



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
CENTRO DE CIÊNCIAS MATEMÁTICAS E DA NATUREZA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

DATAÇÃO RADIOATIVA VIA RAZÃO DE ABUNDÂNCIA Th/Eu

Cintia Quireza Campos
(Observatório do Valongo/UFRJ)

Orientador: Lício da Silva
(Observatório Nacional/CNPq)

Projeto de Final de Curso para a obtenção do título de Astrônomo

UFRJ / CCMN / OV
MINERVA
N. Sistema: 697585
N. Admin.: 697585
Cod. Barra: 700115



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
CENTRO DE CIÊNCIAS MATEMÁTICAS E DA NATUREZA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

A bandeira do homem

O homem foi lá pra Lua
E pôs uma bandeira colorida
Onde se lia por baixo do pano:
- É minha!

Pobre homem
Mal sabe ele
Que nem dono de si é
Quanto menos do Universo
Ao qual faz parte.

Helio Jaques

AGRADECIMENTOS

Este trabalho é dedicado aos meus pais, pelo constante incentivo ao estudo e, acima de tudo, pelo amor dedicado aos seus filhos.

Agradeço ao CNPq, pela bolsa de iniciação científica, e ao Departamento de Astronomia do Observatório Nacional, pelo uso de sua infraestrutura, particularmente de informática.

Agradeço ao meu orientador, Dr. Licio da Silva, pelo tempo dedicado à minha orientação, pelo carinho e pela oportunidade de trabalhar com um tema tão interessante quanto esse.

Agradeço à Dra. Lilia Irmeli Arany-Prado, por, desde 1992, estar sempre disposta a discussões e a sanar dúvidas, pelas aulas bastante proveitosas e interessantes e pelos excelentes conselhos, sendo dessa forma, mais do que uma professora, uma segunda orientadora e amiga.

Agradeço ao Dr. Gustavo Frederico Porto de Mello, por ter se dedicado a minha orientação no ano de 1993 e também pelos excelentes conselhos, e ao Dr Ramiro de la Reza, por suas sugestões.

Agradeço a todos os professores do Observatório do Valongo, pelos quais tenho muito carinho, por estarem sempre dispostos a ajudar os alunos, aconselhando-os e incentivando-os, e aos colegas da astronomia, em especial aos da turma de 1992.

Por último, mas não de menor importância, agradeço a meu amado e admirado esposo, Helio Jaques Rocha Pinto, pelo incentivo, conselhos e leitura desta monografia, com consequentes correções e sugestões.

RESUMO

Apresentamos a determinação da razão de abundância Th/Eu em vinte e sete anãs do disco da Galáxia com o objetivo inicial de determinar a idade do disco galáctico. Butcher (1987) foi o primeiro a aplicar os métodos da nucleocosmocronologia em fotosferas estelares para estimar a idade da Galáxia. Para tal, ele propôs o uso da razão Th/Nd (^{232}Th tem meia vida da ordem de 14 Gano). Neste trabalho escolhemos elementos que tem a mesma origem nucleossintética. Analisamos espectros de alta resolução e alta razão sinal-ruído, utilizando o método do espectro sintético e dados atômicos precisos. Determinamos também idades de dezenove estrelas da nossa amostra, utilizando o conjunto de isócronas de VandenBerg (1985) e VandenBerg e Laskarides (1987) e Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993). A determinação de idades estelares é muito importante para a evolução química, fornecendo vínculos para a idade da Galáxia e um maior conhecimento a respeito da amostra analisada. Considerando as suposições do modelo simples de evolução química da Galáxia e baseando-nos no trabalho de Arany-Prado (1994), desenvolvemos equações que tentam descrever a evolução temporal da razão Th/Eu. Embora tenhamos proposto um método independente de estimar a contribuição do *processo s* para a formação do európio, não conseguimos estimar a idade do disco galáctico, seja pelo grande espalhamento dos dados, provavelmente causado pelo uso de parâmetros estelares da literatura, seja pela simplicidade do modelo. Por fim, chamamos atenção para o fato de que uma idade obtida a partir de radionuclídeos de longa-vida depende fortemente de modelos de evolução química da Galáxia e, conseqüentemente, deve ser tomada como uma estimativa, sujeita a erros.

Palavras-chave: nucleocosmocronologia, espectroscopia e evolução química da Galáxia.

ABSTRACT

We present the determination of Th/Eu abundance ratios in a sample of twenty seven galactic disk dwarfs, in order to estimate the galactic disk age. Butcher (1987) was the first to apply the nucleocosmochronology methods in stellar photospheres to derive the galactic age. For that, he proposed the use of Th/Nd ratio (^{232}Th has a half-life $\simeq 14$ Gyr). In this work we chose elements that are formed by the same nucleosynthetic process. We analysed high resolution and high signal to noise ratio spectra using the synthetic spectrum method and accurated atomic data. Our results show good agreement with other authors. We also determined the ages of nineteen stars of our sample, by using the isochrones of Vandenberg (1985) and Vandenberg & Laskarides (1987) and the isochrones of Schaller *et al.* (1992) and Schaerer *et al.* (1993). The stellar age determination is very important to the chemical evolution, giving constraints to the galactic age and more knowledge about the stellar sample analysed. Supposing the hypothesis of the simple model of galactic chemical evolution and basing on the work of Arany-Prado (1994), we developed equations for the time evolution of Th/Eu ratio. Although we propose an independent method to estimate the contribution of *s process* to the formation of europium we couldn't estimate the age of galactic disk. Maybe this incapacity is due to the large scatter of the data (probable caused by the use of stellar parameters of literature) or is due to the simplicity of the model used. At last we call attention to the fact that the age derived from long-lived radionuclides depends strongly on galactic chemical evolution models and, consequently, it should be taken as an estimative evaluation, subject to important uncertainties.

Key-words: nucleocosmochronology, spectroscopy and galactic chemical evolution.

ÍNDICE

Capítulo 1 - Introdução	1
Capítulo 2 - Aspectos da evolução estelar e nucleossíntese.....	5
2.1 - Definição de abundância	5
2.2 - Índice de metalicidade	8
2.3 - Métodos de medição de abundância	9
2.4 - Distribuição de abundância observada.....	13
2.5 - Origem dos elementos químicos e da energia estelar.....	14
2.6 - Processos nucleossintéticos	16
2.7 - Evolução estelar	18
Capítulo 3 - Determinação da razões de abundância Th/Eu.....	22
3.1 - A amostra	24
3.2 - Obtenção dos espectros	25
3.3 - Procedimentos para a determinação das abundâncias	25
3.4 - Resultados.....	29
Capítulo 4 - Idades estelares	39

4.1 - Cálculo de idades a partir do diagrama HR: isócronas	39
4.1.a - Descrição	39
4.1.b - Aglomerados globulares	41
4.1.c - Limitações	41
4.2 - Obtenção de dados	42
4.3 - Procedimento	44
4.4 - Resultados	49
Capítulo 5 - Análise evolutiva da razão Th/Eu via modelo simples	55
5.1 - Modelo	56
5.2 - Equações básicas de evolução das abundâncias	62
5.3 - Inclusão da astração	66
5.4 - Evolução do tório e do európio	68
Capítulo 6 - Conclusões	82
6.1 - Principais resultados	82
6.2 - Considerações finais e perspectivas	85
Apêndice I - Estrutura hiperfina do cobalto	86
I.1 - Visão geral da estrutura hiperfina	87
I.2 - Obtenção de dados	92
I.3 - Cálculos	93
I.4 - Determinação dos comprimentos de onda	94

I.5 - Resultados finais 96

Referências 99

CAPÍTULO 1 *

INTRODUÇÃO

Entender a história da Galáxia exige conhecimento a respeito da composição química das estrelas que a compõem, das teorias de evolução estelar e nucleossíntese (que nos informam como os elementos são sintetizados) e também da dinâmica galáctica, entre outros. Esta imensidão de assuntos a serem vasculhados faz com que existam diversos ramos de pesquisa, que por sua vez, devem estar sempre interligados, intercambiando informações, cada qual dando sua própria contribuição para que a nossa visão geral desta história evolua.

Uma área de pesquisa da astrofísica bastante interessante é a nucleocosmocronologia. Esta consiste no uso de abundâncias relativas de espécies nucleares radioativas para estabelecer escalas de tempo. Em particular, a nucleocosmocronologia se utiliza dos conhecimentos existentes a respeito de abundâncias e taxas de produção de espécies nucleares de longa vida, no sistema solar e na Galáxia, para determinar escalas de tempo da nucleossíntese galáctica. Evidentemente, avanços na nucleocosmocronologia estão relacionados a desenvolvimentos nas teorias de nucleossíntese e em avanços observacionais, que aumentam nossa capacidade de medir estes núcleos radioativos.

A datação radioativa é um processo bastante antigo. Desde Rutherford, em 1929, têm sido feitos numerosos trabalhos visando datar o início da nucleossíntese na Galáxia. Os métodos utilizados são principalmente baseados nas abundâncias relativas dos elementos instáveis de longa vida, ^{238}U , ^{235}U e ^{232}Th , no sistema solar, medidos na crosta terrestre, em meteoritos e nas pedras lunares trazidas pelas missões Apolo. Estes dados, juntamente com modelos de evolução química, permitem o estabelecimento da idade da Galáxia, mas não de maneira precisa por serem demasiadamente dependentes dos modelos. Exceção a regra é o modelo de Schramm e Wasserburg (1970), que fornece uma estimativa para a idade da Galáxia, baseada numa idade média para os elementos químicos, obtida por meio de radionuclídeos de longa vida, sendo, desta forma, independente do modelo usado. Na

* Este trabalho foi financiado pelo PIBIC/ON e pelo Observatório Nacional, através do Departamento de Astronomia.

realidade, devido a essa dependência, só podemos estabelecer uma idade mínima para a Galáxia (Pagel 1993). A aplicação da datação radioativa em atmosferas estelares, porém, é mais recente. Ela surgiu em 1987, quando Butcher comparou razões de abundância Th/Nd com idades estelares a fim de estimar a idade do disco galáctico. Este é portanto, do ponto de vista observacional, um processo inovador que depende basicamente da determinação das abundâncias de elementos radioativos em estrelas cujas fotosferas ainda apresentam as mesmas características químicas do meio a partir do qual se formaram (anãs e subgigantes), acrescentando novos vínculos ao processo de datação radioativa. Entretanto, há ainda diversas questões em aberto relativas ao trabalho de Butcher. Talvez, uma das críticas mais fortes estivesse voltada ao uso do par Th/Nd como nucleocronômetro. Isto porque o tório e o neodímio são produzidos em processos nucleossintéticos distintos, em diferentes escalas de tempo. Da Silva *et al.* (1990) determinaram razões de abundância Th/Eu, propondo o uso do európio como elemento estável (ver também Pagel 1989). A escolha pelo európio como elemento estável deve-se a uma contribuição de mais de 90 % do processo *r* para a sua formação (Woolf *et al.* 1995 e referências aí contidas), processo este que também dá origem ao tório. Ainda, outros problemas (contaminação das linhas analisadas, presença de linhas desconhecidas, etc) fizeram com que diversos trabalhos fossem feitos em relação ao par Th/Nd ou Th/Eu: Pagel (1989), Malaney *et al.* (1989), Lawler *et al.* (1990), Morell *et al.* (1992), François *et al.* (1993) e outros (ver capítulo 3).

Esta monografia tem como base o trabalho de Butcher (1987), sendo uma extensão do trabalho de da Silva *et al.* (1990), que determinaram razões de abundância [Th/Eu] em cinco estrelas da amostra de Butcher, encontrando uma pequena variação desta com o tempo. Em nosso trabalho determinamos as razões de abundância Th/Eu e Th/Nd em uma amostra de 27 estrelas do disco da Galáxia. Analisamos a qualidade de nossas determinações, também comparando-as com as de outros autores. Além disso fazemos uma análise simplificada, via modelo simples (Schmidt 1963), da evolução temporal destas razões e discutimos possíveis falhas ainda pendentes.

O capítulo 2 deve ser entendido como uma introdução aos demais capítulos desta monografia, onde conceitos básicos como o de abundância são considerados como conhecidos. Nosso objetivo é fornecer aos estudantes conceitos gerais importantes para o acompanhamento deste trabalho. Para tal, apresentamos as definições de abundância e dos conceitos importantes relacionados a esta, assim como fazemos uma breve dissertação a respeito de seus meios de obtenção, da distribuição de abundância no Universo e sobre as teorias de nucleossíntese e de evolução estelar. Deve estar claro entretanto, que nossa intenção não é fazer um rigoroso desenvolvimento de nenhum dos dos tópicos acima citados, mas so-

mente apresentar uma visão geral. A leitura deste capítulo portanto não é essencial para leitores que já tenham conhecimentos básicos de evolução química, podendo estes leitores se dirigirem aos capítulos seguintes.

Para uma boa determinação de abundâncias é necessária a consideração de diversos parâmetros, dos quais o espectro estelar é dependente (ver discussão na seção 2.3). Entre estes parâmetros estão a força de oscilador f e o peso estatístico g , que são, respectivamente, indicadores diretos da probabilidade quântica de transição e do número de absorvedores de uma determinada espécie, sendo a intensidade das linhas espectrais proporcionais a ambos. No caso específico da região 4019 Å (onde se localiza a linha de tório por nós analisada) existe uma dificuldade ainda maior, que se deve a existência de diversas linhas se sobrepondo a linha de tório. Existem alguns trabalhos sobre isto, dentre os quais o de Lawler *et al.* (1990) que mostraram que uma linha de Co I em 4019,12 Å altera a largura equivalente total da linha de Th, no espectro solar, em 31 %. Outro trabalho é o de Morell *et al.* (1992), que mostraram que o desdobramento na estrutura hiperfina desta linha de Co I deve afetar a contribuição citada acima. Ainda uma linha de V I (cujo $\log gf = -1,30$ foi determinado por Pickering e Semeniuk (1995)) exerce um importante papel neste cenário.

No apêndice I calculamos valores de gf para duas linhas de Co I em 4019,13 Å e 4019,29 Å (próximas a linha de tório) levando em conta a estrutura hiperfina fornecida por Pickering e Semeniuk (1995). Nossa intenção foi determinar valores de gf os mais precisos possíveis, para as linhas de cobalto, de modo a tentar acabar com o problema relativo a sua contaminação sobre a linha do tório. Para tal, procuramos mostrar qualitativamente as causas que levam à estrutura hiperfina encontrada em muitos espectros atômicos, assim como os conceitos e tratamentos adotados nesta área, sem nos aprofundarmos demasiadamente nos vários estágios do desenvolvimento de teorias de mecânica quântica. Para os leitores interessados em maiores informações sobre o tratamento quântico recomendamos, entre outros, Yariv (1982) e Herzberg (1944).

No capítulo 3 descrevemos efetivamente o processo de determinação das abundâncias de Th, Eu, Nd e Ba em uma amostra de anãs e subgigantes em sua maior parte, discutindo os aspectos positivos de nosso trabalho, bem como as dificuldades encontradas. Vale citar que, apesar de termos determinado a abundância de bário, não apresentamos nenhum tipo de análise dos resultados obtidos para esse elemento por não ser a intenção do trabalho. Além disso, a linha de bário por nós analisada, apesar de ser de fácil análise, estando próxima à linha de neodímio, encontra-se numa região de alta densidade de linhas, geralmente não sendo a utilizada para a determinação de sua abundância. Neste capítulo

também são apresentadas comparações das abundâncias de Eu e das razões Th/Eu e Th/Nd com as determinadas por outros autores. Uma boa concordância nos faz crer que os valores de abundância de Th, Eu e Nd foram bem determinados.

Visando um maior conhecimento a respeito das estrelas da nossa amostra e a possibilidade de comparar as razões de abundância obtidas com um conjunto o mais homogêneo possível de idades estelares, que fornece uma melhor análise da evolução temporal de nossas razões Th/Eu e Th/Nd, estimamos as idades de 19 estrelas da nossa amostra. Para tal, utilizamos o conjunto de isócronas de Vandenberg (1985) e Vandenberg & Laskarides (1987) e o de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993). Para as demais estrelas, cujas idades não conseguimos estimar, adotamos os valores de idades compilados por Butcher (1987). De fato, Butcher (1987) apresenta idades para a maior parte das estrelas de nossa amostra. Estas, entretanto, consistem em compilações de idades da literatura, de modo que a adoção desses valores consistiria em mais uma fonte de erros. É portanto de suma importância o trabalho de determinação de idades estelares e todo o processo por nós seguido para a obtenção destas é descrito no capítulo 4.

No capítulo 5, apresentamos uma análise da evolução Th/Eu tanto em função da metalicidade quando da idade estelar, levando em conta o chamado modelo simples de evolução química da Galáxia (Schmidt 1963). Para tal, nos baseamos no trabalho de Arany-Prado (1994), reproduzindo algumas equações que tentam descrever a evolução temporal de radionuclídeos e elementos estáveis. Ainda, fazemos uso do modelo construído por Rocha-Pinto *et al.* (1996) para elementos que têm contribuições parciais dos processos *r* e *s* a fim de traçar a evolução do európio. Admitimos que, nas atmosferas de anãs e subgigantes, a abundância dos radionuclídeos é afetada pelo decaimento simples e consideramos os efeitos da retenção do gás nas estrelas (veja seção 5.3).

Finalmente, no capítulo 6 apresentamos uma discussão resumida a respeito de toda monografia, ressaltando aspectos positivos, pontos falhos e possíveis perspectivas para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

ASPECTOS DA EVOLUÇÃO ESTELAR E NUCLEOSSÍNTESE

A história da Galáxia pode ser compreendida através do estudo da variação de sua composição química, ou seja, da composição do meio interestelar e das estrelas que a compõem. Como veremos nas seções que se seguem as duas mais importantes características que governam as propriedades das estrelas são sua massa e sua composição química inicial. Esta última pode ser estimada através da análise de linhas do espectro de radiação que se origina na fotosfera da estrela. Se admitirmos que a fotosfera não é contaminada por processos nucleares do meio estelar, então a composição fotosférica da estrela será basicamente a inicial. Para a maior parte das estrelas esta suposição é válida, embora haja estrelas nas quais exista mistura de material enriquecido no interior. Deste modo, através do conhecimento de composições químicas estelares podemos descrever a evolução química do meio interestelar.

2.1. DEFINIÇÃO DE ABUNDÂNCIA

A determinação do número total de partículas pertencentes ao gás de uma certa região ou objeto galáctico, assim como o número total de cada uma das espécies de partículas que compõem este gás, é impossível, o mesmo acontecendo em relação às massas associadas. Neste sentido, um conceito muito útil é o de abundância relativa, pois através dele podemos estimar estas quantidades (números e massas) por meio de relações que conseguimos medir.

Considere um gás que constitui uma mistura de diferentes tipos de partículas. Se chamarmos n_i o número total de partículas do tipo i no gás, M^i a massa total das partículas do tipo i no gás, n_{tot} o número total de partículas (de todas as espécies) no gás e M^{tot} a massa do gás, então podemos definir a abundância relativa das partículas do tipo i no gás de duas formas:

* Abundância por número: Define-se a abundância relativa por número das partículas do tipo i no gás, a qual chamaremos N_i , como sendo igual a razão entre o número total de partículas do tipo i e o número total de partículas no gás:

$$N_i = \frac{n_i}{n_{tot}}. \quad (2.1)$$

* Abundância por massa (ou fração de massa): Define-se a abundância relativa por massa das partículas do tipo i no gás, a qual chamaremos X^i , como sendo igual a razão entre a massa total das partículas do tipo i e a massa total do gás:

$$X^i = \frac{M^i}{M^{tot}}. \quad (2.2)$$

É comum designar as frações de massa (ou abundância por massa) de hidrogênio e hélio de uma mistura, respectivamente por X e Y . Evidentemente (dado que $\sum_i X^i = 1$), a fração de massa do conjunto de todos os elementos mais pesados que o hélio (representada por Z) será

$$Z = (1 - X - Y). \quad (2.3)$$

A esta damos o nome de metalicidade, onde metais serão todos os elementos mais pesados que o hélio ¹. O conceito de metalicidade também pode ser estendido à definição de abundância por número, sendo então o número total de todos os elementos mais pesados que o hélio, sobre o número total de elementos do gás.

Razões entre abundâncias nos permitem estimar o número total ou a massa total de partículas do tipo i em relação à de uma outra partícula j , de modo que não é necessário sabermos o quanto delas existe independentemente uma da outra, ou qual o número ou a massa total de partículas no objeto em questão. Portanto, o que avaliamos são sempre relações entre massas ou números. Quando se fala da abundância de i em relação a j deve-se entender quanto da espécie i (número ou massa de i) existe em relação a quantidade da espécie j (número ou massa de j) num dado gás composto por i , j e outras possíveis espécies, de forma que podemos escrever, para ambas as definições de abundância

¹ A definição astrofísica de metais difere daquela apresentada na tabela periódica, onde metais são, com exceção do hidrogênio, hélio e boro, os elementos químicos que possuem geralmente, menos de 4 elétrons no último nível, incluindo o estanho, chumbo e bismuto (esta classificação deve-se às propriedades físico-químicas desses elementos).

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{n_i/n_{tot}}{n_j/n_{tot}} = \frac{n_i}{n_j} \quad (2.4a)$$

e

$$\frac{X^i}{X^j} = \frac{M^i/M^{tot}}{M^j/M^{tot}} = \frac{M^i}{M^j} \quad (2.4b)$$

As abundâncias fotosféricas por número são usualmente apresentadas numa escala logarítmica (“dex”) relativa ao hidrogênio. Nesta monografia, sempre que nos referirmos à abundância fotosférica de um dado elemento químico na escala logarítmica, por nós representada como A_i , estaremos designando a abundância por número na escala em que o logaritmo da abundância por número do hidrogênio é tomada arbitrariamente como sendo igual a 12 [$\log N_H = 12$]:

$$A_i = \log \left(\frac{N_{el}}{N_H} \right) + 12.00. \quad (2.5)$$

Note que sempre há necessidade de um elemento de referência, devido ao fato, já comentado, de que não podemos medir independentemente a quantidade de um dado elemento. Esta quantidade deve estar sempre referenciada a uma outra quantidade para que então possamos medir a relação entre elas. Se o que conseguimos medir são razões entre abundâncias, um elemento qualquer deve portanto ter sua abundância arbitrariamente tomada para que, a partir de então, possamos determinar a abundância dos demais elementos numa escala definida por este último. A arbitrariedade em si deve-se à escolha do elemento de referência e de seu valor de abundância. Existem escalas em que $N_{Si} = 10^6$, $N_H = 10^{12}$, etc (dependendo do objeto de estudo).

Para o caso aqui tratado, a escolha $\log N_H = 12$ pode ser explicada primeiramente pelo fato do hidrogênio ser o elemento mais abundante nas estrelas. Ainda, experimentos em laboratório em condições mais próximas possíveis das estelares (temperatura, pressão, densidade, etc) mostram que em 1 cm^3 existem cerca de 10^{12} átomos de hidrogênio.

A conversão da abundância por número para abundância por massa de um dado elemento químico da tabela periódica é simples e dada por:

$$X^i = \frac{N_i A(i)}{\sum_i N_i A(i)}, \quad (2.6)$$

onde $A(i)$ é a massa atômica do elemento químico i em questão e o somatório é feito sobre 92 elementos da tabela periódica (até o urânio).

No caso específico da metalicidade

$$Z = \frac{\sum_{i \neq \text{H, He}} N_i A(i)}{\sum_i N_i A(i)}. \quad (2.7)$$

É comum a comparação de abundâncias estelares com a solar. Para tal adota-se a notação padrão de abundância estelar

$$[D] = \log(D)_\star - \log(D)_\odot, \quad (2.8)$$

onde D representa uma abundância ou razão de abundância. Note que $[X^i/X^j] = [N_i/N_j]$, de modo que não é necessário levar em conta a diferença entre razões de abundância por número e por massa na notação padrão de abundância estelar relativa ao Sol.

2.2. ÍNDICE DE METALICIDADE

As estrelas se formam a partir do meio interestelar, evoluem e morrem, ejetando parte de seu material, antigo e processado nucleossinteticamente, de volta ao meio interestelar. Então novas estrelas se formam a partir do material enriquecido, ao qual posteriormente fornecerão sua própria contribuição. Numa visão simplificada, neste cenário não é necessário se referir explicitamente ao parâmetro tempo para o estudo da evolução do sistema, dado que o acúmulo de elementos pesados serve como medida da evolução temporal. Em geral, a evolução da metalicidade (ou o acúmulo de metais) é descrito em termos de um único elemento representativo. Na maior parte dos casos o ferro é escolhido para fazer este papel de representante da evolução da metalicidade, pois sua abundância é relativamente fácil de ser determinada. Alguns autores, entretanto, questionam o uso do ferro como um bom indicador da metalicidade, dado que o principal sítio para sua síntese são supernovas do tipo Ia (Nomoto *et al.* 1984, Thielemann *et al.* 1986 e Abia e Rebolo 1989), que levam um tempo significativo para completar sua evolução e conseqüentemente ejetar ferro no meio interestelar. Um melhor indicador talvez viesse a ser o oxigênio (Wheeler *et al.* 1989), cujo principal sítio de produção é a queima de hélio em estrelas massivas ($M_\star \geq 8 M_\odot$), sendo ejetado no meio interestelar quando estas estrelas explodem como supernovas do tipo II (Arnett 1978, Woosley & Weaver 1986a e Abia e Rebolo 1989). Por

sua vez, também existem problemas em relação a aceitação do oxigênio como indicador de metalicidade devido a dificuldade na determinação de sua abundância.

Na notação padrão de abundância estelar relativa ao Sol a metalicidade é, então, usualmente adotada como sendo

$$[Z] = \log \left(\frac{Z_{\star}}{Z_{\odot}} \right) = [\text{Fe}/\text{H}] \quad (2.9a)$$

ou

$$[Z] = \log \left(\frac{Z_{\star}}{Z_{\odot}} \right) = [\text{O}/\text{H}], \quad (2.9b)$$

dependendo do índice de metalicidade adotado.

2.3. MÉTODOS DE MEDIÇÃO DE ABUNDÂNCIA

Basicamente, as técnicas utilizadas para a determinação das abundâncias podem ser diretas ou indiretas. No primeiro caso uma dada amostra de material é coletada e analisada diretamente. Com exceção dos raios cósmicos, todo material para este tipo de análise provém do sistema solar (amostras terrestres, lunares e meteoríticas). No segundo caso a composição da matéria é determinada através da análise da radiação emitida e absorvida por diferentes elementos químicos constituintes da matéria, sendo a espectroscopia a técnica mais importante. Esta baseia-se na física atômica e molecular, ou mais especificamente no fato de que uma espécie química (elemento ou molécula) espalha, absorve ou emite radiação em comprimentos de onda específicos, que a caracterizam no espectro de radiação.

A passagem de radiação através de um meio material, como por exemplo, o gás de uma atmosfera estelar, é marcada pela interação dos fótons com os átomos, íons e, no caso das atmosferas mais frias, moléculas componentes do meio. Nas atmosferas estelares a presença de átomos, íons e, possivelmente, moléculas provoca a remoção e/ou injeção de quantidades específicas de energia correspondentes às diferenças de energias entre os níveis ligados. No caso da absorção e do espalhamento, estes processos causam a redistribuição do espectro de fluxo retirando energia da frequência ν_0 (correspondente a energia absorvida ou espalhada) e repassando-a para outras frequências, onde as chances de escape da atmosfera são maiores. Pode-se dizer que os átomos, íons ou moléculas bloqueiam a

passagem dos fótons com energias correspondentes àquelas necessárias para a ocorrência de transições quânticas ou espalhamentos (deflexão do fóton repetidamente, diminuindo o fluxo na frequência ν_0), fazendo com que estes sejam absorvidos, e conseqüentemente podendo provocar a excitação do átomo ou molécula, a fotoionização de um elétron ou a dissociação de uma molécula, com a conseqüente destruição do fóton. Como resultado há a formação de uma linha de absorção na frequência ν_0 , que por sua vez permitirá a identificação da espécie atômica ou molecular.

As camadas estelares que de fato contribuem para a formação de linhas espectrais são as mais superficiais. Como veremos na seção 2.7, em certos estágios da evolução estelar (fases de anãs e subgigantes), as estrelas não sofrem processos convectivos que alcançam seus envoltórios, o que implica não haver mistura entre a matéria do centro, modificada por reações nucleares, e as camadas mais superficiais. Sendo assim as camadas superficiais ainda preservarão todas as características químicas (com exceção das modificações devido aos decaimentos radioativos) do meio a partir do qual se formaram.

Baseando-nos nos dois últimos parágrafos podemos dizer que a radiação de certas estrelas nos fornece informações acerca do meio a partir do qual elas se formaram.

Apesar da identificação das linhas observadas com as espécies atômicas serem feitas através da frequência em que aparecem, as linhas espectrais não têm largura infinitesimal. Existem diversos mecanismos de alargamento de linhas tais como o alargamento natural, que está relacionado ao tempo de vida, ou tempo de decaimento, do elétron no nível (quanto menor o tempo de vida mais transições ocorrerão e conseqüentemente mais intensa será a linha); o alargamento doppler, relacionado à distribuição de velocidades de espécies atômicas na linha de visada devido a movimentos térmicos e de turbulência, que diminuem ou aumentam o comprimento de onda caso o movimento esteja no sentido do observador ou no sentido contrário, e o alargamento colisional (que deve-se ao fato de que muitos átomos, por unidade de volume, colidirem entre si, tendo como efeito a modificação das energias e conseqüentemente das frequências).

O perfil completo da linha é obtido combinando-se seus vários tipos de alargamento. Este perfil fornecerá informações potenciais, entre outras coisas, sobre as abundâncias químicas dos elementos e a estrutura da atmosfera estelar (temperatura, pressão, densidade, etc). Pode-se dizer que as linhas espectrais formam a principal fonte de informação astrofísica. Obviamente, a capacidade de se obter bons espectros estelares e as conseqüentes informações provindas de suas linhas depende da qualidade das observações e da superação das limitações técnicas. Uma boa recuperação das informações provindas da radiação estelar está ligada, entre outros, à alta resolução (capacidade de discernir peque-

nas partes ou pequenos intervalos de frequência) e alta razão sinal-ruído (razão entre a intensidade do sinal recebido e a flutuação causada por ruído do detector em torno deste sinal).

O perfil da linha espectral é geralmente caracterizado por sua largura equivalente, que é definida como a largura do retângulo que tem a mesma área do perfil da linha e uma altura igual à intensidade do contínuo. Um modo de determinar abundâncias de espécies químicas é através destas larguras equivalentes. Sabe-se que cada elemento possui diferentes linhas (em diferentes frequências), com intensidades distintas. A intensidade da linha, caracterizada pela chamada força de oscilador f (ver apêndice I), é proporcional à probabilidade de absorção ou emissão do fóton no comprimento de onda da linha. A representação gráfica das larguras equivalentes das várias linhas de uma espécie química em função de seus valores f fornece a chamada curva de crescimento empírica. Mantem-se a abundância fixa e varia-se f , de modo que todas as linhas do elemento são utilizadas simultaneamente, dado que todas indicam a mesma abundância. A abundância determinada via curva de crescimento empírica é afetada então por possíveis erros na determinação da força de oscilador e dos parâmetros atmosféricos da estrela analisada. Entretanto, por meio de uma análise diferencial, ou seja, comparando a estrela que se quer analisar com outra, a dependência na força de oscilador desaparece e a razão de abundâncias entre as estrelas é obtida (para maiores informações ver Porto de Mello 1989). Geralmente, a análise diferencial é aplicada a estrelas de temperaturas efetivas e gravidades superficiais similares, a fim de que a mesma curva de crescimento possa ser aplicada para ambas.

Um outro modo de obtenção da abundância via espectroscopia é a síntese espectral. Neste método, o perfil de cada uma das linhas de uma certa região espectral é calculado inserindo-se variáveis físicas atmosféricas (temperatura, gravidade superficial, profundidade óptica, velocidade de microturbulência, rotação, etc) e constantes atômicas, tais como força de oscilador, peso estatístico e potencial de excitação, após o que o perfil total da região é calculado graças a identificação dos comprimentos de onda de cada uma das linhas no espectro observado. Neste método todas as linhas da região estão presentes. Os valores de abundâncias individuais são então variados até que o melhor ajuste entre o espectro observado e o sintético seja obtido (veja figura 2.1).

Naturalmente nem sempre é possível a identificação de todas as linhas no espectro observado, assim como nem sempre a força de oscilador para dada linha é bem conhecida, o que prejudica a eficácia do método.

