E+01
156	Gd	1.1	0.5	...	...	0.85	0.14	...	...	657	303	0.175	0.028	0.89	0.184E+02	0.852E+01	0.535E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nfs}$	
157	Gd	0.5	0.2	...	...	0.70	0.11	...	...	702	324	0.084	0.013	0.43	0.197E+02	0.912E+01	0.573E+01	
158	Gd	2.09	0.96	...	...	0.90	0.15	...	...	677	312	0.343	0.055	1.75	0.190E+02	0.878E+01	0.552E+01	
160	Gd	0.146	0.034	...	...	1.08	0.17	...	...	12	6	0.013	0.002	0.06	0.331E+00	0.165E+00	0.964E-01	
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0026	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...	
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0045	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...	
160	Dy	0.3	0.1	...	...	...	...	0.0138	0.0013	259	129	0.11	0.01	0.18	0.724E+01	0.370E+01	0.338E+01	
161	Dy	0.1	0.1	...	...	0.95	0.10	...	...	293	145	0.055	0.006	0.09	0.816E+01	0.417E+01	0.381E+01	
162	Dy	0.6	0.3	...	...	1.14	0.12	...	...	265	131	0.22	0.02	0.37	0.738E+01	0.377E+01	0.344E+01	
163	Dy	0.1	0.1	...	...	1.28	0.14	...	...	142	70	0.047	0.005	0.08	0.395E+01	0.202E+01	0.184E+01	
164	Dy	0.9	0.5	...	...	1.15	0.13	...	...	200	99	0.35	0.04	0.59	0.558E+01	0.285E+01	0.260E+01	
204	Pb	3.6	1.9	...	0.02±0.00	...	...	...	...	318	170	0.62	0.14	2.93	0.888E+01	0.474E+01	0.493E+01	
206	Pb	21.1	11.2	...	1.46±0.34	...	...	...	...	334	178	3.71	0.85	17.44	0.933E+01	0.497E+01	0.518E+01	
207	Pb	25.3	13.4	...	1.37±0.32	...	...	...	...	245	134	4.43	1.02	20.84	0.685E+01	0.375E+01	0.381E+01	
208	Pb	38.8	20.6	...	7.02±1.62	...	...	...	...	14	7	6.81	1.57	32.03	0.391E+00	0.210E+00	0.217E+00	
HD 12392																		
84	Sr	...	...	...	...	...	...	3.7	1.5	...	...	...	...	...	...	...	...	
86	Sr	230.7	130.4	32.2±13.6	...	...	...	...	...	14762.	8373.	28.52	12.04	202.14	0.412E+03	0.234E+03	0.356E+03	
87	Sr	160.8	90.9	19.6±8.3	...	...	...	...	...	14796.	8388.	19.89	8.39	140.94	0.413E+03	0.234E+03	0.357E+03	
88	Sr	3787.8	2141.0	39.3±16.6	...	...	...	...	...	23484.	13323.	468.35	197.67	3319.40	0.656E+03	0.372E+03	0.567E+03	
89	Y	2146.9	943.7	...	...	10.20	4.71	...	...	40792.	17977.	117.31	54.16	2029.64	0.114E+04	0.503E+03	0.151E+04	
90	Zr	3068.8	1424.6	...	...	46.52	18.16	...	...	64444.	30541.	120.89	47.20	2947.87	0.888E+01	0.474E+01	0.493E+01	
91	Zr	890.4	413.4	...	...	1.56	0.61	...	...	53424.	25804.	35.08	13.69	855.32	0.149E+04	0.721E+03	0.125E+04	
92	Zr	1324.3	614.8	...	...	3.65	1.43	...	...	43701.	20968.	52.17	20.37	1272.12	0.122E+04	0.586E+03	0.102E+04	
94	Zr	1443.6	670.2	...	...	...	...	...	...	37532.	17484.	56.87	22.20	1386.69	0.105E+04	0.489E+03	0.877E+03	
96	Zr	127.4	59.2	3.6±1.4	...	...	...	...	...	1363.	636.	5.02	1.96	122.41	0.381E+02	0.178E+02	0.318E+02	
92	Mo	...	...	...	...	...	...	9	7	...	...	...	...	...	...	...	...	
94	Mo	0.2	0.1	...	...	...	...	5.6	4.7	21.	15.	0.04	0.03	0.17	0.581E+00	0.420E+00	0.341E+00	
95	Mo	30.0	20.8	...	...	4.25	3.54	...	...	8758.	6095.	5.28	4.40	24.71	0.245E+03	0.170E+03	0.143E+03	
96	Mo	56.6	39.4	...	...	...	...	...	...	6345.	4431.	9.97	8.31	46.68	0.177E+03	0.124E+03	0.104E+03	
97	Mo	19.1	13.2	...	...	2.37	1.97	...	...	6461.	4497.	3.35	2.79	15.70	0.180E+03	0.126E+03	0.106E+03	
98	Mo	62.1	43.1	...	...	3.50	2.91	...	...	6148.	4293.	10.93	9.11	51.17	0.172E+03	0.120E+03	0.101E+03	
100	Mo	1.3	0.9	...	...	5.56	4.63	...	...	136.	96.	0.22	0.18	1.03	0.379E+01	0.268E+01	0.222E+01	
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.097	0.040	...	...	...	...	...	...	...	...	
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.092	0.038	...	...	...	...	...	...	...	...	
134	Ba	100.0	44.0	...	...	...	...	...	...	17606.	7765.	2.30	0.95	97.74	0.492E+03	0.217E+03	0.400E+03	
135	Ba	71.1	31.3	...	...	4.62	1.90	...	...	32360.	14275.	1.63	0.67	69.49	0.904E+03	0.399E+03	0.735E+03	
136	Ba	324.0	142.5	...	...	...	...	...	...	19828.	8746.	7.44	3.06	316.56	0.554E+03	0.244E+03	0.450E+03	
137	Ba	302.9	133.2	...	...	3.67	1.51	...	...	23109.	10191.	6.95	2.86	295.92	0.645E+03	0.285E+03	0.524E+03	
138	Ba	2533.0	1114.2	...	...	9.68	3.99	...	...	10132.	4486.	58.13	23.94	2474.92	0.283E+03	0.125E+03	0.230E+03	
138	La	...	...	...	...	...	...	0.017	0.009	...	...	...	...	...	...	...	...	
139	La	406.2	180.6	...	...	6.50	3.25	...	...	12834.	5715.	10.63	5.32	395.52	0.358E+03	0.160E+03	0.226E+03	
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.041	0.018	...	...	...	...	...	...	...	...	
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.055	0.023	...	...	...	...	...	...	...	...	
140	Ce	1733.7	760.9	...	...	3.56	1.53	...	...	18377.	8112.	17.60	7.55	1716.10	0.513E+03	0.227E+03	0.392E+03	
142	Ce	57.9	25.4	...	...	2.07	0.89	...	...	1638.	721.	0.59	0.25	57.28	0.457E+02	0.202E+02	0.349E+02	
141	Pr	83.4	49.3	...	...	2.26	0.85	...	...	9295.	5498.	2.14	0.80	81.30	0.260E+03	0.154E+03	0.130E+03	
142	Nd	293.3	137.1	...	...	...	...	0.46	0.18	10265.	4804.	5.58	2.21	287.71	0.287E+03	0.134E+03	0.161E+03	
143	Nd	44.6	20.8	...	...	1.83	0.72	...	...	10917.	5106.	0.85	0.34	43.71	0.305E+03	0.143E+03	0.172E+03	
144	Nd	141.0	65.9	...	...	2.59	1.03	...	...	11462.	5364.	2.68	1.06	138.30	0.320E+03	0.150E+03	0.180E+03	
145	Nd	26.7	12.5	...	...	1.33	0.53	...	...	11327.	5298.	0.51	0.20	26.14	0.316E+03	0.148E+03	0.178E+03	
146	Nd	128.4	60.1	...	...	1.36	0.54	...	...	11714.	5479.	2.44	0.97	126.00	0.327E+03	0.153E+03	0.184E+03	
148	Nd	12.8	6.0	...	...	1.04	0.41	...	...	1876.	877.	0.24	0.10	12.52	0.524E+02	0.245E+02	0.295E+02	
150	Nd	...	...	...	...	...	...	1.25	0.49	...	...	...	...	...	...	...	...	
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.22	0.08	...	...	...	...	...	...	...	...	
147	Sm	24.4	11.5	...	...	0.88	0.31	...	...	23747.	11182.	0.23	0.08	24.18	0.663E+03	0.313E+03	0.200E+03	
148	Sm	83.4	39.3	...	...	...	...	...	...	20097.	9464.	0.78	0.27	82.61	0.561E+03	0.265E+03	0.169E+03	
149	Sm	13.2	6.2	...	...	0.86	0.30	...	...	23954.	11281.	0.12	0.04	13.04	0.669E+03	0.315E+03	0.202E+03	
150	Sm	56.5	26.6	...	...	...	...	...	...	23835.	11225.	0.53	0.18	55.95	0.666E+03	0.314E+03	0.201E+03	
152	Sm	46.7	22.0	...	...	1.47	0.51	...	...	22107.	10411.	0.44	0.15	46.30	0.617E+03	0.291E+03	0.186E+03	
154	Sm	1.4	0.7	...	...	1.61	0.56	...	...	286.	136.	0.013	0.004	1.37	0.798E+01	0.379E+01	0.241E+01	
151	Eu	2.5	2.0	...	...	1.37	0.45	...	...	9466.	7686.	0.10	0.03	2.41	0.264E+03	0.215E+03	0.248E+02	

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
153	Eu	2.1	1.7	...	...	1.52	0.50	...	...	5916.	4803.	0.08	0.03	2.05	0.165E+03	0.134E+03	0.155E+02
152	Gd	0.33	0.37	...	...	...	...	0.0018	0.0007	343.	392.	0.018	0.008	0.31	0.958E+01	0.109E+02	0.191E+01
154	Gd	3.8	4.4	...	...	...	...	0.008	0.003	3947.	4512.	0.21	0.09	3.63	0.110E+03	0.126E+03	0.220E+02
155	Gd	1.6	1.8	...	...	1.39	0.61	...	...	4274.	4886.	0.09	0.04	1.53	0.119E+03	0.136E+03	0.238E+02
156	Gd	6.4	7.4	...	...	1.70	0.74	...	...	3964.	4532.	0.35	0.15	6.10	0.111E+03	0.127E+03	0.221E+02
157	Gd	3.1	3.5	...	...	1.40	0.61	...	...	4241.	4848.	0.17	0.07	2.93	0.118E+03	0.135E+03	0.236E+02
158	Gd	12.6	14.4	...	...	1.80	0.79	...	...	4085.	4670.	0.68	0.30	11.92	0.114E+03	0.130E+03	0.227E+02
160	Gd	0.46	0.53	...	...	2.16	0.94	...	...	71.	83.	0.03	0.01	0.44	0.199E+01	0.231E+01	0.397E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.005	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.008	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	8.3	6.1	...	...	...	...	0.025	0.009	7360.	5403.	0.19	0.07	8.08	0.206E+03	0.151E+03	0.344E+02
161	Dy	4.2	3.1	...	...	1.70	0.61	...	...	8301.	6094.	0.10	0.04	4.13	0.232E+03	0.170E+03	0.388E+02
162	Dy	16.8	12.4	...	...	2.04	0.74	...	...	7504.	5509.	0.39	0.14	16.43	0.210E+03	0.154E+03	0.351E+02
163	Dy	3.6	2.7	...	...	2.29	0.82	...	...	4015.	2948.	0.08	0.03	3.53	0.112E+03	0.824E+02	0.188E+02
164	Dy	26.8	19.7	...	...	2.05	0.74	...	...	5677.	4168.	0.63	0.23	26.15	0.159E+03	0.116E+03	0.266E+02
204	Pb	36.7	25.5	...	0.04±0.02	...	...	...	...	3286.	2291.	1.24	0.57	35.47	0.918E+02	0.640E+02	0.439E+02
206	Pb	218.6	151.8	...	2.9±1.3	...	...	...	...	3454.	2405.	7.40	3.41	211.20	0.964E+02	0.672E+02	0.462E+02
207	Pb	261.3	181.5	...	2.7±1.3	...	...	...	...	2535.	1793.	8.85	4.07	252.46	0.708E+02	0.501E+02	0.339E+02
208	Pb	401.6	278.9	...	14±6	...	...	...	...	145.	101.	13.60	6.26	387.96	0.404E+01	0.283E+01	0.193E+01
HD 13551																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.740	0.171	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	185.8	65.0	15.3±1.5	...	...	...	...	...	11889	4198	13.52	1.33	172.25	0.332E+03	0.117E+03	0.284E+03
87	Sr	129.5	45.3	9.3±0.9	...	...	...	...	...	11916	4203	9.43	0.93	120.10	0.333E+03	0.118E+03	0.285E+03
88	Sr	3050.6	1067.7	18.6±1.8	...	...	...	...	...	18914	6683	222.03	21.85	2828.56	0.528E+03	0.187E+03	0.452E+03
89	Y	758.0	70.2	...	...	4.50	0.47	...	...	14402	1410	51.70	5.40	706.30	0.402E+03	0.402E+02	0.372E+03
90	Zr	663.0	77.8	...	...	23.29	2.09	...	...	13924	2104	60.52	5.44	602.52	0.389E+03	0.593E+02	0.329E+03
91	Zr	192.4	22.6	...	...	0.78	0.07	...	...	11543	2050	17.56	1.58	174.82	0.322E+03	0.576E+02	0.273E+03
92	Zr	286.1	33.6	...	...	1.83	0.16	...	...	9442	1593	26.12	2.35	260.01	0.264E+03	0.448E+02	0.223E+03
94	Zr	311.9	36.6	...	...	...	...	...	...	8109	1001	28.47	2.56	283.43	0.226E+03	0.283E+02	0.191E+03
96	Zr	27.5	3.2	1.8±0.2	...	...	...	...	...	295	37	2.51	0.23	25.02	0.823E+01	0.105E+01	0.695E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	4.397	2.566	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.21	0.07	...	...	...	...	2.745	1.602	22	8	0.018	0.010	0.19	0.603E+00	0.231E+00	0.325E+00
95	Mo	31.1	10.2	...	...	2.08	1.21	...	...	9093	3008	2.58	1.51	28.56	0.254E+03	0.842E+02	0.137E+03
96	Mo	58.8	19.3	...	...	...	...	...	...	6588	2213	4.88	2.85	53.94	0.184E+03	0.619E+02	0.992E+02
97	Mo	19.8	6.5	...	...	1.16	0.68	...	...	6708	2219	1.64	0.96	18.15	0.187E+03	0.621E+02	0.101E+03
98	Mo	64.5	21.2	...	...	1.71	1.00	...	...	6383	2143	5.35	3.12	59.13	0.178E+03	0.600E+02	0.962E+02
100	Mo	1.3	0.4	...	...	2.72	1.59	...	...	141	50	0.11	0.06	1.20	0.393E+01	0.139E+01	0.212E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.047	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.044	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	21.1	2.5	...	...	...	...	...	...	3719	449	1.11	0.10	20.03	0.104E+03	0.127E+02	0.850E+02
135	Ba	15.0	1.8	...	...	2.22	0.21	...	...	6835	828	0.79	0.07	14.24	0.191E+03	0.234E+02	0.156E+03
136	Ba	68.4	8.0	...	...	...	...	...	...	4188	507	3.58	0.33	64.86	0.117E+03	0.144E+02	0.957E+02
137	Ba	64.0	7.5	...	...	1.77	0.16	...	...	4881	589	3.35	0.31	60.63	0.136E+03	0.167E+02	0.112E+03
138	Ba	535.0	62.4	...	...	4.66	0.43	...	...	2140	271	27.99	2.61	507.06	0.598E+02	0.768E+01	0.489E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.007	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	45.1	6.6	...	...	2.70	0.34	...	...	1425	212	4.42	0.56	40.67	0.398E+02	0.598E+01	0.262E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.020	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.026	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	139.2	16.3	...	...	1.69	0.19	...	...	1476	187	8.37	0.96	130.86	0.412E+02	0.528E+01	0.319E+02
142	Ce	4.6	0.5	...	...	0.98	0.11	...	...	132	16	0.28	0.03	4.37	0.367E+01	0.456E+00	0.285E+01
141	Pr	5.0	0.9	...	...	1.19	0.13	...	...	554	96	1.13	0.13	3.84	0.155E+02	0.272E+01	0.934E+01
142	Nd	22.8	3.5	...	...	...	...	0.226	0.021	797	122	2.77	0.25	20.00	0.223E+02	0.345E+01	0.135E+02
143	Nd	3.5	0.5	...	...	0.91	0.08	...	...	848	129	0.421	0.039	3.04	0.237E+02	0.365E+01	0.144E+02
144	Nd	10.9	1.7	...	...	1.29	0.12	...	...	890	136	1.33	0.12	9.61	0.248E+02	0.384E+01	0.151E+02
145	Nd	2.1	0.3	...	...	0.66	0.06	...	...	879	134	0.25	0.02	1.82	0.246E+02	0.378E+01	0.149E+02
146	Nd	10.0	1.5	...	...	0.68	0.06	...	...	909	139	1.21	0.11	8.76	0.254E+02	0.391E+01	0.155E+02
148	Nd	1.0	0.2	...	...	0.51	0.05	...	...	146	22	0.12	0.01	0.87	0.407E+01	0.627E+00	0.247E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.622	0.057	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.122	0.012	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	0.8	0.2	...	...	0.48	0.05	...	...	819	207	0.13	0.01	0.72	0.229E+02	0.581E+01	0.915E+01
148	Sm	2.9	0.7	...	...	...	...	...	...	693	175	0.43	0.04	2.45	0.194E+02	0.492E+01	0.774E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}$ (Si)	$\sigma_{Nfs}$
149	Sm	0.5	0.1	...	...	0.47	0.05	...	...	826	208	0.068	0.007	0.39	0.231E+02	0.587E+01	0.923E+01
150	Sm	1.9	0.5	...	...	...	...	...	...	822	207	0.29	0.03	1.66	0.230E+02	0.584E+01	0.919E+01
152	Sm	1.6	0.4	...	...	0.81	0.08	...	...	762	192	0.24	0.02	1.37	0.213E+02	0.541E+01	0.852E+01
154	Sm	0.048	0.012	...	...	0.88	0.09	...	...	10	3	0.0071	0.0007	0.04	0.275E+00	0.718E-01	0.110E+00
151	Eu	0.18	0.25	...	...	0.77	0.06	...	...	683	955	0.054	0.004	0.13	0.192E+02	0.271E+02	0.645E+01
153	Eu	0.15	0.21	...	...	0.85	0.06	...	...	427	597	0.046	0.004	0.11	0.120E+02	0.169E+02	0.403E+01
152	Gd	0.149	0.046	...	...	...	...	0.0009	0.0002	156	48	0.0085	0.0014	0.14	0.436E+01	0.135E+01	0.879E+00
154	Gd	1.7	0.5	...	...	...	...	0.0041	0.0008	1798	551	0.100	0.016	1.65	0.502E+02	0.155E+02	0.101E+02
155	Gd	0.7	0.2	...	...	0.67	0.11	...	...	1947	597	0.042	0.007	0.69	0.544E+02	0.168E+02	0.110E+02
156	Gd	2.9	0.9	...	...	0.81	0.13	...	...	1806	554	0.167	0.027	2.77	0.504E+02	0.155E+02	0.102E+02
157	Gd	1.4	0.4	...	...	0.67	0.11	...	...	1932	593	0.080	0.013	1.33	0.540E+02	0.166E+02	0.109E+02
158	Gd	5.7	1.8	...	...	0.86	0.14	...	...	1861	571	0.327	0.053	5.42	0.520E+02	0.160E+02	0.105E+02
160	Gd	0.211	0.065	...	...	1.03	0.17	...	...	33	12	0.012	0.002	0.20	0.908E+00	0.325E+00	0.183E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0026	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0045	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	0.37	0.15	...	...	...	...	0.0138	0.0013	333	134	0.105	0.011	0.27	0.933E+01	0.384E+01	0.359E+01
161	Dy	0.19	0.08	...	...	0.92	0.10	...	...	376	151	0.053	0.006	0.14	0.105E+02	0.433E+01	0.405E+01
162	Dy	0.8	0.3	...	...	1.10	0.12	...	...	340	137	0.213	0.023	0.55	0.951E+01	0.391E+01	0.366E+01
163	Dy	0.16	0.07	...	...	1.23	0.13	...	...	182	73	0.046	0.005	0.12	0.509E+01	0.209E+01	0.196E+01
164	Dy	1.2	0.5	...	...	1.10	0.12	...	...	257	103	0.339	0.037	0.87	0.720E+01	0.296E+01	0.277E+01
204	Pb	3.4	1.8	...	0.02±0.00	...	...	...	...	304	162	0.59	0.14	2.80	0.848E+01	0.453E+01	0.471E+01
206	Pb	20.2	10.7	...	1.40±0.32	...	...	...	...	319	170	3.54	0.82	16.65	0.891E+01	0.475E+01	0.495E+01
207	Pb	24.1	12.8	...	1.31±0.30	...	...	...	...	234	128	4.23	0.97	19.91	0.654E+01	0.358E+01	0.363E+01
208	Pb	37.1	19.7	...	6.70±1.54	...	...	...	...	13	7	6.51	1.50	30.59	0.373E+00	0.200E+00	0.207E+00
HD 22589																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.586	0.259	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	206.8	72.7	22.7±2.3	...	...	...	...	...	13238	4695	20.10	2.02	186.74	0.370E+03	0.131E+03	0.318E+03
87	Sr	144.2	50.7	13.8±1.4	...	...	...	...	...	13268	4700	14.01	1.41	130.20	0.370E+03	0.131E+03	0.319E+03
88	Sr	3396.6	1194.1	27.7±2.8	...	...	...	...	...	21059	7473	330.08	33.12	3066.51	0.588E+03	0.209E+03	0.506E+03
89	Y	619.0	57.7	...	...	6.95	0.73	...	...	11761	1157	79.90	8.39	539.09	0.328E+03	0.330E+02	0.306E+03
90	Zr	1102.5	129.0	...	...	33.63	3.05	...	...	23152	3493	87.40	7.93	1015.08	0.647E+03	0.984E+02	0.545E+03
91	Zr	319.9	37.4	...	...	1.13	0.10	...	...	19193	3405	25.36	2.30	294.52	0.536E+03	0.957E+02	0.452E+03
92	Zr	475.8	55.7	...	...	2.64	0.24	...	...	15700	2645	37.72	3.42	438.04	0.438E+03	0.744E+02	0.370E+03
94	Zr	518.6	60.7	...	...	...	...	...	...	13484	1661	41.12	3.73	477.50	0.377E+03	0.470E+02	0.318E+03
96	Zr	45.8	5.4	2.6±0.2	...	...	...	...	...	490	62	3.63	0.33	42.15	0.137E+02	0.175E+01	0.115E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	6.427	4.267	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.059	0.031	...	...	...	...	4.013	2.664	6	3	0.026	0.017	0.03	0.169E+00	0.941E-01	0.121E+00
95	Mo	8.7	4.5	...	...	3.04	2.02	...	...	2543	1329	3.78	2.51	4.93	0.710E+02	0.372E+02	0.509E+02
96	Mo	16.4	8.6	...	...	...	...	...	...	1842	969	7.13	4.74	9.31	0.514E+02	0.271E+02	0.369E+02
97	Mo	5.5	2.9	...	...	1.70	1.13	...	...	1876	981	2.40	1.59	3.13	0.524E+02	0.274E+02	0.376E+02
98	Mo	18.0	9.4	...	...	2.50	1.66	...	...	1785	939	7.82	5.19	10.21	0.498E+02	0.263E+02	0.357E+02
100	Mo	0.36	0.19	...	...	3.98	2.64	...	...	39	21	0.16	0.10	0.21	0.110E+01	0.591E+00	0.788E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.069	0.007	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.065	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	16.3	1.9	...	...	...	...	...	...	2867	350	1.63	0.15	14.66	0.801E+02	0.991E+01	0.663E+02
135	Ba	11.6	1.4	...	...	3.28	0.31	...	...	5270	645	1.16	0.11	10.42	0.147E+03	0.183E+02	0.122E+03
136	Ba	52.8	6.2	...	...	...	...	...	...	3229	395	5.28	0.49	47.49	0.902E+02	0.112E+02	0.746E+02
137	Ba	49.3	5.8	...	...	2.61	0.24	...	...	3764	459	4.93	0.46	44.39	0.105E+03	0.130E+02	0.870E+02
138	Ba	412.5	48.6	...	...	6.87	0.64	...	...	1650	211	41.27	3.86	371.27	0.461E+02	0.598E+01	0.381E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.011	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	31.8	5.0	...	...	4.31	0.57	...	...	1006	161	7.05	0.93	24.78	0.281E+02	0.454E+01	0.198E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.029	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.039	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	68.7	8.4	...	...	2.51	0.31	...	...	729	95	12.42	1.54	56.31	0.203E+02	0.269E+01	0.164E+02
142	Ce	2.3	0.3	...	...	1.46	0.18	...	...	65	8	0.41	0.05	1.88	0.181E+01	0.233E+00	0.146E+01
141	Pr	2.9	0.7	...	...	1.67	0.20	...	...	324	74	1.59	0.19	1.32	0.905E+01	0.211E+01	0.695E+01
142	Nd	11.1	2.0	...	...	...	...	0.328	0.030	388	70	4.02	0.37	7.07	0.108E+02	0.199E+01	0.776E+01
143	Nd	1.7	0.3	...	...	1.32	0.12	...	...	413	75	0.61	0.06	1.07	0.115E+02	0.211E+01	0.825E+01
144	Nd	5.3	1.0	...	...	1.87	0.17	...	...	434	79	1.93	0.18	3.40	0.121E+02	0.222E+01	0.867E+01
145	Nd	1.0	0.2	...	...	0.96	0.09	...	...	428	77	0.37	0.03	0.64	0.120E+02	0.219E+01	0.856E+01
146	Nd	4.9	0.9	...	...	0.98	0.09	...	...	443	80	1.76	0.16	3.10	0.124E+02	0.226E+01	0.886E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_T(X)$	$\sigma_{\epsilon_T(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
148	Nd	0.48	0.09	...	...	0.75	0.07	...	...	71	13	0.17	0.02	0.31	0.198E+01	0.363E+00	0.142E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.902	0.084	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.167	0.018	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	0.3	0.1	...	...	0.66	0.07	...	...	294	135	0.17	0.02	0.13	0.825E+01	0.383E+01	0.573E+01
148	Sm	1.0	0.5	...	...	...	...	...	...	249	114	0.59	0.06	0.45	0.698E+01	0.324E+01	0.485E+01
149	Sm	0.16	0.07	...	...	0.65	0.07	...	...	297	136	0.09	0.01	0.07	0.832E+01	0.386E+01	0.578E+01
150	Sm	0.7	0.3	...	...	...	...	...	...	295	136	0.40	0.04	0.30	0.828E+01	0.384E+01	0.575E+01
152	Sm	0.58	0.27	...	...	1.11	0.12	...	...	274	126	0.33	0.04	0.25	0.768E+01	0.356E+01	0.533E+01
154	Sm	0.017	0.008	...	...	1.21	0.13	...	...	4	2	0.010	0.001	0.0074	0.992E-01	0.464E-01	0.689E-01
151	Eu	0.38	0.37	...	...	1.05	0.08	...	...	1423	1409	0.0736	0.0054	0.30	0.398E+02	0.399E+02	0.956E+01
153	Eu	0.32	0.32	...	...	1.16	0.09	...	...	890	881	0.062	0.005	0.26	0.248E+02	0.249E+02	0.598E+01
152	Gd	0.018	0.023	...	...	...	...	0.0013	0.0002	19	24	0.012	0.002	0.01	0.526E+00	0.678E+00	0.390E+00
154	Gd	0.2	0.3	...	...	...	...	0.0057	0.0008	216	276	0.147	0.024	0.06	0.605E+01	0.780E+01	0.449E+01
155	Gd	0.09	0.11	...	...	0.98	0.16	...	...	233	299	0.06	0.01	0.03	0.655E+01	0.845E+01	0.487E+01
156	Gd	0.35	0.45	...	...	1.20	0.19	...	...	216	277	0.25	0.04	0.10	0.608E+01	0.784E+01	0.451E+01
157	Gd	0.17	0.22	...	...	0.99	0.16	...	...	232	297	0.12	0.02	0.05	0.650E+01	0.839E+01	0.483E+01
158	Gd	0.69	0.88	...	...	1.28	0.21	...	...	223	286	0.48	0.08	0.20	0.626E+01	0.808E+01	0.465E+01
160	Gd	0.025	0.032	...	...	1.53	0.25	...	...	4	5	0.018	0.003	0.01	0.109E+00	0.143E+00	0.813E-01
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0036	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0062	0.0006	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	0.46	0.20	...	...	...	...	0.019	0.002	409	182	0.145	0.017	0.31	0.114E+02	0.521E+01	0.477E+01
161	Dy	0.23	0.10	...	...	1.27	0.15	...	...	461	205	0.074	0.009	0.16	0.128E+02	0.588E+01	0.538E+01
162	Dy	0.93	0.42	...	...	1.53	0.18	...	...	417	185	0.30	0.03	0.64	0.116E+02	0.531E+01	0.486E+01
163	Dy	0.20	0.09	...	...	1.71	0.20	...	...	223	99	0.063	0.007	0.14	0.621E+01	0.284E+01	0.260E+01
164	Dy	1.49	0.66	...	...	1.53	0.18	...	...	316	140	0.47	0.05	1.02	0.878E+01	0.402E+01	0.368E+01
204	Pb	0.64	0.61	...	0.02±0.00	...	...	...	...	57	55	0.61	0.14	0.03	0.160E+01	0.154E+01	0.156E+01
206	Pb	3.8	3.7	...	1.43±0.33	...	...	...	...	60	58	3.63	0.83	0.18	0.168E+01	0.162E+01	0.164E+01
207	Pb	4.6	4.4	...	1.34±0.31	...	...	...	...	44	43	4.33	1.00	0.22	0.123E+01	0.120E+01	0.120E+01
208	Pb	7.0	6.7	...	6.86±1.58	...	...	...	...	3	2	6.66	1.53	0.34	0.704E-01	0.680E-01	0.686E-01
HD 27271																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	3.935	1.661	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	175.3	100.0	34.5±14.6	...	...	...	...	...	11222	6423	30.59	12.91	144.76	0.313E+03	0.179E+03	0.273E+03
87	Sr	122.3	69.7	21.1±8.9	...	...	...	...	...	11248	6435	21.33	9.00	100.93	0.314E+03	0.180E+03	0.274E+03
88	Sr	2879.5	1642.6	42.1±17.8	...	...	...	...	...	17853	10221	502.30	212.06	2377.17	0.499E+03	0.286E+03	0.435E+03
89	Y	1075.3	475.3	...	...	11.02	5.09	...	...	20430	9053	126.68	58.49	948.58	0.571E+03	0.253E+03	0.530E+03
90	Zr	1548.6	725.4	...	...	49.64	19.38	...	...	32521	15545	128.99	50.37	1419.62	0.908E+03	0.434E+03	0.767E+03
91	Zr	449.3	210.5	...	...	1.66	0.65	...	...	26960	13130	37.43	14.61	411.90	0.753E+03	0.367E+03	0.635E+03
92	Zr	668.3	313.0	...	...	3.90	1.52	...	...	22053	10671	55.66	21.74	612.62	0.616E+03	0.298E+03	0.520E+03
94	Zr	728.5	341.2	...	...	...	...	...	...	18940	8902	60.68	23.69	667.80	0.529E+03	0.249E+03	0.446E+03
96	Zr	64.3	30.1	3.8±1.5	...	...	...	...	...	688	324	5.36	2.09	58.95	0.192E+02	0.905E+01	0.162E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	9.014	7.680	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.038	0.053	...	...	...	...	5.628	4.795	4	5	0.036	0.031	0.0017	0.107E+00	0.152E+00	0.105E+00
95	Mo	5.5	7.8	...	...	4.26	3.63	...	...	1619	2274	5.30	4.51	0.25	0.452E+02	0.636E+02	0.443E+02
96	Mo	10.5	14.7	...	...	...	...	...	...	1173	1649	10.00	8.52	0.47	0.328E+02	0.461E+02	0.321E+02
97	Mo	3.5	4.9	...	...	2.38	2.03	...	...	1194	1677	3.37	2.87	0.16	0.334E+02	0.469E+02	0.327E+02
98	Mo	11.5	16.1	...	...	3.51	2.99	...	...	1137	1597	10.97	9.34	0.51	0.317E+02	0.447E+02	0.311E+02
100	Mo	0.23	0.33	...	...	5.58	4.75	...	...	25	35	0.22	0.19	0.01	0.700E+00	0.988E+00	0.686E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.104	0.043	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.099	0.040	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	24.5	11.0	...	...	...	...	...	...	4310	1936	2.46	1.01	22.03	0.120E+03	0.541E+02	0.996E+02
135	Ba	17.4	7.8	...	...	4.95	2.04	...	...	7922	3559	1.75	0.72	15.66	0.221E+03	0.995E+02	0.183E+03
136	Ba	79.3	35.5	...	...	...	...	...	...	4854	2181	7.96	3.28	71.35	0.136E+03	0.610E+02	0.112E+03
137	Ba	74.1	33.2	...	...	3.93	1.62	...	...	5657	2541	7.44	3.07	66.70	0.158E+03	0.710E+02	0.131E+03
138	Ba	620.1	277.8	...	...	10.37	4.27	...	...	2480	1118	62.25	25.64	557.86	0.693E+02	0.313E+02	0.573E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.019	0.009	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	50.7	25.5	...	...	7.06	3.53	...	...	1603	808	11.54	5.78	39.18	0.447E+02	0.226E+02	0.316E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.044	0.019	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.059	0.025	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	176.2	79.7	...	...	3.81	1.64	...	...	1868	850	18.87	8.11	157.37	0.522E+02	0.238E+02	0.410E+02
142	Ce	5.9	2.7	...	...	2.21	0.95	...	...	166	76	0.63	0.27	5.25	0.465E+01	0.211E+01	0.365E+01
141	Pr	9.0	6.6	...	...	2.40	0.90	...	...	1004	739	2.28	0.85	6.73	0.280E+02	0.206E+02	0.173E+02

