

FUNDAMENTOS DE EVOLUÇÃO QUÍMICA DA GALÁXIA

Walter J. Maciel



INSTITUTO DE
ASTRONOMIA,
GEOFÍSICA
E CIÊNCIAS
ATMOSFÉRICAS

FUNDAMENTOS DE EVOLUÇÃO QUÍMICA DA GALÁXIA

Walter J. Maciel



2020

]

Ficha Catalográfica

Elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Documentação do
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP

Maciel, Walter Junqueira
Fundamentos de evolução química da Galáxia.
Walter J. Maciel – São Paulo: IAG-USP. 2020.
310 p.

ISBN 978-65-88233-01-6 (e-book)

Acesso em;

www.astro.iag.usp.br/~maciel/teaching/teaching.html

www.iag.usp.br/astrofisica/livros-e-apostilas

1. Galáxia 2. Evolução química da galáxia. I. Título.

CDD 523.112



Versão 03.11.2020

Para o grupo “We are family”

Denise

Mariana, Manoel, Chico & Zeca

Cristina & Thomaz

PREFÁCIO

Este texto é baseado nas notas de aulas do curso de pós-graduação Evolução Química da Galáxia, ministrado junto ao Departamento de Astronomia do IAG/USP. Não tem a pretensão de ser um curso completo de Evolução Química, mas apenas uma introdução aos aspectos mais fundamentais e elementares desta disciplina, em particular em suas aplicações à nossa Galáxia. O objetivo destas notas é servir como um guia introdutório à enorme quantidade de trabalhos encontrados na literatura e, se possível, despertar o interesse do leitor para um estudo mais aprofundado da evolução química e dinâmica das galáxias.

As principais modificações deste texto com relação às notas de aulas incluem um esforço para discutir em maiores detalhes os fundamentos dos processos de evolução química, em contraposição a uma discussão dos resultados mais recentes dos modelos teóricos que tem sido propostos. Desta forma, o livro tem um enfoque mais orientado para os estudantes iniciantes desta disciplina, os quais poderão estender e atualizar seus conhecimentos fazendo uso da vasta bibliografia disponível, parte da qual está relacionada no final de cada capítulo. O texto inclui ainda listas de exercícios, que devem ser considerados como parte integrante do aprendizado.

Apesar das rigorosas revisões feitas, é inevitável que alguns erros possam ter permanecido. Quaisquer correções e sugestões serão bem vindas, podendo ser enviadas ao endereço wjmaciел@usp.br.

São Paulo, Novembro de 2020

W. J. Maciel

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

1.1 A Galáxia	1
1.2 Populações estelares	4
1.3 Formação da Galáxia	7
1.4 Evolução de galáxias: evolução química	9
1.5 Abundâncias no Sistema Solar	11
Exercícios	16
Referências bibliográficas	17

CAPÍTULO 2 – NUCLEOSSÍNTESE PRIMORDIAL

2.1 Introdução	19
2.2 Modelos cosmológicos	20
2.3 A idade do Universo	22
2.4 O Big Bang e o modelo cosmológico padrão	24
2.5 A razão bárions/fótons	26
2.6 Nucleossíntese primordial: visão geral	28
2.7 Produção dos elementos leves	30
2.8 Resultados	32
Exercícios	40
Referências bibliográficas	41

CAPÍTULO 3 – NUCLEOSSÍNTESE ESTELAR

3.1 Introdução	43
3.2 Queima de H	44
3.3 Queima de He	46
3.4 Yields estelares: Estrelas de massa pequena e intermediária	47
3.5 Yields estelares: Estrelas massivas	53
3.6 Processos de captura de nêutrons	57
Exercícios	61
Referências bibliográficas	62

CAPÍTULO 4 – NUCLEOSSÍNTESE INTERESTELAR

4.1 Introdução	65
4.2 Produção dos elementos leves	65
4.3 Raios cósmicos	67
4.4 Origem de Li, Be, B: Reeves et al. (1970)	73
4.5 Resultados mais recentes	75
4.6 Elementos leves e metalicidade	75
4.7 Outras fontes de elementos leves	77
Exercícios	79
Referências bibliográficas	79

CAPÍTULO 5 – A FUNÇÃO DE MASSA INICIAL

5.1 Propriedades físicas das estrelas	81
5.2 Tempos de vida na sequência principal	82
5.3 Definições	85
5.4 Determinação da IMF local	86
5.5 Exemplos	90
5.6 Variações locais e temporais da IMF	100
Exercícios	102
Referências bibliográficas	104

CAPÍTULO 6 – A TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

6.1 Definições	107
6.2 Exemplos simples da SFR	112
6.3 A SFR local	113
6.4 A SFR local com <i>bursts</i>	116
6.5 A SFR em outras regiões	117
6.6 Distribuição de gás e a SFR	119
6.7 A lei de Schmidt	120
6.8 Fatores que influenciam a SFR	122
6.9 Instabilidade gravitacional: a massa de Jeans	124
Exercícios	128
Referências bibliográficas	129

CAPÍTULO 7 – VÍNCULOS OBSERVACIONAIS

7.1 Introdução	131
7.2 Abundâncias no sistema solar	132
7.3 A relação idade-metalicidade	136
7.4 Distribuição de metalicidades	138
7.5 Abundâncias relativas: elementos alfa	141
7.6 Distribuição radial da densidade de gás	143
7.7 Fração atual de gás	145
7.8 Distribuição radial da SFR	146
7.9 Distribuição radial de abundâncias	147
7.10 Taxas de formação e morte das estrelas	151
7.11 Razão de enriquecimento entre He e elementos pesados	155
7.12 Queda de matéria (<i>infall</i>) e fluxos radiais	156
Exercícios	158
Referências bibliográficas	160

CAPÍTULO 8 – MÉTODOS BÁSICOS

8.1 Introdução	163
8.2 Equações básicas	163
8.3 Aproximações analíticas	171
8.4 A metalicidade estelar média e a razão dY/dZ	184
8.5 O modelo simples e o problema das anãs G	186
8.6 O modelo simples e as abundâncias relativas	190
8.7 O modelo simples e os gradientes de abundância	191
8.8 Nuclídeos radioativos e evolução química	194
Exercícios	199
Referências bibliográficas	199

CAPÍTULO 9 – MODELOS ANALÍTICOS I

9.1 Introdução	203
9.2 Modelos com fluxos de gás	203
9.3 O modelo padrão de Clayton	214
Exercícios	227
Referências bibliográficas	227

CAPÍTULO 10 – MODELOS ANALÍTICOS II

10.1 Introdução	229
10.2 O Melhor Modelo de Acréscimo de Lynden-Bell	229
10.3 O modelo analítico de Pagel	232
10.4 Um modelo didático para a evolução química da Galáxia	244
Exercícios	252
Referências bibliográficas	253

CAPÍTULO 11 – MODELOS NUMÉRICOS

11.1 Introdução	255
11.2 Modelos clássicos.....	256
11.3 Modelos multifásicos	265
11.4 Modelos quimiodinâmicos	268
11.5 Novos modelos: arqueologia galáctica	272
Referências bibliográficas	281

CAPÍTULO 12 – EVOLUÇÃO QUÍMICA DE GALÁXIAS

12.1 Introdução	287
12.2 Aspectos dinâmicos da formação de galáxias	289
12.3 As Nuvens de Magalhães	291
12.4 Galáxias espirais	293
12.5 Galáxias irregulares	294
12.6 Galáxias esferoidais e elípticas	297
12.7 Matéria escura	301
12.8 Evolução química cósmica	302
Referências bibliográficas	306

CRÉDITOS DAS FIGURAS

SOBRE O AUTOR

INTRODUÇÃO

1.1 A GALÁXIA

A *Via Láctea* pode ser observada no céu como uma banda leitosa composta de grande número de estrelas brilhantes, visíveis a olho nu, entremeadas por faixas escuras (figura 1.1). Distingue-se facilmente em um céu escuro, tanto das demais estrelas contidas em nosso sistema estelar, como também de outras galáxias visíveis, como as Nuvens de Magalhães.

Uma imagem mais detalhada (figura 1.2), obtida no observatório ESO no deserto de Atacama no Chile, mostra alguns detalhes interessantes na estrutura de nossa Galáxia, como a região central brilhante em Sagittarius, e uma faixa escura ao longo do plano, constituída de nuvens de poeira.

A estrutura da Via Láctea, ou Galáxia, não nos parece tão óbvia quanto a de outras galáxias espirais, como pode ser visto na figura 1.3. À esquerda podem ser observados claramente o disco e a faixa de poeira da galáxia NGC 891. À direita, são conspícuos o núcleo brilhante e os braços espirais da galáxia M74, ou NGC 628. Apesar disto, sabemos o suficiente para afirmar que vivemos em um sistema espiral, provavelmente de tipo Sb/SBb, segundo o esquema de classificação de Hubble. Nesse sistema as galáxias podem ser classificadas de maneira aproximada nos tipos S (espirais), SB (espirais barradas), E (elípticas) e I (irregulares).

2 *Fundamentos de Evolução Química da Galáxia*



Figura 1.1 - A Via Láctea e o telescópio de 3.6 do ESO no Chile.



Figura 1.2 - A Via Láctea.



Figura 1.3 - As galáxias espirais NGC 891 e NGC 628 = M74.

Historicamente, nosso conhecimento sobre a estrutura da Galáxia sofreu muitas modificações ao longo dos últimos 100 anos, principalmente devido aos efeitos, inicialmente desconhecidos, da extinção interestelar, e da dificuldade em obter distâncias precisas. Atualmente, nossa concepção da Galáxia inclui 3 componentes principais: o *bojo*, que contém em seu interior um núcleo, o *disco*, onde estão localizados os braços espirais, e que inclui um disco fino e um disco espesso, e o *halo*, onde se distribuem os aglomerados globulares mais velhos (figura 1.4). Provavelmente inclui também uma *barra* próxima ao bojo, com dimensões da ordem de 4 kpc. A Galáxia tem dimensões aproximadas da ordem de 30 kpc, isto é, nessa região está concentrada a maior parte da sua massa visível, contendo estrelas e gás difuso.

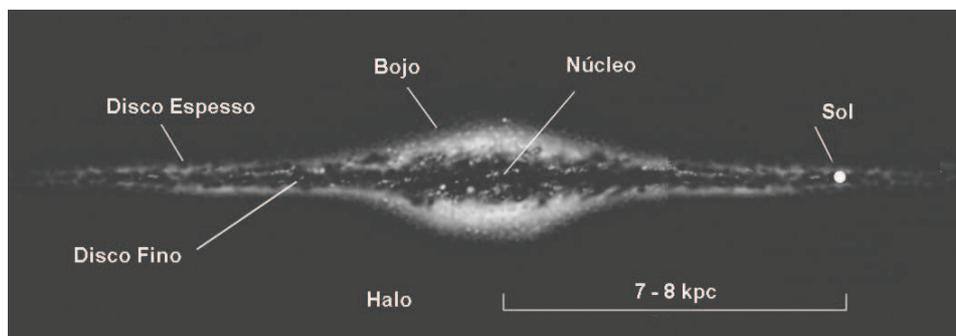


Figura 1.4 - Concepção atual da Galáxia, indicando o disco fino, disco espesso, bojo e halo. O Sol está localizado a uma distância entre 7 e 8 kpc do centro galáctico.

O sistema solar está localizado a uma distância entre 7 e 8 kpc do centro galáctico. O disco fino tem espessura variável, com cerca de 100 pc na região interna e até 400 pc nas regiões mais externas, caracterizando uma distorção (*warp*) nesta região. O disco espesso pode alcançar espessuras da ordem de até 1 kpc. O Sol, a vizinhança solar, e todo o material incluído no disco fino constituem o chamado *plano galáctico*.

Os principais componentes da Galáxia são: as *estrelas*, o *campo de radiação* a elas associado, o *meio interestelar*, compreendendo gás difuso, nebulosas, e poeira, o *campo magnético galáctico*, e os *raios cósmicos*. Embora todos esses componentes estejam em constante interação, do ponto de vista da evolução química da Galáxia estaremos particularmente interessados nas interações entre o *gás* e as *estrelas*.

1.2 POPULAÇÕES ESTELARES

Existe uma variação sistemática entre as propriedades físicas dos diversos componentes galácticos. De modo geral, os objetos galácticos são progressivamente mais velhos e mais pobres em metais segundo a sequência: disco fino – bojo – disco espesso – halo. Chamamos “metais” a todos os elementos mais pesados que o He. Por exemplo, as idades médias dos objetos do halo, bojo, disco espesso e disco fino são, respectivamente, 13 Gano, 10 Gano, 9 Gano e 7 Gano. Suas metalicidades, medidas pelo índice $[Fe/H]$ (ver seção 1.5) são tipicamente $[Fe/H] \simeq -1.6, -0.2, -0.5, \text{ e } -0.2$, respectivamente.

Entretanto, uma investigação mais profunda mostra que as variações das propriedades físicas na Galáxia são mais complexas. Por exemplo, o bojo, contém objetos com um intervalo considerável de metalicidades (e provavelmente idades); o disco apresenta variações mensuráveis da metalicidade com a distância galactocêntrica, e objetos do disco fino, como as regiões HII, que ocorrem nos braços espirais, têm idades da ordem de alguns milhões de anos.

Com o trabalho pioneiro de Baade (1944) sobre a composição estelar da galáxia de Andrômeda (M31) foi introduzido o conceito de *populações estelares*, segundo o qual as estrelas mais jovens e azuis estariam preferencialmente localizadas no disco e nos braços espirais, enquanto que as estrelas mais velhas e avermelhadas seriam objetos característicos das regiões centrais e do halo galácticos. Para a nossa galáxia, podemos considerar como objetos de *população I* os objetos jovens, enriquecidos em elementos pesados (“metais”), próximos ao plano galáctico, em movimento de rotação com relação ao centro galáctico, com baixas dispersões de velocidades na direção perpendicular ao disco. Exemplos seriam as regiões HII e estrelas jovens azuis. Em contraposição, os objetos mais velhos, avermelhados, pobres em metais e distantes do plano galáctico, com órbitas mais excêntricas, seriam tipicamente de *população II*. Exemplos seriam os aglomerados globulares velhos e estrelas do tipo RR Lyrae.

Vemos que os principais critérios de classificação envolvem a *idade*, a *composição química*, a *distribuição espacial* e *características cinemáticas*, como as dispersões de velocidades e forma das órbitas galácticas. A figura 1.5 mostra aproximadamente as órbitas mais achatadas dos objetos do disco fino, as órbitas com uma inclinação maior para os objetos do disco espesso e do halo, de modo que esses últimos alcançam grandes alturas relativamente ao plano galáctico.

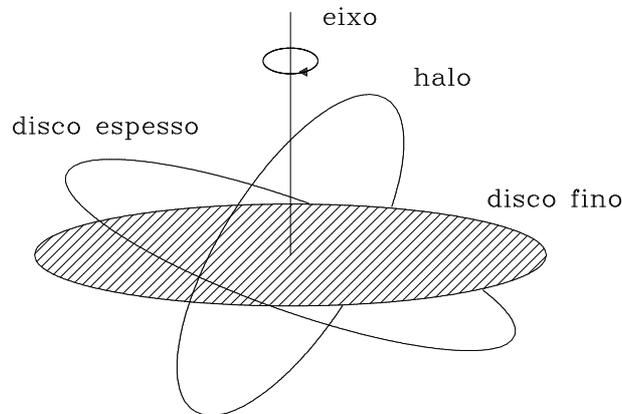


Figura 1.5 - Caracterização das órbitas galácticas de objetos do disco fino, disco espesso e halo.

O conceito de populações estelares foi posteriormente refinado, incluindo 5 diferentes tipos: população I extrema (exemplo: regiões HII), I velha (o Sol), disco (nebulosas planetárias tipo II), II intermediária (estrelas de alta velocidade) e II halo (aglomerados globulares). Essas populações apresentam um aumento progressivo da escala de altura com relação ao plano galáctico (de 100 a 2000 pc), da dispersão de velocidades (de 10 a 100 km/s), da idade (de $< 10^9$ anos a $> 10^{10}$ anos), e um decréscimo da abundância média de metais por massa medida pelo parâmetro Z (ver seção 1.5), (de $Z \simeq 0.05$ a 0.001), além de diferenças na elipticidade das órbitas. Essa subdivisão é ainda usada, mas é frequentemente necessário um detalhamento maior.

Os critérios usados na classificação das populações estelares estão diretamente relacionados com os processos de formação e evolução das galáxias em geral e da nossa Galáxia em particular, fornecendo portanto pistas observacionais para o estudo desses processos.

Naturalmente, podemos associar as populações estelares na Galáxia aos 4 componentes mencionados na seção 1.1, ou seja, o halo, o bojo, o disco fino e o disco espesso. Por exemplo, usando como indicador de metalicidade o índice $[Fe/H]$ (seção 1.5), temos tipicamente, $[Fe/H] \geq -0.6$ para o disco fino; $-1 < [Fe/H] \leq -0.6$ para o disco espesso; $-1.5 < [Fe/H] \leq 0.5$ para o bojo; $[Fe/H] \leq -1.0$ para o halo.

A tabela 1.1 mostra, esquematicamente, as diferentes populações estelares observadas na Galáxia, considerando 5 tipos diferentes: a população I extrema, a população I velha, a população disco, a população II intermediária e a população II extrema. Os principais critérios utilizados na diferenciação

são: a escala de altura média z com relação ao plano galáctico, geralmente medida em pc; a dispersão de velocidades σ_z com relação à direção perpendicular ao plano, geralmente medida em km/s; a participação no movimento de rotação galáctica, medida pela componente da velocidade de rotação v_r , em km/s; a metalicidade Z média, que pode ser medida com relação à metalicidade solar $Z_\odot \simeq 0.014$; e a idade típica, que pode ser comparada com a idade do Universo, $t_u \sim 14$ Gano.

Tabela 1.1 - Populações estelares na Galáxia.

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

Outro parâmetro não incluído na tabela e que pode ser usado é a forma da órbita: os objetos mais jovens têm em geral órbitas circulares, próximas ao plano galáctico, enquanto que os mais velhos têm órbitas mais elípticas, alcançando maiores alturas com relação ao plano galáctico. Alguns exemplos podem ser citados, como os aglomerados globulares e estrelas RR Lyrae de longo período (II extrema), variáveis de longo período (LPV) e nebulosas planetárias de tipo III (II velha), RR Lyrae de curto período e planetárias de tipo II (disco), cefeidas (I velha), nuvens interestelares e regiões HII (população I extrema).

1.3 FORMAÇÃO DA GALÁXIA

O conceito de populações estelares é consistente com um colapso inicial rápido na Galáxia, quando foi formada a componente esferoidal (halo) e a condensação central (bojo). Como as estrelas formam-se a partir do gás interestelar, pode-se concluir que a formação estelar no halo é atualmente limitada pela escassez de gás e poeira naquela região. Dotada de um movimento de rotação, a nebulosa pregaláctica sofreu um segundo colapso em direção ao plano galáctico, dando origem ao disco, com suas populações mais jovens, e explicando portanto as diferenças de distribuição espacial e metalicidade observadas entre o halo e o disco. Após a formação do disco, perturbações de origem gravitacional, possivelmente complicadas por forças magnéticas, deram origem à estrutura espiral.

As estrelas do halo têm altas dispersões de velocidades, e são pobres em metais por um fator da ordem de 10 ou superior, com relação ao Sol. Desde o trabalho clássico de Eggen et al. (1962), este fato tem sido interpretado como evidência de que o halo se formou primeiro, antes que o enriquecimento pelas mortes das estrelas massivas tivesse ocorrido. Entretanto, esse cenário “monolítico” para a formação da Galáxia sofreu muitas modificações nos últimos 50 anos.

Eggen et al. (1962) analisaram as velocidades de uma amostra de estrelas anãs e compararam características de suas órbitas, como por exemplo as excentricidades e a quantidade de movimento angular, com parâmetros relacionados com a metalicidade. As abundâncias químicas ainda não eram determinadas com precisão, mas sabia-se que a metalicidade era inversamente correlacionada com o excesso de ultravioleta, isto é, quanto menor a abundância de “metais”, maior o excesso de radiação ultravioleta, medida por exemplo pelo parâmetro $\delta(U-B)$. Nesse trabalho, foi mostrado que as estrelas com maiores excessos de ultravioleta (ou menor abundância de metais) tinham órbitas mais elípticas, com maiores excentricidades. Em contraposição, as estrelas com pouco ou nenhum excesso de UV (ou maior metalicidade) moviam-se em órbitas quase circulares. Portanto, estavam lançados os fundamentos para a relação entre as estrelas em diferentes populações e os processos de formação da Galáxia: suas estrelas mais velhas devem ter sido formadas a partir de um gás caindo em direção ao centro galáctico, colapsando a partir do halo sobre o plano, em uma escala de tempo relativamente curta, da ordem de 10^8 a 10^9 anos. Eggen et al. (1962) mostraram, pela primeira vez, que existem correlações claras entre a composição química de estrelas individuais, a excentricidade de suas

órbitas galácticas, sua quantidade de movimento angular, a altura que podem alcançar acima do plano galáctico, a velocidade perpendicular ao plano e a idade dos objetos galácticos. Cálculos mais recentes, com amostras maiores e valores mais precisos da metalicidade, mostram que esses resultados estão corretos, mas sugerem que a estrutura da Galáxia é mais complexa do que previsto por estes modelos iniciais.

As escalas de tempo envolvidas na formação da Galáxia ajustam-se às previsões do *Big Bang*. De acordo com o “modelo padrão”, o Universo teve uma era inicial denominada *era de radiação* (ver capítulo 2), que durou aproximadamente $10^3 - 10^4$ anos após o Big Bang. Em seguida, a matéria passou a dominar a constituição do Universo, situação que prevalece até hoje. A formação das galáxias foi iniciada quando a idade do Universo estava próxima de 10^{10} anos. Os objetos de população II do halo, como os aglomerados globulares, foram os primeiros a serem formados, com idades tipicamente de 6×10^9 anos. Recentemente têm sido identificadas estrelas com metalicidades muito baixas, até cerca de 10^6 abaixo da metalicidade solar. Esses objetos têm, provavelmente, idades semelhantes à idade da própria Galáxia. É possível que uma geração anterior de estrelas, ditas de *população III*, tenha sido formada, embora não existam provas inequívocas de sua existência.

Em seguida, foram formados objetos do bojo, com idades semelhantes aos do halo, mas trabalhos recentes indicam uma população mais jovem também no bojo. Finalmente, ocorreu a formação do disco, cuja contração teve lugar em uma escala de tempo caracterizada pelo *tempo de queda livre*, que é da ordem de 3×10^8 anos. A contração do disco em direção ao núcleo foi impedida pelo movimento de rotação associado à nebulosa protogaláctica. A formação de estrelas no disco ocorre até hoje, de modo que podemos distinguir nesta região objetos com idades diferentes. Por exemplo, observamos aglomerados galácticos com idades de 2×10^6 anos não muito distantes do Sol, cuja idade é da ordem de 5×10^9 anos, além de nebulosas planetárias, formadas a partir de estrelas ainda mais velhas.

As diferenças na composição química das populações estelares da Galáxia ajustam-se também a este esquema. No modelo padrão, foram inicialmente formados os elementos leves D, ^3He , ^4He , e ^7Li (ver capítulo 2). Os elementos pesados, como C, N, O, etc., tiveram sua origem no interior das estrelas, isto é, só começaram a ser sintetizados após a formação da primeira geração de estrelas. Em consequência, os objetos mais velhos do halo (população II) devem ter baixo conteúdo de elementos pesados, o que é confirmado pelas observações. À medida que a evolução se processa, o gás enriquecido é de-

volvido ao meio interestelar pelas supernovas, nebulosas planetárias e outros processos de perda de massa, de modo que os objetos mais jovens apresentam maior abundância de elementos pesados.

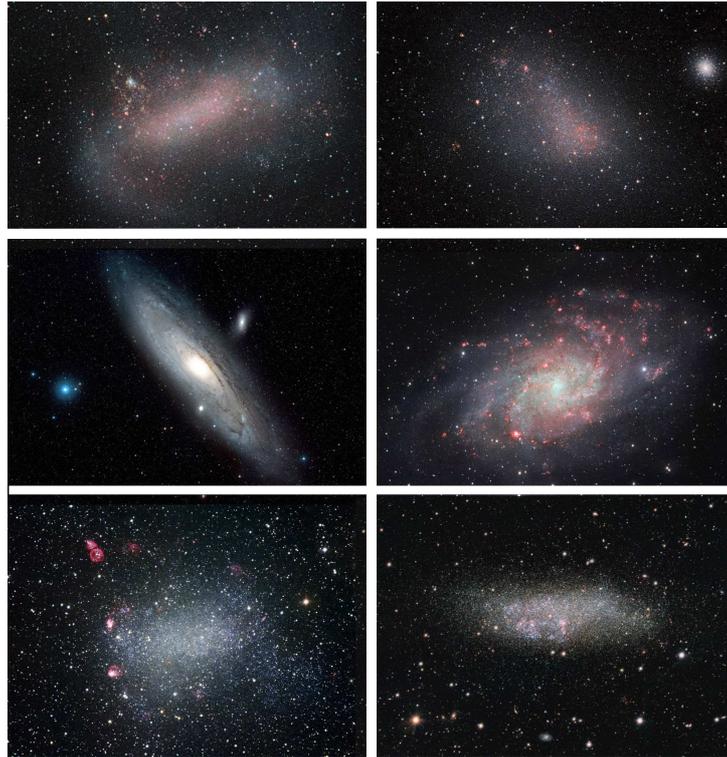


Figura 1.6 - Galáxias do Grupo Local: LMC, SMC, M31, M33, NGC 2822, WLM.

Um aspecto importante da formação da Galáxia, que distingue os modelos atuais daqueles modelos monolíticos iniciais, refere-se aos processos de *infall*, ou queda de matéria no disco e halo galácticos. Nossa galáxia faz parte de um sistema complexo de galáxias, o *Grupo Local*, contendo cerca de algumas dezenas de galáxias de diferentes tipos (figura 1.6). Parte do material dessas galáxias pode interagir com o gás da Galáxia, incrementando os processos de formação estelar. Recentemente, novos objetos pertencentes ao Grupo Local têm sido identificados, como a galáxia elíptica anã em Sagittarius, descoberta em 1994, ou a galáxia anã irregular em Canis Major, descoberta em 2003, e a interação desses objetos com a nossa galáxia tem sido uma importante área de pesquisa.

1.4 EVOLUÇÃO DE GALÁXIAS: EVOLUÇÃO QUÍMICA

O objetivo deste texto é o estudo dos fundamentos da *Evolução química* da Galáxia, isto é, o estudo das variações temporais da composição química de seus principais componentes, como as estrelas e o gás interestelar. Entretanto, a evolução química das galáxias ocorre simultaneamente com a sua *evolução dinâmica*, ou seja, o processo de colapso gravitacional que leva à transformação de uma grande nuvem de gás em um conjunto de estrelas e gás gravitacionalmente ligados. Para as galáxias mais distantes, podemos também considerar a *evolução das propriedades fotométricas*, as quais devem ser, em princípio, relacionadas com a evolução das propriedades físicas dessas galáxias. Estes três aspectos evolutivos estão correlacionados e ocorrem ao mesmo tempo em um determinado objeto, embora sejam geralmente estudados de maneira aproximadamente independente, devido à sua complexidade.

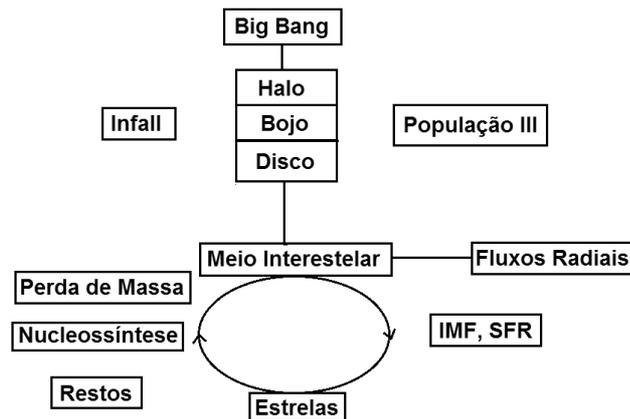


Figura 1.7 - Um esquema para a evolução química da Galáxia.

A evolução química da Galáxia consiste basicamente em analisar a composição química das estrelas e do gás interestelar e suas variações ao longo da vida da Galáxia. Para isso, é necessário conhecer os principais processos de produção e destruição dos elementos químicos, a ejeção desses elementos pelas estrelas e sua posterior mistura no meio interestelar, de onde serão formadas novas gerações de estrelas.

Um esquema simplificado da evolução química da Galáxia é mostrado na figura 1.7. Alguns minutos após a formação do universo, segundo o modelo padrão do Big Bang, ocorreu a *nucleossíntese primordial* quando se formaram

os primeiros elementos químicos. Posteriormente, com a expansão e resfriamento do universo, foram formadas as grandes estruturas, como as galáxias e aglomerados. Na nossa Galáxia, houve pelo menos 3 processos de colapso gravitacional, que levaram à formação do halo, disco e bojo, com escalas de tempo distintas. Esses processos de colapso foram provavelmente afetados pela queda de matéria, ou *infall*, tanto das partes externas da Galáxia sobre as partes mais internas, como de matéria vinda de outras galáxias próximas, como as Nuvens de Magalhães. Durante o colapso, começaram a ser formadas as estrelas, sendo as mais antigas chamadas estrelas de População III. No colapso final, formou-se o disco, contendo as estrelas mais jovens. Fluxos radiais de gás têm também um papel importante na formação do disco. A formação de estrelas continua até hoje, nas regiões onde ainda existe gás suficiente para a formação estelar. Do ponto de vista da evolução química da Galáxia, estamos particularmente interessados na circulação de matéria entre o gás e as estrelas. O gás interestelar é consumido com a formação das estrelas, e parcialmente recuperado pela ejeção pelas estrelas, na forma de ventos estelares, nebulosas planetárias e supernovas. As estrelas são formadas segundo uma certa *função de massa inicial* (IMF de *initial mass function*) e uma *taxa de formação estelar* (SFR, de *star formation rate*). Essas estrelas evoluem, produzem novos elementos, pelo processo de *nucleossíntese estelar*, sofrem perda de massa em várias etapas de sua evolução, e finalmente devolvem o material ao meio interestelar, a menos dos restos inertes. Neste processo, o gás tem sua composição alterada ao longo da vida da Galáxia. Em particular, o próprio material de que somos feitos, como os átomos de carbono que constituem o nosso corpo, foi um dia sintetizado no interior de estrelas que já morreram.

1.5 ABUNDÂNCIAS NO SISTEMA SOLAR

As abundâncias químicas das estrelas e nebulosas podem ser caracterizadas por diversos indicadores, podendo ser medidas *por número de átomos* ou *por massa*. Em estudos de evolução química, usamos geralmente dois indicadores, o primeiro com relação à abundância de hidrogênio e o segundo com relação à abundância do Sol. Chamando n_X a abundância do elemento X medida em número de átomos por centímetro cúbico, podemos definir o parâmetro de abundância $\epsilon(X)$ como

$$\epsilon(X) = \log \frac{n_X}{n_H} + 12 \quad (1.1)$$

onde n_{H} é o número de átomos de H por cm^3 . Às vezes usa-se o parâmetro $\epsilon'(\text{X}) = 10^{\epsilon(\text{X})}$, ou seja, $\epsilon(\text{X}) = \log \epsilon'(\text{X})$.

A abundância média dos principais elementos químicos no sistema solar está mostrada na tabela 1.2 na forma $\epsilon(Z)$, onde Z é o número atômico. Nesse caso, a abundância do H é $\epsilon(\text{H})_{\odot} = 12$, a do hélio é $\epsilon(\text{He})_{\odot} = 10.93$, ou seja, cerca de dez por cento da abundância de H, e a do oxigênio é $\epsilon(\text{O})_{\odot} = 8.69$.

Tabela 1.2 - Abundâncias na fotosfera solar.

Z		$\epsilon(Z)$	Z		$\epsilon(Z)$	Z		$\epsilon(Z)$
1	H	12.00	29	Cu	4.19	58	Ce	1.58
2	He	10.93*	30	Zn	4.56	59	Pr	0.72
3	Li	1.05	31	Ga	3.04	60	Nd	1.42
4	Be	1.38	32	Ge	3.65	62	Sm	0.96
5	B	2.70	33	As	2.30*	63	Eu	0.52
6	C	8.43	34	Se	3.34*	64	Gd	1.07
7	N	7.83	35	Br	2.54*	65	Tb	0.30
8	O	8.69	36	Kr	3.25*	66	Dy	1.10
9	F	4.56	37	Rb	2.52	67	Ho	0.48
10	Ne	7.93*	38	Sr	2.87	68	Er	0.92
11	Na	6.24	39	Y	2.21	69	Tm	0.10
12	Mg	7.60	40	Zr	2.58	70	Yb	0.84
13	Al	6.45	41	Nb	1.46	71	Lu	0.10
14	Si	7.51	42	Mo	1.88	72	Hf	0.85
15	P	5.41	44	Ru	1.75	73	Ta	-0.12*
16	S	7.12	45	Rh	0.91	74	W	0.85
17	Cl	5.50	46	Pd	1.57	75	Re	0.26*
18	Ar	6.40*	47	Ag	0.94	76	Os	1.40
19	K	5.03	48	Cd	1.71*	77	Ir	1.38
20	Ca	6.34	49	In	0.80	78	Pt	1.62*
21	Sc	3.15	50	Sn	2.04	79	Au	0.92
22	Ti	4.95	51	Sb	1.01*	80	Hg	1.17*
23	V	3.93	52	Te	2.18*	81	Tl	0.90
24	Cr	5.64	53	I	1.55*	82	Pb	1.75
25	Mn	5.43	54	Xe	2.24*	83	Bi	0.65*
26	Fe	7.50	55	Cs	1.08*	90	Th	0.02
27	Co	4.99	56	Ba	2.18	92	U	-0.54*
28	Ni	6.22	57	La	1.10			

Da equação (1.1) é fácil ver que

$$\frac{n_X}{n_H} = 10^{-12} 10^{\epsilon(X)} \quad (1.2)$$

ou seja, para o hélio temos $(n_{\text{He}}/n_{\text{H}})_{\odot} = 10^{-1.07} \simeq 0.085$, e para o oxigênio $(n_{\text{O}}/n_{\text{H}})_{\odot} = 10^{-3.31} \simeq 4.90 \times 10^{-4} \simeq 1/2040$.

As abundâncias dadas na tabela são geralmente medidas na fotosfera solar, mas em alguns casos, indicados por um asterisco, os dados vêm de outras fontes, como os meteoritos e as camadas mais externas da atmosfera solar (cromosfera, região de transição, coroa e vento solar). Alguns elementos são voláteis e condensados incompletamente nos meteoritos, como C, N, O, Ne e Ar, de modo que o Sol é sua única fonte dentro do sistema solar. O He não é detectado na fotosfera solar, podendo ser determinado nas proeminências, vento solar ou partículas energéticas. A abundância deste elemento dada na tabela 1.2 vem da calibração de modelos teóricos de evolução estelar. O He também não é medido em meteoritos, devido ao seu caráter volátil. Da tabela 1.2 podemos observar que as abundâncias fotosféricas dos elementos CNO são 8.43/7.83/8.69.

As incertezas típicas estão geralmente no intervalo de 0.02 a 0.10 dex, com uma média de 0.05 para os elementos mais abundantes. São geralmente mais altas para os dados fotosféricos do que nos meteoritos, uma vez que estes podem ser analisados por espectroscopia de massa de grande precisão, até 0.01 dex. Estas abundâncias são às vezes chamadas “abundâncias cósmicas”, ou “abundâncias solares”, e correspondem a estimativas para todo o sistema solar. Provavelmente um nome mais correto seria “abundâncias *standard*”, ou “padrão”.

Há uma certa convergência entre as abundâncias medidas no Sol e nos meteoritos ao longo dos últimos anos, com uma diferença menor que 0.1 dex na maior parte dos casos. Em alguns casos (Ag, Hf, W, Au, Pb) persiste uma diferença, provavelmente causada por *blends*, ou misturas de linhas espectrais, ou por efeitos NLTE (não equilíbrio termodinâmico local) nas determinações das abundâncias fotosféricas. Os principais progressos com relação às abundâncias fotosféricas devem-se basicamente (i) às melhores determinações observacionais desde a região do ultravioleta até o infravermelho, (ii) aos melhores modelos de fotosferas, em particular incorporando efeitos NLTE, variações temporais e modelos hidrodinâmicos em três dimensões, em substituição aos modelos hidrostáticos unidimensionais tradicionais, e (iii) aos

melhores dados atômicos, em particular probabilidades de transição mais precisas. A grande vantagem dos novos modelos é o fato de que resolvem simultaneamente as equações hidrodinâmicas de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, ao mesmo tempo que a equação de transporte radiativo em três dimensões. Neste caso, o transporte de energia radiativo ou convectivo é calculado de maneira auto-consistente, não sendo necessário incluir, por exemplo, a teoria do comprimento de mistura, frequentemente usada no tratamento da convecção, que contém parâmetros livres relativamente incertos.

A metalicidade das estrelas pode também ser medida com relação à metalicidade solar, usando como indicador a abundância de Fe. Da tabela 1.2 temos $\epsilon(\text{Fe})_{\odot} = 7.50$, ou seja, $(n_{\text{Fe}}/n_{\text{H}})_{\odot} = 10^{-4.5} = 3.16 \times 10^{-5}$. Podemos então definir a metalicidade de uma estrela por

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log \left[\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{H}}} \right]_{\star} - \log \left[\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{H}}} \right]_{\odot} = \epsilon(\text{Fe})_{\star} - \epsilon(\text{Fe})_{\odot} \quad (1.3)$$

ou seja,

$$\frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{H}}} = \frac{\text{Fe}}{\text{H}} = 10^{-4.5} 10^{[\text{Fe}/\text{H}]} \quad (1.4)$$

Portanto, um objeto com $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ tem $\epsilon(\text{Fe}) = 7.5$, enquanto que $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$ corresponde a $\epsilon(\text{Fe}) = 6.5$. Diversos outros índices de metalicidade podem ser usados, como os índices de cor do ramo horizontal em aglomerados $(B - V)_{0,g}$ e $(V - I)_{0,g}$, ou índices fotométricos integrados, como Mg_2 e $\langle \text{Fe} \rangle$.

Os dados da tabela 1.2 são particularmente úteis para comparar modelos de estrelas com diferentes idades ou metalicidades. São geralmente adotados indicadores das abundâncias *por massa*, e não por número de átomos. Esses indicadores são as frações de massa X , Y e Z de H, He e elementos pesados, respectivamente. A fração X pode ser escrita

$$X = \frac{n_{\text{H}} m_{\text{H}}}{n_{\text{H}} m_{\text{H}} + n_{\text{He}} m_{\text{He}} + \sum n_i m_i} \quad (1.5)$$

onde $m_{\text{H}} \simeq 1.67 \times 10^{-24}$ g é a massa do átomo de H, e a soma refere-se aos elementos com número atômico $Z_i > 2$ ou número de massa $A_i > 4$. Esta expressão pode ser colocada na forma

$$X = \frac{1}{1 + 4(n_{\text{He}}/n_{\text{H}}) + \sum A_i (n_i/n_{\text{H}})} \quad (1.6)$$

onde A_i é o número atômico do elemento i . Podemos escrever expressões correspondentes para Y e Z ,

$$Y = \frac{4(n_{\text{He}}/n_{\text{H}})}{1 + 4(n_{\text{He}}/n_{\text{H}}) + \sum A_i (n_i/n_{\text{H}})} \quad (1.7)$$

$$Z = \frac{\sum A_i (n_i/n_{\text{H}})}{1 + 4(n_{\text{He}}/n_{\text{H}}) + \sum A_i (n_i/n_{\text{H}})} \quad (1.8)$$

de modo que

$$X + Y + Z = 1 . \quad (1.9)$$

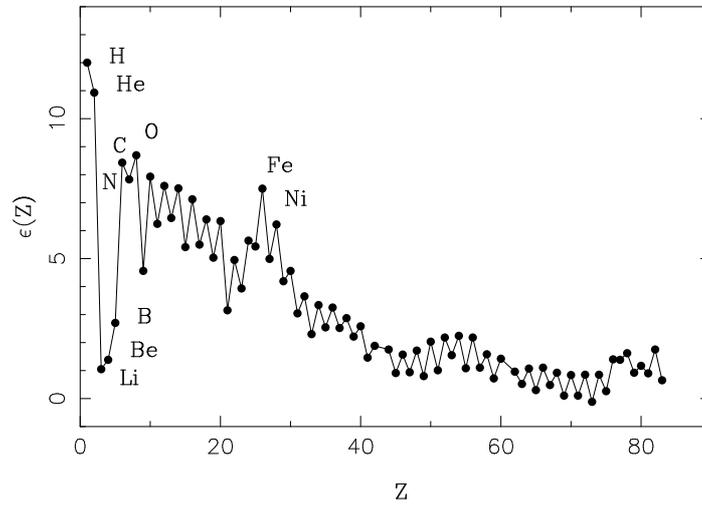


Figura 1.8 - Abundâncias na fotosfera solar

As abundâncias fotosféricas do Sol correspondem às frações de massa $X = 0.7360$, $Y = 0.2506$, e $Z \simeq 0.0134$, com uma razão $Z/X = 0.0183$. Os valores da composição química global do Sol (*bulk composition*) são ligeiramente diferentes, pois ocorreram diversos processos de difusão na base da zona convectiva solar nos últimos 4.56 Ganos da vida do Sol. Neste caso, os valores das razões X, Y, Z são $X = 0.7154$, $Y = 0.2703$, e $Z = 0.0142$, com uma razão $Z/X = 0.0198$. Podemos notar ainda que os elementos C, N e O correspondem a cerca de 66% da metalicidade do Sol. O valor $Z \simeq 0.02$ (ou 2%) é frequentemente usado como valor de referência para a metalicidade solar, mas os novos dados da tabela indicam $Z \simeq 0.014$, ou 1.4%. Para o cálculo de modelos, em particular de tabelas de opacidade, são usados valores de X e

Y , calibrando-se a metalicidade em termos da metalicidade solar. Nesse caso, os valores seriam $X \simeq 0.715$, $Y \simeq 0.270$ e $Z \simeq 0.014$.

As abundâncias médias do sistema solar são mostradas na figura 1.8, obtida a partir dos dados da tabela 1.2, em função do número atômico Z . Na figura estão assinalados alguns dos principais elementos químicos. Algumas observações podem ser feitas:

- Os elementos leves (Li, Be, B) têm abundâncias muito baixas com relação aos demais. Estes elementos podem ser facilmente destruídos nos interiores estelares, e sintetizados no meio interestelar pelo processo de espalação (*spallation*) dos átomos do gás interestelar pelos raios cósmicos (capítulo 4).
- Os elementos mais abundantes são H e He, seguidos dos chamados “metais”.
- Os elementos O, C, produzidos nos interiores estelares pela queima de He vêm em seguida. Os elementos formados por números inteiros de partículas α (^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg , etc.) são mais abundantes, ou seja, essas abundâncias são moduladas pelo efeito par-ímpar e favorecidas pelos processos de captura de nêutrons.
- O Fe tem abundância elevada. É o elemento com maior energia de ligação por núcleon. Acumula-se como uma espécie de cinza, no processo da evolução estelar. É frequentemente usado como indicador de metalicidade, em especial em estrelas. Outros elementos próximos ao pico do Fe (Co, Cr, Mn, Ni) têm características semelhantes.
- As abundâncias decrescem à medida que aumenta o número atômico, com três picos: em $24 < Z < 28$, pico do ferro, com os elementos Cr, Mn, Fe, Co, Ni; pico do Te, Xe, Ba, elementos com $A = 130$ (número mágico); pico do Os, Ir, e Pt, com $76 < Z < 78$ e $A = 195$. Esses elementos mais pesados são produzidos pelo processo de captura de nêutrons, e os números mágicos correspondem a camadas fechadas de nêutrons.
- A curva de abundância tem aspecto de serra, devido ao efeito par-ímpar: elementos com Z ímpar têm menor energia de ligação que os de Z par.

EXERCÍCIOS

- 1.1 A tabela 1.2 dá as abundâncias na atmosfera solar dos elementos com $2 < Z < 92$, medidas com relação ao H, na forma $\epsilon(X) = \log(n_X/n_H) + 12$, onde n_X e n_H são abundâncias por número de átomos. Calcule a contribuição dos elementos C, N, O para a metalicidade Z .

- 1.2 Use os dados de abundâncias da tabela 1.2 e determine as abundâncias relativas de Ne e Ar relativas ao oxigênio, isto é, $n_{\text{Ne}}/n_{\text{O}}$ e $n_{\text{Ar}}/n_{\text{O}}$.
- 1.3 As abundâncias fotosféricas de oxigênio e ferro no Sol dadas na tabela 1.2 são $\epsilon(\text{O}) = 8.69$ e $\epsilon(\text{Fe}) = 7.50$, respectivamente. Admita uma relação entre a abundância de elementos pesados *por massa*, Z , e as abundâncias de oxigênio e ferro *por número de átomos*, $n_{\text{O}}/n_{\text{H}}$ e $n_{\text{Fe}}/n_{\text{H}}$ na forma

$$Z = K_{\text{O}} \frac{n_{\text{O}}}{n_{\text{H}}} \quad Z = K_{\text{Fe}} \frac{n_{\text{Fe}}}{n_{\text{H}}}$$

e determine as constantes K_{O} e K_{Fe} para a atmosfera solar.