A síntese espectral é particularmente útil na situação em que as linhas estão muito próximas umas das outras, de modo que suas "asas" se sobrepõem (linhas contaminadas)

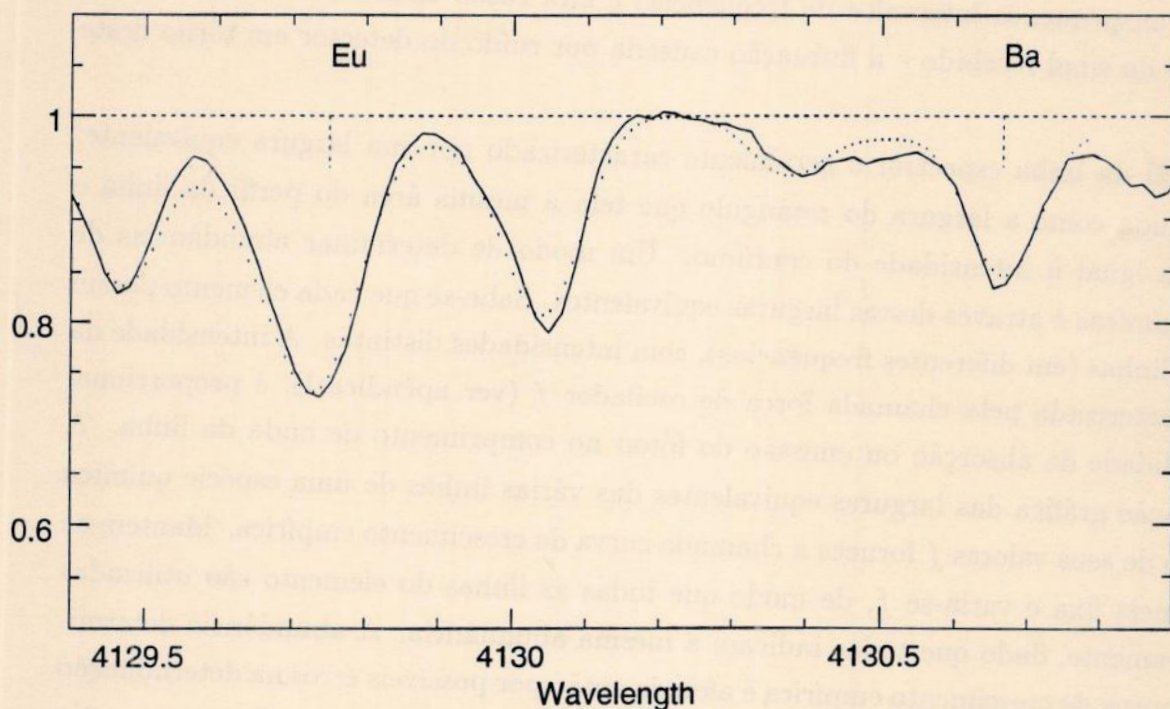


Figura 2.1- Espectro sintético da região 4130 Å. A curva cheia representa o espectro observado, enquanto a curva pontilhada representa o espectro sintético. As linhas de európio (4129,72 Å) e bário (4130,664 Å) são assinaladas.

e conseqüentemente as larguras equivalentes não podem ser determinadas (este pode ser, por exemplo, o caso de espectros de estrelas muito frias) ou ainda quando se quer estudar linhas muito fracas (onde a largura equivalente não tem significado quantitativo). Na região de 4019Å, por exemplo, a análise da linha de Th exige o método de síntese espectral, tanto por apresentar-se como uma linha fraca quanto por estar contaminada (ver capítulo 3).

Conclui-se que a síntese espectral está voltada para espectros de maior complexidade. No caso em que não seja necessário o uso da síntese espectral usa-se o método de análise das larguras equivalentes, por ser mais rápido e menos trabalhoso.

Deve-se ainda ressaltar que os parâmetros físicos atmosféricos adotados, assim como sob quais hipóteses estes são inseridos, dependem do modelo atmosférico. Os modelos atmosféricos são ferramentas indispensáveis para a análise do espectro estelar, fornecendo simplificações que nos permitem "tratar" as informações recebidas pelas estrelas.

2.4. DISTRIBUIÇÃO DE ABUNDÂNCIA OBSERVADA

Conforme dito nas seções anteriores, através de certos métodos, diretos ou indiretos, temos condições de conhecer a composição química de certos objetos astrofísicos. A pergunta que surge é: qual o comportamento destas distribuições de abundância e o que elas informam? A distribuição de abundância do sistema solar (normalmente admitida como abundância cósmica) é obtida principalmente a partir de amostras selecionadas de meteoritos e do estudo da fotosfera do Sol, formando um conjunto fundamental de dados, cuja representação via massa atômica é chamada “Distribuição Padrão de Abundância”. Algumas das principais características observadas desta distribuição (ver figura 2.2) são:

- 1) Hidrogênio e hélio são os elementos mais abundantes do “Universo observável”, representando aproximadamente 97% da massa total.
- 2) Existe uma diminuição acentuada da abundância com o aumento da massa atômica até $A \simeq 50$, sendo os elementos leves Li, Be, e B sub-abundantes em relação aos seus vizinhos. Após H e He os núcleos mais abundantes são o O e C.
- 3) A curva de abundância mostra um pico no intervalo de massa atômica $50 < A < 70$ com um máximo em ^{56}Fe .
- 4) A partir de então ($A > 64$) a curva de abundâncias decresce novamente com a massa atômica, porém, de forma menos acentuada. A distribuição de abundância dos elementos pesados [número atômico Z maior que o do ferro] pode, entretanto, ser desdobrada em duas curvas: a superior representa a abundância de isótopos ricos em neutrons, englobando os chamados elementos do *processo r* e *s* (ver ítem 2.6), enquanto a curva inferior corresponde aos isótopos ricos em prótons, *processo p*.

Grande número de estrelas e galáxias, assim como o meio interestelar, apresentam características similares às da curva da Distribuição Padrão. Contudo, existem desvios desta, o que pode ser, em parte, explicado por efeitos nucleares, relacionados à evolução química das galáxias (Audouze 1976). Dois exemplos destes desvios são:

- 1) A correlação entre abundância de metais e a localização e idade das estrelas, de modo que, no caso específico da Galáxia, as estrelas mais antigas pertencentes ao halo apresentam abundância de metais mais baixa que a metalicidade solar.
- 2) A variação da abundância de metais com a distância ao centro galáctico, aparentemente aumentando em direção a este último (em galáxias como a nossa), de modo a existirem gradientes de abundância.

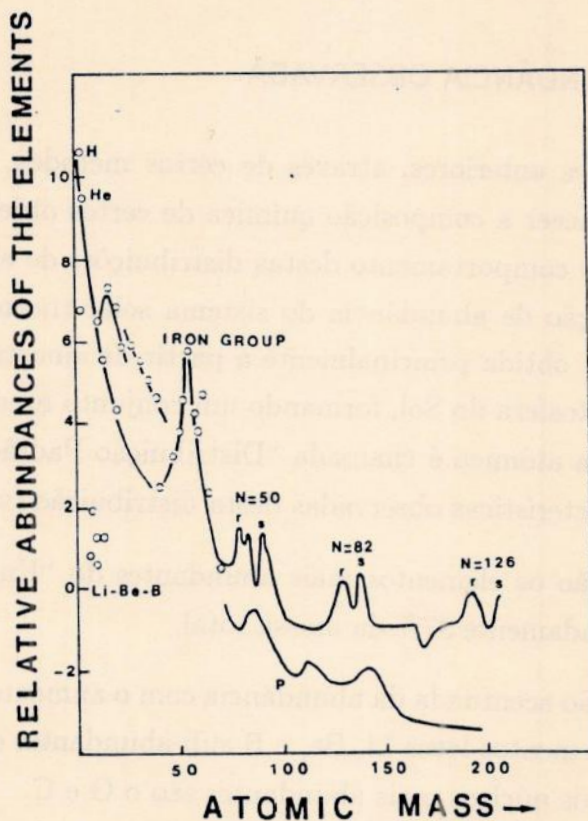


Figura 2.2- Distribuição padrão de abundância dos elementos (segundo Suess e Urey 1956).

Estes resultados nos informam sobre a constante necessidade de um aumento na qualidade e quantidade de observações, acompanhada pelo desenvolvimento de teorias que possam explicar a evolução da composição química do Universo e sua interligação com a sua dinâmica. Portanto, é de fundamental importância o frequente intercâmbio entre teoria e observação, assim como a constante atualização de ambos. De fato, o pré-requisito para o desenvolvimento e teste de uma teoria são os dados observacionais. Por outro lado, estes últimos por si sós de nada servem. Ainda, devemos ter sempre em mente que nosso “Universo observável” pode não ser totalmente representativo das demais regiões a partir das quais não obtemos informações.

2.5. ORIGEM DOS ELEMENTOS QUÍMICOS E DA ENERGIA ESTELAR

A questão acerca da origem e composição da matéria primordial e a relação desta com a estrutura espaço-temporal do Universo tem sido, certamente, uma questão fundamental.

Por volta da década de 30, por se pensar que as distribuições de abundância eram as

mesmas em qualquer região, teorias de criação universal dos elementos estavam em voga. De fato, as primeiras tentativas de construir uma teoria que pudesse explicar a origem dos elementos químicos no Universo baseavam-se em postulações de condições extremas num estado primordial deste último. Por exemplo, Gamow, Alpher e Herman (ver Alpher e Herman 1953) achavam que a abundância atualmente observada teria sua origem durante a formação do Universo, ou seja, todos os elementos químicos teriam sido formados num evento único, que teria dado origem ao Universo.

Outra questão em aberto consistia no entendimento da fonte da energia estelar. Historicamente foi difícil determinar a fonte das grandes quantidades de energia irradiadas pelas estrelas. Segundo Bethe (1988), diversas tentativas foram feitas a fim de tentar explicar esta questão, porém todas elas incompletas. Inicialmente, por volta de 1850, Mayer, Waterson e Thompson supunham que a queda de meteoros no Sol poderia fornecer a energia por ele emanada. Mais tarde, Helmholtz e Kelvin sugeriram que as estrelas ganhavam energia a partir do trabalho realizado pela contração gravitacional. Ainda, com a descoberta da radioatividade pensou-se que esta seria uma idéia natural para a fonte de energia. Nenhuma destas hipóteses porém era satisfatória, ou por não fornecer energia suficiente ou, no caso da hipótese da contração, por entrar em conflito com evidências de natureza essencialmente geológicas (a ordem da idade do Sol, obtida a partir da hipótese de contração, não mais que 10^8 anos, seria menor que as idades das rochas terrestres, aproximadamente 10^9 anos). A partir de 1929, após a teoria da radioatividade de Gamow (que permite núcleos ultrapassarem a barreira de potencial), passou-se a acreditar que reações nucleares poderiam se processar nos interiores das estrelas a uma taxa suficiente para dar conta da energia liberada. O princípio básico das teorias de produção de energia nuclear nas estrelas é a conversão de matéria em energia por meio da fusão. A energia liberada devido à perda de massa ΔM é dada pela relação de Einstein $\Delta E = \Delta M c^2$. Estas reações nucleares explicariam não somente a energia estelar, mas também a presença de todos os elementos observados nas estrelas.

Na verdade, a luminosidade estelar é fruto da estrela procurar alcançar o estado de equilíbrio e não só das reações nucleares em si. A geração de energia nuclear provoca o aquecimento das camadas estelares e o estabelecimento de um gradiente de temperatura (variação de temperatura com o raio estelar). A simples presença de um gradiente de temperatura significa que há transporte de energia (via condução, convecção ou transporte radiativo) das regiões quentes para as regiões frias, resultando na luminosidade da estrela. Logo, o gradiente de temperatura é a fonte direta da luminosidade. Obviamente, se as reações nucleares deixassem de ocorrer o gradiente de temperatura aos poucos desapare-

ceria. Logo, a energia nuclear é uma fonte indireta da luminosidade. A única informação direta que temos das reações nucleares que ocorrem nos interiores estelares são os neutrinos.

Um grande desenvolvimento ocorreu com o estabelecimento da nucleossíntese no contexto da evolução das estrelas. A visão atual desenvolve bases em uma combinação de síntese inicial de uma porção significativa de elementos leves no chamado *Big Bang*² seguida por uma subsequente evolução galáctica controlada pela nucleossíntese estelar.

Uma vez que se sabe que reações nucleares ocorrem nos meios estelares, resta-nos saber especificamente quais são estas reações e suas ligações com a evolução estelar.

2.6. PROCESSOS NUCLEOSSINTÉTICOS

Vejamos agora os principais processos nucleossintéticos que ocorrem em meios estelares.

As reações nucleares que sintetizam elementos leves constituem uma grande fonte de energia estelar. A principal fonte de energia em estrelas na sequência principal é a queima de hidrogênio. O resultado significativo da queima de hidrogênio é a conversão de quatro núcleos de hidrogênio em um núcleo de hélio ($4\ ^1\text{H} \rightarrow\ ^4\text{He}$), o que pode ocorrer por meio da cadeia próton-próton (PP) ou do ciclo carbono-nitrogênio-oxigênio (CNO). A cadeia PP pode ser desmembrada em três cadeias de reações: PPI, PPII e PPIII, sendo que a cadeia PPI ocorre basicamente a temperaturas de 10 a 20×10^6 K e a densidade de $\simeq 100\ \text{g cm}^{-3}$. As duas últimas cadeias são importantes quando a abundância de hélio não for desprezível e a temperatura central da estrela for mais alta que 10^7 K. Já o ciclo CNO exige uma pequena abundância de isótopos de carbono, nitrogênio e oxigênio, que têm o papel de catalisadores. Este tem início à temperatura de aproximadamente 2×10^7 K.

Reações de queima de hélio se dão através do chamado processo “triplo α ”, que ocorre quando a temperatura e a densidade forem altas o suficiente ($T \simeq 10^8$ K e $\rho \simeq 10^4$ a $10^5\ \text{g cm}^{-3}$), tendo como resultado final a transformação de três núcleos de hélio em um de carbono ($3\ ^4\text{He} \rightarrow\ ^{12}\text{C}$). Existem ainda processos de captura de núcleos de hélio, chamados *processos α* , que se encontram fora do contexto de queima de hélio.

A queima de carbono ocorre quando a temperatura alcança 6 a 8×10^8 K, podendo formar ^{23}Na , ^{20}Ne , ^{23}Mg , ^{24}Mg e algum ^4He . A temperaturas ainda mais altas ($\simeq 10^9$ K)

² O *Big Bang* é a teoria mais aceita para a formação do Universo. Este teria sido um evento singular ocorrido há uns 10^{10} anos, onde a matéria se encontraria num estado denso e quente e elementos tais como H, D, ^3He , ^4He e ^7Li teriam sido formados na fase da chamada nucleossíntese primordial.

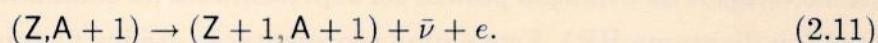
pode ocorrer a queima de oxigênio, que, por sua vez, pode produzir ^{32}S , ^{31}S , ^{31}P , ^{24}Mg , ^{28}Si e algum ^4He . A temperatura de aproximadamente 3×10^9 K e densidade de 10^8 g cm $^{-3}$, ocorre a queima de silício que, de modo não rigoroso, consiste na captura sucessiva de ^4He por ^{28}Si e núcleos resultantes da captura, até chegar ao ^{56}Fe .

Elementos mais pesados que o ferro não podem ser formados por processos de fusão termonuclear, devido à alta repulsão coulombiana e à fotodesintegração causada pelo aumento de temperatura. Entretanto, limitações devido à repulsão coulombiana para a fusão entre partículas carregadas não se aplicam à absorção de nêutrons, que não possuem barreira de Coulomb (pois não têm carga). Dois processos de captura de nêutrons (formadores de elementos pesados) podem ser distinguidos de acordo com o fluxo de nêutrons no sítio astrofísico.

Quando um núcleo (Z,A) , de número atômico Z e número de massa A , absorve um nêutron torna-se um novo isótopo com massa atômica acrescida deste nêutron:



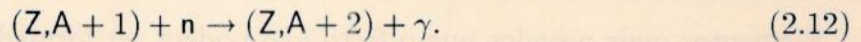
O núcleo resultante $(Z,A + 1)$ pode ser estável ou instável em relação ao decaimento β (transformação de um nêutron em um próton dentro do núcleo com a emissão de um antineutrino e um elétron). Se o núcleo for estável então poderá absorver outro nêutron e se tornar um isótopo mais pesado. Por outro lado, se o núcleo for instável o próximo caminho nucleossintético dependerá da intensidade do fluxo de nêutrons. Se o fluxo de nêutrons for fraco o tempo decorrido entre duas absorções subsequentes de neutrons, por um dado núcleo instável, será maior que o tempo de vida do núcleo em relação ao decaimento β (este tempo pode variar de uma fração de segundos até alguns anos). Sendo assim, o núcleo terá tempo suficiente para sofrer decaimento β antes de capturar outro nêutron:



Os elementos formados neste processo são chamados “elementos s ” (slow), devido sua formação por lenta captura de nêutrons. Dois prováveis sítios de elementos do *processo s* são a queima de hélio em caroços de estrelas massivas ($\gtrsim 15 M_{\odot}$) (Meyer 1994, Truran & Iben 1977 e Lamb *et al.* 1977) e conchas de queima de hélio durante o ramo assintótico das gigantes (Weigert 1966, Schwarzschild & Härm 1967, Meyer 1994 e Ulrich 1973).

Vamos agora admitir que o fluxo de nêutrons seja muito intenso. Neste caso, a escala de tempo em relação à absorção de nêutrons será mais curta que o tempo de vida para

o decaimento β no núcleo instável. O núcleo $(Z, A + 1)$ capturará outro elétron antes de sofrer um decaimento β , o que leva ao isótopo $(Z, A + 2)$



Neste caso, isótopos instáveis cada vez mais pesados podem ser sintetizados até que a cadeia de absorção de nêutrons leve a uma tal instabilidade que a reação de fotodesintegração (γ, n) ocorra antes da reação (n, γ) . Este processo de rápida captura de nêutrons sintetiza elementos do *processo r*. Existem diversos modelos que tentam descrever os prováveis sítios para o *processo r*, os quais frequentemente estão relacionados a eventos de supernovas (Woosley *et al.* 1990 e Truran *et al.* 1978).

Pode-se então classificar três tipos de núcleos sintetizados por processos de captura de nêutrons: elementos cuja formação deve-se somente ao *processo r*, elementos cuja a formação deve-se somente ao *processo s* e elementos que podem ser sintetizados por ambos os *processos s* e *r*.

Existem também outros processos possíveis de síntese de elementos, tais como o *processo e*, *processo x*, *processo γ* , *processo p* e outros, que não serão aqui comentados. Uma fonte de consulta clássica é Burbidge *et al.* (1957).

2.7. EVOLUÇÃO ESTELAR

Vejamos de forma breve e simplificada uma explanação das várias etapas da “vida” de uma estrela. Os valores numéricos fornecidos nesta seção foram, em sua maior parte, retirados de Bowers e Deeming (1984). A evolução estelar pode ser dividida em fases nas quais ou a energia gravitacional ou a energia nuclear é a fonte básica de energia. Os diversos estágios da evolução podem ser representados no chamado diagrama Hertzsprung-Russel (ou diagrama HR). Este é uma representação gráfica na qual a ordenada representa a luminosidade ou magnitude, e a abscissa a temperatura ou tipo espectral. O processo de formação estelar ocorre em regiões de grandes raios e baixas temperaturas no diagrama HR. Inicialmente nuvens do meio interestelar tornam-se gravitacionalmente ligadas e começam a se contrair, surgindo as protoestrelas. Se consideramos a protoestrela como sendo uma esfera de gás autogravitante, constituída em sua maior parte por hidrogênio, caso a temperatura e a densidade na região central da protoestrela tornem-se altas o suficiente ($\simeq 10^6$ K) passará a haver queima de hidrogênio no caroço. Dizemos que no início da queima de hidrogênio no núcleo estelar a estrela se posicionará na chamada sequência principal

de idade zero (SPIZ). A principal fonte de energia desta fase será a queima hidrostática do hidrogênio, que poderá ocorrer via o ciclo CNO, sendo então o transporte da energia gerada no caroço convectivo, ou via a cadeia PP, transporte radiativo, dependendo da massa da estrela e da temperatura atingida pelo caroço. Desde que a energia provinda da fusão nuclear de hidrogênio consiga contrabalançar a energia gravitacional, a estrela permanecerá em equilíbrio. Durante a fase de queima nuclear de hidrogênio no caroço a estrela estará localizada na chamada sequência principal do diagrama HR (pontos 1 a 2 na figura 2.3). Estrelas da sequência principal também são chamadas anãs e pertencem a classe de luminosidade V.

Quando o hidrogênio for significativamente consumido no centro da estrela, a energia nuclear não será mais suficiente para compensar a perda de energia gravitacional e a estrela entrará em contração (pontos 2 a 3 na figura 2.3). Haverá primeiramente uma curta fase na qual a temperatura central da estrela (caroço e regiões externas a este) aumentará. Quando a temperatura for alta o suficiente para queimar hidrogênio numa camada externa ao caroço (pontos 3 a 4 na figura 2.3) as partes externas a esta camada (envoltório estelar) passarão a se expandir, enquanto o caroço continua a se contrair. Inicialmente, o transporte de energia gerada na concha de queima de hidrogênio será radiativo, sendo que a diferença entre a luminosidade gerada na concha e a que chega à superfície, deixando-a, fará com que as camadas intermediárias se aqueçam e o envoltório se expanda. O raio da estrela aumentará e, devido à expansão, a temperatura diminuirá. A estrela se moverá quase horizontalmente, para a direita, no diagrama HR (pontos 4 a 5 na figura 2.3), encontrando-se na fase de subgigante (classe de luminosidade IV). A temperatura superficial diminuirá até certo ponto, a partir do qual permanecerá aproximadamente constante e então a luminosidade da estrela passará a aumentar. A estrela se movimentará em direção à localização das gigantes vermelhas (pontos 5 a 6 na figura 2.3). Chegará o momento no qual o transporte da energia proveniente da concha de queima de hidrogênio passará a ser convectivo (envoltório convectivo). Quando a temperatura no caroço tornar-se alta o suficiente para queimar hélio em carbono e oxigênio ($\simeq 10^8$ K) a estrela será então uma gigante vermelha (ponto 6 na figura 2.3, classe de luminosidade III). A queima nuclear de hélio será mais rápida do que a queima de hidrogênio. Isto se deve ao fato de cada reação de queima de hélio libera menos energia do que cada reação de queima de hidrogenio. Sera portanto necessario haver mais reações e mais destruição de hélio para a obtenção da mesma quantidade de energia.

Durante a fase de gigante vermelha, em estrelas de baixa massa ($M \lesssim 3M_{\odot}$ — ver Bowers e Deeming 1984), a densidade do caroço será tão alta que o gás de elétrons se tornará degenerado, isto é, os elétrons ocuparão todos os mais baixos estados de energia

possíveis. Isto ocorrerá antes que a temperatura para a queima hidrostática de hélio seja alcançada. Neste caso, o caroço de hélio irá parar de se contrair e permanecerá isotérmico. A contração das camadas vizinhas porém fará com que haja um aumento de temperatura, que será transmitido ao caroço. O aumento na temperatura do caroço levará a uma súbita superprodução de energia nuclear. Assim, uma vez que a queima de hélio foi acionada, um aumento de temperatura causará uma produção desencadeada de energia nuclear. Este é o chamado “flash do hélio”. Esta considerável perda de energia rapidamente acabará com a degenerescência eletrônica e permitirá que o caroço se expanda. Essa expansão diminuirá a densidade nos limites do caroço e enfraquecerá a concha de queima de hidrogênio. Assim a queima de hélio cessará e o envoltório irá se contrair. A maior parte da luminosidade do caroço se perderá na expansão, de modo que a luminosidade da estrela diminuirá, assim como seu raio (o envoltório se contrairá). Finalmente o caroço reajustará sua estrutura tal que a queima de hélio poderá ocorrer sob condições não degeneradas. Estrelas de massa $\lesssim 1M_{\odot}$ (Bowers e Deeming 1984) nunca alcançam temperatura suficientemente alta para acionar a queima de hélio. Estas estrelas se contrairão até se tornarem anãs brancas ricas em hélio. A redução na luminosidade e no raio são representadas pela trajetória que liga os pontos 6 a 7 na figura 2.3. A temperatura do envoltório aumentará a medida que ele se contrai, o que causará um aumento na temperatura e na densidade da concha de queima de hidrogênio e conseqüentemente da luminosidade. Assim, tanto a temperatura superficial quanto a luminosidade crescerão (pontos 7 a 8 na figura 2.3). Este estágio no qual há um caroço queimando hélio e uma concha queimando hidrogênio é chamado ramo horizontal. Quando parte do hélio no caroço for depletado, sua expansão cessará e ele passará a se contrair. O envoltório então irá se expandir gradualmente (pontos 8 a 9 na figura 2.3), o que reduzirá a temperatura superficial, embora a luminosidade irá permanecer aproximadamente constante (pontos 9 a 10 na figura 2.3).

A partir de agora seguiremos a evolução de uma estrela de massa $\simeq 5M_{\odot}$. Quando o hélio no caroço da estrela for exaurido ele se contrairá, o que provocará o aumento da densidade e da temperatura das camadas mais externas. Assim se formará uma concha de queima de hélio externa ao caroço e, separada desta última por uma concha inerte de hélio, haverá uma concha de queima de hidrogênio. Enquanto isso o caroço, composto basicamente por carbono e oxigênio continua a se contrair. A presença da concha de queima de hélio enfraquecerá a concha de queima de hidrogênio, de modo que o envoltório irá se contrair e a luminosidade permanecerá aproximadamente constante (pontos 10 a 11 na figura 2.3). Eventualmente, parte da energia da concha de hélio será gasta no trabalho contra a força gravitacional, de modo que novamente a queima na concha de

hidrogênio aumentará, provocando a expansão do envoltório e o aumento da luminosidade, com diminuição da temperatura superficial. A estrela estará no chamado ramo assintótico das gigantes.

Evidentemente, a evolução de uma estrela e, principalmente, o seu estágio final de evolução dependem de sua massa. Estrelas de baixa massa perdem lentamente parte de suas camadas externas no ramo assintótico das gigantes, dando origem às nebulosas planetárias, enquanto seus caroços contraem-se e esfriam-se, tornando-se anãs brancas ricas em carbono e oxigênio. Estrelas mais massivas teriam seus estágios finais de evolução associados a eventos de supernovas (nucleossíntese explosiva — ver Tinsley 1980).

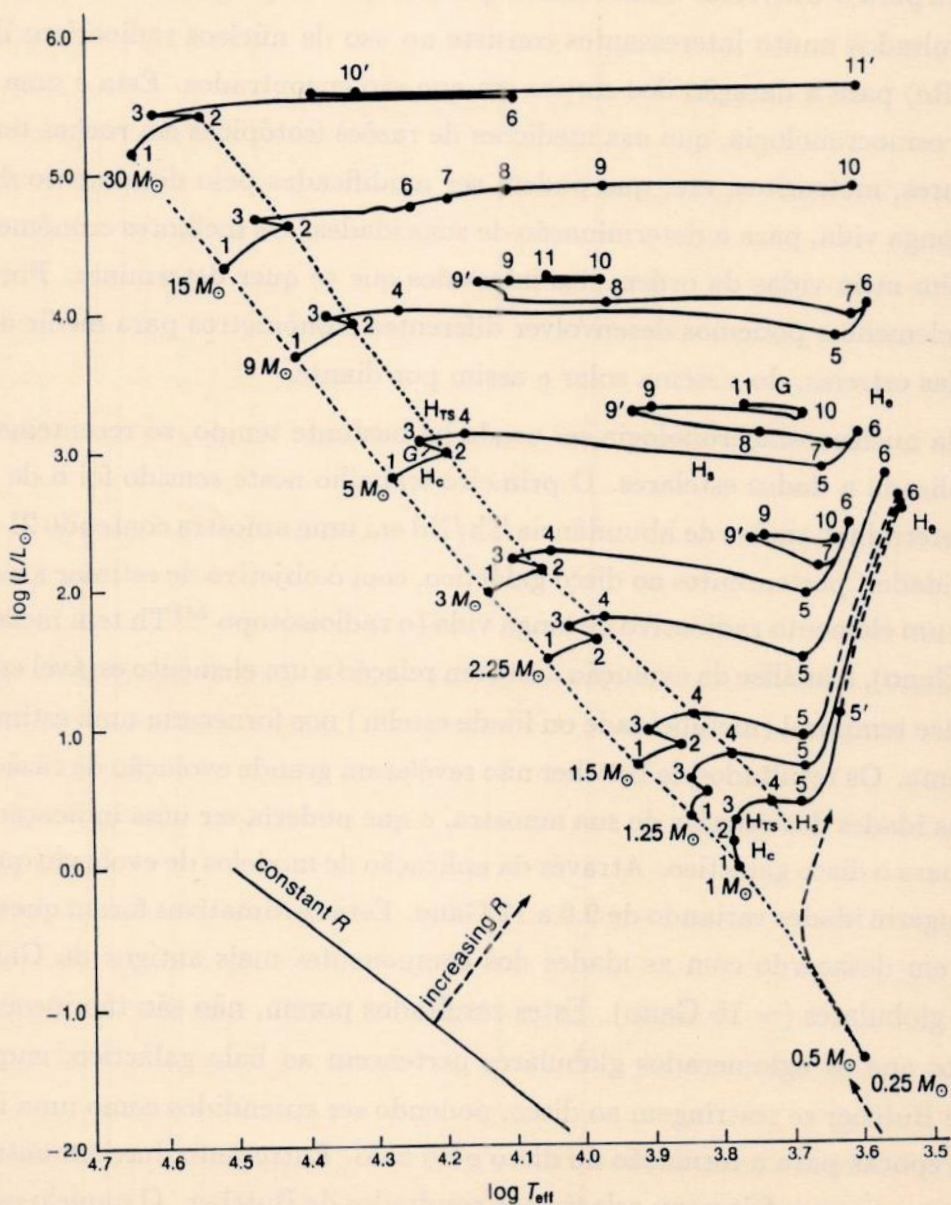


Figura 2.3- Trajetória evolutiva (figura retirada de de Iben 1967).

CAPÍTULO 3

DETERMINAÇÃO DAS RAZÕES DE ABUNDÂNCIA Th/Eu

Entre os desafios com os quais os astrofísicos se deparam está o estabelecimento de uma cronologia para o Universo. Uma técnica que tem sido empregada com esta finalidade e que tem resultados muito interessantes consiste no uso de núcleos radioativos de longa vida (U, Th, Re) para a datação dos corpos em que são encontrados. Esta é uma das bases da nucleocoscronologia, que usa medições de razões isotópicas em rochas terrestres, amostras lunares, meteoritos, etc, que podem ser modificadas pelo decaimento de radio-nuclídeos de longa vida, para a determinação de suas idades. Os melhores cronômetros são aqueles que têm meia-vidas da ordem dos intervalos que se quer determinar. Portanto, a partir destes elementos podemos desenvolver diferentes cronômetros para medir as idades da Galáxia, das estrelas, do sistema solar e assim por diante.

Apesar da nucleocoscronologia ser usada há bastante tempo, só recentemente esta técnica foi aplicada a dados estelares. O primeiro trabalho neste sentido foi o de Butcher (1987), que determinou razões de abundância Th/Nd em uma amostra contendo 21 estrelas, com diversas idades, pertencentes ao disco galáctico, com o objetivo de estimar a sua idade. Sendo o tório um elemento radioativo de longa vida (o radioisótopo ^{232}Th tem meia-vida da ordem de 14 Gano), a análise da evolução deste em relação a um elemento estável em função de algum índice temporal (metalicidade ou idade estelar) nos forneceria uma estimativa da idade do sistema. Os resultados de Butcher não revelaram grande evolução da razão Th/Nd em função das idades das estrelas de sua amostra, o que poderia ser uma indicação de uma idade jovem para o disco galáctico. Através da aplicação de modelos de evolução química da Galáxia ele sugeriu idades variando de 9,6 a 12 Gano. Estas estimativas foram questionadas por estarem em desacordo com as idades dos componentes mais antigos da Galáxia: os aglomerados globulares (~ 15 Gano). Estes resultados porém, não são tão incoerentes se considerarmos que os aglomerados globulares pertencem ao halo galáctico, enquanto os resultados de Butcher se restringem ao disco, podendo ser entendidos como uma indicação de diferentes épocas para a formação do disco e do halo. Entretanto, haviam outros sérios questionamentos a serem feitos em relação aos resultados de Butcher. O modelo estelar por ele utilizado era por demais simplificado (uma só camada). Segundo Butcher, a semelhança

no comportamento das linhas do tório e do neodímio justificaria a adoção deste modelo. Além disso existiam problemas causados pela presença de linhas desconhecidas, pela adoção de um conjunto heterogêneo de parâmetros estelares para o cálculo das abundâncias, pela adoção de idades estelares heterogêneas, e outros, todos consistindo em grandes fontes de erro. Talvez o mais criticado tenha sido a adoção do neodímio como elemento estável (Pagel 1989, da Silva *et al.* 1990 e François *et al.* 1993). Enquanto o tório é um elemento do *processo r*, o neodímio tem 50 % de contribuição do *processo s* (Butcher 1988). O próprio Butcher (1987) admitiu que este fato poderia “mascarar” a evolução Th/Nd, dado que estariam envolvidos diferentes sítios nucleossintéticos e diferentes escalas de tempo para produção de cada elemento. A fim de tentar acabar com o problema relativo a diferentes origens nucleossintéticas de Th e Nd, Pagel (1989) converteu as razões Th/Nd para Th/Eu, por meio das razões Th/Nd de Butcher (1987) e Eu/Ba de Butcher (1975), chegando a uma idade da ordem de 15 Ganos. De fato, Woolf *et al.* (1995), entre outros, estipulam mais de 90 % de contribuição do *processo r* para a formação do európio, de forma que podemos considerar o európio como sendo um elemento do *processo r*, assim como o tório (100 % de *processo r*).