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
142	Nd	30.2	16.2	...	...	...	...	0.487	0.192	1056	567	5.96	2.36	24.20	0.295E+02	0.159E+02	0.189E+02
143	Nd	4.6	2.5	...	...	1.96	0.77	...	...	1123	603	0.91	0.36	3.68	0.314E+02	0.169E+02	0.201E+02
144	Nd	14.5	7.8	...	...	2.77	1.10	...	...	1179	634	2.87	1.13	11.63	0.329E+02	0.177E+02	0.211E+02
145	Nd	2.7	1.5	...	...	1.43	0.56	...	...	1165	626	0.54	0.21	2.20	0.325E+02	0.175E+02	0.209E+02
146	Nd	13.2	7.1	...	...	1.46	0.58	...	...	1205	647	2.61	1.03	10.60	0.336E+02	0.181E+02	0.216E+02
148	Nd	1.3	0.7	...	...	1.11	0.44	...	...	193	104	0.26	0.10	1.05	0.539E+01	0.290E+01	0.346E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	1.337	0.529	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.234	0.082	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.8	1.1	...	...	0.93	0.32	...	...	1716	1067	0.24	0.08	1.52	0.479E+02	0.298E+02	0.188E+02
148	Sm	6.0	3.7	...	...	...	...	...	...	1452	903	0.82	0.29	5.20	0.405E+02	0.252E+02	0.159E+02
149	Sm	0.95	0.59	...	...	0.91	0.32	...	...	1731	1076	0.13	0.05	0.82	0.483E+02	0.301E+02	0.189E+02
150	Sm	4.1	2.5	...	...	...	...	...	...	1723	1071	0.56	0.19	3.52	0.481E+02	0.299E+02	0.188E+02
152	Sm	3.4	2.1	...	...	1.55	0.54	...	...	1598	993	0.46	0.16	2.92	0.446E+02	0.278E+02	0.175E+02
154	Sm	0.10	0.06	...	...	1.70	0.59	...	...	21	13	0.013	0.005	0.09	0.576E+00	0.360E+00	0.226E+00
151	Eu	1.3	1.5	...	...	1.45	0.47	...	...	4912	5762	0.10	0.03	1.20	0.137E+03	0.161E+03	0.180E+02
153	Eu	1.1	1.3	...	...	1.60	0.52	...	...	3070	3601	0.09	0.03	1.02	0.858E+02	0.101E+03	0.112E+02
152	Gd	0.1	0.2	...	...	...	...	0.002	0.001	118	205	0.0190	0.008	0.09	0.331E+01	0.573E+01	0.977E+00
154	Gd	1.3	2.3	...	...	...	...	0.009	0.004	1364	2361	0.22	0.10	1.10	0.381E+02	0.660E+02	0.113E+02
155	Gd	0.6	1.0	...	...	1.49	0.65	...	...	1477	2557	0.09	0.04	0.46	0.413E+02	0.714E+02	0.122E+02
156	Gd	2.2	3.9	...	...	1.82	0.80	...	...	1370	2372	0.37	0.16	1.85	0.383E+02	0.663E+02	0.113E+02
157	Gd	1.1	1.9	...	...	1.50	0.65	...	...	1466	2537	0.18	0.08	0.89	0.409E+02	0.709E+02	0.121E+02
158	Gd	4.4	7.5	...	...	1.93	0.84	...	...	1412	2444	0.73	0.32	3.62	0.394E+02	0.683E+02	0.116E+02
160	Gd	0.16	0.28	...	...	2.31	1.01	...	...	25	43	0.027	0.012	0.13	0.689E+00	0.120E+01	0.204E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.005	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.009	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.7	1.9	...	...	...	...	0.026	0.010	1473	1678	0.21	0.07	1.45	0.412E+02	0.469E+02	0.104E+02
161	Dy	0.85	0.96	...	...	1.80	0.65	...	...	1661	1892	0.105	0.038	0.74	0.464E+02	0.529E+02	0.118E+02
162	Dy	3.4	3.8	...	...	2.17	0.78	...	...	1501	1711	0.42	0.15	2.95	0.420E+02	0.478E+02	0.106E+02
163	Dy	0.72	0.82	...	...	2.42	0.88	...	...	803	915	0.09	0.03	0.63	0.225E+02	0.256E+02	0.569E+01
164	Dy	5.4	6.1	...	...	2.17	0.78	...	...	1136	1294	0.67	0.24	4.69	0.318E+02	0.362E+02	0.805E+01
204	Pb	4.3	4.0	...	0.04±0.02	...	...	...	...	389	360	1.33	0.61	3.02	0.109E+02	0.101E+02	0.681E+01
206	Pb	25.9	23.9	...	3.13±1.44	...	...	...	...	409	378	7.93	3.65	17.96	0.114E+02	0.106E+02	0.715E+01
207	Pb	31.0	28.6	...	2.93±1.35	...	...	...	...	300	280	9.48	4.37	21.47	0.839E+01	0.782E+01	0.525E+01
208	Pb	47.6	43.9	...	15.01±6.91	...	...	...	...	17	16	14.57	6.71	32.99	0.479E+00	0.443E+00	0.299E+00
HD 48565																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.143	0.111	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	135.3	47.3	10.0±1.0	...	...	...	...	...	8657	3053	8.88	0.86	126.38	0.242E+03	0.854E+02	0.207E+03
87	Sr	94.3	33.0	6.1±0.6	...	...	...	...	...	8676	3056	6.19	0.60	88.11	0.242E+03	0.855E+02	0.207E+03
88	Sr	2221.2	776.4	12.2±1.2	...	...	...	...	...	13771	4860	145.90	14.20	2075.26	0.385E+03	0.136E+03	0.329E+03
89	Y	420.8	39.0	...	...	2.84	0.30	...	...	7994	783	32.61	3.40	388.15	0.223E+03	0.223E+02	0.207E+03
90	Zr	654.5	76.3	...	...	15.78	1.42	...	...	13744	2069	41.01	3.68	613.46	0.384E+03	0.583E+02	0.323E+03
91	Zr	189.9	22.1	...	...	0.53	0.05	...	...	11394	2018	11.90	1.07	178.00	0.318E+03	0.567E+02	0.267E+03
92	Zr	282.4	32.9	...	...	1.24	0.11	...	...	9320	1568	17.70	1.59	264.73	0.260E+03	0.441E+02	0.219E+03
94	Zr	307.9	35.9	...	...	...	...	...	...	8005	983	19.29	1.73	288.58	0.224E+03	0.278E+02	0.188E+03
96	Zr	27.2	3.2	1.2±0.1	...	...	...	...	...	291	37	1.70	0.15	25.47	0.812E+01	0.103E+01	0.682E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	2.941	1.469	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.064	0.024	...	...	...	...	1.837	0.917	7	3	0.01	0.01	0.05	0.183E+00	0.761E-01	0.108E+00
95	Mo	9.4	3.5	...	...	1.39	0.69	...	...	2752	1017	1.73	0.86	7.70	0.768E+02	0.285E+02	0.454E+02
96	Mo	17.8	6.5	...	...	...	...	...	...	1994	746	3.26	1.63	14.54	0.557E+02	0.209E+02	0.329E+02
97	Mo	6.0	2.2	...	...	0.78	0.39	...	...	2030	750	1.10	0.55	4.89	0.567E+02	0.210E+02	0.335E+02
98	Mo	19.5	7.2	...	...	1.14	0.57	...	...	1932	722	3.58	1.79	15.94	0.539E+02	0.202E+02	0.319E+02
100	Mo	0.4	0.1	...	...	1.82	0.91	...	...	43	17	0.07	0.04	0.32	0.119E+01	0.464E+00	0.702E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.031	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.029	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	18.6	2.2	...	...	...	...	...	...	3278	395	0.73	0.07	17.89	0.915E+02	0.112E+02	0.747E+02
135	Ba	13.2	1.5	...	...	1.47	0.14	...	...	6025	728	0.52	0.05	12.72	0.168E+03	0.206E+02	0.137E+03
136	Ba	60.3	7.0	...	...	...	...	...	...	3691	446	2.37	0.22	57.95	0.103E+03	0.126E+02	0.841E+02
137	Ba	56.4	6.6	...	...	1.17	0.11	...	...	4302	518	2.22	0.21	54.17	0.120E+03	0.147E+02	0.980E+02
138	Ba	471.6	54.8	...	...	3.09	0.29	...	...	1886	239	18.55	1.73	453.03	0.527E+02	0.675E+01	0.430E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.004	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	77.3	10.9	...	...	1.65	0.20	...	...	2442	350	2.70	0.33	74.59	0.682E+02	0.988E+01	0.432E+02

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N (Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.013	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.017	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	459.1	53.1	...	...	1.11	0.12	...	...	4867	607	5.51	0.59	453.63	0.136E+03	0.172E+02	0.104E+03
142	Ce	15.3	1.8	...	...	0.65	0.07	...	...	434	52	0.18	0.02	15.14	0.121E+02	0.148E+01	0.242E+01
141	Pr	12.6	1.9	...	...	0.83	0.09	...	...	1402	208	0.79	0.08	11.79	0.391E+02	0.586E+01	0.903E+02
142	Nd	61.8	8.7	...	...	...	...	0.153	0.014	2164	309	1.87	0.17	59.95	0.604E+02	0.873E+01	0.343E+02
143	Nd	9.4	1.3	...	...	0.61	0.06	...	...	2301	327	0.28	0.03	9.11	0.643E+02	0.922E+01	0.365E+02
144	Nd	29.7	4.2	...	...	0.87	0.08	...	...	2416	345	0.90	0.08	28.82	0.675E+02	0.973E+01	0.383E+02
145	Nd	5.6	0.8	...	...	0.45	0.04	...	...	2388	339	0.17	0.02	5.45	0.667E+02	0.957E+01	0.379E+02
146	Nd	27.1	3.8	...	...	0.46	0.04	...	...	2469	350	0.82	0.07	26.26	0.690E+02	0.989E+01	0.392E+02
148	Nd	2.7	0.4	...	...	0.35	0.03	...	...	395	56	0.081	0.007	2.61	0.110E+02	0.159E+01	0.627E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.419	0.038	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.087	0.008	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	2.1	0.4	...	...	0.34	0.03	...	...	2072	421	0.090	0.008	2.04	0.579E+02	0.118E+02	0.188E+02
148	Sm	7.3	1.5	...	...	...	...	...	...	1754	356	0.31	0.03	6.97	0.490E+02	0.100E+02	0.159E+02
149	Sm	1.1	0.2	...	...	0.34	0.03	...	...	2090	425	0.048	0.004	1.10	0.584E+02	0.119E+02	0.190E+02
150	Sm	4.9	1.0	...	...	...	...	...	...	2080	423	0.207	0.019	4.72	0.581E+02	0.119E+02	0.189E+02
152	Sm	4.1	0.8	...	...	0.58	0.05	...	...	1929	392	0.172	0.015	3.91	0.539E+02	0.110E+02	0.175E+02
154	Sm	0.121	0.025	...	...	0.63	0.06	...	...	25	5	0.0051	0.0005	0.12	0.696E+00	0.148E+00	0.226E+00
151	Eu	0.3	0.2	...	...	0.56	0.04	...	...	1211	851	0.0389	0.0027	0.28	0.338E+02	0.241E+02	0.582E+01
153	Eu	0.3	0.2	...	...	0.62	0.05	...	...	757	532	0.0331	0.0023	0.24	0.211E+02	0.150E+02	0.364E+01
152	Gd	0.147	0.041	...	...	...	...	0.0006	0.0002	154	43	0.0056	0.0009	0.14	0.430E+01	0.121E+01	0.799E+00
154	Gd	1.7	0.5	...	...	...	...	0.0024	0.0008	1774	498	0.07	0.01	1.66	0.495E+02	0.140E+02	0.920E+01
155	Gd	0.7	0.2	...	...	0.44	0.07	...	...	1921	539	0.0277	0.0044	0.70	0.537E+02	0.151E+02	0.997E+01
156	Gd	2.9	0.8	...	...	0.54	0.09	...	...	1782	500	0.11	0.02	2.79	0.498E+02	0.140E+02	0.924E+01
157	Gd	1.4	0.4	...	...	0.44	0.07	...	...	1907	535	0.053	0.008	1.34	0.532E+02	0.150E+02	0.989E+01
158	Gd	5.7	1.6	...	...	0.57	0.09	...	...	1836	516	0.22	0.03	5.45	0.513E+02	0.145E+02	0.953E+01
160	Gd	0.21	0.06	...	...	0.68	0.11	...	...	32	11	0.008	0.001	0.20	0.896E+00	0.300E+00	0.166E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0018	0.0001	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0030	0.0002	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	2.2	0.4	...	...	...	...	0.0092	0.0007	1915	321	0.074	0.008	2.08	0.535E+02	0.906E+01	0.945E+01
161	Dy	1.1	0.2	...	...	0.65	0.07	...	...	2160	361	0.038	0.004	1.06	0.603E+02	0.102E+02	0.107E+02
162	Dy	4.4	0.7	...	...	0.78	0.08	...	...	1952	326	0.150	0.015	4.23	0.545E+02	0.922E+01	0.964E+01
163	Dy	0.94	0.16	...	...	0.87	0.09	...	...	1045	175	0.032	0.003	0.91	0.292E+02	0.493E+01	0.516E+01
164	Dy	7.0	1.2	...	...	0.78	0.08	...	...	1477	247	0.24	0.02	6.73	0.412E+02	0.699E+01	0.729E+01
204	Pb	18.7	8.4	...	0.01 0.00	...	...	...	...	1671	756	0.39	0.09	18.28	0.467E+02	0.211E+02	0.220E+02
206	Pb	111.2	49.8	...	0.92 0.21	...	...	...	...	1756	792	2.34	0.54	108.83	0.491E+02	0.222E+02	0.231E+02
207	Pb	132.9	59.6	...	0.86 0.20	...	...	...	...	1289	603	2.80	0.64	130.09	0.360E+02	0.169E+02	0.170E+02
208	Pb	204.2	91.6	...	4.43 1.02	...	...	...	...	74	34	4.30	0.99	199.91	0.205E+01	0.937E+00	0.969E+00
HD 76225																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.356	0.235	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	455.0	158.3	20.7 2.1	...	...	...	...	...	29120	10223	18.31	1.83	436.69	0.813E+03	0.286E+03	0.693E+03
87	Sr	317.2	110.4	12.6 1.3	...	...	...	...	...	29186	10234	12.77	1.27	304.47	0.815E+03	0.286E+03	0.694E+03
88	Sr	7471.7	2599.7	25.2 2.5	...	...	...	...	...	46325	16273	300.68	30.01	7171.06	0.129E+04	0.455E+03	0.110E+04
89	Y	1259.4	116.6	...	...	6.27	0.66	...	...	23929	2340	72.12	7.56	1187.30	0.668E+03	0.667E+02	0.618E+03
90	Zr	1577.5	183.5	...	...	30.85	2.79	...	...	33128	4981	80.16	7.25	1497.37	0.925E+03	0.140E+03	0.776E+03
91	Zr	457.7	53.2	...	...	1.03	0.09	...	...	27463	4860	23.26	2.10	434.46	0.767E+03	0.137E+03	0.643E+03
92	Zr	680.8	79.2	...	...	2.42	0.22	...	...	22465	3774	34.59	3.13	646.17	0.627E+03	0.106E+03	0.526E+03
94	Zr	742.1	86.3	...	...	...	...	...	...	19294	2364	37.71	3.41	704.37	0.539E+03	0.669E+02	0.452E+03
96	Zr	65.5	7.6	2.4 0.2	...	...	...	...	...	701	88	3.33	0.30	62.18	0.196E+02	0.249E+01	0.164E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	5.878	3.791	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.17	0.06	...	...	...	...	3.670	2.367	17	7	0.02	0.02	0.15	0.489E+00	0.198E+00	0.277E+00
95	Mo	25.2	8.9	...	...	2.78	1.79	...	...	7367	2615	3.45	2.23	21.78	0.206E+03	0.732E+02	0.117E+03
96	Mo	47.7	16.8	...	...	...	...	...	...	5337	1920	6.52	4.21	41.13	0.149E+03	0.537E+02	0.845E+02
97	Mo	16.0	5.7	...	...	1.55	1.00	...	...	5435	1929	2.19	1.42	13.84	0.152E+03	0.540E+02	0.860E+02
98	Mo	52.2	18.4	...	...	2.29	1.48	...	...	5172	1860	7.15	4.61	45.09	0.144E+03	0.520E+02	0.819E+02
100	Mo	1.1	0.4	...	...	3.64	2.35	...	...	114	43	0.14	0.09	0.91	0.319E+01	0.120E+01	0.181E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.063	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.060	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	43.8	5.1	...	...	...	...	...	...	7701	927	1.49	0.14	42.27	0.215E+03	0.262E+02	0.175E+03
135	Ba	31.1	3.6	...	...	2.99	0.28	...	...	14154	1708	1.06	0.10	30.05	0.395E+03	0.484E+02	0.322E+03