- 1.4 Estrelas muito pobres em metais refletem a composição química em uma época mais primitiva da evolução do universo. A estrela pobre em metais HE 1327-2326 tem abundância de Fe (NLTE) dada por $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.16 \pm 0.12$. Seus parâmetros estelares estimados são $T_{\text{ef}} = 6130 \text{ K}$ e $\log g = 3.7$. Qual é sua abundância de Ferro por número de átomos $\epsilon(\text{Fe})$? Compare as razões de abundâncias $n_{\text{Fe}}/n_{\text{H}}$ entre esta estrela e a fotosfera solar.
- 1.5 Estrelas cuja razão $\text{O}/\text{C} = n_{\text{O}}/n_{\text{C}} > 1$ são geralmente chamadas “estrelas oxigenadas”, enquanto que as estrelas com a razão $\text{O}/\text{C} < 1$ são chamadas “estrelas carbonadas”. Use os dados da tabela 1.2 e verifique que tipo de estrela é o Sol.
- 1.6 A estrela HD 230409 está localizada a uma distância galactocêntrica $R = 6.39 \text{ kpc}$, e sua velocidade de rotação galáctica é de aproximadamente $V = 80 \text{ km/s}$. Estime a quantidade de movimento angular por unidade de massa desta estrela em unidades de 100 kpc km/s . Compare seu resultado com o valor solar, adotando $V_{\odot} = 180 \text{ km/s}$ e $R_{\odot} = 7.6$. Considerando que a metalicidade da estrela é $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.81$, que conclusões pode tirar sobre a variação da quantidade de movimento com a metalicidade?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASPLUND, M., GREVESSE, N., SAUVAL, A. J., SCOTT, P. 2009, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 47, p. 481.

Um excelente artigo de revisão sobre a composição química solar. A tabela 1.2 é baseada em dados deste artigo.

BAADE, W. 1944, *Astrophys. J.* vol. 100, p. 137, 147.

Artigo fundamental para o desenvolvimento do conceito de populações estelares.

CARROLL, B. W., OSTLIE, D. A. 2006, *An Introduction to Modern Galactic Astrophysics and Cosmology*, Pearson Education Addison Wesley, 2a. ed.

Livro texto básico, com uma extensa discussão sobre a Via Láctea e suas propriedades.

CHIAPPINI, C., MATTEUCCI, F. 2021, *A natural history of the Milky Way*, Springer.

Uma introdução ao estudo da Via Láctea, com uma descrição simplificada de sua formação e evolução.

EGGEN, O. J., LYNDEN-BELL, D., SANDAGE, A. R. 1962, *Astrophys. J.* vol. 136, p. 748.

Artigo seminal para o estudo dos principais processos de formação da Galáxia.

LÉPINE, J. 2008, *A Via Láctea: nossa ilha no Universo*, Edusp.

Texto de divulgação sobre a Galáxia, em particular suas propriedades cinemáticas e dinâmicas.

MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Kluwer.

Livro básico de evolução química de galáxias, em nível avançado.

MIHALAS, D., BINNEY, J. 1981, *Galactic Astronomy*, Freeman.

Livro básico de nível avançado sobre a astrofísica da Galáxia. Foi posteriormente subdividido em dois volumes: Binney, J., Merrifield, M. 1998, *Galactic Astronomy*, Princeton; Binney, J., Tremaine, S. 2008, *Galactic Dynamics*, Princeton, 2a. ed.

PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed.

Provavelmente o melhor texto sobre evolução química da Galáxia, de nível avançado, particularmente com relação aos processos de nucleossíntese estelar.

ROLFS, C. E., RODNEY, W. S. 2005, *Cauldrons in the cosmos*, University of Chicago Press.

Um interessante texto em nível de divulgação sobre diversos aspectos de nucleossíntese.

NUCLEOSSÍNTESE PRIMORDIAL

2.1 INTRODUÇÃO

Neste texto estaremos interessados basicamente nos processos que afetam a evolução química da Galáxia e de outras galáxias. Uma parte importante do estudo da evolução química das galáxias procura identificar as origens dos elementos químicos observados no sistema solar, nas estrelas, nebulosas e galáxias. Existem ainda muitas lacunas nesse estudo, mas suas linhas gerais estão traçadas: os elementos químicos que hoje observamos nos diversos sistemas físicos foram formados basicamente por três grandes classes de processos: a *nucleossíntese primordial*, a *nucleossíntese estelar* e a *nucleossíntese interestelar*. Neste capítulo vamos considerar a nucleossíntese primordial, ocorrida essencialmente nos primeiros minutos após o Big Bang. A nucleossíntese primordial está ligada a outros aspectos cosmológicos, em particular as características observadas do Universo atual, como a radiação cósmica de fundo, a matéria comum, ou bariônica, a matéria escura e a energia escura, geralmente consideradas dentro do “modelo padrão” do Big Bang. Não é nosso objetivo analisar todos esses aspectos, mas apenas revisar brevemente alguns aspectos básicos da Cosmologia, para melhor compreender os processos físicos que levaram à nucleossíntese primordial. Para maiores detalhes o leitor pode consultar textos básicos de Cosmologia, como Ryden (2016), Liddle (2015), Schneider (2015), Weinberg (2008), Souza (2005), e Dodelson (2003).

2.2 MODELOS COSMOLÓGICOS

Uma descrição simplificada do Universo pode ser obtida a partir da *Cosmologia Newtoniana* (ver por exemplo Peebles 2015, Weinberg 2008). Pelo Teorema de Birkhoff, em um volume esférico de dimensões arbitrárias e finitas em torno de um ponto, a energia potencial gravitacional de uma partícula depende apenas da matéria exterior ao volume, desde que as dimensões da região sejam pequenas com relação ao horizonte observável.

Considerando a expansão do Universo, a velocidade relativa v entre dois pontos é proporcional à sua separação r :

$$v = H r \quad (2.1)$$

que é a lei de Hubble. A constante H é a *constante de Hubble*, e na realidade depende do tempo, $H = H(t)$.

A separação r entre dois pontos pode ser expressa em termos de um valor de referência r_0 , geralmente considerado como o valor atual, de modo que

$$r(t) = R(t) r_0 \quad (2.2)$$

onde $R(t)$ é o *fator de escala*, que exprime a expansão do Universo, geralmente tomado igual a 1 no presente. Portanto,

$$v = \dot{r} = \dot{R} r_0 = H r$$

$$H = \frac{\dot{r}}{r} = \frac{\dot{R}}{R} \quad (2.3)$$

isto é, H é uma medida da idade do Universo. Os valores de H no intervalo $50 < H(\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}) < 100$ correspondem ao intervalo $2 \times 10^{10} > 1/H(\text{anos}) > 1 \times 10^{10}$.

Vamos considerar camadas esféricas concêntricas em expansão com densidade ρ . A massa de uma esfera de raio r é

$$M = \int_0^r 4 \pi r^2 \rho dr = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \quad (2.4)$$

onde admitimos ρ constante. Pela conservação da energia

$$(1/2) v^2 - \frac{GM}{r} = \text{constante}$$

$$(1/2) H^2 r^2 - \frac{G}{r} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho \right) = \text{constante}$$

$$(1/2) H^2 r^2 - \frac{4\pi}{3} G r^2 \rho = \text{constante}$$

Considerando a constante acima igual a $(-1/2) k c^2 r_0^2$, obtemos a chamada *equação de Friedmann*

$$H^2 - \frac{8\pi}{3} G \rho = -\frac{k c^2}{R^2} \tag{2.5}$$

A cosmologia relativística, baseada na teoria de gravitação de Einstein, fornece uma equação semelhante, embora a constante k tenha interpretação diferente. Neste caso, o termo é devido à curvatura do espaço, e k é o chamado índice de curvatura, conforme os modelos da Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Modelos cosmológicos.

Modelos	k	Espaço	Extensão	Destino
Com Big Bang				
Einstein-de Sitter	0	plano	aberto, infinito	expansão
Friedmann-Lemaître	-1	hiperbólico	aberto, infinito	expansão
Friedmann-Lemaître	+1	esférico	fechado, finito	expansão e recolapso
Lemaître	+1	esférico	fechado, finito	expansão, fase quase-estática
Sem Big Bang				
Eddington-Lemaître	+1	esférico	fechado, finito	estático, com expansão
Estado estacionário	0	plano	aberto, infinito	estacionário

Para $k = 0$ a equação de Friedmann se reduz ao Universo de Einstein-de Sitter, e

$$H^2 = \frac{8\pi G \rho}{3} \tag{2.6}$$

de modo que podemos definir uma *densidade crítica*

$$\rho_c = \frac{3 H_0^2}{8\pi G} = 9.2 \times 10^{-30} \text{g/cm}^3 \tag{2.7}$$

com $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Neste caso ($k = 0$), o Universo é plano e se expande (aberto), situação apropriada aos estágios iniciais após o Big Bang, quando a energia cinética e potencial eram elevadas e k pequeno. Em outras épocas, $k \neq 0$, e o Universo pode se expandir ($k < 0$, Universo aberto), ou eventualmente interromper a expansão ($k > 0$, Universo fechado). Como será visto mais tarde, a nucleossíntese primordial e a evolução química permitem obter alguns parâmetros que podem dar informações sobre o futuro do Universo.

Da equação (2.5) podemos escrever para a densidade atual ρ_0

$$\rho_0 = \rho_c + \frac{3k c^2}{8\pi G R_0^2} \quad (2.8)$$

O parâmetro de densidade Ω é então definido por

$$\Omega = \frac{\rho_0}{\rho_c} \quad (2.9)$$

As evidências observacionais indicam valores $\Omega \ll 1$, o que implica um Universo aberto.

2.3 A IDADE DO UNIVERSO

O problema da determinação da idade da Galáxia é parte de um problema mais geral, que envolve a determinação da idade do Universo. Desde os anos 1920, sabemos que as galáxias afastam-se de nós segundo uma velocidade proporcional à sua distância, de modo que podemos usar a lei de Hubble para obter uma estimativa da idade do Universo. Supondo que a expansão indicada pela eq. (2.1) ocorre desde o início do Universo, sua idade é simplesmente

$$t_H \simeq \frac{r}{v} = \frac{1}{H_0}$$

$$t_H \simeq \frac{3.086 \times 10^{24}}{70 \times 10^5} = 4.41 \times 10^{17} \text{ s} \simeq 14 \text{ Gano} \quad (2.10)$$

onde adotamos $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Valores mais recentes, obtidos pelos levantamentos *WMAP* e *Planck*, são surpreendentemente próximos deste valor, $t_U = 13.8 \pm 0.1 \text{ Gano}$. Podemos introduzir um parâmetro numérico adimensional h tal que

$$H = 100 h \frac{\text{km}}{\text{s Mpc}} \quad (2.11)$$

sendo o valor de h afetado pelas incertezas na determinação das distâncias extragalácticas, geralmente considerado no intervalo $0.5 < h < 1.0$, de modo que

$$50 < H(\text{km/s Mpc}) < 100 \quad (2.12)$$

O tempo de Hubble t_H pode ser escrito mais corretamente

$$t_H = \frac{1}{H} \simeq \frac{10}{h} \text{ Gano} \quad (2.13)$$

de modo que

$$10 < t_H(\text{Gano}) < 20 \quad (2.14)$$

Mais rigorosamente, a idade do Universo t_U pode ser escrita

$$t_U = \frac{f(\Omega)}{H} \quad (2.15)$$

onde Ω é o parâmetro de densidade. A função $f(\Omega)$ depende da curvatura do Universo, e do modelo específico adotado. Por exemplo, para um Universo aberto ($\Omega < 1$) com constante cosmológica nula, podemos escrever

$$f(\Omega) = \frac{1}{1-\Omega} - \frac{\Omega}{2} \frac{1}{(1-\Omega)^{3/2}} \cosh^{-1} \left(\frac{2}{\Omega} - 1 \right) \quad (2.16)$$

para $\Omega < 1$. Como $\text{Gano}^{-1} = 980 \text{ km/s Mpc}$, podemos escrever de (2.15)

$$H \left(\frac{\text{km}}{\text{s Mpc}} \right) = \frac{980 f(\Omega)}{t_U(\text{Gano})} \quad (2.17)$$

A figura 2.1 mostra um exemplo das relações $H(\Omega)$ para alguns valores de t_U compatíveis com as observações. Vemos que os resultados concordam bastante bem com o intervalo dado por (2.14). Por exemplo, para $\Omega = 0.01$, $H = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $f(\Omega) \simeq 0.98$ e $t_U \simeq 13.7 \text{ Gano}$, que é o valor obtido a partir de dados do *WMAP*, $t_U = 13.7 \pm 0.2 \text{ Gano}$. Não deixa de ser curioso que a incerteza na determinação da idade do Universo seja muito menor que a incerteza na determinação das idades de estrelas relativamente próximas, com exceção do Sol. Naturalmente, o valor de t_U pode ser considerado um limite superior para a idade da Galáxia.

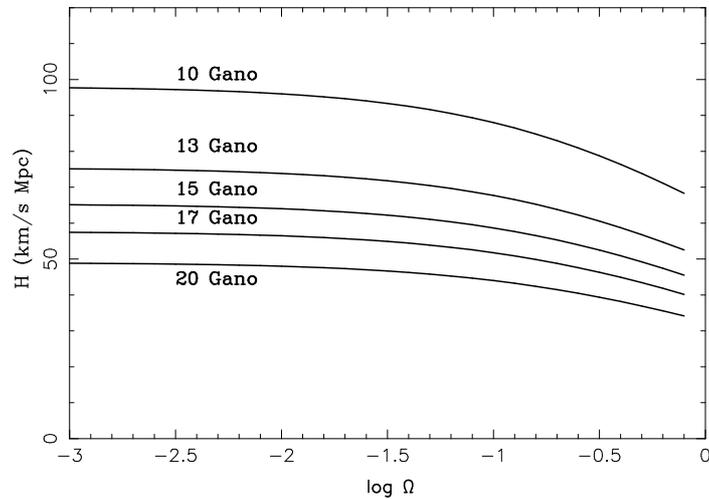


Figura 2.1 - Relação entre a constante de Hubble e o parâmetro de densidade em um universo aberto.

2.4 O BIG BANG E O MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO

A evolução do Universo desde o seu início está representada esquematicamente na figura 2.2. Na fase inicial do Big Bang, os primeiros instantes de extrema condensação e elevada temperatura característicos da supergravidade, são analisados pela teoria Quântica da Gravitação e pelas GUTs (*Grand Unified Theories*). À medida que a expansão se processou, o Universo passou a formar uma “sopa de quarks”, seguida, já nos primeiros minutos, pela *nucleossíntese primordial*. Uma descrição agradável e informal dos acontecimentos dos primeiros minutos pode ser encontrada no clássico *The first three minutes* (Weinberg, 1993). Esta fase era ainda dominada pela radiação, seguindo-se a ela a fase atual, dominada pela matéria, quando se inicia a formação das galáxias.

As hipóteses básicas do modelo cosmológico padrão são:

- É válido o princípio de equivalência, isto é, as leis da Física são as mesmas em todos os lugares.
- O Universo passou por uma fase quente e densa no passado, quando todas as partículas estavam em equilíbrio estatístico.
- Na época da nucleossíntese primordial, o Universo observado era homogêneo e isotrópico.

- O Universo não é simétrico, no sentido de que não há quantidade significativa de antimatéria. Em outras palavras, o número bariônico é grande e positivo, $n_B - n_{\bar{B}} \gg 0$ e $n_B = \eta n_\gamma \gg n_{\bar{B}}$, onde n_B e $n_{\bar{B}}$ são os números de bárions e antibárions por unidade de volume, respectivamente, n_γ é o número de fótons, e η é a razão de bárions sobre fótons.
- O número leptônico é muito menor que o número de fótons.
- Na fase nucleossintética havia apenas fótons, neutrinos, elétrons, prótons, pósitrons, nêutrons, muons, isto é, não havia partículas exóticas, apenas bárions e leptons. Os campos magnéticos eram desprezíveis.
- A Relatividade Geral aplica-se ao Universo observado.

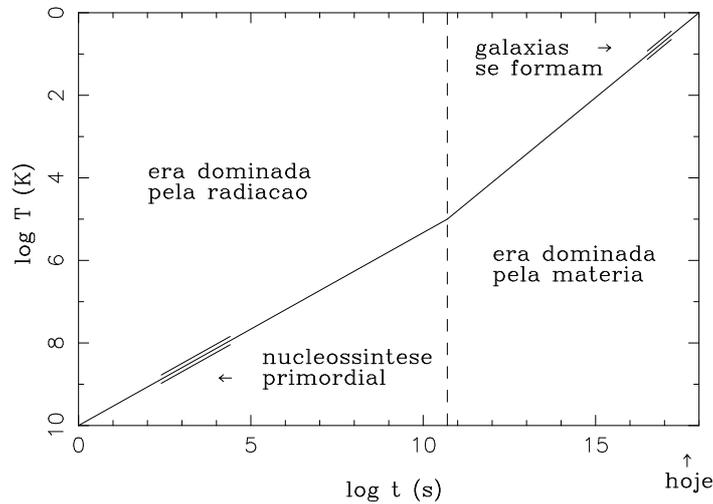


Figura 2.2 - Evolução do Universo caracterizada por suas variações de temperatura ao longo do tempo.

Este modelo tem grande aceitação, principalmente a partir da descoberta em 1964 por Penzias e Wilson da radiação cósmica de fundo, um resquício do Big Bang. Esta radiação corresponde à emissão de um corpo negro a uma temperatura de 2.7 K, e tem sido comprovada por diversos experimentos, em particular pelo satélite COBE. A figura 2.3 mostra o espectro de corpo negro para $T = 2.7$ K, dado pela intensidade da radiação B_ν em função da frequência ν . Os pequenos círculos mostram resultados observacionais recentes.

Além do modelo padrão, diversos tipos de modelos têm sido propostos: não homogêneos, anisotrópicos, com constante gravitacional variável, com

partículas exóticas, com neutrinos degenerados, etc. O problema destes modelos é que as abundâncias previstas geralmente desviam-se muito das observadas.

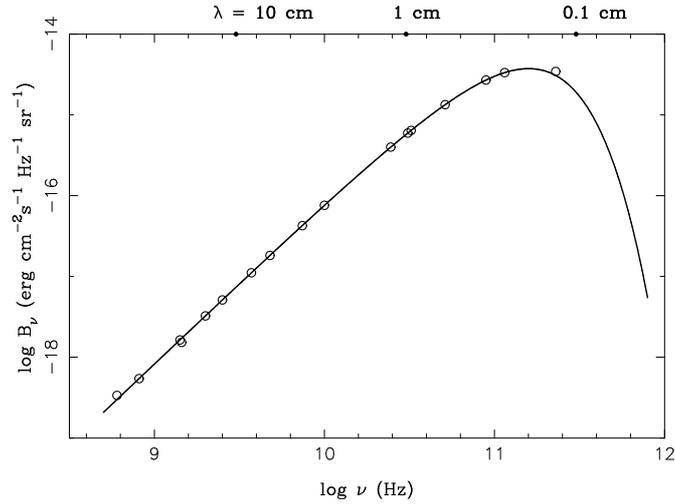


Figura 2.3 - Espectro da radiação cósmica de fundo em 2.7 K. (NASA)

2.5 A RAZÃO BÁRIONS/FÓTONS

Desde a detecção original em 1964 até as recentes medidas pelo satélite COBE, é bem conhecida a existência da radiação de 2.7 K, interpretada como uma relíquia do Big Bang. A densidade da radiação de corpo negro é

$$u = a T^4 \quad (2.18)$$

como $a = 7.56 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$, temos $u = 4.0 \times 10^{-13} \text{ erg/cm}^3$. Pela equivalência entre massa e energia, $E = mc^2$, a densidade de energia corresponde a uma densidade equivalente em massa dada por

$$\rho_r = \frac{u}{c^2} = \frac{a T^4}{c^2} \quad (2.19)$$

ou $\rho_r = 4.5 \times 10^{-34} \text{ g/cm}^3$. A densidade atual de matéria luminosa é $\rho_m \simeq 4 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$, ou seja, $\rho_m \gg \rho_r$ atualmente. Esta é a razão de dizermos que vivemos em uma era dominada pela matéria. No passado não foi sempre assim. À medida que o Universo se expande, ρ_m diminui na proporção $\rho_m \propto R^{-3}$.

Mas, como $\rho_r \propto T^4$ e a energia $E \propto T \propto \nu \propto \lambda^{-1} \propto R^{-1}$, temos $\rho_r \propto R^{-4}$. Portanto, houve uma época em que a radiação dominava, conhecida como *era da radiação*.

A comparação entre a matéria e a radiação pode também ser feita a partir da *razão bárions sobre fótons*, η . Esta razão é particularmente importante pois, no modelo padrão, as previsões da nucleossíntese primordial dependem apenas (ou principalmente, no caso do ${}^4\text{He}$) dela. Para obter uma estimativa desta razão, vamos admitir que todos os fótons da radiação de fundo têm energia correspondente ao máximo da função de Planck, isto é

$$\lambda_{max} T = 0.29 \quad (2.20)$$

(unidades cgs). A energia destes fótons é

$$E_{max} = \frac{h c}{\lambda_{max}} \quad (2.21)$$

ou seja, $E_{max} \approx 1.9 \times 10^{-15}$ erg/fóton. Como a densidade de energia desta radiação é u , a densidade de fótons é

$$n_\gamma = \frac{u}{E_{max}} = \frac{4.0 \times 10^{-13}}{1.9 \times 10^{-15}} = 2.1 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}. \quad (2.22)$$

O valor mais correto, sem a aproximação acima, é da ordem de 400 cm^{-3} . Com relação à matéria, vimos que sua densidade atual é ρ_m . A massa média bariônica é $m_H \approx 1.7 \times 10^{-24}$ g, correspondendo à massa do átomo de H, de modo que

$$n_m = \frac{\rho_m}{m_H} = \frac{4 \times 10^{-31}}{1.7 \times 10^{-24}} = 2.4 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3} \quad (2.23)$$

Portanto, a razão de bárions sobre fótons η pode ser estimada por:

$$\eta \equiv \frac{n_m}{n_\gamma} \approx \frac{2.4 \times 10^{-7}}{2.1 \times 10^2} \approx 1.1 \times 10^{-9} \quad (2.24)$$

ou $\log \eta \approx -9$. Considerando o Universo em expansão, os números destas partículas devem permanecer constantes, de modo que a razão η é a mesma que o valor atual.

Chamando agora ρ_B a densidade bariônica, e tomando $\rho_B = \rho_m$,

$$\eta = \left(\frac{\rho_B}{m_H} \right) \left(\frac{E_{max}}{u} \right) = \left(\frac{\rho_B}{m_H} \right) \frac{h c T}{0.29 a T^4}$$

$$\rho_B = \frac{0.29 a m_H}{h c} \eta T^3 \quad (2.25)$$

resultando em

$$\rho_B \simeq 3.6 \times 10^{-22} \eta (T/2.7)^3 \quad (2.26)$$

onde ρ_B está em g/cm^3 . Este valor pode ser comparado com resultados mais precisos, determinados sem admitir a hipótese sobre a energia dos fótons:

$$\rho_B = 6.6 \times 10^{-22} \eta (T/2.7)^3 \quad (2.27)$$

Em termos do parâmetro de densidade (parâmetro cosmológico bariônico), podemos escrever

$$\Omega_B = \frac{\rho_B}{\rho_c} = \frac{3.6 \times 10^{-22} \eta (T/2.7)^3}{3 H_0^2 / 8 \pi G} \quad (2.28)$$

onde usamos (2.7). Esta equação pode ser escrita

$$\Omega_B = 1.9 \times 10^7 \eta (H/100)^{-2} (T/2.7)^3 \quad (2.29)$$

onde H está em km/s Mpc . Resultados mais precisos indicam

$$\Omega_B = 3.65 \times 10^7 \eta (H/100)^{-2} (T/2.7)^3 \quad (2.30)$$

Os valores observacionais deste parâmetro são da ordem de $\Omega_B \simeq 0.0224 \pm 0.0009$, de acordo com medidas recentes da radiação cósmica de fundo a partir de dados do WMAP. Usando o resultado (2.29) com $H = 70 \text{ km / s Mpc}$ obtemos $\eta \simeq 5.8 \times 10^{-10}$. Medidas recentes das anisotropias no fundo de microondas sugerem o valor $\eta \simeq 6.1 \times 10^{-10}$. Este é o único parâmetro livre do modelo padrão do Big Bang. Para o parâmetro Ω_B , dados do *Planck Surveyor* combinados com uma análise mais completa, sugerem o valor $\Omega_B h^2 = 0.02230 \pm 0.00014$, onde $h = H/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \simeq 0.6744 \pm 0.0066$.

2.6 NUCLEOSSÍNTESE PRIMORDIAL: VISÃO GERAL

O modelo cosmológico padrão admite que o universo teve uma fase inicial, o Big Bang, caracterizada por uma elevada temperatura e densidade extremamente alta. Nas fases iniciais, havia apenas partículas elementares: elétrons, prótons, neutrinos, etc., e radiação, ou seja, fótons. À medida que o universo

se expandiu, essa radiação sofreu um efeito de diluição, alcançando hoje valores característicos da emissão de um corpo negro a 2.7 K. Nos primeiros instantes do universo, este era dominado pela radiação, situação que se inverteu ao longo do tempo, com a formação de estruturas como as estrelas e galáxias e predomínio da matéria sobre a radiação. Uma medida adequada da relação entre matéria e radiação é a razão η de bárions sobre fótons. No modelo padrão, os produtos da nucleossíntese nos primeiros instantes do universo (nucleossíntese primordial), dependem essencialmente dessa razão.

As fases iniciais, onde havia essencialmente partículas elementares e radiação, podem ser caracterizadas por temperaturas maiores ou da ordem de $T \sim 10^{12}$ K e idades menores ou da ordem de $t \sim 10^{-4}$ segundos. Com a expansão, a temperatura baixou para valores abaixo de $T \simeq 10^{10}$ K, iniciando-se a nucleossíntese primordial propriamente dita em $t \sim 10^2$ s com $T \simeq 10^9$ K, em que as espécies sintetizadas foram o deutério D (ou ^2H), o trítio ^3H , e os isótopos ^3He , ^4He e ^7Li , ou seja, os principais isótopos de elementos leves.

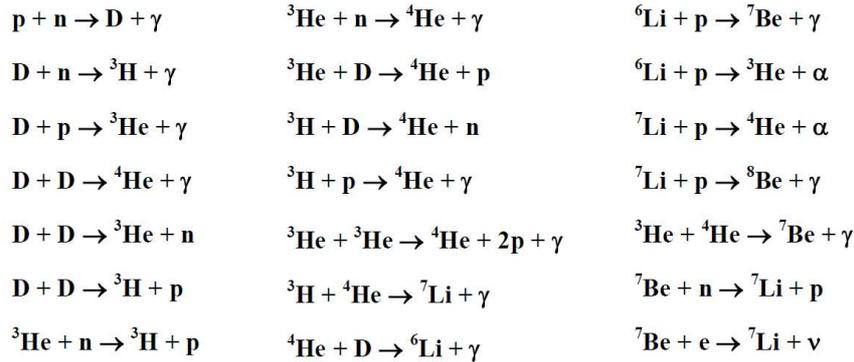


Figura 2.4 - Principais reações da nucleossíntese primordial.

O núcleo mais simples (D) é produzido em colisões de prótons e nêutrons, e o ^3He é formado da captura de um próton pelo deutério, ou por meio de colisões envolvendo dois núcleos de deutério, que podem também dar origem ao trítio. O núcleo de ^4He é formado basicamente pela captura de um deutério pelo trítio, ou pela colisão de dois núcleos de ^3He . As principais reações nucleares que ocorrem nesta fase estão ilustradas na figura 2.4. Note-se que o processo se interrompe com o ^7Li , pois, com a expansão, a densidade e a temperatura decrescem rapidamente, não sendo suficientes para novas reações envolvendo núcleos mais pesados após cerca de $t \simeq 10^3$ segundos.

2.7 PRODUÇÃO DOS ELEMENTOS LEVES

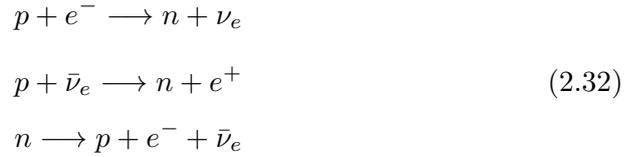
Nos instantes iniciais do Universo, a matéria começou a se formar por interconversão de partículas



Para a formação de pares partícula-antipartícula a energia dos fótons deve ser da ordem de $kT > 2mc^2$, onde m é a massa da partícula formada. Para os prótons (e antiprótons), $T > 2.2 \times 10^{13}$ K. Esta temperatura corresponde aproximadamente a $t \sim 2 \times 10^{-6}$ s, o que caracteriza a *era hadrônica*. Para os elétrons, pósitrons, etc., $T > 1.2 \times 10^{10}$ K, correspondente a $t \sim 2$ s, final da *era leptônica*. Para $T < 10^{10}$ K inicia-se a nucleossíntese primordial, com a produção dos isótopos acima mencionados.

PRODUÇÃO DE NÊUTRONS

A formação dos nêutrons é afetada pelas reações de interação fraca



Para $T > 10^{10}$ K é estabelecido um equilíbrio térmico. Abaixo de $T \sim 10^9$ K os pares e, e^- formam-se rapidamente, e os nêutrons não são mais produzidos nem destruídos. A razão entre nêutrons e prótons é dada por

$$\frac{n_n}{n_p} \simeq e^{-(m_n - m_p)c^2/kT} \quad (2.33)$$

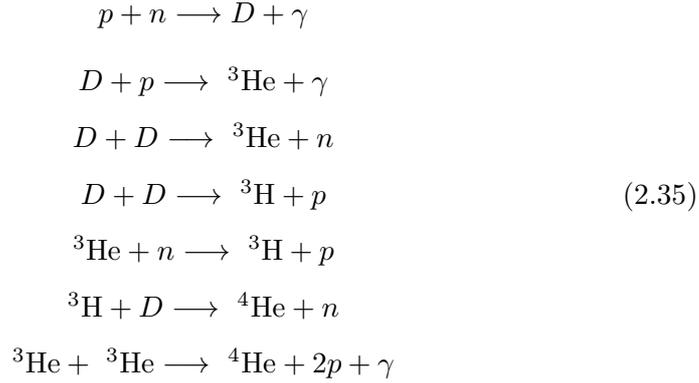
Com $T \simeq 10^{10}$ K, $m_p = 1.007276$ uma, $m_n = 1.008665$ uma (uma = 1.660540×10^{-24} g), temos $n_n/n_p \simeq 1/5$. A equação (2.33) pode ser escrita na forma

$$\frac{n_n}{n_p} \simeq e^{-Q/T(\text{MeV})} \quad (2.34)$$

onde $Q = 1.30$ MeV é a diferença de massa entre nêutrons e prótons. Um valor mais preciso para a razão n/p na época do congelamento, correspondendo a cerca de $T \simeq 0.8$ MeV, é $n_n/n_p \sim 1/6$. Levando em conta o decaimento β dos nêutrons, obtemos uma razão $n_n/n_p \sim 1/7$ na época do início das reações nucleares. Vamos considerar a razão n_n/n_p mais detalhadamente na seção 2.8.

PRODUÇÃO DE DEUTÉRIO E HÉLIO

Para temperaturas da ordem de 10^9 K ($t > 100$ s), ocorrem as reações abaixo, no chamado processo $\alpha\beta\gamma$, de Alpher, Bethe, e Gamow, posteriormente modificado por Hayashi:



Há cerca de 10^9 fótons por bárion, de modo que a reação inversa da primeira das reações acima é muito rápida para $T > 0.1\text{MeV}$ ($T > 10^9$ K). Por esta razão, antes disto ($t < 10^2$ s) a abundância de D é pequena, não se formando também ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$. Para $t > 10^3$ s as barreiras coulombianas interrompem as reações.

Os nêutrons livres se desintegram segundo a terceira reação (2.32) de decaimento beta, com uma meia vida de 10–11 minutos. Podemos estimar $\tau_{1/2} = 10.28$ min, o que equivale a uma vida média $\tau = \tau_{1/2}/\ln 2 = 889.8$ s. Mais recentemente, tem sido adotado um valor mais baixo, $\tau = 886.7$ s, ou seja, $\tau_{1/2} = 10.24$ min. Praticamente todos os nêutrons formam núcleos de He. Podemos estimar o número de colisões próton-nêutron Q por

$$Q_{pn} \approx \sigma v n \Delta t \tag{2.36}$$

onde $\sigma = \pi r^2 = 3 \times 10^{-26}$ cm² é a seção geométrica do nêutron, $v = (kT/m_n)^{1/2} = 2.9 \times 10^8$ cm/s é a velocidade relativa entre nêutrons e prótons, $n \approx \rho_c/m(T/2.7)^3 = 1.4 \times 10^{20}$ cm⁻³ é a densidade de prótons e $\Delta t \sim 100$ s é o intervalo de tempo em que ocorrem as reações. Obtemos $Q_{pn} \approx 10^5 \gg 1$. Usando valores mais corretos, $\sigma v \approx 4.6 \times 10^{-20}$ cm³/s, temos $Q_{pn} \approx 10^3 \gg 1$.

Reações do tipo $n + \nu_e \longrightarrow p + e^-$ (cf. eq. 2.32) são rápidas, convertendo nêutrons em prótons. Portanto, sua ocorrência pode limitar o número de nêutrons necessários à primeira das reações (2.35): $n + p \longrightarrow D + \gamma$, que

é a mais importante na formação do He. Da mesma forma, se houver preponderância de neutrinos, os prótons são usados na segunda reação (2.32): $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$, sobrando poucos prótons para a reação anterior. Por outro lado, a quantidade de ${}^4\text{He}$ produzida primordialmente aumenta com a inclusão de novas espécies de partículas relativísticas durante a nucleossíntese. Um excesso de neutrinos leves ($\ll \text{MeV}$) leva a uma maior produção de ${}^4\text{He}$.

PRODUÇÃO DE ${}^7\text{Li}$

Não há núcleos estáveis com $A = 5$ e 8 . Acima do ${}^4\text{He}$, são produzidos essencialmente isótopos de Li, Be e B, especialmente o ${}^7\text{Li}$. A nucleossíntese primordial cessa com estes elementos, pois a densidade decresce, e a temperatura não é mais suficiente para atravessar a barreira de potencial coulombiano. Todo o processo acima descrito ocorre em menos que 10^3 segundos após o Big Bang. O caso do ${}^7\text{Li}$ é especial, no sentido de que pode ser produzido de duas formas diferentes. Para valores baixos da razão bárions sobre fótons ($\eta < 3 \times 10^{-10}$), sua produção se dá pelas reações



ou seja, forma-se o ${}^7\text{Li}$. À medida que η aumenta, este lítio é queimado, de modo que ${}^7\text{Li}/\text{H}$ decresce. Para valores maiores de η ($\eta > 3 \times 10^{-10}$), temos



Neste caso, o ${}^7\text{Li}$ passa a ser formado pelas reações envolvendo o berílio. Este captura um elétron, formando novamente o ${}^7\text{Li}$, que torna a aumentar.

2.8 RESULTADOS

Os resultados envolvendo os principais elementos produzidos nos primeiros minutos estão mostrados nas figura 2.5, em função da temperatura, e na figura 2.6, em função da razão de bárions sobre fótons. Na figura 2.5 a temperatura é dada em MeV. Lembrando que a energia $E = kT$, onde $k = 1.38 \times 10^{-16}$ erg/K é a constante de Boltzmann, temos que $E(\text{MeV}) = 8.63 \times 10^{-11} T(\text{K})$, ou seja, $T(\text{K}) = 1.16 \times 10^{10} E(\text{MeV})$.

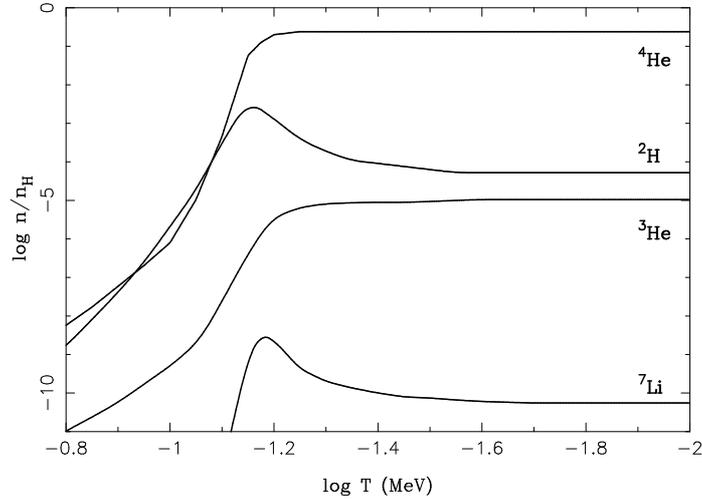


Figura 2.5 - Abundâncias dos elementos produzidos pela nucleossíntese primordial.

Na figura 2.6 a abundância de ${}^4\text{He}$ é medida pelo parâmetro Y_p , ou seja, a abundância primordial de hélio por massa, de modo que $Y_p = 0.23$ corresponde a 23% da massa total na forma do isótopo ${}^4\text{He}$. As demais abundâncias são dadas por número de átomos, relativas ao hidrogênio.

Os valores atualmente aceitos para o parâmetro η são da ordem de 3 a 6×10^{-10} , aproximadamente, de modo que as abundâncias previstas para os elementos produzidos pela nucleossíntese primordial são bastante precisas. Essas previsões têm sido largamente confirmadas por observações em sistemas antigos, teoricamente os mais adequados para determinar as abundâncias primordiais, e também pela aplicação de nossos conhecimentos sobre a evolução galáctica, pelos quais podemos interpretar as abundâncias observadas e a partir delas inferir os valores das abundâncias primordiais, para que sejam comparados com as previsões do modelo padrão.

A figura 2.6 pode ser interpretada da seguinte maneira: Os isótopos D e ${}^3\text{He}$ são transformados em ${}^4\text{He}$ e, quanto maior a densidade de núcleos (maior η), mais rapidamente esta transformação acontece, de modo que a abundância final de D e ${}^3\text{He}$ é pequena. Por outro lado, discreto aumento de ${}^4\text{He}$ com o parâmetro η se deve a que a nucleossíntese do Big Bang é favorecida por maiores densidades de núcleos e da razão entre nêutrons e prótons. Com relação ao ${}^7\text{Li}$, para $\eta < 3 \times 10^{10}$ a reação dominante é ${}^3\text{H} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$, de modo que para maiores valores de η , o ${}^7\text{Li}$ é destruído mais rapidamente, e sua abundância diminui. Para valores de $\eta > 3 \times 10^{10}$, a reação dominante

é ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$, de modo que, para valores maiores de η , ${}^7\text{Be}$ aumenta, o qual captura um elétron, sofrendo decaimento β e formando ${}^7\text{Li}$.

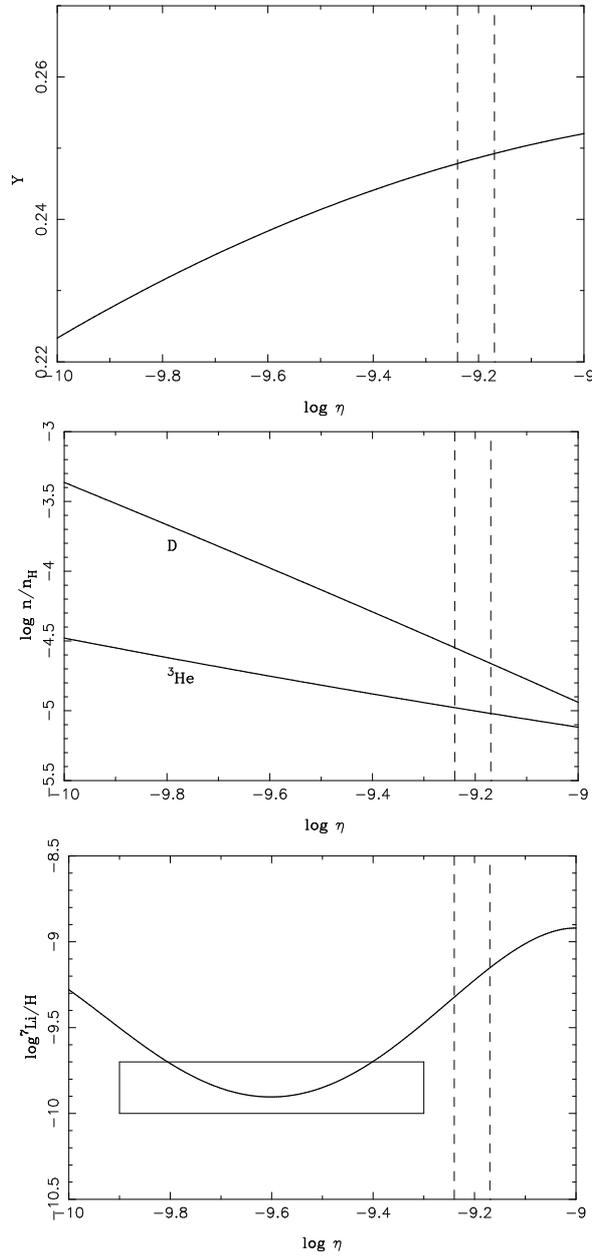


Figura 2.6 - Abundâncias dos elementos produzidos na nucleossíntese primordial.

Vimos que, para um dado valor da temperatura da radiação de fundo, $\eta \propto \rho_B$ (cf. equação 2.23). A formação de D, ${}^3\text{He}$, etc., depende da densidade bariônica, de modo que, em princípio, podemos calcular a abundância destes isótopos em função de ρ_B ou η . Se pudermos determinar estes parâmetros de forma independente, podemos obter as abundâncias pregalácticas, ou primordiais. Inversamente, podemos utilizar determinações observacionais destes isótopos, aplicar uma correção para a evolução galáctica.

Os resultados mostrados na figura 2.6 são geralmente confirmados pelas observações, como pode ser visto pelas duas retas tracejadas verticais, que delimitam os valores observados para a razão de bárions sobre fótons, abundância pregaláctica de D, ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$. O principal problema refere-se ao ${}^7\text{Li}$, cujos resultados observacionais, indicados pelo retângulo na parte inferior da figura, estão muito abaixo dos valores previstos pela teoria, indicados pelas linhas tracejadas.

DEUTÉRIO

Observado no sistema solar (planetas, meteoritos), no meio interestelar local, e em sistemas extragalácticos de linhas de absorção com altos *redshifts* na linha de visada de quasares. Não é produzido pela evolução galáctica, de modo que o valor primordial é maior ou igual ao observado, pois pode ser destruído. Os resultados são $\text{D}/\text{H} \sim 1 - 3 \times 10^{-5}$, de modo que o valor primordial é geralmente considerado como $(\text{D}/\text{H})_p \geq 1 \times 10^{-5}$. Levando em conta os sistemas de linhas de absorção com altos *redshifts* a baixas metalicidades, e dados do WMAP, chega-se a valores tipicamente de $(\text{D}/\text{H})_p \simeq 2 - 3 \times 10^{-5}$. Em vista da forte dependência da abundância de D com o parâmetro η (ver figura 2.6), o D é um excelente bariômetro, em contraste com o ${}^4\text{He}$, que é muito mais abundante, mas tem uma dependência mais fraca com η .

HÉLIO-3

É alterado (produzido/destruído) pelas estrelas. Existe alguma controvérsia quanto ao aumento ou não com a evolução galáctica. Pode ser observado no sistema solar: meteoritos, vento solar, amostras lunares, em regiões HII e nebulosas planetárias. As abundâncias são da ordem de ${}^3\text{He}/\text{H} \sim 1 - 2 \times 10^{-5}$. Considerando a razão $(\text{D} + {}^3\text{He})/\text{H}$, que é pouco afetada pela nucleossíntese estelar, temos $(\text{D} + {}^3\text{He})/\text{H} \sim 3 - 4 \times 10^{-5}$, de modo que a abundância primordial pode ser considerada da ordem de $({}^3\text{He}/\text{H})_p \simeq 0.7 \pm 0.5 \times 10^{-5}$.

HÉLIO-4

A abundância primordial de ${}^4\text{He}$ pode ser estimada a partir da razão $n_n/n_p \sim 1/7$ definida na época do congelamento, quando $T \sim 0.8 \text{ MeV}$. Considerando que praticamente todos os nêutrons terminam em um núcleo de ${}^4\text{He}$, temos

$$Y \simeq \frac{2n}{n+p} \simeq \frac{2(n_n/n_p)}{1+n_n/n_p} \simeq 0.25 \quad (2.39)$$

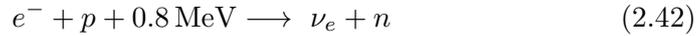
Podemos estimar a abundância primordial de ${}^4\text{He}$ definida como

$$Y_p = \frac{4n(\text{He})}{n(\text{H}) + 4n(\text{He})} = \frac{4n(\text{He})/n(\text{H})}{1 + 4n(\text{He})/n(\text{H})} \quad (2.40)$$

para $n_n/n_p \simeq 1/7$, onde usamos $n(\text{He})$ para $n({}^4\text{He})$. Logo após o Big Bang, a temperatura era muito alta, de modo que as partículas elementares (prótons, nêutrons, elétrons, etc.) estavam em equilíbrio termodinâmico. Em particular, considerando os prótons e nêutrons, a diferença entre suas energias de repouso seria

$$(m_n - m_p) c^2 = 1.3 \text{ MeV} \quad (2.41)$$

Em $t \ll 1 \text{ s}$, a temperatura do universo era $T \gg 1 \text{ MeV}$, de modo que prótons e nêutrons estavam em equilíbrio, ocorrendo as reações



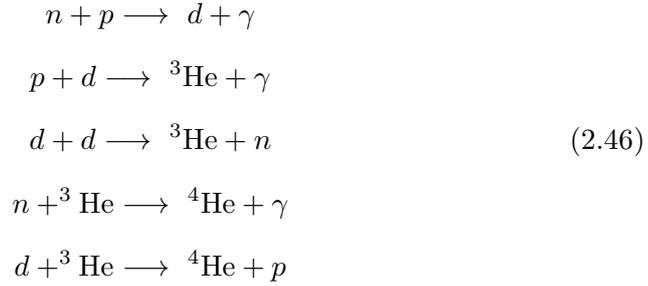
ocorrendo em ambas as direções. A razão n_n/n_p pode então ser obtida pela equação de Saha,

$$\frac{n_n}{n_p} = \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{(m_n - m_p) c^2}{kT}\right] \quad (2.44)$$

Vemos que, para $T \gg 1 \text{ MeV}$, $n_n/n_p \simeq 1$. À medida que o universo se expande, a temperatura T diminui, e a razão n_n/n_p também diminui. Quando $T < 0.8 \text{ MeV}$, a reação (2.42) deixa de ocorrer: o tempo médio para esta reação é então *maior* que a idade do universo, que era da ordem de 2 segundos. Isto significa que nêutrons e prótons não estão mais em equilíbrio termodinâmico, ou seja, a razão n_n/n_p é congelada. Esta razão pode ser estimada por

$$\left[\frac{n_n}{n_p}\right]_c \sim \exp\left(-\frac{1.3}{0.8}\right) \simeq 0.20 \quad (2.45)$$

ou seja, há aproximadamente um nêutron para 5 prótons. A maior parte dos nêutrons passa a formar núcleos de ${}^4\text{He}$, segundo as reações



A razão entre o número de nêutrons em núcleos de ${}^4\text{He}$ e o número de prótons é, portanto,

$$\frac{n_{n[\text{He}]}}{n_p} \leq \frac{1}{5} \quad (2.47)$$

Seu valor exato depende das reações (2.46) e também do fato de que alguns nêutrons sofrem decaimento β , formando um próton e um elétron,



com uma meia vida de 15 minutos, e também porque alguns nêutrons passam a formar outros elementos. Cálculos mais detalhados mostram que

$$\frac{n_{n[\text{He}]}}{n_p} \simeq \frac{1}{7} \quad (2.49)$$

ou seja, para cada *par* de nêutrons, necessários para um núcleo de ${}^4\text{He}$, há 14 prótons, dois dos quais também fazem parte do núcleo de ${}^4\text{He}$, restando 12 prótons livres. Assim, a razão entre o número de núcleos de ${}^4\text{He}$ e o número de prótons é

$$\frac{n_{{}^4\text{He}}}{n_p} \simeq \frac{1}{12} \quad (2.50)$$

Substituindo esta razão na equação (2.40) temos

$$Y_p = \frac{4(1/12)}{1 + 4(1/12)} = \frac{1}{4} = 0.25 \quad (2.51)$$

Na equação (2.39), o fator 2 é devido ao fato de que há duas massas de nêutrons para cada nêutron em ${}^4\text{He}$, isto é, o próprio nêutron e o próton. Podemos também entender este resultado considerando que $Y \simeq m(\text{He})/[m(\text{H}) + m(\text{He})]$. Se $n_n/n_p = 1/7$, para cada 2 nêutrons temos 14 prótons. Precisamos dos 2 nêutrons e 2 prótons para o núcleo de He, de modo que restam 12 prótons, ou seja, a relação n_{He}/n_p é $1/12$. Assim, obtemos o valor $Y \simeq 4n_{\text{He}}m_p/(n_p m_p + 4n_{\text{He}}m_p) = 1/4 = 0.25$.