Ainda diversos trabalhos seguiram o de Butcher com o objetivo de corrigir ou aprimorar o método por ele utilizado:

- ★ Lawler *et al.* (1990) mostraram que a contribuição de uma linha de Co I em 4019,126 Å não poderia ser ignorada na obtenção da abundância de Th. Usando a razão Th/Nd sugeriram uma idade de 15 a 20 Gano.
- ★ Da Silva *et al.* (1990) foram os primeiros a determinar razões de abundância Th/Eu, também propondo o uso do európio como elemento estável. Sua amostra consistia em cinco estrelas da amostra de Butcher (1987). Seus resultados mostraram uma variação da razão Th/Eu com o tempo.
- ★ Morell *et al.* (1992), usando os dados observacionais de Butcher (1987), redeterminaram razões de abundância Th/Nd em vinte estrelas do tipo solar, utilizando comprimentos de onda mais acurados, assim como considerando a estrutura hiperfina da linha de Co I em 4019,126 Å. O grande espalhamento encontrado, provavelmente causado pela presença de uma linha desconhecida em 4019,10 Å (próxima da linha de tório), fez com que eles não tirassem conclusão alguma a respeito da idade da Galáxia.
- ★ François *et al.* (1993) estenderam o trabalho de da Silva *et al.* (1990) em direção às baixas metalicidades. Suas determinações da razão Th/Eu em estrelas do halo forneceram um inesperado crescimento da razão [Th/Eu] em estrelas de baixa metalicidade.

A fim de continuar o trabalho de da Silva *et al.* (1990) determinamos as abundâncias de Th, Eu, Nd e Ba em uma amostra contendo 27 estrelas (anãs e subgigantes em sua maioria — ver tabela 4.1) do disco galáctico.

3.1. A AMOSTRA

A amostra observada contém 14 estrelas de Butcher (1987), às quais foram acrescentadas outras 13. Todas são estrelas do disco com exceção de uma (HD37828), que segundo Barbuy e Erdely-Mendes (1989) pertence ao halo. Uma pesquisa bibliográfica revelou que a amostra engloba estrelas de tipo espectral F, G e K. Estrelas neste intervalo de tipo espectral apresentam grande dispersão de idades, podendo englobar tanto as que nasceram no início da Galáxia quanto aquelas cujo nascimento ocorreu em épocas mais recentes. Este fato nos permite então analisar a evolução da razão de abundância Th/Eu ao longo de um grande intervalo de tempo.

Uma classificação segundo o valor da gravidade superficial foi feita, de modo a termos as seguintes classes:

Classificação segundo o valor de $\log g$	
anã	$\log g > 4,1$
subgigante	$3,0 < \log g \leq 4,1$
gigante	$2,0 < \log g \leq 3,0$
supergigante	$\log g \leq 2,0$

Utilizando os valores de $\log g$ listados na tabela 4.2 notamos que, segundo esta classificação (ver tabela 3.1), a maior parte da amostra consiste em anãs e subgigantes, sendo que existem duas gigantes e duas supergigantes. Uma pesquisa bibliográfica confirmou estes resultados. A vantagem em termos de uma amostra que contenha anãs e subgigantes está no fato de que, neste estágio de evolução, não há mistura de material nucleossintetizado pela estrela com o material da fotosfera, de forma que o que observamos são as características químicas da época da formação estelar, com exceção de modificações causadas por decaimentos radioativos. Este fato é especialmente importante para os elementos formados pelo *processo s*.

Estrela	Classificação segundo $\log g$	Estrela	Classificação segundo $\log g$
HR98	subgigante	HR5460	anã
HR235	anã	HR5699	subgigante
HR509	anã	HR5802	subgigante
HR772	anã	HR6585	anã
HR1006	anã	HR6752	anã
HR1008	anã	HR7373	anã
HR1010	anã	HR7665	anã
HR1136	subgigante	HR7875	subgigante
HR3018	anã	HR7896	subgigante
HR4523	subgigante	HR8181	anã
HR4540	anã	HR8204	supergigante
HR4932	gigante	HR8387	anã
HR5058	gigante	HD37828	supergigante
HR5459	anã	SOL	anã

Tabela 3.1- Classificação das estrelas da nossa amostra, segundo os valores de $\log g$ listados na tabela 3.2.

3.2. OBTENÇÃO DOS ESPECTROS

Os espectros analisados foram obtidos usando o telescópio CAT de 1,4 m com a camera longa do Espectrógrafo Coudé Echelle no ESO, La Silla, Chile. A razão sinal-ruído é, em geral, maior ou igual a 300.

Analizamos duas regiões: 4019 Å e 4130 Å. A maior parte dos espectros da região 4019 Å, onde estão as linhas de tório e neodímio, possui poder de resolução igual a 100000, enquanto que os espectros em 4130 Å, linhas de európio e bário, possuem poder de resolução igual a 50000.

3.3. PROCEDIMENTOS PARA A DETERMINAÇÃO DAS ABUNDÂNCIAS

A determinação das abundâncias nos espectros estelares foi feita usando espectros sintéticos, ou seja, ajustamos espectros teóricos aos observados, sendo adotados os valores

de abundância que forneceram os melhores ajustes (ver seção 2.3). Para o cálculo dos espectros sintéticos usamos um programa gentilmente cedido por Monique Spite (Observatório de Paris-Meudon), onde os valores de abundância são tratados na escala logarítmica relativa ao hidrogênio ($\log N_{\text{H}} = 12$ — ver seção 2.1). A princípio utilizamos todas as linhas que constam em Kurucz e Peytremann (1975), sendo eliminadas todas aquelas que tinham largura equivalente inferior a 0,01 em todo intervalo espectral analisado. Os modelos atmosféricos utilizados foram desenvolvidos por Gustafsson *et al.* (1975). Os parâmetros fundamentais utilizados para a obtenção do espectro sintético (temperatura efetiva T_{eff} , velocidade de microturbulência v_{micro} , gravidade superficial g e índice de metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$) foram retirados da literatura. A tabela 3.2 mostra estes parâmetros juntamente com suas referências.

As figuras 2.1 e 3.1 mostram respectivamente os espectros sintéticos das regiões 4130 Å e 4019 Å para a estrela HR3018, onde ressaltamos as linhas de Eu II em 4129,72 Å, Ba II em 4130,664 Å (região 4130 Å), Th II em 4019,129 Å e Nd II em 4018,826 Å (região 4019 Å).

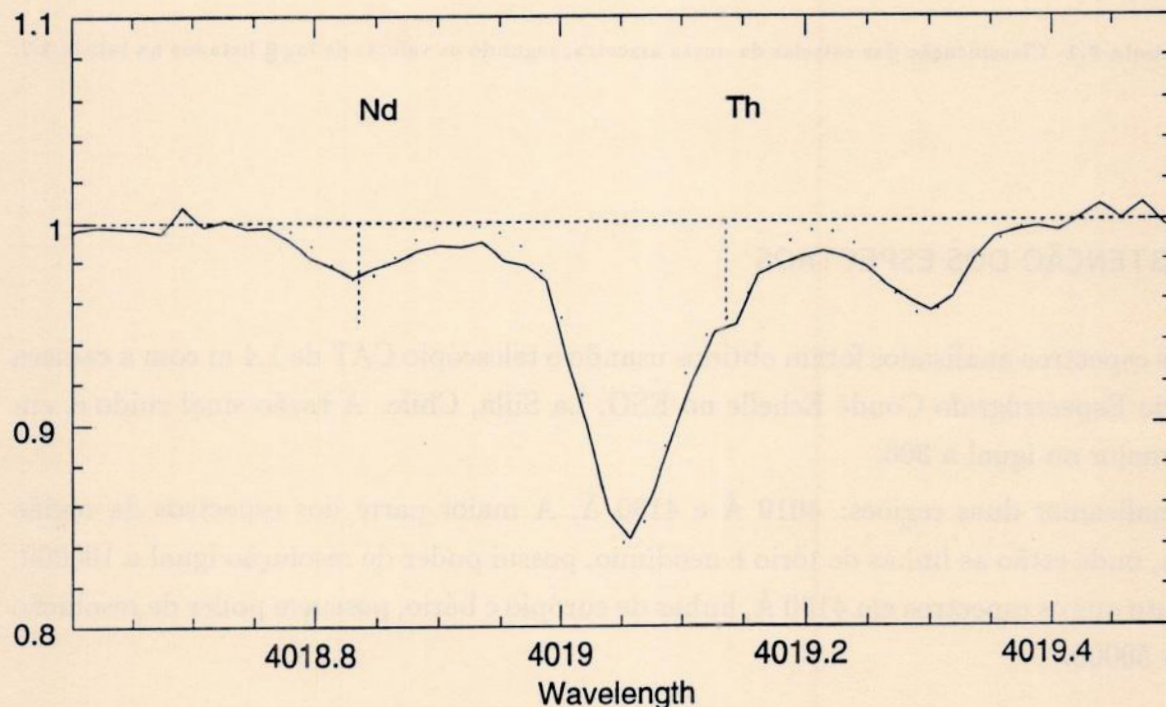


Figura 3.1- Espectro sintético da região 4019 Å. A curva cheia representa o espectro observado, enquanto a curva pontilhada o espectro sintético. As linhas de tório (4019,129 Å) e neodímio (4018,826 Å) são assinaladas.

Estrela	T_{eff} (K)	θ_{eff}	$\log g$	v_{micro}	[Fe/H]	Ref.
HR98	5663	0,89	4,00	1,30	-0,20	a
HR235	6254	0,81	4,32	1,50	-0,15	b
HR509	5305	0,95	4,40	0,80	-0,40	a
HR772	5860	0,86	4,35	1,60	0,00	c
HR1006	5727	0,88	4,60	1,20	-0,22	d
HR1008	5419	0,93	4,30	1,50	-0,29	e
HR1010	5894	0,86	4,51	0,88	-0,22	f
HR1136	4800	1,05	3,90	0,80	-0,10	a
HR3018	5822	0,87	4,42	1,30	-0,78	a,b
HR4523	5659	0,89	4,47	0,59	-0,28	f
HR4540	6176	0,82	4,14	1,30	0,13	a,b
HR4932	5000	1,01	2,70	2,00	-0,08	g
HR5058	4667	1,08	2,40	1,30	0,15	a, h
HR5459	5873	0,86	4,44	1,00	0,23	f
HR5460	5196	0,97	4,50	0,80	0,12	a, i
HR5699	5305	0,95	4,00	1,00	-0,50	a
HR5802	5040	1,00	3,08	2,20	-0,17	k
HR6585	5793	0,87	4,32	0,95	0,27	f
HR6752	5305	0,95	4,50	0,80	-0,10	a
HR7373	5727	0,88	4,20	1,30	0,30	a
HR7665	5539	0,91	4,40	1,00	0,30	a
HR7875	6000	0,84	3,50	1,50	-0,37	f
HR7896	5600	0,90	4,00	1,50	0,00	a
HR8181	6110	0,83	4,20	1,50	-0,80	j
HR8204	5220	0,97	1,55	4,50	-0,45	k
HR8387	4500	1,12	4,70	1,50	0,04	e
HD37828	4271	1,18	1,60	1,80	-1,20	l
SOL	5793	0,87	4,44	0,85	0,00	a

Tabela 3.2- Parâmetros estelares fundamentais ($\theta_{eff}=5040/T_{eff}$). As referências desta tabela se encontram anexadas às referências da monografia.

Uma das principais dificuldades na determinação da abundância de tório é que a linha

de Th II (utilizada para a sua determinação) é fraca e está “contaminada” por outras linhas. O problema da contaminação das linhas foi rapidamente discutido na seção 2.3, devendo-se à sobreposição das asas das linhas por estas não terem largura infinitesimal. A figura 3.2 mostra que a grande linha observada no espectro estelar, englobando a linha de tório (ver figura 3.1), é resultante da sobreposição de diversas linhas: urânio, tungstênio, cério, vanádio, cromo, cobalto, ferro, níquel e outras, algumas possivelmente ainda não identificadas.

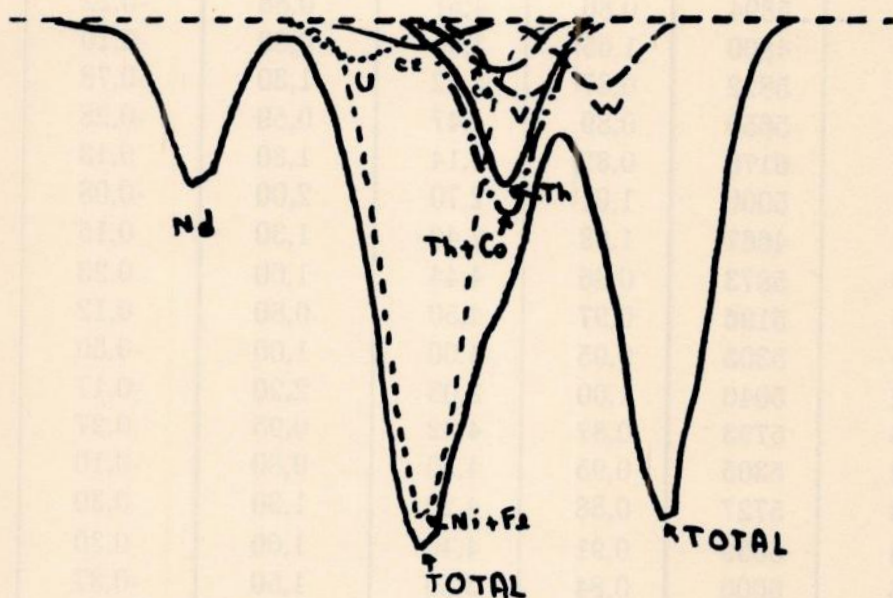


Figura 3.2- Esboço da região 4019 Å, mostrando as diversas linhas que provocam a “contaminação” da linha de Th II em 4019,129 Å.

Note que a maior contribuição deve-se às linhas de níquel e ferro. É portanto necessário fazer uma boa determinação da contribuição de cada uma destas linhas para que possamos estimar corretamente a contribuição da linha de tório. Para tal, tomamos uma série de procedimentos, dentre os quais os seguintes serão citados:

★ Learner *et al.* (1991) redeterminaram os comprimentos de onda de Th II, Nd II, Fe I e

Ni I na região 4019 Å, visando uma melhor estimativa da abundância de tório. Estes valores foram por nós adotados.

- ★ Introduzimos duas linhas artificiais de ferro (Fe II em 4018,87 Å e em 4018,916 Å), a fim de conseguirmos um melhor ajuste do espectro sintético ao observado nas proximidades destes comprimentos de onda. Estas linhas, assim como seus respectivos valores de gf foram adotados de Morell *et al.* (1992). Mesmo assim, um ajuste perfeito não pode ser obtido, de modo que poderíamos suspeitar a presença de mais linhas não identificadas nesta região.
- ★ Calculamos os valores de gf do desdobramento hiperfino do Co I em 4019,13 Å e 4019,29 Å levando em conta a estrutura hiperfina fornecida por Pickering e Semeniuk (1995) (ver apêndice I.2). Estes valores de gf foram corrigidos pelo espectro solar, fazendo com que o espectro sintético reproduzisse fielmente o observado.
- ★ Adotamos o valor de gf da linha de V I em 4019,136 Å ($\log gf = -1,30$) fornecido por Pickering e Semeniuk (1995). Este valor é cinco vezes maior do que o dado por Kurucz (1989), mas essencialmente igual ao dado por Kurucz e Peytreman (1975) e usado por da Silva *et al.* (1990).

3.4. RESULTADOS

A maior parte das estrelas tiveram, em cada uma das duas regiões analisadas, mais de um espectro observado. Em cada um destes espectros as abundâncias de Th e Nd (região 4019 Å) e Eu e Ba (região 4130 Å) foram determinadas, de modo que, para cada estrela, a abundância final adotada (correspondente a um dado elemento) consistiu na média aritmética dos valores de abundância determinados (para este elemento).

Para o cálculo do erro nos valores de abundância selecionamos três estrelas de temperaturas características na nossa amostra: baixa (HR5058), média (HR1006) e alta (HR6254). Os erros nas abundâncias de tório ($\pm 0,03$), európio ($\pm 0,06$), neodímio ($\pm 0,07$) e bário ($\pm 0,05$) correspondem à média, sobre as três estrelas selecionadas, da variação máxima admitida na abundância desses elementos ao supor um erro de 50 K na temperatura efetiva e de 0,1 em $\log g$. Devido à dependência da abundância em muitos outros parâmetros além da temperatura efetiva e da gravidade superficial fica claro que estas barras de erro não são representações exatas do erro real na abundância. Consideramos então razoável admitir as barras de erro como sendo simétricas e não diferenciais, assim como desnecessária a realização da média sobre todas as 27 estrelas da amostra.

A tabela 3.3 mostra os valores de abundância (segundo a equação 2.5, onde designaremos A_i por $\log i$, com i denotando o elemento) de Th, Nd, Eu e Ba obtidas para as 27 estrelas, assim como os valores de abundância solar. A abundância solar de tório e de neodímio foi por nós estimada e a de európio e bário foi retirada de Anders e Grevesse (1989). O valor de abundância solar de Th ($A_{Th,\odot} = 0,11$) que estimamos se aproxima bem mais do valor da abundância meteorítica ($A_{Th,m} = 0,08$ — ver Grevesse e Noels 1993) do que daquele determinado por Lawler *et al.* (1990) ($A_{Th,\odot} = 0,27$). Essa discrepância levou Grevesse e Noels (1993), que também apresentam $A_{Th,\odot} = 0,11$, a sugerirem a existência de uma linha desconhecida que se sobreporia à linha de Th.

Na figura 3.3 apresentamos uma comparação das razões [Eu/Fe] por nós determinadas, segundo a notação padrão de abundância estelar relativa ao Sol (ver equação 2.8), com as de Woolf *et al.* (1995) em função do índice de metalicidade [Fe/H]. Em seu trabalho Woolf *et al.* determinam a abundância de európio em 81 anãs de tipo espectral F e G pertencentes ao disco galáctico. Para as três estrelas em comum com o seu trabalho (HR235, HR3018 e HR4540) nossas razões [Eu/Fe] estão, dentro dos erros envolvidos, em boa concordância. Ainda, segundo a figura 3.3, nossas razões [Eu/Fe] seguem o comportamento geral encontrado por Woolf *et al.* (1995), com exceção de duas estrelas: HD37828 e HR8204. Estas, entretanto são classificadas na tabela 3.1, como supergigantes, de modo que a não concordância para estas estrelas não é de se estranhar.

As figuras 3.4a e 3.4b mostram respectivamente as abundâncias [Th] e [Eu] em função da temperatura efetiva. A ausência de uma tendência com a temperatura é um bom resultado, indicando a inexistência de linhas desconhecidas importantes que possam estar contribuindo para os valores [Th] e [Eu]. No caso específico da figura 3.4a, a ausência de comportamento indica que, entre outros, as forças de oscilador da linha de Co I em 4019 Å foram bem determinadas, de modo que a contaminação causada pela linha de Co I na linha de Th II em 4019,129 Å pode ser eliminada (ver seção I.5).

Na tabela 3.4 apresentamos as razões [Th/Eu] e [Th/Nd], por nós determinadas. Para fins de comparação, as razões [Th/Nd] determinadas por Butcher (1987) e Morell *et al.* (1992) também são apresentadas.

As figuras 3.5a e 3.5b apresentam, respectivamente, comparações das nossas razões [Th/Nd], com as determinadas por Butcher (1987) e Morell *et al.* (1992) em função das idades estelares compiladas por Butcher (1987). Note que nossos resultados apresentam boa concordância tanto com os de Butcher quanto com os de Morell *et al.*. O espalhamento, embora seja menor que o apresentado por Morell *et al.*, é ainda significativo.

A figura 3.6 mostra a razão [Th/Eu] em função do índice do metalicidade [Fe/H].

Estrela	log Th	log Nd	log Eu	log Ba
HR98	-0,09	0,93	0,45	1,86
HR235	0,11	1,06	0,49	1,94
HR509	-0,49	0,80	0,45	1,72
HR772	0,11	1,28	0,80	2,06
HR1006	-0,11	0,93	0,49	1,77
HR1008	-0,48	0,83	0,50	1,51
HR1010	-0,16	0,97	0,45	1,82
HR1136	-0,09	1,13	0,65	2,80
HR3018	-0,42	0,41	0,20	1,10
HR4523	-0,17	0,95	0,48	2,00
HR4540	0,24	1,18	0,66	2,00
HR4932	0,03	1,09	0,46	2,15
HR5058	-0,14	1,92	0,55	3,75
HR5459	0,34	1,36	0,80	2,44
HR5460	-0,07	1,35	0,69	2,95
HR5699	-0,49	0,67	0,15	1,42
HR5802	0,14	1,31	0,63	2,34
HR6585	0,38	1,34	0,82	2,55
HR6752	-0,19	1,04	0,57	2,44
HR7373	0,21	1,52	0,85	2,36
HR7665	0,21	1,37	0,85	2,65
HR7875	-0,20	0,25	0,06	1,12
HR7896	0,21	1,29	0,75	2,15
HR8181	-0,69	0,43	-0,10	1,05
HR8204	-0,44	0,99	-0,22	1,08
HR8387	-0,15	1,07	0,75	2,94
HD37828	-1,12	-0,06	-0,90	0,21
SOL	0,11	1,23	0,51	2,13

Tabela 3.3- Valores de abundância de tório, neodímio, európio e bário na escala logarítmica $\log N_{\text{H}}=12$.

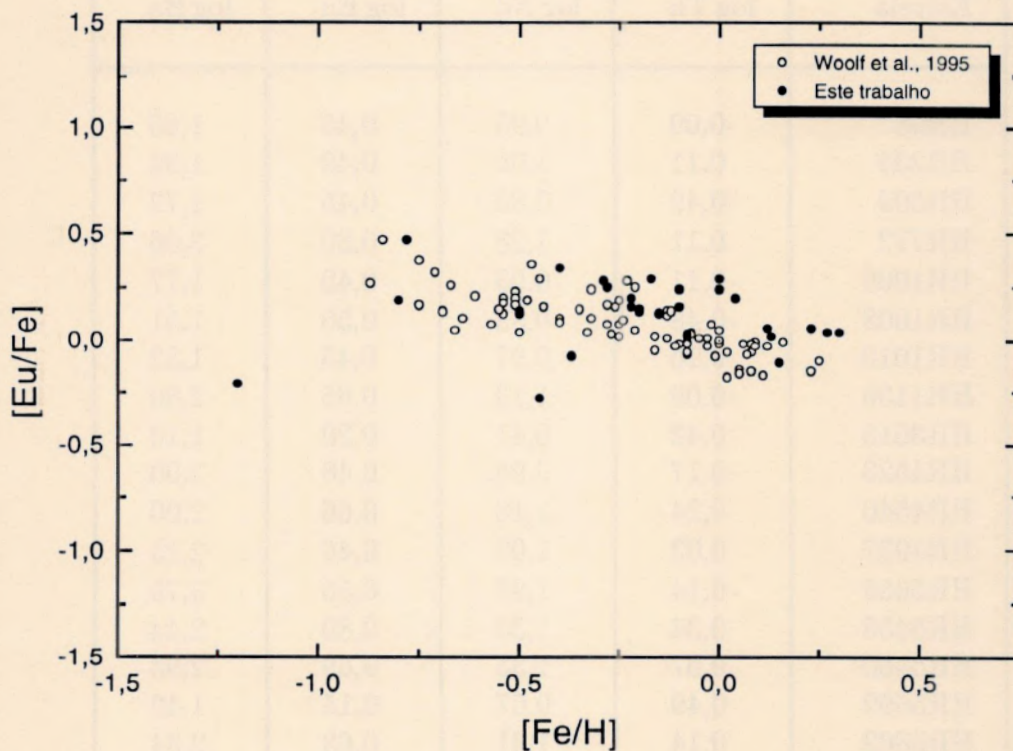


Figura 3.3- Comparação das razões $[Eu/Fe]$ com as de Woolf *et al.*. Os dois pontos que se mostram mais discrepantes por fugirem ao comportamento geral representam duas supergigantes.

Nossos resultados apresentam um comportamento aproximadamente constante da razão $[Th/Eu]$, sendo que o espalhamento encontrado em $[Th/Nd]$ também se repete para $[Th/Eu]$. Acreditamos que a principal causa para esse espalhamento seja o uso de um conjunto heterogêneo de parâmetros estelares, que seria grande fonte de erros.

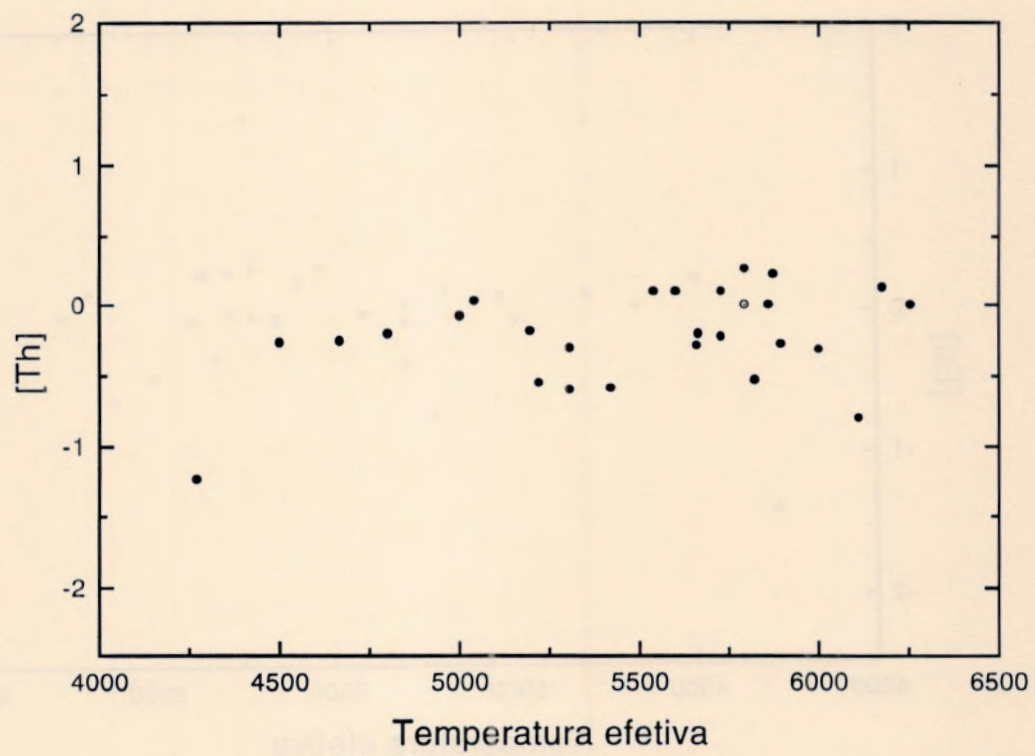


Figura 3.4a- [Th] em função da temperatura efetiva.

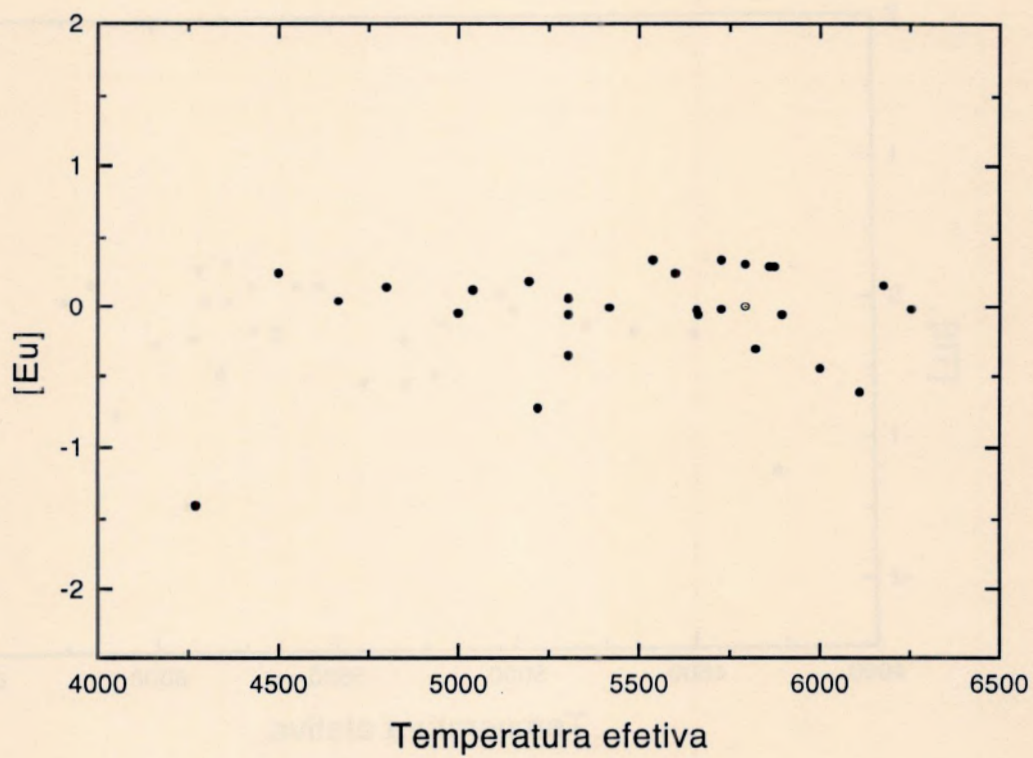


Figura 3.4b- [Eu] em função da temperatura efetiva.

Estrela	[Th/Eu]	[Th/Nd]	[Th/Nd] (Butcher)	[Th/Nd] (Morell <i>et al.</i>)
HR98	-0,14	0,10	-0,17	-0,03
HR235	0,02	0,17	—	—
HR509	-0,54	-0,17	0,02	0,19
HR772	-0,29	-0,05	—	—
HR1006	-0,20	0,08	—	—
HR1008	-0,58	-0,19	—	—
HR1010	-0,21	-0,01	—	—
HR1136	-0,34	-0,10	-0,02	-0,28
HR3018	-0,22	0,29	0,20	0,22
HR4523	-0,25	0,00	-0,22	-0,08
HR4540	-0,02	0,18	-0,06	0,07
HR4932	-0,03	0,06	—	—
HR5058	-0,29	-0,94	—	—
HR5459	-0,06	0,10	-0,14	-0,10
HR5460	-0,36	-0,30	-0,15	-0,23
HR5699	-0,24	-0,04	-0,08	0,07
HR5802	-0,09	-0,05	—	—
HR6585	-0,04	0,16	-0,19	-0,38
HR6752	-0,36	-0,11	-0,03	-0,33
HR7373	-0,24	-0,19	-0,02	-0,13
HR7665	-0,24	-0,04	-0,06	-0,44
HR7875	0,14	0,67	—	—
HR7896	-0,14	0,04	-0,02	-0,18
HR8181	-0,19	0,00	—	—
HR8204	0,18	-0,31	—	—
HR8387	-0,50	-0,10	—	—
HD37828	0,18	0,06	—	—
SOL	0,00	0,00	0,00	0,00

Tabela 3.4- As primeira e segunda colunas apresentam as razões de abundância [Th/Eu] e [Th/Nd] por nós determinadas e as terceira e quarta colunas apresentam as razões [Th/Nd] determinadas, respectivamente, por Butcher (1987) e Morell *et al.* (1992).