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{N_{fs}}$
136	Ba	141.7	16.4	...	...	...	...	...	...	8673	1046	4.82	0.45	136.90	0.242E+03	0.296E+02	0.197E+03
137	Ba	132.5	15.4	...	...	2.38	0.22	...	...	10108	1215	4.50	0.42	127.97	0.282E+03	0.344E+02	0.230E+03
138	Ba	1107.9	128.6	...	...	6.27	0.59	...	...	4432	560	37.66	3.52	1070.28	0.124E+03	0.158E+02	0.101E+03
138	La	...	...	...	...	...	...	0.010	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	105.2	15.1	...	...	3.86	0.50	...	...	3325	484	6.32	0.82	98.90	0.928E+02	0.136E+02	0.597E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.027	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.035	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	272.1	31.7	...	...	2.29	0.28	...	...	2884	363	11.32	1.38	260.76	0.805E+02	0.103E+02	0.620E+02
142	Ce	9.1	1.1	...	...	1.33	0.16	...	...	257	31	0.38	0.05	8.70	0.718E+01	0.887E+00	0.553E+01
141	Pr	11.1	1.8	...	...	1.55	0.19	...	...	1236	196	1.47	0.17	9.63	0.345E+02	0.554E+01	0.191E+02
142	Nd	33.7	5.1	...	...	...	...	0.301	0.028	1179	179	3.68	0.34	30.02	0.329E+02	0.505E+01	0.199E+02
143	Nd	5.1	0.8	...	...	1.21	0.11	...	...	1254	189	0.56	0.05	4.56	0.350E+02	0.535E+01	0.211E+02
144	Nd	16.2	2.4	...	...	1.71	0.16	...	...	1317	200	1.77	0.16	14.43	0.368E+02	0.564E+01	0.222E+02
145	Nd	3.1	0.5	...	...	0.88	0.08	...	...	1301	196	0.33	0.03	2.73	0.363E+02	0.554E+01	0.219E+02
146	Nd	14.8	2.2	...	...	0.90	0.08	...	...	1346	203	1.61	0.15	13.14	0.376E+02	0.573E+01	0.227E+02
148	Nd	1.5	0.2	...	...	0.68	0.06	...	...	216	33	0.16	0.01	1.31	0.602E+01	0.919E+00	0.363E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.826	0.076	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.155	0.016	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.5	0.3	...	...	0.61	0.07	...	...	1415	331	0.16	0.02	1.29	0.395E+02	0.932E+01	0.147E+02
148	Sm	5.0	1.2	...	...	...	...	...	...	1198	281	0.55	0.06	4.42	0.334E+02	0.789E+01	0.125E+02
149	Sm	0.8	0.2	...	...	0.60	0.06	...	...	1428	335	0.086	0.009	0.70	0.399E+02	0.941E+01	0.149E+02
150	Sm	3.4	0.8	...	...	...	...	...	...	1420	333	0.37	0.04	3.00	0.397E+02	0.937E+01	0.148E+02
152	Sm	2.8	0.7	...	...	1.03	0.11	...	...	1317	309	0.31	0.03	2.48	0.368E+02	0.868E+01	0.137E+02
154	Sm	0.083	0.019	...	...	1.13	0.12	...	...	17	4	0.009	0.001	0.07	0.475E+00	0.116E+00	0.177E+00
151	Eu	0.5	0.4	...	...	0.97	0.07	...	...	1733	1403	0.068	0.005	0.39	0.485E+02	0.397E+02	0.956E+01
153	Eu	0.4	0.3	...	...	1.08	0.08	...	...	1083	877	0.058	0.005	0.33	0.303E+02	0.248E+02	0.597E+01
152	Gd	0.14	0.05	...	...	...	...	0.0011	0.0002	150	51	0.011	0.002	0.13	0.419E+01	0.143E+01	0.926E+00
154	Gd	1.7	0.6	...	...	...	...	0.0049	0.0008	1728	586	0.13	0.02	1.55	0.482E+02	0.165E+02	0.107E+02
155	Gd	0.7	0.2	...	...	0.90	0.14	...	...	1871	635	0.056	0.009	0.65	0.522E+02	0.178E+02	0.116E+02
156	Gd	2.8	1.0	...	...	1.10	0.18	...	...	1736	588	0.23	0.04	2.60	0.484E+02	0.165E+02	0.107E+02
157	Gd	1.4	0.5	...	...	0.90	0.15	...	...	1857	630	0.11	0.02	1.25	0.518E+02	0.177E+02	0.115E+02
158	Gd	5.5	1.9	...	...	1.16	0.19	...	...	1789	606	0.44	0.07	5.08	0.499E+02	0.170E+02	0.110E+02
160	Gd	0.20	0.07	...	...	1.39	0.22	...	...	31	12	0.016	0.003	0.19	0.871E+00	0.337E+00	0.193E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0033	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0056	0.0006	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.3	0.3	...	...	...	...	0.017	0.002	1172	270	0.134	0.015	1.18	0.327E+02	0.766E+01	0.769E+01
161	Dy	0.7	0.2	...	...	1.18	0.13	...	...	1322	304	0.069	0.008	0.60	0.369E+02	0.863E+01	0.867E+01
162	Dy	2.7	0.6	...	...	1.42	0.16	...	...	1195	275	0.27	0.03	2.41	0.334E+02	0.780E+01	0.783E+01
163	Dy	0.6	0.1	...	...	1.58	0.18	...	...	640	147	0.059	0.007	0.52	0.179E+02	0.418E+01	0.419E+01
164	Dy	4.3	1.0	...	...	1.42	0.16	...	...	904	208	0.44	0.05	3.83	0.253E+02	0.591E+01	0.593E+01
204	Pb	11.4	5.4	...	0.03 0.01	...	...	...	...	1021	488	0.80	0.18	10.61	0.285E+02	0.136E+02	0.142E+02
206	Pb	67.9	32.2	...	1.88 0.43	...	...	...	...	1073	512	4.78	1.10	63.16	0.300E+02	0.143E+02	0.149E+02
207	Pb	81.2	38.5	...	1.76 0.41	...	...	...	...	788	388	5.71	1.32	75.50	0.220E+02	0.108E+02	0.110E+02
208	Pb	124.8	59.2	...	9.04 2.08	...	...	...	...	45	22	8.78	2.02	116.02	0.125E+01	0.604E+00	0.626E+00
HD 87080																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.740	0.171	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	185.8	65.0	15.3 1.5	...	...	...	...	...	11889	4198	13.52	1.33	172.25	0.332E+03	0.117E+03	0.284E+03
87	Sr	129.5	45.3	9.3 0.9	...	...	...	...	...	11916	4203	9.43	0.93	120.10	0.333E+03	0.118E+03	0.285E+03
88	Sr	3050.6	1067.7	18.6 1.8	...	...	...	...	...	18914	6683	222.03	21.85	2828.56	0.528E+03	0.187E+03	0.452E+03
89	Y	811.8	75.2	...	...	4.50	0.47	...	...	15423	1509	51.70	5.40	760.06	0.431E+03	0.430E+02	0.399E+03
90	Zr	1431.1	166.2	...	...	23.29	2.09	...	...	30052	4513	60.52	5.44	1370.53	0.839E+03	0.127E+03	0.703E+03
91	Zr	415.2	48.2	...	...	0.78	0.07	...	...	24913	4405	17.56	1.58	397.66	0.696E+03	0.124E+03	0.582E+03
92	Zr	617.6	71.7	...	...	1.83	0.16	...	...	20379	3421	26.12	2.35	591.44	0.569E+03	0.962E+02	0.477E+03
94	Zr	673.2	78.2	...	...	...	...	...	...	17503	2141	28.47	2.56	644.70	0.489E+03	0.606E+02	0.409E+03
96	Zr	59.4	6.9	1.8 0.2	...	...	...	...	...	636	80	2.51	0.23	56.91	0.178E+02	0.225E+01	0.149E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	4.397	2.566	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.07	0.03	...	...	...	...	2.745	1.602	8	3	0.02	0.01	0.06	0.209E+00	0.931E-01	0.130E+00
95	Mo	10.8	4.3	...	...	2.08	1.21	...	...	3159	1264	2.58	1.51	8.23	0.882E+02	0.354E+02	0.545E+02
96	Mo	20.4	8.1	...	...	...	...	...	...	2288	925	4.88	2.85	15.55	0.639E+02	0.259E+02	0.395E+02
97	Mo	6.9	2.7	...	...	1.16	0.68	...	...	2330	932	1.64	0.96	5.23	0.651E+02	0.261E+02	0.402E+02
98	Mo	22.4	8.9	...	...	1.71	1.00	...	...	2217	896	5.35	3.12	17.05	0.619E+02	0.251E+02	0.383E+02



Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_T(X)$	$\sigma_{\epsilon_T(X)}$	$\epsilon_P(X)$	$\sigma_{\epsilon_P(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nf_s}$
100	Mo	0.5	0.2	...	...	2.72	1.59	...	...	49	20	0.11	0.06	0.34	0.137E+01	0.573E+00	0.844E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.047	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.044	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	44.3	5.1	...	...	...	...	...	...	7803	937	1.11	0.10	43.23	0.218E+03	0.265E+02	0.177E+03
135	Ba	31.5	3.7	...	...	2.22	0.21	...	...	14342	1727	0.79	0.07	30.73	0.401E+03	0.489E+02	0.326E+03
136	Ba	143.6	16.6	...	...	...	...	...	...	8788	1057	3.58	0.33	140.01	0.245E+03	0.299E+02	0.199E+03
137	Ba	134.2	15.5	...	...	1.77	0.16	...	...	10242	1229	3.35	0.31	130.88	0.286E+03	0.348E+02	0.233E+03
138	Ba	1122.6	130.0	...	...	4.66	0.43	...	...	4490	566	27.99	2.61	1094.64	0.125E+03	0.160E+02	0.102E+03
138	La	...	...	...	...	...	...	0.007	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	264.7	37.0	...	...	2.70	0.34	...	...	8366	1187	4.42	0.56	260.32	0.234E+03	0.335E+02	0.146E+03
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.020	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.026	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	945.2	109.1	...	...	1.69	0.19	...	...	10020	1250	8.37	0.96	936.88	0.280E+03	0.353E+02	0.213E+03
142	Ce	31.6	3.6	...	...	0.98	0.11	...	...	893	108	0.28	0.03	31.27	0.249E+02	0.305E+01	0.190E+02
141	Pr	27.4	3.9	...	...	1.19	0.13	...	...	3050	442	1.13	0.13	26.25	0.852E+02	0.125E+02	0.433E+02
142	Nd	165.5	23.2	...	...	...	...	0.226	0.021	5794	820	2.77	0.25	162.77	0.162E+03	0.231E+02	0.909E+02
143	Nd	25.2	3.5	...	...	0.91	0.08	...	...	6162	866	0.42	0.04	24.73	0.172E+03	0.244E+02	0.967E+02
144	Nd	79.6	11.1	...	...	1.29	0.12	...	...	6470	914	1.33	0.12	78.25	0.181E+03	0.258E+02	0.102E+03
145	Nd	15.0	2.1	...	...	0.66	0.06	...	...	6393	898	0.25	0.02	14.79	0.179E+03	0.253E+02	0.100E+03
146	Nd	72.5	10.2	...	...	0.68	0.06	...	...	6612	929	1.21	0.11	71.28	0.185E+03	0.262E+02	0.104E+03
148	Nd	7.2	1.0	...	...	0.51	0.05	...	...	1059	149	0.12	0.01	7.08	0.296E+02	0.420E+01	0.166E+02
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.622	0.057	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.122	0.012	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	5.0	1.0	...	...	0.48	0.05	...	...	4848	947	0.13	0.01	4.86	0.135E+03	0.266E+02	0.424E+02
148	Sm	17.0	3.3	...	...	...	...	...	...	4103	802	0.43	0.04	16.60	0.115E+03	0.225E+02	0.358E+02
149	Sm	2.7	0.5	...	...	0.47	0.05	...	...	4891	957	0.068	0.007	2.62	0.137E+03	0.269E+02	0.427E+02
150	Sm	11.5	2.3	...	...	...	...	...	...	4866	952	0.29	0.03	11.24	0.136E+03	0.267E+02	0.425E+02
152	Sm	9.5	1.9	...	...	0.81	0.08	...	...	4513	883	0.24	0.02	9.30	0.126E+03	0.248E+02	0.394E+02
154	Sm	0.28	0.05	...	...	0.88	0.09	...	...	58	12	0.0071	0.0007	0.28	0.163E+01	0.334E+00	0.510E+00
151	Eu	2.1	0.7	...	...	0.77	0.06	...	...	7858	2604	0.054	0.004	2.03	0.220E+03	0.731E+02	0.180E+02
153	Eu	1.8	0.6	...	...	0.85	0.06	...	...	4911	1625	0.046	0.004	1.72	0.137E+03	0.456E+02	0.113E+02
152	Gd	0.4	0.1	...	...	...	...	0.0009	0.0002	412	107	0.008	0.001	0.38	0.115E+02	0.299E+01	0.197E+01
154	Gd	4.6	1.2	...	...	...	...	0.0041	0.0008	4739	1225	0.10	0.02	4.51	0.132E+03	0.344E+02	0.227E+02
155	Gd	1.9	0.5	...	...	0.67	0.11	...	...	5132	1327	0.042	0.007	1.90	0.143E+03	0.372E+02	0.246E+02
156	Gd	7.7	2.0	...	...	0.81	0.13	...	...	4760	1230	0.17	0.03	7.57	0.133E+03	0.345E+02	0.228E+02
157	Gd	3.7	1.0	...	...	0.67	0.11	...	...	5093	1317	0.08	0.01	3.64	0.142E+03	0.369E+02	0.244E+02
158	Gd	15.1	3.9	...	...	0.86	0.14	...	...	4905	1268	0.33	0.05	14.81	0.137E+03	0.355E+02	0.235E+02
160	Gd	0.6	0.1	...	...	1.03	0.17	...	...	86	27	0.012	0.007	0.54	0.239E+01	0.758E+00	0.411E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0026	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0045	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	10.4	1.5	...	...	...	...	0.014	0.001	9252	1360	0.10	0.01	10.29	0.258E+03	0.384E+02	0.403E+02
161	Dy	5.3	0.8	...	...	0.92	0.10	...	...	10436	1531	0.053	0.006	5.26	0.291E+03	0.432E+02	0.455E+02
162	Dy	21.2	3.1	...	...	1.10	0.12	...	...	9434	1383	0.21	0.02	20.94	0.263E+03	0.390E+02	0.411E+02
163	Dy	4.5	0.7	...	...	1.23	0.13	...	...	5048	740	0.046	0.005	4.49	0.141E+03	0.209E+02	0.220E+02
164	Dy	33.7	4.9	...	...	1.10	0.12	...	...	7137	1049	0.34	0.04	33.33	0.199E+03	0.296E+02	0.311E+02
204	Pb	13.8	6.4	...	0.02±0.00	...	...	...	...	1236	573	0.59	0.14	13.22	0.345E+02	0.160E+02	0.167E+02
206	Pb	82.3	37.8	...	1.40±0.32	...	...	...	...	1300	601	3.54	0.82	78.71	0.363E+02	0.168E+02	0.176E+02
207	Pb	98.3	45.2	...	1.31±0.30	...	...	...	...	954	457	4.23	0.97	94.09	0.266E+02	0.128E+02	0.129E+02
208	Pb	151.1	69.5	...	6.70±1.54	...	...	...	...	54	25	6.51	1.50	144.59	0.152E+01	0.710E+00	0.735E+00
HD 89948																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.411	0.241	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	303.9	106.1	21.2±2.1	...	...	...	...	...	19448	6854	18.74	1.87	285.13	0.543E+03	0.192E+03	0.464E+03
87	Sr	211.9	74.0	12.9±1.3	...	...	...	...	...	19492	6861	13.07	1.31	198.80	0.544E+03	0.192E+03	0.465E+03
88	Sr	4990.1	1743.0	25.8±2.6	...	...	...	...	...	30938	10910	307.77	30.76	4682.28	0.864E+03	0.305E+03	0.739E+03
89	Y	914.6	84.8	...	...	6.43	0.68	...	...	17378	1703	73.99	7.76	840.62	0.485E+03	0.485E+02	0.450E+03
90	Zr	930.2	109.0	...	...	31.52	2.85	...	...	19533	2950	81.92	7.41	848.25	0.545E+03	0.831E+02	0.461E+03
91	Zr	269.9	31.6	...	...	1.06	0.10	...	...	16193	2875	23.77	2.15	246.12	0.452E+03	0.808E+02	0.382E+03
92	Zr	401.4	47.1	...	...	2.48	0.22	...	...	13246	2234	35.35	3.20	366.05	0.370E+03	0.628E+02	0.313E+03
94	Zr	437.6	51.3	...	...	...	...	...	...	11376	1403	38.53	3.49	399.02	0.318E+03	0.397E+02	0.268E+03
96	Zr	38.6	4.5	2.4±0.2	...	...	...	...	...	413	52	3.40	0.31	35.22	0.115E+02	0.148E+01	0.975E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	6.011	3.905	...	...	...	...	...	...	...	...

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nfs}$
94	Mo	0.1	0.1	...	...	...	...	3.753	2.438	14	6	0.024	0.016	0.11	0.383E+00	0.162E+00	0.225E+00
95	Mo	19.8	7.4	...	...	2.84	1.85	...	...	5773	2165	3.53	2.29	16.24	0.161E+03	0.606E+02	0.948E+02
96	Mo	37.3	13.9	...	...	...	...	...	...	4183	1588	6.67	4.33	30.67	0.117E+03	0.444E+02	0.686E+02
97	Mo	12.6	4.7	...	...	1.59	1.03	...	...	4259	1597	2.24	1.46	10.32	0.119E+03	0.447E+02	0.699E+02
98	Mo	40.9	15.3	...	...	2.34	1.52	...	...	4053	1538	7.31	4.75	33.63	0.113E+03	0.430E+02	0.665E+02
100	Mo	0.8	0.3	...	...	3.72	2.42	...	...	89	35	0.148	0.096	0.68	0.250E+01	0.987E+00	0.147E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.064	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.061	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	19.6	2.3	...	...	...	...	...	...	3441	418	1.52	0.14	18.03	0.961E+02	0.118E+02	0.791E+02
135	Ba	13.9	1.6	...	...	3.06	0.29	...	...	6325	771	1.08	0.10	12.82	0.177E+03	0.218E+02	0.145E+03
136	Ba	63.3	7.4	...	...	...	...	...	...	3876	472	4.93	0.46	58.40	0.108E+03	0.134E+02	0.891E+02
137	Ba	59.2	6.9	...	...	2.43	0.23	...	...	4517	548	4.61	0.43	54.59	0.126E+03	0.155E+02	0.104E+03
138	Ba	495.1	58.1	...	...	6.42	0.60	...	...	1980	252	38.53	3.60	456.59	0.553E+02	0.714E+01	0.455E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.010	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	53.8	8.0	...	...	3.97	0.52	...	...	1699	256	6.49	0.85	47.28	0.475E+02	0.723E+01	0.316E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.027	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.036	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	120.7	14.3	...	...	2.34	0.29	...	...	1280	163	11.58	1.42	109.13	0.357E+02	0.462E+01	0.280E+02
142	Ce	4.0	0.5	...	...	1.36	0.17	...	...	114	14	0.39	0.05	3.64	0.318E+01	0.400E+00	0.249E+01
141	Pr	7.4	1.3	...	...	1.58	0.19	...	...	829	141	1.50	0.18	5.95	0.232E+02	0.398E+01	0.137E+02
142	Nd	25.3	3.9	...	...	...	...	0.307	0.029	885	138	3.77	0.35	21.51	0.247E+02	0.390E+01	0.153E+02
143	Nd	3.8	0.6	...	...	1.24	0.11	...	...	941	146	0.57	0.05	3.27	0.263E+02	0.413E+01	0.163E+02
144	Nd	12.2	1.9	...	...	1.75	0.16	...	...	988	154	1.81	0.17	10.34	0.276E+02	0.435E+01	0.171E+02
145	Nd	2.3	0.4	...	...	0.90	0.08	...	...	976	152	0.34	0.03	1.96	0.273E+02	0.429E+01	0.169E+02
146	Nd	11.1	1.7	...	...	0.92	0.09	...	...	1010	157	1.65	0.15	9.42	0.282E+02	0.443E+01	0.175E+02
148	Nd	1.1	0.2	...	...	0.70	0.06	...	...	162	25	0.16	0.02	0.94	0.451E+01	0.710E+00	0.280E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.845	0.078	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.158	0.017	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.1	0.3	...	...	0.63	0.07	...	...	1070	270	0.16	0.02	0.94	0.299E+02	0.760E+01	0.119E+02
148	Sm	3.8	0.9	...	...	...	...	...	...	906	229	0.56	0.06	3.20	0.253E+02	0.643E+01	0.101E+02
149	Sm	0.6	0.1	...	...	0.62	0.07	...	...	1080	272	0.088	0.009	0.51	0.302E+02	0.767E+01	0.120E+02
150	Sm	2.5	0.6	...	...	...	...	...	...	1074	271	0.38	0.04	2.17	0.300E+02	0.763E+01	0.120E+02
152	Sm	2.1	0.5	...	...	1.05	0.11	...	...	996	251	0.31	0.03	1.79	0.279E+02	0.708E+01	0.111E+02
154	Sm	0.063	0.016	...	...	1.15	0.12	...	...	13	3	0.009	0.001	0.05	0.360E+00	0.938E-01	0.144E+00
151	Eu	0.2	0.3	...	...	0.99	0.08	...	...	683	1186	0.070	0.005	0.11	0.190E+02	0.337E+02	0.798E+01
153	Eu	0.2	0.3	...	...	1.10	0.08	...	...	427	741	0.059	0.005	0.09	0.119E+02	0.211E+02	0.499E+01
152	Gd	0.07	0.03	...	...	...	...	0.0013	0.0002	74	34	0.012	0.002	0.06	0.208E+01	0.969E+00	0.608E+00
154	Gd	0.8	0.4	...	...	...	...	0.0057	0.0008	856	396	0.14	0.02	0.70	0.239E+02	0.112E+02	0.700E+01
155	Gd	0.4	0.2	...	...	0.92	0.15	...	...	927	429	0.058	0.009	0.29	0.259E+02	0.121E+02	0.758E+01
156	Gd	1.4	0.6	...	...	1.12	0.18	...	...	860	398	0.23	0.04	1.17	0.240E+02	0.112E+02	0.703E+01
157	Gd	0.7	0.3	...	...	0.92	0.15	...	...	920	426	0.11	0.02	0.56	0.257E+02	0.120E+02	0.753E+01
158	Gd	2.7	1.3	...	...	1.19	0.19	...	...	886	410	0.45	0.07	2.28	0.248E+02	0.115E+02	0.725E+01
160	Gd	0.10	0.05	...	...	1.43	0.23	...	...	15	8	0.017	0.003	0.08	0.433E+00	0.216E+00	0.127E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0019	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0032	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	0.090	0.091	...	...	...	...	0.010	0.001	80	81	0.077	0.009	0.01	0.224E+01	0.232E+01	0.198E+01
161	Dy	0.046	0.046	...	...	0.68	0.08	...	...	91	91	0.040	0.004	0.01	0.252E+01	0.262E+01	0.223E+01
162	Dy	0.2	0.2	...	...	0.82	0.09	...	...	82	82	0.16	0.02	0.03	0.228E+01	0.237E+01	0.201E+01
163	Dy	0.039	0.040	...	...	0.91	0.10	...	...	44	44	0.034	0.004	0.01	0.122E+01	0.127E+01	0.108E+01
164	Dy	0.29	0.29	...	...	0.82	0.09	...	...	62	62	0.25	0.03	0.04	0.173E+01	0.179E+01	0.152E+01
204	Pb	3.0	1.8	...	0.03±0.01	...	...	...	...	271	159	0.82	0.19	2.21	0.758E+01	0.444E+01	0.460E+01
206	Pb	18.1	10.5	...	1.93±0.44	...	...	...	...	285	166	4.89	1.13	13.17	0.797E+01	0.465E+01	0.484E+01
207	Pb	21.6	12.5	...	1.80±0.42	...	...	...	...	209	125	5.85	1.35	15.74	0.585E+01	0.349E+01	0.355E+01
208	Pb	33.2	19.3	...	9.25±2.13	...	...	...	...	12	7	8.98	2.07	24.19	0.333E+00	0.196E+00	0.202E+00
HD 92545																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	3.669	0.377	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	202.5	71.8	32.2±3.3	...	...	...	...	...	12962	4633	28.52	2.93	174.02	0.362E+03	0.130E+03	0.314E+03
87	Sr	141.2	50.0	19.6±2.0	...	...	...	...	...	12992	4638	19.89	2.04	121.33	0.363E+03	0.130E+03	0.315E+03
88	Sr	3326.0	1178.4	39.3±4.0	...	...	...	...	...	20621	7374	468.35	48.12	2857.60	0.576E+03	0.206E+03	0.499E+03
89	Y	563.2	52.8	...	...	10.20	1.08	...	...	10701	1059	117.31	12.42	445.92	0.299E+03	0.302E+02	0.280E+03
90	Zr	726.9	86.6	...	...	46.52	4.27	...	...	15265	2328	120.89	11.10	606.01	0.426E+03	0.656E+02	0.366E+03



Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
86	Sr	115.3	41.0	21.7±2.2	...	...	...	...	...	7377	2648	19.18	1.92	96.07	0.206E+03	0.741E+02	0.179E+03
87	Sr	80.4	28.6	13.2±1.3	...	...	...	...	...	7393	2651	13.38	1.34	66.99	0.206E+03	0.742E+02	0.180E+03
88	Sr	1892.7	673.7	26.4±2.6	...	...	...	...	...	11735	4215	315.04	31.53	1577.67	0.328E+03	0.118E+03	0.285E+03
89	Y	723.4	67.2	...	...	6.60	0.69	...	...	13745	1349	75.91	7.97	647.53	0.384E+03	0.385E+02	0.356E+03
90	Zr	1053.0	123.2	...	...	32.21	2.92	...	...	22112	3336	83.71	7.58	969.27	0.617E+03	0.940E+02	0.521E+03
91	Zr	305.5	35.7	...	...	1.08	0.10	...	...	18331	3252	24.29	2.20	281.23	0.512E+03	0.914E+02	0.432E+03
92	Zr	454.4	53.2	...	...	2.53	0.23	...	...	14995	2526	36.12	3.27	418.28	0.419E+03	0.711E+02	0.353E+03
94	Zr	495.3	58.0	...	...	...	...	...	...	12878	1586	39.38	3.57	455.95	0.360E+03	0.449E+02	0.303E+03
96	Zr	43.7	5.1	2.5±0.2	...	...	...	...	...	468	59	3.48	0.31	40.25	0.131E+02	0.167E+01	0.110E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	6.146	4.022	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.138	0.051	...	...	...	...	...	...	14	6	0.025	0.016	0.11	0.392E+00	0.165E+00	0.230E+00
95	Mo	20.2	7.5	...	...	2.91	1.90	...	...	5908	2217	3.61	2.36	16.62	0.165E+03	0.620E+02	0.970E+02
96	Mo	38.2	14.3	...	...	...	...	...	...	4281	1626	6.82	4.46	31.40	0.120E+03	0.455E+02	0.702E+02
97	Mo	12.9	4.8	...	...	1.62	1.06	...	...	4359	1636	2.29	1.50	10.56	0.122E+03	0.458E+02	0.716E+02
98	Mo	41.9	15.6	...	...	2.39	1.57	...	...	4148	1575	7.48	4.89	34.42	0.116E+03	0.441E+02	0.681E+02
100	Mo	0.85	0.32	...	...	3.80	2.49	...	...	91	36	0.15	0.10	0.70	0.255E+01	0.101E+01	0.150E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.066	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.062	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	15.5	1.8	...	...	...	...	...	...	2720	332	1.56	0.15	13.90	0.760E+02	0.941E+01	0.629E+02
135	Ba	11.0	1.3	...	...	3.13	0.29	...	...	4999	612	1.11	0.10	9.88	0.140E+03	0.173E+02	0.116E+03
136	Ba	50.1	5.9	...	...	...	...	...	...	3063	375	5.04	0.47	45.01	0.855E+02	0.106E+02	0.708E+02
137	Ba	46.8	5.5	...	...	2.49	0.23	...	...	3570	436	4.71	0.44	42.07	0.997E+02	0.123E+02	0.825E+02
138	Ba	391.3	46.1	...	...	6.57	0.61	...	...	1565	200	39.43	3.69	351.89	0.437E+02	0.567E+01	0.362E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.011	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	27.9	4.5	...	...	4.08	0.53	...	...	881	142	6.67	0.87	21.22	0.246E+02	0.402E+01	0.175E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.028	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.036	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	98.5	11.8	...	...	2.40	0.29	...	...	1045	134	11.86	1.46	86.69	0.292E+02	0.380E+01	0.230E+02
142	Ce	3.3	0.4	...	...	1.39	0.17	...	...	93	12	0.40	0.05	2.89	0.260E+01	0.329E+00	0.205E+01
141	Pr	14.5	2.2	...	...	1.61	0.19	...	...	1610	249	1.53	0.18	12.92	0.450E+02	0.703E+01	0.243E+02
142	Nd	16.5	2.7	...	...	...	...	0.314	0.029	579	96	3.85	0.36	12.68	0.162E+02	0.271E+01	0.106E+02
143	Nd	2.5	0.4	...	...	1.26	0.12	...	...	615	102	0.58	0.05	1.93	0.172E+02	0.287E+01	0.113E+02
144	Nd	7.9	1.3	...	...	1.79	0.17	...	...	646	107	1.85	0.17	6.10	0.180E+02	0.303E+01	0.119E+02
145	Nd	1.5	0.2	...	...	0.92	0.09	...	...	638	106	0.35	0.03	1.15	0.178E+02	0.298E+01	0.117E+02
146	Nd	7.2	1.2	...	...	0.94	0.09	...	...	660	109	1.69	0.16	5.55	0.184E+02	0.308E+01	0.121E+02
148	Nd	0.7	0.1	...	...	0.71	0.07	...	...	106	17	0.17	0.02	0.55	0.295E+01	0.494E+00	0.194E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.864	0.080	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.161	0.017	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.2	0.3	...	...	0.64	0.07	...	...	1205	296	0.17	0.02	1.07	0.337E+02	0.832E+01	0.131E+02
148	Sm	4.2	1.0	...	...	...	...	...	...	1019	251	0.57	0.06	3.66	0.285E+02	0.705E+01	0.111E+02
149	Sm	0.7	0.2	...	...	0.63	0.07	...	...	1215	299	0.09	0.01	0.58	0.340E+02	0.840E+01	0.132E+02
150	Sm	2.9	0.7	...	...	...	...	...	...	1209	297	0.38	0.04	2.48	0.338E+02	0.836E+01	0.132E+02
152	Sm	2.4	0.6	...	...	1.07	0.11	...	...	1121	276	0.32	0.03	2.05	0.313E+02	0.775E+01	0.122E+02
154	Sm	0.07	0.02	...	...	1.17	0.13	...	...	14	4	0.009	0.001	0.06	0.405E+00	0.103E+00	0.158E+00
151	Eu	0.3	0.3	...	...	1.01	0.08	...	...	1116	1301	0.071	0.005	0.22	0.312E+02	0.369E+02	0.881E+01
153	Eu	0.3	0.3	...	...	1.12	0.09	...	...	697	813	0.060	0.005	0.19	0.195E+02	0.231E+02	0.551E+01
152	Gd	0.13	0.05	...	...	...	...	0.0013	0.0002	137	49	0.012	0.002	0.12	0.383E+01	0.137E+01	0.885E+00
154	Gd	1.5	0.5	...	...	...	...	0.0057	0.0008	1581	562	0.14	0.02	1.40	0.441E+02	0.158E+02	0.102E+02
155	Gd	0.6	0.2	...	...	0.94	0.15	...	...	1712	609	0.059	0.009	0.59	0.478E+02	0.171E+02	0.110E+02
156	Gd	2.6	0.9	...	...	1.15	0.19	...	...	1588	565	0.24	0.04	2.35	0.443E+02	0.159E+02	0.102E+02
157	Gd	1.2	0.4	...	...	0.94	0.15	...	...	1699	604	0.11	0.02	1.13	0.474E+02	0.170E+02	0.110E+02
158	Gd	5.1	1.8	...	...	1.22	0.20	...	...	1636	582	0.46	0.07	4.59	0.457E+02	0.163E+02	0.105E+02
160	Gd	0.19	0.07	...	...	1.46	0.24	...	...	29	11	0.017	0.003	0.17	0.798E+00	0.320E+00	0.184E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0034	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0058	0.0006	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.4	0.3	...	...	...	...	0.018	0.002	1246	284	0.14	0.02	1.26	0.348E+02	0.807E+01	0.810E+01
161	Dy	0.7	0.2	...	...	1.22	0.14	...	...	1405	321	0.071	0.008	0.64	0.393E+02	0.910E+01	0.914E+01
162	Dy	2.8	0.6	...	...	1.47	0.17	...	...	1270	290	0.28	0.03	2.56	0.355E+02	0.822E+01	0.826E+01
163	Dy	0.6	0.1	...	...	1.65	0.19	...	...	680	155	0.061	0.007	0.55	0.190E+02	0.440E+01	0.442E+01
164	Dy	4.5	1.0	...	...	1.48	0.17	...	...	961	219	0.45	0.05	4.08	0.269E+02	0.623E+01	0.625E+01
204	Pb	7.2	3.6	...	0.03±0.01	...	...	...	...	642	323	0.84	0.19	6.33	0.179E+02	0.902E+01	0.939E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N (Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nf_s}$
206	Pb	42.7	21.3	...	1.97±0.45	...	...	...	...	675	338	5.00	1.15	37.71	0.188E+02	0.946E+01	0.987E+01
207	Pb	51.1	25.5	...	1.85±0.43	...	...	...	...	495	256	5.98	1.38	45.08	0.138E+02	0.715E+01	0.725E+01
208	Pb	78.5	39.1	...	9.47±2.18	...	...	...	...	28	14	9.19	2.12	69.28	0.789E+00	0.399E+00	0.413E+00
HD 107574																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.346	0.131	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	180.8	63.1	11.8±1.2	...	...	...	...	...	11573	4076	10.46	1.02	170.37	0.323E+03	0.114E+03	0.276E+03
87	Sr	126.1	44.0	7.2±0.7	...	...	...	...	...	11599	4080	7.29	0.71	118.79	0.324E+03	0.114E+03	0.277E+03
88	Sr	2969.5	1036.5	14.4±1.4	...	...	...	...	...	18411	6488	171.78	16.77	2797.75	0.514E+03	0.181E+03	0.439E+03
89	Y	442.5	41.1	...	...	3.39	0.35	...	...	8407	824	39.01	4.07	403.46	0.235E+03	0.235E+02	0.218E+03
90	Zr	437.9	51.6	...	...	18.36	1.65	...	...	9196	1393	47.71	4.28	390.22	0.257E+03	0.392E+02	0.218E+03
91	Zr	127.1	15.0	...	...	0.61	0.06	...	...	7624	1356	13.84	1.24	113.22	0.213E+03	0.381E+02	0.181E+03
92	Zr	189.0	22.2	...	...	1.44	0.13	...	...	6236	1054	20.59	1.85	168.39	0.174E+03	0.296E+02	0.148E+03
94	Zr	206.0	24.2	...	...	...	...	...	...	5356	663	22.44	2.01	183.56	0.150E+03	0.188E+02	0.127E+03
96	Zr	18.2	2.1	1.4±0.1	...	...	...	...	...	195	25	1.98	0.18	16.20	0.543E+01	0.697E+00	0.461E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	3.439	1.830	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.21	0.07	...	...	...	...	2.147	1.142	21	8	0.014	0.007	0.20	0.599E+00	0.226E+00	0.318E+00
95	Mo	30.9	9.9	...	...	1.63	0.87	...	...	9035	2925	2.02	1.08	28.92	0.252E+03	0.819E+02	0.134E+03
96	Mo	58.4	18.8	...	...	...	...	...	...	6546	2154	3.82	2.03	54.63	0.183E+03	0.603E+02	0.970E+02
97	Mo	19.7	6.3	...	...	0.91	0.48	...	...	6666	2158	1.28	0.68	18.38	0.186E+03	0.604E+02	0.988E+02
98	Mo	64.1	20.6	...	...	1.34	0.71	...	...	6343	2086	4.18	2.23	59.89	0.177E+03	0.584E+02	0.940E+02
100	Mo	1.3	0.4	...	...	2.13	1.13	...	...	140	48	0.08	0.05	1.21	0.391E+01	0.136E+01	0.207E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.036	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.035	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	57.7	6.7	...	...	...	...	...	...	10163	1218	0.86	0.08	56.88	0.284E+03	0.345E+02	0.230E+03
135	Ba	41.1	4.7	...	...	1.73	0.16	...	...	18679	2244	0.61	0.06	40.44	0.522E+03	0.635E+02	0.423E+03
136	Ba	187.0	21.6	...	...	...	...	...	...	11445	1374	2.78	0.26	184.23	0.320E+03	0.389E+02	0.259E+03
137	Ba	174.8	20.2	...	...	1.37	0.13	...	...	13339	1597	2.60	0.24	172.22	0.372E+03	0.452E+02	0.302E+03
138	Ba	1462.1	168.9	...	...	3.63	0.34	...	...	5848	736	21.77	2.03	1440.35	0.163E+03	0.208E+02	0.132E+03
138	La	...	...	...	...	...	...	0.005	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	52.5	7.5	...	...	2.00	0.25	...	...	1659	242	3.27	0.40	49.23	0.463E+02	0.682E+01	0.298E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.015	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.020	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	140.2	16.4	...	...	1.31	0.14	...	...	1486	187	6.48	0.71	133.75	0.415E+02	0.530E+01	0.320E+02
142	Ce	4.7	0.5	...	...	0.76	0.08	...	...	132	16	0.22	0.02	4.46	0.370E+01	0.458E+00	0.285E+01
141	Pr	5.5	0.9	...	...	0.96	0.10	...	...	613	100	0.91	0.10	4.59	0.171E+02	0.283E+01	0.978E+01
142	Nd	24.4	3.6	...	...	...	...	0.178	0.016	853	128	2.18	0.20	22.19	0.238E+02	0.360E+01	0.142E+02
143	Nd	3.7	0.5	...	...	0.72	0.07	...	...	907	135	0.33	0.03	3.37	0.253E+02	0.381E+01	0.151E+02
144	Nd	11.7	1.7	...	...	1.01	0.09	...	...	952	142	1.05	0.10	10.67	0.266E+02	0.401E+01	0.158E+02
145	Nd	2.2	0.3	...	...	0.52	0.05	...	...	941	140	0.20	0.02	2.02	0.263E+02	0.395E+01	0.156E+02
146	Nd	10.7	1.6	...	...	0.53	0.05	...	...	973	145	0.95	0.09	9.72	0.272E+02	0.408E+01	0.162E+02
148	Nd	1.1	0.2	...	...	0.40	0.04	...	...	156	23	0.095	0.009	0.97	0.435E+01	0.655E+00	0.259E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.489	0.045	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.099	0.009	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.1	0.2	...	...	0.39	0.04	...	...	1076	243	0.10	0.01	1.00	0.301E+02	0.683E+01	0.108E+02
148	Sm	3.8	0.9	...	...	...	...	...	...	911	206	0.35	0.03	3.43	0.254E+02	0.579E+01	0.916E+01
149	Sm	0.6	0.1	...	...	0.39	0.04	...	...	1086	245	0.055	0.005	0.54	0.303E+02	0.690E+01	0.109E+02
150	Sm	2.6	0.6	...	...	...	...	...	...	1080	244	0.24	0.02	2.32	0.302E+02	0.686E+01	0.109E+02
152	Sm	2.1	0.5	...	...	0.66	0.06	...	...	1002	226	0.20	0.02	1.92	0.280E+02	0.636E+01	0.101E+02
154	Sm	0.06	0.01	...	...	0.72	0.07	...	...	13	3	0.0058	0.0005	0.06	0.362E+00	0.849E-01	0.130E+00
151	Eu	0.8	0.4	...	...	0.63	0.05	...	...	2969	1331	0.044	0.003	0.74	0.829E+02	0.375E+02	0.918E+01
153	Eu	0.7	0.3	...	...	0.70	0.05	...	...	1856	831	0.038	0.003	0.63	0.518E+02	0.234E+02	0.574E+01
152	Gd	0.06	0.02	...	...	...	...	0.0007	0.0002	65	25	0.007	0.001	0.06	0.182E+01	0.689E+00	0.442E+00
154	Gd	0.7	0.3	...	...	...	...	0.0033	0.0008	750	282	0.08	0.01	0.65	0.209E+02	0.793E+01	0.509E+01
155	Gd	0.3	0.1	...	...	0.52	0.08	...	...	812	306	0.032	0.005	0.27	0.227E+02	0.859E+01	0.551E+01
156	Gd	1.2	0.5	...	...	0.63	0.10	...	...	753	284	0.13	0.02	1.10	0.210E+02	0.796E+01	0.511E+01
157	Gd	0.6	0.2	...	...	0.52	0.08	...	...	806	303	0.06	0.01	0.53	0.225E+02	0.852E+01	0.547E+01
158	Gd	2.4	0.9	...	...	0.67	0.11	...	...	776	292	0.25	0.04	2.14	0.217E+02	0.821E+01	0.527E+01
160	Gd	0.09	0.03	...	...	0.80	0.13	...	...	14	6	0.009	0.001	0.08	0.379E+00	0.159E+00	0.921E-01
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0021	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0037	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	0.9	0.2	...	...	...	...	0.011	0.001	769	173	0.084	0.009	0.78	0.215E+02	0.491E+01	0.496E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nfs}$
161	Dy	0.4	0.1	...	...	0.74	0.08	...	...	867	195	0.043	0.004	0.40	0.242E+02	0.553E+01	0.560E+01
162	Dy	1.8	0.4	...	...	0.89	0.09	...	...	784	176	0.17	0.02	1.59	0.219E+02	0.500E+01	0.506E+01
163	Dy	0.38	0.08	...	...	1.00	0.10	...	...	419	94	0.037	0.004	0.34	0.117E+02	0.267E+01	0.271E+01
164	Dy	2.8	0.6	...	...	0.89	0.09	...	...	593	133	0.27	0.03	2.52	0.166E+02	0.379E+01	0.383E+01
204	Pb	10.7	4.9	...	0.02±0.00	...	...	...	...	960	445	0.46	0.11	10.26	0.268E+02	0.124E+02	0.130E+02
206	Pb	63.8	29.4	...	1.08±0.25	...	...	...	...	1009	467	2.75	0.63	61.10	0.282E+02	0.130E+02	0.136E+02
207	Pb	76.3	35.1	...	1.01±0.23	...	...	...	...	740	355	3.29	0.76	73.04	0.207E+02	0.991E+01	0.100E+02
208	Pb	117.3	53.9	...	5.20±1.20	...	...	...	...	42	20	5.05	1.16	112.24	0.118E+01	0.552E+00	0.571E+00
HD 116869																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.301	0.970	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	40.6	24.3	20.2±8.5	...	...	...	...	...	2596	1558	17.89	7.54	22.67	0.725E+02	0.435E+02	0.662E+02
87	Sr	28.3	16.9	12.3±5.2	...	...	...	...	...	2602	1561	12.47	5.25	15.81	0.727E+02	0.436E+02	0.664E+02
88	Sr	666.0	398.5	25±10	...	...	...	...	...	4129	2479	293.74	123.76	372.27	0.115E+03	0.693E+02	0.105E+03
89	Y	314.1	140.1	...	...	6.11	2.82	...	...	5968	2669	70.30	32.44	243.80	0.167E+03	0.746E+02	0.156E+03
90	Zr	389.1	186.7	...	...	30.19	11.78	...	...	8171	3997	78.45	30.60	310.63	0.228E+03	0.112E+03	0.197E+03
91	Zr	112.9	54.2	...	...	1.01	0.39	...	...	6774	3373	22.76	8.88	90.13	0.189E+03	0.943E+02	0.163E+03
92	Zr	167.9	80.6	...	...	2.37	0.92	...	...	5541	2742	33.85	13.21	134.05	0.155E+03	0.766E+02	0.144E+03
94	Zr	183.0	87.8	...	...	...	...	...	...	4759	2291	36.90	14.39	146.12	0.133E+03	0.640E+02	0.115E+03
96	Zr	16.2	7.8	2.3±0.9	...	...	...	...	...	173	83	3.26	1.27	12.90	0.483E+01	0.233E+01	0.417E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	3.672	2.790	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.015	0.021	...	...	...	...	2.293	1.742	2	2	0.015	0.011	0.0007	0.438E-01	0.599E-01	0.429E-01
95	Mo	2.3	3.1	...	...	1.74	1.32	...	...	660	893	2.16	1.64	0.10	0.184E+02	0.250E+02	0.181E+02
96	Mo	4.3	5.8	...	...	...	...	...	...	478	647	4.07	3.10	0.19	0.134E+02	0.181E+02	0.131E+02
97	Mo	1.4	1.9	...	...	0.97	0.74	...	...	487	659	1.37	1.04	0.06	0.136E+02	0.184E+02	0.133E+02
98	Mo	4.7	6.3	...	...	1.43	1.09	...	...	463	627	4.47	3.39	0.21	0.129E+02	0.175E+02	0.127E+02
100	Mo	0.095	0.128	...	...	2.27	1.73	...	...	10	14	0.090	0.069	...	0.286E+00	0.388E+00	0.280E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.061	0.025	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.059	0.024	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	19.8	8.8	...	...	...	...	...	...	3490	1557	1.45	0.60	18.37	0.974E+02	0.435E+02	0.801E+02
135	Ba	14.1	6.3	...	...	2.93	1.20	...	...	6414	2863	1.03	0.43	13.06	0.179E+03	0.800E+02	0.147E+03
136	Ba	64.2	28.6	...	...	...	...	...	...	3930	1754	4.71	1.94	59.51	0.110E+03	0.490E+02	0.902E+02
137	Ba	60.0	26.7	...	...	2.32	0.96	...	...	4580	2044	4.40	1.81	55.63	0.128E+03	0.571E+02	0.105E+03
138	Ba	502.0	223.5	...	...	6.13	2.52	...	...	2008	900	36.81	15.15	465.23	0.561E+02	0.251E+02	0.461E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.010	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	55.1	25.8	...	...	3.76	1.87	...	...	1741	817	6.15	3.06	48.95	0.486E+02	0.228E+02	0.322E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.026	0.011	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.034	0.015	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	181.4	80.9	...	...	2.24	0.95	...	...	1923	862	11.06	4.70	170.36	0.537E+02	0.241E+02	0.416E+02
142	Ce	6.1	2.7	...	...	1.30	0.55	...	...	171	77	0.37	0.16	5.69	0.479E+01	0.214E+01	0.371E+01
141	Pr	8.0	5.5	...	...	1.52	0.56	...	...	896	616	1.44	0.53	6.60	0.250E+02	0.172E+02	0.145E+02
142	Nd	41.7	20.6	...	...	...	...	0.294	0.116	1459	720	3.60	1.42	38.07	0.407E+02	0.201E+02	0.242E+02
143	Nd	6.3	3.1	...	...	1.18	0.47	...	...	1551	765	0.55	0.22	5.78	0.433E+02	0.214E+02	0.257E+02
144	Nd	20.0	9.9	...	...	1.67	0.66	...	...	1629	804	1.73	0.68	18.30	0.455E+02	0.225E+02	0.270E+02
145	Nd	3.8	1.9	...	...	0.86	0.34	...	...	1609	794	0.33	0.13	3.46	0.449E+02	0.222E+02	0.266E+02
146	Nd	18.2	9.0	...	...	0.88	0.35	...	...	1664	821	1.58	0.62	16.67	0.465E+02	0.230E+02	0.276E+02
148	Nd	1.8	0.9	...	...	0.67	0.26	...	...	267	132	0.16	0.06	1.66	0.744E+01	0.368E+01	0.441E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.809	0.319	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.152	0.052	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.5	0.9	...	...	0.60	0.21	...	...	1492	864	0.16	0.05	1.38	0.417E+02	0.242E+02	0.153E+02
148	Sm	5.2	3.0	...	...	...	...	...	...	1263	731	0.54	0.18	4.70	0.353E+02	0.204E+02	0.129E+02
149	Sm	0.8	0.5	...	...	0.59	0.20	...	...	1505	872	0.085	0.029	0.74	0.420E+02	0.244E+02	0.154E+02
150	Sm	3.5	2.1	...	...	...	...	...	...	1497	867	0.36	0.12	3.19	0.418E+02	0.243E+02	0.154E+02
152	Sm	2.9	1.7	...	...	1.01	0.35	...	...	1389	805	0.30	0.10	2.64	0.388E+02	0.225E+02	0.142E+02
154	Sm	0.087	0.050	...	...	1.11	0.38	...	...	18	10	0.009	0.003	0.08	0.501E+00	0.292E+00	0.184E+00
151	Eu	0.2	0.7	...	...	0.96	0.31	...	...	610	2649	0.067	0.022	0.09	0.170E+02	0.742E+02	0.762E+01
153	Eu	0.1	0.6	...	...	1.06	0.34	...	...	381	1656	0.057	0.018	0.08	0.106E+02	0.464E+02	0.477E+01
152	Gd	0.06	0.11	...	...	...	...	0.0011	0.0006	63	115	0.011	0.005	0.05	0.177E+01	0.322E+01	0.548E+00
154	Gd	0.7	1.3	...	...	...	...	0.005	0.002	728	1327	0.13	0.06	0.58	0.203E+02	0.371E+02	0.630E+01
155	Gd	0.3	0.5	...	...	0.88	0.38	...	...	789	1437	0.055	0.024	0.24	0.220E+02	0.401E+02	0.683E+01
156	Gd	1.2	2.2	...	...	1.07	0.47	...	...	732	1333	0.221	0.096	0.97	0.204E+02	0.372E+02	0.633E+01
157	Gd	0.6	1.0	...	...	0.88	0.39	...	...	783	1426	0.11	0.05	0.47	0.219E+02	0.398E+02	0.678E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (SI)	$\sigma_{\sigma_N}(SI)$	$\sigma_N f_s$
158	Gd	2.3	4.2	...	...	1.14	0.50	...	...	754	1373	0.43	0.19	1.90	0.211E+02	0.384E+02	0.653E+01
160	Gd	0.09	0.16	...	...	1.36	0.60	...	...	13	24	0.016	0.007	0.07	0.368E+00	0.674E+00	0.114E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.003	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.006	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	3.0	2.4	...	...	...	...	0.017	0.006	2649	2160	0.13	0.05	2.84	0.740E+02	0.604E+02	0.137E+02
161	Dy	1.5	1.2	...	...	1.16	0.41	...	...	2987	2436	0.067	0.024	1.45	0.834E+02	0.681E+02	0.155E+02
162	Dy	6.1	4.9	...	...	1.39	0.50	...	...	2701	2202	0.268	0.096	5.79	0.754E+02	0.615E+02	0.140E+02
163	Dy	1.3	1.1	...	...	1.55	0.56	...	...	1445	1178	0.06	0.02	1.24	0.404E+02	0.329E+02	0.748E+01
164	Dy	9.6	7.9	...	...	1.39	0.50	...	...	2043	1666	0.43	0.15	9.21	0.571E+02	0.466E+02	0.106E+02
204	Pb	11.2	8.1	...	0.03±0.01	...	...	...	...	998	725	0.78	0.36	10.37	0.279E+02	0.203E+02	0.139E+02
206	Pb	66.4	48.1	...	1.84±0.85	...	...	...	...	1049	761	4.67	2.15	61.72	0.293E+02	0.213E+02	0.146E+02
207	Pb	79.4	57.5	...	1.72±0.79	...	...	...	...	770	567	5.58	2.57	73.78	0.215E+02	0.158E+02	0.107E+02
208	Pb	122.0	88.3	...	8.84±4.07	...	...	...	...	44	32	8.58	3.95	113.38	0.123E+01	0.894E+00	0.611E+00
HD 123396																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	0.302	0.127	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	7.9	4.6	2.7±1.1	...	...	...	...	...	507	297	2.35	0.99	5.57	0.142E+02	0.829E+01	0.126E+02
87	Sr	5.5	3.2	1.6±0.7	...	...	...	...	...	508	297	1.64	0.69	3.88	0.142E+02	0.830E+01	0.126E+02
88	Sr	130.1	75.9	3.2±1.4	...	...	...	...	...	807	472	38.61	16.27	91.49	0.225E+02	0.132E+02	0.201E+02
89	Y	55.8	24.7	...	...	0.66	0.30	...	...	1061	471	7.58	3.50	48.24	0.296E+02	0.132E+02	0.276E+02
90	Zr	176.2	82.3	...	...	4.60	1.80	...	...	3701	1764	11.96	4.67	164.29	0.103E+03	0.493E+02	0.870E+02
91	Zr	51.1	23.9	...	...	0.15	0.06	...	...	3068	1490	3.47	1.36	47.67	0.857E+02	0.416E+02	0.721E+02
92	Zr	76.1	35.5	...	...	0.36	0.14	...	...	2510	1211	5.16	2.02	70.90	0.701E+02	0.338E+02	0.590E+02
94	Zr	82.9	38.7	...	...	...	...	...	...	2156	1010	5.63	2.20	77.28	0.602E+02	0.282E+02	0.507E+02
96	Zr	7.3	3.4	0.4±0.1	...	...	...	...	...	78	37	0.50	0.19	6.82	0.219E+01	0.103E+01	0.184E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	0.496	0.228	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.002	0.003	...	...	...	...	0.309	0.143	0.21	0.26	0.0020	0.0009	0.0001	0.590E-02	0.730E-02	0.579E-02
95	Mo	0.30	0.37	...	...	0.23	0.11	...	...	89	109	0.29	0.13	0.01	0.248E+01	0.304E+01	0.244E+01
96	Mo	0.57	0.70	...	...	...	...	...	...	64	79	0.55	0.25	0.03	0.180E+01	0.220E+01	0.176E+01
97	Mo	0.19	0.24	...	...	0.13	0.06	...	...	66	80	0.18	0.09	0.009	0.183E+01	0.224E+01	0.180E+01
98	Mo	0.63	0.77	...	...	0.19	0.09	...	...	62	76	0.60	0.28	0.03	0.174E+01	0.213E+01	0.171E+01
100	Mo	0.013	0.016	...	...	0.31	0.14	...	...	1	2	0.012	0.006	0.0006	0.385E-01	0.472E-01	0.377E-01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.008	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.008	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	5.1	2.3	...	...	...	...	...	...	900	398	0.20	0.08	4.91	0.251E+02	0.111E+02	0.205E+02
135	Ba	3.6	1.6	...	...	0.40	0.17	...	...	1654	732	0.14	0.06	3.49	0.462E+02	0.205E+02	0.377E+02
136	Ba	16.6	7.3	...	...	...	...	...	...	1013	449	0.65	0.27	15.91	0.283E+02	0.125E+02	0.231E+02
137	Ba	15.5	6.8	...	...	0.32	0.13	...	...	1181	523	0.60	0.25	14.87	0.330E+02	0.146E+02	0.269E+02
138	Ba	129.4	57.2	...	...	0.84	0.35	...	...	518	230	5.05	2.08	124.39	0.145E+02	0.643E+01	0.118E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	16.0	7.1	...	...	0.35	0.17	...	...	505	226	0.57	0.28	15.40	0.141E+02	0.632E+01	0.893E+01
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.003	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.005	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	129.6	56.9	...	...	0.30	0.12	...	...	1374	607	1.47	0.62	128.16	0.384E+02	0.170E+02	0.293E+02
142	Ce	4.3	1.9	...	...	0.17	0.07	...	...	122	54	0.05	0.02	4.28	0.342E+01	0.151E+01	0.261E+01
141	Pr	4.4	2.7	...	...	0.27	0.10	...	...	491	300	0.25	0.09	4.16	0.137E+02	0.839E+01	0.708E+01
142	Nd	28.9	13.5	...	...	...	...	0.044	0.017	1012	474	0.54	0.21	28.39	0.283E+02	0.132E+02	0.159E+02
143	Nd	4.4	2.1	...	...	0.18	0.07	...	...	1077	503	0.08	0.03	4.31	0.301E+02	0.141E+02	0.169E+02
144	Nd	13.9	6.5	...	...	0.25	0.10	...	...	1130	529	0.26	0.10	13.65	0.316E+02	0.148E+02	0.178E+02
145	Nd	2.6	1.2	...	...	0.13	0.05	...	...	1117	522	0.05	0.02	2.58	0.312E+02	0.146E+02	0.176E+02
146	Nd	12.7	5.9	...	...	0.13	0.05	...	...	1155	540	0.24	0.09	12.43	0.323E+02	0.151E+02	0.182E+02
148	Nd	1.3	0.6	...	...	0.10	0.04	...	...	185	86	0.023	0.009	1.23	0.517E+01	0.242E+01	0.291E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.120	0.048	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.030	0.010	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.0	0.5	...	...	0.12	0.04	...	...	999	494	0.03	0.01	1.00	0.279E+02	0.138E+02	0.882E+01
148	Sm	3.5	1.7	...	...	...	...	...	...	846	418	0.11	0.04	3.40	0.236E+02	0.117E+02	0.747E+01
149	Sm	0.55	0.27	...	...	0.12	0.04	...	...	1008	498	0.017	0.006	0.54	0.281E+02	0.139E+02	0.890E+01
150	Sm	2.4	1.2	...	...	...	...	...	...	1003	496	0.07	0.02	2.30	0.280E+02	0.139E+02	0.886E+01
152	Sm	2.0	1.0	...	...	0.20	0.07	...	...	930	460	0.06	0.02	1.91	0.260E+02	0.129E+02	0.822E+01
154	Sm	0.058	0.029	...	...	0.22	0.07	...	...	12	6	0.0018	0.0006	0.06	0.336E+00	0.167E+00	0.106E+00
151	Eu	0.14	0.19	...	...	0.20	0.06	...	...	533	729	0.014	0.004	0.13	0.149E+02	0.204E+02	0.224E+01
153	Eu	0.12	0.16	...	...	0.22	0.07	...	...	333	455	0.012	0.004	0.11	0.934E+01	0.127E+02	0.140E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}(Si)$	$\sigma_{Nfs}$
152	Gd	0.052	0.056	...	...	...	...	0.0002	0.0002	55	59	0.0021	0.0009	0.05	0.0000	0.05	0.153E+01	0.164E+01	0.287E+00
154	Gd	0.61	0.66	...	...	...	...	0.0008	0.0008	632	677	0.02	0.01	0.59	0.0000	0.59	0.177E+02	0.189E+02	0.330E+01
155	Gd	0.26	0.28	...	...	0.16	0.07	...	...	685	733	0.010	0.004	0.25	0.0000	0.25	0.191E+02	0.205E+02	0.358E+01
156	Gd	1.0	1.1	...	...	0.20	0.09	...	...	635	680	0.04	0.02	0.99	0.0000	0.99	0.177E+02	0.190E+02	0.332E+01
157	Gd	0.50	0.53	...	...	0.16	0.07	...	...	680	727	0.020	0.009	0.48	0.0000	0.48	0.190E+02	0.203E+02	0.355E+01
158	Gd	2.0	2.2	...	...	0.21	0.09	...	...	655	701	0.08	0.04	1.94	0.0000	1.94	0.183E+02	0.196E+02	0.342E+01
160	Gd	0.074	0.079	...	...	0.25	0.11	...	...	11	12	0.0030	0.0013	0.07	0.0000	0.07	0.319E+00	0.347E+00	0.598E-01
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0006	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0011	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	2.1	1.4	...	...	...	...	0.0033	0.001	1827	1261	0.025	0.009	2.03	0.0000	2.03	0.510E+02	0.352E+02	0.805E+01
161	Dy	1.0	0.7	...	...	0.21	0.08	...	...	2061	1422	0.012	0.004	1.04	0.0000	1.04	0.576E+02	0.397E+02	0.907E+01
162	Dy	4.2	2.9	...	...	0.26	0.09	...	...	1863	1285	0.050	0.017	4.13	0.0000	4.13	0.520E+02	0.359E+02	0.820E+01
163	Dy	0.9	0.6	...	...	0.29	0.10	...	...	997	688	0.011	0.004	0.89	0.0000	0.89	0.278E+02	0.192E+02	0.439E+01
164	Dy	6.6	4.6	...	...	0.26	0.09	...	...	1409	972	0.08	0.03	6.57	0.0000	6.57	0.394E+02	0.272E+02	0.621E+01
204	Pb	3.5	2.4	...	...	...	...	...	...	315	219	0.11	0.05	3.42	0.0000	3.42	0.880E+01	0.611E+01	0.420E+01
206	Pb	21.0	14.5	...	0.25±0.11	...	...	...	...	331	230	0.63	0.29	20.34	0.0000	20.34	0.925E+01	0.642E+01	0.441E+01
207	Pb	25.1	17.3	...	0.23±0.11	...	...	...	...	243	171	0.75	0.35	24.31	0.0000	24.31	0.679E+01	0.478E+01	0.324E+01
208	Pb	38.5	26.6	...	1.19±0.55	...	...	...	...	14	10	1.16	0.53	37.36	0.0000	37.36	0.387E+00	0.270E+00	0.185E+00
HD 123585																			
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.585	0.155	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	275.2	95.8	13.9±1.4	...	...	...	...	...	17616	6190	12.32	1.21	262.93	0.0000	262.93	0.492E+03	0.173E+03	0.419E+03
87	Sr	191.9	66.8	8.5±0.8	...	...	...	...	...	17656	6196	8.59	0.84	183.32	0.0000	183.32	0.493E+03	0.173E+03	0.420E+03
88	Sr	4520.0	1574.0	17.0±1.7	...	...	...	...	...	28024	9852	202.25	19.84	4317.71	0.0000	4317.71	0.783E+03	0.276E+03	0.667E+03
89	Y	1247.5	115.3	...	...	4.06	0.42	...	...	23703	2315	46.67	4.87	1200.87	0.0000	1200.87	0.662E+03	0.660E+02	0.611E+03
90	Zr	1334.3	154.9	...	...	21.36	1.92	...	...	28021	4208	55.51	4.98	1278.82	0.0000	1278.82	0.782E+03	0.119E+03	0.655E+03
91	Zr	387.2	45.0	...	...	0.72	0.06	...	...	23229	4107	16.11	1.45	371.05	0.0000	371.05	0.649E+03	0.115E+03	0.543E+03
92	Zr	575.8	66.9	...	...	1.68	0.15	...	...	19002	3190	23.95	2.15	551.86	0.0000	551.86	0.531E+03	0.897E+02	0.444E+03
94	Zr	627.7	72.9	...	...	...	...	...	...	16320	1996	26.11	2.34	601.56	0.0000	601.56	0.456E+03	0.565E+02	0.381E+03
96	Zr	55.4	6.4	1.6±0.1	...	...	...	...	...	593	74	2.30	0.21	53.10	0.0000	53.10	0.166E+02	0.210E+01	0.138E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	4.020	2.271	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.3	0.1	...	...	...	...	2.511	1.418	32	12	0.02	0.01	0.30	0.0000	0.30	0.899E+00	0.335E+00	0.470E+00
95	Mo	46.4	14.7	...	...	1.90	1.07	...	...	13550	4320	2.36	1.33	44.04	0.0000	44.04	0.378E+03	0.121E+03	0.198E+03
96	Mo	87.6	27.7	...	...	...	...	...	...	9817	3182	4.46	2.52	83.19	0.0000	83.19	0.274E+03	0.890E+02	0.143E+03
97	Mo	29.5	9.3	...	...	1.06	0.60	...	...	9996	3187	1.50	0.85	27.99	0.0000	27.99	0.279E+03	0.892E+02	0.146E+03
98	Mo	96.1	30.4	...	...	1.57	0.88	...	...	9512	3082	4.89	2.76	91.19	0.0000	91.19	0.266E+03	0.862E+02	0.139E+03
100	Mo	1.9	0.6	...	...	2.49	1.41	...	...	210	72	0.10	0.06	1.84	0.0000	1.84	0.586E+01	0.201E+01	0.307E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.043	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.040	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	81.6	9.4	...	...	...	...	...	...	14355	1719	1.01	0.09	80.56	0.0000	80.56	0.401E+03	0.487E+02	0.325E+03
135	Ba	58.0	6.7	...	...	2.03	0.19	...	...	26385	3168	0.72	0.07	57.27	0.0000	57.27	0.737E+03	0.897E+02	0.597E+03
136	Ba	264.2	30.5	...	...	...	...	...	...	16167	1940	3.27	0.30	260.90	0.0000	260.90	0.451E+03	0.549E+02	0.366E+03
137	Ba	246.9	28.5	...	...	1.61	0.15	...	...	18842	2255	3.05	0.28	243.89	0.0000	243.89	0.526E+03	0.638E+02	0.426E+03
138	Ba	2065.3	238.5	...	...	4.26	0.40	...	...	8261	1040	25.54	2.38	2039.77	0.0000	2039.77	0.231E+03	0.294E+02	0.187E+03
138	La	...	...	...	...	...	...	0.006	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	199.2	27.9	...	...	2.42	0.30	...	...	6294	894	3.96	0.50	195.20	0.0000	195.20	0.176E+03	0.252E+02	0.110E+03
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.018	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.023	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	777.6	89.8	...	...	1.54	0.17	...	...	8243	1028	7.62	0.86	769.98	0.0000	769.98	0.230E+03	0.291E+02	0.176E+03
142	Ce	26.0	3.0	...	...	0.89	0.10	...	...	735	89	0.25	0.03	25.70	0.0000	25.70	0.205E+02	0.251E+01	0.156E+02
141	Pr	29.9	4.3	...	...	1.10	0.12	...	...	3331	479	1.05	0.12	28.86	0.0000	28.86	0.930E+02	0.135E+02	0.470E+02
142	Nd	107.2	15.1	...	...	...	...	0.207	0.019	3750	533	2.54	0.23	104.61	0.0000	104.61	0.105E+03	0.150E+02	0.592E+02
143	Nd	16.3	2.3	...	...	0.83	0.08	...	...	3989	564	0.39	0.04	15.89	0.0000	15.89	0.111E+03	0.159E+02	0.629E+02
144	Nd	51.5	7.3	...	...	1.18	0.11	...	...	4188	595	1.22	0.11	50.29	0.0000	50.29	0.117E+03	0.168E+02	0.661E+02
145	Nd	9.7	1.4	...	...	0.61	0.06	...	...	4138	585	0.23	0.02	9.51	0.0000	9.51	0.116E+03	0.165E+02	0.653E+02
146	Nd	46.9	6.6	...	...	0.62	0.06	...	...	4280	604	1.11	0.10	45.81	0.0000	45.81	0.120E+03	0.171E+02	0.676E+02
148	Nd	4.7	0.7	...	...	0.47	0.04	...	...	685	97	0.11	0.01	4.55	0.0000	4.55	0.191E+02	0.273E+01	0.108E+02
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.570	0.052	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.113	0.011	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	5.5	1.1	...	...	0.45	0.04	...	...	5372	1040	0.12	0.01	5.40	0.0000	5.40	0.150E+03	0.292E+02	0.465E+02
148	Sm	18.9	3.7	...	...	...	...	...	...	4546	881	0.40	0.04	18.47	0.0000	18.47	0.127E+03	0.247E+02	0.394E+02
149	Sm	3.0	0.6	...	...	0.44	0.04	...	...	5419	1050	0.063	0.006	2.91	0.0000	2.91	0.151E+03	0.295E+02	0.469E+02



Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (SI)	$\sigma_{\sigma N(SI)}$	$\sigma_N f_s$
150	Sm	12.8	2.5	...	...	...	...	...	...	5392	1045	0.27	0.03	12.51	0.151E+03	0.294E+02	0.467E+02
152	Sm	10.6	2.0	...	...	0.75	0.07	...	...	5001	969	0.22	0.02	10.35	0.140E+03	0.272E+02	0.433E+02
154	Sm	0.31	0.06	...	...	0.82	0.08	...	...	65	13	0.0066	0.0006	0.31	0.180E+01	0.367E+00	0.560E+00
151	Eu	3.2	0.9	...	...	0.72	0.05	...	...	12101	3537	0.050	0.004	3.16	0.338E+03	0.992E+02	0.245E+02
153	Eu	2.7	0.8	...	...	0.79	0.06	...	...	7564	2207	0.043	0.003	2.68	0.211E+03	0.619E+02	0.153E+02
152	Gd	0.14	0.04	...	...	...	...	0.0007	0.0002	142	44	0.008	0.001	0.13	0.398E+01	0.123E+01	0.802E+00
154	Gd	1.6	0.5	...	...	...	...	0.0033	0.0008	1639	503	0.09	0.01	1.50	0.458E+02	0.141E+02	0.923E+01
155	Gd	0.7	0.2	...	...	0.61	0.10	...	...	1775	545	0.038	0.006	0.63	0.496E+02	0.153E+02	0.100E+02
156	Gd	2.7	0.8	...	...	0.74	0.12	...	...	1647	505	0.15	0.02	2.52	0.460E+02	0.142E+02	0.927E+01
157	Gd	1.3	0.4	...	...	0.61	0.10	...	...	1762	540	0.07	0.01	1.21	0.492E+02	0.152E+02	0.992E+01
158	Gd	5.2	1.6	...	...	0.79	0.13	...	...	1697	520	0.30	0.05	4.94	0.474E+02	0.146E+02	0.956E+01
160	Gd	0.19	0.06	...	...	0.94	0.15	...	...	30	11	0.011	0.002	0.18	0.828E+00	0.296E+00	0.167E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0024	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0041	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	2.6	0.4	...	...	...	...	0.013	0.001	2325	395	0.10	0.01	2.52	0.649E+02	0.112E+02	0.116E+02
161	Dy	1.3	0.2	...	...	0.85	0.09	...	...	2622	445	0.049	0.005	1.29	0.732E+02	0.126E+02	0.131E+02
162	Dy	5.3	0.9	...	...	1.02	0.11	...	...	2370	402	0.20	0.02	5.12	0.662E+02	0.114E+02	0.119E+02
163	Dy	1.1	0.2	...	...	1.14	0.12	...	...	1268	215	0.042	0.004	1.10	0.354E+02	0.608E+01	0.635E+01
164	Dy	8.5	1.4	...	...	1.02	0.11	...	...	1793	305	0.31	0.03	8.15	0.501E+02	0.861E+01	0.897E+01
204	Pb	41.2	18.3	...	0.02±0.00	...	...	...	...	3689	1654	0.54	0.12	40.67	0.103E+03	0.462E+02	0.482E+02
206	Pb	245.4	109.0	...	1.27±0.29	...	...	...	...	3878	1734	3.23	0.74	242.19	0.108E+03	0.485E+02	0.506E+02
207	Pb	293.4	130.3	...	1.19±0.27	...	...	...	...	2846	1321	3.86	0.89	289.51	0.795E+02	0.369E+02	0.372E+02
208	Pb	450.8	200.3	...	6.11±1.41	...	...	...	...	162	73	5.94	1.37	444.90	0.453E+01	0.205E+01	0.212E+01
HD 147609																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.699	0.167	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	713.3	247.2	14.9±1.5	...	...	...	...	...	45649	15964	13.21	1.30	700.05	0.127E+04	0.447E+03	0.108E+04
87	Sr	497.3	172.3	9.1±0.9	...	...	...	...	...	45752	15980	9.21	0.91	488.10	0.128E+04	0.447E+03	0.108E+04
88	Sr	11712.8	4059.2	18.2±1.8	...	...	...	...	...	72619	25411	216.91	21.33	11495.91	0.203E+04	0.711E+03	0.172E+04
89	Y	2290.7	211.4	...	...	4.38	0.46	...	...	43523	4245	50.40	5.26	2240.31	0.122E+04	0.121E+03	0.112E+04
90	Zr	2259.4	261.5	...	...	22.79	2.05	...	...	47448	7112	59.23	5.32	2200.19	0.132E+04	0.200E+03	0.111E+04
91	Zr	655.6	75.9	...	...	0.76	0.07	...	...	39334	6945	17.18	1.54	638.38	0.110E+04	0.195E+03	0.916E+03
92	Zr	975.0	112.9	...	...	1.79	0.16	...	...	32176	5393	25.56	2.30	949.47	0.899E+03	0.152E+03	0.750E+03
94	Zr	1062.8	123.0	...	...	...	...	...	...	27634	3371	27.86	2.50	1034.98	0.772E+03	0.954E+02	0.644E+03
96	Zr	93.8	10.9	1.8±0.2	...	...	...	...	...	1004	125	2.46	0.22	91.36	0.280E+02	0.354E+01	0.234E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	4.299	2.489	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.17	0.06	...	...	...	...	2.685	1.554	18	7	0.02	0.01	0.16	0.494E+00	0.192E+00	0.271E+00
95	Mo	25.5	8.5	...	...	2.03	1.18	...	...	7451	2512	2.53	1.46	22.99	0.208E+03	0.703E+02	0.114E+03
96	Mo	48.2	16.1	...	...	...	...	...	...	5398	1847	4.77	2.76	43.43	0.151E+03	0.517E+02	0.825E+02
97	Mo	16.2	5.4	...	...	1.13	0.66	...	...	5497	1853	1.61	0.93	14.61	0.153E+03	0.519E+02	0.841E+02
98	Mo	52.8	17.7	...	...	1.67	0.97	...	...	5231	1789	5.23	3.03	47.61	0.146E+03	0.501E+02	0.800E+02
100	Mo	1.1	0.4	...	...	2.66	1.54	...	...	115	41	0.11	0.06	0.96	0.322E+01	0.116E+01	0.176E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.046	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.043	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	52.7	6.1	...	...	...	...	...	...	9278	1113	1.08	0.10	51.63	0.259E+03	0.315E+02	0.210E+03
135	Ba	37.5	4.3	...	...	2.17	0.20	...	...	17052	2051	0.77	0.07	36.71	0.476E+03	0.581E+02	0.387E+03
136	Ba	170.7	19.8	...	...	...	...	...	...	10449	1256	3.50	0.33	167.23	0.292E+03	0.356E+02	0.237E+03
137	Ba	159.6	18.5	...	...	1.73	0.16	...	...	12178	1460	3.27	0.30	156.33	0.340E+03	0.413E+02	0.276E+03
138	Ba	1334.8	154.4	...	...	4.56	0.43	...	...	5339	673	27.36	2.55	1307.45	0.149E+03	0.190E+02	0.121E+03
138	La	...	...	...	...	...	...	0.007	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	203.4	28.5	...	...	2.63	0.33	...	...	6427	914	4.30	0.54	199.07	0.179E+03	0.258E+02	0.113E+03
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.019	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.025	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	742.9	85.8	...	...	1.65	0.19	...	...	7875	983	8.18	0.93	734.73	0.220E+03	0.278E+02	0.168E+03
142	Ce	24.8	2.9	...	...	0.96	0.11	...	...	702	85	0.27	0.03	24.52	0.196E+02	0.240E+01	0.150E+02
141	Pr	25.5	3.7	...	...	1.17	0.13	...	...	2840	412	1.11	0.12	24.39	0.793E+02	0.116E+02	0.404E+02
142	Nd	92.6	13.1	...	...	...	...	0.222	0.020	3241	463	2.71	0.25	89.89	0.905E+02	0.131E+02	0.514E+02
143	Nd	14.1	2.0	...	...	0.89	0.08	...	...	3447	489	0.41	0.04	13.66	0.963E+02	0.138E+02	0.546E+02
144	Nd	44.5	6.3	...	...	1.26	0.12	...	...	3619	516	1.30	0.12	43.21	0.101E+03	0.146E+02	0.574E+02
145	Nd	8.4	1.2	...	...	0.65	0.06	...	...	3576	508	0.25	0.02	8.17	0.999E+02	0.143E+02	0.567E+02
146	Nd	40.6	5.7	...	...	0.66	0.06	...	...	3699	525	1.19	0.11	39.37	0.103E+03	0.148E+02	0.587E+02
148	Nd	4.0	0.6	...	...	0.50	0.05	...	...	592	84	0.12	0.01	3.91	0.165E+02	0.237E+01	0.939E+01