Esta abundância aumenta pela produção nas estrelas. O ${}^4\text{He}$ é observado essencialmente nas nebulosas gasosas fotoionizadas, como regiões HII galácticas e extragalácticas e nebulosas planetárias. As abundâncias por massa estão na faixa de $Y \sim 0.24 - 0.30$, o que corresponde a uma abundância primordial de $Y_p \geq 0.23$. Este valor depende da razão η , e mais fracamente da vida média do nêutron τ e do número de famílias de neutrinos N_ν . Um ajuste para a abundância pregaláctica de He em termos de $\eta_{10} \equiv 10^{10}\eta$, N_ν , τ pode ser escrito:

$$Y_p = 0.228 + 0.010 \ln(\eta_{10}) + 0.012 (N_\nu - 3) + 0.185 \frac{\tau - 889.8}{889.8} \quad (2.52)$$

Com $\eta_{10} \simeq 6.22 \pm 0.16$, compatível com medidas recentes da radiação cósmica de fundo, e $\tau \simeq 889.8$ s, um ajuste para Y_p em função do número de famílias de neutrinos é

$$Y_p = 0.246 + 0.012 \Delta N_\nu \quad (2.53)$$

com $\Delta N_\nu = N_\nu - 3$. Este isótopo é particularmente importante, pois sua abundância é muito alta, e a precisão com que é obtida também. A abundância pregaláctica pode ser obtida a partir de uma média tomada com objetos muito pobres em metais, ou por uma correlação, geralmente linear, entre a abundância de hélio por massa Y e a abundância de metais Z . Aplicado a regiões HII e nebulosas planetárias, este método pode em princípio determinar Y_p e a razão de enriquecimento entre o hélio e os elementos pesados, dY/dZ . Esses parâmetros podem ser usados, por exemplo, para a determinação de parâmetros cosmológicos, como η e Ω_B . Os resultados mais recentes indicam $Y_p = 0.245 \pm 0.004$ com uma razão $dY/dZ \geq 3$. Tentativas mais otimistas

na literatura chegam a considerar a quarta casa decimal, como por exemplo $Y_p \simeq 0.2482 \pm 0.0008$. De modo geral, os resultados observacionais das abundâncias dos elementos leves estão em bom acordo com as previsões da nucleossíntese do modelo padrão do Big Bang (SBBN), sendo as principais discrepâncias o caso do ${}^7\text{Li}$ e em menor grau, o ${}^4\text{He}$.

LÍTIO-7

É observado em objetos de população I, como estrelas, sistema solar e meio interestelar, com resultados no intervalo $10^{-10} < \text{Li}/\text{H} < 3 \times 10^{-9}$. Nos objetos de população II, com $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -2$, observa-se o “plateau de Spite”, com $\text{Li}/\text{H} \sim 2 \times 10^{-10}$. É provável que o lítio aumente com a evolução galáctica, de modo que o valor pregaláctico adotado é geralmente $({}^7\text{Li}/\text{H})_p \sim 1 - 3 \times 10^{-10}$ com um valor médio $({}^7\text{Li}/\text{H})_p \simeq 1.6 \pm 0.3 \times 10^{-10}$. O valor obtido recentemente com dados do WMAP e *Planck* é cerca de 2 a 3 vezes mais alto, de modo que, aparentemente, parte do lítio das estrelas mais velhas foi destruída. Este é o “Problema do lítio”, ainda não resolvido. De acordo com os dados mais recentes (figura 2.6), as medidas do ${}^7\text{Li}$ implicariam em valores um pouco menores que o geralmente adotado para a razão η de bárions sobre fótons. Talvez a solução deste problema necessite de uma nova física.

Considerando em conjunto as abundâncias de todos os elementos leves, podem ser obtidos limites para a razão bárions sobre fótons, na faixa $5 < 10^{10} \eta < 7$. Além disto, o número de famílias de neutrinos leves é $N_\nu \approx 3$, e o parâmetro de densidade bariônica, estimado por exemplo por (2.29), tem os valores já mencionados. Isto se refere à matéria bariônica luminosa. Além dessa matéria bariônica, “ordinária”, há evidências de uma quantidade apreciável de matéria escura, de origem não bariônica, e também da chamada “energia escura”, sugerida pelas evidências da aceleração do Universo. Segundo resultados recentes, cerca de 73% da massa-energia do Universo estão sob a forma da energia escura, enquanto que 23% correspondem à matéria escura e apenas 4% à matéria bariônica ordinária. Esses resultados são consistentes com alguns modelos cosmológicos inflacionários, os quais favorecem $\Omega \approx 1$, de modo que uma parte importante do Universo consistiria de matéria não bariônica, ou matéria bariônica não luminosa (planetas, anãs marrons, buracos negros, gás intergaláctico quente, etc.) e de energia escura.

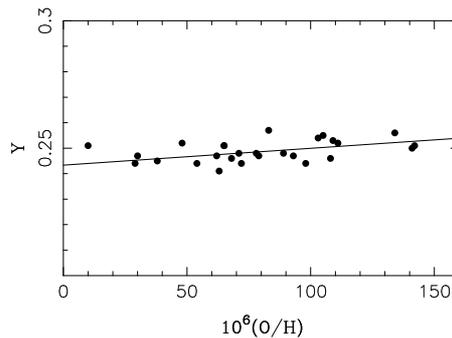
EXERCÍCIOS

- 2.1 Resultados observacionais da nucleossíntese do Big Bang sugerem um valor para a razão de bárions sobre fótons $\eta \simeq 6.1 \times 10^{-10}$. Qual é a densidade bariônica (g/cm^3) correspondente a este valor? Compare seu resultado com determinações recentes da densidade, $\rho_B \simeq 4 - 5 \times 10^{-31} \text{g}/\text{cm}^3$.
- 2.2 Mostre que a relação (2.33) pode ser colocada na forma (2.34), onde $Q = 1.30 \text{ MeV}$.
- 2.3 A maior parte das determinações da abundância pregaláctica de He medida por massa está no intervalo

$$0.23 < Y_P < 0.25$$

Qual é o intervalo correspondente para a abundância pregaláctica de He por número de átomos, $n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$?

- 2.4 A figura abaixo mostra abundâncias de He por massa Y em regiões HII extragalácticas em função da abundância de oxigênio por número de átomos relativa ao H, $n_{\text{O}}/n_{\text{H}} = \text{O}/\text{H}$. Faça um ajuste aproximado da relação $Y = f(\text{O}/\text{H})$ na forma $Y = a + b(\text{O}/\text{H})$. Qual é o valor da abundância pregaláctica de He, Y_p ? Estime o valor da razão entre o enriquecimento de He e dos elementos pesados, $\Delta Y/\Delta Z$.



- 2.5 A abundância primordial de ^2H é da ordem de 10^{-5} , enquanto que a abundância de ^4He é da ordem de 10^{-1} . Apesar disto, o ^2H é um barômetro melhor que o ^4He . Por que isto ocorre?

- 2.6 As abundâncias de ${}^7\text{Li}$ em estrelas de baixa metalicidade, com $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -2$, têm valores médios $\epsilon(\text{Li}) \simeq 2.2$. Previsões da nucleossíntese do modelo padrão do Big Bang indicam $\epsilon(\text{Li}) \simeq 2.65$. Qual é a razão média entre as abundâncias previstas e as observadas?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- DODELSON, S. 2003, *Modern Cosmology*, Academic Press.
Contém uma descrição completa dos principais aspectos da Cosmologia, em particular com relação à formação de estruturas.
- KOLB, E. W., TURNER, M. S. 1990, *The early Universe*, Addison-Wesley [Nova edição: Perseus Books Group, 1993].
Livro clássico contendo uma discussão detalhada dos instantes iniciais do universo, em particular a nucleossíntese primordial.
- LIDDLE, A. 2015, *An Introduction to Modern Cosmology*, 3rd. ed., Wiley.
Nova edição de um texto bastante acessível e compacto sobre cosmologia.
- MATHEWS, G. J., KUSAKABE, M., KAJINO, T. 2017, *Introduction to big bang nucleosynthesis and modern cosmology*, Int. J. Mod. Phys. E 26, 1741001 (arXiv:1706.03138v1); ver também Cyburt, R. H., Fields, B. D., Olive, K. A., Yeh, T-H. 2016, *Big bang nucleosynthesis: Present status*, Rev. of Modern Physics 88, 015004.
Dois artigos de revisão com uma introdução à cosmologia e resultados recentes da nucleossíntese primordial.
- PEEBLES, P. J. E. 2015, *Physical Cosmology*, Princeton University Press.
Texto avançado e atualizado sobre cosmologia física e comparação com observações recentes.
- RYDEN, B. 2016, *Introduction to Cosmology*, 2nd. ed., Cambridge University Press.
Excelente introdução à cosmologia, incluindo resultados observacionais recentes.
- SCHNEIDER, P. 2015, *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*, 2nd ed.
Interessante discussão geral de astronomia extragaláctica e cosmologia.
- SILK, J. 2001, *The big bang*, 3rd. ed., Freeman.
Nova edição atualizada de livro clássico de cosmologia.

SOUZA, R. E. 2005, *Introdução à Cosmologia*, Edusp.

Introdução à cosmologia em Português, em nível de graduação.

WEINBERG, R. 1993, *The first three minutes: a modern view of the origin of the universe*, updated edition, Basic Books.

Livro clássico de introdução à cosmologia, de nível introdutório, em particular interessante na discussão da nucleossíntese primordial.

WEINBERG, R. 2008, *Cosmology*, Oxford University Press.

Texto de nível avançado, indicado para estudantes de pós-graduação e pesquisadores.

NUCLEOSSÍNTESE ESTELAR

3.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo estaremos interessados basicamente em processos de nucleossíntese estelar que afetam a evolução química da Galáxia e as determinações dos *yields* estelares. Para a melhor compreensão desses processos, é necessário um conhecimento dos princípios básicos da evolução estelar, descritos em textos como os de Clayton (1984), Kippenhahn et al. (2012) e Maciel (1999). Resumos das principais etapas da evolução estelar podem ser também encontrados em Matteucci (2012) e Pagel (2009).

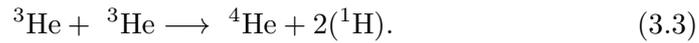
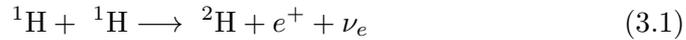
De maneira esquemática, podemos considerar os processos astrofísicos de nucleossíntese em três grandes classes, que compreendem: (i) a nucleossíntese primordial, (ii) a nucleossíntese estelar e (iii) a nucleossíntese interestelar. O primeiro destes processos leva à formação de D, ^3He , ^4He e ^7Li , essencialmente, como foi visto no Capítulo 2, tendo ocorrido nos primeiros minutos após o Big Bang. A nucleossíntese estelar ocorre constantemente em estrelas, de forma *quiescente*, como na transformação de H em He na sequência principal, ou de forma *explosiva*, como ocorre nos processos nucleossintéticos associados às explosões de supernovas. Finalmente, a nucleossíntese interestelar inclui essencialmente os processos de espalação (*spallation*), pelos quais a interação dos raios cósmicos com o gás interestelar produz os elementos leves Li, Be, B,

como será visto no Capítulo 4. Neste capítulo, vamos estudar os principais processos nucleossintéticos associados com as estrelas em sua evolução. Além dos textos já mencionados, uma discussão interessante e acessível pode ser encontrada no livro *Cauldrons in the Cosmos*, de Rolfs e Rodney (2005).

3.2 QUEIMA DE H

O processo de queima de H ocorre nas estrelas da sequência principal pela cadeia próton-próton e do ciclo CNO. A cadeia pp é importante para temperaturas na faixa $T \leq 2 \times 10^7$ K, ocorrendo nas formas pp-1, pp-2 e pp-3:

pp-1



(3.3) pode ser substituída por



O deutério (${}^2\text{H}$) é destruído nessas temperaturas. A energia produzida é de $26.7 \text{ MeV} = 4.27 \times 10^{-5} \text{ erg}$. O neutrino escapa da estrela, levando parte dessa energia.

pp-2

Neste caso, ocorrem as reações (3.1), (3.2), (3.4) e

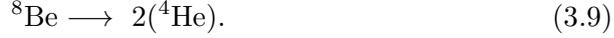


O ${}^7\text{Li}$ é destruído nessas temperaturas.

pp-3

Neste caso, ocorrem as reações (3.1), (3.2), (3.4) e





As reações geralmente são rápidas, com exceção de (3.1), que envolve a interação fraca e tem um escala de tempo da ordem de 10^{10} ano.

O ciclo CNO depende fortemente da temperatura e necessita maiores temperaturas, $T > 2 \times 10^7$ K, pois requer a disponibilidade de carbono, envolvendo as reações



que correspondem ao *ciclo CN*. Nesse ciclo, quatro prótons são transformados em um núcleo de ${}^4\text{He}$. Há aniquilação de elétrons-pósitrons e os neutrinos escapam da estrela.

Alternativamente, no *ciclo ON* ocorrem as reações (3.10)-(3.14), mais



Além da transformação de quatro prótons em um núcleo de ${}^4\text{He}$, há um aumento de ${}^{14}\text{N}$. A parte principal do ciclo envolve C e N, embora o ciclo ON, que tende a destruir parte do O, seja eventualmente considerado responsável pelas correlações inversas encontradas para as abundâncias de N/O e He/H em nebulosas planetárias. Para temperaturas mais altas, outros ciclos passam a ocorrer, envolvendo o ${}^{20}\text{Ne}$ - ${}^{23}\text{Na}$ e ${}^{24}\text{Mg}$ - ${}^{27}\text{Al}$. Neste ciclo, os núcleos de CNO agem como catalisadores, sendo recuperados no final do processo. Consequentemente, as abundâncias de CNO permanecem constantes, embora suas abundâncias relativas se modifiquem, devido às diferentes taxas das reações, com um aumento na abundância de ${}^{14}\text{N}$ e redução da razão O/N.

3.3 QUEIMA DE HE

Para temperaturas mais altas, $T > 10^8$ K, nas condições dos interiores estelares, a abundância de ${}^4\text{He}$ é significativamente alta para haver reações envolvendo 3 partículas, ocorrendo o processo *triplo- α* de queima de He,

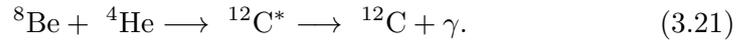


Tabela 3.1 - Propriedades médias das estrelas na sequência principal de idade zero (SPIZ).

M (M_{\odot})	$\log L/L_{\odot}$	T_{ef} (K)	tipo	M _V	t_{sp} (Gano)	t_{tot} (Gano)
120	6.2	53000			0.0030	0.004
60	5.7	48000			0.0035	0.004
40	5.4	44000	O5	-5.6	0.0044	0.005
20	4.6	35000	O8	-5.0	0.0082	0.009
12	4.0	28000	B0.5	-4.0	0.016	0.018
7	3.3	21000	B2	-1.5	0.043	0.048
5	2.8	17000	B4	-0.8	0.094	0.107
3	1.9	12200	B7	-0.2	0.35	0.440
2	1.2	9100	A2	1.4	1.2	1.36
1.5	0.68	7100	F3	3.0	2.7	
1.0	-0.16	5600	G5	5.2	10.0	
0.9	-0.39	5300	K0	5.9	15.5	
0.8	-0.61	4900	K2	6.4	25	

A energia produzida é de 7.27 MeV. Este processo ocorre na fase posterior à saída das estrelas da sequência principal. Para estrelas com massas entre $1 M_{\odot}$ e $10 M_{\odot}$, as temperaturas efetivas estão no intervalo $3.7 \leq T_{ef} \leq 3.5$ e luminosidades $2.5 \leq \log L/L_{\odot} \leq 4.0$, aproximadamente.

Podemos ter uma idéia mais precisa das propriedades estelares e escalas de tempo envolvidas nos processos de nucleossíntese estelar observando os dados da Tabela 3.1, para estrelas com massas iniciais entre $0.8 M_{\odot}$ e $120 M_{\odot}$

na sequência principal de idade zero (SPIZ), com metalicidade solar, aproximadamente $Z = 0.02$. As colunas 1 a 5 mostram as massas, luminosidades, temperaturas efetivas, tipos espectrais, e magnitudes absolutas visuais. A coluna 6 mostra as escalas de tempo médias de duração da fase de sequência principal, e a coluna 7 a escala de tempo total, até o ramo das gigantes.

A coluna 6 mostra as escalas de tempo t_{sp} até o final da queima de H no núcleo, enquanto que a última coluna, t_{tot} , representa a escala de tempo até o final da queima de C ou de He, conforme o caso. Por exemplo, para $M = 1 M_{\odot}$ e metalicidade solar, temos $t_{sp} = 10.0$ Gano, e para $M = 20 M_{\odot}$ temos $t_{sp} = 8.2$ Mano.

3.4 YIELDS ESTELARES: ESTRELAS DE MASSA PEQUENA E INTERMEDIÁRIA

As estrelas de massas pequenas e intermediárias ($M < 8M_{\odot}$) têm um papel importante na queima de H e He, produzindo principalmente He, C, N e elementos-s. Após deixar a sequência principal, a estrela tem um núcleo inerte de He, circundado por uma camada de queima de H. Com o prosseguimento da evolução, inicia-se no ramo das gigantes a queima de He, que se processa até a formação de um caroço inerte de C, O circundado por camadas sucessivas de queima de He e H, já no ramo assintótico das gigantes (AGB, *asymptotic giant branch*, Figura 3.1).

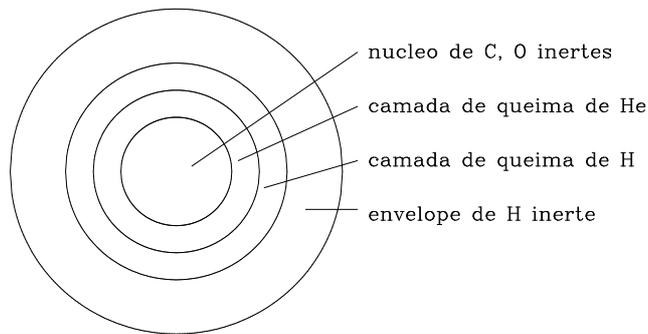


Figura 3.1 - Estrutura de uma estrela no ramo assintótico das gigantes.

Neste estágio, a estrela perde massa a uma taxa da ordem de $dM/dt \simeq 10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$. Por exemplo, com uma massa inicial $M_{sp} \simeq 1M_{\odot}$, após cerca de 10^6 ano a estrela terá uma massa $\simeq 0.9M_{\odot}$, da qual cerca de $\simeq 0.2M_{\odot}$

ficará na nebulosa planetária ejetada, restando a massa $M_{ab} \simeq 0.7M_{\odot}$, característica de uma anã branca. As progenitoras das estrelas centrais de nebulosas planetárias e anãs brancas com massas no intervalo mencionado têm na sequência principal tipos espectrais entre os B mais frios e os G iniciais.

Os processos mais importantes que ocorrem nestas estrelas são os 3 eventos de dragagem (*dredge up*), em que zonas convectivas penetram nas camadas inferiores da estrela e trazem (“dragam”) algumas espécies até as camadas mais externas, modificando portanto a composição química das atmosferas futuramente ejetadas como nebulosas planetárias. A primeira dragagem transporta essencialmente ^{13}C e ^{14}N para a superfície, aumentando ^{14}N , e diminuindo a razão $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$; na segunda, que ocorre somente para estrelas com massas acima de cerca de 2-3 M_{\odot} , há um aumento na abundância de ^4He e a conversão de C e O em ^{14}N . Na dragagem final, aparentemente há um aumento de C e de elementos-s.

O resultado global da evolução dessas estrelas é um aumento na abundância de He. Do ponto de vista dos modelos de evolução química, este aumento pode ser caracterizado pelos *yields* estelares. A palavra *yield*, como usada inicialmente no trabalho pioneiro de Tinsley (1980), significava essencialmente a relação entre a massa de um ou mais elementos criados e ejetados em uma geração de estrelas e a massa que permanece armazenada em estrelas de baixa massa e remanescentes estelares. Existem de fato diferentes definições do *yield*, correspondendo por exemplo ao *yield* estelar, o *yield* total, o *yield* efetivo, etc. Atualmente, em sua definição mais usual, o *yield* refere-se à massa de elementos produzidos e ejetados por uma estrela de massa inicial M e metalicidade Z . O cálculo dos *yields* é complexo, e depende das hipóteses admitidas nos modelos utilizados de evolução estelar, de modo que não há um conjunto definitivo destes parâmetros. Os *yields* dependem, além da massa inicial da estrela, de sua composição química, e, naturalmente do elemento considerado.

Os produtos da nucleossíntese estelar dependem em primeiro lugar da massa da estrela e, em menor grau, de sua composição química. Outras características importantes são as taxas de perda de massa e a participação em sistemas binários. Os elementos produzidos podem ser caracterizados como “primários”, sintetizados diretamente a partir de H e He, ou “secundários”, que requerem algum processamento anterior. As taxas de perda de massa aumentam com a metalicidade, de modo que estrelas com $Z \ll Z_{\odot}$ tendem a ter uma perda de massa moderada, o que se reflete na quantidade de elementos

pesados produzida. Como exemplo, a Tabela 3.2 mostra a massa produzida (em M_{\odot}) de elementos primários em estrelas de massa inicial M_i com metalicidades baixas ($Z = 0.001$) e baixas taxas de perda de massa. Os valores dados são valores típicos, e podem sofrer alguns reajustes, especialmente no caso do C. A coluna 2 dá a massa final da estrela, após a queima de He (massas pequenas) ou de carbono (massas maiores). A coluna 3 mostra a massa do núcleo de He no final da queima de C ou He, e a coluna 4 mostra a massa do núcleo de CO no final da queima de C ou He. As demais colunas mostram as massas produzidas de He, C, O, e elementos pesados.

Tabela 3.2 - Produção de elementos primários: estrelas de baixa metalicidade e pequena taxa de perda de massa.

M_i	M_f	M_{α}	M_{CO}	He	C	O	Z
120	81	81	59	9.8	0.88	35	42
85	62	62	38	8.1	0.72	23	27
60	47	28	25	6.0	0.70	14	17
40	38	17	14	4.2	0.55	6.8	10
25	25	9	7	3.5	0.40	2.4	4.4
20	19	7	5	2.1	0.30	1.3	2.9
15	15	5	3	1.6	0.20	0.46	1.5
12	12	4	2	1.4	0.10	0.15	0.8
9	9	3	2	1.0	0.06	0.004	0.3
5	5	1	1	0.45			
3	3			0.09			

Nas estrelas com maiores metalicidades ($Z \simeq Z_{\odot}$) e taxas de perda de massa mais altas, a ejeção de parte dos elementos pesados ocorre no próprio vento, como é o caso de He e C, deixando a estrela com uma massa final menor, como pode ser visto na Tabela 3.3. Para as estrelas mais massivas ($M \sim 120 M_{\odot}$), a maior parte do material produzido e ejetado está no vento, e não no ejetado final; nas menos massivas ($M \sim 20 M_{\odot}$) as duas quantidades são semelhantes, enquanto que para $M \ll 20 M_{\odot}$ a ejeção final domina. As colunas referentes ao He, C, O, e Z mostram a soma das quantidades produzidas e ejetadas no vento e no ejetado final, que pode ser uma supernova ou uma nebulosa planetária. Para as mais massivas a principal componente é a

matéria ejetada no vento, enquanto que para as estrelas de menor massa a contribuição do ejetado final (supernova ou nebulosa planetária) é dominante.

Tabela 3.3 - Produção de elementos primários: estrelas de alta metalicidade e altas taxas de perda de massa.

M_i	M_f	He	C	O	Z
120	2.4	42.7	8.0	0.2	10.1
85	3.5	16.7	13.5	4.0	19.3
60	3.0	13.5	7.2	1.4	9.8
40	3.6	6.1	4.9	2.1	8.0
25	11.3	1.5	0.3	2.6	4.5
20	14.0	1.6	0.22	1.3	2.7
15	13.6	1.4	0.14	0.4	1.3
12	11.5	1.2	0.07	0.1	0.7
9	8.6	0.9	0.03	0.0	0.2
5	4.9	0.4			
3	3.0	0.1			

Exemplos de *yields* de alguns elementos em estrelas de massa intermediária com metalicidade solar ($Z \simeq Z_{\odot} \simeq 0.020$) estão mostrados na Figura 3.2 para ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, e ${}^{16}\text{O}$, segundo determinações de A. Karakas e colaboradores. Resultados detalhados de *yields* para os demais elementos podem ser encontrados na bibliografia anexa. Nesse caso, os *yields* representam a massa ejetada dos elementos para estrelas com massas iniciais dadas pelos valores nas abcissas. Para estrelas com metalicidades baixas, $Z \simeq 0.001$, os resultados podem ser diferentes, mas o comportamento com a massa da estrela é aproximadamente o mesmo.

Estrelas de massa intermediária em sistemas binários podem dar uma contribuição diferenciada à nucleossíntese, em particular pela formação de supernovas de tipo Ia. Nesse caso, temos tipicamente uma anã branca de núcleo CO acrescentando matéria de uma companheira, em geral uma estrela gigante vermelha. Essa matéria é processada na estrela, produzindo a ignição do núcleo de carbono. O gás processado propaga-se para fora, com a ejeção de material contendo diversos elementos pesados, como ${}^{28}\text{Si}$ e ${}^{56}\text{Fe}$. A tabela 3.4 mostra algumas estimativas da massa ejetada de alguns elementos e a fração logarítmica relativa ao ${}^{56}\text{Fe}$.

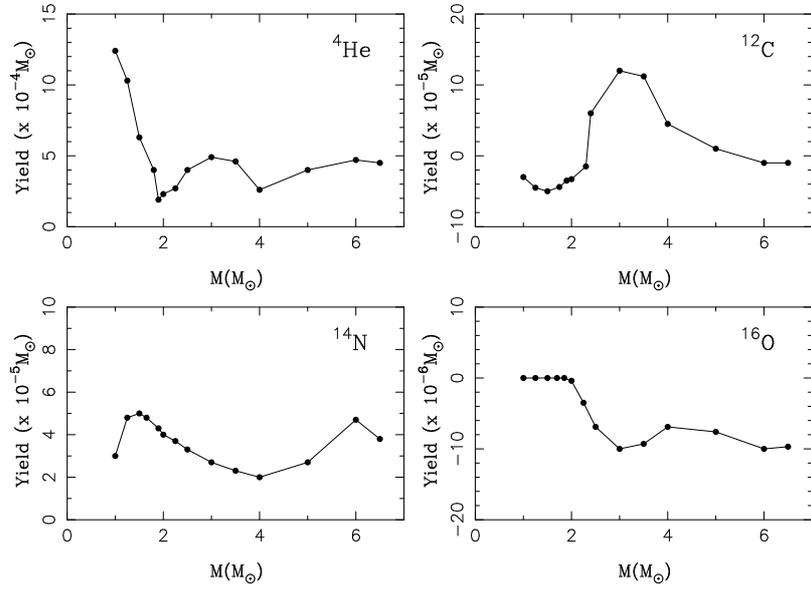


Figura 3.2 - Exemplos de yields de estrelas de massa pequena e intermediária com metalicidade solar.

Tabela 3.4 - Produção de elementos pesados em supernovas de tipo Ia para uma anã branca de CO com uma massa solar.

Elemento	M (M_{\odot})	$[X_i/X_{56}]$
^{24}Mg	0.09	-1.1
^{28}Si	0.16	-0.3
^{32}S	0.08	-0.4
^{36}Ar	0.02	-0.3
^{40}Ca	0.04	0.1
^{54}Fe	0.14	0.6
^{56}Fe	0.61	0.0
^{58}Ni	0.06	0.4
Cr-Ni	0.86	

Um dos resultados mais importantes da nucleossíntese estelar é a separação entre as contribuições de estrelas de massa pequena e intermediária e as

estrelas massivas para a formação dos elementos. As estrelas menos massivas contribuem principalmente para a formação de elementos leves, como He e C, mas no caso de sistemas binários, a formação de supernovas de tipo Ia é responsável por um conjunto maior de elementos. Da mesma forma, as estrelas massivas dão origem a supernovas de tipo II, que naturalmente têm uma contribuição importante na formação de diversos elementos.

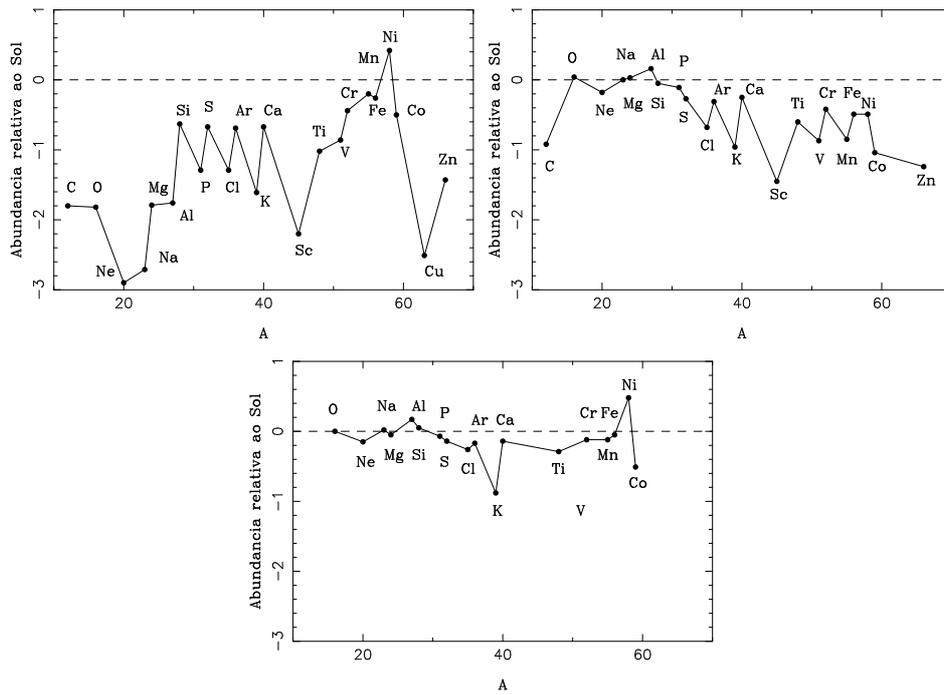


Figura 3.3 - Formação dos elementos químicos. Contribuição de supernovas tipo Ia (a), tipo II (b) e total (c) em função da massa atômica.

A Figura 3.3 mostra um resumo das principais contribuições vindas das supernovas tipo Ia (Figura 3.3a) e das supernovas de tipo II (Figura 3.3b), enquanto que a Figura 3.3c mostra a contribuição conjunta dos dois casos. A ordenada mostra o logaritmo da razão entre os produtos da nucleossíntese em supernovas tipo Ia e as abundâncias no sistema solar em função do número de massa. Podemos ver que elementos como Cr, Mn, Fe, Ni, são essencialmente formados nas estrelas de baixa massa, enquanto que elementos como O, Ne, Na, Mg, são originados basicamente pelas supernovas de tipo II.

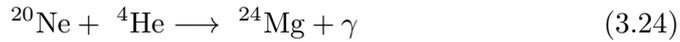
Alguns elementos Si, S, Co têm contribuições importantes nos dois casos. Portanto, de modo geral, os principais elementos químicos têm suas

abundâncias solares total ou parcialmente explicadas por estes processos.

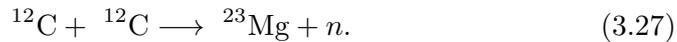
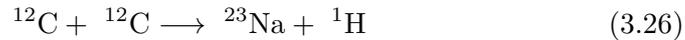
Podemos também ter uma idéia da contribuição das supernovas de tipo Ia para a metalicidade considerando uma taxa de supernovas da ordem de uma por século durante um período de 10 Ganos, de modo que temos cerca de $(1/100) 10^{10} \simeq 10^8$ objetos; Da tabela 3.4, cada supernova produz cerca de $0.6 M_{\odot}$ de Fe, de modo que a massa total de Fe produzida é $(10^8) 0.6 \simeq 6 \times 10^7 M_{\odot}$. Adotando cerca de $10^{11} M_{\odot}$ para a massa da Galáxia, a abundância decorrente de Fe por massa é de $6 \times 10^7 / 10^{11} \simeq 10^{-3}$, que é semelhante ao valor de Z_{Fe} que obtemos da tabela 1.1, $Z_{Fe} \simeq Z_{Fe}(\odot) \sim 10^{-3}$.

3.5 YIELDS ESTELARES: ESTRELAS MASSIVAS

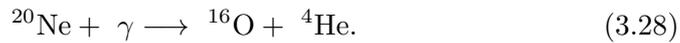
As estrelas com massas até cerca de $8 M_{\odot}$ na sequência principal interrompem a queima nuclear com a formação de um caroço degenerado de carbono e oxigênio, o qual procederá sua evolução aos estágios de estrela central de nebulosa planetária e anã branca. As estrelas mais massivas, com massas no intervalo $8 < m(M_{\odot}) < 100$, que correspondem aos tipos espectrais O, B na sequência principal, continuam a queima dos elementos pesados com a queima do C a temperaturas da ordem de $T \simeq 10^9$ K pelas reações



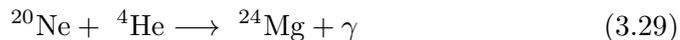
ou ainda

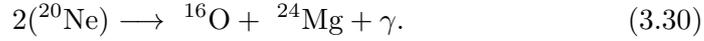


Para $T > 10^9$ K, a queima do Ne se processa pela reação de fotodesintegração

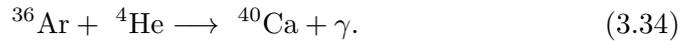
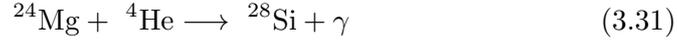


A partícula alfa produzida pode penetrar a barreira de potencial, causando as reações





Outros processos se seguem, como a queima de Mg, Si, S e Ar pelas reações



Estes elementos são *núcleos α* , e o processo descrito é o *processo α* , pois as reações envolvem a captura de uma partícula alfa. De modo geral, as reações de queima dos elementos pesados prosseguem até o ^{56}Fe , com $Z = 26$, a partir do qual as reações deixam de ser exotérmicas. A queima no caroço estelar é acompanhada pela queima nas cascas vizinhas, levando a uma estrutura tipo *casca de cebola*, como visto na Figura 3.4, apropriada para uma estrela de $25 M_{\odot}$ de metalicidade solar nas fases pré-supernova e explosiva.

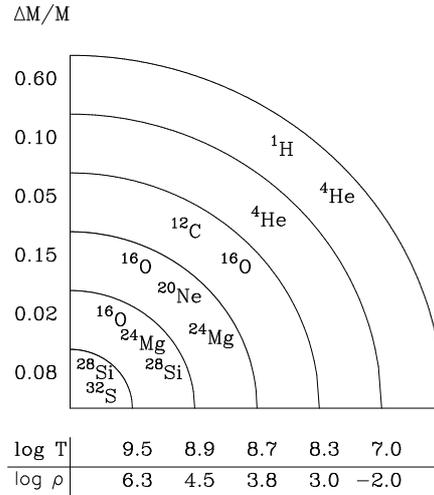


Figura 3.4 - Estrutura em casca de cebola de uma estrela com 25 massas solares.

Note-se a estratificação resultante, em que os elementos do grupo do Fe estão localizados mais internamente nas regiões onde $T > 10^9$ K e $\rho > 10^6$ g/cm³. Após a formação dos elementos do grupo do Fe, estas estrelas sofrem um colapso do núcleo, produzindo uma onda de choque que leva à nucleossíntese explosiva. As massas apropriadas estão no intervalo aproximado de

8-30 M_{\odot} . Massas muito superiores a este limite levam à formação de buracos negros.

Os processos até agora considerados são processos de *nucleossíntese qui-esciente*, correspondendo à queima nuclear *hidrostática*. Com o prosseguimento da evolução, as estrelas massivas atingem o estágio de supernova tipo II, com a formação de uma estrela de nêutrons, ocorrendo a *nucleossíntese explosiva*, devido ao súbito aquecimento causado pelo choque. Estes processos, às vezes chamados *processos-e*, modificam fortemente a composição química das estrelas, em particular para pesos atômicos $Z > 30$. Incluem fotodesintegrações, com produção de partículas alfa (γ, α), prótons (γ, p) e nêutrons (γ, n), e processos de captura destas partículas, (α, γ), (p, γ), (n, γ), como veremos na seção 3.6.

Abundâncias típicas dos elementos modificados em explosões de supernova de tipo II com massas na faixa de 10–50 M_{\odot} tomadas em relação ao Sol, estão mostradas na Figura 3.3b. Os elementos mais fortemente afetados são Al, Na, Si, Ne, Mg, P e S, incluindo em geral o oxigênio, elementos- α e elementos-s. Como vimos, na Figura 3.3a estão mostrados resultados equivalentes para supernovas de tipo Ia, associadas a sistemas binários. Neste caso, os elementos mais afetados são Fe, Ni, Mn, Co e Cr. A Figura 3.3c mostra os resultados combinados para os 2 tipos de supernovas, admitindo uma razão SN II/SN Ia = 10. Vemos que, de modo geral, os processos nucleossintéticos vistos conseguem explicar satisfatoriamente as abundâncias observadas no sistema solar. As estrelas massivas fornecem a maior parte dos elementos até o grupo do Fe nas estrelas de população II e aqueles elementos com $Z > 20$ para as estrelas de população I. Os elementos O, Ne e Mg são produtos da queima hidrostática, e S, Ar, Ca e Fe, da nucleossíntese explosiva.

As estrelas massivas sofrem também um intenso vento estelar com taxas de até cerca de $dM/dt \simeq 10^{-5} M_{\odot}/\text{ano}$, o que pode afetar bastante a composição química pré-supernova. Um resultado importante da evolução destas estrelas refere-se à *fração ejetada (stellar yield)* dos diferentes elementos em função da massa da estrela. A contribuição dos ventos estelares é mais intensa nas estrelas massivas de metalicidade solar, em particular com relação aos elementos mais pesados. As estrelas menos massivas tem principalmente sua contribuição nos elementos He e C. Como foi mencionado, as estrelas muito massivas, acima de 50 M_{\odot} , aproximadamente, podem formar buracos negros, de modo que sua contribuição à nucleossíntese restringe-se aos elementos ejetados nos ventos estelares, como C, N, O e Ne.

Os resultados obtidos para os *yields* são geralmente aceitos, embora deva

ser mencionado que os cálculos dependem de diversos parâmetros relacionados com a evolução estelar, como o tratamento dado à perda de massa, a presença de *overshooting* e a metalicidade estelar. A bibliografia anexa mostra algumas das referências mais importantes, como por exemplo Woosley e Weaver (1995) e Nomoto et al. (2013). Os cálculos aplicam-se a diversos elementos e estrelas com massas entre 10 e 40 M_{\odot} e metalicidades no intervalo $0 < Z < 0.020$. Um exemplo recente está mostrado na Figura 3.5, onde a ordenada mostra as massas dos remanescentes e ejetadas em função da massa da progenitora com metalicidade solar ($Z = Z_{\odot}$). A curva tracejada representa a massa do remanescente, e a cheia mostra e massa do remanescente incluindo os metais ejetados.

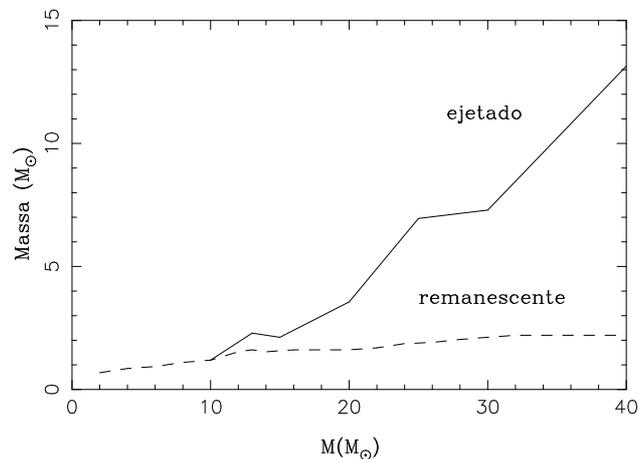


Figura 3.5 - Massas remanescentes e ejetadas em função da massa da progenitora para estrelas de metalicidade solar.

Outro exemplo do cálculo dos *yields* está mostrado na Figura 3.6 para o He (Figura 3.6a) e elementos pesados, Z (Figura 3.6b) em estrelas de metalicidade solar. São apresentados 3 resultados diferentes para os mesmos *yields*, segundos diferentes pesquisadores, como indicado pelas iniciais. Nesse caso, a ação dos ventos estelares é importante, e parte do He é produzido no vento. Conseqüentemente, a perda de massa aumenta o *yield* de He e diminui os *yields* dos elementos pesados, uma vez que há menos He para ser processado na nucleossíntese. Para o cálculo efetivo das prescrições de nucleossíntese em modelos de evolução química, usa-se frequentemente a *matriz de produção estelar* (capítulo 11), introduzida por Talbot e Arnett (1973). Nesse caso, é

necessário determinar os elementos da matriz $Q_{ij}(m)$, definidos como a fração da massa da estrela originalmente na forma do elemento j que é ejetada na forma do elemento i .

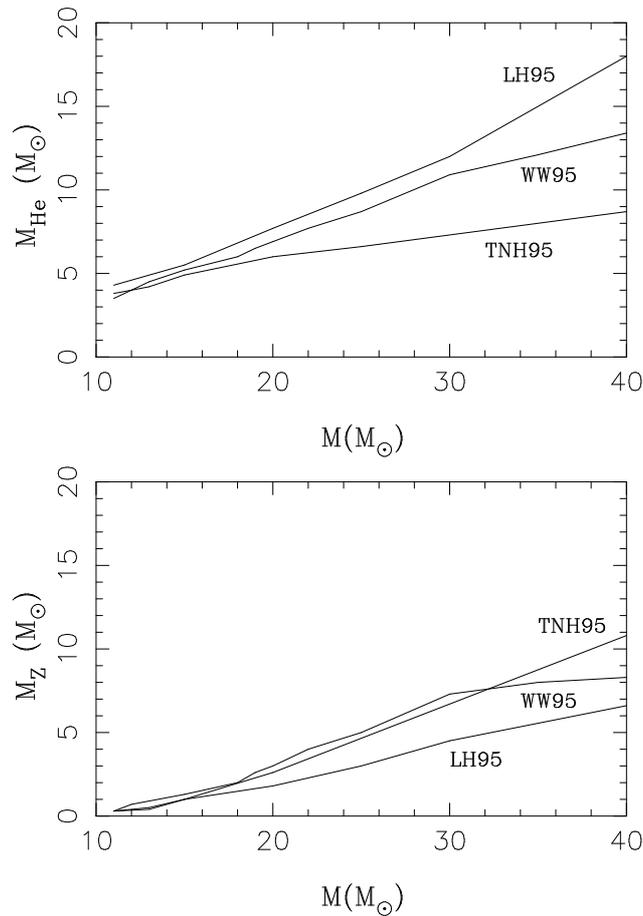


Figura 3.6 - Yields de He (a) e metais (b) em função da massa inicial para estrelas de metalicidade solar.