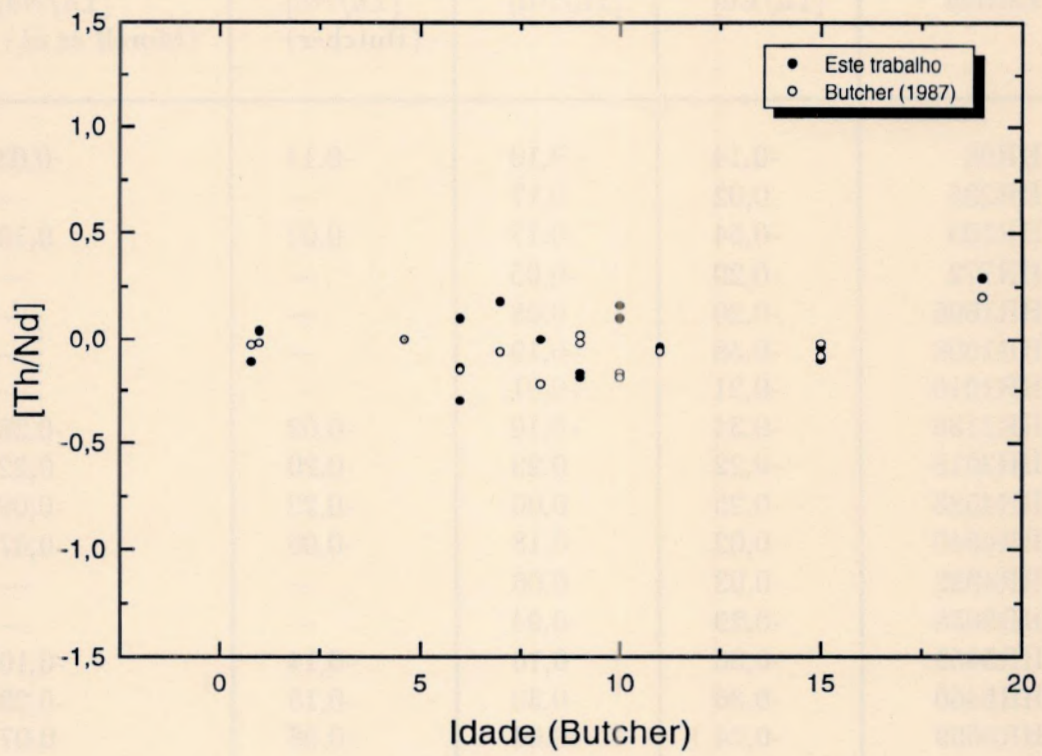


Figura 3.5a- Comparação das nossas razões de abundância [Th/Nd] com as determinadas por Butcher (1987).

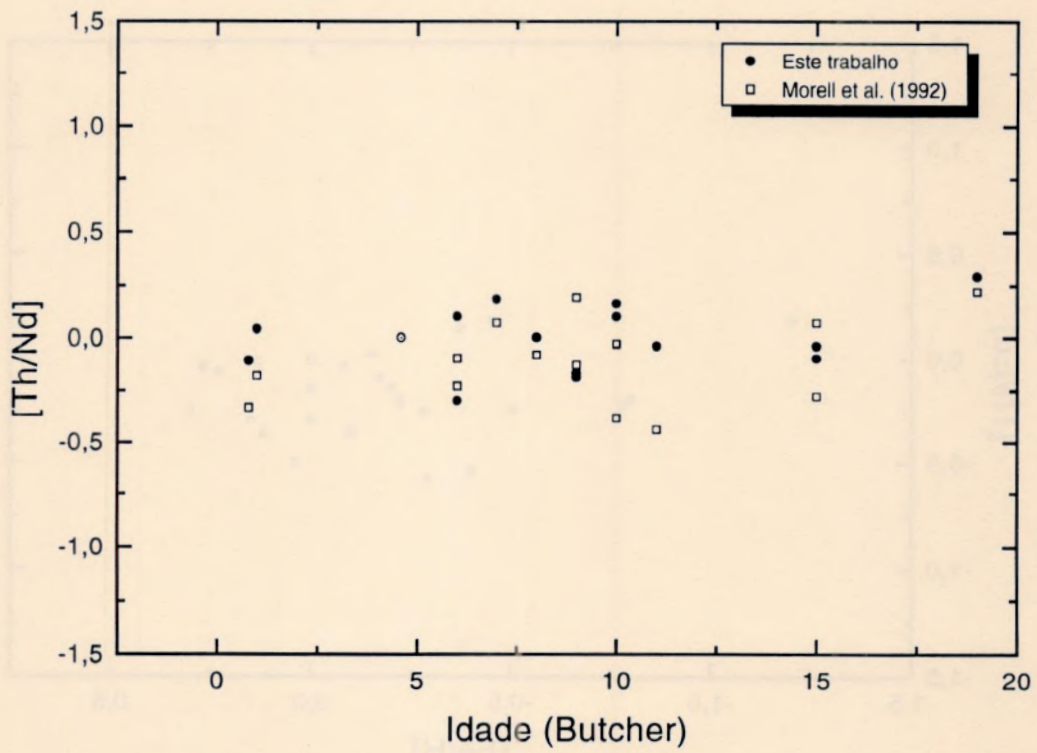


Figura 3.5b- Comparação das nossas razões de abundância [Th/Nd] com as determinadas por e Morell *et al.* (1992).

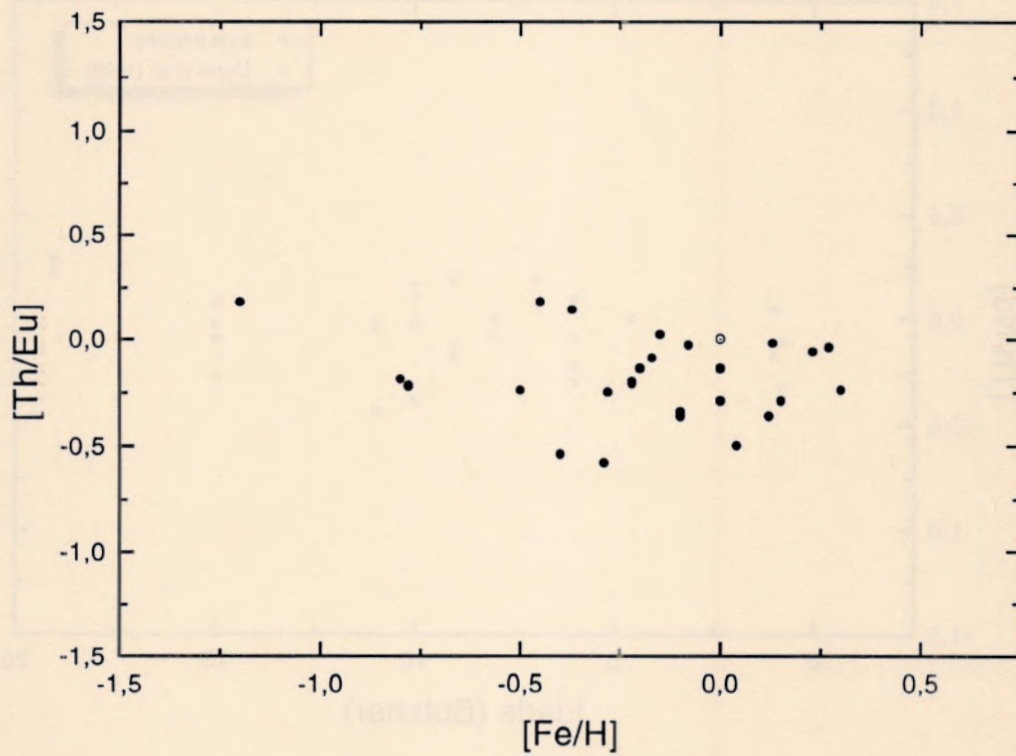


Figura 3.6- Razões de abundância $[Th/Eu]$ em função do índice de metalicidade $[Fe/H]$. Entre outras possibilidades, o uso de parâmetros da literatura seria a principal fonte de erros, causadora do espalhamento encontrado.

CAPÍTULO 4

IDADES ESTELARES

Em astrofísica existem diversos vínculos que podem ser impostos a fim de estimar idades. A análise da abundância relativa de radioisótopos de longa vida, por exemplo, pode ser tomada como tal vínculo. A abundância destes isótopos pode nos dar informações acerca de vários eventos e suas épocas de ocorrência durante o tempo de vida da Galáxia. Especificamente nosso trabalho está voltado para esses aspectos nucleossintéticos, com a finalidade de estimar a idade do disco galáctico. Entretanto, nem todos estes “vínculos” sobre os quais falamos podem nos fornecer estimativas “mensuráveis” de idades, e até mesmo aqueles que podem não nos fornecem resultados exatos. Daí a importância da existência de métodos alternativos, no sentido de podermos verificar nossos resultados.

Conforme visto na seção 2.2, o índice de metalicidade pode ser tomado como um indicador temporal. Critérios espectroscópicos também podem ser relacionados às idades estelares, através da análise da intensidade de linhas de emissão H e K do cálcio em anãs. Entretanto, o principal método usado para a determinação de idades estelares é através da comparação de diagramas HR teórico e empírico. Mais especificamente, por meio do cálculo de uma “rede” de curvas, cada qual representativa de uma idade (isócronas), num plano magnitude absoluta bolométrica (ou luminosidade) versus temperatura efetiva e a análise do posicionamento da estrela nesta rede.

4.1. CÁLCULO DE IDADES A PARTIR DO DIAGRAMA HR: ISÓCRONAS

4.1.a. DESCRIÇÃO

Muitas propriedades das estrelas são discutidas em termos de sua localização no diagrama HR teórico (diagrama da luminosidade de uma estrela em função de sua temperatura efetiva). A maior parte das estrelas quando representada em tal diagrama encontra-se numa banda diagonal chamada sequência principal. Conforme visto no capítulo 2, estrelas na sequência principal possuem essencialmente composição química homogênea e estão transformando hidrogênio em hélio em seus caroços. De fato, regiões povoadas no diagrama HR indicam configurações estáveis de queima nuclear. A posição de uma dada

estrela na sequência principal é determinada principalmente por sua massa. Porém, diferentes quantidades iniciais de metais também podem alterar sua localização. Conjuntos de estrelas de diversas massas na sequência principal, separadas por grupos de metalicidade específicos nos forneceriam sequências principais deslocadas. Isto pode ser visto através da comparação das figuras 4.2a, 4.2b, 4.2c, 4.2d e 4.2e, que serão comentadas mais adiante. Pode-se dizer que a massa e a composição química iniciais determinam univocamente a estrutura de uma estrela. Entretanto, a composição de uma estrela pode variar com o tempo. A idade então deve ser adicionada como um parâmetro essencial para a estrutura estelar.

Grandes excursões no diagrama HR implicam em grandes reorganizações estruturais das estrelas. Variando-se os parâmetros massa (m), composição (X, Y, Z) e idade (I) é possível reproduzir aproximadamente a estrutura interna de qualquer estrela.

Uma sucessão de idades implica numa sucessão de estados evolutivos, o que, por sua vez, implica numa trajetória evolutiva do modelo especificado por m, X, Y, Z . Da mesma forma, uma sucessão de massas implica numa sucessão de estados evolutivos do modelo especificado por I, X, Y, Z . Melhor dizendo, pode-se fazer uma abordagem teórica, consistindo no cálculo de uma sequência de modelos m, X, Y, Z (trajetórias evolutivas) em função de idade e das alterações na composição causadas pela queima nuclear $X(r, t)$ e $Y(r, t)$:

Mesma massa, diferentes instantes \rightarrow Trajetórias evolucionárias.

Analogamente, pode-se realizar o cálculo de uma sequência de modelos I, X, Y, Z (isócronas) em função da massa e das alterações da composição causadas pela queima nuclear $X(r, t)$ e $Y(r, t)$:

Mesmo instante, diferentes massas \rightarrow Isócronas.

Chamamos "rede" de isócronas a um conjunto de curvas, cada qual representativa de uma idade, especificadas pelos mesmos valores de X, Y e Z e calculadas com um mesmo modelo. Estas curvas consistirão então em diagramas HR teóricos, e podem ser verificadas por diagramas HR observacionais.

Uma abordagem observacional (testes observacionais das isócronas) considera um grupo de estrelas de origem comum, chamados aglomerados estelares, que possibilitam uma "descrição" de um instante de tempo t , dado que em aglomerados encontramos massas diferentes, apresentando estágios evolutivos distintos no instante de tempo t .

4.1.b. AGLOMERADOS GLOBULARES

Para o halo galáctico, os sistemas estelares mais antigos observados são os aglomerados globulares (aglomerados de estrelas, em geral de forma esférica, que se mantêm unidos por suas mútuas atrações gravitacionais). Idades de aglomerados globulares podem ser estimadas através da comparação dos diagramas HR observados destes sistemas com diagramas HR teóricos, calculados em função do tempo. O método clássico de determinação de idades de aglomerados globulares baseia-se na luminosidade de seu ponto de *turnoff* da sequência principal, ou melhor ainda, na extensão da faixa da sequência principal no diagrama HR. Quando o aglomerado é jovem, até mesmo as estrelas mais massivas, que queimam muito rápido seu hidrogênio, ainda estão na sequência principal e o aglomerado mostrará uma sequência principal longa. Por outro lado, para os aglomerados globulares observados mais antigos as estrelas de massa muito baixa $M \lesssim 1M_{\odot}$ são as únicas que ainda estão na sequência principal. Estes aglomerados mostram uma sequência principal muito curta. O ponto onde as estrelas de um dado aglomerado deixam a sequência principal (ponto de *turnoff*) provê uma estimativa satisfatória da idade do aglomerado. Admite-se é claro que todas as estrelas observadas no aglomerado globular formaram-se em uma escala de tempo curta, comparada com a idade do aglomerado, e que todas as estrelas formaram-se a partir de matéria de composição similar. Sendo assim, diagramas HR de aglomerados consistem em curvas especificadas por uma dada idade e uma dada composição química (para variações de massa).

4.1.c. LIMITAÇÕES

No uso prático de isócronas, limitações bastante significativas podem ocorrer:

- * A sequência principal de idade zero (SPIZ) teórica não é precisa o suficiente para se ajustar sem correções à SPIZ empírica.
- * Em algumas partes do diagrama HR três diferentes isócronas se cruzam num dado ponto e portanto não há solução única para a idade da estrela de dada temperatura efetiva e luminosidade. Felizmente isso corresponde a um estágio de evolução muito rápido (fase de contração gravitacional de um caroço convectivo exaurido) e tem uma probabilidade próxima a zero de ser observada. Ainda, isócronas correspondendo as outras duas soluções não diferem por mais de 20 a 30 % em massa.
- * Em algumas partes do diagrama HR as isócronas estão tão próximas umas das outras que erros observacionais resultam em grandes incertezas nas determinações de

idades estelares. A precisão da determinação das idades tem grande dependência na precisão nas temperaturas efetivas e paralaxes.

* Estritamente falando, na determinação da idade de uma estrela, o seu conteúdo de hélio e metais deve ser levado em consideração. O conteúdo de metais é usualmente conhecido a partir de um índice de metalicidade ou análise espectral. O conteúdo de hélio é usualmente desconhecido, mas para estrelas como as subgigantes, que ainda não sofreram processos de mistura, trabalhos recentes favorecem um valor completamente uniforme da razão hélio/hidrogênio.

4.2. OBTENÇÃO DE DADOS

As determinações das idades das estrelas da nossa amostra foram feitas usando-se o conjunto de isócronas no plano magnitude bolométrica (M_{bol}) em função do logaritmo da temperatura efetiva (T_{eff}) de VandenBerg (1985) e VandenBerg e Laskarides (1987) e o conjunto de isócronas no plano logaritmo da luminosidade, em unidade solar (L/L_{\odot}), em função de $\log T_{eff}$ de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993).

Para a obtenção das magnitudes absolutas bolométricas seguimos os seguintes procedimentos: adotamos os valores de magnitude visual aparente (m_v) de Hoffleit & Jaschek (1982) e de paralaxe das estrelas em segundo de arco (π) de Van Altena *et al.* (1995). A correção bolométrica (CB) para cada estrela foi calculada através da substituição dos valores de temperatura efetiva de nossas estrelas, apresentadas na tabela 3.2, no polinômio melhor ajustado ao diagrama correção bolométrica em função da temperatura efetiva obtido com os dados empíricos da sequência principal contidos na tabela VIII de Habets & Heintze (1981). Entretanto, a fim de obtermos melhores resultados, utilizamos o intervalo de temperaturas efetivas de 3990 K a 6400 K, que abrange a faixa de temperaturas efetivas das estrelas de nossa amostra. Ainda, aos valores de correção bolométrica foi somado 0,27 a fim de corrigirmos a correção bolométrica solar de -0,34 (cf. Habets & Heintze, 1981) para -0,07 (cf. del Peloso, 1996). O melhor ajuste consistiu no seguinte polinômio de sexto grau (veja a figura 4.1):

$$\begin{aligned}
 CB(T_{eff}) = & 2138,7202 - 2,592270T_{eff} + 0,001297226T_{eff}^2 \\
 & - 3,4324839 \times 10^{-7}T_{eff}^3 + 5,0655944 \times 10^{-11}T_{eff}^4 \\
 & - 3,9536789 \times 10^{-15}T_{eff}^5 + 1,2752403 \times 10^{-19}T_{eff}^6.
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

A magnitude absoluta bolométrica pode então ser calculada através da equação

$$M_{bol} = (m_v + CB) - 5 \log \left(\frac{1}{10\pi} \right). \quad (4.2)$$

Exceções à regra consistiram em estrelas cuja m_v e/ou π não foram encontradas: HD37828 teve seu valor de magnitude absoluta bolométrica obtido através da equação

$$M_{bol} = M_v + CB, \quad (4.3)$$

onde a magnitude absoluta visual M_v foi retirada de Barbuy & Erdelyi-Mendes (1989). HR5058 e HR8204 tiveram seus valores de M_v interpolados em Landolt-Börnstein (1982) (admitindo que são respectivamente gigante e supergigante tomamos valores próximos aos de estrelas de tipos espectrais semelhantes) e a partir de então a equação (4.3) pode ser usada.

Luminosidades das estrelas, em unidades de luminosidade solar, foram obtidas através da fórmula

$$\left(\frac{L}{L_\odot} \right) = 10^{-0,4(M_{bol} - M_\odot)}, \quad (4.4)$$

onde a magnitude bolométrica do Sol adotada foi $M_\odot = 4,75$, conforme Porto de Mello (1996).

Os erros nos valores de M_{bol} e $\log(L/L_\odot)$ foram considerados, respectivamente, como sendo iguais a

$$\Delta M_{bol} = \left| \frac{M_{bol}(\pi + \Delta\pi) - M_{bol}(\pi - \Delta\pi)}{2} \right| \quad (4.5a)$$

e

$$\Delta \log \left(\frac{L}{L_\odot} \right) = \left| \frac{\log \left(\frac{L(\pi + \Delta\pi)}{L_\odot} \right) - \log \left(\frac{L(\pi - \Delta\pi)}{L_\odot} \right)}{2} \right| \quad (4.5b)$$

onde $\Delta\pi$ é o erro no valor da paralaxe, $M_{bol}(\pi + \Delta\pi)$ e $M_{bol}(\pi - \Delta\pi)$ são os valores de magnitude absoluta bolométrica obtidos com a equação (4.2), onde o valor da paralaxe foi

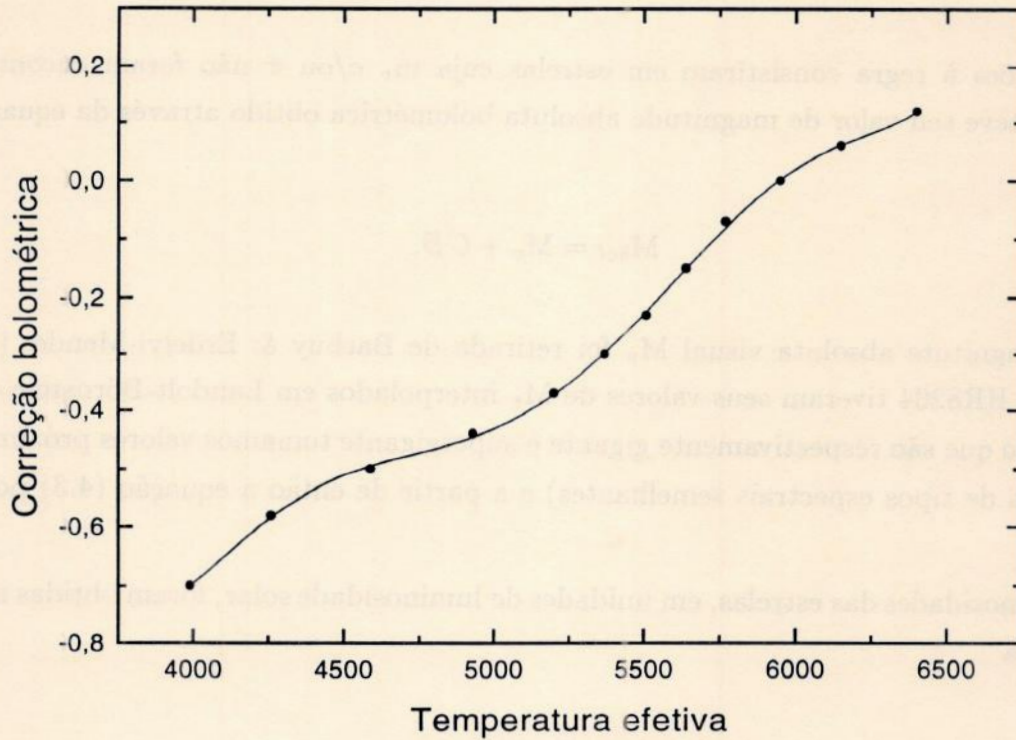


Figura 4.1- Ajuste polinomial das temperaturas efetivas e correções bolométricas (corrigidas para $CB_{\odot} = -0,07$) para estrelas da sequência principal de Habets & Heintze, no intervalo 3990 K a 6400 K.

substituído respectivamente pela paralaxe mais o seu erro e paralaxe menos o seu erro e $\log(L(\pi + \Delta\pi)/L_{\odot})$ e $\log(L(\pi - \Delta\pi)/L_{\odot})$ são os valores da luminosidade obtidos com a equação (4.4) onde a magnitude M_{bol} foi substituída respectivamente por $M_{bol}(\pi + \Delta\pi)$ e $M_{bol}(\pi - \Delta\pi)$.

Como simples notificação devemos citar que os erros de HD37828, HR5058 e HR8204, quando puderam ser estimados, foram absurdos e não foram levados em conta.

4.3. PROCEDIMENTO

Utilizando os valores de temperaturas efetivas, os cálculos de magnitude absoluta bolométrica e logaritmos de luminosidades, em unidades solar, plotamos as 27 estrelas da

nossa amostra nos conjuntos de redes de isócronas de Vandenberg (1985) e Vandenberg e Laskarides (1987) e Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993).

Vandenberg (1985) apresenta cinco redes de isócronas para massas variando de 0,7 a 3,0 M_{\odot} e metalicidades $Z = 0,0169; 0,01; 0,006; 0,003$ e $0,0017$, sendo todos os cálculos para uma abundância de hélio $Y = 0,25$. Cada rede de isócronas apresenta 18 curvas, cada qual representativa de uma idade, variando de $0,3 \times 10^9$ a 15×10^9 anos. As figuras 4.2a, 4.2b, 4.2c, 4.2d e 4.2e mostram estas redes de isócronas, com as representações de nossas estrelas.

Vandenberg e Laskarides (1987) apresenta três redes de isócronas, para metalicidades $Z = 0,03; 0,06$ e $0,10$, com massas variando respectivamente nos intervalos de 0,7 a 1,4 M_{\odot} , 0,8 a 1,4 M_{\odot} e 0,8 a 1,5 M_{\odot} , sendo todos os cálculos para $Y = 0,25$. As isócronas foram calculadas para intervalos de idades de 3×10^9 anos, variando de 6 a 18×10^9 anos, ou seja, cada rede de isócronas apresenta cinco curvas com idades $6 \times 10^9, 9 \times 10^9, 12 \times 10^9, 15 \times 10^9$ e 18×10^9 anos. O modelo utilizado foi o mesmo de Vandenberg (1985).

Schaller *et al.* (1992) apresenta duas redes de isócronas. A primeira, para $Z = 0,020$ e $Y = 0,300$, apresenta idades variando de 2×10^9 a 12×10^9 anos. A segunda rede, para $Z = 0,001$ e $Y = 0,243$, apresenta oito curvas com idades variando de 2×10^9 a 10^{10} anos. Ambas as redes para massas variando de 0,8 a 120 M_{\odot} .

Schaerer *et al.* (1993) apresenta uma rede de isócronas para $Z = 0,008; Y = 0,264$ e massas variando de 0,8 a 120 M_{\odot} . Esta rede consiste em nove isócronas com idades variando de $2,5 \times 10^9$ a $15,8 \times 10^9$ anos. O modelo utilizado foi o mesmo de Schaller *et al.* (1992).

A partir de cada rede de isócronas estimamos, quando possível, idades para cada uma das estrelas de nossa amostra. Esta estimativa só pode ser feita quando a estrela se localizava entre duas isócronas da rede e conseqüentemente uma "interpolação gráfica" com relação às idades das isócronas pode ser realizada, ou ainda quando a estrela se localizava sobre uma dada isócrona da rede, neste caso, sua idade sendo a mesma da isócrona. Em síntese, este procedimento consistiu em estimar a idade que a estrela possuiria caso tivesse a metalicidade representativa da rede de isócronas em questão.

Após este procedimento, estrelas para as quais puderam ser estimadas ao menos duas idades, obtidas a partir de redes calculadas com o mesmo modelo, tiveram estas idades representadas em função da metalicidade absoluta correspondente a rede. Ou seja, para cada uma das estrelas foram separadas, em dois conjuntos distintos, as idades estimadas nas redes de isócronas de Vandenberg (1985) e Vandenberg e Laskarides (1987) e nas redes

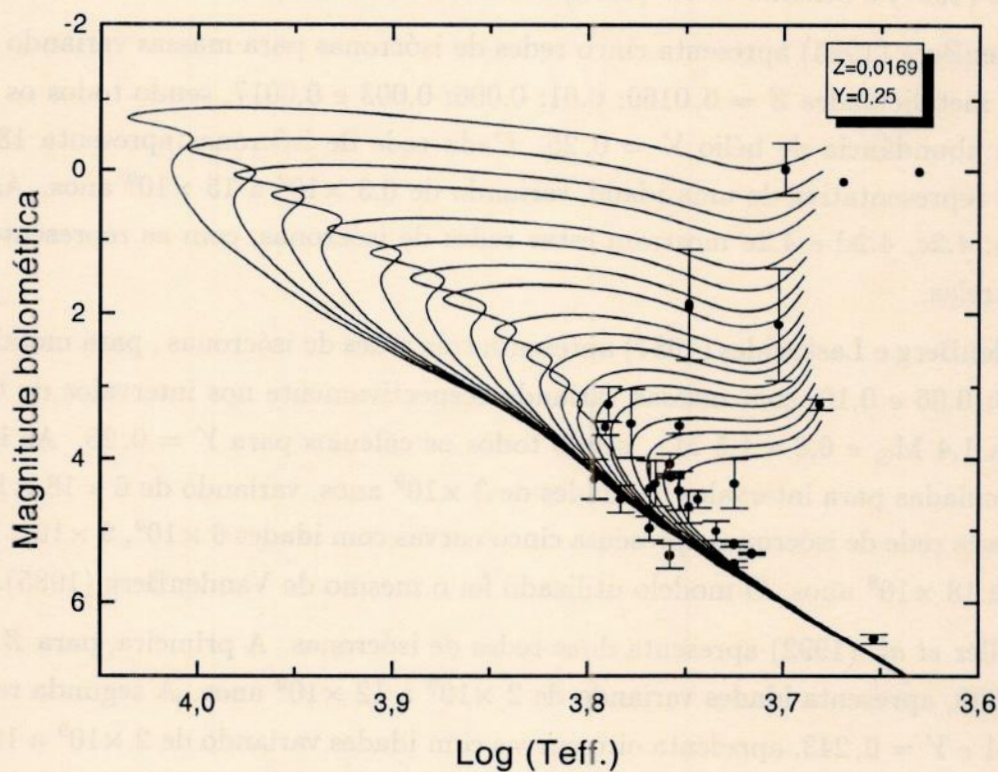


Figura 4.2a- Redes de isócronas no plano magnitude bolométrica em função do logaritmo da temperatura efetiva para $Z=0,0169$ e $Y=0,25$.

de isócronas de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993). Estas idades [$I(Z_{isoc})$] foram representadas graficamente em função da metalicidade da rede de isócronas correspondente (Z_{isoc}), a fim de podermos ajustar um polinômio $I(Z)$ a esses pontos. Ajustado o melhor polinômio (no máximo um ajuste de terceiro grau) pudemos então substituir a metalicidade real da estrela (Z_*) e conseqüentemente estimar a idade desta última, esta estimativa podendo se dar via interpolação (quando o valor de Z_* encontrava-se no intervalo definido pelas metalicidades das isócronas Z_{isoc}) ou extrapolação (quando o valor de Z_* encontrava-se fora do intervalo definido pelas metalicidades das isócronas Z_{isoc}).

A metalicidade real de cada estrela Z_* foi calculada através da equação

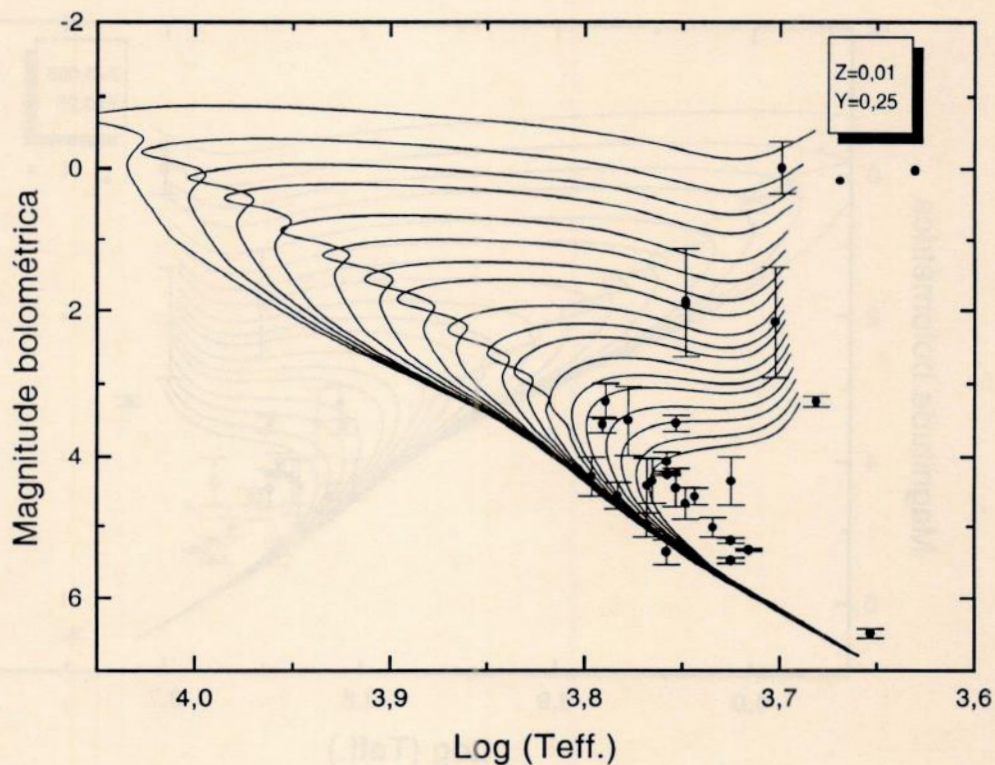


Figura 4.2b- Redes de isócronas no plano magnitude bolométrica em função do logaritmo da temperatura efetiva para $Z=0,01$ e $Y=0,25$.

$$Z_{\star} = Z_{\odot} 10^{[\text{Fe}/\text{H}]}, \quad (4.6)$$

onde para Vandenberg (1985) e Vandenberg e Laskarides (1987) o valor da metalicidade solar é $Z_{\odot} = 0,0169$ e para Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993) $Z_{\odot} = 0,0188$. Os valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ são os fornecidos na tabela 3.2.

Estrelas para as quais não conseguimos ao menos duas idades (em função da metalicidade da isócrona) em um dos conjuntos de isócronas, não puderam ter polinômios ajustados e conseqüentemente não tiveram suas idades estimadas.