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)$	$n_{or}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)n_{or}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}$ (Si)	$\sigma_{Nfs}$	
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.608	0.056	...	...	...	...	...	...	...	...	...	
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.120	0.012	...	...	...	...	...	...	...	...	...	
147	Sm	4.5	0.9	...	...	0.47	0.05	...	...	4388	862	0.12	0.01	4.39	0.123E+03	0.242E+02	0.385E+02		
148	Sm	15.4	3.0	...	...	...	...	...	...	3714	730	0.42	0.04	14.99	0.104E+03	0.205E+02	0.326E+02		
149	Sm	2.4	0.5	...	...	0.47	0.05	...	...	4427	870	0.066	0.006	2.37	0.124E+03	0.244E+02	0.389E+02		
150	Sm	10.4	2.0	...	...	...	...	...	...	4405	866	0.28	0.03	10.15	0.123E+03	0.243E+02	0.387E+02		
152	Sm	8.6	1.7	...	...	0.79	0.08	...	...	4085	803	0.24	0.02	8.40	0.114E+03	0.226E+02	0.359E+02		
154	Sm	0.26	0.05	...	...	0.87	0.08	...	...	53	11	0.0070	0.0007	0.25	0.147E+01	0.304E+00	0.464E+00		
151	Eu	2.6	0.8	...	...	0.76	0.06	...	...	9811	3044	0.053	0.004	2.55	0.274E+03	0.854E+02	0.211E+02		
153	Eu	2.2	0.7	...	...	0.84	0.06	...	...	6132	1900	0.045	0.003	2.16	0.171E+03	0.533E+02	0.132E+02		
152	Gd	0.29	0.08	...	...	...	...	0.0009	0.0002	307	82	0.008	0.001	0.28	0.857E+01	0.231E+01	0.152E+01		
154	Gd	3.4	0.9	...	...	...	...	0.0041	0.0008	3536	946	0.10	0.02	3.34	0.987E+02	0.265E+02	0.175E+02		
155	Gd	1.4	0.4	...	...	0.65	0.10	...	...	3829	1024	0.041	0.007	1.41	0.107E+03	0.287E+02	0.190E+02		
156	Gd	5.8	1.5	...	...	0.79	0.13	...	...	3552	950	0.16	0.03	5.61	0.991E+02	0.266E+02	0.176E+02		
157	Gd	2.8	0.7	...	...	0.65	0.11	...	...	3800	1016	0.08	0.01	2.70	0.106E+03	0.285E+02	0.188E+02		
158	Gd	11.3	3.0	...	...	0.84	0.14	...	...	3660	979	0.32	0.05	10.98	0.102E+03	0.274E+02	0.181E+02		
160	Gd	0.4	0.1	...	...	1.01	0.16	...	...	64	21	0.012	0.002	0.40	0.178E+01	0.579E+00	0.317E+00		
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0025	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...		
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0043	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...		
160	Dy	3.3	0.5	...	...	...	...	0.013	0.001	2911	480	0.10	0.01	3.17	0.813E+02	0.136E+02	0.142E+02		
161	Dy	1.7	0.3	...	...	0.90	0.10	...	...	3284	541	0.052	0.006	1.62	0.917E+02	0.153E+02	0.160E+02		
162	Dy	6.7	1.1	...	...	1.08	0.12	...	...	2968	489	0.21	0.02	6.45	0.829E+02	0.138E+02	0.144E+02		
163	Dy	1.4	0.2	...	...	1.21	0.13	...	...	1588	262	0.045	0.005	1.38	0.443E+02	0.739E+01	0.773E+01		
164	Dy	10.6	1.7	...	...	1.08	0.12	...	...	2246	371	0.33	0.04	10.26	0.627E+02	0.105E+02	0.109E+02		
204	Pb	6.9	3.3	...	0.02±0.00	...	...	...	...	621	301	0.58	0.13	6.35	0.173E+02	0.841E+01	0.877E+01		
206	Pb	41.3	19.9	...	1.36±0.31	...	...	...	...	652	316	3.46	0.80	37.82	0.182E+02	0.882E+01	0.921E+01		
207	Pb	49.4	23.7	...	1.28±0.29	...	...	...	...	479	239	4.14	0.95	45.21	0.134E+02	0.668E+01	0.677E+01		
208	Pb	75.8	36.5	...	6.55±1.51	...	...	...	...	27	13	6.36	1.46	69.48	0.762E+00	0.373E+00	0.386E+00		
HD 150862																			
84	Sr	...	...	...	...	...	...	3.845	0.396	...	...	...	...	...	...	...	...	...	
86	Sr	199.6	70.8	33.7±3.5	...	...	...	...	...	12772	4572	29.88	3.08	169.69	0.357E+03	0.128E+03	0.310E+03		
87	Sr	139.1	49.4	20.6±2.1	...	...	...	...	...	12801	4577	20.83	2.15	118.31	0.357E+03	0.128E+03	0.311E+03		
88	Sr	3277.2	1163.0	41.1±4.2	...	...	...	...	...	20319	7278	490.71	50.60	2786.50	0.567E+03	0.204E+03	0.493E+03		
89	Y	1646.6	152.7	...	...	10.74	1.14	...	...	31286	3064	123.48	13.09	1523.14	0.874E+03	0.874E+02	0.809E+03		
90	Zr	1848.2	215.8	...	...	48.57	4.47	...	...	38812	5848	126.23	11.62	1721.96	0.108E+04	0.165E+03	0.912E+03		
91	Zr	536.3	62.6	...	...	1.63	0.15	...	...	32175	5702	36.63	3.37	499.63	0.899E+03	0.160E+03	0.756E+03		
92	Zr	797.6	93.1	...	...	3.81	0.35	...	...	26320	4429	54.47	5.01	743.09	0.735E+03	0.125E+03	0.619E+03		
94	Zr	869.4	101.5	...	...	...	...	...	...	22604	2779	59.38	5.47	810.02	0.631E+03	0.786E+02	0.531E+03		
96	Zr	76.7	9.0	3.7±0.3	...	...	...	...	...	821	103	5.24	0.48	71.50	0.229E+02	0.292E+01	0.193E+02		
92	Mo	...	...	...	...	...	...	9.395	6.997	...	...	...	...	...	...	...	...		
94	Mo	0.21	0.08	...	...	...	...	5.867	4.369	22	9	0.037	0.028	0.18	0.608E+00	0.259E+00	0.357E+00		
95	Mo	31.4	11.8	...	...	4.44	3.31	...	...	9173	3479	5.52	4.11	25.89	0.256E+03	0.974E+02	0.150E+03		
96	Mo	59.3	22.4	...	...	...	...	...	...	6645	2550	10.43	7.77	48.91	0.186E+03	0.714E+02	0.109E+03		
97	Mo	20.0	7.5	...	...	2.48	1.85	...	...	6767	2566	3.51	2.61	16.45	0.189E+03	0.718E+02	0.111E+03		
98	Mo	65.0	24.5	...	...	3.66	2.72	...	...	6439	2470	11.43	8.51	53.61	0.180E+03	0.691E+02	0.105E+03		
100	Mo	1.3	0.5	...	...	5.82	4.33	...	...	142	57	0.23	0.17	1.08	0.397E+01	0.158E+01	0.233E+01		
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.101	0.010	...	...	...	...	...	...	...	...		
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.097	0.009	...	...	...	...	...	...	...	...		
134	Ba	33.5	3.9	...	...	...	...	...	...	5900	716	2.40	0.23	31.12	0.165E+03	0.203E+02	0.135E+03		
135	Ba	23.8	2.8	...	...	4.84	0.46	...	...	10843	1319	1.71	0.16	22.12	0.303E+03	0.373E+02	0.249E+03		
136	Ba	108.6	12.7	...	...	...	...	...	...	6644	808	7.78	0.73	100.78	0.186E+03	0.229E+02	0.152E+03		
137	Ba	101.5	11.9	...	...	3.84	0.36	...	...	7743	939	7.28	0.69	94.21	0.216E+03	0.266E+02	0.178E+03		
138	Ba	848.8	99.4	...	...	10.14	0.96	...	...	3395	432	60.85	5.74	787.92	0.948E+02	0.122E+02	0.779E+02		
138	La	...	...	...	...	...	...	0.018	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...		
139	La	60.0	9.3	...	...	6.86	0.95	...	...	1896	297	11.23	1.55	48.76	0.529E+02	0.839E+01	0.366E+02		
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.043	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...		
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.057	0.008	...	...	...	...	...	...	...	...		
140	Ce	129.5	15.6	...	...	3.73	0.50	...	...	1372	177	18.44	2.50	111.02	0.383E+02	0.502E+01	0.304E+02		
142	Ce	4.3	0.5	...	...	2.16	0.29	...	...	122	15	0.62	0.08	3.71	0.342E+01	0.435E+00	0.271E+01		
141	Pr	7.9	1.5	...	...	2.35	0.31	...	...	885	163	2.23	0.30	5.72	0.247E+02	0.460E+01	0.156E+02		
142	Nd	17.4	3.1	...	...	...	...	0.476	0.045	608	108	5.83	0.55	11.55	0.170E+02	0.307E+01	0.120E+02		

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{n.or}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{n.or}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}(Si)$	$\sigma_N f_s$
143	Nd	2.6	0.5	...	...	1.92	0.18	...	...	647	115	0.89	0.08	1.75	0.181E+02	0.325E+01	0.127E+02
144	Nd	8.4	1.5	...	...	2.71	0.26	...	...	679	121	2.80	0.27	5.55	0.190E+02	0.342E+01	0.133E+02
145	Nd	1.6	0.3	...	...	1.39	0.13	...	...	671	119	0.53	0.05	1.05	0.187E+02	0.337E+01	0.132E+02
146	Nd	7.6	1.3	...	...	1.43	0.13	...	...	694	123	2.55	0.24	5.06	0.194E+02	0.348E+01	0.136E+02
148	Nd	0.8	0.1	...	...	1.08	0.10	...	...	111	20	0.25	0.02	0.50	0.310E+01	0.558E+00	0.218E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	1.308	0.124	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.230	0.028	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	0.9	0.3	...	...	0.91	0.11	...	...	893	274	0.24	0.03	0.68	0.249E+02	0.773E+01	0.119E+02
148	Sm	3.1	1.0	...	...	...	...	...	...	756	232	0.81	0.10	2.33	0.211E+02	0.654E+01	0.101E+02
149	Sm	0.5	0.2	...	...	0.90	0.11	...	...	901	277	0.13	0.02	0.37	0.252E+02	0.780E+01	0.120E+02
150	Sm	2.1	0.7	...	...	...	...	...	...	897	275	0.55	0.07	1.58	0.250E+02	0.776E+01	0.119E+02
152	Sm	1.8	0.5	...	...	1.52	0.18	...	...	832	255	0.45	0.05	1.31	0.232E+02	0.720E+01	0.111E+02
154	Sm	0.05	0.02	...	...	1.67	0.20	...	...	11	3	0.013	0.002	0.04	0.300E+00	0.946E-01	0.143E+00
151	Eu	0.6	0.5	...	...	1.42	0.11	...	...	2354	2012	0.100	0.008	0.52	0.657E+02	0.569E+02	0.137E+02
153	Eu	0.5	0.5	...	...	1.58	0.12	...	...	1472	1257	0.085	0.007	0.44	0.411E+02	0.356E+02	0.854E+01
152	Gd	0.10	0.05	...	...	...	...	0.0018	0.0004	105	52	0.019	0.003	0.08	0.295E+01	0.146E+01	0.911E+00
154	Gd	1.2	0.6	...	...	...	...	0.008	0.002	1214	597	0.22	0.03	0.96	0.340E+02	0.168E+02	0.105E+02
155	Gd	0.5	0.2	...	...	1.46	0.23	...	...	1315	647	0.09	0.01	0.40	0.368E+02	0.182E+02	0.114E+02
156	Gd	2.0	1.0	...	...	1.78	0.29	...	...	1220	600	0.37	0.06	1.62	0.341E+02	0.169E+02	0.105E+02
157	Gd	1.0	0.5	...	...	1.46	0.24	...	...	1305	642	0.18	0.03	0.78	0.365E+02	0.181E+02	0.113E+02
158	Gd	3.9	1.9	...	...	1.89	0.30	...	...	1257	618	0.72	0.12	3.16	0.352E+02	0.174E+02	0.109E+02
160	Gd	0.14	0.07	...	...	2.26	0.36	...	...	22	12	0.026	0.004	0.12	0.614E+00	0.324E+00	0.190E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0050	0.0006	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.009	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.2	0.4	...	...	...	...	0.026	0.003	1101	323	0.20	0.02	1.04	0.307E+02	0.919E+01	0.882E+01
161	Dy	0.6	0.2	...	...	1.77	0.22	...	...	1242	364	0.10	0.01	0.53	0.347E+02	0.104E+02	0.995E+01
162	Dy	2.5	0.7	...	...	2.12	0.26	...	...	1123	329	0.41	0.05	2.11	0.313E+02	0.936E+01	0.900E+01
163	Dy	0.54	0.16	...	...	2.38	0.29	...	...	601	176	0.09	0.01	0.45	0.168E+02	0.501E+01	0.481E+01
164	Dy	4.0	1.2	...	...	2.13	0.26	...	...	850	249	0.65	0.08	3.35	0.237E+02	0.709E+01	0.681E+01
204	Pb	12.7	6.2	...	0.04±0.01	...	...	...	...	1133	561	1.30	0.30	11.35	0.316E+02	0.157E+02	0.163E+02
206	Pb	75.3	37.0	...	3.06±0.70	...	...	...	...	1190	588	7.75	1.78	67.60	0.332E+02	0.164E+02	0.172E+02
207	Pb	90.1	44.2	...	2.86±0.66	...	...	...	...	874	445	9.27	2.13	80.80	0.244E+02	0.124E+02	0.126E+02
208	Pb	138.4	68.0	...	14.66±3.38	...	...	...	...	50	25	14.24	3.28	124.17	0.139E+01	0.694E+00	0.718E+00
HD 188985																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.411	0.241	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	240.5	84.3	21.2±2.1	...	...	...	...	...	15391	5440	18.74	1.87	221.75	0.430E+03	0.152E+03	0.369E+03
87	Sr	167.7	58.7	12.9±1.3	...	...	...	...	...	15426	5446	13.07	1.31	154.61	0.431E+03	0.152E+03	0.369E+03
88	Sr	3949.2	1383.5	25.8±2.6	...	...	...	...	...	24485	8659	307.77	30.76	3641.46	0.684E+03	0.242E+03	0.586E+03
89	Y	899.8	83.5	...	...	6.43	0.68	...	...	17096	1675	73.99	7.76	825.79	0.477E+03	0.478E+02	0.443E+03
90	Zr	1323.8	154.3	...	...	31.52	2.85	...	...	27800	4185	81.92	7.41	1241.88	0.776E+03	0.118E+03	0.653E+03
91	Zr	384.1	44.8	...	...	1.06	0.10	...	...	23046	4082	23.77	2.15	360.33	0.644E+03	0.115E+03	0.541E+03
92	Zr	571.3	66.6	...	...	2.48	0.22	...	...	18852	3171	35.35	3.20	535.92	0.526E+03	0.892E+02	0.443E+03
94	Zr	622.7	72.6	...	...	...	...	...	...	16191	1988	38.53	3.49	584.18	0.452E+03	0.563E+02	0.380E+03
96	Zr	55.0	6.4	2.4±0.2	...	...	...	...	...	588	74	3.40	0.31	51.57	0.164E+02	0.209E+01	0.138E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	6.011	3.905	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.13	0.05	...	...	...	...	3.753	2.438	14	6	0.024	0.016	0.11	0.383E+00	0.162E+00	0.225E+00
95	Mo	19.8	7.4	...	...	2.84	1.85	...	...	5773	2165	3.53	2.29	16.24	0.161E+03	0.606E+02	0.948E+02
96	Mo	37.3	13.9	...	...	...	...	...	...	4183	1588	6.67	4.33	30.67	0.117E+03	0.444E+02	0.686E+02
97	Mo	12.6	4.7	...	...	1.59	1.03	...	...	4259	1597	2.24	1.46	10.32	0.119E+03	0.447E+02	0.699E+02
98	Mo	40.9	15.3	...	...	2.34	1.52	...	...	4053	1538	7.31	4.75	33.63	0.113E+03	0.430E+02	0.665E+02
100	Mo	0.8	0.3	...	...	3.72	2.42	...	...	89	35	0.15	0.10	0.68	0.250E+01	0.987E+00	0.147E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.064	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.061	0.006	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	32.1	3.7	...	...	...	...	...	...	5657	683	1.52	0.14	30.62	0.158E+03	0.193E+02	0.129E+03
135	Ba	22.9	2.7	...	...	3.06	0.29	...	...	10397	1258	1.08	0.10	21.77	0.290E+03	0.356E+02	0.237E+03
136	Ba	104.1	12.1	...	...	...	...	...	...	6371	770	4.93	0.46	99.17	0.178E+03	0.218E+02	0.145E+03
137	Ba	97.3	11.3	...	...	2.43	0.23	...	...	7425	895	4.61	0.43	92.70	0.207E+03	0.254E+02	0.169E+03
138	Ba	813.8	94.8	...	...	6.42	0.60	...	...	3255	412	38.53	3.60	775.31	0.909E+02	0.117E+02	0.743E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.010	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	94.8	13.7	...	...	3.97	0.52	...	...	2996	438	6.49	0.85	88.33	0.837E+02	0.124E+02	0.541E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.027	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}(Si)$	$\sigma_{Nfs}$
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.036	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	411.5	47.8	...	...	2.34	0.29	...	...	4362	547	11.58	1.42	399.90	0.122E+03	0.155E+02	0.934E+02
142	Ce	13.7	1.6	...	...	1.36	0.17	...	...	389	47	0.39	0.05	13.35	0.109E+02	0.134E+01	0.833E+01
141	Pr	13.5	2.1	...	...	1.58	0.19	...	...	1507	234	1.50	0.18	12.03	0.421E+02	0.661E+01	0.229E+02
142	Nd	67.4	9.7	...	...	...	...	0.307	0.029	2360	344	3.77	0.35	63.67	0.659E+02	0.971E+01	0.382E+02
143	Nd	10.2	1.5	...	...	1.24	0.11	...	...	2510	364	0.57	0.05	9.67	0.701E+02	0.103E+02	0.406E+02
144	Nd	32.4	4.7	...	...	1.75	0.16	...	...	2635	384	1.81	0.17	30.61	0.736E+02	0.108E+02	0.426E+02
145	Nd	6.1	0.9	...	...	0.90	0.08	...	...	2604	377	0.34	0.03	5.79	0.727E+02	0.106E+02	0.421E+02
146	Nd	29.5	4.3	...	...	0.92	0.09	...	...	2693	390	1.65	0.15	27.88	0.752E+02	0.110E+02	0.436E+02
148	Nd	2.9	0.4	...	...	0.70	0.06	...	...	431	63	0.16	0.02	2.77	0.120E+02	0.177E+01	0.698E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.845	0.078	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.158	0.017	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	2.5	0.5	...	...	0.63	0.07	...	...	2451	523	0.16	0.02	2.36	0.685E+02	0.147E+02	0.233E+02
148	Sm	8.6	1.8	...	...	...	...	...	...	2074	443	0.56	0.06	8.05	0.580E+02	0.124E+02	0.197E+02
149	Sm	1.4	0.3	...	...	0.62	0.07	...	...	2472	528	0.088	0.009	1.27	0.691E+02	0.148E+02	0.235E+02
150	Sm	5.8	1.2	...	...	...	...	...	...	2460	525	0.38	0.04	5.45	0.687E+02	0.148E+02	0.234E+02
152	Sm	4.8	1.0	...	...	1.05	0.11	...	...	2282	487	0.31	0.03	4.51	0.638E+02	0.137E+02	0.217E+02
154	Sm	0.14	0.03	...	...	1.15	0.12	...	...	29	7	0.009	0.001	0.13	0.824E+00	0.183E+00	0.281E+00
151	Eu	0.6	0.4	...	...	0.99	0.08	...	...	2319	1554	0.070	0.005	0.54	0.647E+02	0.439E+02	0.106E+02
153	Eu	0.5	0.3	...	...	1.10	0.08	...	...	1450	971	0.059	0.005	0.46	0.404E+02	0.274E+02	0.664E+01
152	Gd	0.20	0.06	...	...	...	...	0.0013	0.0002	208	64	0.012	0.002	0.19	0.580E+01	0.181E+01	0.118E+01
154	Gd	2.3	0.7	...	...	...	...	0.0057	0.0008	2390	740	0.14	0.02	2.19	0.668E+02	0.208E+02	0.136E+02
155	Gd	1.0	0.3	...	...	0.92	0.15	...	...	2588	802	0.058	0.009	0.92	0.723E+02	0.225E+02	0.147E+02
156	Gd	3.9	1.2	...	...	1.12	0.18	...	...	2401	743	0.23	0.04	3.67	0.671E+02	0.209E+02	0.136E+02
157	Gd	1.9	0.6	...	...	0.92	0.15	...	...	2568	796	0.11	0.02	1.77	0.717E+02	0.223E+02	0.146E+02
158	Gd	7.6	2.4	...	...	1.19	0.19	...	...	2474	766	0.45	0.07	7.18	0.691E+02	0.215E+02	0.141E+02
160	Gd	0.28	0.09	...	...	1.43	0.23	...	...	43	16	0.017	0.003	0.26	0.121E+01	0.435E+00	0.246E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0034	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0058	0.0006	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	0.9	0.3	...	...	...	...	0.018	0.002	820	226	0.14	0.02	0.78	0.229E+02	0.643E+01	0.629E+01
161	Dy	0.5	0.1	...	...	1.20	0.14	...	...	925	255	0.070	0.008	0.40	0.258E+02	0.725E+01	0.709E+01
162	Dy	1.9	0.5	...	...	1.44	0.16	...	...	836	230	0.28	0.03	1.60	0.234E+02	0.656E+01	0.641E+01
163	Dy	0.4	0.1	...	...	1.62	0.18	...	...	447	123	0.060	0.007	0.34	0.125E+02	0.351E+01	0.343E+01
164	Dy	3.0	0.8	...	...	1.45	0.16	...	...	632	174	0.44	0.05	2.54	0.177E+02	0.496E+01	0.485E+01
204	Pb	14.9	7.0	...	0.03±0.01	...	...	...	...	1338	629	0.82	0.19	14.13	0.374E+02	0.176E+02	0.183E+02
206	Pb	89.0	41.5	...	1.93±0.44	...	...	...	...	1406	659	4.89	1.13	84.12	0.393E+02	0.184E+02	0.193E+02
207	Pb	106.4	49.6	...	1.80±0.42	...	...	...	...	1032	500	5.85	1.35	100.55	0.288E+02	0.140E+02	0.141E+02
208	Pb	163.5	76.2	...	9.25±2.13	...	...	...	...	59	28	8.98	2.07	154.52	0.164E+01	0.779E+00	0.806E+00