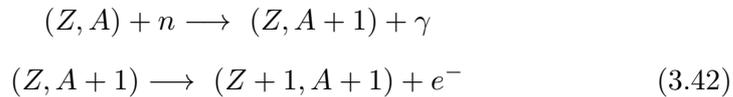
3.6 PROCESSOS DE CAPTURA DE NÊUTRONS

Os elementos acima do grupo do Fe não são produzidos pelos processos mencionados até agora, uma vez que as reações de fusão necessárias são endotérmicas. Além disso, no caso de partículas carregadas, a repulsão eletrostática aumenta com o peso atômico, o que torna esses processos mais difíceis. Os elementos mais pesados são produzidos essencialmente por dois processos

de captura de nêutrons, o *processo-s* (*slow*) e o *processo-r* (*rapid*), dependendo do fluxo de nêutrons disponível. Nestes processos, um núcleo semente, como ^{56}Fe , captura nêutrons produzidos por diversas reações nucleares, por exemplo



formando sucessivamente elementos mais pesados. A captura de nêutrons leva inicialmente à formação de isótopos mais pesados do mesmo elemento, os quais tornam-se mais instáveis à medida que seu número de nêutrons aumenta. O processo continua com a emissão de um elétron, formando novo elemento com a mesma massa, mas com uma carga elétrica aumentada de uma unidade. As reações podem ser escritas genericamente como



A ocorrência do processo-s ou processo-r depende do tempo de captura do nêutron em comparação com a escala de tempo de decaimento- β . Se esse tempo é longo em relação ao decaimento- β , temos o processo-s, caso contrário temos o processo-r. No processo-s, que ocorre em gigantes frias, a captura se dá em escalas de tempo longas com relação à escala de tempo de decaimento β , que pode ser da ordem de alguns minutos a milhões de anos. Alcança até o ^{209}Bi com $Z = 83$. Um exemplo do processo-s, em que o Fe atua como semente, está mostrado na figura 3.7. Neste caso, um núcleo semente, como ^{56}Fe pode capturar nêutrons formando ^{57}Fe , ^{58}Fe , ^{59}Fe e, por decaimento- β , ^{59}Co , que de forma análoga produz ^{60}Ni , etc. As retas inclinadas mostram a ocorrência do decaimento- β , quando é emitido um elétron e^- e um antineutrino de elétron, $\bar{\nu}_e$.

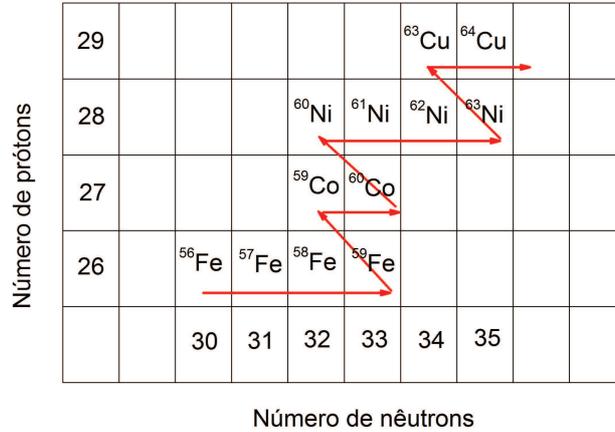


Figura 3.7 - Exemplo do processo-s.

No processo-r, a captura é seguida de decaimento β , aplicando-se aos núclídeos não alcançados pelo processo-s e aqueles além do ^{209}Bi , ocorrendo basicamente em explosões de supernovas de tipo II. A Figura 3.8 mostra esquematicamente as regiões no diagrama do número de prótons Z em função do número de nêutrons onde se aplicam os processos s e r.

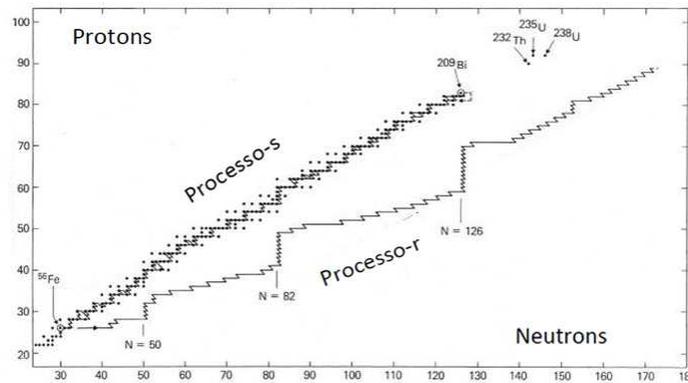


Figura 3.8 - Trajetórias dos processos-s e processo-r.

Vamos estimar o fluxo de nêutrons no processo-s. Considerando temperaturas da ordem de $T \simeq 10^8$ K, obtemos uma velocidade média da ordem de

$$\bar{v} \simeq \sqrt{\frac{2kT}{m_n}} \simeq 10^8 \text{ cm/s.} \quad (3.43)$$

onde m_n é a massa do nêutron. As escalas de tempo variam bastante, podendo atingir a faixa de bilhões de anos. Considerando uma escala de tempo típica $\tau \sim 300$ ano $\sim 9 \times 10^9$ s, e uma seção de choque média $\sigma \sim 100$ mb $\sim (100)(10^{-3})(10^{-24}) \sim 10^{-25}$ cm², obtemos para a densidade de nêutrons

$$n_n \sim \frac{1}{\tau \sigma \bar{v}} \simeq 10^7 \text{ cm}^{-3} \quad (3.44)$$

de modo que o fluxo de nêutrons é

$$\phi_n \sim n_n \bar{v} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (3.45)$$

Cálculos mais detalhados mostram que as temperaturas e densidades podem atingir cerca de uma ordem de grandeza acima dos valores obtidos. Estes valores são consistentes com os parâmetros das camadas de queima de He características das estrelas gigantes frias. De fato, são observadas correlações entre elementos-s como Y e Nd e abundâncias de C em estrelas gigantes frias de tipos M, MS, S e N.

No caso do processo-r, as escalas de tempo são mais curtas, inferiores à escala de decaimento β , tipicamente da ordem de 0.001 – 1 s. Tomando como limite superior $\tau < 10^{-3}$ s, e $T \sim 10^9$ K, temos $\bar{v} \sim 4 \times 10^8$ cm/s; com $\sigma \sim 10^{-25}$ cm², obtemos $n_n > 10^{19}$ cm⁻³ e $\phi_n > 10^{27}$ cm⁻² s⁻¹. Valores mais corretos indicam $n_n \sim 10^{24}$ cm⁻³, o que corresponde a um fluxo $\phi_n \sim 10^{32}$ cm⁻² s⁻¹. Estas condições poderiam em princípio estar presentes nas regiões densas nas imediações de uma estrela de nêutrons, nos estágios iniciais da explosão de uma supernova, o que é consistente com observações da distribuição de abundâncias no sistema solar.

Um outro processo que pode também ocorrer para os elementos com massa atômica $A > 76$ é o *processo-p*, de captura direta de prótons, da forma



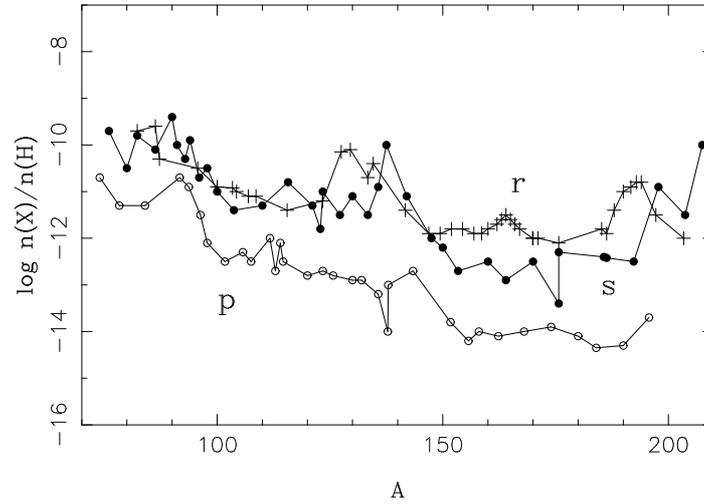


Figura 3.9 - Abundâncias de elementos s, r e p.

Na Figura 3.9 podemos ver curvas de abundâncias relativas $\log n(X)/n(H)$ para os 3 processos mencionados em função do número de massa, sendo o processo-s representado pelos círculos cheios, o processo-r pelas cruzes e o processo-p pelos círculos vazios. Os símbolos estão ligados por linhas para facilitar a leitura. No sistema solar, são produzidos principalmente pelo processo-s os elementos Y ($Z = 39$, 89%), Ba ($Z = 56$, 89%), Sr ($Z = 38$, 86%), Zr ($Z = 40$, 80%), La ($Z = 57$, 75%) e Ce ($Z = 58$, 77%). Pelo processo-r são produzidos os elementos Eu ($Z = 63$, 97%), Dy ($Z = 66$, 88%) e Sm ($Z = 62$, 70%). Divididos igualmente entre os dois processos estão os elementos Rb ($Z = 37$), Pr ($Z = 59$) e Nd ($Z = 60$).

EXERCÍCIOS

- 3.1 Mostre que a energia produzida por grama de matéria pela conversão de H em He corresponde aproximadamente a 70% do total das reações de fusão nuclear em estrelas semelhantes ao Sol. Admita que estas reações ocorrem até a fusão do ^{56}Fe e considere que na conversão de H em He a energia liberada por grama é $\Delta E/g \simeq 6.4 \times 10^{18}$ erg/g.
- 3.2 Na formação de ^{12}C pelo processo triplo- α (eq. 3.20), a massa do ^8Be é maior que a massa dos dois núcleos de ^4He . A energia necessária para

a reação ocorrer é de 91.8 keV. Qual é a diferença entre as massas dos núcleos envolvidos na reação?

- 3.3 Use as massas e tempos na sequência principal dados pela tabela 3.1 e obtenha um ajuste polinomial de segunda ordem da forma $\log t_{sp} = a + b \log M + c (\log M)^2$, onde t_{sp} está em anos e M em massas solares. Compare as constantes a , b , c determinadas com valores mais precisos determinados por Bahcall e Piran (1983), que são $a = 10.03$, $b = -3.56$ e $c = 1.0$.
- 3.4 Considere a ejeção de ^{16}O pelas supernovas de tipo II de acordo com os dados relacionados na tabela 3.3. Adotando uma produção média de ^{16}O de $2 M_{\odot}$ por estrela, e supondo uma taxa de uma supernova a cada 100 anos durante 10 Ganos, qual seria a abundância de ^{16}O por massa devida a esse processo, $Z(\text{O})$? Considere a massa total da Galáxia como $M_G \sim 10^{11} M_{\odot}$. Compare seu resultado com o valor de $Z(\text{O})$ obtido a partir da abundância solar $\epsilon(\text{O}) = 8.7$.
- 3.5 Admita que 65% da abundância de Fe no Sistema Solar foram produzidos por supernovas de tipo Ia, e 35% pelas supernovas de tipo II. Qual é a abundância relativa que foi produzida pelas supernovas de tipo II medida por número de átomos, $n_{\text{Fe}}/n_{\text{H}}$?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BURBIDGE, E. M., BURBIDGE, G. R., FOWLER, W. A. & HOYLE, F. 1957, *Rev. Mod. Phys.* vol. 29, p. 547.
Artigo clássico com os fundamentos da nucleossíntese estelar.
- CLAYTON, D. D. 1984, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*, University of Chicago Press, Reprint edition.
Texto clássico de evolução estelar, em nível avançado.
- KARAKAS, A. 2010, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 403, p. 1413. Ver também Karakas, A., Lattanzio, J.C. 2007, *Publications Astron. Soc. Australia* vol. 24, p. 103; van den Hoek, L.B., Groenewegen, M.A.T. 1997, *Astron. Astrophys. Suppl.* vol. 123, p. 305; Marigo, P. 2001, *Astron. Astrophys.* vol. 370, p. 194; Renzini, A., Voli,

M. 1981, *Astron. Astrophys.* vol. 94, p. 175; Campbell, S.W., Lattanzio, J.C. 2008, *Astron. Astrophys.* vol. 490, p. 769.

Referências para os *yields* em estrelas de massa pequena ou intermediária.

KIPPENHAHN R., WEIGERT A., WEISS, A. 2012, *Stellar structure and evolution*, 2a. ed. Springer.

Texto completo e atualizado de evolução estelar.

MACIEL, W. J. 1999, *Introdução à estrutura e evolução estelar*, Edusp. Reedição 2018. Edição em inglês: *Introduction to stellar structure*, Springer, 2015.

Uma introdução acessível ao estudo da estrutura estelar.

MATTEUCCI, F. 2012, *Chemical evolution of galaxies*, Springer.

Texto básico sobre evolução química da Galáxia, com um resumo dos principais processos de nucleossíntese.

PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed.

Texto avançado de evolução química, com uma boa discussão dos principais processos de nucleossíntese. As tabelas 3.1 a 3.4 são baseadas em dados desta referência.

ROLFS, C. E., RODNEY, W. S. 2005, *Cauldrons in the cosmos*, Univ. of Chicago Press.

Uma discussão acessível sobre os os principais processos de astrofísica nuclear.

RYAN, S. G., NORTON, A. J. 2010, *Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, Cambridge University Press.

Interessante introdução à física estelar e nucleossíntese em linguagem acessível. A figura 3.9 é baseada em dados desta referência.

TINSLEY, B. M. 1980, *Evolution of Stars and Gas in Galaxies, Fund. Cosm. Phys.* vol. 5, p. 287.

Artigo seminal com os principais conceitos envolvendo a evolução química da Galáxia.

WOOSLEY, S. E. 1986, *16th SAAS-FEE*, ed. B. Houck, A. Maeder, G. Meynet. Ver também Woosley, S.E., Weaver, T.A. 1995, *Astrophys. J.* vol. 101, p. 181 (WW); Thielemann, F.K., Nomoto, K., Hashimoto, M. 1996. *Astrophys. J.* vol. 460, p. 408 (TNH); Langer, N., Henkel, C. 1995, *Sp. Sci. Rev.* vol. 74, p. 343 (LH); Nomoto, K., Kobayashi, C., Tominaga, N. 2013, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 51, p. 457; Talbot, R.J., Arnett, D.W. 1973, *Astrophys. J.* vol 186, p. 69.

Referências para a determinação de *yields* de estrelas massivas.

NUCLEOSSÍNTESE INTERESTELAR

4.1 INTRODUÇÃO

Vimos no capítulo 2 que os isótopos D, ^3He , ^4He e ^7Li são formados basicamente pela nucleossíntese primordial, cerca de 3 minutos após o Big Bang. De modo geral, os elementos leves são destruídos pelas reações nucleares que ocorrem no interior das estrelas, com exceção do ^4He , que é sintetizado a partir do H, de modo que sua abundância tende a aumentar com a evolução galáctica. Assim, o principal processo de formação desses elementos, após o Big Bang, é a chamada nucleossíntese interestelar, que inclui essencialmente os processos de espalação (*spallation*), pelos quais a interação dos raios cósmicos com o gás interestelar produz os elementos leves Li, Be, B. Reações de espalação podem também ocorrer na superfície de estrelas ou em sua vizinhança, por meio de interações com partículas energéticas produzidas na própria estrela. Neste capítulo, vamos estudar os principais processos de formação desses elementos no espaço interestelar.

4.2 PRODUÇÃO DOS ELEMENTOS LEVES

A produção dos elementos leves, como Li, Be e B não é estritamente um processo de nucleossíntese estelar, acreditando-se que estes elementos sejam

produzidos essencialmente pelo processo de espalação (*spallation*) no meio interestelar. Vamos considerar brevemente alguns fatos associados à produção destes elementos.

Examinando as abundâncias observadas no sistema solar (ver figura 1.8), observamos que as abundâncias destes elementos leves são muito baixas, o que reflete o fato de que eles não são geralmente produzidos pelas reações de queima hidrostática, sendo destruídos em temperaturas acima de $\sim 10^6$ K. Vimos que os isótopos ^2H , ^3He , ^4He e ^7Li podem ser produzidos pela nucleossíntese primordial, mas os demais isótopos ^6Li , parte do ^7Li , ^9Be , ^{10}B e ^{11}B são produzidos predominantemente pelas reações de espalação no meio interestelar, um processo às vezes chamado de *processo-x*. A espalação consiste principalmente na fragmentação de núcleos pesados que compõem os raios cósmicos durante as colisões com os átomos do gás interestelar. Inversamente, núcleos mais leves podem colidir com elementos pesados do gás interestelar, formando também por fragmentação elementos leves como Li, Be e B. Por exemplo, o ^{11}B pode ser formado por



Este processo foi proposto inicialmente por Reeves et al. (1970), os quais atribuíram a formação de Li, Be e B à fragmentação de C, N, O, Mg, Si, e Fe.

As seções de choque para a espalação de elementos do grupo C, N, O, por núcleos com energias na faixa de algumas dezenas de MeV até cerca de 100 GeV são da ordem de 5 – 50 mb [1 mb = 10^{-31} m² = 10^{-27} cm²]. Os espectros de energia dos raios cósmicos são razoavelmente conhecidos, com fluxos na faixa de $10^{-1} - 10^{-4}$ partículas s⁻¹ m⁻² sr⁻¹ (MeV/nucleon)⁻¹.

A propagação dos raios cósmicos pode ser descrita pelo modelo da “caixa furada” (*leaky box*). Neste modelo, as fontes de raios cósmicos estão uniformemente distribuídas pelo disco galáctico. Os raios cósmicos, em sua propagação pelo disco, sofrem vários processos físicos, como espalhamento pelos elétrons, reações de espalação, escape para fora do disco e decaimento radioativo. A partir da equação de transporte para os raios cósmicos, levando em conta estes efeitos, obtem-se uma estimativa para o fluxo de partículas energéticas consistente com as observações. A escala de tempo de escape da “caixa furada” é $\tau \sim 10^7$ ano = 3×10^{14} s. Tomando uma partícula energética com $E \sim 1$ GeV, $\bar{v} \sim 0.3c$ e $\sigma \sim 10^{-25}$ cm². Usando (3.44), obtemos para a densidade do gás $n \sim (\tau\sigma\bar{v})^{-1} \sim [(3 \times 10^{14})(10^{-25})(9 \times 10^9)]^{-1} \sim 4$ cm⁻³, que é um valor típico para uma nuvem interestelar. As abundâncias previstas

são aproximadamente $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-10}$, $\text{Be}/\text{H} \sim 10^{-11}$ e $\text{B}/\text{H} \sim 10^{-10}$, também consistentes com as observações, embora exista alguma controvérsia sobre a evolução das abundâncias do Li na Galáxia, como foi visto no capítulo 2.

4.3 RAIOS CÓSMICOS

Os raios cósmicos são partículas relativísticas de alta energia, tipicamente $E \sim 10^6 - 10^{20}$ eV ($1 \text{ eV} = 1.62 \times 10^{-12}$ erg), que atravessam grandes regiões do espaço, podendo chegar até nós. Esses são raios cósmicos secundários, pois são produzidos na própria atmosfera pelas interações nucleares com aquelas partículas vindas de fora do Sistema Solar, que são os raios cósmicos primários.



Figura 4.1 - Observatório Auger, Argentina.

A primeira observação dos raios cósmicos foi feita em 1912 por Hess. Subindo em um balão a uma altura de 5000 m, ele verificou que a intensidade da radiação que descarregava um eletroscópio aumentava com a altitude. Com o desenvolvimento das técnicas de detecção, em especial o uso de balões, foguetes e satélites, o conhecimento sobre os raios cósmicos aumentou sensivelmente, tornando-os importantes na física de partículas para o estudo de reações nucleares de alta energia. Com o advento dos grandes aceleradores, o interesse nos raios cósmicos transferiu-se para a astrofísica de altas energias, juntamente com a radiação X e γ . Mais recentemente, detectores espalhados

por uma grande área no solo têm produzidos resultados especialmente interessantes com relação aos raios cósmicos de alta energia, como o Observatório Auger, localizado na Argentina. (figura 4.1).

Os raios cósmicos consistem essencialmente de núcleos pesados, como prótons, núcleos de hélio (partículas α), etc., além de uma componente eletrônica (elétrons, pósitrons). Enquanto que as partículas secundárias podem ser detectadas no solo, as primárias o são acima da atmosfera, onde o fluxo observado é de algumas partículas por centímetro quadrado por segundo. Além das observações feitas em nossa Galáxia, os raios cósmicos podem ser observados em outras galáxias, como M51, por meio da emissão síncrotron, produzida essencialmente pela componente eletrônica.

A distribuição das abundâncias e composição química dos raios cósmicos está mostrada esquematicamente na figura 4.2, em uma escala onde a abundância do Si é igual a 100.

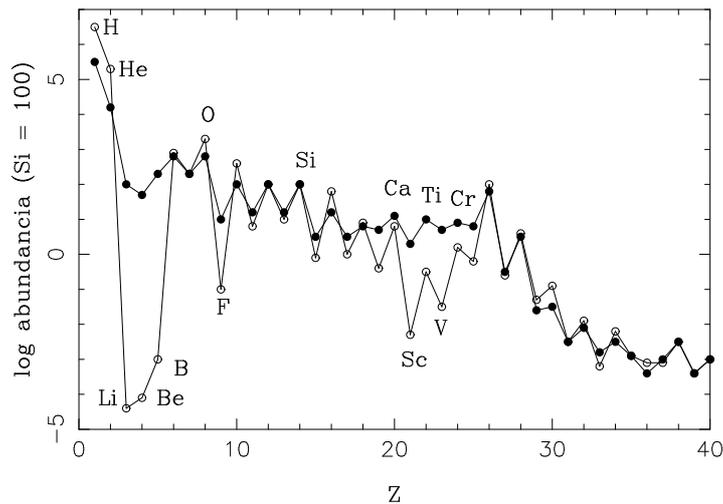


Figura 4.2 - Composição química dos raios cósmicos (círculos cheios) e solar (círculos vazios).

Nesta figura, a composição dos raios cósmicos é mostrada pelos círculos cheios, e a composição química “cósmica”, ou seja, do sistema solar, como vimos na figura 1.8, é mostrada pelos círculos vazios. Vemos que nesta escala a abundância de H nos raios cósmicos é de aproximadamente $10^{5.5} \simeq 3.16 \times 10^5$, ou seja, $n_{Si}/n_H \simeq 3.14 \times 10^{-4}$ e $\epsilon(\text{Si})_{RC} \simeq 8.5$. Em contraposição, nesta escala a abundância de H solar é de $10^{6.5} \simeq 3.16 \times 10^6$, ou seja, $n_{Si}/n_H \simeq 3.14 \times 10^{-5}$ e $\epsilon(\text{Si})_S \simeq 7.5$, em bom acordo com a tabela 1.2. De modo

geral as curvas são semelhantes, mas os raios cósmicos têm um excesso de elementos leves, como Li, Be e B, além dos núcleos com número atômico Z entre 15 e 24, (Ca, Ti, Cr), aproximadamente. Elementos com $Z > 30$ foram também descobertos, indicando que praticamente toda a tabela periódica está representada na radiação cósmica.

Vamos considerar um feixe de raios cósmicos de intensidade I_i , definida como o número de partículas do tipo i propagando-se em uma certa direção por unidade de área perpendicular à direção de observação, por unidade de tempo e por unidade de ângulo sólido. O fluxo dessas partículas é

$$F_i = \int I_i \cos \theta \, d\omega \quad (4.2)$$

onde θ é o ângulo entre a normal à área e a direção da velocidade da partícula e $d\omega$ é o elemento de ângulo sólido (figura 4.3). Em um campo de radiação isotrópico a concentração de partículas com velocidade v é dada por

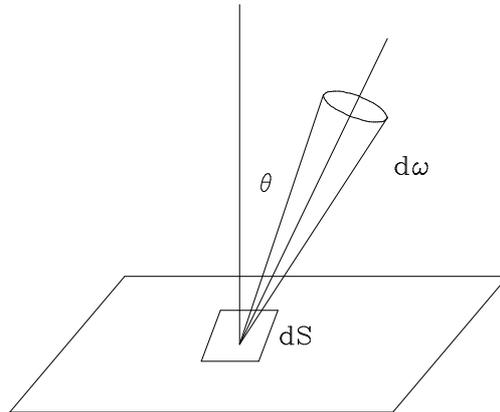


Figura 4.3 - Geometria para a definição do fluxo dos raios cósmicos.

$$n_i = \frac{4 \pi I_i}{v_i} \quad (4.3)$$

Em geral as partículas têm uma distribuição de energia, definindo-se $I_i(E) dE$ como a intensidade de partículas de tipo i com energias entre E e $E + dE$. A intensidade de partículas com energia total $E > E_0$, ou seja, o espectro de energia, é dada por

$$I_i(E > E_0) = \int_{E_0}^{\infty} I_i(E) dE \quad (4.4)$$

que é o chamado espectro diferencial. No caso isotrópico, sendo m_i a massa das partículas,

$$n_i(E > E_0) = 4 \pi \int_{E_0}^{\infty} \frac{I_i(E) dE}{v_i(E)} \quad (4.5)$$

A energia total é

$$E = E_c + m_i c^2 = \frac{m_i c^2}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}} \quad (4.6)$$

e

$$v_i(E) = c \left[1 - \left(\frac{m_i c^2}{E} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.7)$$

A densidade de energia cinética E_c para o caso isotrópico é

$$\omega_i = \int E_c n_i(E) dE = 4 \pi \int E_c I_i(E) dE v^{-1} \quad (4.8)$$

Para núcleos de número de massa A usa-se em geral a energia por nucleon $\epsilon = E/A$ e também $\epsilon_c = E_c/A$. Essas expressões são válidas para campos isotrópicos. Havendo alguma anisotropia, esta pode ser definida por

$$\delta = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m} \quad (4.9)$$

onde I_M e I_m são as intensidades máxima e mínima de partículas observadas em direções diferentes. Valores estimados para a anisotropia estão geralmente abaixo de $\delta \sim 0.01$, podendo ser muito menores que este valor para energias baixas.

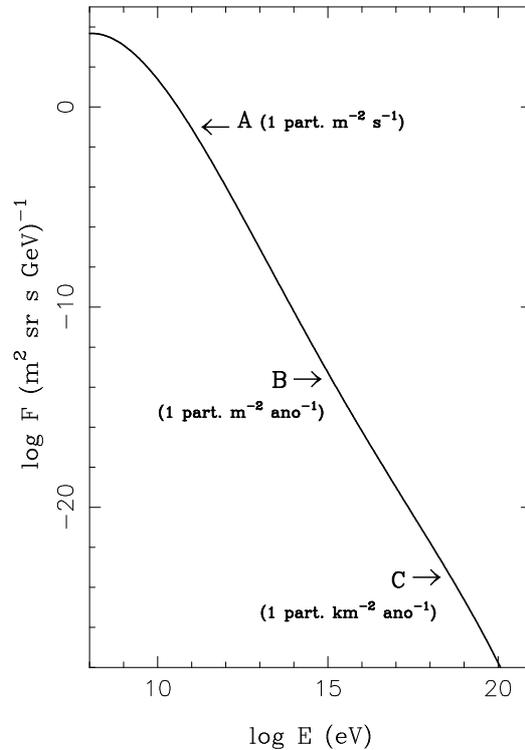


Figura 4.4 - Espectro de energia dos raios cósmicos. (S. Swordy, U. Chicago)

O espectro de energia dos raios cósmicos tem sido medido ao longo dos anos, estendendo-se até energias muito altas, como mostrado na figura 4.4. O gráfico mostra o fluxo de raios cósmicos que chegam na Terra em função da sua energia. Podemos notar que o fluxo de partículas diminui fortemente com o aumento da energia, seguindo aproximadamente uma curva onde o fluxo é proporcional à E^{-3} . Mais detalhadamente, o fluxo apresenta um “joelho” em energias aproximadamente de 10^{15} eV (ponto B) e um “cotovelo” em cerca de 10^{18} eV (ponto C). Estas características estão provavelmente ligadas à origem dos raios cósmicos, um problema ainda em aberto, principalmente para os raios cósmicos de energia ultra-alta, acima de 10^{19} eV. Na região abaixo de 10^8 eV o espectro é afetado pelo campo magnético solar, o que é conhecido como modulação solar. Abaixo de cerca de 10^{10} eV os raios cósmicos são principalmente oriundos de explosões solares. Este efeito varia com o nível de atividade do Sol. Acima deste valor e abaixo de cerca de 10^{15} eV essas partículas vêm provavelmente de explosões de supernovas na Galáxia e choques envolvendo restos de supernovas. Por outro lado, no extremo de maior energia, acima de

10^{19} eV, o fluxo é muito baixo, abaixo de uma partícula por km^2 por ano e somente medidas mais recentes têm sido capazes de medir este fluxo com precisão. Nas demais regiões de alta energia do espectro de raios cósmicos, sua origem é pouco clara, podendo incluir processos galácticos para as energias mais baixas e processos extragalácticos para as energias mais altas.

De modo geral, partículas de energia muito alta atravessando a atmosfera produzem “chuveiros” que podem ser observados. O espectro observado é um espectro não térmico, geralmente associado a uma lei de potência, da forma

$$I(E) = \text{constante } E^{-\gamma} \quad (4.10)$$

onde γ é o índice espectral, que pode ser diferente para diferentes intervalos de energia. Vimos que um valor médio, válido para energias abaixo de 10^7 GeV/nucleon, seria $\gamma \simeq 3$, mas trabalhos mais detalhados sugerem um índice entre 2.7 e 3.3.

Embora a densidade de partículas cósmicas seja muito pequena, a densidade de energia contida nos raios cósmicos é de 10^{-12} erg/cm³ ou 1 eV/cm³, da mesma ordem daquela do meio interestelar, como ocorre com o campo magnético galáctico. Este fato sugere uma troca de energia entre esses componentes, estabelecendo um certo equilíbrio.

Idéias sobre a origem dos raios cósmicos estão geralmente ligadas à sua anisotropia. Os valores médios observados são $\delta \sim 10^{-4}$ para energias da ordem de 10^{11} eV, $\delta < 10^{-3}$ para energias da ordem de 10^{14} eV, e $\delta \sim 10^{-2}$ para energias mais altas. Como vimos, alguns dos raios cósmicos são produzidos no próprio Sol, em especial os de energia mais baixa, mas essa fonte não pode ser aplicada à maior parte da radiação cósmica observada, pois não seria possível explicar a baixa anisotropia observada nem sua composição química. As principais fontes são então as supernovas, a região do núcleo da Galáxia, estrelas eruptivas, ventos de estrelas massivas e fontes extragalácticas, como galáxias, núcleos ativos e quasares. A polêmica entre a origem galáctica e extragaláctica parece não ter tido vencedores, pois muitos processos físicos diferentes atuando em regiões diferentes podem produzir essas partículas. De modo geral, em baixas energias a origem é predominantemente galáctica, enquanto que para energias acima de 10^{17} eV por partícula, a origem é extragaláctica. Independente de sua origem, a aceleração dos raios cósmicos deve estar ligada a eventos muito energéticos, como as ondas de choque produzidas nas explosões de supernovas ou em remanescentes de supernovas.

4.4 ORIGEM DE LI, BE, B: REEVES ET AL. (1970)

Neste trabalho clássico, Reeves et al. (1970) sugerem que processos de alta energia envolvendo a ação de raios cósmicos sobre o meio interestelar são responsáveis pelos elementos Li, Be e B presentes nas atmosferas estelares e no sistema solar. Os autores partiram da hipótese de que as razões de abundâncias derivadas desses elementos devem estar associadas com processos de alta energia, como as reações de espalação, em contraposição às reações termonucleares, de baixa energia. Esta conclusão é obtida considerando a energia necessária para obter os elementos leves a partir de prótons acelerados, o que requer uma eficiência extremamente alta nas estrelas. Esses processos energéticos poderiam estar associados aos raios cósmicos, em sua passagem através da Galáxia, ou em sua origem, que poderia ocorrer em explosões de supernovas ou em pulsares. Os raios cósmicos sofrem o efeito da modulação solar, o que deve ser levado em conta na estimativa de seus fluxos de energia. Foram considerados três intervalos de energia para os raios cósmicos, segundo os fluxos observados, (i) $E < 5 \text{ MeV/nucleon}$, (ii) $E \sim 5 - 30 \text{ MeV/nucleon}$, (iii) $E > 30 \text{ MeV/nucleon}$. De acordo com Reeves et al. (1970), a abundância de Li estaria associada com a região de mais alta energia, enquanto que o B seria produzido pelos raios cósmicos da região de energia intermediária.

Diversas reações poderiam dar origem ao Li, envolvendo colisões de prótons ou partículas α (núcleos de He) com átomos de C, N, O, ou ainda com partículas mais pesadas. São consideradas as colisões de partículas incidentes leves com átomos mais pesados do meio interestelar, e também o processo inverso, em que núcleos mais pesados interagem com o H interestelar. O destino final dos elementos leves produzidos é diferente em cada caso, no que se refere à termalização de sua energia com os átomos do meio interestelar. As seções eficazes de interação para estas reações seriam da ordem de 30 a 100 mb, com médias de 50 mb e 20 mb para as regiões (ii) e (iii), respectivamente.

A taxa de formação de átomos de Li por segundo por átomo de H interestelar é escrita na forma

$$\frac{d(\text{Li}/\text{H})}{dt} = f(\phi_p, \phi_\alpha, \phi_M, \text{H}, \text{He}, \text{M}, f, \sigma) \quad (4.11)$$

onde $\phi_p, \phi_\alpha, \phi_M$ são os fluxos de partículas cósmicas integradas em energia para os prótons, partículas α e metais (C, N, O, etc.) ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$); H, He e M são as densidades de átomos de H, He e metais (C, N, O, Ne, Mg, Si e o grupo do Fe), $f(i + j)$ é um fator que descreve a fração de núcleos leves gerados

no processo envolvendo as partículas ($i + j$), que alcançam as velocidades térmicas do gás na Galáxia, e que depende do espectro de energia dos raios cósmicos; $\sigma(i+j)$ é a seção de choque correspondente (cm^2). Com medidas dos fluxos de raios cósmicos disponíveis na época, Reeves et al. (1970) obtiveram $f(M + p) \simeq 0.2$ e $f(\alpha + \alpha) \simeq 0.4$. Nesse caso, a taxa de produção de Li é $d(\text{Li}/\text{H})/dt \simeq 7 \times 10^{-28} \text{ s}^{-1}$. Com este valor já podemos ter uma idéia da abundância de Li, obtida por $\text{Li}/\text{H} \sim d(\text{Li}/\text{H})/dt \times T_G \sim 4 \times 10^{-10}$, onde $T_G \sim 13$ Gano é a idade da Galáxia. Este valor é um pouco menor que os valores observados, que são da ordem de 10^{-9} , como vimos no capítulo 2 e na tabela 1.2.

Uma vez que as estrelas destroem o Li pelas reações nucleares, sua abundância deve ser considerada nas estrelas jovens, como as T Tauri. Nesse caso, a abundância requerida é $\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-9}$, e o fluxo integrado $\int \phi_p dt \sim 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Considerando a idade da Galáxia como $T_G \sim 13$ Gano, o fluxo médio integrado na idade da Galáxia seria $\int \phi_p dt/T_G \sim 12 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Valores mais recentes indicam o intervalo de 5 a $40 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para o fluxo de prótons com energia acima de 30 MeV. Este valor corresponde aproximadamente ao fluxo local observado na época do mínimo solar, a menos de um fator da ordem de 3. A análise para o Be produz resultados semelhantes. Para o B, Reeves et al. (1970) obtêm uma equação semelhante à (4.11) e a consideração das seções de choque e fluxo de raios cósmicos leva a um fluxo menor ou da ordem de $5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para a região de energia intermediária, um pouco abaixo do obtido para o Li. As diferenças entre os fluxos seriam explicadas segundo três diferentes efeitos, (i) modulação solar, (ii) não homogeneidade das regiões de fluxo alto de raios cósmicos e (iii) variações temporais do fluxo de raios cósmicos.

No caso do D e do ^3He , a análise de Reeves et al. (1970) mostra que a interação dos raios cósmicos galácticos com o gás interestelar produz esses isótopos pela interação de prótons com núcleos de He na região de energias altas. O fluxo necessário para produzir uma abundância de Li da ordem de 10^{-9} também é capaz de produzir $\text{D}/\text{H} \sim 3 \times 10^{-7}$ e $^3\text{He}/^4\text{He} \sim 3 \times 10^{-6}$. O valor do sistema solar na época era $\text{D}/\text{H} \sim 1.6 \times 10^{-4}$, portanto alto demais para ser produzido pelos raios cósmicos. Portanto, o D seria produzido pela nucleossíntese primordial, como visto no capítulo 2, o mesmo ocorrendo com o ^3He . Reeves et al. (1970) ainda discutem a razão isotópica $^7\text{Li}/^6\text{Li}$, que havia sido medida em estrelas, com valores entre 2 e 10. No sistema solar (Terra e meteoritos) este valor era de 12.5. O ^6Li pode ser preferencialmente destruído nas estrelas pela fusão termonuclear na fase pré sequência principal e na sequência principal, mas é mais difícil explicar este processo na zona

convectiva do Sol. Não havia na época uma explicação satisfatória para esta questão, o que permanece verdadeiro ainda hoje.

4.5 RESULTADOS MAIS RECENTES

Uma revisão dos processos de origem dos elementos leves Li, Be e B pela ação dos raios cósmicos e sua posterior evolução foi apresentado por Prantzos (2009). Nesse caso, a taxa de produção dos elementos leves é escrita como uma equação semelhante a (4.11) em função dos fluxos de raios cósmicos ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) (prótons, partículas α , núcleos C, N, O), das abundâncias desses núcleos no meio interestelar, e das seções de choque médias (cm^2) para as reações de espalação. Esta equação contém um termo que considera os prótons e partículas α que colidem com os núcleos de C, N, O do meio interestelar, que é o “termo direto”; um termo que leva em conta os núcleos de C, N, O energéticos que são fragmentados por prótons e partículas α do meio interestelar, que é o “termo reverso”, e um terceiro termo que leva em conta as reações de fusão por espalação, que afeta apenas os isótopos do Li.

Usando valores atuais para essas quantidades, que incluem um fluxo da ordem de 10 prótons por cm^2 por segundo, seções de choque da ordem de 10^{-26}cm^2 , e as abundâncias interestelares de C, N, O da ordem de 10^{-3} por número de átomos, e integrando em uma escala de tempo de vida da Galáxia da ordem de 10^{10} anos, obtém-se um valor da ordem de 2×10^{-11} para a abundância do Be por número de átomos, que é aproximadamente o valor meteorítico (pré-solar) $\epsilon(\text{Be}) \simeq 1.3$, semelhante ao valor fotosférico dado na Tabela 1.2.

4.6 ELEMENTOS LEVES E METALICIDADE

O valor obtido para a abundância de Be corresponde aproximadamente a uma metalicidade solar, $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq 0$. Pode ser obtida uma correlação entre Be/H e $[\text{Fe}/\text{H}]$ na forma

$$\log \frac{n_{\text{Be}}}{n_{\text{H}}} \simeq A + B [\text{Fe}/\text{H}] \quad (4.12)$$

onde as constantes são aproximadamente $A = -10.6$ e $B = 1.0$. Estes valores podem ser usados para concluir se o Be observado é primário ou secundário,

isto é, se é produzido a partir da composição original ou de elementos já sintetizados. No primeiro caso, a inclinação da relação entre $\text{Be}/\text{H} \times [\text{Fe}/\text{H}]$ deve ser mais baixa, da ordem da unidade, como encontrado acima, enquanto que na produção secundária a inclinação é maior, da ordem de $B = 2$. Para a correlação entre Be e $[\text{Fe}/\text{H}]$ os dados observacionais ajustam-se melhor à primeira opção, o que não corre para a correlação de Be com O/H. Este fato leva a algumas conclusões importantes sobre a composição química dos raios cósmicos galácticos, em particular eles devem ter uma metalicidade aproximadamente constante.

Resultados satisfatórios são também obtidos para o ${}^6\text{Li}$ e ${}^{10}\text{B}$. Entretanto, as razões ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ e ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B}$ ainda são menores de acordo com o modelo dos raios cósmicos em comparação com os valores dos meteoritos. A razão ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} \simeq 2$ nos raios cósmicos galácticos, e da ordem de 12 nos meteoritos, essencialmente os mesmos valores mencionados no trabalho clássico de Reeves et al. Já a razão ${}^{11}\text{B}/{}^{10}\text{B} \simeq 2.5$ nos raios cósmicos e da ordem de 4 nos meteoritos. Aparentemente, fontes adicionais são necessárias, como por exemplo a produção de parte do ${}^7\text{Li}$ nos envelopes de estrelas AGB ou em novas, ou parte do ${}^{11}\text{B}$ em supernovas, em um processo de espalação induzido por neutrinos. Em ambos os casos há incertezas consideráveis nos *yields*, de modo que os resultados observacionais acabam sendo usados para delimitar os seus valores. No segundo processo, parte dos neutrinos produzidos na explosão de uma supernova produz ${}^{11}\text{B}$ pela espalação dos núcleos de ${}^{12}\text{C}$ localizados na camada de carbono do envelope estelar. Nesse caso, os *yields* necessários também não são bem conhecidos, o que introduz uma incerteza considerável na aplicação do processo. A razão B/H está também correlacionada com a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ observacionalmente, e os resultados sugerem que o B é essencialmente primário.

O caso do Li é particularmente interessante. Há muitos anos acredita-se que a abundância de Li é aproximadamente constante em estrelas de baixa metalicidade do halo, formando o chamado “plateau de Spite”, segundo o trabalho de Spite e Spite (1982). Resultados mais recentes sugerem que o plateau pode ocorrer para valores intermediários da metalicidade, ou seja, $-2.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < -1$, aproximadamente, mas objetos ainda mais pobres em metais podem ter abundâncias de Li ainda mais baixas.

Nesse caso, a abundância de Li para metalicidades muito baixas seria essencialmente o valor primordial. Entretanto, resultados do modelo padrão do Big Bang e da nucleossíntese primordial, como vimos no capítulo 2, sugerem valores maiores por um fator da ordem de 2 ou 3. Neste caso, note-se que

$\epsilon(\text{Li}) = \log(\text{Li}/\text{H}) + 12 = 2.66$, de modo que $\log(\text{Li}/\text{H}) = -9.34$. Este é ainda um problema em aberto, podendo ser atribuído a incertezas no modelo do Big Bang, ou por uma eventual depleção do Li nas estrelas de baixa metalicidade.

4.7 OUTRAS FONTES DE ELEMENTOS LEVES

Além da produção do ${}^7\text{Li}$ pelos raios cósmicos, outras fontes têm sido consideradas, como o resultado da nucleossíntese primordial, como vimos, e fontes estelares. Estas incluem (i) estrelas AGB, em que há evidências observacionais de produção de Li, (ii) novas, como resultado da queima explosiva de H, e (iii) supernovas, pela nucleossíntese induzida por neutrinos (ν -induced nucleosynthesis). As fontes (i) e (ii) requerem mais tempo para operar em comparação com as supernovas e raios cósmicos, sendo portanto fontes “atrasadas” de Li. Uma estimativa da ação das diferentes fontes de Li está mostrada na figura 4.5 em função da metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$.

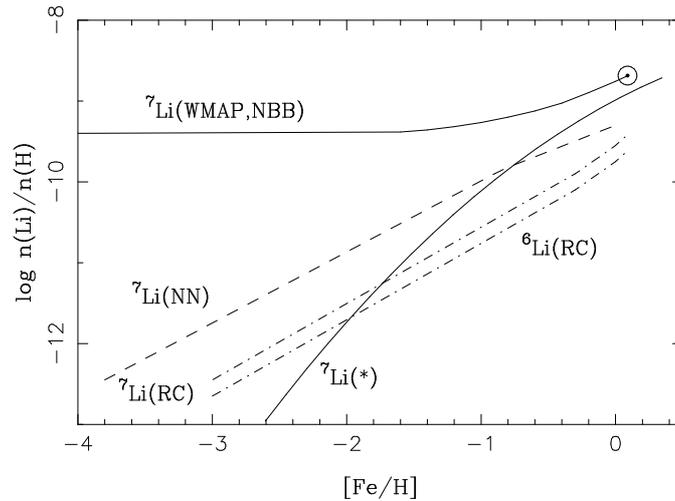


Figura 4.5 - Contribuição de diferentes fontes para as abundâncias de Li.

Nesta figura, a linha sólida superior (WMAP, NBB) mostra a abundância total de Li, e separadamente as contribuições para a formação de ${}^7\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$ pelos raios cósmicos galácticos (RC), e a formação de ${}^7\text{Li}$ nas estrelas (asterisco) e pela nucleossíntese induzida por neutrinos (NN). A variação de ${}^6\text{Li}$ com $[\text{Fe}/\text{H}]$ não é bem estabelecida, mas com um valor médio da ordem de ${}^6\text{Li}/\text{H} \simeq 1.0 \times 10^{-11}$ e ${}^7\text{Li}/\text{H} \simeq 1.2 \times 10^{-10}$, temos ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} \simeq 12$, enquanto

que o valor obtido para esta razão a partir dos raios cósmicos galácticos é da ordem de 2, reforçando a necessidade de fontes adicionais de ${}^7\text{Li}$.

${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ e ${}^{11}\text{B}$ têm pequenas barreiras coulombianas, sendo facilmente destruídos no interior das estrelas, em temperaturas abaixo de alguns milhões de kelvins. Por outro lado, a nucleossíntese do Big Bang produz apenas quantidades pequenas desses isótopos, de modo que sua produção por espalação no meio interestelar é mais provável. Como vimos na figura 4.2, as abundâncias de Li, Be, B nos raios cósmicos é muito maior que as abundâncias no Sistema Solar.

As seções de choque para produção de Li, Be, B por espalação de prótons incidentes em núcleos de ${}^{12}\text{C}$ no meio interestelar varia de 1 a 100 mb para energias no intervalo de 30 a 2000 MeV/núcleon, aproximadamente. As seções de choque decrescem na sequência B, Li, B, que é a mesma ordem observada nas abundâncias nos raios cósmicos mostradas no painel esquerdo. No Sistema Solar, o Li é mais abundante, uma vez que sua formação ocorre por pelo menos três processos envolvendo a nucleossíntese do Big Bang, os raios cósmicos e as estrelas.

Vamos considerar a expressão 4.11 na forma

$$\frac{d(n_i/n_H)}{dt} = \sum_{jk} F_j \sigma_{jk} \frac{n_k}{n_H} P_i \quad (4.13)$$

onde n_i/n_H é a abundância do elemento i (por exemplo Be) relativa ao H, F_j é o fluxo de raios cósmicos do tipo j (por exemplo prótons) ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), σ_{jk} é a seção de espalação (cm^2), n_k/n_H é a abundância da partícula k , e P_i é a probabilidade que o elemento produzido permaneça no meio interestelar. Por exemplo, jk podem ser prótons ou partículas α e núcleos CNO. Tomando valores médios $F_p \simeq 10 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para os prótons, $\sigma_p \sim 5 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$, $n_{\text{CNO}}/n_H \sim 10^{-3}$, e $P \sim 1$, obtemos no caso do Be

$$\frac{d(\text{Be}/\text{H})}{dt} \sim (10) (5 \times 10^{-27}) (10^{-3}) (1) \sim 5 \times 10^{-29} \text{ s}^{-1} \quad (4.14)$$

Integrando em uma escala de tempo da ordem da idade da Galáxia, $T_G \sim 10^{10}$ anos, temos

$$\frac{n_{\text{Be}}}{n_H} \sim \frac{d(\text{Be}/\text{H})}{dt} T_G \sim (5 \times 10^{-29}) (10^{10}) (3 \times 10^7) \sim 2 \times 10^{-11} \quad (4.15)$$

Vemos da tabela 1.2 que $\epsilon(\text{Be}) \simeq 1.38$, ou seja,

$$\frac{n_{\text{Be}}}{n_{\text{H}}} \sim 10^{1.38-12} \sim 2.4 \times 10^{-11} \quad (4.16)$$

de modo que há um bom acordo entre as duas estimativas.