A figura 4.3 fornece um exemplo prático do procedimento aqui explicitado para a estrela HR7875, no conjunto de isócronas de Vandenberg (1985) e Vandenberg e Laskarides

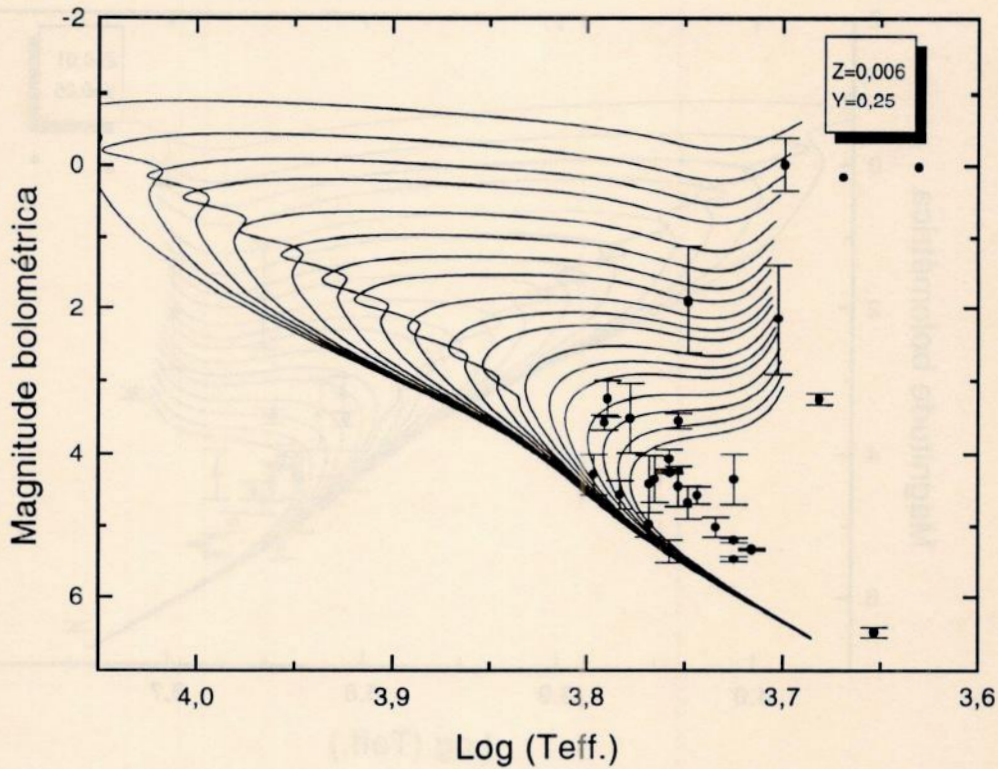


Figura 4.2c- Redes de isócronas no plano magnitude bolométrica em função do logaritmo da temperatura efetiva para $Z=0,006$ e $Y=0,25$.

(1987). Esta teve idades estimadas em todas as redes de isócronas de Vandenberg (1985), mas não foi possível nenhuma estimativa em Vandenberg e Laskarides (1987). As idades obtidas a partir das redes de isócronas de Vandenberg (1985) foram plotadas em função da metalicidade e um polinômio de segundo grau foi ajustado aos pontos. Pela equação (4.6) e tabela 3.2 chegamos a $Z_{\star} = 0,0061$. Substituindo este valor no polinômio ajustado tem-se a idade estimada de $I(Z_{\star}) = 10,15$ Ganos (via interpolação).

O erro nos valores estimados de idades estelares foi adotado como sendo igual a

$$\Delta I = \left| \frac{I_{sup} - I_{inf}}{2} \right|, \quad (4.7)$$

onde I_{sup} e I_{inf} são as idades estimadas respectivamente através dos limites superiores e

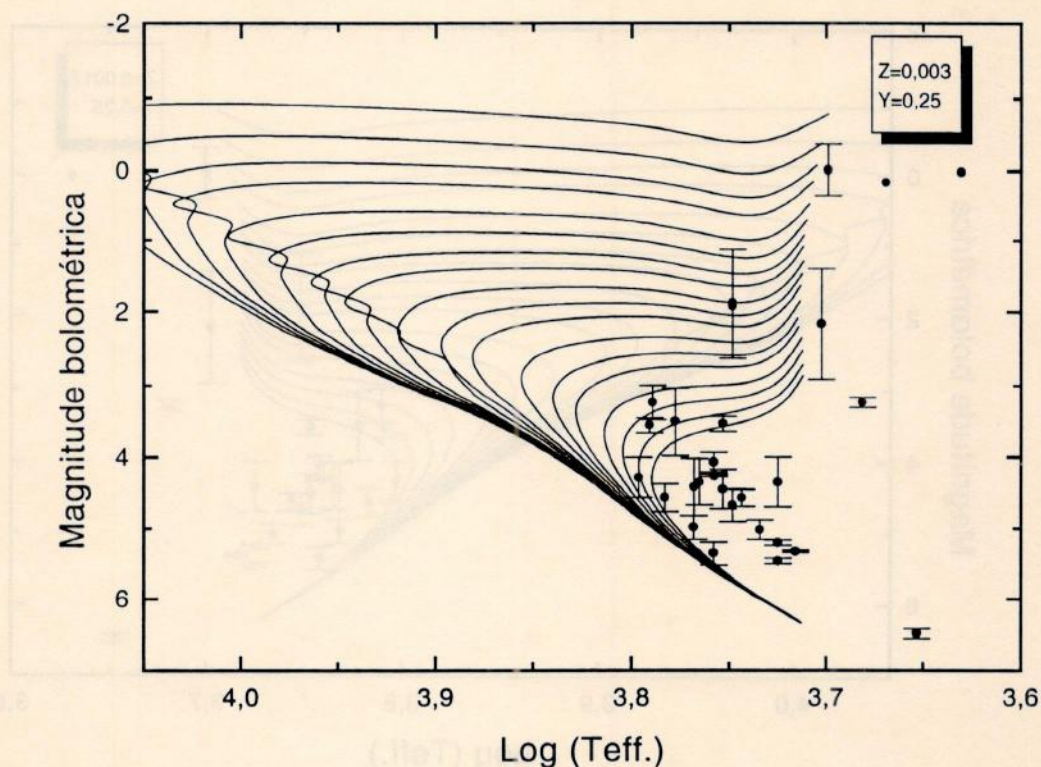


Figura 4.2d- Redes de isócronas no plano magnitude bolométrica em função do logaritmo da temperatura efetiva para $Z=0,003$ e $Y=0,25$.

inferiores das barras de erro em cada um dos dois conjuntos de isócronas utilizados (temos ΔI obtidos através de ΔM_{bol} e ΔI obtidos através de $\Delta \log L/L_{\odot}$, quando possível). O procedimento utilizado para a estimativa de I_{sup} e I_{inf} foi idêntico ao utilizado e já descrito para a estimativa das idades.

4.4. RESULTADOS

A tabela 4.1 mostra os resultados obtidos. Note que algumas estrelas tiveram idades estimadas tanto no conjunto de isócronas de Vandenberg (1985) e Vandenberg e Laskarides (1987) quanto no conjunto de isócronas de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993), enquanto outras em nenhum dos dois conjuntos. A adoção de uma idade no primeiro caso se baseou na “preferência” pelos resultados obtidos por interpolação dos obtidos por

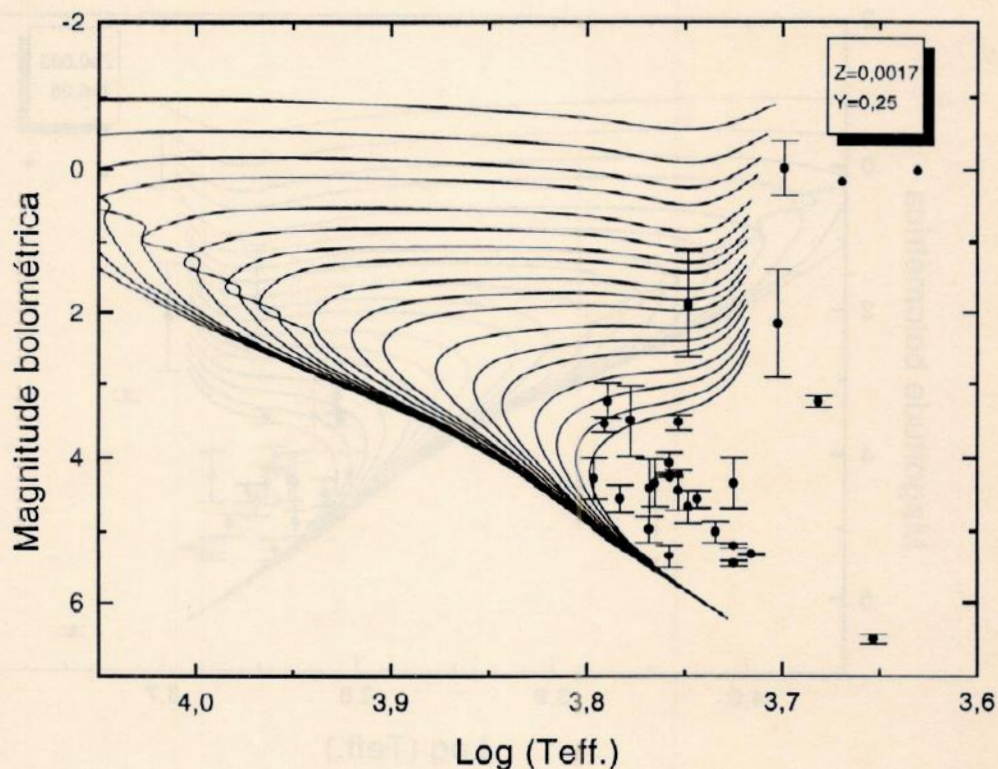


Figura 4.2e- Redes de isócronas no plano magnitude bolométrica em função do logarítmo da temperatura efetiva para $Z=0,0017$ e $Y=0,25$.

extrapolação, ou ainda (quando ambas as idades foram interpoladas ou extrapoladas) pelos resultados a partir das isócronas de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993), por serem trabalhos mais recentes e que usam dados mais atualizados. Para as estrelas cujas idades não conseguimos estimar adotamos os valores compilados em Butcher (1987), os quais são apresentadas na tabela 4.1 também a título de comparação com os nossos resultados. Ainda, nas segunda e terceira colunas da tabela 4.1, as idades de HR5460 foram adotadas como sendo iguais às equivalentes estimadas para HR5459, o mesmo acontecendo na segunda coluna com a idade de HR1006, adotada como sendo igual a idade estimada para HR1010, por serem estrelas binárias.

Pela tabela 4.1 podemos notar que a maior parte das idades estimadas e adotadas foram obtidas por interpolação (interpolações e extrapolações são representadas respecti-

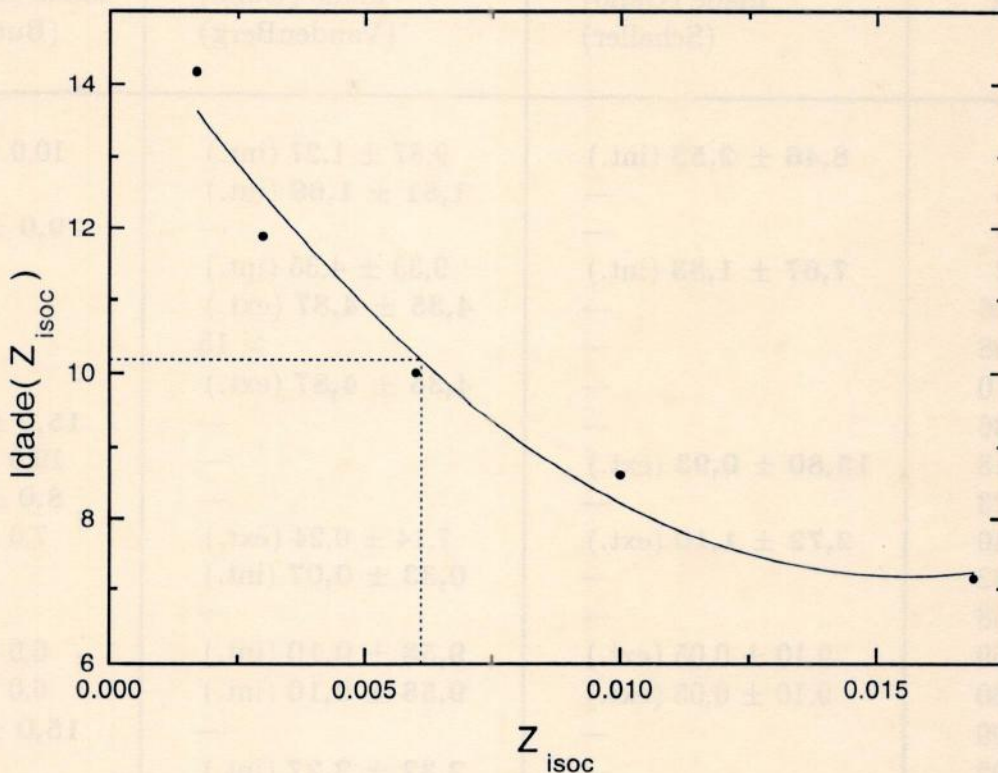


Figura 4.3- Ajuste polinomial das idades estimadas a partir das redes de isócronas de Vandenberg (1985) em função dos valores de metalicidade das respectivas redes, para o caso específico de HR7875.

vamente como int. e ext.), estando em razoável concordância entre si (no caso de estrelas com estimativas nos dois conjuntos de isócronas) e com os resultados apresentados em Butcher (1987). Exceções a regra poderiam ser HR4540 e HR6585.

Uma breve análise a respeito da validade dos valores estimados poderia ser feita, através de relações idade-metalicidade. Relações idade-metalicidade de Twarog (1980), Meusinger *et al.* (1991) e Edvardsson *et al.* (1993) são apresentadas na figura 4.4, na qual também apresentamos nossos valores de $[Fe/H]$ (ver tabela 3.2) em função das idades estelares estimadas (ver tabela 4.1).

Evidentemente, apesar dos nossos valores de metalicidade não possam ser tomados como de excelente confiabilidade, por serem valores retirados da literatura, e de nossas idades dependerem indiretamente destes valores (ver seção 4.3) existe uma razoável con-

Estrela	Idade (Gano) (Schaller)	Idade (Gano) (VandenBerg)	Idade (Gano) (Butcher)
HR98	8,46 ± 2,53 (int.)	9,87 ± 1,27 (int.)	10,0 ± 2,0
HR235	—	1,81 ± 1,69 (int.)	—
HR509	—	—	9,0 ± 4,0
HR772	7,67 ± 1,83 (int.)	9,33 ± 4,35 (int.)	—
HR1006	—	4,35 ± 4,87 (ext.)	—
HR1008	—	> 15	—
HR1010	—	4,35 ± 4,87 (ext.)	—
HR1136	—	—	15,0 ± 4,0
HR3018	15,80 ± 0,93 (ext.)	—	19,0 ± 3,0
HR4523	—	—	8,0 ± 3,0
HR4540	2,72 ± 1,10 (ext.)	7,14 ± 0,24 (ext.)	7,0 ± 2,0
HR4932	—	0,33 ± 0,07 (int.)	—
HR5058	—	—	—
HR5459	9,10 ± 0,05 (ext.)	9,58 ± 0,10 (int.)	6,0 ± 3,0
HR5460	9,10 ± 0,05 (ext.)	9,58 ± 0,10 (int.)	6,0 ± 3,0
HR5699	—	—	15,0 ± 3,0
HR5802	—	2,32 ± 2,27 (int.)	—
HR6585	—	0,37 ± 1,24 (ext.)	10,0 ± 2,0
HR6752	—	—	0,8 ± 0,8
HR7373	6,00 ± 0,47 (ext.)	6,41 ± 1,28 (ext.)	9,0 ± 3,0
HR7665	—	9,94 ± 1,35 (int.)	11,0 ± 5,0
HR7875	7,75 ± 2,47 (ext.)	10,15 ± 3,14 (int.)	—
HR7896	—	1,42 ± 1,15 (int.)	1,0 ± 1,0
HR8181	—	16,41 ± 0,10 (ext.)	—
HR8204	—	—	—
HR8387	> 12,59	—	—
HD37828	16,15 ± — (ext.)	—	—
SOL	—	—	4,6 ± 0,1

Tabela 4.1- Idades estelares e seus respectivos erros calculados com o conjunto de isócronas de VandenBerg (1985) e VandenBerg e Laskarides (1987) (aqui VandenBerg) e o conjunto de isócronas de Schaller *etal.* (1992) e Schaerer *etal.* (1993) (aqui Schaller), com exceção da quarta coluna, que apresenta as idades do artigo de Butcher (1987). As idades finais adotadas aparecem em negrito.

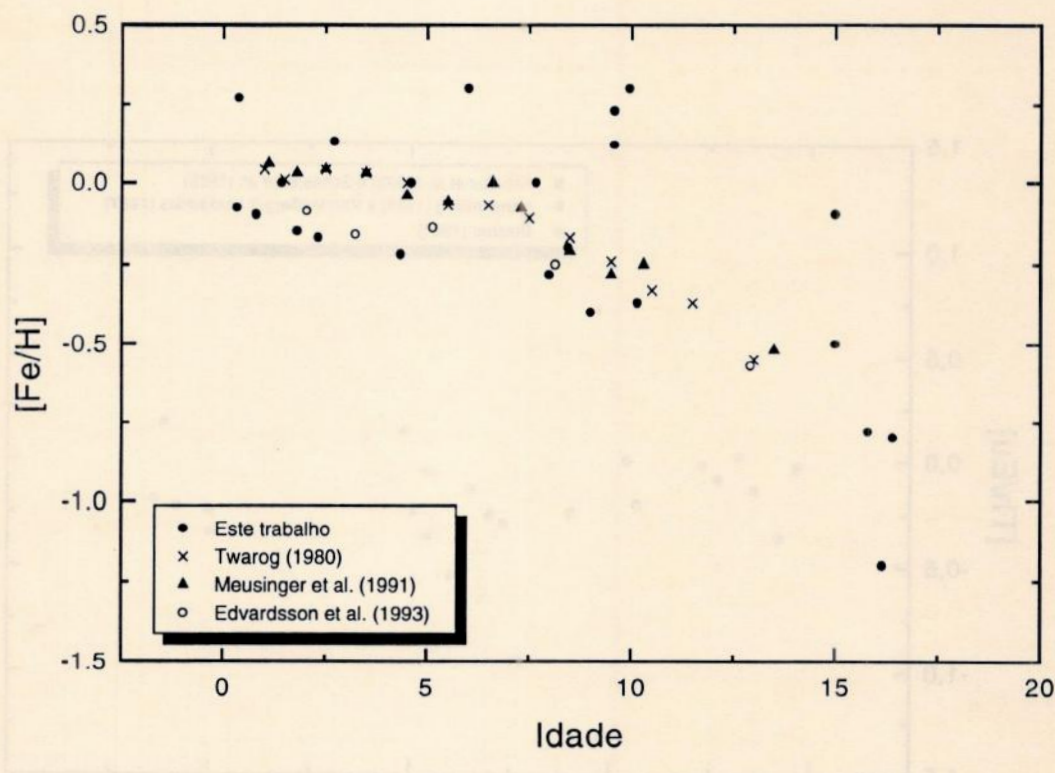


Figura 4.4- Relações idade-metalicidade de Twarog (1980), Meusinger *et al.* (1991) e Edvardsson *et al.* (1993). Note que, embora haja grande espalhamento nos nossos pontos para estrelas de baixa metalicidade (estrelas do disco) há uma razoável concordância com com relação às três relações apresentadas.

cordância entre o comportamento de $[Fe/H]$ em função de idades estelares e as relações idade-metalicidade.

Um breve comentário deve ser feito a respeito do possível erro inferido pelo uso de diferentes abundâncias de hélio em cada uma das redes de isócronas de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993). Um tratamento rigoroso exigiria também, caso possível, uma interpolação em Y (já que nada garante que a abundância de hélio nas estrelas é a mesma das isócronas). Este tipo de tratamento, entretanto foi desprezado, assim como as diferenças nos valores de Y (0,243; 0,264 e 0,300) consideradas não significativas.

Por último, apresentamos na figura 4.5 as razões de abundância $[Th/Eu]$ por nós obtidas (ver capítulo 3) em função das idades estelares estimadas. Note que o espalha-

mento encontrado em $[Th/Eu]$ em função de $[Fe/H]$ (ver figura 3.6) também se repete para $[Th/Eu]$ em função das idades.

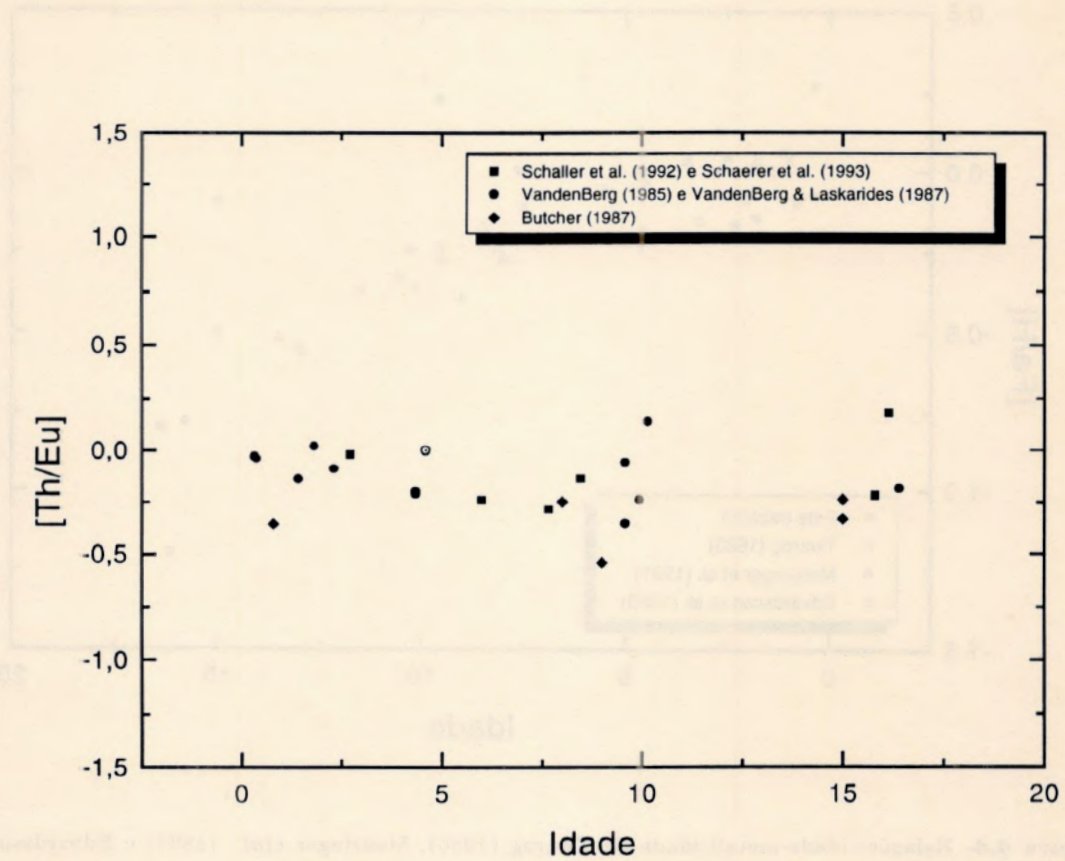


Figura 4.5- Gráficos $[Th/Eu]$ em função das idades.

CAPÍTULO 5

ANÁLISE EVOLUTIVA DA RAZÃO Th/Eu VIA MODELO SIMPLES

A terminologia “evolução química” de um dado objeto está diretamente ligada a quanto de cada elemento químico este objeto contém (composição química), referindo-se à maneira pela qual a distribuição destes elementos muda com o tempo. Sendo assim, estudos da evolução química objetivam, entre outras coisas, descrever as distribuições de abundância dos elementos, incluindo as variações de metalicidade estelares com idades e posições na Galáxia, gradientes de abundância na Galáxia e variações nas abundâncias relativas dos metais. Alguns dos processos que influenciam a evolução química são a formação estelar, a nucleossíntese, a perda de massa por estrelas em desenvolvimento ou em fase final da evolução e fluxos de gás, que provocam troca de material com outras galáxias ou entre diferentes regiões da Galáxia ou entre galáxias que interagem.

Modelos de evolução química tentam descrever, de forma analítica ou numérica, mudanças na abundância do meio interestelar de um sistema e distribuições de abundância resultantes nas estrelas nascidas em épocas diferentes. Existe uma imensa variedade de modelos que tentam reproduzir a evolução de dado sistema. Na maior parte das vezes, considera-se para a região sob estudo o meio interestelar de composição uniforme, que ganha ou perde massa por meio de fluxos de gás.

A descrição da evolução temporal da abundância de núclídeos tem grande dependência das teorias de nucleossíntese e evolução estelar, assim como de parâmetros de modelos de evolução química, tais como o *infall*, a função de massa inicial, a taxa de formação estelar, etc (veja item 5.1). As diferenças entre razões de abundância previstas e observadas são explicadas, entre outros fatores, por uma possível deficiência na descrição dessas teorias ou parâmetros. Desta forma, são de grande importância aprimoramentos nos modelos de evolução química assim como um bom estabelecimento dos conceitos básicos.

Devido à grande dependência de modelos, que variam em grau de complexidade, existe uma grande incerteza em qualquer estimativa da idade da Galáxia obtida por nucleocronologia. Usualmente, estimativas da idade da Galáxia baseadas em dados obtidos de amostras do Sistema Solar são tomadas como limites inferiores da idade. Logo, quando as

razões de abundância provêm de objetos pertencentes ao sistema solar estaremos estimando a idade mínima que a Galáxia pode vir a ter. Já quando estas estimativas baseiam-se em dados estelares, especificamente estrelas do halo, que são as mais antigas, podemos tomar limites superiores da idade. Análogamente, pode-se dizer que razões de abundância que provêm de estrelas do halo fornecem estimativas da idade máxima que a Galáxia pode vir a ter. No caso específico desse trabalho, a estimativa a qual pretenderíamos chegar consistiria em um limite superior para a idade do disco galáctico, já que só analisamos estrelas do disco.

Grande parte deste capítulo consiste em uma reprodução de certas equações de Arany-Prado (1994), que tentam descrever a evolução do tório e do európio. A autora, por sua vez, se baseou em Tinsley (1980) para apresentar o formalismo básico. Os resultados aqui presentes foram apresentados, em forma de painel, na XXII Reunião Anual da Sociedade Astronômica Brasileira (ver Quireza e Arany-Prado 1996).

5.1. MODELO

Por sua simplicidade teórica e “fácil” manipulação adotamos as suposições do chamado modelo simples de evolução química da Galáxia (Schmidt 1963) para derivar as equações para evolução de abundância de um dado nuclídeo. O leitor deve estar atento, porém, ao fato de que mesmo os conceitos básicos de modelos simples estão sujeitos a questionamentos.

No modelo simples admitimos que a região sob estudo seja análoga à uma “caixa” hermeticamente fechada ou ainda, no caso da vizinhança solar, um anel galactocêntrico estreito que contenha a vizinhança solar, onde não haja troca de matéria com o meio externo (nada sai, nada entra). Em outros termos, podemos dizer que as **taxas de *infall* e *outflow*** (taxas de acréscimo e perda de massa pelo sistema, respectivamente) **são ambas nulas**. Inicialmente esta região é totalmente composta por H e He (elementos primordiais, formados em grande quantidade no Big Bang), ou seja, a **metallicidade inicial é nula** (Li sendo desprezado). A formação estelar fará com que outros elementos, que não H e He, sejam produzidos. A medida que as estrelas evoluem elas ejetam parte de (se não toda) sua massa de volta ao meio interestelar a partir do qual elas se formaram, aumentando a quantidade de elementos pesados no gás.

Consideramos ainda que o material ejetado pelas estrelas se mistura eficientemente ao meio interestelar (devido à movimentos de turbulência, por exemplo), de modo que este tenha **composição homogênea** ao longo da região sob estudo.

A massa das estrelas tem importância fundamental neste cenário. Ela é uma das principais controladoras da estrutura e evolução química das estrelas, dadas suas composições químicas. O tempo de vida de uma estrela, por exemplo, tem grande dependência da massa estelar: quanto maior for a massa de uma estrela mais rapidamente ela evoluirá. Assim, estrelas de massa muito maior do que a do Sol são as principais contribuintes para o enriquecimento químico, pois mais rapidamente ejetam no meio interestelar elementos recém-sintetizados.

Voltando ao contexto da caixa fechada, a medida que diversas gerações de estrelas tenham se sucedido, a quantidade de gás na caixa torna-se cada vez menor (dado que este estará retido em estrelas de baixa massa, que vivem por períodos maiores que a idade atual da Galáxia) e o conteúdo de metais no gás se torna cada vez maior (devido às ejeções de estrelas de grande massa, que têm tempos de vida relativamente curtos em escala cosmológica). É possível dizer que uma diminuição na quantidade de gás na caixa produz um aumento complementar na porcentagem de estrelas cuja metalicidade é a do gás na época de sua formação.

Os elementos pesados existentes no meio interestelar são, portanto, produtos da evolução estelar, sendo o tipo e a quantidade de cada elemento ejetado por uma dada estrela determinado por sua massa à época de sua formação. A formação de diferentes estrelas, porém, não é um processo aleatório, ou seja, estrelas de diferentes massas não têm igual probabilidade de se formarem. A formação estelar é um processo de grande complexidade, que pode depender da abundância de metais no gás, da densidade do gás, velocidade de turbulência e diversas outras propriedades do meio interestelar, que muito provavelmente variam com o tempo e posição na Galáxia.

Uma função que esteja relacionada à probabilidade de nascimento de uma estrela de dada massa inicial m é de grande importância ¹. Esta função é chamada função de massa inicial $\phi(m)$ e especifica a fração relativa de estrelas em diferentes intervalos de massa, ou a distribuição de frequência de massas estelares no nascimento. Determinações observacionais da função de massa inicial e sua possível variação no espaço e no tempo também são de importância fundamental para teorias de formação estelar.

Outro importante fator na evolução galáctica é a chamada taxa de formação estelar, $\psi(t)$. Esta consiste na massa total convertida em estrelas por unidade de tempo. Não

¹ O nascimento de uma estrela é definido a partir do momento em que começam a haver reações de queima de H em seu caroço. Já a morte de uma estrela é definida no instante em que cessam todos os processos de síntese estelar.

há porém, uma fórmula que possa descrever fisicamente a taxa de formação estelar. Contudo, dada sua dependência em uma enorme quantidade de parâmetros desconhecidos (não resolvidos matematica ou fisicamente) tal fórmula, se existisse, não teria utilidade prática.

Além das suposições já citadas (taxas de *infall* e *outflow* nulas, metalicidade inicial nula e meio interestelar homogêneo) o modelo simples de Schmidt considera ainda mais duas suposições: a da **aproximação de reciclagem instantânea** e de uma **função de massa inicial constante**.

A aproximação de reciclagem instantânea é um caso particular da chamada aproximação de perda de massa súbita. Antes de prosseguirmos é aconselhável vermos as definições destas duas aproximações:

★ **Aproximação de perda de massa súbita:** Nesta, cada estrela de massa inicial m perde toda a massa que deveria ter perdido ao longo de sua vida em um único evento final após um tempo definido τ_m , que é, aproximadamente, o tempo que a estrela passa na sequência principal. Esta aproximação é razoável, se levarmos em conta que as estrelas passam cerca de 90 % de sua vida estável na sequência principal, onde não há perda de massa considerável para a maior parte das estrelas. Arany-Prado (1994) chama atenção para o fato de que se assumirmos que as estrelas morrem tão logo saem da sequência principal estaremos desprezando as escalas da evolução posterior à esta, diante das escalas de interesse. Podemos então tomar τ_m como sendo igual ao tempo de vida da estrela e considerar que m se mantém constante durante este tempo.

★ **Aproximação de reciclagem instantânea:** Conforme já foi dito, é um caso particular da aproximação de perda de massa súbita, na qual supomos que somente as estrelas que têm tempos de vida tendendo a zero, $\tau_m \rightarrow 0$, contribuem significativamente para o enriquecimento do gás. Neste caso temos somente duas classes de estrelas: as que vivem para sempre e as que morrem tão logo nascem.

Segundo o formalismo de Tinsley, o número de estrelas com massa no intervalo $(m, m + dm)$, formadas no intervalo de tempo $(t, t + dt)$, assumindo dependência separada na massa e no tempo, é

$$\psi(t)\phi(m)dm dt, \quad (5.1)$$

onde $\psi(t)$ é a taxa de formação estelar e $\phi(m)$ é a função de massa inicial.

Multiplicando a equação (5.1) por uma variável de massa m teremos a massa total de estrelas com massa no intervalo $(m, m + dm)$, formadas no intervalo de tempo $(t, t + dt)$

$$m\psi(t)\phi(m)dm dt,$$

que, quando integrada ao longo de um intervalo de massa que vai da massa estelar mínima m_l à massa estelar máxima m_u possíveis, fornece a massa total de estrelas nascidas no intervalo de tempo $(t, t + dt)$

$$\psi(t) \int_{m_l}^{m_u} m\phi(m)dm dt. \quad (5.2)$$

Segundo a definição da taxa de formação estelar fornecida anteriormente, esta equivale à equação (5.2) dividida por um elemento de tempo dt :

$$\psi(t) = \frac{\text{massa total de estrelas formadas}}{\text{unidade de tempo}} = \frac{\psi(t) \int_{m_l}^{m_u} m\phi(m)dm dt}{dt},$$

de onde surge a condição de normalização da função de massa inicial apresentada no formalismo em Tinsley (1980)

$$\int_{m_l}^{m_u} m\phi(m)dm = 1. \quad (5.3)$$

Assumimos, assim como na maior parte dos trabalhos em evolução química, a existência de somente duas classes de objetos na região sob estudo: a das estrelas e a do gás. No entanto, as equações básicas de evolução química poderiam ser reformuladas considerando-se uma terceira classe de objetos: a dos refugos. Estes, segundo Rocha-Pinto (1993) e Rocha-Pinto *et al.* (1994), compreendem os remanescentes (objetos compactos resultantes da morte estelar) e os resíduos (objetos não estelares condensados no gás) que podem atuar como retentores de metais do meio interestelar. Aqui, consideramos que os refugos encontram-se implicitamente incluídos na categoria das estrelas que vivem para sempre.