HD 210709

84	Sr	...	...	...	...	...	...	4.422	1.868	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	52.1	32.4	39±16	...	...	...	...	...	3334	2078	34.37	14.52	17.72	0.931E+02	0.581E+02	0.882E+02
87	Sr	36.3	22.6	24±10	...	...	...	...	...	3341	2082	23.96	10.12	12.35	0.933E+02	0.582E+02	0.884E+02
88	Sr	855.4	531.7	47±20	...	...	...	...	...	5303	3307	564.43	238.43	290.96	0.148E+03	0.924E+02	0.140E+03
89	Y	525.6	235.5	...	...	12.52	5.78	...	...	9987	4486	143.98	66.49	381.63	0.279E+03	0.125E+03	0.263E+03
90	Zr	966.0	458.6	...	...	55.30	21.60	...	...	20286	9822	143.72	56.14	822.28	0.566E+03	0.275E+03	0.485E+03
91	Zr	280.3	133.1	...	...	1.85	0.72	...	...	16817	8292	41.70	16.29	238.59	0.470E+03	0.232E+03	0.402E+03
92	Zr	416.9	197.9	...	...	4.34	1.70	...	...	13757	6740	62.02	24.22	354.85	0.384E+03	0.188E+03	0.329E+03
94	Zr	454.4	215.7	...	...	...	...	...	...	11815	5627	67.60	26.41	386.81	0.330E+03	0.157E+03	0.282E+03
96	Zr	40.1	19.0	4.3±1.7	...	...	...	...	...	429	205	5.97	2.33	34.14	0.120E+02	0.572E+01	0.102E+02
92	Mo	...	...	...	...	...	...	5.558	4.863	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.023	0.033	...	...	...	...	3.470	3.037	2	3	0.022	0.019	0.001	0.662E-01	0.948E-01	0.649E-01
95	Mo	3.4	4.8	...	...	2.63	2.30	...	...	998	1415	3.27	2.86	0.15	0.279E+02	0.395E+02	0.273E+02
96	Mo	6.5	9.2	...	...	...	...	...	...	723	1026	6.17	5.40	0.29	0.202E+02	0.287E+02	0.198E+02
97	Mo	2.2	3.1	...	...	1.47	1.28	...	...	736	1044	2.07	1.82	0.10	0.206E+02	0.292E+02	0.202E+02
98	Mo	7.1	10.0	...	...	2.16	1.89	...	...	701	994	6.70	5.92	0.32	0.196E+02	0.278E+02	0.192E+02
100	Mo	0.14	0.20	...	...	3.44	3.01	...	...	15	22	0.14	0.12	0.01	0.432E+00	0.615E+00	0.423E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.116	0.048	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.111	0.046	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	19.2	8.7	...	...	...	...	...	...	3375	1532	2.76	1.14	16.42	0.943E+02	0.428E+02	0.788E+02
135	Ba	13.6	6.2	...	...	5.55	2.28	...	...	6204	2816	1.96	0.81	11.68	0.173E+03	0.787E+02	0.145E+03
136	Ba	62.1	28.1	...	...	...	...	...	...	3801	1725	8.93	3.68	53.19	0.106E+03	0.482E+02	0.887E+02

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_T(X)$	$\sigma_{\epsilon_T(X)}$	$\epsilon_P(X)$	$\sigma_{\epsilon_P(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
137	Ba	58.1	26.3	...	...	4.41	1.82	...	...	4430	2010	8.34	3.44	49.72	0.124E+03	0.562E+02	0.103E+03
138	Ba	485.6	219.8	...	...	11.63	4.79	...	...	1943	885	69.79	28.74	415.84	0.542E+02	0.247E+02	0.453E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.021	0.011	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	50.4	25.9	...	...	8.09	4.05	...	...	1594	821	13.24	6.63	37.21	0.445E+02	0.229E+02	0.321E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.050	0.022	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.065	0.028	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	234.3	105.5	...	...	4.28	1.85	...	...	2484	1124	21.19	9.13	213.14	0.694E+02	0.314E+02	0.543E+02
142	Ce	7.8	3.5	...	...	2.49	1.07	...	...	221	100	0.71	0.30	7.11	0.618E+01	0.279E+01	0.483E+01
141	Pr	7.5	5.9	...	...	2.65	1.00	...	...	838	662	2.52	0.95	5.00	0.234E+02	0.185E+02	0.154E+02
142	Nd	43.9	22.8	...	...	...	...	0.543	0.215	1536	798	6.65	2.63	37.25	0.429E+02	0.223E+02	0.267E+02
143	Nd	6.7	3.5	...	...	2.18	0.86	...	...	1634	848	1.01	0.40	5.66	0.456E+02	0.237E+02	0.284E+02
144	Nd	21.1	10.9	...	...	3.09	1.22	...	...	1716	890	3.20	1.26	17.91	0.479E+02	0.249E+02	0.298E+02
145	Nd	4.0	2.1	...	...	1.59	0.63	...	...	1695	880	0.60	0.24	3.38	0.474E+02	0.246E+02	0.294E+02
146	Nd	19.2	10.0	...	...	1.62	0.64	...	...	1753	910	2.91	1.15	16.31	0.490E+02	0.254E+02	0.305E+02
148	Nd	1.9	1.0	...	...	1.23	0.49	...	...	281	146	0.29	0.11	1.62	0.784E+01	0.407E+01	0.488E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	1.492	0.590	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.257	0.090	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.4	0.9	...	...	1.02	0.36	...	...	1332	922	0.26	0.09	1.10	0.372E+02	0.258E+02	0.160E+02
148	Sm	4.7	3.2	...	...	...	...	...	...	1127	781	0.90	0.32	3.77	0.315E+02	0.218E+02	0.136E+02
149	Sm	0.7	0.5	...	...	1.00	0.35	...	...	1344	931	0.14	0.05	0.60	0.375E+02	0.260E+02	0.162E+02
150	Sm	3.2	2.2	...	...	...	...	...	...	1337	926	0.61	0.21	2.56	0.374E+02	0.259E+02	0.161E+02
152	Sm	2.6	1.8	...	...	1.70	0.60	...	...	1240	859	0.51	0.18	2.11	0.346E+02	0.240E+02	0.149E+02
154	Sm	0.078	0.054	...	...	1.86	0.65	...	...	16	11	0.015	0.005	0.06	0.448E+00	0.311E+00	0.193E+00
151	Eu	0.2	1.1	...	...	1.58	0.52	...	...	577	4213	0.11	0.04	0.04	0.161E+02	0.118E+03	0.119E+02
153	Eu	0.1	0.9	...	...	1.76	0.57	...	...	361	2633	0.09	0.03	0.04	0.100E+02	0.738E+02	0.746E+01
152	Gd	0.02	0.12	...	...	...	...	0.002	0.001	23	123	0.019	0.008	0.001	0.645E+00	0.344E+01	0.557E+00
154	Gd	0.3	1.4	...	...	...	...	0.008	0.004	264	1415	0.22	0.10	0.04	0.742E+01	0.396E+02	0.641E+01
155	Gd	0.1	0.6	...	...	1.46	0.64	...	...	286	1532	0.09	0.04	0.02	0.804E+01	0.428E+02	0.694E+01
156	Gd	0.4	2.3	...	...	1.78	0.78	...	...	265	1421	0.37	0.16	0.06	0.745E+01	0.397E+02	0.644E+01
157	Gd	0.2	1.1	...	...	1.46	0.64	...	...	283	1520	0.18	0.08	0.03	0.798E+01	0.425E+02	0.689E+01
158	Gd	0.8	4.5	...	...	1.89	0.83	...	...	273	1464	0.72	0.31	0.13	0.768E+01	0.409E+02	0.664E+01
160	Gd	0.031	0.166	...	...	2.26	0.99	...	...	5	26	0.026	0.011	0.005	0.134E+00	0.716E+00	0.116E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.006	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.010	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.5	1.9	...	...	...	...	0.030	0.011	1356	1682	0.23	0.08	1.30	0.378E+02	0.470E+02	0.104E+02
161	Dy	0.8	1.0	...	...	1.99	0.72	...	...	1530	1897	0.12	0.04	0.66	0.427E+02	0.530E+02	0.117E+02
162	Dy	3.1	3.8	...	...	2.39	0.86	...	...	1383	1715	0.46	0.17	2.64	0.386E+02	0.479E+02	0.106E+02
163	Dy	0.7	0.8	...	...	2.67	0.97	...	...	740	918	0.10	0.04	0.57	0.206E+02	0.257E+02	0.567E+01
164	Dy	4.9	6.1	...	...	2.39	0.87	...	...	1046	1297	0.73	0.27	4.20	0.292E+02	0.363E+02	0.802E+01
204	Pb	7.4	6.2	...	0.05±0.02	...	...	...	...	662	553	1.49	0.69	5.91	0.185E+02	0.155E+02	0.105E+02
206	Pb	44.1	36.7	...	3.51±1.62	...	...	...	...	696	581	8.90	4.10	35.18	0.194E+02	0.162E+02	0.111E+02
207	Pb	52.7	43.9	...	3.28±1.51	...	...	...	...	511	431	10.64	4.90	42.05	0.143E+02	0.120E+02	0.814E+01
208	Pb	81.0	67.5	...	16.84±7.75	...	...	...	...	29	24	16.35	7.53	64.62	0.813E+00	0.682E+00	0.464E+00
HD 210910																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.048	0.863	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	154.9	87.2	18.0±7.6	...	...	...	...	...	9913	5601	15.92	6.70	138.98	0.277E+03	0.157E+03	0.238E+03
87	Sr	108.0	60.8	11.0±4.6	...	...	...	...	...	9936	5611	11.10	4.67	96.90	0.277E+03	0.157E+03	0.239E+03
88	Sr	2543.6	1432.3	21.9±9.2	...	...	...	...	...	15771	8913	261.41	110.10	2282.22	0.440E+03	0.249E+03	0.379E+03
89	Y	254.0	113.5	...	...	5.38	2.48	...	...	4826	2162	61.85	28.54	192.15	0.135E+03	0.604E+02	0.127E+03
90	Zr	159.8	80.4	...	...	27.09	10.57	...	...	3355	1719	70.41	27.46	89.34	0.937E+02	0.480E+02	0.848E+02
91	Zr	46.4	23.3	...	...	0.91	0.35	...	...	2781	1448	20.43	7.97	25.92	0.777E+02	0.405E+02	0.703E+02
92	Zr	68.9	34.7	...	...	2.13	0.83	...	...	2275	1178	30.38	11.85	38.56	0.635E+02	0.329E+02	0.575E+02
94	Zr	75.1	37.8	...	...	...	...	...	...	1954	986	33.12	12.92	42.03	0.546E+02	0.276E+02	0.494E+02
96	Zr	6.6	3.3	2.1±0.8	...	...	...	...	...	71	36	2.92	1.14	3.71	0.198E+01	0.100E+01	0.179E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	3.349	2.467	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.014	0.019	...	...	...	...	2.091	1.541	1	2	0.01	0.01	0.0006	0.399E-01	0.542E-01	0.391E-01
95	Mo	2.1	2.8	...	...	1.58	1.17	...	...	602	807	1.97	1.45	0.09	0.168E+02	0.226E+02	0.165E+02
96	Mo	3.9	5.2	...	...	...	...	...	...	436	585	3.72	2.74	0.17	0.122E+02	0.164E+02	0.119E+02
97	Mo	1.3	1.8	...	...	0.88	0.65	...	...	444	595	1.25	0.92	0.06	0.124E+02	0.166E+02	0.122E+02
98	Mo	4.3	5.7	...	...	1.30	0.96	...	...	422	567	4.07	3.00	0.19	0.118E+02	0.159E+02	0.116E+02
100	Mo	0.09	0.12	...	...	2.07	1.53	...	...	9	13	0.08	0.06	0.0039	0.260E+00	0.351E+00	0.255E+00

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}$ (Si)	$\sigma_{Nfs}$
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.055	0.023	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.052	0.021	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	16.4	7.3	...	...	...	...	...	...	2893	1293	1.30	0.53	15.14	0.808E+02	0.361E+02	0.665E+02
135	Ba	11.7	5.2	...	...	2.61	1.07	...	...	5317	2376	0.92	0.38	10.76	0.148E+03	0.664E+02	0.122E+03
136	Ba	53.2	23.7	...	...	...	...	...	...	3258	1456	4.20	1.73	49.03	0.910E+02	0.407E+02	0.749E+02
137	Ba	49.8	22.2	...	...	2.07	0.85	...	...	3797	1697	3.93	1.62	45.83	0.106E+03	0.474E+02	0.873E+02
138	Ba	416.2	185.5	...	...	5.47	2.25	...	...	1665	747	32.84	13.52	383.33	0.465E+02	0.209E+02	0.383E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.009	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	28.6	14.0	...	...	3.28	1.63	...	...	903	444	5.36	2.67	23.21	0.252E+02	0.124E+02	0.174E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.023	0.010	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.031	0.013	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	90.0	40.7	...	...	1.99	0.85	...	...	954	434	9.85	4.18	80.15	0.266E+02	0.121E+02	0.210E+02
142	Ce	3.0	1.4	...	...	1.16	0.49	...	...	85	39	0.33	0.14	2.68	0.237E+01	0.108E+01	0.187E+01
141	Pr	12.8	8.2	...	...	1.37	0.51	...	...	1431	913	1.30	0.48	11.54	0.400E+02	0.255E+02	0.215E+02
142	Nd	16.6	8.9	...	...	...	...	0.264	0.104	579	311	3.23	1.28	13.33	0.162E+02	0.869E+01	0.104E+02
143	Nd	2.5	1.3	...	...	1.06	0.42	...	...	616	331	0.49	0.19	2.02	0.172E+02	0.924E+01	0.110E+02
144	Nd	8.0	4.3	...	...	1.50	0.59	...	...	647	347	1.55	0.61	6.41	0.181E+02	0.970E+01	0.116E+02
145	Nd	1.5	0.8	...	...	0.77	0.30	...	...	639	343	0.29	0.12	1.21	0.178E+02	0.959E+01	0.115E+02
146	Nd	7.3	3.9	...	...	0.79	0.31	...	...	661	355	1.42	0.56	5.84	0.185E+02	0.991E+01	0.118E+02
148	Nd	0.72	0.39	...	...	0.60	0.24	...	...	106	57	0.14	0.06	0.58	0.296E+01	0.159E+01	0.190E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.725	0.286	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.139	0.048	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	0.87	0.57	...	...	0.55	0.19	...	...	843	553	0.14	0.05	0.72	0.236E+02	0.155E+02	0.969E+01
148	Sm	3.0	1.9	...	...	...	...	...	...	714	468	0.49	0.17	2.47	0.199E+02	0.131E+02	0.820E+01
149	Sm	0.47	0.31	...	...	0.54	0.19	...	...	851	558	0.077	0.026	0.39	0.238E+02	0.156E+02	0.977E+01
150	Sm	2.0	1.3	...	...	...	...	...	...	847	555	0.33	0.11	1.68	0.236E+02	0.155E+02	0.973E+01
152	Sm	1.7	1.1	...	...	0.92	0.32	...	...	785	515	0.27	0.09	1.39	0.219E+02	0.144E+02	0.902E+01
154	Sm	...	...	...	...	1.01	0.35	...	...	10	7	0.008	0.003	0.04	0.283E+00	0.187E+00	0.117E+00
151	Eu	1.7	1.3	...	...	0.87	0.28	...	...	6270	5009	0.06	0.02	1.60	0.175E+03	0.140E+03	0.162E+02
153	Eu	1.4	1.1	...	...	0.97	0.32	...	...	3919	3130	0.05	0.02	1.36	0.109E+03	0.875E+02	0.101E+02
152	Gd	0.18	0.21	...	...	...	...	0.0011	0.0004	189	217	0.010	0.004	0.17	0.528E+01	0.607E+01	0.106E+01
154	Gd	2.1	2.4	...	...	...	...	0.0049	0.0016	2177	2500	0.12	0.05	2.00	0.608E+02	0.698E+02	0.122E+02
155	Gd	0.9	1.0	...	...	0.78	0.34	...	...	2357	2707	0.05	0.02	0.84	0.658E+02	0.756E+02	0.132E+02
156	Gd	3.6	4.1	...	...	0.96	0.42	...	...	2186	2511	0.20	0.09	3.36	0.610E+02	0.701E+02	0.122E+02
157	Gd	1.7	2.0	...	...	0.79	0.34	...	...	2339	2686	0.09	0.04	1.61	0.653E+02	0.750E+02	0.131E+02
158	Gd	7.0	8.0	...	...	1.01	0.44	...	...	2253	2587	0.38	0.17	6.57	0.629E+02	0.723E+02	0.126E+02
160	Gd	0.26	0.29	...	...	1.21	0.53	...	...	39	46	0.014	0.006	0.24	0.110E+01	0.128E+01	0.220E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.003	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.005	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.2	1.2	...	...	...	...	0.016	0.005	1045	1095	0.12	0.04	1.06	0.292E+02	0.306E+02	0.685E+01
161	Dy	0.60	0.63	...	...	1.05	0.37	...	...	1179	1235	0.06	0.02	0.54	0.329E+02	0.345E+02	0.772E+01
162	Dy	2.4	2.5	...	...	1.26	0.45	...	...	1066	1116	0.243	0.087	2.15	0.297E+02	0.312E+02	0.698E+01
163	Dy	0.51	0.54	...	...	1.41	0.50	...	...	570	597	0.052	0.019	0.46	0.159E+02	0.167E+02	0.374E+01
164	Dy	3.8	4.0	...	...	1.26	0.45	...	...	806	844	0.39	0.14	3.42	0.225E+02	0.236E+02	0.528E+01
204	Pb	0.65	0.98	...	0.02±0.01	...	...	...	...	59	88	0.62	0.29	0.03	0.164E+01	0.247E+01	0.160E+01
206	Pb	3.9	5.9	...	1.46±0.67	...	...	...	...	62	93	3.71	1.71	0.19	0.172E+01	0.259E+01	0.168E+01
207	Pb	4.7	7.0	...	1.37±0.63	...	...	...	...	45	68	4.43	2.04	0.22	0.126E+01	0.191E+01	0.123E+01
208	Pb	7.2	10.8	...	7.02±3.23	...	...	...	...	3	4	6.81	3.14	0.34	0.720E-01	0.109E+00	0.702E-01
HD 222349																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.117	0.109	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	134.8	47.1	9.8±1.0	...	...	...	...	...	8626	3042	8.68	0.84	126.10	0.241E+03	0.851E+02	0.206E+03
87	Sr	94.0	32.8	6.0±0.6	...	...	...	...	...	8646	3045	6.05	0.59	87.92	0.241E+03	0.852E+02	0.207E+03
88	Sr	2213.3	773.5	12.0±1.2	...	...	...	...	...	13723	4841	142.54	13.87	2070.77	0.383E+03	0.135E+03	0.328E+03
89	Y	438.7	40.7	...	...	2.76	0.29	...	...	8336	816	31.78	3.31	406.96	0.233E+03	0.233E+02	0.216E+03
90	Zr	687.9	80.1	...	...	15.44	1.39	...	...	14445	2174	40.13	3.60	647.72	0.403E+03	0.612E+02	0.339E+03
91	Zr	199.6	23.3	...	...	0.52	0.05	...	...	11975	2120	11.64	1.05	187.94	0.334E+03	0.596E+02	0.281E+03
92	Zr	296.8	34.6	...	...	1.21	0.11	...	...	9796	1647	17.32	1.55	279.52	0.274E+03	0.463E+02	0.230E+03
94	Zr	323.6	37.7	...	...	...	...	...	...	8413	1032	18.88	1.69	304.69	0.235E+03	0.292E+02	0.197E+03
96	Zr	28.6	3.3	1.2±0.1	...	...	...	...	...	306	38	1.67	0.15	26.90	0.853E+01	0.109E+01	0.716E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	2.876	1.423	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.06	0.02	...	...	...	...	1.796	0.889	6	3	0.011	0.006	0.05	0.178E+00	0.743E-01	0.105E+00