EXERCÍCIOS

- 4.1 Considere que o B é formado pela interação de prótons cósmicos com núcleos de CNO interestelares. A seção de choque para este processo é $\sigma = 6.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ e a abundância de CNO é $n_{\text{CNO}}/n_{\text{H}} \sim 10^{-3}$. Suponha que todos os átomos formados permanecem no meio interestelar. Qual deve ser o fluxo de prótons para reproduzir a abundância de B dada na Tabela 1.2?
- 4.2 O “joelho” da Figura 4.4 ocorre para energia $E \sim 10^{15} \text{ eV}$. Use os dados do gráfico e mostre que o fluxo corresponde a cerca de uma partícula por m^2 por ano.
- 4.3 Um próton cósmico pode alcançar energias da ordem de 10^{14} MeV . Mostre que esta energia corresponde à energia cinética de uma bola de tênis de massa 50 g viajando a 90 km/h.
- 4.4 As estrelas pobres em metais G64-12, HD19445 e G153-21 tem abundâncias $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.45, -2.10, -0.39$ e $\epsilon(\text{Be}) = -1.43, -0.48, -1.03$, respectivamente. Com base na correlação entre as abundâncias de Be e $[\text{Fe}/\text{H}]$, pode-se concluir que o Be é primário ou secundário?
- 4.5 Com base nos resultados mostrados na figura 4.5, qual seria a contribuição da nucleossíntese do Big Bang (NBB) para a formação de Li para $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BIETENHOLZ, W. 2013, *The most powerful particles in the Universe: a cosmic smash*, arXiv:1305.1346.

Uma interessante revisão dos estudos sobre os raios cósmicos em linguagem acessível.

MENEGUZZI, M., AUDOUZE, J., REEVES, H. 1971, *The production of the elements Li, Be, B by galactic cosmic rays in space and its relation with stellar observations*, *Astron. Astrophys.* vol. 15, p. 337.

Desenvolvimento do modelo da “caixa furada”.

PRANTZOS, N. 2009, *Origin of cosmic rays and evolution of spallogenic nuclides Li, Be and B, in Light Elements in the Universe*, IAU Symp. 268, ed. C. Charbonnel, M. Tosi, F. Primas, C. Chiappini, Cambridge University Press.

Uma revisão dos processos de formação de elementos pesados no meio interestelar, especialmente pela interação com os raios cósmicos. A figura 4.5 utiliza dados desta referência. Ver também Jose, J., Iliadis, C. 2011, *Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements*, *Rep. Prog. Phys.* vol. 74, 096901.

REEVES, H., FOWLER, W. A., HOYLE, F. 1970, *Galactic cosmic ray origin of Li, Be and B in stars*, *Nature* vol. 226, p. 727.

Trabalho clássico sobre a origem dos elementos leves pela interação de raios cósmicos com o gás interestelar.

SPITE, F., SPITE, M. 1982, *Astron. Astrophys.* vol. 115, p. 357.

Trabalho clássico sobre as abundâncias de Li nas estrelas. Origem do chamado “plateau de Spite”.

A FUNÇÃO DE MASSA INICIAL

5.1 PROPRIEDADES FÍSICAS DAS ESTRELAS

Algumas propriedades básicas das estrelas devem ser conhecidas, antes que se possa fazer um estudo da evolução química do gás que compõe o meio interestelar do qual as estrelas se formam. Estas propriedades incluem: (i) as magnitudes aparentes e absolutas, em particular a magnitude absoluta visual M_V e a magnitude bolométrica; (ii) os índices de cor, em particular o índice $B - V$; (iii) as diferentes temperaturas que caracterizam uma estrela, em particular a temperatura efetiva T_{eff} ; (iv) os tipos espectrais, bem como sua relação com a temperatura efetiva; (v) a luminosidade estelar, em particular a luminosidade de fótons relacionada com a luminosidade solar, $L_{\odot} = 3.85 \times 10^{33}$ erg/s; (vi) as massas estelares, em comparação à massa do Sol, $M_{\odot} = 1.99 \times 10^{33}$ g; (vii) os raios estelares, em comparação ao raio solar, $R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10}$ cm; (viii) a aceleração gravitacional na superfície da estrela; (ix) as escalas de tempo das diferentes estrelas, em particular o tempo de vida na sequência principal, t_{sp} . Além disto, as diversas relações entre estas quantidades serão também utilizadas, como a relação massa-luminosidade aplicada às estrelas da sequência principal. Alguns destes parâmetros estão relacionados na tabela 5.1. Tabelas mais completas podem ser encontradas na bibliografia anexa, em particular a compilação de Cox (2000).

Tabela 5.1 - Propriedades das estrelas.

$m(M_{\odot})$	t_{sp} (Gano)	$\log L/L_{\odot}$	M_v	$\log T_{eff}$	$B - V$	Sp
0.15	—	-2.5	14.2	3.48	1.80	M7
0.25	—	-2.0	12.0	3.52	1.60	M5
0.4	—	-1.4	10.0	3.57	1.48	M1
0.6	—	-0.9	7.6	3.64	1.18	K5
0.8	25	-0.4	6.0	3.70	0.88	K1
0.9	15	-0.2	5.4	3.73	0.76	G8
1.0	10	0.0	4.9	3.76	0.64	G2
1.1	6.4	0.2	4.3	3.79	0.56	F8
1.2	4.5	0.4	3.7	3.82	0.47	F6
1.3	3.2	0.5	3.5	3.84	0.42	F5
1.4	2.5	0.7	3.0	3.86	0.36	F2
1.5	2.0	0.8	2.8	3.88	0.30	F0
2	0.75	1.3	1.4	3.98	0.00	A0
3	0.25	2.1	-0.2	4.10	-0.12	B7
4	0.12	2.6	-0.6	4.18	-0.17	B5
6	0.05	3.2	-1.5	4.30	-0.22	B3
8	0.03	3.6	-2.2	4.35	-0.25	B1
10	0.02	3.9	-2.7	4.40	-0.27	B0.5
15	0.01	4.4	-3.7	4.45	-0.29	
20	0.008	4.7	-4.3	4.48	-0.30	B0
30	0.006	5.1	-5.1	4.51	-0.31	O9.5
40	0.004	5.4	-5.7	4.53	-0.31	O9
60	0.003	5.7	-6.2	4.58	-0.32	O5

5.2 TEMPOS DE VIDA NA SEQUÊNCIA PRINCIPAL

Vamos considerar aqui uma estimativa mais detalhada da escala de tempo de vida na sequência principal, uma vez que este parâmetro tem importância direta na determinação da função de massa inicial, a ser estudada na próxima seção. Sabemos que as estrelas chegam à sequência principal de idade zero (ZAMS, de *zero age main sequence*) ao iniciar a queima de H em seu núcleo. Durante a maior parte de suas vidas, as estrelas permanecem próximas a esta

sequência no diagrama HR. Considerando estrelas com massas entre 0.8 e 60 M_{\odot} , vemos pela Tabela 5.1 que as escalas de tempo de vida estão aproximadamente no intervalo de 25 Gano a cerca de 3 Mano, respectivamente. Podemos então esperar que o Sol tenha um tempo de vida na sequência principal entre 6 e 15 bilhões de anos aproximadamente. O valor médio para uma estrela de uma massa solar é de cerca de 10 bilhões de anos.

Uma idéia quantitativa da escala de tempo na sequência principal t_{sp} pode ser obtida considerando que este tempo é essencialmente o tempo durante o qual a luminosidade estelar pode ser mantida pela conversão de H em He no núcleo. Neste caso, a conversão de 4 prótons de massa $m_p = 1.0078$ uma (uma = 1.66×10^{-24} g) produz um núcleo de He de massa $m_{He} = 4.0026$ uma. A diferença de massa (defeito de massa) é $\delta m = 4m_p - m_{He} = 0.0286$ uma, de modo que a diferença de energia correspondente é

$$\begin{aligned} \delta\epsilon &= \delta m c^2 = (4.0312 - 4.0026)(1.66 \times 10^{-24})(3 \times 10^{10})^2 \\ &= 4.27 \times 10^{-5} \text{ erg} = 26.7 \text{ MeV.} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Vamos considerar uma estrela de massa m , de modo que a massa combustível seja αm , isto é, a fração do material localizada no núcleo a temperaturas suficientes para a queima nuclear. Podemos considerar em ordem de grandeza que $\alpha \simeq 0.1$, e a energia total armazenada no combustível nuclear é

$$E_n = \frac{\delta\epsilon}{4m_p} \alpha m = \frac{\delta m c^2}{4m_p} \alpha m. \quad (5.2)$$

Neste caso, para uma estrela de luminosidade L , a escala de tempo t_{sp} é

$$\begin{aligned} t_{sp} &\simeq \frac{E_n}{L} = \frac{\delta m c^2}{4m_p} \frac{\alpha m}{L} \\ &= 1.0 \times 10^{10} \frac{m/M_{\odot}}{L/L_{\odot}} \text{ anos.} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Na última expressão, m e L estão em unidades solares. Para uma estrela com uma massa solar, (5.3) mostra que $t_{sp} = 10$ Gano, em bom acordo com a tabela 5.1. A equação (5.3) pode ser usada para obter estimativas grosseiras de t_{sp} , com a adoção de uma relação massa-luminosidade. Por exemplo, ajustando os dados de massa e luminosidade da tabela 5.1, obtemos

$$L \simeq m^{3.5} \quad (5.4)$$

onde L e m estão novamente em unidades solares. Neste caso, usando (5.3) obtemos

$$\log t_{sp} \simeq 10.0 - 2.5 \log m \quad (5.5)$$

onde t_{sp} está em anos. Uma expressão mais correta, obtida por Bahcall e Piran (1983) a partir de modelos de evolução de estrelas de População I é

$$\log t_{sp} = 10.0 - 3.6 \log m + (\log m)^2 \quad (5.6)$$

com t_{sp} dado em anos e m em massas solares. Estas escalas estão corretas a menos de uma incerteza da ordem de 10-40%. A figura 5.1 mostra os resultados de (5.6) para estrelas com massas entre 0.1 e $100 M_{\odot}$ (linha cheia), além dos dados da tabela 5.1 (pontos). As escalas de tempo calculadas pela expressão simplificada (5.5) estão também mostradas para comparação (cruzes). Outras formulações do tempo de vida na sequência principal existem na literatura.

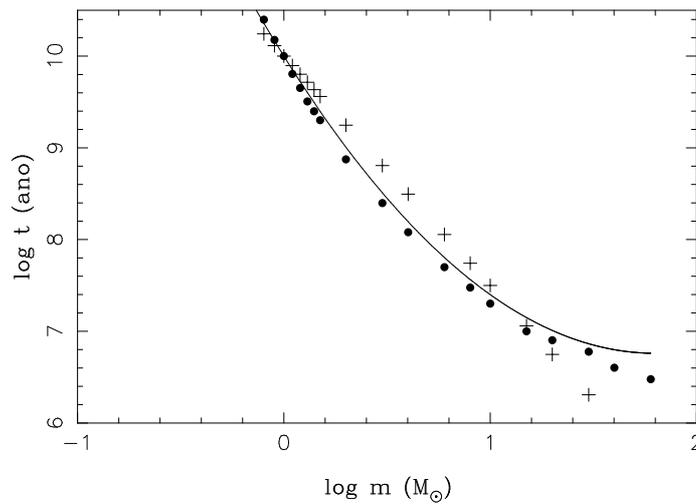


Figura 5.1 - Tempos de vida das estrelas na sequência principal, segundo a expressão (5.6) (linha cheia), dados da Tabela 5.1 (pontos) e a expressão (5.5) (cruzes).

As escalas de tempo podem em princípio ser determinadas a partir da análise de diagramas cor-magnitudes (CMD, de *colour magnitude diagrams*) de aglomerados estelares. Nestes diagramas, os pontos de virada (*turnoff points*) podem ser identificados, isto é, pode-se determinar a temperatura

mais alta, ou índice de cor mais azul, em que as estrelas do aglomerado ainda estão na sequência principal. Neste caso, as estrelas mais quentes e massivas já evoluíram em direção ao ramo das gigantes, e devido à relação entre a massa e a idade (ver por exemplo 5.5 e 5.6), é possível determinar a idade do aglomerado.

5.3 DEFINIÇÕES

O estudo da evolução química da Galáxia é complicado pela profusão de conceitos e definições, correspondentes aos diferentes formalismos encontrados na literatura. Por exemplo, o trabalho básico de Tinsley (1980) introduz os principais conceitos envolvidos no estudo da variação das abundâncias dos elementos químicos na Galáxia, os quais são bastante modificados pela formulação de Miller e Scalo (1979) e Scalo (1986). Naturalmente, estes diferentes formalismos podem ser relacionados, mas as relações entre eles não são geralmente óbvias.

Vamos iniciar com as definições de Tinsley (1980), que serão mais tarde relacionadas com outros formalismos. Neste caso, a função de massa inicial (*initial mass function, IMF*) é representada por ϕ , e a taxa de formação estelar (*star formation rate, SFR*) por ψ . O número de estrelas (ou fração de estrelas) formadas com massas entre m e $m + dm$ no intervalo de tempo entre t e $t + dt$ corresponde a uma *função de criação*, que pode ser escrita na forma

$$\mathcal{F}(m, t) = \phi(m) \psi(t) dm dt. \quad (5.7)$$

Em princípio, o número de estrelas formadas com massa m no tempo t é uma função da massa e do tempo, e a separação em duas funções é na realidade uma aproximação. De acordo com esta aproximação, a distribuição com a massa das estrelas formadas em qualquer tempo t permanece a mesma em todo o processo de evolução galáctica. Geralmente, a taxa de formação estelar ψ é considerada apenas como uma função do tempo, $\psi(t)$, ou eventualmente admitida constante, $\psi(t) = \psi$. A dependência com a massa é transferida para a função de massa inicial $\phi(m)$, que geralmente é admitida constante no tempo ou, pelo menos, considerada como um valor médio em um certo intervalo de tempo.

Neste formalismo, a taxa de formação estelar $\psi(t)$ corresponde à massa total de estrelas formadas por unidade de tempo, com unidades de $M_{\odot} \text{ Gano}^{-1}$. Na vizinhança solar, como veremos, consideram-se as estrelas projetadas em uma coluna com 1 pc^2 de área, de modo que as unidades da taxa de formação

estelar são $M_{\odot} \text{ Gano}^{-1} \text{ pc}^{-2}$. Portanto, $\psi(t)dt$ corresponde à massa de estrelas formadas, dada em M_{\odot} ou $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. Desta forma, a função $\phi(m)dm$ corresponde ao número de estrelas por unidade de massa, de modo que a condição de normalização da IMF pode ser escrita

$$\int_0^{\infty} m \phi(m) dm = 1. \quad (5.8)$$

Da condição (5.8), vemos que $\phi(m)$ corresponde ao número de estrelas formadas por intervalo de massa entre m e $m + dm$, por massa total formada, com unidades típicas de M_{\odot}^{-2} ; assim, $m \phi(m)$ seria a massa de estrelas formadas por intervalo de massa e por massa total (unidades: M_{\odot}^{-1}). Nesse caso, $m \phi(m) dm$ seria a massa de estrelas no intervalo de massa $(m, m + dm)$, por massa formada, de modo que a integração em todas as massas deve ser igual a 1. Neste capítulo estaremos particularmente interessados na função de massa inicial, deixando o estudo da taxa de formação estelar para o capítulo 6.

Uma aproximação frequentemente usada para a IMF é uma lei de potência, da forma

$$\phi(m) \propto m^{-(1+x)} \quad (5.9)$$

onde x é o chamado *slope*, ou inclinação da função ϕ . Diferentes autores costumam dar o nome de *slope* aos expoentes $-x$, $(1+x)$, ou $-(1+x)$, de modo que é necessário algum cuidado. Como exemplo, no estudo pioneiro de Salpeter (1955), a IMF tem a forma

$$\xi(m) \propto m \phi(m) \propto m^{-1.35} \quad (5.10)$$

de modo que o *slope* de Salpeter na notação de Tinsley (1980) é $x = 1.35$.

5.4 DETERMINAÇÃO DA IMF LOCAL

A IMF local é obtida a partir de contagens de estrelas em função de sua luminosidade, ou seja, de uma *função de luminosidade*. Usando uma relação massa-luminosidade, é então possível obter uma *função de massa atual* ou PDMF (de *present day mass function*). Esta função é definida como $n(m)dm$, o número atual de estrelas na sequência principal com massas entre m e $m + dm$. Na vizinhança solar, dois problemas devem ser resolvidos para a obtenção desta função: (i) é necessário fazer uma correção para os objetos que já deixaram a sequência principal, como as gigantes, e (ii) é necessário

considerar o fato de que estrelas com diferentes massas têm diferentes distribuições perpendicularmente ao plano galáctico. Portanto, a função $n(m)$ medida por unidade de volume é em geral diferente da função medida por unidade de área em uma coluna perpendicular ao plano galáctico. Em consequência, considera-se geralmente o número médio de estrelas por pc^2 na vizinhança solar, de modo que $n(m)dm$ é dada em unidades de número de estrelas pc^{-2} , e a taxa de formação estelar $\psi(t)$ é dada em $M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. Note-se ainda que a transformação entre magnitudes e massas das estrelas da sequência principal envolve o conhecimento das distâncias, dependendo ainda da composição química das estrelas.

Considerando em $t = 0$ o início da formação estelar, temos $t = t_1$ correspondendo à idade da Galáxia, da ordem de 13 Ganos, e t_m o tempo de vida das estrelas na sequência principal, de acordo com a discussão na seção 5.1. É conveniente considerar a PDMF separadamente para as estrelas mais massivas, que têm menores tempos de vida, ou menos massivas, que têm maiores tempos de vida. Para as estrelas menos massivas, a PDMF pode ser escrita

$$n(m) dm = \int_0^{t_1} \phi(m) \psi(t) dt dm \quad (t_m \geq t_1)$$

$$n(m) = \int_0^{t_1} \phi(m) \psi(t) dt \quad (t_m \geq t_1). \quad (5.11)$$

Vamos admitir a *função de massa inicial constante no tempo*, isto é, dependente apenas da massa das estrelas. Neste caso, (5.11) fica

$$n(m) = \phi(m) \bar{\psi}_1 t_1 \quad (t_m \geq t_1) \quad (5.12)$$

onde definimos $\bar{\psi}_1$ como a *taxa média* de formação de estrelas durante o tempo t_1

$$\bar{\psi}_1 = \frac{\int_0^{t_1} \psi(t) dt}{\int_0^{t_1} dt} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} \psi(t) dt. \quad (5.13)$$

Um caso particular importante é o de uma *taxa de formação estelar constante no tempo*, isto é, $\psi(t) = \bar{\psi}_1 = \psi_1$, onde ψ_1 é o valor atual da SFR. Neste caso, (5.12) fica

$$n(m) = \phi(m) \psi_1 t_1 \quad (t_m \geq t_1). \quad (5.14)$$

Vimos que as estrelas menos massivas têm $t_m > t_1$ e as mais massivas têm $t_m < t_1$. A massa m_1 em que $t_m = t_1$ é a chamada massa de *turnoff* atual, e define o ponto de menor luminosidade no diagrama HR das estrelas que já deixaram a sequência principal. Aproximadamente, temos $t_1 \simeq 10 - 13$ Gano e $m_1 \simeq 1.0M_\odot$. Portanto, as equações (5.12) e (5.14) se aplicam a estrelas com $t_m > 10$ Gano, ou seja, para massas $m < 1.0M_\odot$, aproximadamente. Da tabela 4.1, vemos que estas estrelas correspondem aos tipos espectrais G2V ou mais avançados.

Para as estrelas mais massivas, podemos escrever

$$n(m) = \int_{t_1-t_m}^{t_1} \phi(m) \psi(t) dt \quad (t_m < t_1) \quad (5.15)$$

isto é, só são observadas aquelas estrelas que se formaram após $t = t_1 - t_m$, pois as outras já deixaram a sequência principal. Se $\phi(m)$ for constante no tempo,

$$n(m) = \phi(m) \int_{t_1-t_m}^{t_1} \psi(t) dt \quad (t_m < t_1) \quad (5.16)$$

isto é, $n(m)$ ainda depende de como $\psi(t)$ se comportou desde $t = t_1 - t_m$. Analogamente a (5.13), podemos definir uma taxa $\bar{\psi}_{1m}$ de formação estelar média durante o tempo entre $t_1 - t_m$ e t_1 , que não será necessariamente igual a $\bar{\psi}_1$,

$$\bar{\psi}_{1m} = \frac{\int_{t_1-t_m}^{t_1} \psi(t) dt}{\int_{t_1-t_m}^{t_1} dt} = \frac{1}{t_m} \int_{t_1-t_m}^{t_1} \psi(t) dt \quad (5.17)$$

de modo que

$$n(m) = \phi(m) \bar{\psi}_{1m} t_m \quad (t_m < t_1). \quad (5.18)$$

Um caso especial ocorre se $t_m \ll t_1$. Neste caso, de (5.17) $\bar{\psi}_{1m}$ se reduz à taxa atual ψ_1 , e de (5.18)

$$n(m) = \phi(m) \psi_1 t_m \quad (t_m \ll t_1). \quad (5.19)$$

Note que a equação (5.19) pode ser obtida de (5.18) ou diretamente de (5.16), pois

$$n(m) = \phi(m) \psi_1 \int_{t_1-t_m}^{t_1} dt = \phi(m) < \psi_1 t_m \quad (t_m \ll t_1). \quad (5.20)$$

A expressão (5.19) pode ser aplicada às estrelas com $t_m \leq 1$ Gano, aproximadamente, ou massas $m \geq 2M_\odot$, ou tipos espectrais anteriores a A0.

De (5.12) e (5.19) podemos notar que a função de massa inicial é determinada a menos de um fator multiplicativo, diferente nos dois casos. Podemos definir um parâmetro T_1 que envolve estes fatores,

$$T_1 = \frac{\bar{\psi}_1 t_1}{\psi_1}. \quad (5.21)$$

O parâmetro T_1 é uma *escala de tempo* para formação estelar na vizinhança solar. Por exemplo, se $\psi = \text{constante}$, $\bar{\psi}_1 = \psi_1$ e $T_1 = t_1$, isto é, para uma SFR constante a escala de tempo de formação estelar é igual à idade da Galáxia. Se a SFR decresce com o tempo, e por exemplo $\bar{\psi}_1 = 2\psi_1$, temos $T_1 = 2t_1$, isto é, a escala de tempo de formação estelar é maior que a idade da Galáxia.

No intervalo de massas de $1 \leq m(M_\odot) \leq 2$ não se pode determinar a IMF sem conhecer detalhes sobre a variação temporal da SFR $\psi(t)$, de acordo com a equação (5.16), o que leva frequentemente ao uso de técnicas de interpolação. Por outro lado, se a SFR for constante no tempo, a equação (5.16) pode ser escrita na mesma forma da equação (5.19), isto é,

$$n(m) = \phi(m) \psi_1 t_m \quad (t_m < t_1). \quad (5.22)$$

Naturalmente, neste caso temos que $\psi(t) = \bar{\psi}_1 = \bar{\psi}_{1m} = \psi_1$.

Em resumo, de (5.14) e (5.22), as equações para os dois intervalos de massa *com SFR constante* podem ser escritas na forma

$$m \phi(m) \psi_1 = \frac{m n(m)}{t_1} \quad (t_m \geq t_1) \quad (5.23)$$

$$m \phi(m) \psi_1 = \frac{m n(m)}{t_m} \quad (t_m < t_1). \quad (5.24)$$

Portanto, conhecendo t_1 e t_m , e obtendo a PDMF na forma $n(m)$, podemos determinar o produto $m \phi(m) \psi_1$, como veremos na próxima seção.

5.5 EXEMPLOS

Exemplo 1: IMF analítica

Vamos resolver as equações (5.23) e (5.24), válidas para o caso de uma SFR constante, usando aproximações analíticas simples. Vamos considerar inicialmente uma relação massa-luminosidade linear, a partir dos dados da tabela 5.1. Neste caso, podemos escrever

$$M_v = a \log m + b \quad (5.25)$$

onde M_v é a magnitude absoluta visual da estrela e m sua massa em massas solares. As constantes são $a = -7.71$ e $b = 5.30$. De (5.25)

$$\left| \frac{dM_v}{dm} \right| = \frac{|a| \log e}{m}. \quad (5.26)$$

Uma aproximação melhor consiste em adotar uma variação quadrática para a relação massa-luminosidade, na forma

$$M_v = a(\log m)^2 + b \log m + c \quad (5.27)$$

com $a = 2.34$, $b = -10.19$ e $c = 4.78$. De (5.27) temos

$$\left| \frac{dM_v}{dm} \right| = \frac{|2a \log m + b| \log e}{m}. \quad (5.28)$$

Podemos também usar diretamente a relação massa-luminosidade (5.4) vista anteriormente, para a qual obtivemos a escala de tempo (5.5). Os resultados são semelhantes aos obtidos com a equação (5.25), com a definição apropriada das constantes. A figura 5.2a,b mostra as relações massa-luminosidade (5.25) e (5.27), respectivamente, além dos dados da tabela 5.1 (cruzes). Vemos que o ajuste de (5.27) é melhor, especialmente para as massas muito pequenas ou muito grandes.

Voltando agora às relações (5.23) e (5.24), notamos que, frequentemente, a função de luminosidade é dada na forma $f(M_v)$ = número de estrelas com uma determinada magnitude absoluta visual por pc^3 , como na tabela 5.2.

Admitindo que a escala de altura média das estrelas de magnitude M_v seja $H(M_v)$, podemos escrever

$$n(m) dm = f(M_v) H(M_v) dM_v \eta(M_v) \quad (5.29)$$

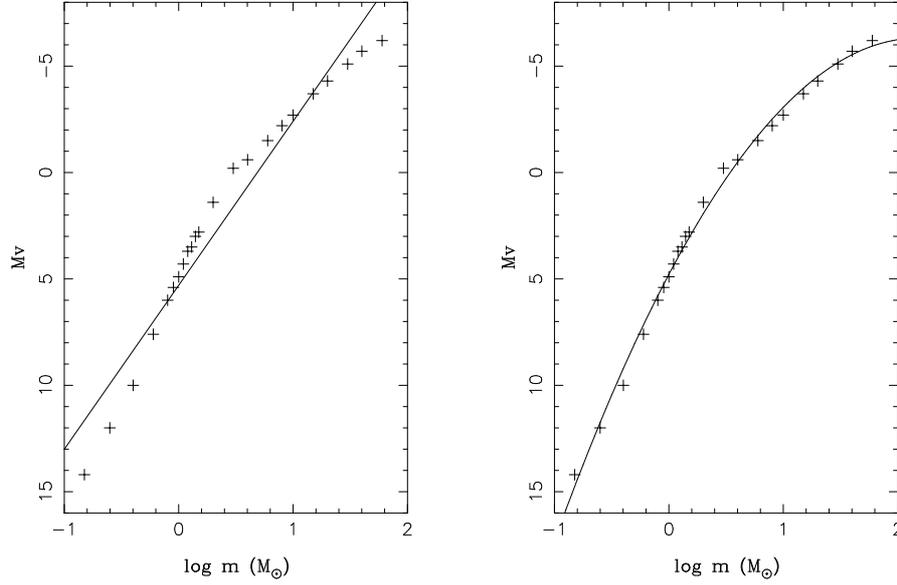


Figura 5.2 - Relação massa-luminosidade usando (a) a relação linear (5.25), e (b) a relação quadrática (5.27). Os pontos são da tabela 5.1.

onde o parâmetro $\eta(M_v)$ dá a fração de estrelas de magnitude M_v na sequência principal. Este parâmetro está também mostrado na tabela 5.2. Podemos então escrever

$$m n(m) = m f(M_v) H(M_v) \left| \frac{dM_v}{dm} \right| \eta(M_v) \quad (5.30)$$

onde consideramos o valor absoluto devido à definição usual de magnitude. Usando (5.23), (5.24) e (5.30), obtemos

$$m \phi(m) \psi_1 = \frac{m f(M_v) H(M_v)}{t_1} \left| \frac{dM_v}{dm} \right| \eta(M_v) \quad (t_m \geq t_1) \quad (5.31)$$

$$m \phi(m) \psi_1 = \frac{m f(M_v) H(M_v)}{t_m} \left| \frac{dM_v}{dm} \right| \eta(M_v) \quad (t_m < t_1). \quad (5.32)$$

Tabela 5.2 - Função de luminosidade e fração de estrelas na sequência principal .

$\log m$	M_v	$10+\log f(M_v)$	$\eta(M_v)$
-0.10	6	7.63	1.00
-0.02	5	7.53	1.00
0.06	4	7.28	0.98
0.15	3	7.06	0.82
0.23	2	6.80	0.66
0.34	1	6.54	0.56
0.44	0	6.05	0.55
0.68	-1	5.40	0.47
0.86	-2	4.72	0.45
1.04	-3	4.10	0.44
1.23	-4	3.46	0.43
1.44	-5	2.80	0.42
1.68	-6	2.10	0.40

Considerando inicialmente a relação massa-luminosidade linear, e adotando $H(M_v) \simeq 400$ pc e $t_1 = 10$ Ganos, obtemos de (5.26), (5.31) e (5.32)

$$\log[m \phi(m) \psi_1] \simeq 2.13 + \log[f(M_v) \eta(M_v)] \quad (t_m \geq t_1) \quad (5.33)$$

$$\log[m \phi(m) \psi_1] \simeq 2.13 + 2.5 \log m + \log[f(M_v) \eta(M_v)] \quad (t_m < t_1) \quad (5.34)$$

onde as unidades da IMF na forma $m \phi(m) \psi_1$ são $\text{Gano}^{-1} \text{pc}^{-2}$. Para obter (5.34) usamos a escala de tempo (5.3) com a relação massa-luminosidade (5.4). As massas adotadas estão também relacionadas na tabela 5.2.

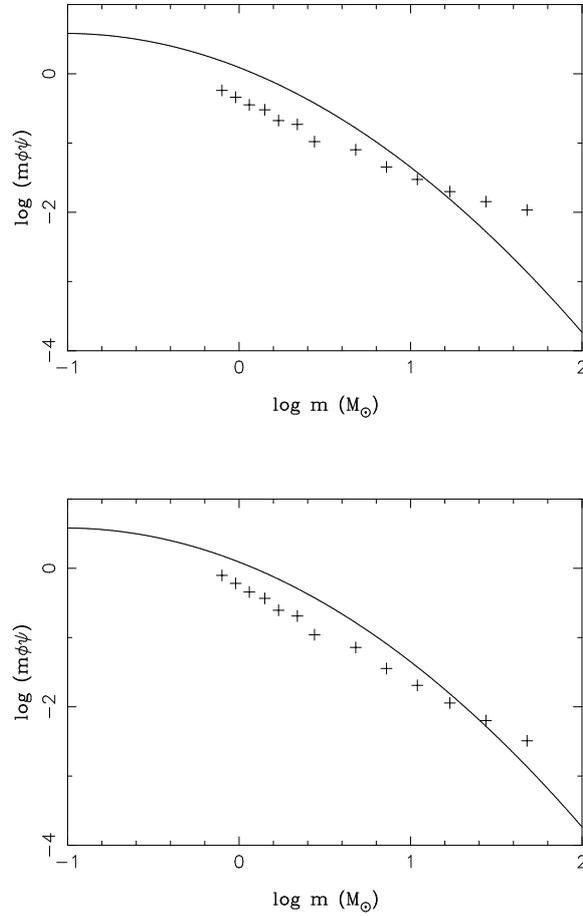


Figura 5.3 - A IMF usando (a) a relação massa-luminosidade linear (5.25) e (b) a relação quadrática (5.27). A curva cheia mostra a IMF de Miller e Scalo (1979).

Os resultados estão mostrados na figura 5.3a (cruzes) juntamente com uma função mais precisa determinada por Miller e Scalo (1979). O acordo é razoável, considerando a simplicidade do modelo, principalmente para massas mais baixas. Para massas mais altas, provavelmente a escala de altura adotada é muito alta, e melhores resultados podem ser obtidos adotando uma variação de $H(M_v)$ com a massa da estrela, como mostrado na figura 5.4. Vamos agora considerar a aproximação quadrática para a relação entre a massa e a luminosidade. Neste caso, de (5.28), (5.31) e (5.32) obtemos

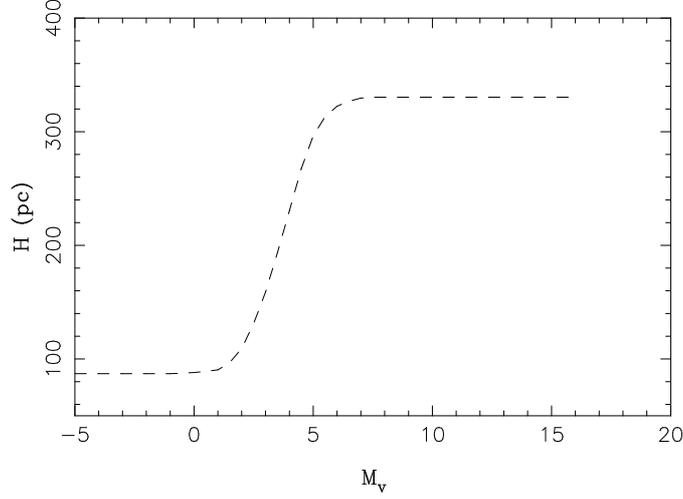


Figura 5.4 - A escala de altura para as estrelas na vizinhança solar.

$$\log[m \phi(m) \psi_1] \simeq 1.24 + \log |4.68 \log m - 10.19| + \log[f(M_v) \eta(M_v)] \quad (t_m \geq t_1) \quad (5.35)$$

$$\log[m \phi(m) \psi_1] \simeq 1.24 + 2.5 \log m + \log |4.68 \log m - 10.19| + \log[f(M_v) \eta(M_v)] \quad (t_m < t_1) \quad (5.36)$$

Os resultados estão mostrados na figura 5.3b, e mostram um melhor acordo com a IMF de Miller e Scalo (1979), especialmente para os valores mais baixos e mais altos das massas.

Exemplo 2: A IMF de Miller e Scalo (1979)

Tinsley (1980) relaciona duas expressões analíticas para a IMF de Miller e Scalo (1979). A primeira pode ser colocada na forma

$$m \phi(m) \psi_1 \simeq 3.83 \exp[-1.09(\log m + 1.02)^2] \text{ pc}^{-2} \text{Gano}^{-1} \quad (5.37)$$

que é a linha contínua mostrada na figura 5.3. A outra expressão reproduz essencialmente os mesmos resultados obtidos com uma lei de potência em 4 intervalos. Os limites de massas para esta expressão são aproximadamente $m_i \simeq 0.4M_\odot$ e $m_s \simeq 50M_\odot$. Trabalhos mais recentes estendem estes valores a 0.1 e 100 M_\odot , respectivamente. O limite inferior é afetado pelas limitações

observacionais, correspondendo às estrelas menos brilhantes que podem ser observadas ($M_v > 16$). Para massas muito pequenas ($m < 0.1M_\odot$), a contribuição das estrelas é pequena para a luminosidade, pois são objetos pouco luminosos, e praticamente nula para a evolução química, pois são objetos com grandes tempos de vida. O limite superior é incerto, e provém de estimativas feitas a partir de estrelas quentes e luminosas em aglomerados ou em outras galáxias. Discussões recentes sugerem limites de $0.072M_\odot$, correspondendo à formação de anãs marrons (*brown dwarfs*, até cerca de $150M_\odot$, valor máximo compatível com estudos recentes de aglomerados galácticos e das Nuvens de Magalhães.

Podemos usar esta solução analítica para obter uma estimativa da taxa atual de formação de estrelas, ψ_1 . Integrando o primeiro membro de (5.37)

$$\int_0^\infty m \phi(m) \psi_1 dm = \psi_1 \int_0^\infty m \phi(m) dm = \psi_1 \quad (5.38)$$

devido à condição de normalização. Usando os limites de massa mencionados, temos

$$\psi_1(m > 0.4M_\odot) \simeq 3.83 \int_{0.4}^{50} \exp[-1.09(\log m + 1.02)^2] dm \quad (5.39)$$

ou

$$\psi_1(m > 0.4M_\odot) \simeq 3.0 \quad M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$$

Incluindo a contribuição das estrelas de massas pequenas, até aproximadamente $m_i \simeq 0.1M_\odot$, obtemos um valor mais correto para a SFR atual na vizinhança solar, aproximadamente $\psi_1 \simeq 10 \quad M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$.

Exemplo 3: A IMF de Salpeter (1955)

A figura 5.5 representa a IMF original de Salpeter (1955), onde a função ξ definida por (5.10) é dada em função da massa da estrela. Escrevendo a IMF de Salpeter na forma

$$\phi(m) = \frac{\xi(m)}{m} \propto m^{-2.35} \quad (5.40)$$

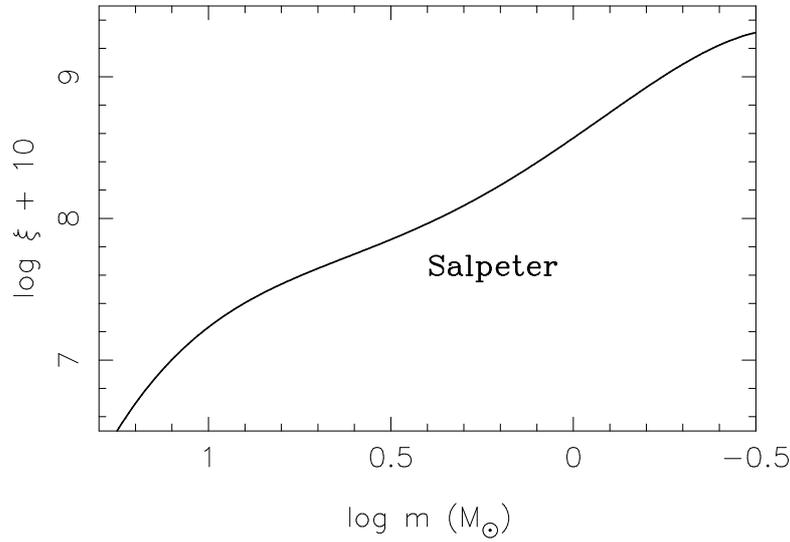


Figura 5.5 - A IMF de Salpeter (1955).

ou

$$\phi(m) = K m^{-2.35}, \quad (5.41)$$

podemos estimar a “constante” K nesta equação considerando a solução analítica de Miller e Scalo (1979), eq. (5.37). Adotando $\psi_1 \simeq 10M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$, obtemos de (5.37) e (5.40)

$$K \simeq 0.383 m^{1.35} \exp \left[-1.09(\log m + 1.02)^2 \right] \quad (5.42)$$

Naturalmente, neste caso $K = K(m)$, como mostrado na figura 5.6. Um valor médio para o parâmetro K pode ser obtido de

$$\bar{K} \simeq \frac{\int_{0.4}^{50} K dm}{\int_{0.4}^{50} dm} \simeq 0.06 \quad (5.43)$$

o qual pode ser comparado com o valor estimado para o intervalo $-0.4 < \log m < 1$ por Salpeter (1955), $K \simeq 0.03$.

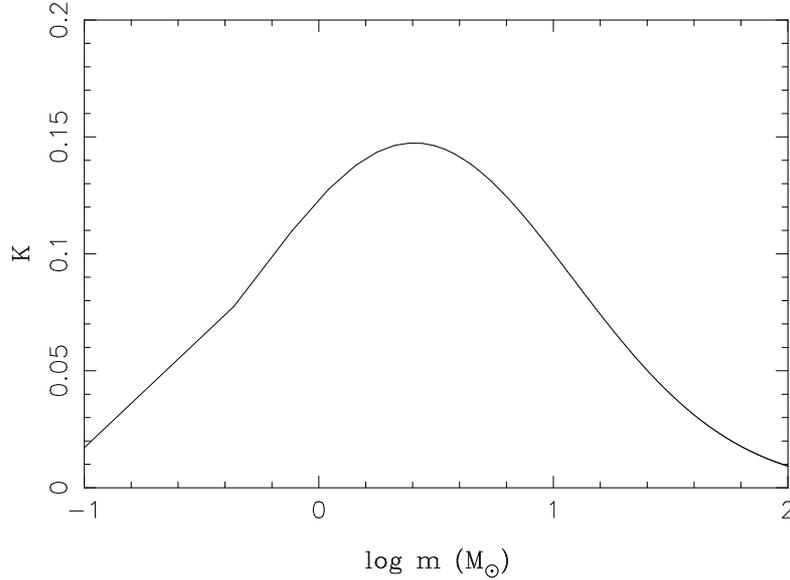


Figura 5.6 - Variação do parâmetro K na IMF de Salpeter (1955).

Alternativamente, podemos estimar K considerando os limites $m_1 = 0.1 M_{\odot}$ e $m_2 = 100 M_{\odot}$, aplicando a condição de normalização (5.8),

$$\int_{m_1}^{m_2} m \phi(m) dm = 1 \quad (5.44)$$

Resolvendo a integral, obtemos

$$\frac{K}{0.35} \left[\frac{1}{0.1^{0.35}} - \frac{1}{100^{0.35}} \right] = 1$$

ou seja, $K \simeq 0.17$. Este valor mais alto da constante K sugere que a extrapolação da IMF de Salpeter para massas muito baixas (e muito altas) produz uma super estimativa da função de massa inicial. De fato, embora seja muito grosseira, por manter um único expoente em todo o domínio de massas, a IMF de Salpeter é ainda frequentemente usada, reproduzindo razoavelmente os vínculos observacionais acima de $1 M_{\odot}$, aproximadamente. A existência de uma IMF na forma da lei de potência deve, em princípio, ser explicada pela teoria da formação estelar. De fato, diversos modelos de fragmentação de nuvens moleculares prevêem a existência de uma distribuição de massas consistente com a IMF de Salpeter.

Exemplo 4: A IMF de Maciel e Rocha-Pinto

Maciel e Rocha-Pinto (1998) determinaram uma IMF para a vizinhança solar com base na história da formação estelar (*star formation history*, ou *SFR*), a qual revela a presença de surtos, ou *bursts* de formação estelar, uma abordagem alternativa à vista na seção 5.5. A PDMF observada foi considerada, como visto anteriormente, de modo que a distribuição passada das estrelas segundo sua massa pode ser determinada. O método desenvolvido permite optar entre uma SFR variável, consistente com a SFH obtida, ou ainda uma SFR constante, que pode ser comparada com algumas determinações anteriores. Como exemplo, a figura 5.7 mostra a IMF obtida a partir de uma SFR constante (linha sólida irregular), com a PDMF de Scalo (1986). A linha contínua é um ajuste à IMF, e as cruzes mostram a IMF de Scalo. À direita está mostrada a IMF obtida para uma SFR variável, usando a PDMF de Scalo. São apresentadas duas curvas (círculos cheios e vazios), correspondendo a dois casos que refletem as incertezas na SFR na época atual. As linhas contínuas são ajustes polinomiais às curvas obtidas.

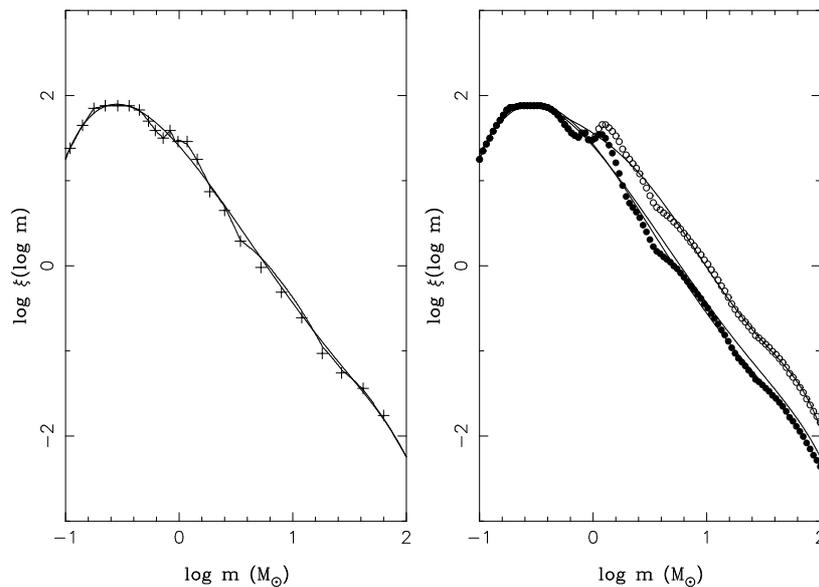


Figura 5.7 - IMF de Maciel e Rocha-Pinto (1998) com a PDMF de Scalo (1986). SFR constante (esquerda) e SFR variável (direita).

Na figura 5.8 está mostrada novamente a IMF de Maciel e Rocha-Pinto correspondente aos círculos vazios da figura 5.7. Nesta figura, pode-se ver

além da IMF, a PDMF de Scalo (1986). Note-se a diferença entre a IMF e a PDMF, causada pela evolução das estrelas mais massivas, presentes na IMF mas ausentes da função de massa observada. Considerando a PDMF de Kroupa et al. (1993), nota-se como principal diferença um acréscimo no número de estrelas de baixa massa, $m < 1M_{\odot}$. Nesta região não é claro se a IMF decresce ou se achata, devido às incertezas observacionais já mencionadas e ao comportamento da relação massa-luminosidade nesta região.