Temos então que o sistema possui massa total dada por

$$M(t) = M_e(t) + M_g(t), \quad (5.4)$$

onde $M_e(t)$ e $M_g(t)$ são respectivamente, a massa das estrelas e do gás (no meio interestelar). O gás perde massa através da formação estelar e ganha através da ejeção estelar, o inverso ocorrendo com as estrelas:

$$\frac{dM(t)}{dt} = 0, \quad (5.5)$$

$$\frac{dM_e(t)}{dt} = \psi(t) - E(t), \quad (5.6)$$

$$\frac{dM_g(t)}{dt} = -\psi(t) + E(t), \quad (5.7)$$

onde $E(t)$ é a taxa de ejeção de massa pelas estrelas. A equação (5.5) é resultado da suposição de taxas de *infall* e *outflow* nulas, que implicam um sistema com massa total constante.

Dadas estrelas de massa inicial m , chamamos $\omega(m)$ a massa remanescente nos processos finais de suas vidas. Considerando a aproximação de perda de massa súbita, a massa total ejetada pela estrela será

$$Q_{ej}(m) = m - \omega(m). \quad (5.8)$$

O número de estrelas com massas no intervalo $(m, m + dm)$ que morrem no intervalo $(t, t + dt)$ é igual ao número de estrelas com massas no intervalo $(m, m + dm)$ que nascem no intervalo de tempo $(t - \tau_m, t - \tau_m + dt)$. Da equação (5.1), conclue-se que este número é fornecido por

$$\psi(t - \tau_m)\phi(m)dm dt. \quad (5.9)$$

Analogamente, dada a equação (5.8), dizemos que $Q_{ej}(m)\psi(t - \tau_m)\phi(m)dm$ será a massa total ejetada pelas estrelas com massa no intervalo $(m, m + dm)$ que morrem no intervalo $(t, t + dt)$. Consequentemente podemos escrever a taxa de ejeção de massa devido às estrelas que morrem em t

$$E(t) = \int_{m_t}^{m_u} Q_{ej}(m)\psi(t - \tau_m)\phi(m)dm, \quad (5.10a)$$

onde m_t é a massa de desligamento da sequência principal, ou a massa de *turnoff*³. Esta massa pode ser entendida da seguinte forma: num instante de tempo t existem várias estrelas deixando a sequência principal (vários pontos de desligamento). A massa mínima entre todas as estrelas que deixam a sequência principal em t (que corresponde ao ponto mais baixo de desligamento da sequência principal em t) será m_t . É claro que todas as massas no intervalo de integração da equação (5.10a) correspondem a estrelas que estão morrendo em t .

Assumindo a aproximação de perda de massa súbita e que o tempo de vida estelar seja unicamente determinado pela massa inicial m , então a dependência em τ_m deve ser considerada como uma dependência na massa m .

Note que admitir a aproximação de reciclagem instantânea nas equações básicas da evolução química equivale a considerar uma taxa de formação estelar constante em relação a massa estelar, pois $\psi(t - \tau_m)$ torna-se $\psi(t)$, se $\tau_m \rightarrow 0$.

Assim, na aproximação de reciclagem instantânea, ou para a taxa de formação estelar constante, a equação (5.10a) fica

$$E(t) = \psi(t) \int_{m_t}^{m_u} Q_{ej}(m)\phi(m)dm. \quad (5.10b)$$

Por definição $R(t)$ é a fração de massa das estrelas formadas em t que retorna ao gás devido a morte das estrelas formadas em $(t - \tau_m)$, também chamada fração de retorno:

$$R(t) = \frac{1}{\psi(t)} \int_{m_t}^{m_u} Q_{ej}(m)\psi(t - \tau_m)\phi(m)dm, \quad (5.11a)$$

que na aproximação de reciclagem instantânea é escrita como

³ Não devemos confundir esta massa com a massa de *turnoff* de aglomerados globulares. No caso de um dado aglomerado, considera-se que todas as estrelas pertencentes à ele se formaram aproximadamente na mesma época. Se fixarmos um instante de tempo t , posterior à formação do aglomerado, "observaremos" um "ponto" na sequência principal do aglomerado no qual estrelas (de massas próximas umas das outras) a estarão deixando. Este é o chamado ponto de *turnoff* de aglomerados, sendo a massa equivalente a este ponto a massa de *turnoff*.

$$R = \int_{m_i}^{m_u} Q_{ej}(m)\phi(m)dm, \quad (5.11b)$$

A equação (5.11b) apresenta uma fração de retorno independente do tempo, R , que é definida como a fração de massa estelar que retorna instantaneamente ao gás.

Das equações (5.10b) e (5.11b) podemos escrever

$$E(t) = R\psi(t), \quad (5.12)$$

e conseqüentemente as equações (5.6) e (5.7) podem ser escritas, na aproximação de reciclagem instantânea, sob a forma

$$\frac{dM_e(t)}{dt} = (1 - R)\psi(t) \quad (5.13)$$

e

$$\frac{dM_g(t)}{dt} = -(1 - R)\psi(t). \quad (5.14)$$

5.2. EQUAÇÕES BÁSICAS DE EVOLUÇÃO DAS ABUNDÂNCIAS

Desta seção em diante usaremos o expoente i para denotar um dado nuclídeo, elemento ou família de elementos. Seja M_g^i a massa de i no gás podemos definir a abundância média de i no meio interestelar como

$$X^i = \frac{M_g^i}{M_g}. \quad (5.15)$$

A taxa de variação da massa de i no gás será causada pela retenção de massa de i devido à formação estelar, ejeção de massa de i pelas estrelas (esta pode envolver tanto a massa de i pré-existente à formação estelar quanto a recém-produzida) e taxas de produção P_g^i e depleção D_g^i líquidas de i no gás do meio interestelar, de modo que podemos escrever

$$\frac{d[X^i(t)M_g(t)]}{dt} = \frac{dM_g^i(t)}{dt} = P_g^i(t) - D_g^i(t) - X^i(t)\psi(t) + E^i(t). \quad (5.16)$$

Se levarmos em consideração que a massa total ejetada pela estrela é a soma da massa de i recém-produzido e a massa de i antigo podemos fazer uma analogia à equação (5.10a) na forma

$$E^i(t) = \int_{m_t}^{m_u} Q^i(m, t) \psi(t - \tau_m) \phi(m) dm + \int_{m_t}^{m_u} A^i(m, t) \psi(t - \tau_m) \phi(m) dm, \quad (5.17a)$$

onde Q^i é a massa recém-convertida em i que foi ejetada pela estrela e A^i é a massa de i pré-existente à época de formação estelar. A primeira integral é igual à taxa de ejeção de massa de i recém-sintetizada devido às estrelas que morrem em t e a segunda integral é igual à taxa de ejeção de massa de i não processada devido às estrelas que morrem em t [$Q_{ej}^i(m) = Q^i(m, t) + A^i(m, t)$].

Embora Q^i tenha dependência tanto na massa quanto no tempo consideraremos somente a dependência na massa, de modo que $Q^i = Q^i(m)$.

Na aproximação de reciclagem instantânea a equação (5.17a) pode ser escrita como

$$E^i(t) = \int_{m_t}^{m_u} Q^i(m) \psi(t) \phi(m) dm + \int_{m_t}^{m_u} A^i(m, t) \psi(t) \phi(m) dm. \quad (5.17b)$$

Definiremos agora o *yield* $y^i(t)$ como a razão entre a massa total de i recém-produzida e ejetada devido às estrelas que morrem em t [primeira integral da equação (5.17b)] e a massa líquida retida devido à formação de estrelas e remanescentes:

$$y^i(t) = \frac{1}{[1 - R(t)] \psi(t)} \int_{m_t}^{m_u} Q^i(m) \psi(t - \tau_m) \phi(m) dm, \quad (5.18a)$$

onde $R(t)$ é dado pela equação (5.11a).

Na aproximação de reciclagem instantânea a equação (5.18a) é escrita na forma

$$y^i = \frac{1}{(1 - R)} \int_{m_t}^{m_u} Q^i(m) \phi(m) dm, \quad (5.18b)$$

onde R passa a ser fornecida pela equação (5.11b). O *yield* y é definido, portanto, como a massa produzida e ejetada, por unidade de massa retida em remanescentes e estrelas que vivem para sempre (na quais $\tau_m \gg 0$).

Note que a suposição de uma função de massa inicial constante no modelo simples de Schmidt (1963) implica [das equações (5.11b) e (5.18b) e dada a suposição de que a produção $Q^i(m)$ só depende da massa] em uma fração de retorno e em um *yield* também constantes no tempo.

Utilizando a equação (5.18a) e definindo

$$R_a^i(t) = \frac{1}{\psi(t)} \int_{m_t}^{m_u} A^i(m, t) \psi(t - \tau_m) \phi(m) dm, \quad (5.19a)$$

podemos reescrever a equação (5.17a) na forma

$$E^i(t) = y^i(t)[1 - R(t)]\psi(t) + R_a^i(t)\psi(t), \quad (5.19b)$$

que na aproximação de reciclagem instantânea fica

$$E^i(t) = y^i(1 - R)\psi(t) + R_a^i(t)\psi(t), \quad (5.20a)$$

onde, agora,

$$R_a^i(t) = \int_{m_t}^{m_u} A^i(m, t) \phi(m) dm. \quad (5.20b)$$

Utilizando a identidade

$$M_g \frac{dX^i}{dt} = \frac{d(X^i M_g)}{dt} - X^i \frac{dM_g}{dt} \quad (5.21)$$

e as equações (5.14) e (5.16), podemos escrever a equação geral para a taxa de variação de abundância de i no meio interestelar na aproximação de reciclagem instantânea:

$$M_g \frac{dX^i(t)}{dt} = P_g^i(t) - D_g^i(t) - X^i(t)R\psi(t) + E^i(t). \quad (5.22)$$

onde $E^i(t)$ é dada pela equação (5.20a).

Conforme visto na seção 2.2, a abundância do conjunto dos metais (metalicidade) é designada por Z . Se considerarmos a depleção e a produção de metais no meio interestelar como sendo nulas [$D_g^z = P_g^z = 0$], a equação (5.22) passa a ser escrita na forma

$$M_g(t) \frac{dZ(t)}{dt} = E^z(t) - Z(t)R\psi(t), \quad (5.23a)$$

onde, pela equação (5.20a)

$$E^z(t) = y^z(1 - R)\psi(t) + R_a^z(t)\psi(t). \quad (5.23b)$$

Comparando a equação (3.9) de Tinsley (1980) para a taxa de ejeção total de metais velhos e recém-sintetizados, sob a aproximação de reciclagem instantânea, onde $m - \omega(m) = Q_{ej}$ [ver equação (5.8)] e $mp_{zm} [= Q^z(m)]$ é a massa convertida em metais e ejetada:

$$E^z(t) = \int_{m_t}^{m_u} \underbrace{mp_{zm}}_{Q^z(m)} \psi(t) \phi(m) dm + \int_{m_t}^{m_u} \left[\underbrace{m - \omega(m)}_{Q_{ej}(m)} - \underbrace{mp_{zm}}_{Q^z(m)} \right] Z(t) \psi(t) \phi(m) dm,$$

com a equação (5.17b) aplicada aos metais, temos, do ponto de vista de Tinsley, que a massa de metais sobreviventes à atração e ejetada é

$$A^z(m, t) = [Q_{ej}(m) - Q^z(m)]Z(t). \quad (5.24)$$

Utilizando a equação (5.24) e (5.20b) aplicada aos metais, temos, na aproximação de reciclagem instantânea e do ponto de vista de Tinsley,

$$R_a^z(t) = \int_{m_t}^{m_u} [Q_{ej}(m) - Q^z(m)]Z(t)\phi(m)dm. \quad (5.25a)$$

As equações (5.11b), (5.18b) e (5.25a) fornecem

$$R_a^z(t) = Z(t)R - Z(t)y^z(1 - R) \quad (5.25b)$$

e portanto a equação (5.23b) fica

$$E^z(t) = [1 - Z(t)]y^z(1 - R)\psi(t) + Z(t)R\psi(t). \quad (5.26a)$$

considerando, para todos os efeitos práticos que $Z \ll 1$, reescrevemos a equação (5.26a) na forma

$$E^z(t) = y^z(1 - R)\psi(t) + Z(t)R\psi(t). \quad (5.26b)$$

Substituindo a equação (5.26b) na equação (5.23a) podemos escrever a equação para a evolução da metalicidade na aproximação de reciclagem instantânea como

$$M_g(t) \frac{dZ(t)}{dt} = y^z(1 - R)\psi(t). \quad (5.27)$$

5.3. INCLUSÃO DA ASTRACÇÃO

Parte do material pré-existente à formação estelar que foi absorvido neste processo pode ser devolvido ao meio interestelar após a morte da estrela ou algum evento evolutivo (lembre-se que em nosso caso, admitindo a aproximação de perda de massa súbita, existirá um único evento pelo qual a estrela perderá toda a massa que deveria perder ao longo de sua vida). Em Arany-Prado (1994) a “astracção” é definida como o processo de retenção de material do gás do meio interestelar nas estrelas, durante a evolução estelar. É de grande importância nos modelos de evolução química considerar a massa sobrevivente à astracção.

Segundo a equação (4.14) de Arany-Prado (1994), a massa inicial de i sobrevivente à astracção na região ejetada no instante da morte estelar (ver seção 5.2) pode ser escrita como

$$A^i(m, t) = Q_{ej}(m)X^i(t - \tau_m)[1 - \xi_{ej}^i(m)], \quad (5.28)$$

onde $\xi_{ej}^i(m)$ é chamado função de destruição da região ejetada no final da vida estelar, definido como

$$\xi_{ej}^i(m) = \frac{D_{ej}^i(m, t)}{Q_{ej}(m)X^i(t - \tau_m)}, \quad (5.29)$$

onde $D_{ej}^i(m, t)$ é definida como a massa total de i destruída na região ejetada.

A equação (5.28) aplicada à aproximação de reciclagem instantânea fica

$$A^i(m, t) = Q_{ej}(m)X^i(t)[1 - \xi_{ej}^i(m)]. \quad (5.30)$$

Substituindo (5.30) na equação (5.17b) teremos a massa de i ejetada pelas estrelas escrita na forma

$$\begin{aligned} E^i(t) = & \int_{m_t}^{m_u} Q^i(m)\psi(t)\phi(m)dm + \int_{m_t}^{m_u} Q_{ej}(m)X^i(t)\psi(t)\phi(m)dm \\ & - \int_{m_t}^{m_u} Q_{ej}(m)X^i(t)\xi_{ej}^i(m)\psi(t)\phi(m)dm. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Utilizando as equações (5.11b) e (5.18b) reescrevemos a equação (5.31) na forma

$$E^i(t) = y^i(1 - R)\psi(t) + X^i(t)R\psi(t) - u^i(1 - R)X^i(t)\psi(t), \quad (5.32)$$

onde u^i é definido como

$$u^i = \frac{1}{1 - R} \int_{m_t}^{m_u} Q_{ej}(m)\xi_{ej}^i(m)\phi(m)dm. \quad (5.33)$$

Substituindo (5.32) na equação para a taxa de variação de abundância de i no gás na aproximação de reciclagem instantânea [equação (5.22)] temos

$$M_g(t) \frac{dX^i}{dt} = P_g^i(t) - D_g^i(t) + y^i(1 - R)\psi(t) - u^i(1 - R)X^i(t)\psi(t). \quad (5.34)$$

5.4. EVOLUÇÃO DO TÓRIO E DO EURÓPIO

Façamos uma breve análise do que vem sendo feito até aqui. Nossa intenção é traçar a evolução da razão de abundância Th/Eu. Para tal, utilizamos o formalismo de Arany-Prado (1994) que leva em conta o efeito da astração. De fato, Malaney *et al.* (1989) mostraram que há uma depleção seletiva do Th, que afeta cumulativamente sua abundância no meio interestelar e a idade estimada para a Galáxia. Vamos agora aplicar as equações aqui reproduzidas para o caso específico do tório e do európio. Assumiremos todas as suposições do modelo simples. Vamos supor ainda, que a taxa de formação estelar ψ depende linearmente da massa do gás M_g de tal forma que

$$(1 - R)\psi(t) = \omega M_g(t), \quad (5.35)$$

onde ω é uma constante. É provável que os processos físicos envolvidos na formação estelar não sejam regidos por uma relação tão simples quanto esta. Clayton (1988) justifica o uso de (5.35) considerando vários anéis concêntricos, especificados por um dado raio, que vai do centro galáctico ao anel. Clayton diz que se a massa das nuvens moleculares, a partir das quais as estrelas se formam, for proporcional à massa total do anel que a contem e se a formação estelar se processar a uma taxa média fixa dentro das nuvens moleculares, então a linearidade expressa por (5.35) poderá ser admitida. Neste caso, a equação (5.27) pode ser escrita na forma

$$\frac{dZ(t)}{dt} = \omega y^z, \quad (5.36)$$

cuja solução em função do instante de nascimento de uma estrela (considerando a metalicidade inicial nula) é

$$Z(t) = \omega y^z t. \quad (5.37a)$$

À época do nascimento do Sol ($t = T_G - I_\odot$, onde I_\odot é a idade do Sistema Solar e T_G é a idade da Galáxia), a equação (5.37a) pode ser escrita como

$$Z_\odot = \omega y^z (T_G - I_\odot). \quad (5.37b)$$

Nenhum dos nuclídeos em questão (Th e Eu) é produzido no meio interestelar e portanto $P^{\text{Th}} = P^{\text{Eu}} = 0$. Ambos são elementos de *processo r*, o európio possuindo uma

pequena contribuição do *processo s*. Particularmente, o európio é um nuclídeo estável, para o qual vamos considerar nulas as taxas de depleção estelar e do meio interestelar, o que fornece $u^{\text{Eu}} = 0$ e $D_g^{\text{Eu}} = 0$. Para o tório temos a taxa de depleção no meio interestelar devido ao decaimento simples, $D^{\text{Th}} = -\lambda X^{\text{Th}} M_g$, onde λ é a constante de decaimento de laboratório do tório, e uma taxa de destruição estelar não nula, que fornece $u^{\text{Th}} \neq 0$. Assim, da equação geral (5.34) podemos escrever as equações para variação de abundância do európio e do tório no meio interestelar, respectivamente,

$$M_g(t) \frac{dX^{\text{Eu}}(t)}{dt} = y^{\text{Eu}}(1 - R)\psi(t). \quad (5.38)$$

$$M_g(t) \frac{dX^{\text{Th}}(t)}{dt} = -\lambda X^{\text{Th}}(t) M_g(t) + y^{\text{Th}}(1 - R)\psi(t) - u^{\text{Th}}(1 - R)X^{\text{Th}}(t)\psi(t). \quad (5.39)$$

Substituindo a equação (5.35) na equação (5.39), podemos escrever

$$\frac{dX^{\text{Th}}(t)}{dt} = \omega y^{\text{Th}} - (\lambda + \omega u^{\text{Th}})X^{\text{Th}}(t), \quad (5.40)$$

cuja solução (considerando abundâncias inicial nula) é

$$X^{\text{Th}}(t) = \frac{\omega y^{\text{Th}}}{\lambda + \omega u^{\text{Th}}} [1 - e^{-(\lambda + \omega u^{\text{Th}})t}]. \quad (5.41)$$

A equação acima descreve a abundância do meio interestelar à época da formação das estrelas. Para o tório observado hoje, devemos descontar desta abundância inicial a depleção devida ao decaimento simples. Tal procedimento é válido no caso de anãs e subgigantes, para as quais acreditamos que os actinídeos não tenham sofrido, além desta, depleções resultantes de processos de dragagem (*dredge-up*). Desta forma, hoje (em $t = T_G$), a abundância do tório em uma estrela (anã ou subgigante) nascida em t é

$$X^{\text{Th}}(t, T_G) = e^{-\lambda(T_G - t)} X^{\text{Th}}(t), \quad (5.42)$$

onde $X^{\text{Th}}(t)$ é dada pela equação (5.41). Assim, das equações (5.41) e (5.42) teremos que a abundância do Th observada hoje em uma estrela nascida em t é

$$X^{\text{Th}}(t, T_G) = \frac{\omega y^{\text{Th}} e^{-\lambda(T_G-t)}}{\lambda + \omega u^{\text{Th}}} [1 - e^{-(\lambda + \omega u^{\text{Th}})t}], \quad (5.43a)$$

que pode ser escrita na forma

$$X^{\text{Th}}(t, T_G) = \frac{y^{\text{Th}} Z_{\odot} e^{-\lambda T_G}}{y^z [\lambda(T_G - I_{\odot}) + u^{\text{Th}} Z_{\odot} / y^z]} [e^{\lambda(T_G - I_{\odot}) Z / Z_{\odot}} - e^{u^{\text{Th}} Z / y^z}], \quad (5.43b)$$

se utilizarmos (5.37a) e (5.37b).

A equação (5.43b) pode ser utilizada para descrever a abundância solar do tório:

$$X_{\odot}^{\text{Th}} = \frac{y^{\text{Th}} Z_{\odot} e^{-\lambda T_G}}{y^z [\lambda(T_G - I_{\odot}) + u^{\text{Th}} Z_{\odot} / y^z]} [e^{\lambda(T_G - I_{\odot})} - e^{u^{\text{Th}} Z_{\odot} / y^z}]. \quad (5.44)$$

Podemos utilizar a equação (5.41) para descrever a abundância do tório no meio interestelar à época do nascimento do Sol ($t = T_G - I_{\odot}$)

$$X^{\text{Th}}(T_G - I_{\odot}) = \frac{y^{\text{Th}} Z_{\odot}}{y^z [\lambda(T_G - I_{\odot}) + u^{\text{Th}} Z_{\odot} / y^z]} [1 - e^{-\lambda(T_G - I_{\odot}) - u^{\text{Th}} Z_{\odot} / y^z}], \quad (5.45)$$

onde fizemos uso de (5.37b).

Vejamos agora o caso do európio. Conforme visto na seção 2.6 o *processo r* ocorre em regiões onde os núcleos sementes estão sujeitos a um grande fluxo de nêutrons. Devido as suas características os elementos predominantes sintetizados pelo *processo r* são ditos “primários” pois podem ser produzidos em estrelas a partir de hidrogênio e hélio apenas. Ainda, vimos que o *processo s* consiste na captura lenta e sucessiva de nêutrons por elementos químicos, captura esta que ocorre quando a escala de tempo para a captura de nêutrons for menor que a escala de tempo de decaimento β . Assim, a produção de núclídeos do *processo s* depende da existência de núclídeos metálicos mais leves, que são chamados núcleos sementes. Por isso, os núcleos de *processo s* são também chamados de “secundários”, sendo os núcleos sementes elementos “primários”.

Embora costume-se considerar a origem primária e/ou secundária de certos núclídeos a grande maioria deles possui contribuições de ambos os processos (Truran 1981, Cameron 1982).

Suponhamos que um nuclídeo parcialmente secundário tenha um *yield* primário (devido ao *processo r*) y_s^I e um *yield* secundário (devido ao *processo s*) y_s^{II} e que o *yield* total deste nuclídeo seja

$$y_s^{tot} = y_s^I + y_s^{II}, \quad (5.46)$$

onde, segundo Rocha-Pinto *et al.* (1996), y_s^I é proporcional ao *yield* de metais y^z e, segundo Tinsley (1980), y_s^{II} é proporcional a metalicidade Z do meio interestelar, sendo α e β as respectivas constantes de proporcionalidade:

$$y_s^I = \alpha y^z \quad (5.47a)$$

e

$$y_s^{II} = \beta \frac{Z}{Z_\odot}. \quad (5.47b)$$

Consideremos agora a contribuição devido ao *processo s* para a formação do európio, de modo que, segundo as equações (5.46), (5.47a) e (5.47b) seu *yield* será

$$y^{Eu} = \alpha y^z + \beta \frac{Z}{Z_\odot}. \quad (5.48)$$

À época do nascimento do Sol ($Z = Z_\odot$) (5.48) pode ser escrita como

$$y_\odot^{Eu} = (\zeta + 2) \frac{\beta}{2}, \quad (5.49a)$$

onde

$$\zeta = 2y^z \frac{\alpha}{\beta}. \quad (5.49b)$$

Dividindo (5.38), onde fazemos uso do *yield* (5.48), por (5.27) e integrando (considerando a metalicidade inicial nula) encontramos

$$X^{\text{Eu}}(Z) = \alpha Z(t) + \frac{\beta Z(t)^2}{2y^z Z_{\odot}}. \quad (5.50)$$

A equação (5.50) descreve a abundância do európio do meio interestelar à época de formação das estrelas de metalicidade Z . Por ser o európio um elemento estável, esta equação descreve também a abundância do európio observado hoje em estrelas (anãs ou subgigantes) nascidas na época em que a metalicidade do meio interestelar era Z .

De (5.49b) e (5.50) chega-se a

$$X^{\text{Eu}}(Z) = \frac{\beta Z_{\odot}}{2y^z} \left(\zeta \frac{Z(t)}{Z_{\odot}} + \left(\frac{Z(t)}{Z_{\odot}} \right)^2 \right), \quad (5.51a)$$

que pode ser escrita para a época do nascimento do Sol como

$$X_{\odot}^{\text{Eu}} = (\zeta + 1) \frac{\beta Z_{\odot}}{2y^z}. \quad (5.51b)$$

Utilizando (5.51a), (5.51b) e a notação padrão de abundância estelar (2.8) podemos descrever a abundância estelar do európio relativa a do Sol:

$$[X^{\text{Eu}}] = \log(a10^{[Z]} + b10^{2[Z]}), \quad (5.52)$$

onde

$$a = \frac{\zeta}{(\zeta + 1)} \quad (5.53a)$$

e

$$b = \frac{1}{(\zeta + 1)}. \quad (5.53b)$$

Sabendo que $a + b = 1$ obtivemos o melhor ajuste de (5.52) aos dados (ver tabelas 3.2 e 3.3), utilizando tanto ferro quanto oxigênio como índices de metalicidade, onde, para a obtenção de $[O/H]$ utilizamos a relação apresentada por Pagel (1989)

$$[\text{O}/\text{H}] = 0,5[\text{Fe}/\text{H}] \quad \text{para} \quad [\text{Fe}/\text{H}] > -1,2. \quad (5.54)$$

Encontramos para o ferro e para o oxigênio respectivamente $\zeta_{\text{Fe}} = 21,1$ e $\zeta_{\text{O}} = 0,2$. A partir de (5.52) e dos valores de ζ encontrados podemos traçar as curvas $[X^{\text{Eu}}/Z]$ em função de $[Z]$, tomando como indicadores de metalicidade o ferro e o oxigênio. Estas curvas são comparadas aos dados nas figuras 5.1 e 5.2.

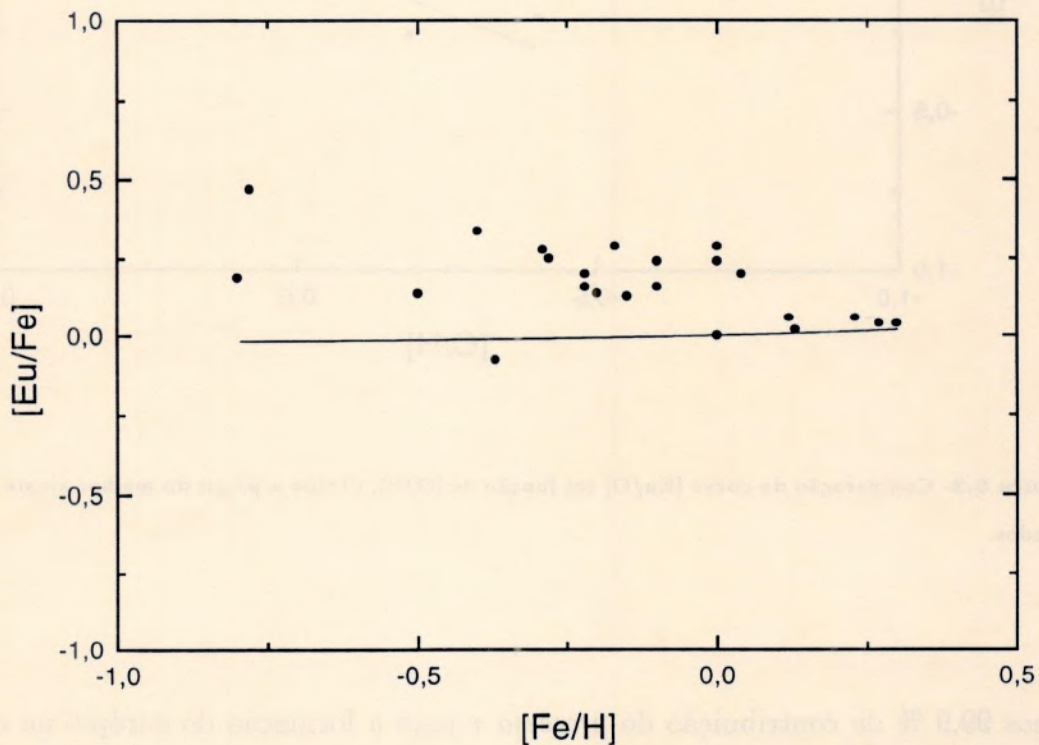


Figura 5.1- Comparação da curva $[\text{Eu}/\text{Fe}]$ em função de $[\text{Fe}/\text{H}]$, obtida a partir do melhor ajuste de (5.52) com os dados.

A equação (5.49b) fornece-nos uma estimativa da contribuição dos *processos r* e *s* para a formação do európio, já que as constantes α e β estão diretamente relacionadas a estes processos. Tomando $y^z = 0,01$ (Tinsley e Cameron 1974) e os valores de ζ encontrados

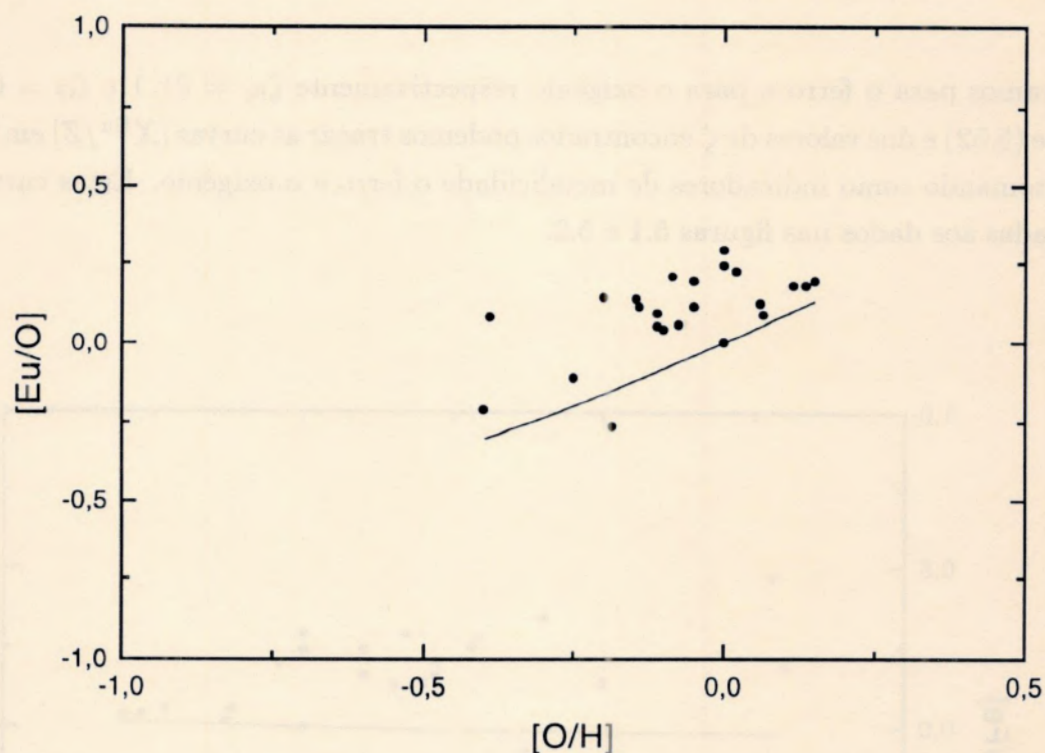


Figura 5.2- Comparação da curva [Eu/O] em função de [O/H], obtida a partir do melhor ajuste de (5.52) com os dados.

obtivemos 99,9 % de contribuição do *processo r* para a formação do európio no caso em que o ferro foi utilizado como índice de metalicidade e 90,9 % no caso em que o oxigênio foi utilizado como índice de metalicidade. Estes resultados estão de acordo com Woolf *et al.* (1995) e referências aí contidas, que estipulam mais de 90 % de contribuição do *processo r* para a formação do európio no sistema solar.