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	diff	$\sigma_N$ (Si)	$\sigma_{\sigma_N}(Si)$	$\sigma_N f_s$
95	Mo	9.2	3.4	...	...	1.36	0.67	...	...	2689	993	1.69	0.84	7.52	0.751E+02	0.278E+02	0.443E+02
96	Mo	17.4	6.4	...	...	...	...	...	...	1948	728	3.19	1.58	14.20	0.544E+02	0.204E+02	0.321E+02
97	Mo	5.9	2.1	...	...	0.76	0.38	...	...	1984	733	1.07	0.53	4.78	0.554E+02	0.205E+02	0.327E+02
98	Mo	19.1	7.0	...	...	1.12	0.55	...	...	1888	705	3.50	1.73	15.57	0.527E+02	0.197E+02	0.311E+02
100	Mo	0.4	0.1	...	...	1.78	0.88	...	...	42	16	0.07	0.04	0.31	0.116E+01	0.453E+00	0.686E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.030	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.029	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	22.7	2.6	...	...	...	...	...	...	4004	482	0.72	0.07	22.03	0.112E+03	0.136E+02	0.910E+02
135	Ba	16.2	1.9	...	...	1.44	0.13	...	...	7359	887	0.51	0.05	15.66	0.206E+03	0.251E+02	0.167E+03
136	Ba	73.7	8.5	...	...	...	...	...	...	4509	543	2.32	0.22	71.36	0.126E+03	0.154E+02	0.103E+03
137	Ba	68.9	8.0	...	...	1.15	0.11	...	...	5255	632	2.17	0.20	66.71	0.147E+03	0.179E+02	0.119E+03
138	Ba	576.0	66.8	...	...	3.02	0.28	...	...	2304	291	18.13	1.69	557.89	0.643E+02	0.823E+01	0.524E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.004	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	69.5	9.8	...	...	1.61	0.20	...	...	2195	315	2.63	0.32	66.83	0.613E+02	0.889E+01	0.389E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.013	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.016	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	287.0	33.2	...	...	1.09	0.12	...	...	3042	380	5.38	0.58	281.61	0.850E+02	0.108E+02	0.650E+02
142	Ce	9.6	1.1	...	...	0.63	0.07	...	...	271	33	0.18	0.02	9.40	0.757E+01	0.929E+00	0.579E+01
141	Pr	7.4	1.1	...	...	0.82	0.09	...	...	827	128	0.77	0.08	6.65	0.231E+02	0.360E+01	0.125E+02
142	Nd	53.6	7.6	...	...	...	...	0.149	0.014	1877	269	1.83	0.17	51.80	0.524E+02	0.759E+01	0.299E+02
143	Nd	8.1	1.2	...	...	0.60	0.05	...	...	1996	284	0.28	0.03	7.87	0.557E+02	0.803E+01	0.318E+02
144	Nd	25.8	3.7	...	...	0.85	0.08	...	...	2096	300	0.88	0.08	24.90	0.585E+02	0.846E+01	0.333E+02
145	Nd	4.9	0.7	...	...	0.44	0.04	...	...	2071	295	0.17	0.02	4.71	0.578E+02	0.832E+01	0.329E+02
146	Nd	23.5	3.3	...	...	0.45	0.04	...	...	2142	305	0.80	0.07	22.68	0.598E+02	0.860E+01	0.341E+02
148	Nd	2.3	0.3	...	...	0.34	0.03	...	...	343	49	0.080	0.007	2.25	0.958E+01	0.138E+01	0.546E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.411	0.037	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.085	0.008	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.8	0.4	...	...	0.34	0.03	...	...	1719	355	0.088	0.008	1.68	0.480E+02	0.997E+01	0.159E+02
148	Sm	6.0	1.2	...	...	...	...	...	...	1455	301	0.30	0.03	5.74	0.406E+02	0.844E+01	0.134E+02
149	Sm	1.0	0.2	...	...	0.33	0.03	...	...	1734	358	0.047	0.004	0.91	0.484E+02	0.101E+02	0.160E+02
150	Sm	4.1	0.8	...	...	...	...	...	...	1725	356	0.20	0.02	3.89	0.482E+02	0.100E+02	0.159E+02
152	Sm	3.4	0.7	...	...	0.57	0.05	...	...	1600	331	0.17	0.02	3.21	0.447E+02	0.929E+01	0.148E+02
154	Sm	0.10	0.02	...	...	0.62	0.06	...	...	21	4	0.0050	0.0004	0.10	0.578E+00	0.125E+00	0.191E+00
151	Eu	0.11	0.17	...	...	0.55	0.04	...	...	409	661	0.038	0.003	0.07	0.114E+02	0.188E+02	0.446E+01
153	Eu	0.09	0.15	...	...	0.61	0.05	...	...	256	413	0.033	0.002	0.06	0.714E+01	0.117E+02	0.279E+01
152	Gd	0.10	0.03	...	...	...	...	0.001	...	107	32	0.0055	0.0009	0.10	0.300E+01	0.910E+00	0.596E+00
154	Gd	1.2	0.4	...	...	...	...	0.002	...	1236	373	0.06	0.01	1.14	0.345E+02	0.105E+02	0.686E+01
155	Gd	0.5	0.2	...	...	0.43	0.07	...	...	1339	404	0.027	0.004	0.48	0.374E+02	0.113E+02	0.743E+01
156	Gd	2.0	0.6	...	...	0.53	0.08	...	...	1242	375	0.11	0.02	1.91	0.347E+02	0.105E+02	0.689E+01
157	Gd	1.0	0.3	...	...	0.43	0.07	...	...	1328	401	0.052	0.008	0.92	0.371E+02	0.113E+02	0.737E+01
158	Gd	3.9	1.2	...	...	0.56	0.09	...	...	1280	386	0.21	0.03	3.74	0.357E+02	0.108E+02	0.710E+01
160	Gd	0.14	0.04	...	...	0.67	0.11	...	...	22	8	0.008	0.001	0.14	0.624E+00	0.221E+00	0.124E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0018	0.0001	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0030	0.0002	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.6	0.3	...	...	...	...	0.0092	0.0007	1420	251	0.072	0.007	1.52	0.397E+02	0.711E+01	0.739E+01
161	Dy	0.8	0.1	...	...	0.63	0.06	...	...	1602	283	0.037	0.004	0.78	0.447E+02	0.801E+01	0.833E+01
162	Dy	3.2	0.6	...	...	0.76	0.08	...	...	1448	256	0.15	0.01	3.10	0.404E+02	0.724E+01	0.753E+01
163	Dy	0.7	0.1	...	...	0.85	0.09	...	...	775	137	0.032	0.003	0.67	0.216E+02	0.387E+01	0.403E+01
164	Dy	5.2	0.9	...	...	0.76	0.08	...	...	1095	194	0.23	0.02	4.93	0.306E+02	0.549E+01	0.570E+01
204	Pb	23.1	10.3	...	0.01±0.00	...	...	...	...	2066	930	0.38	0.09	22.70	0.577E+02	0.260E+02	0.271E+02
206	Pb	137.5	61.3	...	0.90±0.21	...	...	...	...	2172	975	2.29	0.53	135.17	0.607E+02	0.273E+02	0.285E+02
207	Pb	164.3	73.3	...	0.84±0.19	...	...	...	...	1594	742	2.73	0.63	161.58	0.445E+02	0.208E+02	0.209E+02
208	Pb	252.5	112.6	...	4.33±1.00	...	...	...	...	91	41	4.20	0.97	248.31	0.254E+01	0.115E+01	0.119E+01
BD+18 5215																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	1.410	0.138	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	214.1	74.7	12.4±1.2	...	...	...	...	...	13704	4821	10.96	1.07	203.17	0.383E+03	0.135E+03	0.327E+03
87	Sr	149.3	52.0	7.5±0.7	...	...	...	...	...	13735	4826	7.64	0.75	141.65	0.384E+03	0.135E+03	0.327E+03
88	Sr	3516.3	1225.9	15.1±1.5	...	...	...	...	...	21801	7673	179.99	17.59	3336.31	0.609E+03	0.215E+03	0.520E+03
89	Y	515.4	47.8	...	...	3.57	0.37	...	...	9792	959	41.06	4.28	474.32	0.273E+03	0.274E+02	0.253E+03
90	Zr	927.7	108.0	...	...	19.17	1.72	...	...	19481	2930	49.82	4.47	877.84	0.544E+03	0.826E+02	0.457E+03
91	Zr	269.2	31.3	...	...	0.64	0.06	...	...	16150	2858	14.46	1.30	254.70	0.451E+03	0.803E+02	0.378E+03

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_N f_s$
92	Zr	400.3	46.6	...	...	1.51	0.14	...	...	13211	2220	21.50	1.93	378.82	0.369E+03	0.624E+02	0.310E+03
94	Zr	436.4	50.8	...	...	...	...	...	...	11346	1391	23.44	2.10	412.94	0.317E+03	0.394E+02	0.266E+03
96	Zr	38.5	4.5	1.5±0.1	...	...	...	...	...	412	52	2.07	0.19	36.45	0.115E+02	0.146E+01	0.965E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	3.596	1.947	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.13	0.04	...	...	...	...	2.245	1.215	14	5	0.014	0.008	0.12	0.381E+00	0.149E+00	0.210E+00
95	Mo	19.7	6.6	...	...	1.70	0.92	...	...	5739	1950	2.11	1.14	17.54	0.160E+03	0.546E+02	0.884E+02
96	Mo	37.1	12.5	...	...	...	...	...	...	4158	1433	3.99	2.16	33.13	0.116E+03	0.401E+02	0.641E+02
97	Mo	12.5	4.2	...	...	0.95	0.51	...	...	4234	1439	1.34	0.73	11.15	0.118E+03	0.403E+02	0.653E+02
98	Mo	40.7	13.7	...	...	1.40	0.76	...	...	4029	1388	4.37	2.37	36.32	0.113E+03	0.389E+02	0.621E+02
100	Mo	0.8	0.3	...	...	2.23	1.21	...	...	89	32	0.09	0.05	0.73	0.248E+01	0.898E+00	0.137E+01
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.038	0.004	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.036	0.003	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	34.6	4.0	...	...	...	...	...	...	6083	731	0.90	0.08	33.66	0.170E+03	0.207E+02	0.138E+03
135	Ba	24.6	2.8	...	...	1.81	0.17	...	...	11180	1347	0.64	0.06	23.93	0.312E+03	0.381E+02	0.254E+03
136	Ba	111.9	13.0	...	...	...	...	...	...	6850	825	2.91	0.27	109.02	0.191E+03	0.233E+02	0.156E+03
137	Ba	104.6	12.1	...	...	1.44	0.13	...	...	7984	958	2.72	0.25	101.91	0.223E+03	0.271E+02	0.181E+03
138	Ba	875.1	101.4	...	...	3.80	0.35	...	...	3501	442	22.79	2.12	852.35	0.978E+02	0.125E+02	0.795E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.006	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	59.4	8.5	...	...	2.11	0.26	...	...	1876	273	3.46	0.43	55.90	0.524E+02	0.769E+01	0.337E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.016	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.021	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	182.8	21.3	...	...	1.37	0.15	...	...	1937	243	6.79	0.75	175.99	0.541E+02	0.689E+01	0.416E+02
142	Ce	6.1	0.7	...	...	0.80	0.09	...	...	173	21	0.23	0.03	5.87	0.482E+01	0.595E+00	0.371E+01
141	Pr	9.3	1.4	...	...	1.00	0.11	...	...	1033	159	0.95	0.10	8.33	0.288E+02	0.449E+01	0.156E+02
142	Nd	23.7	3.5	...	...	...	...	0.186	0.017	829	125	2.28	0.21	21.42	0.232E+02	0.352E+01	0.138E+02
143	Nd	3.6	0.5	...	...	0.75	0.07	...	...	882	132	0.35	0.03	3.25	0.246E+02	0.372E+01	0.147E+02
144	Nd	11.4	1.7	...	...	1.06	0.10	...	...	926	139	1.09	0.10	10.30	0.259E+02	0.392E+01	0.154E+02
145	Nd	2.2	0.3	...	...	0.54	0.05	...	...	915	137	0.21	0.02	1.95	0.256E+02	0.386E+01	0.153E+02
146	Nd	10.4	1.5	...	...	0.56	0.05	...	...	947	141	1.00	0.09	9.38	0.264E+02	0.399E+01	0.158E+02
148	Nd	1.0	0.2	...	...	0.42	0.04	...	...	152	23	0.099	0.009	0.93	0.423E+01	0.640E+00	0.253E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.511	0.047	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.103	0.010	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	1.4	0.3	...	...	0.41	0.04	...	...	1347	294	0.11	0.01	1.28	0.376E+02	0.828E+01	0.131E+02
148	Sm	4.7	1.0	...	...	...	...	...	...	1140	249	0.36	0.03	4.37	0.318E+02	0.701E+01	0.111E+02
149	Sm	0.7	0.2	...	...	0.40	0.04	...	...	1359	297	0.057	0.005	0.69	0.379E+02	0.836E+01	0.132E+02
150	Sm	3.2	0.7	...	...	...	...	...	...	1352	296	0.25	0.02	2.96	0.378E+02	0.831E+01	0.132E+02
152	Sm	2.7	0.6	...	...	0.68	0.06	...	...	1254	274	0.20	0.02	2.45	0.350E+02	0.771E+01	0.122E+02
154	Sm	0.08	0.02	...	...	0.75	0.07	...	...	16	4	0.0060	0.0006	0.07	0.453E+00	0.103E+00	0.158E+00
151	Eu	0.16	0.22	...	...	0.66	0.05	...	...	612	819	0.046	0.003	0.12	0.170E+02	0.232E+02	0.554E+01
153	Eu	0.14	0.18	...	...	0.73	0.05	...	...	383	512	0.039	0.003	0.10	0.106E+02	0.145E+02	0.346E+01
152	Gd	0.6	0.1	...	...	...	...	0.001	...	624	153	0.007	0.001	0.59	0.174E+02	0.430E+01	0.284E+01
154	Gd	7.0	1.7	...	...	...	...	0.0033	0.0008	7180	1762	0.08	0.01	6.90	0.201E+03	0.494E+02	0.328E+02
155	Gd	2.9	0.7	...	...	0.54	0.09	...	...	7776	1908	0.034	0.005	2.90	0.217E+03	0.535E+02	0.355E+02
156	Gd	11.7	2.9	...	...	0.66	0.11	...	...	7212	1769	0.14	0.02	11.59	0.201E+03	0.496E+02	0.329E+02
157	Gd	5.6	1.4	...	...	0.54	0.09	...	...	7716	1893	0.07	0.01	5.57	0.215E+03	0.531E+02	0.352E+02
158	Gd	22.9	5.6	...	...	0.70	0.11	...	...	7432	1823	0.27	0.04	22.67	0.208E+03	0.511E+02	0.339E+02
160	Gd	0.8	0.2	...	...	0.84	0.14	...	...	130	40	0.010	0.002	0.83	0.363E+01	0.111E+01	0.592E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0021	0.0003	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.0037	0.0004	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	1.7	0.3	...	...	...	...	0.011	0.001	1546	281	0.088	0.009	1.65	0.431E+02	0.795E+01	0.823E+01
161	Dy	0.9	0.2	...	...	0.77	0.08	...	...	1744	317	0.045	0.005	0.84	0.486E+02	0.895E+01	0.929E+01
162	Dy	3.5	0.6	...	...	0.92	0.10	...	...	1576	286	0.18	0.02	3.36	0.440E+02	0.809E+01	0.839E+01
163	Dy	0.8	0.1	...	...	1.04	0.11	...	...	844	153	0.038	0.004	0.72	0.235E+02	0.433E+01	0.449E+01
164	Dy	5.6	1.0	...	...	0.93	0.10	...	...	1193	217	0.28	0.03	5.34	0.333E+02	0.613E+01	0.635E+01
204	Pb	2.4	1.3	...	0.02±0.00	...	...	...	...	214	117	0.48	0.11	1.91	0.599E+01	0.328E+01	0.341E+01
206	Pb	14.3	7.8	...	1.14±0.26	...	...	...	...	225	123	2.88	0.66	11.38	0.629E+01	0.344E+01	0.358E+01
207	Pb	17.0	9.3	...	1.06±0.24	...	...	...	...	165	93	3.44	0.79	13.61	0.462E+01	0.259E+01	0.263E+01
208	Pb	26.2	14.3	...	5.45±1.25	...	...	...	...	9	5	5.29	1.22	20.91	0.263E+00	0.145E+00	0.150E+00
HD 223938																	
84	Sr	...	...	...	...	...	...	2.146	0.904	...	...	...	...	...	...	...	...
86	Sr	91.3	52.1	18.8±7.9	...	...	...	...	...	5841	3348	16.68	7.03	74.58	0.163E+03	0.936E+02	0.143E+03



Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{n.or}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{n.or}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{Nf_s}$
87	Sr	63.6	36.4	11.5±4.8	...	...	...	...	...	5854	3354	11.63	4.90	52.00	0.163E+03	0.937E+02	0.143E+03
88	Sr	1498.6	856.2	23.0±9.7	...	...	...	...	...	9292	5327	273.89	115.37	1224.75	0.259E+03	0.149E+03	0.227E+03
89	Y	417.9	185.3	...	...	5.66	2.61	...	...	7941	3530	65.10	30.04	352.84	0.222E+03	0.987E+02	0.207E+03
90	Zr	906.4	424.4	...	...	28.29	11.03	...	...	19034	9094	73.52	28.68	832.85	0.532E+03	0.254E+03	0.449E+03
91	Zr	263.0	123.1	...	...	0.95	0.37	...	...	15779	7682	21.33	8.32	241.65	0.441E+03	0.215E+03	0.372E+03
92	Zr	391.1	183.1	...	...	2.22	0.87	...	...	12907	6243	31.73	12.37	359.41	0.360E+03	0.174E+03	0.304E+03
94	Zr	426.4	199.6	...	...	...	...	...	...	11085	5208	34.58	13.49	391.77	0.310E+03	0.146E+03	0.261E+03
96	Zr	37.6	17.6	2.2±0.8	...	...	...	...	...	403	189	3.05	1.19	34.58	0.112E+02	0.530E+01	0.948E+01
92	Mo	...	...	...	...	...	...	4.517	3.329	...	...	...	...	...	...	...	...
94	Mo	0.019	0.025	...	...	...	...	2.821	2.078	2	3	0.018	0.013	0.0008	0.538E-01	0.730E-01	0.528E-01
95	Mo	2.8	3.7	...	...	2.14	1.57	...	...	811	1089	2.65	1.96	0.12	0.227E+02	0.304E+02	0.222E+02
96	Mo	5.2	7.0	...	...	...	...	...	...	588	789	5.01	3.69	0.24	0.164E+02	0.221E+02	0.161E+02
97	Mo	1.8	2.4	...	...	1.19	0.88	...	...	599	803	1.69	1.24	0.08	0.167E+02	0.225E+02	0.164E+02
98	Mo	5.8	7.7	...	...	1.76	1.30	...	...	570	765	5.50	4.05	0.26	0.159E+02	0.214E+02	0.156E+02
100	Mo	0.12	0.16	...	...	2.80	2.06	...	...	13	17	0.11	0.08	0.005	0.351E+00	0.473E+00	0.344E+00
130	Ba	...	...	...	...	...	...	0.057	0.024	...	...	...	...	...	...	...	...
132	Ba	...	...	...	...	...	...	0.055	0.022	...	...	...	...	...	...	...	...
134	Ba	29.5	13.0	...	...	...	...	...	...	5192	2302	1.36	0.56	28.14	0.145E+03	0.644E+02	0.118E+03
135	Ba	21.0	9.3	...	...	2.73	1.12	...	...	9542	4232	0.97	0.40	20.01	0.266E+03	0.118E+03	0.218E+03
136	Ba	95.5	42.3	...	...	...	...	...	...	5847	2593	4.40	1.81	91.14	0.163E+03	0.725E+02	0.133E+03
137	Ba	89.3	39.5	...	...	2.17	0.89	...	...	6814	3022	4.11	1.69	85.20	0.190E+03	0.845E+02	0.155E+03
138	Ba	746.9	330.4	...	...	5.73	2.36	...	...	2988	1330	34.38	14.15	712.57	0.834E+02	0.372E+02	0.682E+02
138	La	...	...	...	...	...	...	0.009	0.005	...	...	...	...	...	...	...	...
139	La	62.7	29.0	...	...	3.46	1.72	...	...	1980	917	5.66	2.82	57.01	0.553E+02	0.256E+02	0.362E+02
136	Ce	...	...	...	...	...	...	0.024	0.010	...	...	...	...	...	...	...	...
138	Ce	...	...	...	...	...	...	0.032	0.014	...	...	...	...	...	...	...	...
140	Ce	234.6	104.1	...	...	2.08	0.89	...	...	2487	1109	10.31	4.38	224.26	0.694E+02	0.310E+02	0.535E+02
142	Ce	7.8	3.5	...	...	1.21	0.51	...	...	222	99	0.34	0.15	7.49	0.619E+01	0.276E+01	0.477E+01
141	Pr	6.2	4.4	...	...	1.43	0.53	...	...	686	490	1.36	0.50	4.80	0.192E+02	0.137E+02	0.115E+02
142	Nd	65.8	31.6	...	...	...	...	0.276	0.109	2304	1106	3.38	1.33	62.45	0.643E+02	0.309E+02	0.371E+02
143	Nd	10.0	4.8	...	...	1.11	0.44	...	...	2450	1176	0.51	0.20	9.49	0.684E+02	0.329E+02	0.395E+02
144	Nd	31.6	15.2	...	...	1.57	0.62	...	...	2572	1235	1.62	0.64	30.02	0.718E+02	0.345E+02	0.415E+02
145	Nd	6.0	2.9	...	...	0.81	0.32	...	...	2542	1220	0.31	0.12	5.67	0.710E+02	0.341E+02	0.410E+02
146	Nd	28.8	13.8	...	...	0.82	0.33	...	...	2629	1261	1.48	0.58	27.35	0.734E+02	0.353E+02	0.424E+02
148	Nd	2.9	1.4	...	...	0.63	0.25	...	...	421	202	0.15	0.06	2.72	0.118E+02	0.565E+01	0.679E+01
150	Nd	...	...	...	...	...	...	0.757	0.299	...	...	...	...	...	...	...	...
144	Sm	...	...	...	...	...	...	0.144	0.049	...	...	...	...	...	...	...	...
147	Sm	2.4	1.3	...	...	0.57	0.20	...	...	2351	1247	0.15	0.05	2.27	0.657E+02	0.349E+02	0.222E+02
148	Sm	8.3	4.4	...	...	...	...	...	...	1990	1056	0.51	0.17	7.75	0.556E+02	0.295E+02	0.188E+02
149	Sm	1.3	0.7	...	...	0.56	0.19	...	...	2372	1258	0.08	0.03	1.22	0.662E+02	0.352E+02	0.224E+02
150	Sm	5.6	3.0	...	...	...	...	...	...	2360	1252	0.34	0.12	5.25	0.659E+02	0.350E+02	0.223E+02
152	Sm	4.6	2.5	...	...	0.96	0.33	...	...	2189	1161	0.28	0.10	4.34	0.611E+02	0.325E+02	0.207E+02
154	Sm	0.1	0.1	...	...	1.05	0.36	...	...	28	15	0.010	0.005	0.13	0.790E+00	0.422E+00	0.267E+00
151	Eu	0.82	0.96	...	...	0.91	0.30	...	...	3103	3619	0.06	0.02	0.76	0.867E+02	0.101E+03	0.113E+02
153	Eu	0.7	0.8	...	...	1.00	0.33	...	...	1939	2262	0.05	0.02	0.64	0.542E+02	0.633E+02	0.706E+01
152	Gd	0.10	0.14	...	...	...	...	0.0011	0.0006	107	149	0.010	0.005	0.09	0.300E+01	0.416E+01	0.718E+00
154	Gd	1.2	1.7	...	...	...	...	0.005	0.002	1235	1713	0.12	0.05	1.08	0.345E+02	0.479E+02	0.826E+01
155	Gd	0.5	0.7	...	...	0.82	0.36	...	...	1337	1855	0.05	0.02	0.45	0.374E+02	0.518E+02	0.895E+01
156	Gd	2.0	2.8	...	...	1.00	0.44	...	...	1240	1721	0.21	0.09	1.81	0.346E+02	0.481E+02	0.830E+01
157	Gd	1.0	1.3	...	...	0.82	0.36	...	...	1327	1841	0.10	0.04	0.87	0.371E+02	0.514E+02	0.888E+01
158	Gd	3.9	5.5	...	...	1.06	0.46	...	...	1278	1773	0.40	0.18	3.54	0.357E+02	0.495E+02	0.856E+01
160	Gd	0.14	0.20	...	...	1.27	0.56	...	...	22	31	0.01	0.01	0.13	0.624E+00	0.873E+00	0.149E+00
156	Dy	...	...	...	...	...	...	0.003	0.001	...	...	...	...	...	...	...	...
158	Dy	...	...	...	...	...	...	0.005	0.002	...	...	...	...	...	...	...	...
160	Dy	2.5	2.1	...	...	...	...	0.016	0.006	2201	1847	0.12	0.04	2.35	0.615E+02	0.516E+02	0.117E+02
161	Dy	1.3	1.1	...	...	1.09	0.39	...	...	2483	2083	0.06	0.02	1.20	0.694E+02	0.582E+02	0.132E+02
162	Dy	5.0	4.2	...	...	1.31	0.47	...	...	2244	1883	0.25	0.09	4.78	0.627E+02	0.526E+02	0.119E+02
163	Dy	1.1	0.9	...	...	1.47	0.52	...	...	1201	1008	0.05	0.02	1.03	0.336E+02	0.282E+02	0.639E+01
164	Dy	8.0	6.7	...	...	1.31	0.47	...	...	1698	1425	0.40	0.14	7.61	0.474E+02	0.398E+02	0.903E+01
204	Pb	14.0	9.9	...	0.02±0.01	...	...	...	...	1252	892	0.73	0.34	13.26	0.350E+02	0.298E+02	0.171E+02
206	Pb	83.3	59.1	...	1.72±0.79	...	...	...	...	1316	936	4.36	2.01	78.95	0.368E+02	0.262E+02	0.180E+02

Tabela C.2 – continuação

A	el	$\epsilon_s(X)$	$\sigma_{\epsilon_s(X)}$	$\epsilon_{sw}(X)$	$\epsilon_{st}(X)$	$\epsilon_r(X)$	$\sigma_{\epsilon_r(X)}$	$\epsilon_p(X)$	$\sigma_{\epsilon_p(X)}$	$\sigma_N$	$\sigma_{\sigma_N}$	$\epsilon_s(X)_{nor}$	$\sigma_{\epsilon_s(X)_{nor}}$	dif	$\sigma_N(Si)$	$\sigma_{\sigma_N(Si)}$	$\sigma_{N_{fs}}$
207	Pb	99.6	70.6	...	1.61±0.74	...	...	...	...	966	697	5.21	2.40	94.38	0.270E+02	0.195E+02	0.132E+02
208	Pb	153.0	108.6	...	8.25±3.80	...	...	...	...	55	39	8.01	3.69	145.03	0.154E+01	0.110E+01	0.752E+00

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)