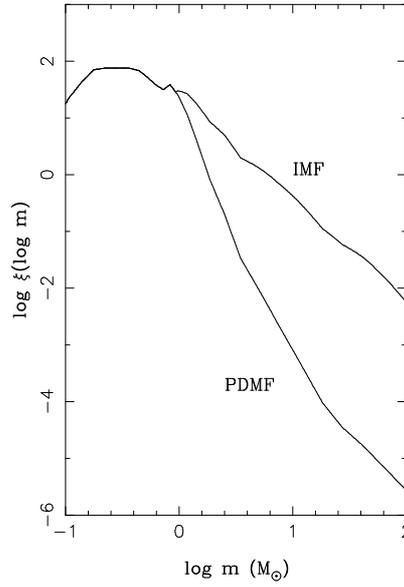


Figura 5.8 - IMF de Maciel e Rocha-Pinto (1998) e PDMF de Scalo (1986).

Nas figuras 5.7 e 5.8, a IMF é da forma $\xi(\log m)$, definida como o número de estrelas por intervalo logarítmico de massa por pc^2 . Esta IMF está relacionada com a IMF na forma $\phi(m)$ de Tinsley (1980) por

$$\phi(m) = \frac{\log e}{\mathcal{M}} \frac{\xi(\log m)}{m} \quad (5.45)$$

onde introduzimos a massa total contida na IMF, ou distribuição cumulativa de massa da IMF (dada em $M_{\odot} \text{pc}^{-2}$):

$$\mathcal{M} = \int_{m_i}^{m_s} m \xi(\log m) d \log m = \log e \int_{m_i}^{m_s} \xi(\log m) dm \quad (5.46)$$

Note que a condição de normalização de $\xi(\log m)$ pode ser escrita

$$\frac{\log e}{\mathcal{M}} \int_{m_i}^{m_s} \xi(\log m) dm = 1. \quad (5.47)$$

Maciel e Rocha-Pinto (1998) determinaram um ajuste polinomial para as funções mostradas nas figuras 5.7 e 5.8, dadas na forma

$$\log \xi(\log m) = \sum_{n=0}^6 a_n (\log m)^n \quad (5.48)$$

Por exemplo, para o caso da PDMF de Scalo (1986), os coeficientes do ajuste para os círculos vazios da figura 5.8 são dados na tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Coeficientes da relação (5.48).

n	a_n
0	1.426796
1	-1.636004
2	-0.993780
3	0.750025
4	-0.055413
5	-0.046449
6	0.002651

5.6 VARIAÇÕES LOCAIS E TEMPORAIS DA IMF

A IMF pode ser determinada com razoável precisão até pequenas massas, de algumas massas de Júpiter, dada por $M_J = 1.9 \times 10^{30} \text{ g} = 0.0010 M_\odot$, muito abaixo do limite inicial da IMF de Salpeter. Esta IMF aplica-se, de modo geral, a diferentes ambientes, como discos, esferóides, aglomerados globulares jovens e velhos, sugerindo um mecanismo universal para a formação estelar. Como exemplo, a figura 5.9 mostra a IMF determinada por Chabrier (2005) para o disco galáctico, dada por intervalo logarítmico de massa e por pc^3 . Para comparação está também mostrada a IMF de Salpeter. De modo geral, essas IMF's indicam uma certa preferência para formação de estrelas com massas próximas da massa solar, em detrimento das estrelas menos massivas ou mais

massivas que $1 M_{\odot}$, aproximadamente. Em outras palavras, a maior parte da massa na forma de estrelas está armazenada em objetos de massas próximas de $1 M_{\odot}$, ou seja, nosso Sol é realmente uma estrela muito “típica”. Este fato tem algumas consequências importantes para a teoria da formação estelar, ou seja, há diversas evidências de que, no processo de colapso e fragmentação das nuvens moleculares, ocorre a formação de *clumps* com massas da ordem da massa solar.

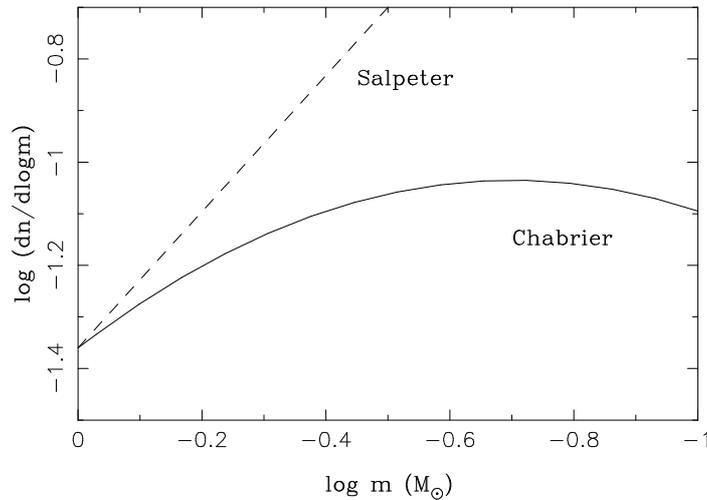


Figura 5.9 - A IMF de Chabrier (2005) e a IMF de Salpeter para comparação.

A inclinação, ou coeficiente angular da IMF (*slope*) é geralmente considerada como dependente da massa, ao contrário do valor constante de Salpeter. De fato, algumas determinações recentes desta quantidade em função da massa mostram que, para massas altas, acima da massa solar, valores próximos do valor de Salpeter são confirmados, correspondendo a $x \simeq 1.35$, enquanto que para massas pequenas há uma variação com a massa, atingindo valores da ordem de $x \simeq 0$ para $m \simeq 0.5 M_{\odot}$ e $x \simeq -1$ para $m \simeq 0.05 M_{\odot}$.

Em princípio, a IMF pode variar no espaço e no tempo, mas aparentemente as variações observadas não são muito significativas, levando frequentemente à adoção de uma IMF universal.

Algumas discrepâncias têm sido observadas em aglomerados estelares, mas deve-se notar que parte significativa das estrelas de campo são formadas em aglomerados depois dissipados. Variações da IMF com a metalicidade têm também sido propostas. Alguns aglomerados - da Galáxia e Nuvens

de Magalhães - apresentam uma variedade de funções de luminosidade para suas sequências principais, indicando alguma variação em suas IMF. Trabalhos recentes, utilizando dados do *Hubble Space Telescope* e *Hipparcos* têm mostrado resultados para diversos sistemas (Galáxia, Nuvens de Magalhães, Grupo Local, *starbursts*, galáxias) compatíveis com uma IMF universal.

A IMF clássica de Scalo (1986) é um bom exemplo desta função, assim como a IMF de Miller e Scalo (1979). Muitas outras determinações recentes da IMF existem na literatura, e o leitor pode consultar o livro texto de Matteucci (2012).

Finalmente, pode-se mencionar as implicações teóricas da IMF sobre as propriedades das regiões de formação estelar, tanto em uma escala galáctica como cosmológica. Alguns dos processos físicos considerados incluem a fragmentação e coalescência do gás nas nuvens interestelares, mas a aparente ausência de características marcantes na IMF torna bastante difícil o diagnóstico preciso dos processos dominantes que determinam o espectro de massa observado.

Em resumo, trabalhos mais recentes confirmam não haver evidências de variações sistemáticas significativas da IMF em função das condições iniciais de formação estelar. De modo geral, para estrelas massivas, até cerca de $150 M_{\odot}$, a IMF pode ser aproximada por uma lei de potência com índice $x \simeq 1.35$, como a lei de Salpeter, o que se estende até aproximadamente 0.5 a $2 M_{\odot}$. Abaixo deste limite, a IMF pode ser aproximada por uma distribuição log-normal, alcançando um máximo em 0.2 a $0.3 M_{\odot}$. Na faixa subestelar, onde as massas estão muito abaixo de $0.2 M_{\odot}$, o comportamento da IMF não está muito bem definido, podendo ser aproximado por uma lei de potência com $x < -0.5$, ou por uma extrapolação da distribuição log-normal.

EXERCÍCIOS

5.1 Suponha que a IMF seja dada pela aproximação de Salpeter (1955):

$$\phi(m) \simeq K m^{-2.35} .$$

- (a) Use a constante K obtida com os limites $m_i = 0.1 M_{\odot}$ e $m_f = 100 M_{\odot}$ e determine a fração de massa de estrelas que formam nebulosas planetárias, admitindo que o intervalo de estrelas de massa intermediária que podem dar origem a essas nebulosas seja de 0.8 a $8 M_{\odot}$. (b) Repita

o cálculo anterior usando a constante original obtida por Salpeter, $K \simeq 0.03$.

5.2 Considere a IMF de Salpeter mostrada na figura 5.5, dada por

$$\xi(m) = m \phi(m) = K m^{-1.35}$$

Suponha que a “constante” K seja dada por meio da solução analítica de Miller e Scalo (1979), de modo que

$$K = 0.383 m^{1.35} \exp \left[-1.09 \left(\log \frac{m}{m_{\odot}} + 1.02 \right)^2 \right]$$

(a) Calcule a IMF na forma $\xi(m)$ e inclua seu resultado no gráfico. Considere o intervalo de massas $15 > m/m_{\odot} > 0.4$. (b) Considere uma estrela com $10 M_{\odot}$. Compare a magnitude absoluta visual desta estrela na calibração de Salpeter, mostrada na figura 5.5, com a calibração de Mihalas e Binney, mostrada na tabela 5.2.

5.3 Considere a IMF definida por intervalo logarítmico de massa na forma

$$\xi(\log m) = \frac{dN}{d \log m} \propto m^{-\Gamma} \quad (1)$$

e a IMF definida por intervalo de massa na forma $\phi(m)$

$$\phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{-\alpha} \quad (2)$$

Mostre que:

(a) $\phi(m) = \frac{1}{m \ln 10} \xi(\log m)$

(b) $\alpha = 2.35$ para $\Gamma = 1.35$

5.4 A IMF de Salpeter pode ser escrita na forma

$$\xi(\log m) d \log m = C \frac{dm}{m^{2.35}}$$

onde m está em massas solares. (a) Mostre que esta IMF pode ser colocada na forma

$$\xi(\log m) = C M^{\Gamma}$$

onde Γ é uma constante. Qual é o valor de Γ ? (b) Use esta IMF e calcule a fração de estrelas formadas na Galáxia com massas acima de $8 M_{\odot}$. Considere os limites observados das massas estelares dados por $m_i = 0.07 M_{\odot}$ e $m_s = 150 M_{\odot}$. (c) Qual é a fração de massa total contida nas estrelas? (d) Qual é a fração de massa total contida nas estrelas que formam nebulosas planetárias, considerando que para estas estrelas $1 \leq m(M_{\odot}) \leq 8$?

5.5 Considere a IMF de Maciel e Rocha-Pinto na forma (5.48), mas com os coeficientes dados na tabela abaixo:

n	a_n
0	1.557462
1	-0.879337
2	-0.574181
3	-0.311909
4	-0.186031
5	0.562851
6	-0.186622

Supondo que esta IMF possa ser representada por uma lei de potências, qual seria o expoente Γ correspondente para $m = 1 M_{\odot}$ e $m = 10 m_{\odot}$?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BAHCALL, J. N., PIRAN, T. 1983, *Astrophys. J.* vol. 267, L77.

Uma estimativa do tempo de vida das estrelas na sequência principal em função de sua massa.

CHABRIER, G. 2005, *The initial mass function 50 years later*, ed. E. Corbelli, F. Palla, H. Zinnecker, Springer.

Determinação da IMF. Ver também Chabrier, G. 2003, *Publ. Astron. Soc. Pacific* vol. 115, p. 763; Chabrier, G., Baraffe, I. 2000, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 38, p. 337; Bastian, N. Covey, K. R. Meyer, M. R. 2010, *Ann. Rev. Astron.*

Astrophys. vol. 48, p. 339; Offner, S. S. R. et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther et al., University of Arizona Press, Tucson, p. 53.

COX, A. N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, AIP.

Compilação das principais propriedades das estrelas e outros dados astrofísicos. A Tabela 5.1 é baseada em dados desta referência.

KROUPA, P., TOUT, C. A., GILMORE, G. 1993, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 262, p. 545.

Determinação independente da IMF. Ver também Kroupa, P. 2002, *Science* vol. 295, 82; Kroupa, P. 2005, *Nature* vol. 434, p. 148; Kroupa, P. 2007, *IAU Symp. 241, Stellar populations as building blocks of galaxies*, ed. A. Vazdekis, R. Peletier, CUP.

MACIEL, W. J., ROCHA-PINTO, H. J. 1998, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 299, 889.

Determinação da IMF considerando uma taxa variável de formação estelar. Ver também Rocha-Pinto, H. J., Maciel, W. J. 1997, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 289, p. 882. As figuras 5.7 e 5.8 são baseadas em resultados desta referência.

MATEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer.

Livro texto básico de Evolução química da Galáxia, discutindo algumas determinações da IMF. Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283.

MIHALAS, D., BINNEY, J. 1981, *Galactic astronomy*, Freeman.

Texto básico de Astronomia galáctica. A Tabela 5.2 é baseada em dados desta referência. Ver também Binney, J., Merrifield, M. 1998, *Galactic Astronomy*, Princeton.

MILLER, G. E., SCALO, J. M., 1979, *Astrophys. J.* vol. 41, p. 513.

Uma visão alternativa do formalismo de evolução química, em comparação ao trabalho anterior de Tinsley (1980). Ver também Scalo, J. M. 1986, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 11, p. 1.

SALPETER, E. E., 1955, *Astrophys. J.* vol. 121, p.161.

Determinação pioneira da função de massa inicial, ainda hoje usada para estrelas massivas, em vista de sua simplicidade e precisão.

TINSLEY, B. M., 1980, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 5, p. 287.

Texto seminal de evolução química de galáxias, estabelecendo o principal formalismo para o cálculo de modelos.

A TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

6.1 DEFINIÇÕES

No capítulo anterior, introduzimos algumas definições básicas ao estudo da evolução química da Galáxia. Nesta seção, vamos considerar mais algumas definições, com o objetivo de alcançar um formalismo teórico mais geral.

Vamos chamar neste capítulo $f(m)dm$ ao *espectro de massa* (*mass spectrum*), ou seja, a fração (ou número) de estrelas formadas ao mesmo tempo em um certo volume do espaço com massas entre m e $m + dm$ ao nascer. As unidades desta função dependem da condição de normalização adotada. Por exemplo, se $f(m)$ for uma *função de densidade de probabilidade*, teremos

$$\int_{m_i}^{m_s} f(m) dm = 1 \quad (6.1)$$

e, neste caso, as unidades de $f(m)$ serão por exemplo M_{\odot}^{-1} . Para uma IMF como a de Tinsley (1980), a normalização de $\phi(m)$ é

$$\int_{m_i}^{m_s} m \phi(m) dm = 1 \quad (6.2)$$

de modo que as unidades de $m \phi(m)$ serão M_{\odot}^{-1} . Em alguns casos pode-se normalizar o *número* de objetos, em outros a *fração* de objetos, e em outros

ainda a normalização é arbitrária, e o que importa é a *forma* do espectro de massa.

Os limites das integrais (6.1) e (6.2) são teoricamente $m_i = 0$ e $m_s = \infty$. Na prática, como vimos no capítulo anterior, estes limites são próximos de $m_i = 0.1M_\odot$ e $m_s = 100M_\odot$. Abaixo de $m_i = 0.1M_\odot$ e próximo à massa de Júpiter ($M_J \simeq 1.9 \times 10^{30} \text{ g} \simeq 0.001M_\odot$) os elétrons tornam-se degenerados antes do início da queima nuclear, e não se formam estrelas. Acima de cerca de $100 M_\odot$ a pressão da radiação domina a gravidade, e as estrelas tornam-se instáveis. Como vimos, limites observacionais mais precisos são, atualmente, $m_i = 0.072 M_\odot$ e $m_s \simeq 150 M_\odot$.

Vamos agora definir uma *função de massa* genérica $F(\log m)$ que represente o número (ou fração) de estrelas de massa m definido por intervalo logarítmico de massa. Podemos escrever

$$F(\log m) d \log m = f(m) dm \quad (6.3)$$

de onde obtemos

$$F(\log m) = \ln 10 m f(m) = \frac{m f(m)}{\log e}. \quad (6.4)$$

As IMF $\xi(\log m)$ de Salpeter (1955) ou de Maciel e Rocha-Pinto (1998) que vimos no capítulo anterior são desta forma.

Outro conceito útil é o de *distribuição numérica cumulativa* (*cumulative number distribution*), $g_n(> m)$, que consiste no número (ou fração) acumulado de estrelas com massas superiores a m , dado por

$$g_n(> m) = \frac{\int_m^{m_s} f(m) dm}{\int_{m_i}^{m_s} f(m) dm}$$

que pode ser escrita, em vista de (6.1)

$$g_n(> m) = \int_m^{m_s} f(m) dm = \int_{\log m}^{\log m_s} F(\log m) d \log m. \quad (6.5)$$

Para a vizinhança solar, obtemos $g_n(> 0.1M_\odot) \simeq 80 - 90 \text{ pc}^{-2}$ para uma SFR constante.

Da mesma forma, podemos definir a *distribuição de massa cumulativa* (*cumulative mass distribution*), $g_m(> m)$, que consiste na massa (ou fração)

acumulada das estrelas com massas superiores a m , dado por

$$\begin{aligned}
g_m(> m) &= \frac{\int_m^{m_s} m f(m) dm}{\int_{m_i}^{m_s} m f(m) dm} \\
&= \frac{\int_{\log m}^{\log m_s} m F(\log m) d \log m}{\int_{\log m_i}^{\log m_s} m F(\log m) d \log m}.
\end{aligned} \tag{6.6}$$

Comparando as equações (5.46) e (6.6) vemos que o numerador de (6.6) corresponde essencialmente à massa acumulada \mathcal{M} definida no capítulo anterior, para os limites inferior $m_i = 0.1M_\odot$ e superior $m_s = 100M_\odot$. Miller e Scalo (1979) obtiveram o valor $\mathcal{M} \simeq 50 - 60 M_\odot \text{pc}^{-2}$ com uma SFR constante, enquanto que Maciel e Rocha-Pinto (1998) obtiveram $\mathcal{M} \simeq 30 - 80 M_\odot \text{pc}^{-2}$.

Em termos das funções “por massa” $f(m)$ ou “por logaritmo de massa” $F(\log m)$, podemos então definir os *slopes* ou índices por

$$\gamma(m) = \frac{\partial \log f(m)}{\partial \log m} \tag{6.7}$$

$$\Gamma(m) = \frac{\partial \log F(\log m)}{\partial \log m} \tag{6.8}$$

ambos calculados para a massa m . Por exemplo, para a IMF de Salpeter (1955), temos $\xi = F = \ln 10 m f(m) \propto m^{-1.35}$, de modo que $\log f(m) = \text{constante} - 2.35 \log m$, ou $\gamma = -2.35$. Da mesma forma, temos $\log F = -1.35 \log m + \text{constante}$, e $\Gamma = -1.35$. Note que Γ corresponde a $-x$ na notação de Tinsley (1980).

No capítulo anterior introduzimos uma função de criação, por meio da equação (5.7). Vamos considerar agora esta função de uma maneira mais rigorosa. De acordo com Miller e Scalo (1979) e Scalo (1986), vamos definir uma *função de criação estelar* $\mathcal{C}(\log m, t) d \log m dt$ como o número de estrelas nascidas no disco galáctico no intervalo de massa entre $\log m$ e $\log m + d \log m$ entre t e $t + dt$. Em termos desta função, podemos definir a IMF logarítmica $\xi(\log m)$ como

$$\xi(\log m) = \int_0^{t_1} \mathcal{C}(\log m, t) dt \tag{6.9}$$

onde t_1 é novamente a idade da Galáxia. A *taxa de formação estelar total absoluta* (*absolute total birthrate*) $B(t)$ pode também ser definida por

$$B(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{C}(\log m, t) d \log m \tag{6.10}$$

tendo unidades de número de estrelas $\text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. A taxa de formação estelar total absoluta média $\bar{B}(t)$ é definida por

$$\bar{B}(t) = \frac{\int_0^{t_1} B(t) dt}{\int_0^{t_1} dt} = \frac{1}{t_1} \int_0^{t_1} B(t) dt. \quad (6.11)$$

A taxa de formação estelar relativa $b(t)$ é definida por

$$b(t) = \frac{B(t)}{\bar{B}(t)} \quad (6.12)$$

a qual, de (6.11), pode ser normalizada por

$$\int_0^{t_1} b(t) dt = t_1. \quad (6.13)$$

Em vista da definição de $\xi(\log m)$ e $b(t)$, a função de criação pode ser escrita

$$\mathcal{C}(\log m, t) = \frac{\xi(\log m) b(t)}{t_1}. \quad (6.14)$$

A relação entre a função de criação e as funções definidas por Tinsley (1980) é

$$\mathcal{C}(\log m, t) d \log m dt = \psi(t) \phi(m) dm dt \quad (6.15)$$

que pode ser escrita

$$\mathcal{C}(\log m, t) dt = \frac{m}{\log e} \psi(t) \phi(m) dt. \quad (6.16)$$

Integrando (6.16)

$$\int_0^{t_1} \mathcal{C}(\log m, t) dt = \frac{m \phi(m)}{\log e} \int_0^{t_1} \psi(t) dt. \quad (6.17)$$

De (6.9) e (6.17)

$$\xi(\log m) = \frac{m \phi(m)}{\log e} \mathcal{M} \longrightarrow \phi(m) = \frac{\log e}{\mathcal{M}} \frac{\xi(\log m)}{m} \quad (6.18)$$

onde usamos novamente a massa acumulada definida em (5.46)

$$\mathcal{M} = \int_{m_i}^{m_s} m \xi(\log m) d \log m = \int_0^{t_1} \psi(t) dt. \quad (6.19)$$

A última igualdade de (6.19) pode ser obtida de (6.18) usando a condição de normalização de $\phi(m)$, eq. (6.2). A equação (6.18) já foi apresentada no capítulo 5, eq. (5.45). A interpretação dada à função de criação, como visto no capítulo anterior, admite que esta função seja separável nas variáveis $\log m$ e t .

Para completar este conjunto de definições, vamos introduzir a *taxa atual de formação estelar* para estrelas mais massivas que m , $B_n(> m)$, dada em estrelas $\text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$,

$$B_n(> m) = \frac{b(t_1)}{t_1} \int_m^{m_s} \xi(\log m) d \log m \quad (6.20)$$

e também a *taxa de consumo de matéria* $B_m(> m)$, ou seja, a quantidade de matéria sendo transformada em estrelas mais massivas que m no momento atual, dada em $M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$,

$$B_m(> m) = \frac{b(t_1)}{t_1} \int_m^{m_s} m \xi(\log m) d \log m. \quad (6.21)$$

Note-se que esta última taxa corresponde à taxa de formação estelar atual ψ_1 na notação de Tinsley (1980) para $m = 0.1 M_\odot$. Usando (6.19)

$$B_m(> 0.1) = \frac{b(t_1)}{t_1} \int_{0.1}^{100} m \xi(\log m) d \log m = \frac{b(t_1)}{t_1} \mathcal{M} = \psi_1. \quad (6.22)$$

Generalizando (6.22), obtemos

$$\psi(t) = \frac{b(t)}{t_1} \mathcal{M}. \quad (6.23)$$

De Miller e Scalo (1979), $\psi_1 \simeq 3 - 10 M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. De Maciel e Rocha-Pinto (1998) $\psi_1 \simeq 1.6 - 4.5 M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$ usando as funções atuais de massa de Scalo (1986) e Kroupa et al. (1993). Um resultado mais recente para o valor médio da taxa de formação estelar na Galáxia é $\dot{M} \simeq 1.9 \pm 0.4 M_\odot/\text{ano}$. Considerando que a formação estelar ocorre essencialmente dentro de um raio $R \simeq 13.5 \text{kpc}$, temos que $\psi_1 \simeq \Sigma(\text{SFR}) \sim \dot{M}/\pi R^2 \simeq 3.32 \times 10^{-3} M_\odot \text{kpc}^{-2} \text{ano}^{-1} \simeq 3.32 M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, em bom acordo com as estimativas anteriores.

6.2 EXEMPLOS SIMPLES DA SFR

Vamos considerar alguns exemplos simples da taxa de formação estelar relativa $b(t)$.

- A SFR é frequentemente considerada como proporcional à densidade de gás elevada a uma certa potência n , $SFR \propto \rho^n$. Este resultado é conhecido como *Lei de Schmidt*, segundo o trabalho pioneiro de Schmidt (1959). Para $n = 2$, Miller e Scalo (1979) encontram a relação

$$b(t) \propto \left(1 + \frac{t}{t_1 \tau}\right)^{-2} \quad (6.24)$$

com $\tau \simeq 0.1$, de acordo com a figura 6.1a.

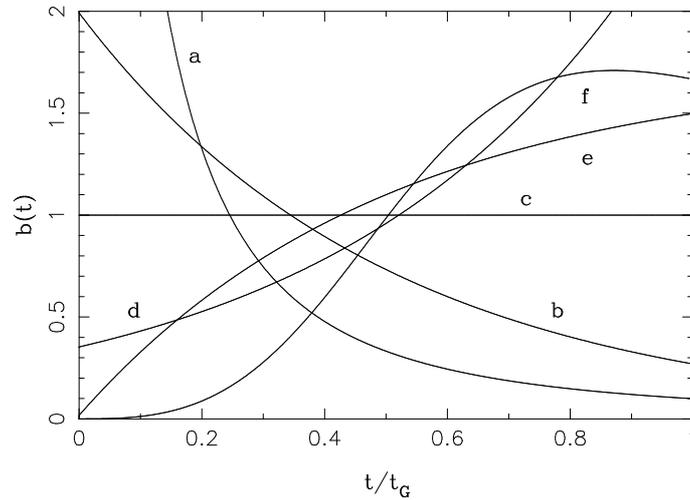


Figura 6.1 - Exemplos da taxa de formação estelar relativa. t_G é a idade da Galáxia.

- Considerando agora o índice $n = 1$, a relação obtida é

$$b(t) \propto \exp(-t/\tau) \quad (6.25)$$

com $\tau \simeq t_1/2$ (figura 6.1b). Por sua simplicidade, esta é uma das SFR mais populares encontradas na literatura.

- No caso da IMF de Salpeter (1955), foi admitido que a SFR é constante, ou seja $b(t) = b_1$. Da condição de normalização (5.13), vemos que $b_1 = 1$ (Figura 6.1c).

- Miller e Scalo (1979) consideram ainda que a taxa $b(t)$ pode aumentar com o tempo, sugerindo uma função exponencial da forma

$$b(t) \propto \exp(t/\tau) \quad (6.26)$$

com $\tau \simeq t_1/2$, ver figura 6.1d. Essa SFR aumenta indefinidamente, o que não é consistente com um sistema isolado, em que a densidade do gás tende a diminuir.

- Uma outra função de crescimento assintótico é também proposta por Miller e Scalo (1979) (figura 6.1e), dada por

$$b(t) \propto [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (6.27)$$

novamente com $\tau \simeq t_1/2$.

- Finalmente, Miller e Scalo (1979) também sugerem uma SFR polinomial (figura 6.1f), dada por

$$b(t) \propto \frac{(t/\tau)^{m-1}}{1 + (t/\tau)^m} \quad (6.28)$$

com $m = 4$ e $t \simeq 2t_1/3$.

Em princípio, as SFR mostradas esquematicamente na figura 6.1 podem estar corretas, aplicando-se a fases diferentes da formação da Galáxia. Como veremos, a queda de matéria sobre o disco, vinda do halo ou de outras galáxias (*infall*) pode produzir taxas ascendentes, como mostrado na figura 6.1d,e,f, decrescendo eventualmente quando o gás deixa de cair sobre o disco.

6.3 A SFR LOCAL

Estrelas de grande massa ($m > 2M_\odot$) têm tempos de vida curtos, $t_m \ll t_1$, de modo que as estrelas massivas observadas hoje nasceram recentemente, podendo sua contagem dar informações diretas sobre a taxa de formação atual ψ_1 , de acordo com a equação (5.20):

$$n(m) = \phi(m) \psi_1 t_m \quad (t_m \ll t_1) \quad (6.29)$$

Para as estrelas menos massivas, a relação é mais complicada, de acordo com (5.12) e (5.18)

$$n(m) = \phi(m) \bar{\psi}_1 t_1 \quad (t_m \geq t_1) \quad (6.30)$$

$$n(m) = \int_{t_1-t_m}^{t_1} \phi(m) \psi(t) dt = \phi(m) \bar{\psi}_{1m} t_m \quad (t_m < t_1) \quad (6.31)$$

isto é, as contagens podem dar informações sobre as SFR médias, $\bar{\psi}_1$ ou $\bar{\psi}_{1m}$. Neste caso, a solução é obter $\bar{\psi}_1$ e a razão $\bar{\psi}_1/\psi_1$, para chegar a ψ_1 .

A SFR a partir do limite de Oort

De acordo com o trabalho pioneiro de Jan Oort, é possível obter um limite para a densidade do meio interestelar no disco galáctico a partir de estudos dos movimentos na direção perpendicular ao plano de grupos homogêneos de estrelas. Como resultado, pode-se obter as densidades médias no plano, que são aproximadamente $\rho_{total} \simeq 10 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3} \simeq 0.15 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ para a densidade total (gás + estrelas); $\rho_* \simeq 4 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3} \simeq 0.06 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ para a densidade de estrelas; $\rho_{mi} \leq 6 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3} \simeq 0.09 M_\odot \text{ pc}^{-3}$ para a densidade do meio interestelar. Neste último caso, os valores observados são da mesma ordem de grandeza, mas menores por um fator da ordem de 2, $\rho_{mi} \simeq 0.04 M_\odot \text{ pc}^{-3}$. Adotando as escalas de altura médias $h_{mi} \simeq 200 \text{ pc}$, $h_* \simeq 1000 \text{ pc}$, $h_{total} \simeq 600 \text{ pc}$, obtemos para as massas $M_{mi} \simeq 8 M_\odot \text{ pc}^{-2}$, $M_* \simeq 60 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ e $M_{total} \simeq 90 M_\odot \text{ pc}^{-2}$. Valores mais corretos são $M_{mi} \simeq 5 - 10 M_\odot \text{ pc}^{-2}$, $M_* \simeq 70 - 95 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ e $M_{total} \simeq 80 - 100 M_\odot \text{ pc}^{-2}$.

Vamos agora introduzir mais um conceito importante, que é a *fração de retorno* R , ou a fração de massa ejetada pelas estrelas ao meio interestelar. Sendo M_* a massa atual na forma de estrelas, M_o a massa total já formada, e M_e a massa ejetada ao meio interestelar pelas estrelas em seus estágios finais, temos

$$R = \frac{M_e}{M_*} \quad (6.32)$$

de modo que

$$M_o = M_* + M_e = M_* + RM_* = (1 + R)M_*. \quad (6.33)$$

Valores típicos são $R \simeq 0.1 - 0.3$, de modo que $M_o \simeq (1.1 - 1.3)M_*$, isto é, a massa total de estrelas já formadas é cerca de 10-30% maior que a massa presente atualmente. Podemos então concluir que $\bar{\psi}_1 t_1 > (1.1)(70)M_\odot \text{ pc}^{-2} = 77M_\odot \text{ pc}^{-2}$, e que $\bar{\psi}_1 t_1 < (1.3)(95)M_\odot \text{ pc}^{-2} = 124M_\odot \text{ pc}^{-2}$, ou seja

$$124 > \bar{\psi}_1 t_1 (M_\odot \text{ pc}^{-2}) > 77. \quad (6.34)$$

Para os dois casos mais simples que estudamos, em que $t_m \ll t_1$ e $t_m \geq t_1$ (ver eqs. 6.29 e 6.30) podemos obter a escala de tempo $T_1 = \bar{\psi}_1 t_1 / \psi_1$ definida em (5.21) ajustando os dois extremos da IMF para massas altas ($m > 2M_\odot$) e baixas ($m < 1M_\odot$), obtendo $20 > T_1(\text{Gano}) > 5$, que corresponde a $2 > T_1/t_1 > 0.5$ para $t_1 \simeq 10$ Gano. Se $T_1 < t_1 \simeq 10 - 12$ Gano, ψ cresce com o tempo; se $T_1 \simeq t_1$, ψ é constante, e se $T_1 > t_1$, ψ decresce com o tempo. Usando (5.34), obtemos

$$25 > \psi_1 (M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}) > 3.7. \quad (6.35)$$

Supondo que a SFR não aumentou desde a formação das estrelas mais velhas do disco, há cerca de 12 Ganos, obtemos $T_1 \simeq (1+f)\psi_1 t_1 / \psi_1 \simeq (1+f)t_1 \geq 12$ Gano, com $f = 0$ (SFR constante) ou $1 > f > 0$ (SFR decrescente), e (6.34) fica

$$10 > \psi_1 (M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}) > 3.7. \quad (6.36)$$

Naturalmente, a SFR pode aumentar se houver um *burst* (surto) de formação estelar.

A SFR a partir de contagens estelares

Este é o método clássico, e resume-se na contagem de estrelas com massas $m > 0.1M_\odot$, descontando-se as estrelas evoluídas e desprezando-se aqueles objetos com massas muito pequenas, abaixo do limite de $0.1M_\odot$. Os resultados indicam

$$144 > \bar{\psi}_1 t_1 (M_\odot \text{pc}^{-2}) > 43. \quad (6.37)$$

Usando os valores apropriados de T_1 ,

$$7 > \psi_1 (M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}) > 3 \quad (6.38)$$

e podemos considerar que a SFR atual está geralmente no intervalo $\psi_1 \simeq 5 - 20 M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, com um valor típico de $\psi_1 \simeq 10 M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$.

Em resumo, determinações da SFR local a partir de diversos métodos baseados na PDMF observada levam a valores da SFR dados por

$$\psi_1 \sim 2 - 10 M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1} \quad (6.39)$$

Considerando a massa média de gás convertida em estrelas na Galáxia, resultados obtidos a partir de dados do telescópio espacial *Spitzer* sugerem valores

da ordem de 0.7 a 1.5 M_{\odot} /ano, e resultados semelhantes, SFR $\sim 1.3 M_{\odot}$ /ano são considerados na literatura..

6.4 A SFR LOCAL COM BURSTS

Assim como observado em outras galáxias, nossa Galáxia também pode ter tido *bursts*, ou surtos de formação estelar. Um exemplo de uma SFR variável no tempo, em que se propõe a existência de *bursts*, ou surtos de formação estelar, foi apresentado por H. Rocha-Pinto e colaboradores. Nesse trabalho, foi usada uma distribuição de idades cromosféricas de anãs tardias, a qual é transformada em uma história de formação estelar com a aplicação de correções para a escala de altura das estrelas, evolução e correção volumétrica. Os resultados indicam a presença de pelo menos 3 episódios de formação estelar intensificada – os surtos – localizados há cerca de 0–1 Gano (surto A), 2–5 Gano (surto B) e 7–9 Gano (surto C). Uma análise estatística indica um nível de significância para a existência dos surtos da ordem de 98%.

Por meio da comparação dos resultados com a taxa de enriquecimento de metais, dada pela razão idade-metalicidade, pode-se investigar o possível efeito na formação estelar galáctica de aproximações de nossa Galáxia com as Nuvens de Magalhães.

Sugestões de períodos com SFR intensificada já haviam sido feitas na literatura. Por exemplo, uma análise recente da SFR da Via Láctea nos últimos 2 Ganos, utilizando aglomerados abertos, sugere a existência de pelo menos 5 episódios rápidos de formação estelar intensificada.

O trabalho de Rocha-Pinto e colaboradores baseia-se em uma distribuição de estrelas representativas do disco, para as quais foram determinadas idades cromosféricas, essencialmente obtidas a partir de uma correlação inversa entre a emissão cromosférica e a idade das estrelas. Uma vez que o número de estrelas em cada intervalo de idade deve estar correlacionado com o número de estrelas nascidas naquela época, a SFR pode ser obtida a partir da distribuição de idades, aplicadas algumas correções. Essas correções incluem (a) uma correção de volume, para corrigir um possível viés devido ao fato de que estrelas com diferente composição química têm magnitudes diferentes, de modo que o volume amostrado varia de uma estrela para outra; (b) uma correção evolutiva devida às diferentes massas – e portanto idades – das estrelas, particularmente as mais massivas, que estão ausentes dos intervalos de idade mais antigos, e (c) uma correção devida às diferentes escalas de altura

das estrelas (cf. figura 5.6), especialmente as que estão a maiores distâncias do plano galáctico.

Os resultados deste trabalho estão exemplificados na figura 6.2, onde se apresenta a razão $b/\langle b \rangle$, isto é, a taxa relativa de formação estelar, definida em termos da taxa de formação estelar *média* no passado.

Nesta figura estão incluídas linhas características de 2σ (dois desvios padrões) com relação a uma SFR constante, onde $b/\langle b \rangle = 1$. Pode-se admitir a existência de pelo menos 3 surtos A, B, C, épocas em que as variações obtidas são muito superiores a 2σ . Note-se que o Sol, com 4.5 Gano, teria sido formado durante o surto B.

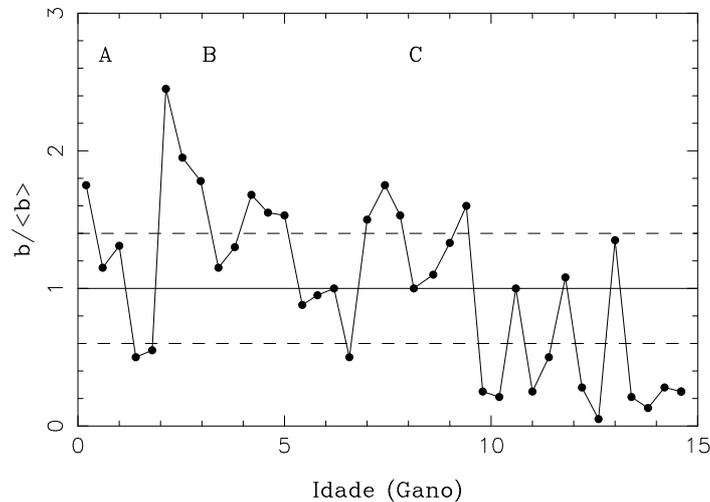


Figura 6.2 - A SFR de Rocha-Pinto et al. (2000). 3 surtos podem ser observados, o surto inicial A, o surto entre 2 e 5 Gano (B), e entre 6 e 10 Gano (C).

6.5 A SFR EM OUTRAS REGIÕES

Para obter a taxa de formação estelar (SFR) em outras regiões da Galáxia e em outras galáxias, determina-se a população de estrelas mais massivas, admitindo-se em geral uma função de massa inicial (IMF) universal, e calcula-se a SFR. Vamos considerar alguns métodos usados nesta determinação.

Contagens de estrelas em galáxias

A SFR pode ser determinada a partir da contagem de estrelas brilhantes, como supergigantes, admitindo-se que $n_* \propto SFR$.

Fluxo $H\alpha$, $H\beta$ e livre-livre em rádio

Neste caso, a SFR pode ser determinada a partir de medidas dos fluxos em $H\alpha$, $H\beta$ e livre-livre em rádio emitidos por estrelas quentes e jovens e regiões HII associadas a essas estrelas, admitindo portanto que $F \propto SFR$. Uma expressão aproximada para o fluxo $H\alpha$ em galáxias espirais e irregulares, adotando a IMF de Salpeter, pode ser escrita

$$SFR(M_{\odot}/\text{ano}) \simeq 7.9 \times 10^{-42} L_{H\alpha} \text{ (erg/s)} \quad (6.40)$$

As regiões HII estão claramente associadas com os locais de formação estelar, de modo que podem também ser usadas para determinar a SFR.

Emissão infravermelha e UV em regiões de formação estelar

Regiões de formação estelar emitem fortemente no infravermelho. Como estas regiões estão associadas com estrelas jovens e massivas, medidas do fluxo infravermelho (e UV) podem ser usadas para determinar a SFR, isto é, $SFR \propto L_{IR}$ (ou L_{UV}). Por exemplo, podemos escrever aproximadamente

$$SFR \simeq (0.1 - 0.4) \frac{L_{bol}}{L_{\odot}} M_{\odot}/\text{Gano} \quad (6.41)$$

Para NGC 5128, considerando uma luminosidade bolométrica $L_{bol} \simeq 10^{10} L_{\odot}$, $SFR \simeq 1 - 4 M_{\odot}/\text{ano}$.

Frequência de supernovas

As supernovas de tipo II são formadas pelas estrelas mais massivas, com menores tempos de vida. A frequência das supernovas e a distribuição observada de restos de supernovas e de pulsares pode também ser usada para estimar a SFR. A taxa de explosões de supernovas está relacionada com a taxa atual de morte das estrelas. A teoria da evolução estelar fornece o intervalo de massas das estrelas que produzem supernovas, de modo que a taxa atual pode ser usada para estimar a SFR, adotando uma IMF padrão.

Taxas de formação de nebulosas planetárias e anãs brancas

As estrelas de massa intermediária formam nebulosas planetárias e anãs brancas, estágios finais observáveis desses objetos. Portanto, as taxas de formação de nebulosas planetárias e anãs brancas podem também ser usadas para determinar a SFR na Galáxia.

Distribuição de nuvens moleculares

Analogamente, a distribuição de nuvens moleculares pode dar informações sobre a SFR, uma vez que são os locais preferenciais de formação estelar.

6.6 DISTRIBUIÇÃO DE GÁS E A SFR

Uma vez que a SFR está relacionada com a densidade de gás, como sugerido pela lei de Schmidt, a variação da SFR com a posição no disco galáctico deve também estar relacionada com a distribuição de gás nessa região. Para obter uma estimativa correta da distribuição do gás, é necessário incluir o hidrogênio atômico (H) e o hidrogênio molecular (H_2), com uma eventual correção para o He. O H atômico pode ser estudado a partir de medidas da linha de 21 cm em rádio, enquanto que a componente molecular pode ser estimada a partir da molécula de CO, por meio de um fator de correção entre o hidrogênio molecular e o CO. Os resultados mostram que, na vizinhança solar, a densidade de H (atômico e molecular) é da ordem de $\sigma_H \simeq 13 M_\odot/\text{pc}^2$, sendo que $10 M_\odot/\text{pc}^2$ correspondem ao H atômico e $3 M_\odot/\text{pc}^2$ ao hidrogênio molecular. Por outro lado, a densidade superficial de massa na vizinhança solar é conhecida, sendo da ordem de $\sigma \simeq 50 M_\odot/\text{pc}^2$, de modo que a fração de gás deve ser da ordem de $\mu \simeq \sigma_H/\sigma \simeq 13/50 = 0.26$.

A figura 6.3 mostra a distribuição de densidade superficial de gás e da taxa de formação estelar, dada em $M_\odot \text{Gyr}^{-1} \text{pc}^{-2}$. Estas distribuições são dadas em função da distância galactocêntrica, estando o Sol a 8.5 kpc do centro.

A parte superior da figura aplica-se à Via Láctea, enquanto que a parte inferior representa a galáxia NGC 6946. O gás inclui o H neutro e molecular. Enquanto o H atômico se distribui mais ou menos uniformemente no disco, a partir de $R \simeq 4 \text{kpc}$ do centro, o H molecular tem claramente uma distribuição mais localizada, em um “anel” interior a cerca de 10 kpc do centro, de modo que a SFR deve ter um comportamento semelhante, havendo uma forte coincidência entre a ocorrência de nuvens moleculares gigantes (*GMC*, *giant molecular clouds*) e a SFR.

Determinações anteriores da SFR mostram distribuições semelhantes às da figura 6.3, no sentido de que todas apresentam uma concentração em uma região mais próxima ao centro, decrescendo para maiores distâncias galactocêntricas e também para regiões internas a cerca de 4 kpc, o que pode ser consequência de uma barra nessa região.

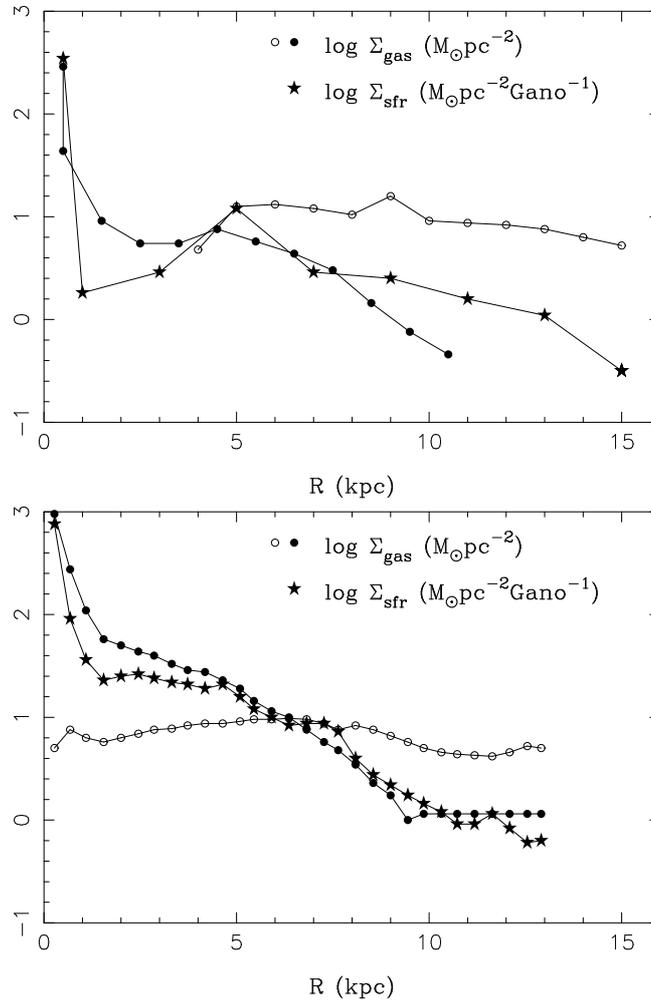


Figura 6.3 - Distribuição da densidade superficial de gás e da SFR ao longo do disco galáctico. (a) Via Láctea, (b) NGC 6946. Círculos vazios: Gás atômico. Círculos cheios: Gás molecular. Estrelas: SFR.