As equações (5.49a) e (5.51b) podem ser usadas para obtermos

$$X_{\odot}^{\text{Eu}} = \frac{y_{\odot}^{\text{Eu}} Z_{\odot}}{y^z} \left(\frac{\zeta + 1}{\zeta + 2} \right). \quad (5.55)$$

Tendo em mente que o európio é um elemento estável (e portanto podemos escrever

$X_{\odot}^{\text{Eu}} = X^{\text{Eu}}(T_G - T_{\odot})$ tomamos a razão entre (5.45) e (5.55), de modo a obtermos a razão entre *yields* $y^{\text{Th}}/y^{\text{Eu}}$ na época de formação do Sol:

$$\left(\frac{y^{\text{Th}}}{y^{\text{Eu}}}\right) = \left(\frac{X^{\text{Th}}}{X^{\text{Eu}}}\right)_{t=T_G-I_{\odot}} \left(\frac{\zeta + 1}{\zeta + 2}\right) \frac{[\lambda(T_G - I_{\odot}) + u^{\text{Th}} Z_{\odot}/y^z]}{[1 - e^{-\lambda(T_G - I_{\odot}) - u^{\text{Th}} Z_{\odot}/y^z}]} \quad (5.56)$$

Tomando $Z_{\odot} = 0,02$; $u^{\text{Th}} = 0,037$; $\lambda = 0,049 \text{ Gano}^{-1}$ (cf. Arany-Prado 1994), o valor $(X^{\text{Th}}/X^{\text{Eu}})_{t=T_G-I_{\odot}} = 0,43$ (Anders & Grevesse 1989) e o valor de y^z utilizado anteriormente encontramos para $T_G = 9 \text{ Gano}$ e ζ_{\odot} e para $T_G = 15 \text{ Gano}$ e ζ_{Fe} os respectivos valores limites da razão entre *yields*:

$$0,3 < \left(\frac{y^{\text{Th}}}{y^{\text{Eu}}}\right)_{t=T_G-I_{\odot}} < 0,6, \quad (5.57)$$

onde consideramos o intervalo $9 < T_G < 15 \text{ Gano}$.

Analogamente ao que foi feito para obtermos (5.52) fazemos uso das equações (5.43b) e (5.44) para traçar a evolução da abundância estelar do tório relativa ao Sol:

$$[X^{\text{Th}}] = \log \left(\frac{e^{\lambda(T_G - I_{\odot}) Z/Z_{\odot}} - e^{u^{\text{Th}} Z/y^z}}{e^{\lambda(T_G - I_{\odot})} - e^{u^{\text{Th}} Z_{\odot}/y^z}} \right). \quad (5.58)$$

Nas figuras 5.3 e 5.4 mostramos (5.58) tomando respectivamente o ferro e o oxigênio como índices de metalicidade para $T_G = 9, 12$ e 15 Gano . Da mesma forma, apresentamos a razão $[X^{\text{Th}}/Z]$ em função de $[Z]$ nas figuras 5.5 e 5.6 para ferro e oxigênio respectivamente. Vemos que, embora haja concordância entre o comportamento geral das curvas e pontos, a dispersão dos dados não permite decidir acerca de uma das idades.

Das equações (5.52) e (5.58) podemos escrever

$$\left[\frac{X^{\text{Th}}}{X^{\text{Eu}}}\right] = \log \left(\frac{e^{\lambda(T_G - I_{\odot}) Z/Z_{\odot}} - e^{u^{\text{Th}} Z/y^z}}{e^{\lambda(T_G - I_{\odot})} - e^{u^{\text{Th}} Z_{\odot}/y^z}} \right) - \log \left(\frac{\zeta(Z/Z_{\odot}) + (Z/Z_{\odot})^2}{\zeta + 1} \right), \quad (5.59)$$

que é mostrada na figura 5.7 tomando o ferro como índice de metalicidade. Note que a dispersão encontrada nas figuras 5.3 a 5.6 também se apresenta na figura 5.7, o mesmo ocorrendo quando o oxigênio é tomado como índice de metalicidade (não mostrado). Ainda,

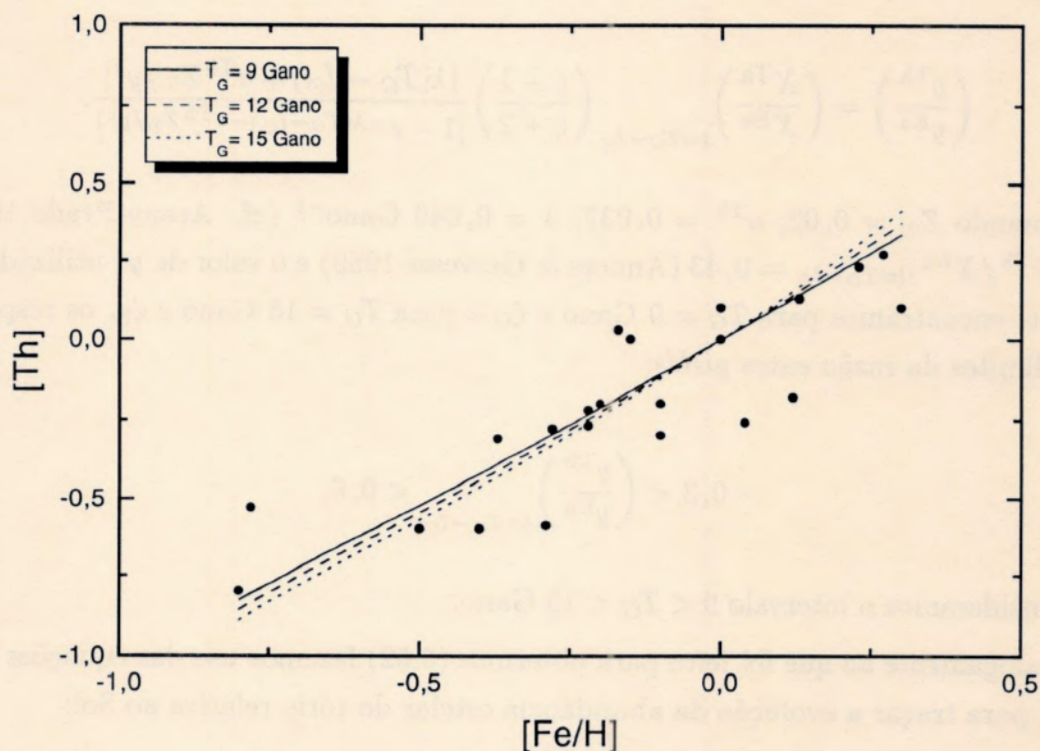


Figura 5.3- Comparação da curva [Th] em função de [Fe/H] com os dados. Observe a dificuldade em dar preferência a um dos três valores de T_G utilizados, dada a dispersão dos pontos.

o comportamento [Th/Eu] em função de [Fe/H] não difere perceptivelmente da evolução [Th/Fe] em função de [Fe/H] (comparar as figuras 5.5 e 5.7), o que, segundo Arany-Prado (1994) deve-se à semelhança entre as evoluções do európio e do ferro em seu formalismo.

Fazendo uso de (5.37a) e (5.37b) podemos reescrever (5.59) na forma

$$\left[\frac{X^{\text{Th}}}{X^{\text{Eu}}} \right] = \log \left(\frac{e^{\lambda(T_G - I)} - e^{u^{\text{Th}} Z_{\odot} (T_G - I) / y^z (T_G - I_{\odot})}}{e^{\lambda(T_G - I_{\odot})} - e^{u^{\text{Th}} Z_{\odot} / y^z}} \right) - \log \left(\frac{\zeta \left((T_G - I) / (T_G - I_{\odot}) \right) + \left((T_G - I) / (T_G - I_{\odot}) \right)^2}{\zeta + 1} \right), \quad (5.60)$$

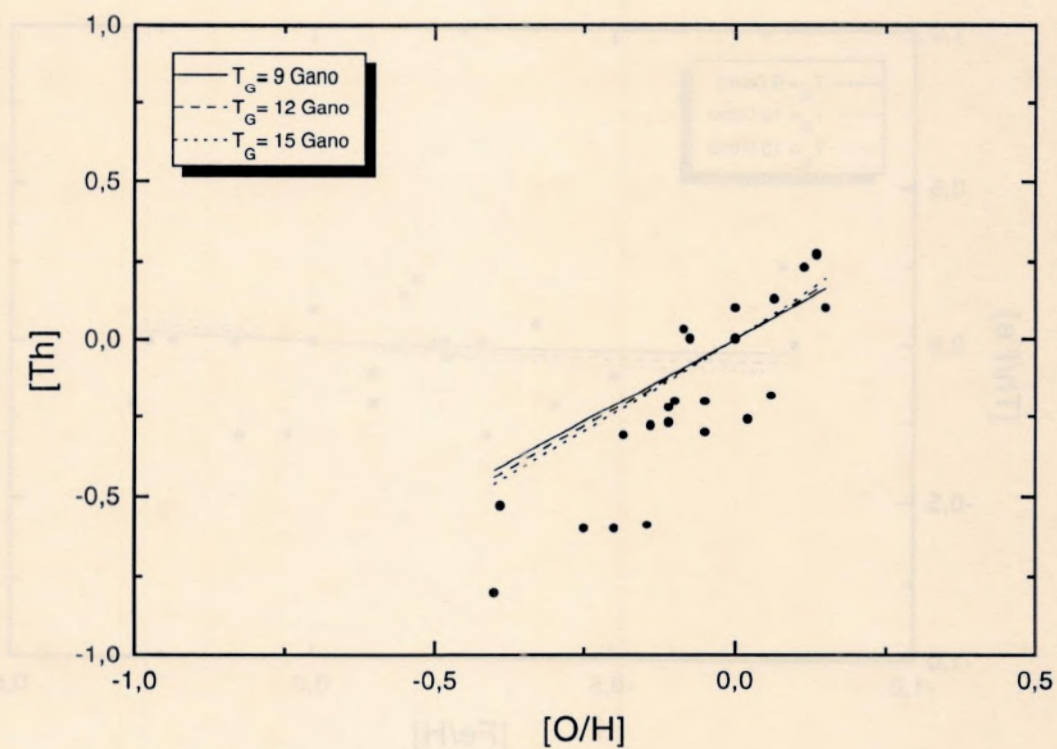


Figura 5.4- Comparação da curva [Th] em função de [O/H] com os dados.

de modo a podermos traçar a evolução [Th/Eu] em função da idade (note que $t = T_G - I$), o que é feito na figura 5.8 para o valor de ζ_{Fe} . Os valores de idades estelares foram retirados da tabela 4.1.

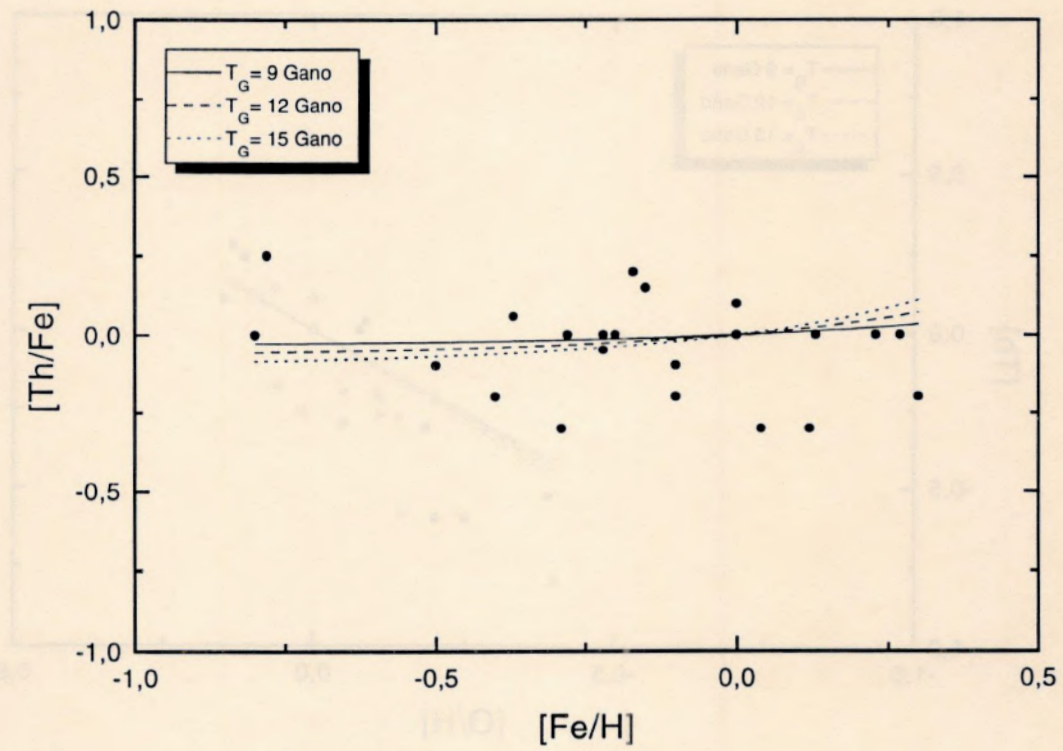


Figura 5.5- Razão $[Th/Fe]$ em função de $[Fe/H]$.

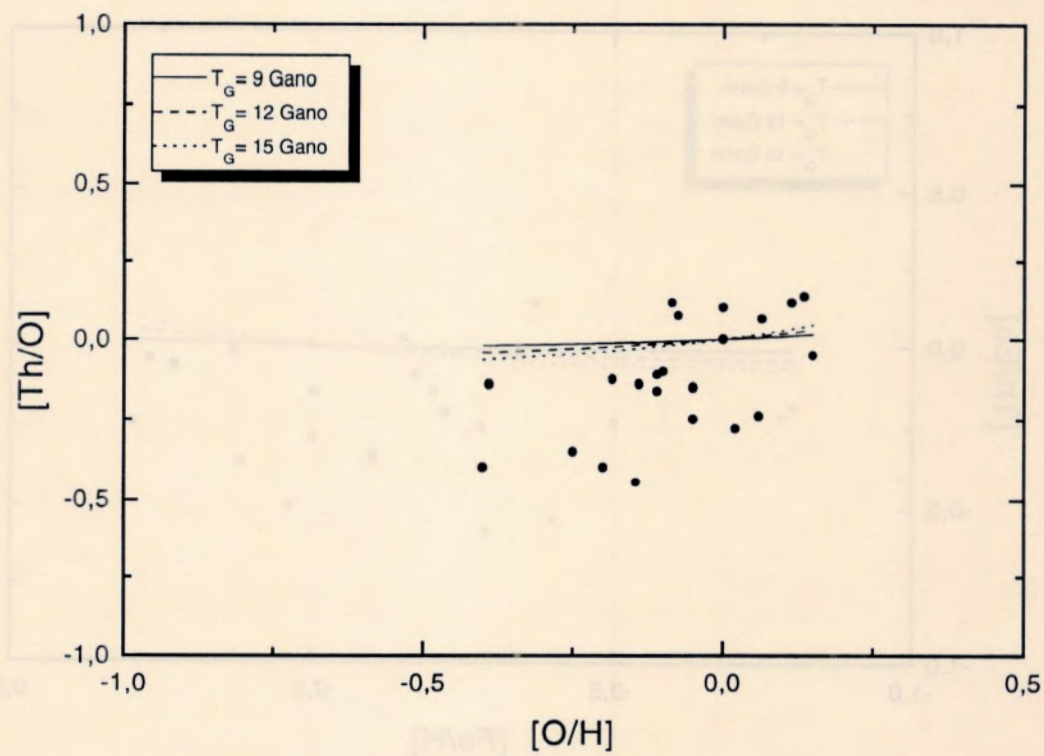


Figura 5.6- Razão [Th/O] em função de [O/H].

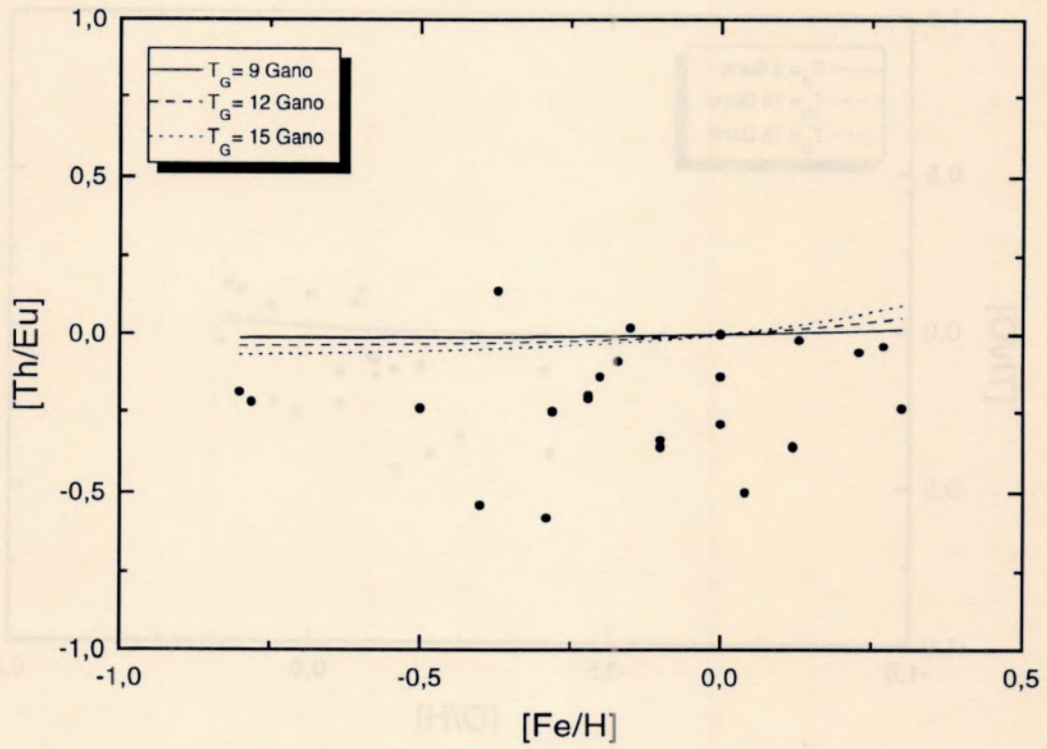


Figura 5.7- Razão $[Th/Eu]$ em função de $[Fe/H]$. Note a semelhança da curva com a da figura 5.5.

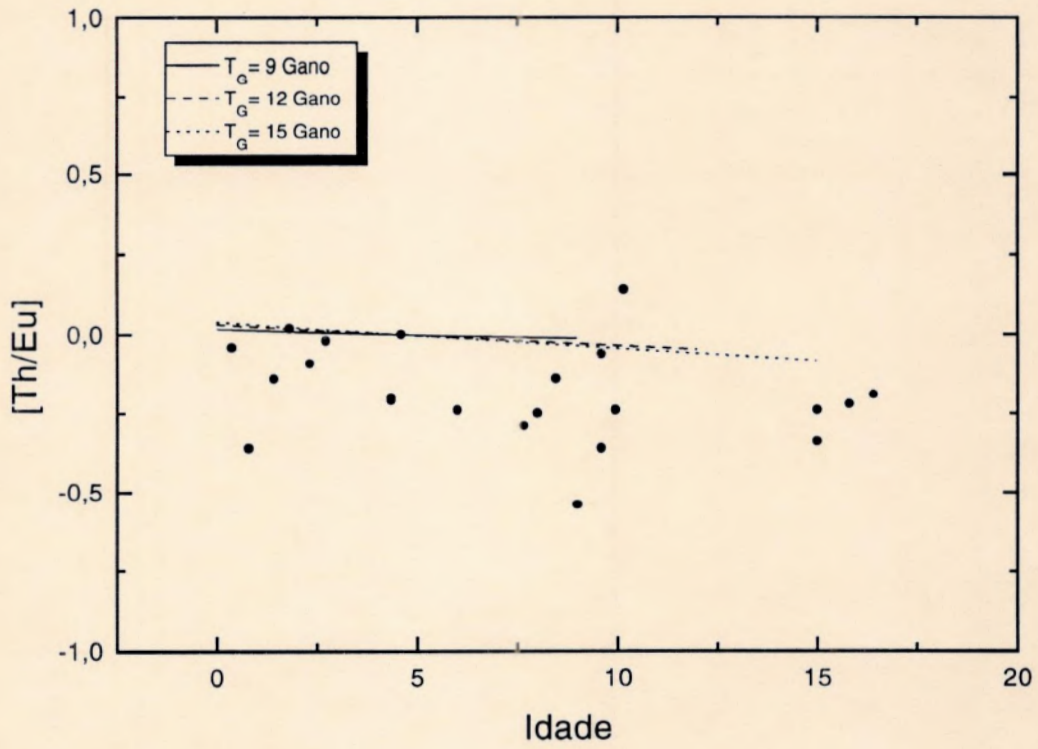


Figura 5.8- Razão $[Th/Eu]$ em função da idade estelar. A dispersão dos pontos impede a estimativa de uma idade para o disco da Galáxia.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

6.1. PRINCIPAIS RESULTADOS

O projeto de pesquisa inicial, que resultou neste trabalho, consistia basicamente no tratamento de espectros estelares, com a intenção de obter valores de abundância de um elemento radioativo (escolhido como sendo o ^{232}Th) e de um elemento estável (o Eu e, para fins de comparação, também o Nd). A análise das razões de abundância [Th/Eu] em relação a algum índice temporal (idade estelar ou metalicidade), em uma amostra de estrelas de diversas idades, nos permitiria estudar um vasto intervalo de tempo da história do disco da Galáxia. Esta análise seria feita por meio de um modelo de evolução química da Galáxia, e dela extrairíamos uma estimativa da idade do disco galáctico.

Todas as etapas do trabalho foram desenvolvidas cautelosamente, sendo que grande parte do processo seguido na primeira etapa (determinação dos valores de abundância de Th, Eu, Nd e Ba) foi descrito no apêndice I e principalmente no capítulo 3.

Ao escrever a monografia, uma das nossas preocupações era mostrar ao leitor a necessidade de que num processo de análise espectral deva sempre existir grande atenção voltada para a máxima eliminação possível das fontes de erro. O que queremos dizer é que o processo de síntese espectral, com mudanças de valores de abundância de um espectro teórico até que este se ajuste o melhor possível a um espectro observado, por si só não basta. Existem uma série de informações que estão por trás deste processo, envolvendo o uso de parâmetros estelares fundamentais, bons modelos de estrutura estelar, parâmetros atômicos (potencial de ionização, funções de partição, força de oscilador, peso estatístico, etc) e outras quantidades. Podemos dizer que um bom trabalho de obtenção de valores de abundância deve dedicar bastante atenção para a obtenção de parâmetros de boa qualidade. No apêndice I mostramos um pouco do “esforço” que foi despendido para levar em conta o desdobramento hiperfino de duas linhas de cobalto. Como resultado apresentamos trinta e quatro valores de gf calculados para o desdobramento hiperfino das linhas de cobalto (ver tabela I.2). Também, no capítulo 3, citamos alguns dos cuidados

que tomamos para o cálculo de um bom espectro sintético. Evidentemente, nem todos os procedimentos foram citados, mas o que tentamos mostrar é que os valores de abundância aos quais chegamos consistem no resultado de um extenso e cuidadoso trabalho.

A tabela 3.3 fornece nossos resultados para tório, európio, neodímio e bário, em vinte e sete estrelas do disco (incluindo o Sol) e uma estrela do halo (HD37828). Conforme dito na introdução, a linha de bário analisada para a obtenção da abundância deste elemento (Ba II em 4130,664 Å) não é a linha usualmente utilizada para tal, por estar numa região de grande densidade de linhas. Isto nos faz não depositar tanta confiança nestes valores, embora todo cuidado tenha sido tomado na análise da linha em questão.

Provavelmente, uma das principais autocríticas que podemos fazer foi o uso de parâmetros estelares fundamentais (T_{eff} , $\log g$, v_{micro} e $[Fe/H]$) da literatura. Seria de grande valia para nós se tivéssemos um conjunto homogêneo de parâmetros, de modo que uma confiabilidade ainda maior poderia ser dada aos resultados. De qualquer forma, as comparações apresentadas no capítulo 3 de nossas razões de abundância com as de outros autores, tais como Butcher (1987), Morell *et al.* (1992) e Woolf *et al.* (1995) (ver figuras 3.3, 3.5a e 3.5b), nos fornecem uma indicativa da boa qualidade de nossos resultados. Com tudo isso em mente, é bem possível que a razão $[Th/Eu]$ realmente tenha o comportamento aproximadamente constante, como o apresentado por nós, para estrelas do disco (ver figuras 3.6 e 4.5). Entretanto, é provável que o espalhamento real dessa razão não seja tão grande quanto o observado nesses diagramas. Um passo que seria de extrema importância para a confirmação ou não deste resultado seria a obtenção de um conjunto homogêneo de parâmetros estelares fundamentais e uma nova determinação dos valores de abundância, fazendo uso destes novos parâmetros e também com uma amostra maior de estrelas. Se o uso de parâmetros estelares da literatura for realmente a principal fonte de erro, causadora do espalhamento, conforme acreditamos, é bem provável que o comportamento se torne mais definido. Eventualmente, com a diminuição do espalhamento, o comportamento pode até mesmo não se mostrar tão constante quanto o observado.

Um artigo citado rapidamente no capítulo 3, François *et al.* (1993), ressalta a importância da análise da razão $[Th/Eu]$ em estrelas do halo ($[Fe/H] \lesssim -1,5$). Esses autores encontraram um crescimento da razão $[Th/Eu]$ em direção às estrelas de baixa metalicidade. Se este comportamento for confirmado, conclusões acerca das determinações de idades via cronômetros radioativos tornam-se duvidosas. Segundo Pagel (1993) este comportamento pode indicar uma variação dos *yields* dos elementos do processo *r* no início da Galáxia.

Uma outra etapa, bastante importante, foi a de determinação de idades estelares,

que nos forneceu valiosas informações a respeito da amostra estelar e vínculos para a idade do disco, além de ter sido de excelente proveito, em termos de experiência, para a autora da monografia. Todo o processo seguido para a determinação das idades estelares foi desenvolvido no capítulo 4. Na tabela 4.1 apresentamos os resultados: idades de 19 estrelas, por nós determinadas utilizando o conjunto de isócronas de VandenBerg (1985) e VandenBerg e Laskarides (1987) e o de Schaller *et al.* (1992) e Schaerer *et al.* (1993), sendo que adotamos os valores de idade compilados por Butcher (1987) para as demais estrelas, cujas idades não conseguimos determinar.

A análise feita através da comparação entre os valores de idade das três colunas da tabela 4.1, assim como por meio das relações idade-metalicidade de Twarog (1980), Meusinger *et al.* (1991) e Edvardsson *et al.* (1993) (ver figura 4.4) indicam que os resultados obtidos são confiáveis.

A análise dos dados via o modelo simples de evolução química da Galáxia nos forneceu resultados interessantes. O primeiro deles é a razão entre *yields* de tório e európio na época de formação do Sol. Conforme (5.57) este valor varia de 0,3 a 0,6 se considerarmos, respectivamente, um intervalo de 9 a 15 Gano para a idade da Galáxia. Como segundo resultado conseguimos um método independente de estimativa da contribuição do processo *r* para a formação do európio. Para tal, consideramos tanto o ferro como índice de metalicidade quanto o oxigênio. A segunda opção deve-se ao fato do uso do ferro como índice de metalicidade ser criticado por alguns autores (ver discussão na seção 2.2). Mais especificamente, segundo Edvardsson *et al.* (1993), de Freitas Pacheco (1993) e outros, para supernovas de menor massa, tipo I, que são as principais responsáveis pela produção do ferro, é inadequada a aproximação de reciclagem instantânea. Lembre-se que nesta aproximação supõe-se que somente estrelas que têm tempos de vida tendendo a zero (estrelas massivas) contribuem para o enriquecimento do meio. Daí a vantagem do uso do oxigênio, cujo sítio de produção são supernovas de maior massa, tipo II, em substituição ao ferro. Como resultado encontramos 99,9 % de contribuição do processo *r* para a formação do európio, no caso em que o ferro foi utilizado como índice de metalicidade e 90,9 % no caso em que o oxigênio foi utilizado como índice de metalicidade. Estes resultados estão em boa concordância com os da literatura, que preveem mais de 90 % de contribuição do processo *r* para a formação do európio no sistema solar (ver Woolf *et al.* 1995 e referências aí contidas).

Por último chegamos a conclusão de que não é possível extrair uma idade para o disco da Galáxia, seja devido ao grande espalhamento dos dados, seja devido a simplicidade da análise por nós realizada.

6.2. CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS

Embora a extração de um valor para a idade do disco não tenha sido possível, não significa que ela seja improvável. O leitor deve ter em mente que, além da melhora no espalhamento do gráfico e da possível mudança em seu comportamento, caso usemos um conjunto de parâmetros de melhor qualidade, existe sempre a possibilidade do uso de modelos mais aprimorados, que podem levar em conta *infall*, refugos, etc. O modelo por nós utilizado é por demais simplificado, tendo sido de grande valia como um “exercício”, o que não se mostrou de todo ruim. Além de aprimoramentos nos modelos também é possível usar outros modelos, com outros fundamentos, analíticos ou numéricos (ver, por exemplo Clayton 1988). Caso pudessemos ter estimado a idade do disco galáctico, esta estimativa deveria ter sido tomada como um valor entre muitos outros (devido a grande dependência de modelos, como já citado).

Alguns trabalhos que seriam de bastante interesse nesta área consistem na realização de cálculos de parâmetros estelares fundamentais com o máximo rigor possível para esta ou uma amostra ainda maior de estrelas do disco da Galáxia, com posterior determinação das abundâncias de Th, Eu e Nd, utilizando espectros de qualidade tão boa quanto a nossa. Ainda, conforme já citado, seria bastante interessante a realização do mesmo procedimento para estrelas do halo. Evidentemente o tratamento para estas estrelas é muito mais trabalhoso do que para estrelas do disco, dada a dificuldade de se observar a linha de tório em espectros de estrelas do halo. Também seria de grande valia o mesmo processo de determinação de abundância, não utilizando a linha de tório em 4019,129 Å, conforme fizemos mas a linha de tório em 4086,586 Å. Esta linha tem a desvantagem de ser muito mais fraca do que a por nós analisada, mas por outro lado, é menos contaminada por outras linhas, sendo que poderíamos, desta forma, confirmar os valores obtidos com a linha em 4019,129 Å. Por último, fica em aberto, também a escolha ou desenvolvimento de um melhor modelo que possa descrever a evolução [Th/Eu] tanto em função da idade estelar quanto da metalicidade.

APÊNDICE I

ESTRUTURA HIPERFINA DO COBALTO

Elétrons possuem momentos angulares orbitais assim como, devido aos seus spins intrínsecos, momentos angulares de spin. Em átomos com mais de um elétron cada um deles contribui com momento angular orbital \vec{L}_i e de spin \vec{S}_i , resultando em um momento angular total eletrônico \vec{J} . O modo pelo qual os momentos individuais \vec{L}_i e \vec{S}_i de cada elétron se combinam para formar \vec{J} depende da intensidade do campo ao qual o átomo está exposto, assim como da interação entre os elétrons. Existem vários tipos de acoplamentos. No acoplamento LS, que ocorre em átomos sujeitos a um campo magnético fraco, os momentos angulares orbitais \vec{L}_i dos vários elétrons se somam produzindo uma única resultante \vec{L}

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^Z \vec{L}_i, \quad (\text{I.1})$$

e os momentos angulares de spin \vec{S}_i formam uma resultante \vec{S}

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^Z \vec{S}_i. \quad (\text{I.2})$$

Outra característica que é comum não só aos elétrons mas também aos núcleos são os momentos de dipolo magnético. Nos elétrons estes momentos devem-se a seus movimentos ao redor do núcleo assim como a seus spins intrínsecos. Nos núcleos os momentos de dipolo magnético devem-se somente ao spin intrínseco. Estes momentos interagem com os campos magnéticos externos e entre si, modificando assim os níveis de energia.

Para explicar o desdobramento das linhas causado pelo campo magnético é necessário modificar a equação de Schrödinger para incluir o efeito destas interações. Isso é feito adicionando-se um ou mais termos à Hamiltoniana que expliquem a energia extra.

Como veremos, o momento magnético do núcleo é sempre cerca de duas mil vezes menor que o do elétron, tendo como consequência diferenças de energia muito menores que

as causadas pelo acoplamento do momento angular orbital \vec{L} com o momento angular de spin \vec{S} eletrônicos. Contudo, para o nosso objetivo, essas pequenas diferenças de energia não são desprezíveis.

De fato, conforme visto no capítulo 2, o perfil observado em um espectro estelar é função de várias quantidades, tais como abundâncias químicas dos elementos, estrutura da atmosfera estelar (temperatura, pressão, densidade e movimentos de turbulência a uma determinada profundidade óptica), constantes atômicas, rotação estelar, velocidades de expansão, etc. O conhecimento das probabilidades quânticas de transição é também de essencial importância para a interpretação de espectros estelares, dado que as intensidades das linhas são proporcionais a estas últimas, assim como ao número de absorvedores de uma determinada espécie por unidade de volume. A força de oscilador f e o peso estatístico g são, respectivamente, indicadores diretos da probabilidade quântica de transição e do número de absorvedores de uma determinada espécie, sendo parâmetros fundamentais.

I.1. VISÃO GERAL DA ESTRUTURA HIPERFINA

A estrutura hiperfina consiste na separação das linhas espectrais em várias componentes diferentes devido ao desdobramento dos níveis de energia atômicos correspondentes. Esta estrutura hiperfina é causada pela interação de momentos de dipolo magnético nucleares com o campo magnético produzido pelos elétrons do átomo ¹. De fato, os núcleos atômicos têm momentos dipolares magnéticos $\vec{\mu}$, gerados pelos momentos dipolares magnéticos intrínsecos dos prótons e dos nêutrons e pelas correntes que circulam nos núcleos devido ao movimento dos prótons.

Associado a esse momento magnético do núcleo $\vec{\mu}$ está o momento angular do núcleo \vec{I} que é formado pelos momentos angulares intrínsecos de seus prótons e nêutrons e também pelos momentos angulares orbitais devido ao movimento destas partículas dentro do núcleo. Os vetores $\vec{\mu}$ e \vec{I} relacionam-se por

$$\vec{\mu} = \frac{g_n \mu_n \vec{I}}{\hbar}, \quad (I.3)$$

onde

¹ Isótopos de um dado elemento possuem espectros com a mesma estrutura, sendo contudo, distinguidos entre si por suas massas. Esta influência da massa nuclear também é uma causa da estrutura hiperfina e é chamada efeito isotópico.

$$\mu_n = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.05 \cdot 10^{-27} \text{ \AA m}^2 \simeq 5.4 \cdot 10^{-4} \mu_b, \quad (\text{I.4})$$

$$\mu_b = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ \AA m}^2 \simeq 1836 \mu_n, \quad (\text{I.5})$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad (\text{I.6})$$

g_n é um fator nuclear (os valores de g_n , determinados experimentalmente, para o núcleo são números da ordem de 1), μ_b é o magneton de Bohr, m_p e m_e são respectivamente a massa de repouso do próton e do elétron, e é o módulo da carga do elétron e h é a constante de Planck.

Podemos ver que, devido à presença da massa de repouso do próton, μ_n é cerca de 2000 vezes menor que μ_b . Isso nos diz que a interação devido ao núcleo é muito mais fraca que a devido aos elétrons.

O momento angular do núcleo \vec{I} se acopla com o momento angular total eletrônico do átomo \vec{J} de forma a fornecer um momento angular resultante \vec{F} , que é a soma vetorial dos dois últimos:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}. \quad (\text{I.7})$$

De forma análoga, o momento angular eletrônico \vec{J} surge do acoplamento entre o momento angular orbital \vec{L} e o momento angular de spin \vec{S} , dado por

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (\text{I.8})$$

Em um diagrama de vetores temos que \vec{J} e \vec{I} precessionam ao redor do eixo do momento angular total \vec{F} , assim como \vec{L} e \vec{S} precessionam ao redor de \vec{J} . A figura I.1 é uma representação deste diagrama de vetores para valores quaisquer de \vec{F} , \vec{I} , \vec{J} , \vec{L} e \vec{S} .

O valor da energia de interação $\overline{\Delta E}$ dos momentos de dipolo magnético nucleares com o campo magnético produzido pelos elétrons do átomo depende da orientação do momento dipolar magnético nuclear no campo magnético interno e é dado por

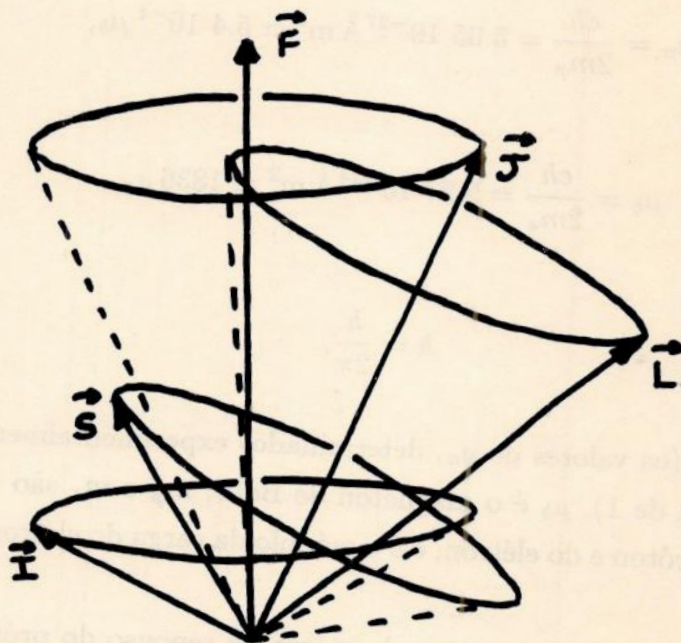


Figura I.1- Diagrama de vetores mostrando a precessão de \vec{J} e \vec{I} ao redor de \vec{F} , enquanto \vec{L} e \vec{S} precessionam ao redor de \vec{J} .

$$\overline{\Delta E} = C[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (\text{I.9})$$

onde J , I e F são respectivamente números quânticos associados aos valores de \vec{J} , \vec{I} e \vec{F} já mencionados. A constante C é proporcional ao valor do momento dipolar magnético nuclear $\vec{\mu}$, que é da ordem do magneton nuclear μ_n , dado pela equação (I.4).

O operador momento angular do núcleo \hat{I} e o número quântico I associado, usualmente chamado spin nuclear, relacionam-se por

$$\hat{I}^2 = \hbar^2 I(I+1). \quad (\text{I.10})$$

A projeção do operador momento angular nuclear ao longo de uma direção arbitrária z é

$$\hat{I}_z = M_I \hbar, \quad \text{onde} \quad -I \leq M_I \leq I. \quad (\text{I.11})$$

O momento angular nuclear é então especificado não só pelo número quântico I , mas também pelo número quântico M_I .

Analogamente à equação (I.10) os operadores \hat{F} e \hat{J} relacionam-se com seus números quânticos por

$$\hat{F}^2 = \hbar^2 F(F + 1), \quad (\text{I.12})$$

$$\hat{J}^2 = \hbar^2 J(J + 1), \quad (\text{I.13})$$

tendo projeções ao longo do eixo do eixo z dados por

$$\hat{F}_z = M_F \hbar, \quad \text{onde} \quad -F \leq M_F \leq F \quad (\text{I.14})$$

e

$$\hat{J}_z = M_J \hbar, \quad \text{onde} \quad -J \leq M_J \leq J. \quad (\text{I.15})$$

O número quântico I é fixo para cada núcleo, podendo ser obtido pela contagem do número de níveis de energia de um multipeto do desdobramento hiperfino ², isto é, o número de níveis de energia com valores comuns de I e J (Herzberg 1944). O número quântico F pode ter valores

$$F = J + I, J + I - 1, J + I - 2, \dots, |J - I|, \quad (\text{I.16})$$

² Usualmente, o valor de J dos níveis envolvidos é conhecido, assim como o fato de todos os níveis possuírem o mesmo valor de I . Se o mesmo número de componentes for obtido para dois níveis com diferentes valores de J , este número será $2I+1$. Assim, igualamos o número de componentes a $2I+1$ e obtemos o valor de I . Se contudo, o número de componentes varia para diferentes níveis, o número de componentes deve ser igual a $2J+1$. Neste caso, quando há mais de duas componentes, obtemos primeiro F (a partir da chamada regra do intervalo) e depois I .

tal que, se o multiplete estiver associado a um valor de J superior ao de I , então F possuirá $2I + 1$ valores diferentes, o que implica na existência de $2I + 1$ níveis de energia diferentes. Caso o multiplete esteja associado a um valor de J inferior ao de I , então existirão $2J + 1$ níveis de energia diferentes. Chamaremos estes níveis de energia especificados pelos números quânticos J , I e F de componentes.

A condição para que ocorram transições entre componentes, dado o princípio da exclusão, é

$$\Delta F = 0, \pm 1. \quad (I.17)$$

Na figura I.2 as transições permitidas, segundo a regra de seleção (I.17), são representadas por setas num diagrama de níveis de energia.

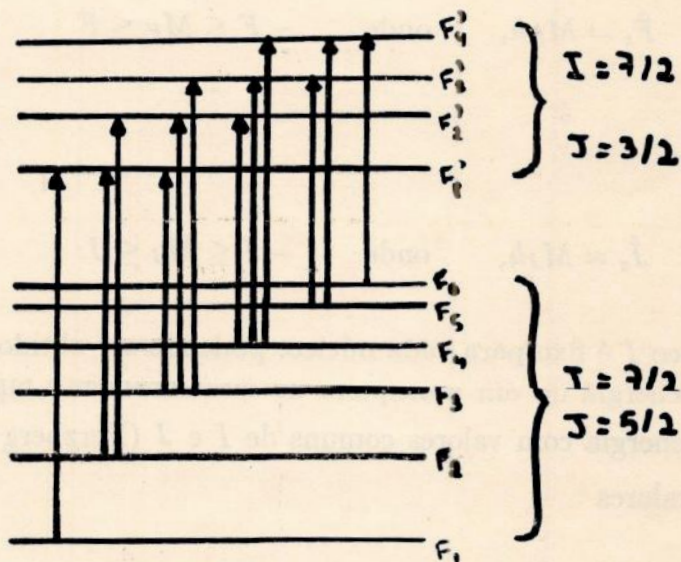


Figura I.2- Diagrama de níveis de energia mostrando a estrutura hiperfina da linha 4019,29 Å na transição $3d^8(^3F)4s\ b^4F_{5/2} - 3d^7(^4F)4s4p(^3P^0)\ z^4F_{3/2}$.

Foi constatado que I é um número semi-inteiro para núcleos com número de massa A ímpar, inteiro para A par e ainda $I = 0$ caso A e o número atômico Z sejam pares.

Para o cobalto (${}^{59}_{27}\text{Co}$) temos que o valor de I é $\frac{7}{2}$. Prótons e nêutrons têm $I = \frac{1}{2}$.

I.2. OBTENÇÃO DE DADOS

Levando-se em consideração a estrutura hiperfina fornecida por Pickering e Semeniuk (1994) calculamos os valores de gf para transições entre componentes pertencentes a duas linhas de Co I.

O trabalho de Pickering e Semeniuk no cobalto faz parte de um extenso conjunto de medições do desdobramento hiperfino no Co I ao longo da região de comprimento de onda 1800-3800 Å. O número de onda do centro de gravidade e os fatores de desdobramento hiperfino A e B para os níveis superior e inferior de cada transição foram por eles determinados.

Os resultados de Pickering e Semeniuk forneceram quatro transições do Co I, das quais apenas três, pertencentes a região 4019 Å, foram utilizadas. Estas transições estão listadas na tabela I.1, sendo que os números fracionários à direita de cada nível indicam o valor de seu número quântico J . Note que a linha do Co I em 4019,29 Å é uma composição de duas transições.

	TRANSIÇÃO	
Co I	Nível inferior	Nível superior
4019,29 Å	$3d^8({}^3F)4s\ b^4F_{\frac{2}{5}}$	$3d^7({}^4F)4s4p({}^3P^0)\ z^4F_{\frac{3}{2}}$
4019,29 Å	$3d^8({}^3F)4s\ b^4F_{\frac{2}{3}}$	$3d^7({}^4F)4s4p({}^3P^0)\ z^4D_{\frac{5}{2}}$
4019,13 Å	$3d^8({}^3P)4s\ a^2P_{\frac{3}{2}}$	$3d^7({}^4P)4s4p({}^3P^0)\ w^4D_{\frac{3}{2}}$
4086,30 Å	$3d^8({}^3P)4s\ b^4P_{\frac{5}{2}}$	$3d^7({}^4F)4s4p({}^1P^0)\ x^4D_{\frac{7}{2}}$

Tabela I.1- Estrutura hiperfina das transições de Co I.

I.3. CÁLCULOS

Para cada um dos seis níveis de energia utilizados, determinamos os possíveis valores do número quântico F , relacionados ao spin nuclear do cobalto ($I = \frac{7}{2}$) e ao número quântico J do referido nível, que especificarão as componentes de cada nível. A determinação destes valores baseia-se nas condições $J < I$ ou $J > I$ já mencionadas na seção I.2.

Obtivemos assim três conjuntos de valores de números quânticos F_a , referentes aos três níveis inferiores e três conjuntos de valores de números quânticos F'_b , associados aos três níveis superiores, tal que os índices a e b referem-se a a -ésima e b -ésima componente de cada um dos níveis inferiores e superiores respectivamente e o apóstrofo (') é usado para diferenciar o nível inferior do superior (veja a figura I.2).

White e Eliason, em 1933, calcularam intensidades de linhas de multipletos, cujas intensidades estão tabeladas em Condon & Shortley (1967). Através dessas tabelas, obtivemos, para as transições permitidas, os valores das intensidades relativas das componentes representadas pelo número quântico F_a , do nível inferior, para as componentes representadas pelo número quântico F'_b do respectivo nível superior como indicado por Pickering e Semeniuk (1995).

A determinação das transições permitidas entre as componentes baseia-se na regra de seleção (I.17), onde, para o nosso caso,

$$\Delta F = F_a - F'_b. \quad (I.18)$$

Independentemente, calculamos a energia de cada componente ΔW_F através da equação dada por Oertel ³ (1970)

$$\Delta W_F = A \frac{K}{2} + B \frac{3K(K+1) - 4I(I+1)J(J+1)}{8I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (I.19)$$

onde

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \quad (I.20)$$

³ ΔW_F é um valor de energia relativo, consistindo na diferença de energia entre a componente central de um dado nível e suas demais componentes.

e os termos A e B são fatores de desdobramento hiperfino.

Obtivemos então para cada nível inferior e para cada nível superior conjuntos de valores ΔW_{F_a} e $\Delta W_{F'_b}$, obtidos pela equação (I.19) usando os números quânticos F_a , J , I e F'_b , J' , I respectivamente, assim como os valores de A e B fornecidos por Pickering e Semeniuk para cada um dos seis níveis envolvidos.

Chamamos $\Delta W_{F'_{ba}}$ a diferença entre $\Delta W_{F'_b}$ do nível superior e ΔW_{F_a} do nível inferior correspondente para as transições permitidas, ou seja, $\Delta W_{F'_{ba}}$ é a diferença de energia entre as componentes onde podem ocorrer transições.

I.4. DETERMINAÇÃO DOS COMPRIMENTOS DE ONDA

Em 1905 Einstein propôs que a energia é quantizada em “pacotes” concentrados chamados fótons. Einstein supôs que a energia E do “pacote”, ou fóton, está relacionada com sua frequência ν pela equação

$$E = h\nu. \quad (\text{I.21})$$

O comprimento de onda do fóton é $\lambda = c/\nu$. Podemos então reescrever a equação (I.21) relacionando a energia do fóton com seu comprimento de onda:

$$E = \frac{hc}{\lambda}. \quad (\text{I.22})$$

A energia da transição de um nível 1 para um nível 2 qualquer pode ser dada por

$$\delta E = E_1 - E_2 = hc \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right). \quad (\text{I.23})$$

Lembrando que o número de onda κ é igual ao inverso do comprimento de onda:

$$\kappa = \frac{1}{\lambda}, \quad (\text{I.24})$$

δE é proporcional a diferença entre o número de onda κ_1 e κ_2 :

$$\delta E = hc\kappa_{12}, \quad (\text{I.25})$$

onde

$$\kappa_{12} = \kappa_1 - \kappa_2. \quad (\text{I.26})$$

Podemos igualar a constante de proporcionalidade a 1 dividindo a equação (I.25) por hc . A nova energia de transição ($\delta E/hc$) será então simplesmente, uma diferença entre números de onda e sua unidade será cm^{-1} ou \AA^{-1} , de acordo com a unidade escolhida para o comprimento de onda.

A unidade cm^{-1} é geralmente usada pelos autores das estruturas hiperfinas, como Oertel (1970) e Pickering e Semeniuk (1995). De fato, os fatores de desdobramento hiperfino A e B são fornecidos em cm^{-1} . Consequentemente, devemos lembrar que tanto os valores de A e B quanto os de ΔW_{F_a} , $\Delta W_{F'_b}$ e $\Delta W_{F''_{ba}}$ estão divididos por uma constante igual a hc , onde

$$hc = 19,875 \cdot 10^{-9} \text{\AA} \text{ erg} = 19,875 \cdot 10^{-24} \text{ J cm}. \quad (\text{I.27})$$

Como já foi mencionado, Pickering e Semeniuk (1995) fornecem os números de onda, em cm^{-1} , dos centros de gravidade de cada uma das três transições. Isto pode ser confirmado no trabalho de Oertel, onde são fornecidas as energias, em unidade de cm^{-1} , para cada um dos seis níveis aqui referidos. A diferença de energia entre os níveis inferiores e os correspondentes níveis superiores é exatamente o número de onda dado por Pickering e Semeniuk. A energia de um fóton em cm^{-1} é

$$E \simeq \frac{10^8}{\lambda} \rightarrow \begin{matrix} [\text{\AA} \text{ cm}^{-1}] \\ [\text{\AA}] \end{matrix}. \quad (\text{I.28})$$

Substituímos então os números de onda dos centros de gravidade de cada transição na equação (I.28) e achamos os comprimentos de onda dos fótons correspondentes a estas transições. Entretanto, notamos que estes valores discordam dos respectivos comprimentos de onda no ar dos centros de gravidade, também fornecidos por Pickering e Semeniuk, por pequenos fatores. Esta discordância seria causada pela determinação dos números de onda no vácuo, enquanto temos valores do comprimento de onda no ar.

Adotamos então, para cada transição, um fator de correção

$${}^r R = \frac{{}^r \kappa_{PS}}{{}^r \lambda_{PS}}, \quad (\text{I.29})$$

onde ${}^r \kappa_{PS}$ e ${}^r \lambda_{PS}$ são respectivamente o número de onda do centro de gravidade e o comprimento de onda no ar do centro de gravidade. O sub-índice PS deve-se a Pickering e Semeniuk e o índice superior r à transição.

O comprimento de onda do fóton corresponde a transição da componente representada por F'_b para a componente representada por F_a será dado por

$${}^r \lambda_{b'a} = {}^r \lambda_{PS} + \frac{\Delta W_{F'_{ba}}}{{}^r R}. \quad (\text{I.30})$$

I.5. RESULTADOS FINAIS

As linhas espectrais são obtidas por transições entre níveis. Conforme já dito, quantidades que influenciam as intensidades das linhas de um espectro são a força de oscilador f e o peso estatístico g .

Holweger (1980) identificou uma linha de Co I em 4019,126 Å, que se sobreporia a linha de Th II em 4019,129 Å, usada por nós (ver capítulo 3) para a obtenção da abundância de tório. Segundo Lawler *et al.* (1990) esta linha de Co I contribuiria para a largura equivalente da linha de Th II + Co I em 19 % a 86 %. Esta grande variação é explicada pela dependência da linha de Co I na temperatura efetiva e na metalicidade, mudando de estrela para estrela. A contaminação causada pela linha de Co I na linha de Th II 4019,129 Å pode ser eliminada se sua força de oscilador e sua estrutura hiperfina forem bem determinadas.

Chamaremos $(gf)_{b'a}$ a força de oscilador ponderada para transições possíveis entre componentes de multipletos. A força de oscilador ponderada total para uma linha (Allen 1973) será dada por

$$gf = \sum_{b',a} (gf)_{b'a}, \quad (\text{I.31})$$

onde os valores tomados para b' e a obedecem às transições permitidas.

Como $(gf)_{b'a}$ é proporcional à intensidade das linhas de cada componente $S_{b'a}$:

$$(gf)_{b'a} = \frac{\beta}{\lambda} S_{b'a} = \beta' S_{b'a}, \quad (\text{I.32})$$

onde β é uma constante de proporcionalidade e β' é uma constante de proporcionalidade para um dado comprimento de onda, fazemos

$$gf = \sum_{b',a} (gf)_{b'a} = \beta' \sum_{b',a} S_{b'a}. \quad (\text{I.33})$$

Lawler *et al.* (1990) mediram a força de oscilador da linha de Co I em 4019,126 Å e encontraram $\log gf = -2,27$. Analogamente, Kurucz & Peytremann (1975) forneceram, para a primeira transição na linha de Co I, em 4019,29 Å, $\log gf = -3,38$ e para a segunda transição $\log gf = -3,73$. Utilizando-se os valores das intensidades relativas das componentes (veja seção I.3) e somando-os obtivemos $\sum_{b',a} S_{b'a}$. Calculamos a constante de proporcionalidade β' , dado que

$$\beta' = \frac{gf}{\sum_{b',a} S_{b'a}}. \quad (\text{I.34})$$

Finalmente, utilizando valores individuais das intensidades relativas das componentes, obtivemos os valores de $(gf)_{b'a}$:

$$(gf)_{b'a} = \beta' S_{b'a}. \quad (\text{I.35})$$

Os resultados obtidos estão na tabela I.2.

$b^4F_{\frac{5}{2}} - z^4F_{\frac{3}{2}}$		$b^4F_{\frac{3}{2}} - z^4D_{\frac{5}{2}}$		$a^2P_{\frac{3}{2}} - w^4D_{\frac{3}{2}}$	
$^1\lambda_{b'a}$	$\log(gf)_{b'a}$	$^2\lambda_{b'a}$	$\log(gf)_{b'a}$	$^3\lambda_{b'a}$	$\log(gf)_{b'a}$
4019,278	-3,947	4019,317	-4,298	4019,138	-2,876
4019,295	-4,574	4019,294	-4,925	4019,123	-3,287
4019,285	-4,163	4019,276	-5,792	4019,147	-3,287
4019,311	-4,442	4019,302	-4,513	4019,132	-3,492
4019,299	-4,413	4019,284	-4,764	4019,120	-3,173
4019,291	-4,446	4019,269	-5,363	4019,134	-3,173
4019,312	-5,008	4019,290	-4,797	4019,121	-
4019,303	-4,421	4019,275	-4,771	4019,111	-3,298
4019,296	-4,866	4019,264	-5,110	4019,133	-3,298
4019,312	-4,760	4019,281	-5,237	4019,146	-3,474
4019,305	-4,584	4019,148	-5,934	-	-
4019,312	-4,584	4019,262	-4,934	-	-

Tabela I.2- Comprimentos de onda e respectivos valores de $\log(gf)_{b'a}$ para transições permitidas entre componentes, de três linhas de Co I em 4019 Å.

REFERÊNCIAS

- Abia C. e Rebolo R. 1989, *Astrophys. J.*, 347, 186.
- Allen C. W. 1973, *Astrophysical Quantities*, 3. ed. London, Athlone Press.
- Alpher R. A. e Herman R. C. 1953, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 2, 1.
- Anders E. e Grevesse N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197.
- Arany-Prado L. I. 1994, *Evolução química da Galáxia: Produção, depleção, astração e modelos com refugos*, tese de doutorado (ON/CNPq).
- Arnett W. D. 1978, *Astrophys. J.*, 219, 1008.
- Audouze J. 1976, *Ann. Rev. Inc.*, 43.
- Audouze J. e Vauclair S. 1980, *An Introduction to Nuclear Astrophysics, Geophysics and Astrophysics Monographs*, by D. Reidel Pub. Co., Dordrecht, Holland, 18.
- Barbuy B. e Erdelyi-Mendes M. 1989, *Astron. Astrophys.*, 214, 239.
- Bethe H. A. 1988, *Modern Physics in America*, p. 49, Cornell University, Ithaca, New York.
- Bowers R. e Deeming T. 1984, *Astrophysics I. Stars*, by Jones & Bartlett Publishers, Inc., Boston, Portola Valley.
- Burbidge E. M., Burbidge C. R., Fowler W. A. e Hoyle F. 1957, *Reviews of Modern Physics*, 29, 4.
- Butcher H. R. 1975, *Astrophys. J.*, 199, 710.
- Butcher H. R. 1987, *Nat.*, 328, 127.
- Butcher H. R. 1988, *ESO Messenger*, 51, 12.
- Cameron A. G. W. 1982, *Astrophys. Space Sci.*, 82,123.
- Clayton D. D. 1968, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, by Mc Graw-Hill, Inc., New York.
- Clayton D. D. 1988, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 234, 1.
- Condon E. U. e Shortley G.H. 1967, *The Theory of Atomic Spectra*, Cambridge,

University Press.

- Cowan J. J., Thielemann F-K. e Truran J. W. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 29, 447.
- da Silva L., De La Reza R. and Magalhaes S. 1990, in *Astrophysical Ages and Dating Methods*, eds. Vangioni-Flam E. *et al.* (Frontières), p. 419.
- de Freitas Pacheco J. A. 1993, *Astrophys. J.*, 403, 673.
- del Peloso E. F. 1996, *Análise de ζ^1 e ζ^2 Reticuli e a abundância de hélio do grupo ζ Herculis*, tese de mestrado (ON/CNPq).
- Edvardsson B. *et al.* 1993, *Astron. Astrophys.*, 275, 101.
- Eisberg R. e Resnick R. 1988, *Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*, Rio de Janeiro: Campos.
- François P., Spite M. and Spite F., 1993, *Astron. Astrophys.*, 274, 821.
- Gray D. F. 1976, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, by John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Grevesse N. e Noels 1993, *Origin and Evolution of the Elements*, eds. Prantzos N., Vangioni-Flam E. and Cassé M., Cambridge Univ. Press.
- Gustafsson B., Bell R. A., Eriksson K., Nordlund Å. 1975, *Astron. Astrophys.*, 42, 407.
- Habets G. M. H. J. e Heintze J. R. W. 1981, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 46, 193.
- Herzberg G. 1944, *Atomic Spectra & Atomic Structure*, New York, Dover Publications.
- Hoffleit D. e Jaschek C. ed. 1982, *The Bright Star Catalogue*, Yale university Observatory, New Haven.
- Holweger H. 1980, *Observatory*, 100, 155.
- Iben Jr. I. 1967, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 5, 571.
- Kurucz R. L. e Peytremann E. 1975, *S. A. O. Special Report*, 362.
- Kurucz R. L. 1989, *Transactions IAU*, ed. McNally D., (Kluwer, Dordrecht), XXB, 168.
- Lamb J. A., Howard W. M., Truran J. W. e Iben I. Jr. 1977, *Astrophys. J.*, 217, 213.
- Landolt-Börnstein 1982, *New Series, Astronomy and Astrophysics*, GpVI, vol.

- 2, subvolume b, B. Springer-Verlag, Heidelberg, New York.
- Lawler J.E., Whaling W., Grevesse N. 1990, *Nat.*, 346, 635.
- Learner R. C. M., Davies J. and Thorne A. P. 1991, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 248, 414.
- Malaney R. A., Mathews G. J. e Dearborn D. S. P. 1989, *Astrophysical Journal*, 345, 169.
- Meusinger H., Reimann H.-G. e Stecklum B. 1991, *Astron. Astrophys.*, 245, 57.
- Meyer B. S. 1994, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 32, 153.
- Morell O., Källender D. and Butcher H. R. 1992, *Astron. Astrophys.*, 259, 543.
- Nomoto K. Thielemann F. K. e Koichi Y. 1984, *Astrophys. J.*, 286, 644.
- Oertel K.B. 1970, *Z. Physik* 236, 90.
- Pagal B. E. J. 1989, in *Evolutionary Phenomena in Galaxies*, Beckman J. E. & Pagal E. J., Cambridge Univ. Press, 201.
- Pagal B. E. J. 1993, *Origin and Evolution of the Elements*, eds. Prantzos N., Vangioni-Flam E. and Cassé M., Cambridge Univ. Press.
- Pickering J.C. e Semeniuk J.I. 1995, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 274, L 37-42.
- Porto de Mello G. F. 1989, *Análise detalhada de ϕ^2 Pavonis*, tese de mestrado (ON/CNPq).
- Porto de Mello G. F. 1996, *A distribuição de abundâncias em estrelas de tipo solar na vizinhança solar*, tese de doutorado (ON/CNPq).
- Quireza C. e Arany-Prado L. I. 1996, *Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira*, 16, 110.
- Rocha-Pinto H. J. 1993, *Evolução química da Galáxia: Fundamentos, análise e um modelo com refugos*, Projeto de Fim de Curso (Dep. de Astronomia/UFRJ).
- Rocha-Pinto H. J., Arany-Prado L. I. e Maciel W. J. 1994, *Astrophys. Space Sci.*, 211, 241.
- Rocha-Pinto H. J., Quireza C. e Arany-Prado L. I. 1996, artigo submetido.
- Schaerer D, Meynet G., Maeder A. e Schaller G. 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 98, 523.
- Schaller G., Schaerer D, Meynet G. e Maeder A. 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 96, 269.

- Schmidt M. 1963, *Astrophys. J.*, 137, 758.
- Schramm D. N. e Wasserburg G.J. 1970, *Astrophys. J.*, 162, 57.
- Schwarzschild M. e Härm R. 1967, *Astrophys. J.*, 150, 961.
- Suess H.E. e Urey H. C. 1956, *Reviews of Modern Physics*, 28, 53.
- Twarog B. A. 1980, *Astrophys. J.*, 242, 242.
- Thielemann F. K., Nomoto K. e Koichi Y. 1986, *Astron. Astrophys.*, 158, 289.
- Tinsley B. M. e Cameron A. G. W. 1974, *Astrophys. Space Sci.*, 31,31.
- Tinsley B. M. 1980, *Fund. Cosm. Phys.*, 5, 287.
- Truran J. W. e Iben I. Jr. 1977, *Astrophys. J.*, 216, 797.
- Truran J. W., Cowan J. J. e Cameron A. G. W. 1978, *Astrophys. J.*, 222, L63.
- Truran J. W. 1981, *Astron. Astrophys.*, 97,391.
- Ulrich R. K. 1973, In *Explosive Nucleosynthesis*, ed. D. N. Schramm, W. D. Arnett, p. 139, Austin: Univ. Texas Press.
- Van Altena W. F., Lee J. T. e Hoffleit. E. D. 1995, *The General Catalogue of Trigonometric Parallaxes*, Yale University Observatory, New Haven.
- VandenBerg D. A. 1985, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 58, 711.
- VandenBerg D. A. e Laskarides P. G. 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 64, 103.
- Weigert A. 1966 *Z. Astrophys.*, 64, 395.
- Wheeler J. C., Sneden C. e Truran J. W. 1989, *ARAA*, 27, 279.
- Woolf V. M., Tomkin J. e Lambert D. L. 1995, *Astrophys. J.*, 453, 660.
- Wosley S. E. e Weaver T. A. 1986a, in *Radiation Hydrodynamics and Compact Objects*, ed. D. Mihalas e K. H. A. Winkler Springer, p. 91.
- Wosley S. E., Hartmann D., Hoffman R. D. e Haxton W. C. 1990, *Astrophys. J.*, 356, 272.
- Yariv A. 1982, *An Introduction to Theory and Applications of Quantum Mechanics*, New York: John Wiley & Sons.

Referências da tabela 4.2:

- a. Referências em Butcher H.R. 1987, *Nature*, 328, 127.

- b. Edvardsson B. *et al.* 1993, *Astron. Astrophys.*, 275, 101.
- c. Gehren T. 1981, *Astron. Astrophys.*, 100, 97.
- d. Del Peloso E. F. 1996, Análise de ζ^1 e ζ^2 Reticuli e a abundância de hélio do grupo ζ Herculis, tese de mestrado (ON/CNPq).
- e. Buzzoni *et al.* 1992, *Astron. J.*, 103, 1814.
- f. Porto de Mello G. F. 1996, A distribuição de abundâncias em estrelas de tipo solar na vizinhança solar, tese de doutorado (ON/CNPq).
- g. Tomkin J. and Lambert D. L. 1986, *Astrophys. J.*, 311, 819.
- h. Sneden C. *et al.* 1981, *Astrophys. J.*, 247, 1052.
- i. Edvardsson B. 1988, *Astron. Astrophys.*, 190, 148.
- j. Zhao G. e Magain P. 1991, *Astron. Astrophys.*, 244, 425.
- k. McWilliam A. 1990, *Astrophys. J. Sup. Ser.*, 74, 1075.
- l. Barbuy B. and Erdelyi-Mendes M. 1989, *Astron. Astrophys.*, 214, 239.