6.7 A LEI DE SCHMIDT

A lei de Schmidt (1959), originalmente proposta para a nossa Galáxia, parece ter uma aplicação muito mais ampla, sendo aproximadamente válida em galáxias com um intervalo considerável de taxa de formação estelar. Para essas galáxias, pode-se escrever então

$$SFR = A \sigma_g^n \tag{6.42}$$

onde SFR e σ_g são as densidades superficiais de formação estelar e de gás, respectivamente, e n é um índice da ordem de 1 – 2, segundo o trabalho mais recente de Kennicutt e colaboradores. Em uma determinação recente da relação entre a SFR e a densidade de gás em galáxias, Kennicutt considerou uma grande amostra de galáxias espirais normais e galáxias *starburst*, para as quais a SFR pode ser determinada a partir de medidas de $H\alpha$, HI e CO (galáxias normais) e observações de CO no infravermelho distante (*starbursts*). Essas galáxias, como por exemplo NGC 5253, apresentam surtos rápidos (da ordem de alguns milhões de anos) e intensos de formação estelar, após permanecerem por bilhões de anos em estado quiescente. Além disso, são remanescentes de uma época primordial da história do Universo, sendo compostas de material que apresenta pouco enriquecimento químico. A vantagem de usar também estas últimas é aumentar consideravelmente o intervalo dinâmico de densidade de gás (e de SFR), levando a uma correlação mais precisa.

De modo geral, a correlação entre a SFR global e a densidade de gás (atômico e molecular) é bem definida, constituindo um dos principais métodos de determinação da SFR. No caso de medidas da linha $H\alpha$, usa-se uma relação do tipo $SFR(M_\odot/\text{ano}) \propto L(H\alpha)$, onde $L(H\alpha)$ é a luminosidade $H\alpha$ observada. Para obter a densidade superficial da SFR (unidades: $M_\odot \text{ano}^{-1} \text{kpc}^{-2}$) é preciso dividir a SFR em M_\odot/ano pela área da região observada, corrigindo por efeitos de projeção.

Os resultados de Kennicutt e colaboradores na forma de uma lei de Schmidt estão resumidos na figura 6.4, onde a densidade superficial de SFR ($M_\odot \text{ano}^{-1} \text{kpc}^{-2}$) é dada em função da densidade superficial de gás, medida em M_\odot/pc^2 . Nesta figura estão representados diferentes objetos, como as galáxias espirais normais e irregulares e as galáxias *starburst*. Note-se que o comportamento de todos os objetos é semelhante, com uma inclinação $n \simeq 1.4$, como vimos anteriormente. As exceções são algumas galáxias de baixo brilho superficial e pobres em metais. Note-se que, como no caso anterior, esses resultados dependem da calibração adotada entre as densidades de coluna de CO e H_2 . As galáxias normais são representadas pelos círculos, e as *starbursts* pelos quadrados. A inclinação obtida é $n \simeq 1.40$, e a relação mostrada pode ser escrita

$$SFR = 2.5 \times 10^{-4} \left(\frac{\sigma_g}{1 M_\odot \text{pc}^2} \right)^{1.4} M_\odot \text{ano}^{-1} \text{kpc}^{-2} \quad (6.43)$$

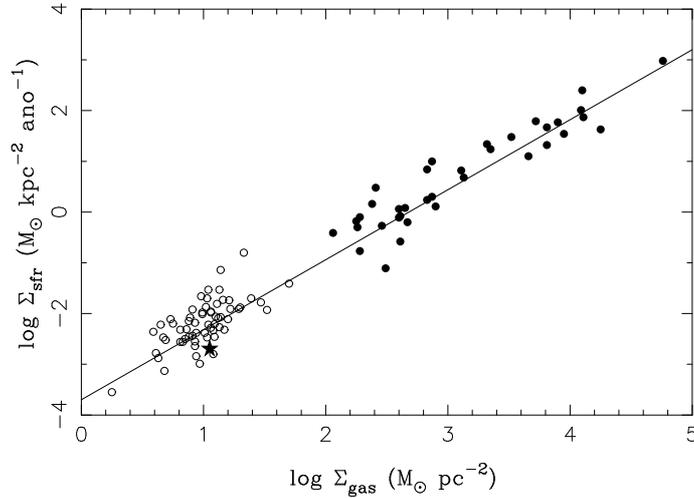


Figura 6.4 - Relação entre a SFR e a densidade superficial de gás (Lei de Schmidt-Kennicutt). Círculos vazios: Galáxias normais/irregulares; Círculos cheios: galáxias starburst. A posição da Galáxia está indicada por uma estrela.

Embora o ajuste obtido seja muito preciso, o significado físico da relação acima não é óbvio, pois a lei de Schmidt não é a única parametrização possível para reproduzir a variação da SFR no intervalo observado.

6.8 FATORES QUE INFLUENCIAM A SFR

Muitos fatores podem influenciar a SFR, mas é extremamente difícil, se não impossível, obter uma formulação teórica simples que leve em conta os aspectos mais fundamentais da formação estelar. Desde o trabalho pioneiro de Schmidt (1959), sabe-se que a SFR é proporcional à densidade de gás disponível para a formação estelar, ou seja $SFR \propto \rho^n$ com $n \simeq 2$ de acordo com Schmidt (1959) ou $n \simeq 1.4$, de acordo com o trabalho mais recente de Kennicutt e colaboradores. Esse índice é muito difícil de ser determinado, podendo variar de uma galáxia para outra e dentro da própria Galáxia. Isto significa, provavelmente, que outros fatores são importantes e devem ser levados em conta.

Um destes fatores é a *compressão do gás*, como sugerido pela discussão anterior sobre outras galáxias, uma vez que a ocorrência de processos dinâmicos leva à compressão do gás e a uma maior formação de estrelas. Como exemplos, temos choques interestelares, frentes de ionização, acomodação gravitacional

do gás em camadas, ondas de densidade, colisões de alta velocidade de gás em galáxias, e acreção em nuvens intergalácticas.

Na realidade, a SFR é uma função tão complicada, que não parece possível obter uma expressão única que permita uma previsão de seu valor para alguma galáxia. Segundo o trabalho de Lynden-Bell (1977), uma expressão assim conteria tantos parâmetros desconhecidos que seria praticamente inútil:

$$SFR = f(\rho, c_s, \omega_c, v/c_s, \Omega, A, \mathbf{B}, Z, \rho_*) \quad (6.44)$$

onde ρ é a densidade do gás; c_s a velocidade do som no meio; ω_c a frequência dos choques; v/c_s a razão da velocidade da onda de choque e a velocidade do som, uma medida da intensidade do choque; Ω uma medida da rotação do gás; A a taxa de tensão horizontal (*shearing rate*); \mathbf{B} a intensidade do campo magnético; Z a metalicidade do gás; e ρ_* densidade de estrelas de fundo. Na impossibilidade de caracterizar a SFR a partir de tantos parâmetros, parece mais útil investigar os vínculos impostos a esta função por outros aspectos da evolução química das galáxias. Alguns destes vínculos são:

- Continuidade da IMF: É provavelmente o principal vínculo da SFR. A IMF deve ser contínua, com uma transição suave entre as estrelas de baixa massa e as massivas. Como as duas funções (IMF e SFR) estão inter-relacionadas, este vínculo afeta fortemente a SFR.
- IMF em aglomerados e estrelas de campo: A IMF varia um pouco dependendo da região considerada, como vimos. Estas variações quando aplicadas a aglomerados, associações estelares, etc. produzem vínculos à SFR.
- Distribuição de idades e metalicidades das estrelas: A distribuição das idades das estrelas pode determinar a história da SFR. Uma SFR maior no passado implica maior número de estrelas mais velhas com relação ao número de estrelas jovens. Da mesma forma, a distribuição de metalicidades das estrelas pode ser usada para obter a história da SFR, uma vez que existe uma relação implícita entre as metalicidades e a idade. Este é o método usado por Rocha-Pinto e Maciel, em uma sequência do trabalho mencionado no capítulo anterior.
- Nuclídeos radioativos: Alguns autores sugerem que processos de nucleossíntese (processo-r) podem dar informações sobre a história da SFR, uma vez que a taxa de nucleossíntese depende da história da SFR, e portanto do tempo.

- *yields* de nucleossíntese: A determinação de *yields* de nucleossíntese para estrelas massivas pode ser combinada com a SFR atual para obter a taxa atual de nucleossíntese, o que dá algumas informações sobre a SFR.
- Vínculos de evolução química: Alguns trabalhos procuram utilizar vínculos de evolução química para definir a dependência da SFR com a densidade do gás. Estes vínculos incluem o aumento das abundâncias de He e elementos pesados com a evolução galáctica e a abundância do deutério.

Outros vínculos da SFR foram mencionados na seção 6.5, como as regiões HII, regiões de formação estelar, supernovas, nebulosas planetárias, anãs brancas, etc.

6.9 INSTABILIDADE GRAVITACIONAL: A MASSA DE JEANS

O processo de formação de estruturas (estrelas, galáxias, aglomerados), envolve uma competição entre a atração gravitacional de uma massa de gás e a ação das forças de pressão. Na era de radiação, a temperatura do Universo era muito alta, e também as forças de pressão (incluindo a radiação), de modo que as estruturas não se formavam. À medida que o Universo se esfriava e expandia, flutuações de densidade passaram a provocar instabilidades, propiciando a condensação e o aparecimento de estruturas. Evidências de flutuações em épocas remotas do Universo foram obtidas pelo satélite COBE (1992) e, mais recentemente, pelos projetos WMAP e Planck.

A figura 6.5 mostra imagens da radiação cósmica de fundo em microondas obtidas nesses projetos, tendo sido subtraídas as componentes de temperatura média, dipolo cinemático e da Via Láctea, de modo que o que se observa são as flutuações na temperatura que, eventualmente, deram origem às condensações no Universo (aglomerados, galáxias, etc.). Essas flutuações de temperatura são da ordem de $\Delta T/T \simeq 10^{-5}$.

Embora a origem das flutuações não seja clara, podemos fazer uma estimativa de quanto elas devem crescer para que uma galáxia se forme. Por exemplo, uma galáxia como a nossa, com massa $M_G \sim 1.4 \times 10^{11} M_\odot$ terá um número de bárions dado por $N_B \sim M_G/m_H \sim 10^{68}$. As flutuações de densidade são da ordem de $\delta\rho/\rho \sim N_B^{-1/2} \sim 10^{-34}$. Por outro lado, o contraste de densidade hoje é muito maior, podendo ser estimado por $\delta\rho/\rho \sim (\rho_{disco} - \rho_{meio})/\rho_{meio}$, onde ρ_{disco} é a densidade média do disco galáctico, $\rho_{disco} \sim M_G/(\pi R_G^2 h) \sim 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ e $\rho_{meio} \sim nm_H \leq 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$ é a densidade do meio internuvens/intergaláctico. Neste caso temos $\delta\rho/\rho \sim 10^6$, isto é, as flutuações devem crescer cerca de 40 ordens de grandeza.

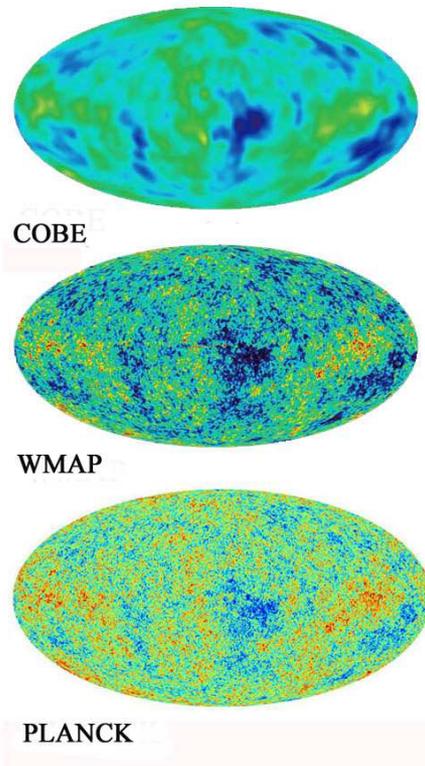


Figura 6.5 - Flutuações de temperatura medidas na radiação cósmica de fundo.

Estas flutuações correspondem ao colapso e expansão de regiões, ou seja, a uma oscilação das flutuações, que se propaga como uma onda de pressão. As oscilações têm um tempo característico de amortecimento, inversamente proporcional à massa envolvida. Na época do desacoplamento matéria-radiação, algumas destas instabilidades propagaram-se o suficiente para formar estruturas.

As perturbações podem ser isotérmicas, quando apenas as partículas são perturbadas, e a radiação fica inalterada; ou adiabáticas, quando ambas (matéria e radiação) são perturbadas.

No caso das perturbações isotérmicas, as forças de pressão são superiores às gravitacionais antes do desacoplamento, quando $T \simeq 3000$ K: $F_p \gg F_g$, de modo que as instabilidades não progridem. No caso de perturbações adiabáticas, a radiação pode sofrer difusão rapidamente nesta época anterior ao desacoplamento, quando $T > 3000$ K.

Quando começaram a se formar as estruturas? Considerando uma nuvem protogaláctica com $R \sim R_G \simeq 30$ kpc, e $M \sim M_G \simeq 10^{11} M_\odot$, o tempo de queda livre é $R \sim (1/2)gt^2 \simeq (1/2)GMt^2/R^2$, e portanto $t_{ql} \sim (2R^3/GM)^{1/2} \sim 3 \times 10^8$ anos. Esta época corresponde aproximadamente a $T \sim 3000$ K.

Vamos considerar as flutuações que sobrevivem após o desacoplamento. Neste caso, terão progresso aquelas que satisfizerem o critério de instabilidade gravitacional de Jeans, ou

$$R > \lambda_J \quad (6.45)$$

onde R é a dimensão da região perturbada e λ_J o comprimento de Jeans.

Para estimar λ_J podemos considerar a energia potencial gravitacional e cinética por grama na região R de massa M e densidade ρ :

$$E_p \simeq \frac{GM}{R} = \frac{G}{R} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \rho \right) = \frac{4\pi}{3} G R^2 \rho \quad (6.46)$$

$$E_c \simeq \frac{P}{\rho} = c_s^2 \quad (6.47)$$

onde c_s é a velocidade do som. Sendo λ_J o diâmetro da perturbação, com $E_p = E_c$:

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{3} G \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^2 \rho &= c_s^2 \\ \lambda_J &= \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \frac{c_s}{(G\rho)^{1/2}} \end{aligned} \quad (6.48)$$

Um cálculo mais dá:

$$\lambda_J = \pi^{1/2} \frac{c_s}{(G\rho)^{1/2}} \quad (6.49)$$

A massa mínima necessária para a instabilidade é a *massa de Jeans*, ou

$$M_J = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \rho = \frac{\pi}{6} \lambda_J^3 \rho = \frac{\pi^{5/2}}{6 G^{3/2}} \frac{c_s^3}{\rho^{1/2}} \quad (6.50)$$

Podemos estimar M_J para $T \simeq 3000$ K, $z \simeq 1000$, $\Omega \simeq 0.1$ e

$$\rho \simeq 6 \times 10^{-30} (1+z)^3 \Omega \simeq 6 \times 10^{-22} \text{g cm}^{-3} \quad (6.51)$$

onde z é o *redshift* e

$$c_s = \left(\frac{P}{\rho} \right)^{1/2} = \left(\frac{kT}{m_H} \right)^{1/2} \simeq 5 \times 10^5 \text{cm/s} \quad (6.52)$$

Obtemos $\lambda_J \simeq 1.4 \times 10^{20}$ cm e $M_J \simeq 8.6 \times 10^{38}$ g = $4.3 \times 10^5 M_\odot$, o que corresponde aproximadamente à massa dos aglomerados globulares. As escalas de massa preferencialmente formadas dependem de maneira complexa do *redshift* e da temperatura, favorecendo massas mais baixas nas épocas mais recentes.

Portanto, após o Big Bang, a pressão da radiação era muito alta, e a massa de Jeans também. Após $t \simeq 3 \times 10^5 - 10^6$ anos, $T \simeq 3000$ K, os elétrons passaram a ser capturados pelos núcleos. Então, o Universo passou a ser transparente à radiação, a pressão diminuiu e também a massa de Jeans, que chegou ao valor de $10^5 M_\odot$, formando as primeiras estruturas. A faixa de $T \simeq 3000$ K corresponde à transição entre a era dominada pela radiação, em que a maior parte da energia do Universo estava sob a forma de radiação, e a era atual, dominada pela matéria, em que a maior parte da energia está nas massas das partículas nucleares. Antes da recombinação $M_J \propto T^{-3}$, isto é, à medida que T caía, a massa aumentava. Depois daquela fase, $M_J \propto T^{3/2}$, acontecendo o contrário.

Um aspecto importante da formação estelar em épocas primordiais refere-se às estrelas de população III, formadas na primeira geração de estrelas. Uma vez que não foram encontradas estrelas com abundâncias nulas de metais, essas estrelas devem ter sido massivas, com escalas de tempo curtas. Suas massas não são determinadas, mas valores da ordem de 20 a $50 M_\odot$ têm sido propostos.

Em termos de T e ρ , as equações (6.49) e (6.50) podem ser escritas

$$\lambda_J \simeq \sqrt{\frac{\pi k}{G m_H}} \left(\frac{T}{\rho}\right)^{1/2} \simeq 6.24 \times 10^7 \frac{T^{1/2}}{\rho^{1/2}} \quad (6.53)$$

$$M_J \simeq 1.27 \times 10^{23} \frac{T^{3/2}}{\rho^{1/2}} \quad (6.54)$$

onde usamos unidades cgs. Considerando agora condições típicas das nuvens interestelares, $T \simeq 50$ K e $\rho \simeq 2 \times 10^{-23}$ g/cm³, obtemos $M_J \simeq 5 \times 10^3 M_\odot$. Supondo uma dimensão típica de 10 pc para a nuvem, sua massa seria $M_n \sim 4 R^3 \rho \sim 140 M_\odot$, muito *menor* que M_J , ou seja, a nuvem interestelar não é gravitacionalmente ligada. Por outro lado, em uma nuvem *molecular* típica, com $T \sim 10$ K, $n \sim 10^4$ cm⁻³ ou $\rho \sim 2 \times 10^{-20}$ g/cm³ e um peso molecular $\mu \simeq 2$, temos $M_J \simeq 5 M_\odot$, próximo das massas das estrelas, e muito menor que a massa das nuvens moleculares, que é da ordem de $10^4 M_\odot$. Portanto, o

processo de colapso gravitacional está acompanhado de fragmentação, para a formação de estrelas com massas da ordem da massa solar.

EXERCÍCIOS

- 6.1 Para uma SFR como a de Schmidt (1959), Miller e Scalo (1979) obtiveram a relação

$$b(t) \propto \left(1 + \frac{t}{t_1 \tau}\right)^{-2} \quad (1)$$

que pode ser escrita

$$b(t) = b(0) \left(1 + \frac{t}{t_1 \tau}\right)^{-2} \quad (2)$$

onde $b(0) = [(1 - P) \tau]^{-1}$ e $\tau = P/(1 - P)$, sendo $P \simeq 0.1$ a razão atual entre a massa interestelar (gás + poeira) e a massa total na vizinhança solar. Mostre que a relação (2) satisfaz a condição de normalização dada por (6.13).

- 6.2 A correlação entre a SFR e a densidade superficial do gás em galáxias normais e galáxias *starburst* encontrada por R. C. Kennicutt pode ser escrita

$$SFR \simeq 2.5 \times 10^{-4} \Sigma_g^{1.4}$$

onde a SFR está em $M_\odot \text{ kpc}^{-2} \text{ ano}^{-1}$ e a densidade Σ_g está em M_\odot/pc^2 . As galáxias A e B têm densidades de gás dadas por $\Sigma_A = 10 M_\odot/\text{pc}^2$ e $\Sigma_B = 10^4 M_\odot/\text{pc}^2$, respectivamente. (a) Qual é a SFR destas galáxias em unidades de $M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$? (b) Compare o resultado em (a) com a taxa média atual da Galáxia, que é da ordem de $SFR \simeq 5 M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$. Alguma das galáxias A e B pode ser considerada como *starburst*?

- 6.3 Em um estudo da taxa de formação estelar em galáxias Kennicutt encontrou que a densidade limite para formação estelar em uma certa galáxia é $\Sigma_H \simeq 4 M_\odot/\text{pc}^2$. (a) Qual é a densidade de coluna (em cm^{-2}) de H (N_H) correspondente a este valor? (b) Supondo que o H está concentrado em uma nuvem com densidade $n_H \sim 10 \text{ cm}^{-3}$, qual seria a dimensão típica desta nuvem (em cm e em pc)?

- 6.4 (a) Suponha que a Galáxia teve uma taxa de formação estelar essencialmente constante, desde $t = 0$ até $t = t_G$, sendo t_G a idade da Galáxia, cerca de 13.6 Ganos. Qual das SFR mostradas na figura 6.1 seria mais adequada para descrever esta evolução? (b) Suponha agora que, entre as épocas $t_G/3$ e $2t_G/3$ houve uma queda de matéria (*infall*) causada pela captura de uma galáxia do Grupo Local. Qual das SFR da figura 6.1 seria mais adequada para descrever esta nova situação?
- 6.5 A taxa de formação estelar na região entre as distâncias galactocêntricas $R = 0$ e $R = 10$ kpc é da ordem de $\log \Sigma_{SFR} \simeq 0.6$, onde Σ_{SFR} é dada em $M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. Qual seria o valor correspondente da taxa de formação estelar em M_\odot/ano nesta região?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- KENNICUTT, R. C., EVANS, N. J. 2012, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 50, p. 531.
Excelente revisão da taxa de formação estelar, em particular pela comparação entre diferentes objetos, como as galáxias normais, peculiares e *starbursts*. As figuras 6.3 e 6.4 são adaptadas destas referências. Ver também R. C. Kennicutt, 1998, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 36, p. 189.
- LIMA NETO, G. 2020, *Astronomia Extragaláctica*, IAG/USP.
Texto acessível sobre astrofísica extragaláctica, em particular pela discussão referente à massa de Jeans.
- LYNDEN-BELL, D. 1977, *IAU Symposium 75*, ed. T. de Jong, A. Maeder, Reidel, p. 291.
Trabalho clássico sobre os fundamentos da determinação da taxa de formação estelar.
- MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer.
Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283.
- ROCHA-PINTO, H. J., MACIEL, W. J. 1997, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 289, p. 882.
Determinação da SFR com *bursts*. Ver também Rocha-Pinto, H. J. et al. 2000, *Astrophys. J.* vol. 531, p. L115; *Astron. Astrophys.* vol. 358, p. 869.

SCALO, J. M. 1986, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 11, p. 1.

Discussão detalhada dos processos de formação estelar e função de massa inicial. Ver também Miller, G. E., Scalo, J. M. 1979, *Astrophys. J.* vol. 41, p. 513; Tinsley, B. M. 1980, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 5, p. 287. A figura 6.1 foi adaptada destas referências.

SCHMIDT, M. 1959, *Astrophys. J.* vol. 129, p. 243.

Trabalho clássico sobre a relação entre a SFR e a densidade do gás. Ver também Schmidt, M. 1963, *Astrophys. J.* vol. 137, p. 758.

VÍNCULOS OBSERVACIONAIS

7.1 INTRODUÇÃO

Os modelos de evolução química – em particular aqueles adequados à evolução da vizinhança solar – devem satisfazer uma série de *vínculos de natureza observacional*, que funcionam mais ou menos como as condições de contorno em um sistema de equações diferenciais. Alguns desses vínculos eram até há algum tempo extrapolados para outras regiões da Galáxia, como o halo e o bojo, e mesmo para outras galáxias. Mais recentemente, vínculos específicos têm sido obtidos para diferentes regiões da Galáxia, de modo que os modelos resultantes são mais realísticos.

Estes vínculos não devem ser confundidos com os *ingredientes* normalmente utilizados para a construção de modelos, isto é as hipóteses básicas necessária para a construção de modelos. Por exemplo, podemos considerar modelos com uma só zona, ou mais complexos; podemos adotar a aproximação de reciclagem instantânea (*IRA, instantaneous recycling approximation*), como veremos mais tarde; podemos incluir ou não processos de queda de matéria no disco (*infall*), ou a presença de fluxos radiais (*radial flows*). Em princípio, os vínculos observacionais devem ser independentes de hipóteses sobre a natureza dos modelos, mas na prática o estabelecimento destes vínculos tem suas próprias incertezas, sendo também objeto de pesquisa. Assim, pode

eventualmente ocorrer alguma confusão, e alguns autores consideram como “vínculos” algo que outros pesquisadores incluem como “ingredientes”. Devido às incertezas no estabelecimento dos vínculos observacionais, a adoção de um ou outro em determinado modelo e seus pesos relativos podem variar bastante para pesquisadores diferentes. Neste capítulo, vamos discutir os principais vínculos relacionados com os modelos de evolução química, indicando as possíveis incertezas em sua determinação.

7.2 ABUNDÂNCIAS NO SISTEMA SOLAR

Como vimos no capítulo 1 (tabela 1.2, figura 1.8), as abundâncias no Sol e no sistema solar são frequentemente consideradas como “abundâncias cósmicas” típicas, em relação às quais são comparadas as abundâncias dos diversos objetos observados. Por exemplo, no capítulo 3 comparamos a produção de elementos pesados por supernovas de tipos II e Ia com as abundâncias do sistema solar para concluir que, em média, os processos de nucleossíntese explosiva são capazes de explicar as abundâncias observadas. Este cenário é certamente correto de maneira geral, mas diversos indícios existem de que o Sol pode não ter uma composição química típica. Vimos no capítulo 3 que as estrelas de massa intermediária, como é o caso do Sol, não devem em princípio alterar em sua evolução a abundância de elementos pesados como o oxigênio, uma vez que estes elementos são produzidos por estrelas massivas ($m \geq 10M_{\odot}$), tanto nos processos de queima hidrostática, como na nucleossíntese explosiva. Como vimos no capítulo 1, a abundância de oxigênio no Sol é $\epsilon(\text{O}) = \log \text{O}/\text{H} + 12 = 8.69$, medida por número de átomos. Por outro lado, para a nebulosa de Orion, uma região HII galáctica típica, são obtidos valores da ordem de $\log \text{O}/\text{H} + 12 = 8.51 - 8.76$. Além disto, estudos de regiões HII e nebulosas planetárias do disco galáctico mostram que as abundâncias de oxigênio destes objetos podem ser *menores* que a do Sol por um fator até 0.5 dex, como pode ser visto na figura 7.1. Nesta figura, são mostradas abundâncias $\epsilon(\text{Ne})$ de Ne em função da abundância $\epsilon(\text{O})$ de O para regiões HII (triângulos) em galáxias do Grupo Local e nebulosas planetárias (círculos vazios). A posição do Sol corresponde a $\log \text{O}/\text{H} + 12 = 8.69$ e $\log \text{Ne}/\text{H} + 12 = 7.93$.

As regiões HII devem, em princípio, revelar a composição química do meio interestelar atual, em $t = t_1 \simeq 13$ Gano, uma vez que suas idades situam-se na faixa de milhões de anos. Já as nebulosas planetárias, são objetos do disco,

assim como as regiões HII, mas foram ejetadas por estrelas de massa intermediária no final de suas vidas, de modo que são geralmente objetos muito mais velhos que as regiões HII. Em princípio, elas refletem a composição do meio interestelar na época de sua formação, estimada entre 2 e 4 Ganos atrás para a maior parte dos objetos. Isto se aplica aos elementos que não são produzidos em suas estrelas progenitoras, como O, Ne, e S, formados basicamente por estrelas de alta massa. Em contraposição, elementos como He, C, e N têm suas abundâncias modificadas pela evolução da estrela progenitora.

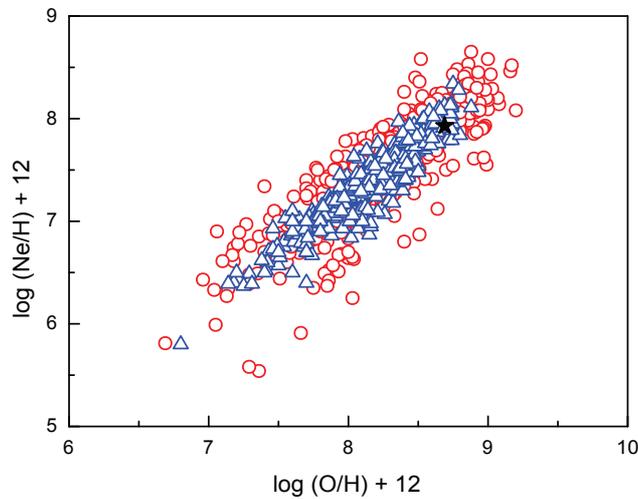


Figura 7.1 - Abundâncias relativas de Ne e O em regiões HII (triângulos) e nebulosas planetárias (círculos vazios). A posição do Sol corresponde a $\log O/H + 12 = 8.69$ e $\log Ne/H + 12 = 7.93$.

Vemos na figura 7.1 que as abundâncias observadas de Ne e O no Sol podem ser consideravelmente maiores que as abundâncias interestelares, medidas pelas regiões HII e nebulosas planetárias, em épocas diferentes. Este fato tem levado à proposição de diferentes cenários, como por exemplo um deslocamento do Sol a partir de sua região de formação, poeira associada ao gás ionizado, queda recente de matéria do halo com abundâncias semelhantes às das supernovas de tipo I, ou um aumento relativo na frequência das supernovas de tipo I nos últimos 5 a 6 Ganos.

Um complicador que surge neste cenário são os gradientes de abundâncias no disco galáctico, como veremos na seção 7.9. Resumidamente, podemos dizer que as abundâncias químicas tendem a ser mais altas nas partes

do disco mais próximas ao bojo, e mais baixas na direção do anticentro galáctico, a grandes distâncias galactocêntricas. Neste caso, devemos comparar as abundâncias do Sol com aquelas das regiões HII e estrelas jovens na mesma faixa de distâncias galactocêntricas, mas isto também pode ser complexo, pois as estrelas não permanecem em seus locais de nascimento. A figura 7.2 mostra para alguns elementos (C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Fe) as abundâncias solares (círculos), de estrelas B da vizinhança solar (triângulos) e de regiões HII na mesma região da Galáxia (cruzes). Vemos que o acordo é melhor que o indicado na figura 7.1, pois as regiões HII tendem a se localizar acima da posição do Sol, onde a distância galactocêntrica é de aproximadamente $R_0 \simeq 8.5$ kpc.

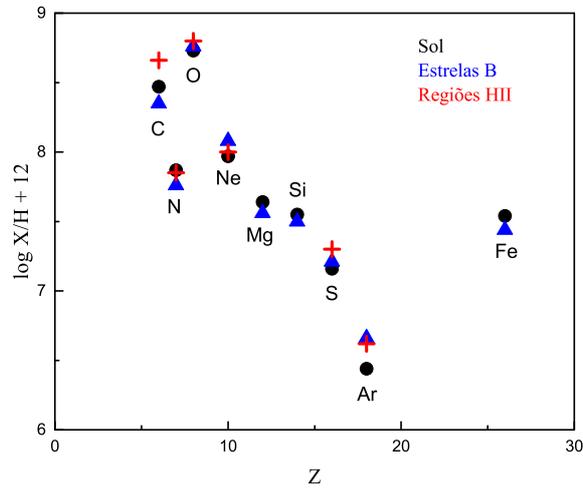


Figura 7.2 - Abundâncias relativas de C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Fe para o Sol (círculos), estrelas B (triângulos) e regiões HII na mesma região galáctica que o Sol (cruzes).

Apesar desses detalhes com relação à abundância do Sol, as abundâncias solares tais como relacionadas na tabela 1.2 são consideradas como uma referência para a época atual, representativas de objetos com idades da ordem de 4.5 Ganos. Portanto, estas abundâncias devem ser reproduzidas pelos modelos de evolução química. Usaremos com frequência medidas de abundâncias *com relação* à abundância solar, quando serão usados colchetes [], de modo que a definição da abundância relativa ao Sol por número de átomos de um elemento X será

$$[X/H] = \log(X/H) - \log(X/H)_{\odot} \quad (7.1)$$

Por exemplo, como vimos na equação 1.3, no caso do Fe, frequentemente tomado como índice de metalicidade em estrelas, definiremos a abundância relativa por

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log(\text{Fe}/\text{H}) - \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot} \quad (7.2)$$

Como vimos na tabela 1.2, $\epsilon(\text{Fe})_{\odot} = \log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot} + 12 = 7.50$. Assim, um objeto com uma abundância de Fe dada por $\epsilon(\text{Fe}) = 7.30$ terá $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.20$, isto é, a abundância deste objeto por número de átomos será *menor* que a do Sol por um fator $10^{(7.3-7.5)} = 10^{-0.2} = 0.63$.

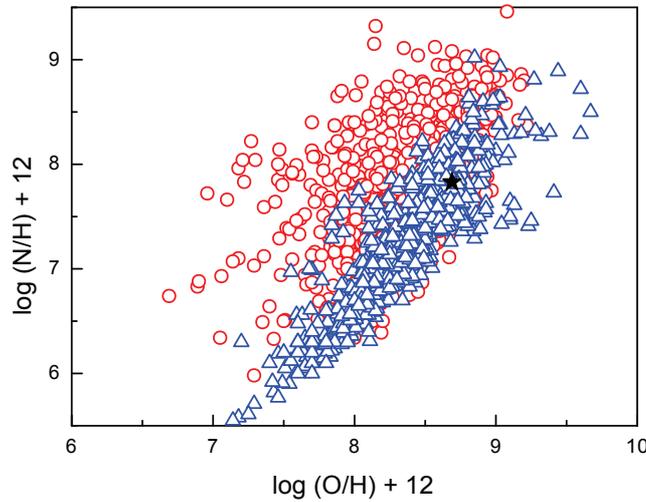


Figura 7.3 - O mesmo que a figura 7.1 para as abundâncias de N em função de Oxigênio. A posição do Sol corresponde a $\log \text{O}/\text{H} + 12 = 8.69$ e $\log \text{N}/\text{H} + 12 = 7.83$.

Diagramas como o da figura 7.1, comparando distribuições de abundâncias de objetos jovens (regiões HII) com objetos evoluídos (nebulosas planetárias) podem ser obtidos para diversos elementos químicos, incluindo aqueles que são modificados pela evolução da estrela central, como N e He. Um exemplo está na figura 7.3, onde estão mostradas as variações de N/H com O/H para estes objetos. Neste caso, o excesso de N secundário, produzido pela evolução das estrelas centrais das nebulosas planetárias, está claramente mostrado. A posição do Sol corresponde a $\log \text{O}/\text{H} + 12 = 8.69$ e $\log \text{N}/\text{H} + 12 = 7.83$.

7.3 A RELAÇÃO IDADE-METALICIDADE

O enriquecimento constante do meio interestelar com os produtos da nucleossíntese estelar sugere que, em princípio, a *metallicidade média* do disco galáctico deve aumentar com o tempo, produzindo uma *relação idade-metalicidade*. Como vimos, a idade do disco galáctico está no intervalo 10–15 Gano, com um valor médio $t_1 \simeq 13$ Gano. De acordo com os tempos de vida discutidos no capítulo 5, o Sol tem uma escala de tempo na sequência principal $t \simeq 10$ Gano. As metalicidades são geralmente medidas tomando como índice a abundância do Fe com relação ao Sol, de acordo com a definição (7.2).

A relação idade-metalicidade é obtida a partir da observação de grandes amostras de estrelas, para as quais são em geral medidas as abundâncias por métodos fotométricos ou espectroscópicos, e determinadas as idades com o uso de isócronas teóricas. Diversas determinações existem na literatura, as quais confirmam um aumento da metalicidade com o tempo, mas a dispersão dos dados é muito alta, entre 0.10 e 0.28 dex, muito maior que a incerteza média das abundâncias, $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] \simeq 0.03$ dex. Por esta razão, o vínculo definido pela relação idade-metalicidade não é um vínculo muito forte, podendo de fato ser consistente com modelos diferentes de evolução química da Galáxia. A figura 7.4a mostra uma relação idade-metalicidade típica, obtida a partir de idades cromosféricas, e a figura 7.4b mostra os valores médios para cada intervalo de idades, adotando $t_1 = 13$ Gano, segundo a determinação de Rocha-Pinto e Maciel (2000). Outras determinações da literatura estão também mostradas.

A relação idade-metalicidade da figura 7.4 foi obtida usando uma grande amostra de estrelas anãs tardias. Para essas estrelas a metalicidade foi calculada a partir de dados fotométricos no sistema *uvby* e as idades são idades cromosféricas, isto é, obtidas a partir de medidas da emissão cromosférica dessas estrelas. De modo geral a emissão cromosférica diminui com a idade da estrela, tendo sido usada uma relação entre a emissão e a idade dependente da metalicidade estelar.

Podemos ter uma estimativa grosseira da relação idade-metalicidade usando uma relação aproximada válida para a vizinhança solar

$$[\text{Fe}/\text{H}] = A - \frac{B}{C + t} \quad (7.3)$$

onde $t = 0$ corresponde à época da formação da Galáxia, e $t = 13$ Gano corresponde à época atual. As constantes são $A = 0.68$, $B = 11.2$ Gano, $C = 8$ Gano e t é dado em Gano. Esta relação prevê $[\text{Fe}/\text{H}] = A - B/C = -0.72$

para $t = 0$ e $[\text{Fe}/\text{H}] = A - B/(C + 13) = 0.15$ para $t = t_1 = 13$ Gano, o que corresponde a objetos jovens. Esta metalicidade pode ser comparada com a metalicidade do aglomerado das Hyades, situado a apenas 46 pc do Sol e com uma idade de 0.7 Gano, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.12$ a 0.15 . No caso do Sol, adotando a idade de $\simeq 4.5$ Gano, temos $t_{\odot} = 13.0 - 4.5 \simeq 8.5$ Gano, de modo que $[\text{Fe}/\text{H}] = A - B/(C + 8.5) = 0.00$, como esperado.

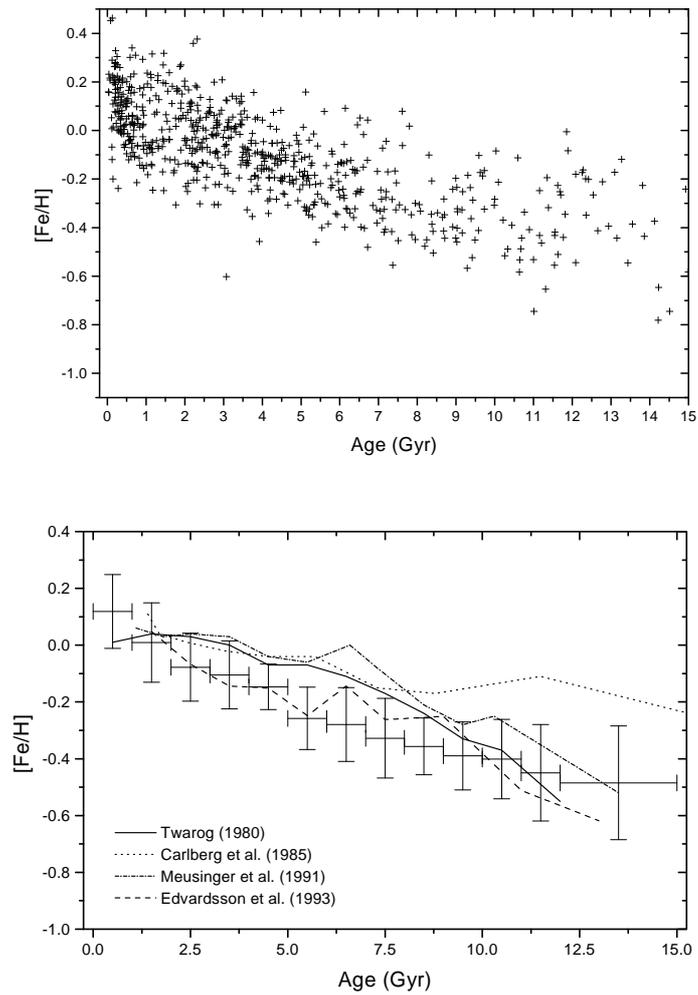


Figura 7.4 - (a) A relação idade-metalicidade de Rocha-Pinto et al. (2000). (b) valores médios associados com bins de idades (pontos com barras de erros), além de outras determinações da literatura.

A relação idade-metalicidade apresentada é válida para o disco e a vizinhança solar. Para as regiões mais externas do disco, aglomerados abertos e para o halo, há evidências de variações nesta relação, embora não seja claro se essas variações são significativamente maiores que a dispersão observada na vizinhança solar. Resultados mais recentes para o disco galáctico baseados no *survey* Gaia-ESO mostram uma distribuição achatada entre 0 e 8 Ganos, com uma grande dispersão em Fe/H. Para idades superiores a 8 Gano as abundâncias decrescem significativamente, não havendo estrelas ricas em metais com idades acima de 10 Gano, ou seja, estas estrelas não existem na vizinhança solar ou são extremamente raras.

7.4 DISTRIBUIÇÃO DE METALICIDADES

A distribuição de metalicidades das estrelas anãs G da vizinhança solar é, historicamente, um dos principais vínculos dos modelos de evolução química da Galáxia. Como vimos no capítulo 5, estas estrelas têm massas $m \leq 1M_{\odot}$ e tempos de vida $t \geq t_1$, isto é, todas as estrelas deste tipo não completaram ainda seus estágios evolutivos, de modo que sua distribuição de metalicidades reflete fielmente a evolução química do disco desde sua formação.

O estudo clássico da distribuição de metalicidades das anãs G é o de Pagel e Patchett (1975), que utilizaram uma amostra com 132 anãs G dentro de 25 pc do Sol. Posteriormente, este trabalho foi revisado por Pagel (1989). As estrelas foram selecionadas a partir de catálogos de estrelas próximas, incluindo a determinação dos tipos espectrais, e as metalicidades foram obtidas a partir de correlações com índices fotométricos. No trabalho de Pagel (1989), foi usada uma calibração entre as abundâncias de [Fe/H] e os índices fotométricos do sistema UBV, e também a abundância do oxigênio. A distribuição final foi corrigida por erros observacionais e espalhamento na relação idade-metalicidade, como vimos na seção anterior. Como resultado, foi obtida uma distribuição bimodal, sem um pico único bem definido.

Esta distribuição já apresentava um resultado importante, quando feita a comparação com a distribuição esperada pelo chamado *modelo simples*, um modelo teórico que será discutido mais tarde (capítulo 8). A principal diferença é que o número de estrelas de baixa metalicidade previsto por este modelo é muito maior que o número observado, o que constitui o chamado *problema das anãs G*.

Determinações mais recentes da distribuição de metalicidades têm sido feitas, não apenas para o disco, incluindo o disco fino e o disco espesso, mas

também para o bojo e o halo. Um exemplo da distribuição obtida para o disco está mostrado na figura 7.5, obtida a partir de dados de Rocha-Pinto e Maciel (1996). Este trabalho considera uma grande amostra, incluindo 287 anãs G dentro de 25 pc do Sol, para as quais existem dados de fotometria *uvby* de Strömgen. Foram adotadas calibrações entre a metalicidade $[Fe/H]$ e índices fotométricos deste sistema, bem como critérios de exclusão de objetos do halo. Correções para erros observacionais e espalhamento cósmico e para a distribuição espacial foram também aplicadas.

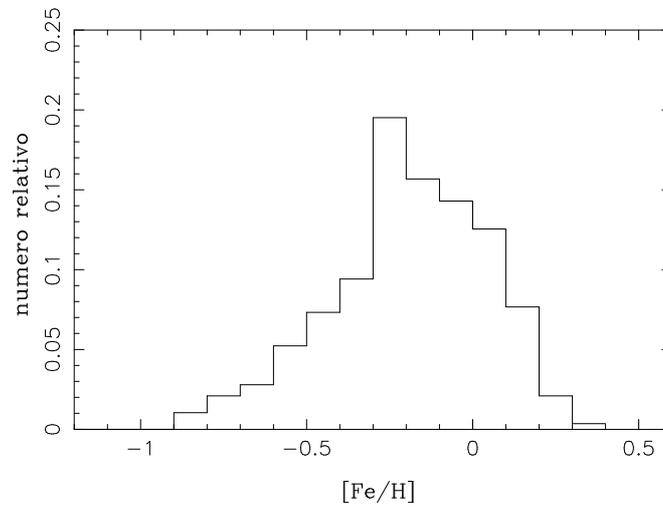


Figura 7.5 - Distribuição de metalicidades das estrelas anãs G do disco.

Nesta figura, podem ser notadas algumas diferenças importantes com relação à distribuição de Pagel (1989), em particular pela presença de um único pico em metalicidades de $[Fe/H] \simeq -0,20$ dex. Os resultados acima referem-se essencialmente às estrelas da vizinhança solar, cujas metalicidades são características do disco. Resultados mais recentes obtidos por outros grupos são bastante semelhantes aos mostrados na figura 7.5. Estes resultados incluem dados obtidos com o experimento APOGEE (*Apache Point Galactic Evolution Experiment*), envolvendo cerca de 20000 estrelas. A distribuição de metalicidade para uma amostra de gigantes vermelhas da vizinhança solar, com distâncias $d < 1$ kpc mostra um pico um pouco abaixo da metalicidade solar, não muito diferente dos resultados mostrados na figura 7.5. Alguns dos resultados mais recentes podem ser vistos na figura 7.6, onde são separadas as distribuições do disco fino e disco espesso, além da distribuição para o bojo.

Como pode ser visto na figura, há uma clara diferença entre as distribuições do disco espesso e disco fino; além disso, a distribuição de metalicidades do bojo é bastante larga, com um intervalo de $-1.3 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.5$, em comparação com a distribuição do disco.

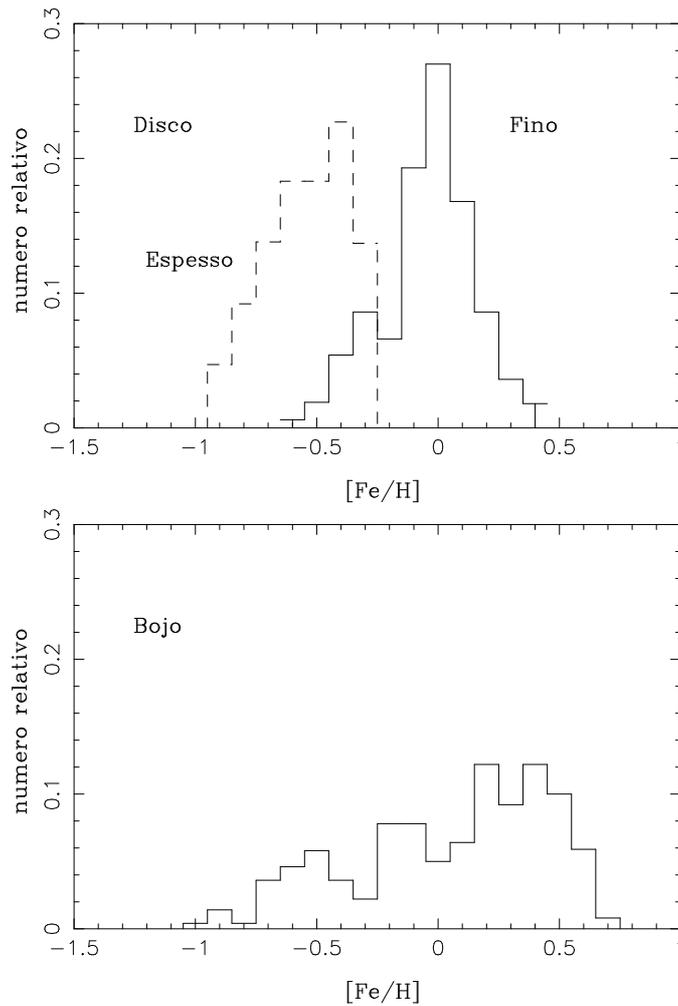


Figura 7.6 - Distribuições de metalicidades: disco espesso, disco fino e bojo.

Nos últimos anos, diversos trabalhos foram apresentados com dados de metalicidades para estrelas do bojo. De modo geral, a distribuição não é muito diferente da mostrada na figura 7.6, apresentando provavelmente um comportamento bimodal para gigantes do bojo na Janela de Baade. De fato,

a distribuição mostrada na figura é uma aproximação, uma vez que essa distribuição depende da classe de estrelas considerada, como as estrelas do ramo das gigantes vermelhas, estrelas gigantes da região do *clump* no diagrama HR, estrelas anãs etc., ou ainda da natureza dos *surveys* considerados. Essas distribuições têm em comum o fato de apresentarem dois ou mais picos no intervalo de metalicidades considerado, indicando a presença no bojo de objetos com idades diferentes.

Para o halo, a distribuição obtida tem como principal diferença com relação ao disco o fato de que o máximo da distribuição de metalicidades está bastante deslocado para metalicidades mais baixas, cerca de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.8$ em $R = R_0$, em comparação ao valor $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.2$ para o disco.

7.5 ABUNDÂNCIAS RELATIVAS: ELEMENTOS ALFA

Vimos no capítulo 3 que o Fe é produzido principalmente nas supernovas de tipo Ia, formadas por estrelas menos massivas, e portanto com tempos de evolução mais lentos, $t_{sp} \sim 3 \times 10^7 - 10^{10}$ ano. Os elementos- α , como o O, Ne, Mg, Si e S, ao contrário, são produzidos principalmente nas supernovas de tipo II, formadas por estrelas mais massivas, de evolução mais rápida, com $t_{sp} \sim 10^6 - 10^7$ ano. Isto implica um atraso na produção de Fe, de modo que a razão $[\alpha/\text{Fe}]$ deve ser maior nas épocas iniciais da Galáxia, quando a metalicidade medida pelo índice $[\text{Fe}/\text{H}]$ era menor, podendo ser usada como um relógio cósmico. Esta relação fornece um vínculo importante para os modelos de evolução química, como exemplificado na figura 7.7, que mostra separadamente alguns resultados para o disco espesso, disco fino e halo. Dados do bojo galáctico têm um comportamento semelhante ao conjunto de objetos mostrados na figura, isto é, apresentam metalicidades em um intervalo relativamente amplo, desde cerca de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3$ até valores solares. Podemos notar as diferenças nas distribuições de acordo com a população estelar correspondente. Relações como a mostrada na figura 7.7 são também obtidas para muitos elementos- α , de modo que o número de vínculos envolvidos é considerável. Além dos elementos- α , relações envolvendo outros elementos pesados e a metalicidade são também observadas, tanto para as estrelas mais pobres em metais do disco espesso e do halo, como para as estrelas mais ricas do disco fino. Estas relações podem também atuar como vínculos aos modelos de evolução química destes sistemas.

Relações como a da figura 7.7 são úteis não apenas para testar as previsões dos modelos, como também para obter informações sobre a nucleossíntese das

estrelas massivas. A partir de comparações com curvas teóricas, podemos concluir que as abundâncias de $[O/Fe]$ para as regiões mais pobres em metais da Galáxia, correspondendo ao halo, com metalicidades no intervalo $-4 \leq [Fe/H] \leq -1$, são aproximadamente $[O/Fe] \sim 0.5$ dex. Para o disco, com $[Fe/H] \geq -1$, obtemos $0.4 \geq [O/Fe] \geq -0.2$.

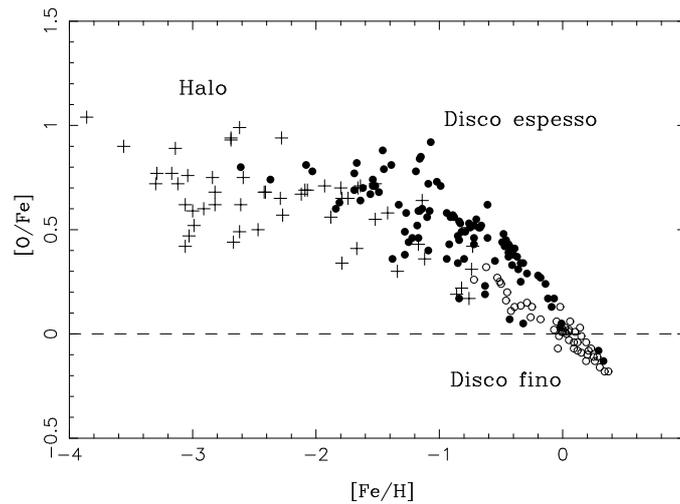


Figura 7.7 - Abundâncias relativas $[O/Fe]$ em função da metalicidade $[Fe/H]$ para a Galáxia. Halo (cruzes), Disco espesso (círculos cheios), Disco fino (círculos vazios).

A partir de modelos que procuram reproduzir o comportamento das relações mencionadas, pode-se determinar a abundância (por exemplo a razão $[O/Fe]$) em que a metalicidade do disco é alcançada, $[Fe/H] \simeq -1$, o que corresponde essencialmente à escala de tempo de formação do halo. Os resultados indicam $t_h \sim 10^9$ ano, e são obtidos com precisão em princípio mais alta do que por meio da relação idade-metalicidade.

Um exemplo do efeito sobre a relação $[O/Fe] \times [Fe/H]$ de diferentes escalas de tempo de formação estelar pode ser visto na figura 7.8, onde estão esquematizadas curvas médias para a vizinhança solar, bojo e Nuvens de Magalhães. A curva apropriada ao bojo pode ser interpretada admitindo-se que a formação estelar naquela região ocorreu mais rapidamente com relação à vizinhança solar. Inversamente, para as Nuvens de Magalhães pode-se concluir que a formação estelar ocorreu de forma mais lenta que na vizinhança solar. Neste caso, a razão $[O/Fe]$ diminui mais rapidamente, tornando-se solar para metalicidades abaixo da metalicidade solar.

Embora a maior parte dos vínculos das abundâncias e razões de abundâncias apliquem-se aos isótopos dominantes, recentemente têm sido obtidos dados de razões de isótopos de diversos elementos, como $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$. Portanto, relações envolvendo esses isótopos, por exemplo em função das metalicidades $[\text{Fe}/\text{H}]$, podem ser utilizadas como vínculos dos modelos de evolução química, podendo servir como testes da teoria da nucleossíntese estelar.

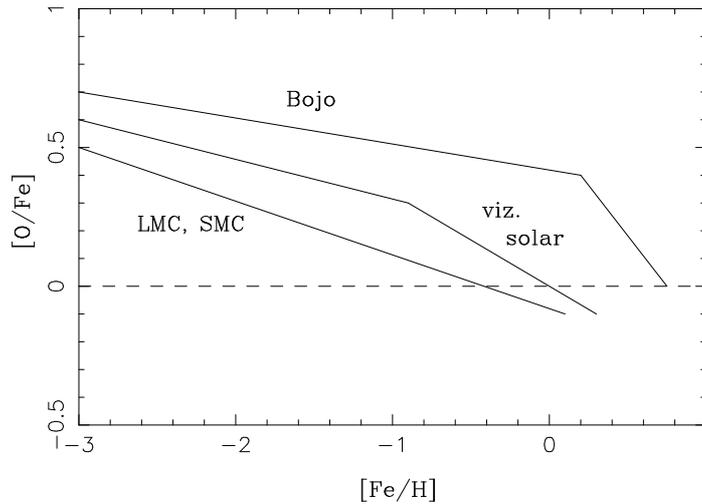


Figura 7.8 - A relação $[\text{O}/\text{Fe}]$ em função da metalicidade para diferentes escalas de formação estelar: a vizinhança solar, o bojo e as Nuvens de Magalhães.

7.6 DISTRIBUIÇÃO RADIAL DA DENSIDADE DE GÁS

Como a taxa de formação estelar (SFR) depende da densidade do gás disponível para a formação das estrelas elevada a uma certa potência (lei de Schmidt-Kennicutt), variações da densidade ao longo do disco produzem alterações na formação estelar, e portanto na evolução química da Galáxia.

A densidade do gás no disco é normalmente estudada a partir das distribuições de gás atômico e molecular, essencialmente H e H_2 . A distribuição de H neutro pode ser obtida por métodos radioastronômicos, como a emissão em 21 cm, e também pela correlação entre a densidade de coluna do H e o excesso de cor, $E(B-V)$. Já o hidrogênio molecular oferece maiores dificuldades. Sendo uma molécula homonuclear, suas transições dipolares são proibidas, de modo que somente podem ser observadas as transições quadrupolares, mais fracas. Normalmente, a densidade de H_2 é obtida por meio de correlações

com a molécula de CO, também muito abundante no meio interestelar e de detecção mais simples.

Vimos no capítulo anterior alguns resultados sobre a variação da densidade de gás (M_{\odot}/pc^2) com a distância galactocêntrica, mostrados na figura 6.3, que inclui as distribuições de H e H₂. Vemos que existe um acréscimo na densidade na região da vizinhança solar, em distâncias galactocêntricas $R \simeq 8$ kpc, embora os detalhes da variação da densidade com a distância galactocêntrica também dependam do modelo utilizado.

Podemos obter uma primeira aproximação das variações da densidade de gás atômico e molecular a partir de um ajuste das curvas mostradas na figura 6.3a. O resultado pode ser colocado na forma

$$4 < R \text{ (kpc)} < 15$$

$$\log \Sigma_{at} = A + B_1 R + B_2 R^2 + B_3 R^3 \quad (7.4)$$

$$0.5 < R \text{ (kpc)} < 12$$

$$\log \Sigma_{mol} = A + B_1 R + B_2 R^2 + B_3 R^3 + B_4 R^4 + B_5 R^5 \quad (7.5)$$

onde os coeficientes estão dados na tabela 7.1 e as unidades são M_{\odot}/pc^{-2} .

Tabela 7.1 - Variação radial da densidade de gás

	Atômico	Molecular
A	-0.88379	3.7365
B_1	0.63848	-4.06539
B_2	-0.06334	1.53466
B_3	0.00187	-0.23695
B_4		0.01593
B_5		-3.89077×10^{-4}

Outra aproximação para a distribuição total de massa no disco, incluindo o gás e as estrelas, é frequentemente comparada à densidade do gás, e pode ser colocada aproximadamente na forma

$$\sigma_t \simeq \sigma_0 e^{-\alpha(R-R_0)} \quad (7.6)$$

onde a densidade na vizinhança solar $\sigma_0 \simeq 54 M_\odot/\text{pc}^2$, e $\alpha \simeq 0.269 \text{ kpc}^{-1}$. Esta função está mostrada na figura 7.9, usando como exemplo o caso em que $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$.

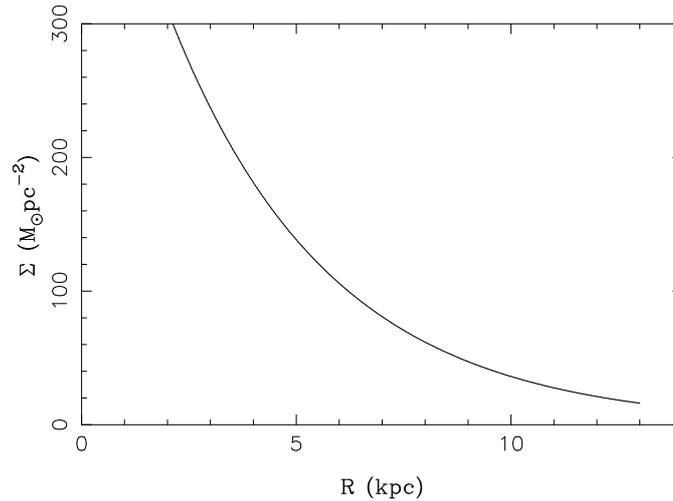


Figura 7.9 - Variação da densidade total (gás e estrelas) no disco. (Eq. 7.6)

7.7 FRAÇÃO ATUAL DE GÁS

Uma quantidade relacionada com a distribuição de gás no disco galáctico é a *fração atual de gás*, isto é, a fração da massa na vizinhança solar contida no meio interestelar, compreendendo gás e a poeira interestelar, com relação à massa total, compreendendo também as estrelas. Podemos ter uma idéia da fração de gás com os dados das tabelas 7.2 e 7.3, que relacionam as massas de diversos objetos por unidade de volume, dadas em M_\odot/pc^3 (tabela 7.2) e as densidades colunares de massa, dadas em M_\odot/pc^2 (tabela 7.3).

Tabela 7.2 - Densidades de massa na vizinhança solar.

objeto	Densidade (M_\odot/pc^3)
Matéria interestelar	0.040
Estrelas da sequência principal	0.050
Estrelas evoluídas	0.015
Total	0.105

Note-se que na tabela 7.3, excluindo-se o halo escuro, a massa total seria de $49 M_{\odot}/\text{pc}^2$. As densidades colunares são estimadas até uma altura $|z| \leq 1.1 \text{ kpc}$. Usando os dados da tabela 7.2, obtemos para a fração de gás $\mu_g \simeq 0.040/0.105 \simeq 0.38$, enquanto que para os dados da tabela 7.3 temos $\mu_g \simeq 13/72 \simeq 0.18$. Valores mais precisos encontrados na literatura são da ordem de $\mu_g \simeq 0.05 - 0.20$.

Tabela 7.3 - Densidades colunares de massa na vizinhança solar.

objeto	Densidade (M_{\odot}/pc^2)
Matéria interestelar neutra	8.0
Matéria interestelar ionizada	2.0
Matéria interestelar molecular	3.0
Estrelas da SP - disco	30.0
Estrelas anãs brancas - disco	3.0
Estrelas - disco espesso	2.0
Estrelas - halo	1.0
Halo escuro estendido	23.0
Total	72.0

7.8 DISTRIBUIÇÃO RADIAL DA SFR

A variação da taxa de formação estelar com a posição no disco pode ser obtida a partir de estudos de objetos jovens, como vimos no capítulo 6. Estas variações foram mostradas na figura 6.3 em função do raio galáctico. A principal característica é um decréscimo da SFR para valores altos da distância galactocêntrica, ou $R \gg R_0$. Como foi visto no capítulo 6, pode-se notar um acréscimo na região central e na região da vizinhança solar, embora o comportamento detalhado da SFR em função da distância galactocêntrica dependa do modelo utilizado. Assim como no caso da distribuição de gás, podemos obter um ajuste para os dados da figura 6.3 na forma

$$0.5 < R \text{ (kpc)} < 1$$

$$\log \Sigma_{sfr} = \sum_{0.5}^1 A + B_1 R \quad (7.7)$$

$1 < R \text{ (kpc)} < 15$

$$\log \Sigma_{sfr} = \sum_1^{15} A + B_1 R + B_2 R^2 + B_3 R^3 + B_4 R^4 + B_5 R^5 \quad (7.8)$$

as unidades são $M_\odot/\text{pc}^{-2}\text{Gano}^{-1}$ e os coeficientes são dados na tabela 7.4.

Tabela 7.4 - Variação radial da taxa de formação estelar

	$0.5 < R < 1$	$1 < R < 14$
A	4.82	0.41693
B_1	-4.56	-0.41717
B_2	0	0.29204
B_3	0	-0.05716
B_4	0	0.00434
B_5	0	-1.14708×10^{-4}

7.9 DISTRIBUIÇÃO RADIAL DE ABUNDÂNCIAS

Variações radiais de abundâncias de diversos elementos pesados, em especial das razões O/H e [Fe/H], têm sido observadas sistematicamente no disco galáctico e em muitas galáxias espirais desde a década de 1970. No caso da nossa Galáxia, exemplos de gradientes de abundâncias incluem resultados de regiões HII, nebulosas planetárias, estrelas quentes, aglomerados estelares e outros objetos. Um exemplo destes gradientes está mostrado na figura 7.10, onde as abundâncias de oxigênio e ferro estão dadas em função da distância ao centro a partir de medidas de estrelas cefeidas. Neste caso a distância galactocêntrica do Sol é $R_0 = 8.0 \text{ kpc}$. Os gradientes obtidos a partir de estrelas cefeidas estão entre os mais bem definidos na Galáxia. Neste caso, as abundâncias são muito precisas e as distâncias heliocêntricas – necessárias para calcular a distância galactocêntrica R – estão entre as mais precisas que podemos medir. Os resultados sugerem um gradiente linear da ordem de $d(\text{O}/\text{H})/dR \simeq -0.05 \text{ dex/kpc}$, com uma incerteza de aproximadamente 0.05 dex. Os gradientes de [Fe/H] são semelhantes aos de O/H, mas não necessariamente iguais.

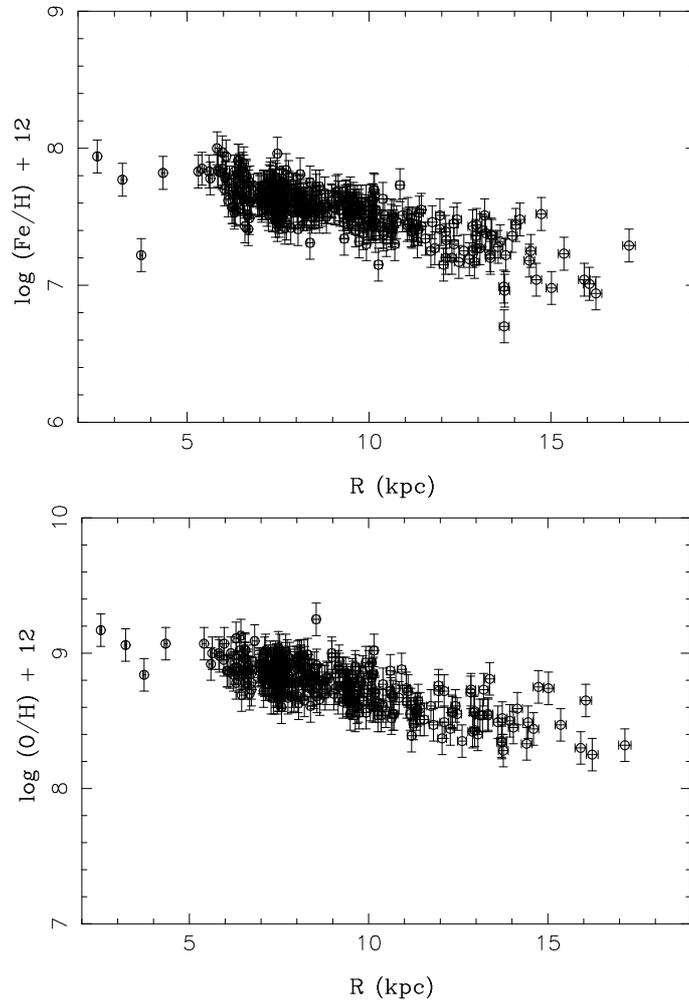


Figura 7.10 - Gradientes radiais de $[\text{Fe}/\text{H}]$ e O/H na Galáxia a partir de medidas de abundâncias em estrelas cefeidas.

Isto pode ser observado considerando relações $[\text{O}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ como vimos por exemplo na figura 7.7. Os gradientes de O/H e $[\text{Fe}/\text{H}]$ estão em tipicamente no intervalo

$$\frac{d \log(\text{O}/\text{H})}{dR} \simeq -0.02 \text{ a } -0.07 \text{ dex/kpc} \quad (7.9)$$

com uma dispersão considerável. Os gradientes medidos em objetos galácticos são comparáveis aos de diversas galáxias espirais. Gradientes semelhantes são

observados para outros elementos como S/H, Ar/H e Ne/H, principalmente em nebulosas planetárias. Já razões como He/H, N/H e C/H são mais difíceis de analisar nessas nebulosas, pois há uma contaminação por produtos da nucleossíntese na estrela progenitora. Em estrelas, como as cefeidas, estrelas AGB e estrelas B podem ser determinados gradientes de diversos elementos, como O/H, S/H, etc. Algumas razões isotópicas apresentam também uma variação com a distância galactocêntrica, como por exemplo $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ e $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$. Essas medidas são geralmente feitas na faixa milimétrica do espectro de moléculas como CO, CH₂O, HCN e NH₃ observadas em nuvens moleculares.



Figura 7.11 - Regiões HII em diferentes posições na galáxia M51.

Gradientes de abundâncias são também observados em praticamente todas as galáxias de disco, com a possível exceção das barradas, em que a formação da barra aparentemente inibe o surgimento dos gradientes, pelo menos na região mais próxima ao bojo galáctico. Nas galáxias externas vistas de topo ou do pólo (*pole on*), estes gradientes são observados a partir de regiões HII localizadas em diferentes posições. A figura 7.11 mostra a distribuição de regiões HII e regiões de formação estelar (em vermelho) na galáxia M51.

Os gradientes obtidos pela análise de abundâncias em estrelas jovens e regiões HII apresentam algumas discrepâncias com relação aos gradientes das nebulosas fotoionizadas e aglomerados abertos, mas a interpretação dos resultados é frequentemente complexa, pois as dispersões das abundâncias ainda são muito altas. Considerando objetos com idades de até 4 a 5 Ganos, provavelmente as diferenças entre os gradientes de objetos com idades diferentes são menores ou da ordem das incertezas das medidas. Diversos possibilidades têm sido aventadas para explicar a diferenças, como a existência de variações radiais do próprio gradiente, isto é, os gradientes seriam mais inclinados nas regiões internas ao círculo solar, declinando posteriormente na direção do anticentro galáctico.

Variações do gradiente ao longo da distância galactocêntrica têm sido propostas, em particular um achatamento do gradiente para grandes distâncias do centro, e uma mudança na inclinação na região do Sol. No caso das cefeidas, que, teoricamente, seriam os objetos ideais para examinar esta questão, os resultados são contraditórios, em especial pelo fato de que há um número muito grande de objetos estudados na vizinhança solar, devido à sua proximidade, em comparação com as distâncias galactocêntricas mais altas. Por exemplo, alguns trabalhos recentes sugerem, como alternativa a um gradiente único da ordem de $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR \simeq -0.051 \text{ dex/kpc}$, a existência de uma quebra em $R \simeq 8 \text{ kpc}$ separando os gradientes da parte interna $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR \simeq -0.130 \text{ dex/kpc}$ da parte externa, da ordem de -0.042 dex/kpc .

Outro aspecto que tem sido considerado em detalhe seriam as variações temporais dos gradientes. A análise de nebulosas planetárias do disco e aglomerados abertos sugere que os gradientes têm se tornado menos inclinados nos últimos 5 Ganos, o que está de acordo com as previsões de alguns modelos recentes. Entretanto, outros modelos prevêm nenhuma variação, ou mesmo uma acentuação dos gradientes, de modo que ainda é cedo para alguma conclusão mais firme. Além disso, não se pode esquecer que os erros envolvidos na determinação dos gradientes são consideráveis, sendo ainda mais ampliados quando se tenta obter estimativas dos gradientes em épocas passadas.

A questão da variação temporal dos gradientes é complexa, em particular pela dificuldade de obter idades precisas dos objetos mais velhos, com idades acima de 5 Ganos. A solução provavelmente virá da análise de nebulosas planetárias e, especialmente, de aglomerados abertos velhos. Como dito acima, resultados recentes parecem compatíveis com um gradiente aproximadamente constante nos últimos 3-4 Ganos. Para épocas ainda mais remotas, os resultados sugerem gradientes mais acentuados, mas isto ainda precisa

de uma confirmação mais firme.

As distribuições radiais de abundância na Via Láctea tem sido intensamente investigadas nos últimos anos, em vista de sua grande importância como vínculos dos modelos de evolução química. Isto se deve essencialmente ao fato de que podem ser medidos gradientes de muitos elementos químicos em objetos de idades muito diferentes. Os resultados são frequentemente discrepantes, possivelmente devido a variações radiais e temporais dos gradientes e às limitações das amostras consideradas.

7.10 TAXAS DE FORMAÇÃO E MORTE DAS ESTRELAS

Vínculos importantes aos modelos de evolução química podem ser obtidos a partir das taxas observadas de mortes de estrelas massivas, como as supernovas de tipo II e pulsares, e de estrelas de massa intermediária, como as supernovas de tipo Ia, novas, anãs brancas, estrelas AGB e estrelas centrais de nebulosas planetárias.

SUPERNOVAS - PULSARES - NOVAS

No caso das supernovas, particularmente importantes por tempos de vida mais curtos, uma estimativa muito grosseira pode ser obtida considerando que 3 delas (a Nebulosa do Caranguejo, de 1054, a supernova de Tycho, de 1572, e 3C 58, de 1181) explodiram na direção do anticentro galático ($100 < \ell < 260$) nos últimos 1000 anos, o que corresponde a uma taxa $r(SN) \sim 0.003$ por ano, ou 0.3 por século. Extrapolando para a Galáxia, obtemos $r(SN) \sim 3$ por século. Determinações mais corretas chegam a resultados semelhantes a estes, com valores no intervalo de 0.17 – 0.7 supernovas por século (supernovas de tipo I) e 0.55 – 2.2 supernovas por século (tipo II), com uma razão SN II/SN I $\simeq 2 - 3$.

Os métodos usados envolvem a estatística de supernovas históricas, restos de supernovas observados em rádio, e espectros de massa das estrelas massivas, entre outros. Os resultados não são em geral concordantes entre si, e a utilização das supernovas históricas tende a produzir taxas muito mais altas que os demais métodos. Para as galáxias em geral as taxas são dadas em SNU, que equivale ao número de supernovas por século por $10^{10}L_{\odot}$, a luminosidade na banda B . Para a Galáxia, as taxas estimadas adotam $L_B \simeq 2.3 \times 10^{10}L_{\odot}$.

Valores típicos esperados para a Galáxia são

$$r \simeq 1.1(h^2/\text{sec}) \quad (\text{tipo Ia}) \quad (7.10)$$

$$r \simeq 1.2(h^2/\text{sec}) \quad (\text{tipo Ib}) \quad (7.11)$$

$$r \simeq 6.1(h^2/\text{sec}) \quad (\text{tipo II}) \quad (7.12)$$

onde

$$h = \frac{H_0}{100 \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}} \quad (7.13)$$

Comparando com outras galáxias, estima-se $0.3 < h < 0.8$ (capítulo 2), com uma razão entre as supernovas de tipo II e I da ordem de 3. Valores efetivamente medidos usando o espectro de massa das estrelas massivas produzem resultados um pouco menores para as supernovas de tipo II, $r(II) \sim 2.5$ por século. Outras galáxias têm taxas semelhantes, a menos de uma ordem de grandeza. Nota-se um aumento dos tipos iniciais de Hubble E, S0 ($r \sim 0.7h^2$ SNu) para os tipos mais tardios Sb, Sc ($r \sim 7h^2$ SNu).

Podemos utilizar as taxas acima para estimar a massa de Fe e O produzida na Galáxia. As supernovas de tipo Ia produzem tipicamente $0.6M_\odot$ de Fe, enquanto que as supernovas de tipo II têm uma produção típica de O de $2M_\odot$. Com $h \sim 0.8$, as massas produzidas em $t_d \sim 10^{10}$ ano são

$$\begin{aligned} M(\text{Fe}) &\sim 0.6 r(\text{Ia}) t_d \sim (0.6)(1.1 \times 0.8^2 \times 10^{-2})(10^{10}) \\ M(\text{Fe}) &\sim 4 \times 10^7 M_\odot \end{aligned} \quad (7.14)$$

$$\begin{aligned} M(\text{O}) &\sim 2.0 r(\text{II}) t_d \sim (2.0)(6.1 \times 0.8^2 \times 10^{-2})(10^{10}) \\ M(\text{O}) &\sim 8 \times 10^8 M_\odot. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Adotando a massa do disco como $M_d \sim 10^{11}M_\odot$, temos $Z(\text{Fe}) \simeq M(\text{Fe})/M_d \sim 4 \times 10^{-4}$ e $Z(\text{O}) \simeq M(\text{O})/M_d \sim 8 \times 10^{-3}$. Estes resultados podem ser comparados com as abundâncias observadas no Sol, $Z(\text{Fe})_\odot \simeq 2 \times 10^{-3}$ e $Z(\text{O})_\odot \simeq 8 \times 10^{-3}$.

Para os pulsares, as taxas de produção na Galáxia são da ordem de $r_s(P) \sim 2 \times 10^{-5} \text{ kpc}^{-2}\text{ano}^{-1}$. Considerando um disco de raio $R \sim 30 \text{ kpc}$, obtemos

$$r(P) \sim r_s(P) \pi R^2 \sim (2 \times 10^{-5})(3)(30)^2 \sim 5 \text{ sec}^{-1} \quad (7.16)$$

As taxas de produção de novas são também importantes para a evolução química da Galáxia, em particular pela produção de elementos como ${}^7\text{Li}$, ${}^{13}\text{C}$, e ${}^{15}\text{N}$, entre outros isótopos. Essas taxas são incertas, e valores recentes estão em geral no intervalo $20 < \text{novas/ano} < 70$. De acordo com resultados de galáxias externas, os valores corretos estariam mais próximos do limite inferior.

ESTRELAS DE MASSA INTERMEDIÁRIA

Da teoria da evolução estelar, a taxa de formação de nebulosas planetárias deve ser semelhante à taxa com que estrelas de massa intermediária deixam a sequência principal, formando estrelas gigantes, e também à taxa de formação das anãs brancas. De fato, dentro das incertezas dessas determinações – causadas em larga medida pelas incertezas nas distâncias – essas taxas são da mesma ordem de grandeza. Por exemplo, para as estrelas do ramo assintótico das gigantes (AGB), podemos considerar valores típicos

$$r(\text{AGB}) \simeq 0.3 - 1.0 \text{ ano}^{-1} \quad (7.17)$$

Para as nebulosas planetárias, podemos ter uma idéia preliminar considerando que são atualmente conhecidas cerca de 2500 nebulosas na Galáxia. As distâncias desses objetos são incertas, mas provavelmente a maior parte delas está localizada em distâncias da ordem de 3 kpc do Sol, região em que as amostras são razoavelmente completas. Supondo que as nebulosas ocupam uma região até 1 kpc acima e abaixo do plano galáctico, o volume total da região seria $V_o \sim 2\pi R_0^2 h \sim (2)(3.14)(3^2)1 \sim 57 \text{ kpc}^3$. Considerando $n \sim 2500$ objetos, temos $\rho_0 \sim n/V_o \sim 44 \text{ kpc}^{-3}$ para a densidade local de nebulosas planetárias. Valores mais corretos, obtidos admitindo uma distribuição mais realística e uma dada escala de distâncias seriam da ordem de $\rho_o \sim 40 - 120 \text{ kpc}^{-3}$. Um outro cálculo, também aproximado, pode ser feito considerando a população total esperada para a Galáxia, da ordem de 50000 nebulosas, e o volume total do disco, $V \sim 2\pi R_d^2 h \sim 1400 \text{ kpc}^3$, tomando $R_d \sim 15 \text{ kpc}$. Nesse caso, com $N_t \sim 50000$, temos $\rho_0 \simeq N_t/V \sim 35 \text{ kpc}^{-3}$. Naturalmente, o número total não é conhecido, e sua determinação depende de fatores como a escala de distâncias adotada.

A partir da densidade local de nebulosas ρ_0 , podemos estimar a taxa de formação χ , geralmente dada em $\text{kpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}$. Supondo que a nebulosa se expande a partir de um raio R_1 até um raio R_2 em uma escala de tempo

dinâmica t_d , temos

$$t_d \sim \frac{R_2 - R_1}{v_{ex}} \quad (7.18)$$

onde v_{ex} é a velocidade média de expansão. Por exemplo, usando valores típicos $R_1 \sim 0.05$ pc, $R_2 \sim 0.4$ pc e $v_{ex} \simeq 20$ km/s, obtemos $t_d \sim 17000$ anos. Portanto, a taxa de formação de nebulosas planetárias χ é

$$\chi(NP) \sim \frac{\rho_0}{t_d} \sim \frac{\rho_0 v_{ex}}{R_2 - R_1} \sim 2.3 \times 10^{-3} \text{ kpc}^{-3} \text{ ano}^{-1} \quad (7.19)$$

Este valor é incerto, e pode ser observado que a taxa χ varia com a distância d da nebulosa da forma $\chi \propto d^{-4}$. Usando o valor (7.19), e um volume mais realístico para a região onde se encontram as nebulosas, $V \sim 2\pi R_d^2 h_n \sim 400 \text{ kpc}^3$, onde usamos $h_n \sim 300$ pc para a escala de altura das nebulosas planetárias, encontramos uma taxa

$$r(NP) \sim \chi(NP) V \simeq 1.0 \text{ ano}^{-1}. \quad (7.20)$$

Valores semelhantes podem ser obtidos considerando o número total de nebulosas e sua escala de tempo. Um provável limite inferior para esse número, N_i , pode ser estimado considerando

$$N_i \sim 2\pi R_d^2 h_I \rho_0 \sim 8500 \quad (7.21)$$

onde $h_I \sim 150$ pc é a escala de altura das nebulosas de tipo I, mais raras. Um valor um pouco mais realístico seria

$$N_t \sim 2\pi R_d^2 h \rho_0 \sim 56000 \quad (7.22)$$

onde usamos $h \sim 1$ kpc, a altura máxima das nebulosas do disco. Provavelmente, o número correto está entre esses dois extremos. Adotando $N \sim 20000 - 30000$, e uma escala de tempo dinâmica de $t_d \sim 15000 - 25000$ anos, temos

$$r(NP) \sim \frac{N_t}{t_d} \sim 1 - 2 \text{ ano}^{-1}. \quad (7.23)$$

em bom acordo com a estimativa (7.20) acima. Finalmente, para as anãs brancas, taxas semelhantes ou um pouco mais baixas são também obtidas.

7.11 RAZÃO DE ENRIQUECIMENTO ENTRE HE E ELEMENTOS PESADOS

Com a evolução galáctica, a abundância de He deve aumentar, devido aos processos de nucleossíntese nas estrelas, como vimos no capítulo 3. O mesmo ocorre com os elementos pesados, como o oxigênio ou nitrogênio ou, genericamente, com os elementos caracterizados pela metalicidade Z . Portanto, a relação entre as abundâncias de He e dos elementos pesados pode ser um vínculo importante para os modelos de evolução química, uma vez que esta relação é definida pela evolução galáctica. Pode-se, por exemplo, colocar a abundância de He por massa, Y , em função da abundância de um elemento pesado, como O ou N, ou ainda em função da metalicidade Z . Deve-se esperar uma função crescente, isto é, $Y \propto Z^n$, onde n é um expoente maior ou igual a zero. De fato, Peimbert e Torres-Peimbert (1974, 1976) propuseram uma relação deste tipo para determinar a abundância primordial (ou pregaláctica) de He, Y_p , extrapolando a relação $Y \times Z$ para $Z \rightarrow 0$, uma vez que os objetos com menores metalicidades ($Z \rightarrow 0$) devem refletir a abundância primordial de He, definida pelos processos de nucleossíntese primordial, como vimos no capítulo 2. Este é provavelmente o método mais preciso para a determinação de Y_p , levando aos valores $Y_p \simeq 0.23 - 0.25$ mencionados no capítulo 2. Algumas referências sobre esse método estão relacionadas naquele capítulo.

Para a determinação da abundância primordial de He, são especialmente importantes objetos com metalicidade muito baixa, cerca de 10 a 100 vezes menores que a do Sol. Exemplos desses objetos são as galáxias irregulares anãs, que estão entre os objetos com metalicidades interestelares mais baixas conhecidos (Pagel 2009, cap. 4). Por exemplo, o objeto IZw18 tem $O/H \simeq 1.75 \times 10^{-5}$, ou seja, $\log(O/H) + 12 \simeq 7.24$, ou cerca de 1/30 do valor solar, com valores ainda mais baixos no envelope de H neutro. Para este objeto, a abundância de He por massa é $Y \simeq 0.23$, semelhante à abundância primordial do He. Neste capítulo estamos interessados principalmente na razão $\Delta Y/\Delta Z$, definida em metalicidades mais altas, próximas da metalicidade solar.

Um exemplo da determinação desta relação usando nebulosas fotoionizadas está mostrado na figura 7.12, onde são dadas abundâncias de He por massa em nebulosas planetárias (círculos vazios) e regiões HII de baixa metalicidade (cruzes) em função da metalicidade Z (eixo horizontal inferior) ou da abundância de O/H por número de átomos (eixo horizontal superior).

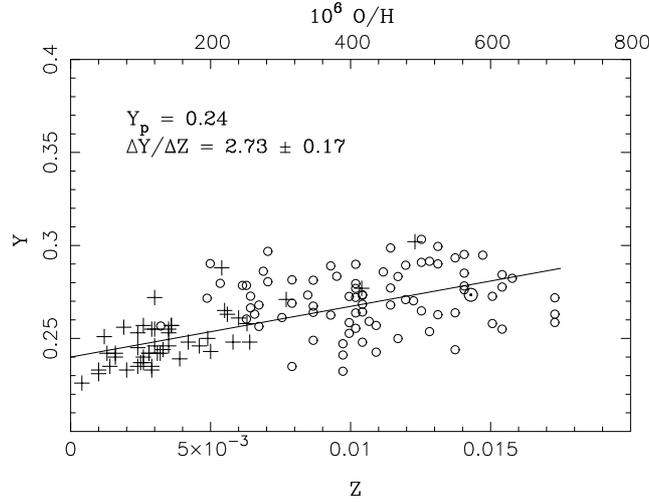


Figura 7.12 - Razão de enriquecimento entre He e elementos pesados para regiões HII (cruzes) e nebulosas planetárias (círculos vazios).

A figura inclui um ajuste linear, adotando para a abundância pregaláctica $Y_p = 0.24$. A posição do Sol está mostrada para comparação, adotando no caso $\epsilon(\text{O})_{\odot} = 8.69$. Neste caso, o valor obtido para a razão de enriquecimento entre He e elementos pesados é de aproximadamente $\Delta Y/\Delta Z \simeq 2.7$. Em geral podemos escrever

$$\frac{\Delta Y}{\Delta Z} \simeq 2 - 4 \quad (7.24)$$

Esses valores podem ser considerados como típicos para o disco galáctico na época atual.

7.12 QUEDA DE MATÉRIA (INFALL) E FLUXOS RADIAIS

Os modelos mais simples de evolução química consideram a Galáxia como um objeto isolado, ou uma caixa fechada (*closed box*). Modelos mais realísticos levam em conta a possibilidade de troca de matéria, por exemplo entre o disco e o halo, podendo ocorrer uma queda (*infall*) de matéria sobre o disco, ou ainda *infall* de objetos extragalácticos. Vimos no capítulo 1 que a Galáxia não é um sistema isolado, havendo por exemplo a corrente de Magalhães ligando a Via Láctea e as Nuvens de Magalhães, ou ainda as interações com galáxias próximas, como Sagittarius ou Canis Majoris. Portanto, a taxa de queda de matéria pode ser considerada como um vínculo aos modelos de evolução química, embora seja difícil obter estimativas confiáveis para a taxa. Valores

típicos para a taxa de queda de matéria atual sobre o disco galáctico na vizinhança solar são da ordem de $\dot{\sigma}_i \sim 1.0 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$.

Evidências de queda de matéria sobre o disco galáctico estão geralmente associadas com a presença de *nuvens de alta velocidade* (HVC), com $v > 80$ km/s, detectadas em comprimentos de onda de rádio. A origem dessas nuvens é incerta, podendo ser parcialmente galácticas, com uma componente extragaláctica. Por outro lado, a presença de *infall* é considerada como um ingrediente necessário à evolução química da Galáxia, em particular na solução do problema das anãs G, como será visto no capítulo 8.

Alguns modelos consideram que a taxa de *infall* depende do raio galáctico r e do tempo t na forma

$$\frac{d}{dt} \sigma_g(r, t) = A(r) e^{-t/\tau(r)} \quad (7.25)$$

onde $\tau(r)$ é a escala de tempo de *infall*. O coeficiente $A(r)$ pode ser estimado considerando que

$$\int_0^{t_1} A(r) e^{-t/\tau(r)} dt = \sigma_g(r) \quad (7.26)$$

onde t_1 refere-se à época atual e σ_g é a densidade superficial de gás observada. Adotando $\tau(r)$ como uma função crescente de r obtém-se uma situação de *infall* enviesado (*biased infall*), ou seja, uma formação do disco de dentro para fora (*inside-out*), processo adotado em diversos modelos de evolução química. Modelos mais complexos, com um *infall* duplo e com diferentes escalas de tempo, foram propostos para explicar a formação das estruturas do halo/disco espesso e do disco fino. Neste caso, a taxa de *infall* decresce de um valor inicial da ordem de $10 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$ para o primeiro processo, até valores mais baixos, da ordem de $1 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, para a época atual.

A interpretação dos resultados referentes à queda de matéria e nuvens de alta velocidade é complexa, de modo que as estimativas da taxa de *infall* são incertas. Valores da ordem de 0.2 a $0.5 M_{\odot}/\text{ano}$ foram sugeridos com base em observações em 21 cm, enquanto que valores mais altos, da ordem de 1 a $2 M_{\odot}/\text{ano}$, foram sugeridos a partir de medidas no ultravioleta, óptico e rádio em nuvens localizadas acima de 300 pc do disco galáctico. Convertendo essas taxas médias em uma taxa por unidade de área, admitindo uma taxa uniforme, são obtidos valores da ordem de $0.3 - 0.7 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. Este valor é bem mais baixo que a taxa de depleção do gás local, que pode ser estimada em cerca de $2 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, ou seja, a taxa de *infall* tem um efeito relativamente pequeno na formação estelar na vizinhança solar. Para obter

essa última taxa, podemos considerar os dados da tabela 7.3, de onde vemos que a densidade superficial de estrelas na vizinhança solar é aproximadamente $\sigma_* \sim 36 M_\odot/\text{pc}^2$. Supondo que essas estrelas foram fabricadas nos últimos 13 Ganos, temos $\bar{\psi} \sim 36/13 \sim 2.8 M_\odot\text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. Esse valor refere-se à taxa *média* nos últimos 13 Ganos, de modo que o valor atual deve ser um pouco menor, da ordem de $2 M_\odot\text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, como mencionado acima.

Naturalmente, o processo inverso do *infall*, ou seja, os ventos galácticos (*outflow*), devem também ser levados em conta, em especial considerando os processos violentos de ejeção de matéria pelas supernovas de tipo II. Entretanto, esses processos tendem a ser considerados como *ingredientes* dos modelos de evolução química, e não como vínculos, uma vez que as principais evidências quantitativas aplicam-se especialmente a galáxias anãs irregulares *starburst* e galáxias em aglomerados.

Uma provável consequência do *infall* sobre o disco galáctico é a formação de *fluxos radiais* de matéria, com velocidades de até alguns km/s. Esses fluxos têm sido considerados como ingredientes de alguns modelos de evolução química, embora seu papel como um vínculo desses modelos seja limitado pela escassez de evidências observacionais quantitativas, obtidas essencialmente em medidas do gás HI e de nuvens moleculares. Por outro lado, fluxos radiais podem afetar diretamente a distribuição radial de abundâncias e a presença de gradientes de metalicidade, de modo que esses processos físicos estão provavelmente interrelacionados.

Tratamentos simples dos fluxos radiais são consistentes com gradientes negativos de abundâncias, no caso de fluxos dirigidos das partes mais externas da Galáxia para as partes mais internas. Possivelmente, o principal vínculo desses fluxos é a velocidade do gás, que não pode ser maior que alguns km/s, caso contrário os gradientes seriam destruídos.

EXERCÍCIOS

7.1 Considere uma calibração para a relação entre as abundâncias de O e Fe relativas ao Sol para a vizinhança solar na forma:

$$[\text{O}/\text{H}] = 0.5 [\text{Fe}/\text{H}] \quad [\text{Fe}/\text{H}] \geq -1.2$$

$$[\text{O}/\text{H}] = [\text{Fe}/\text{H}] + 0.6 \quad [\text{Fe}/\text{H}] < -1.2$$

(a) Use essa relação e obtenha uma relação entre a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ e a abundância de oxigênio por número de átomos, $\epsilon(\text{O}) = \log(\text{O}/\text{H}) + 12$. Adote o valor $\epsilon(\text{O})_{\odot} \simeq 8.70$ para a abundância solar de oxigênio. (b) Nesse caso, qual seria a relação entre a abundância relativa de $[\text{O}/\text{Fe}]$ e a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$? Faça gráficos de $[\text{Fe}/\text{H}]$ em função de $\epsilon(\text{O})$ e de $[\text{O}/\text{Fe}]$ em função de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

7.2 Uma determinação mais precisa da relação idade-metalicidade pode ser escrita

$$[\text{Fe}/\text{H}] = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 + a_4 t^4$$

onde $a_0 = 0.19833$, $a_1 = -0.00991$, $a_2 = -0.02318$, $a_3 = 0.00410$, $a_4 = -1.40361 \times 10^{-4}$ e t é a idade em Gano. (a) Qual seria a metalicidade para o Sol, com idade de 4.5 Gano? (b) Considerando uma dispersão da ordem de 0.20 dex, qual seria o intervalo de metalicidades esperado para um objeto jovem com 10 milhões de anos?

7.3 As distribuições de metalicidades do halo, disco espesso e disco fino têm picos aproximadamente em $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.60$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$, e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$, respectivamente. Que conclusões você pode tirar sobre a época de formação destas estruturas?

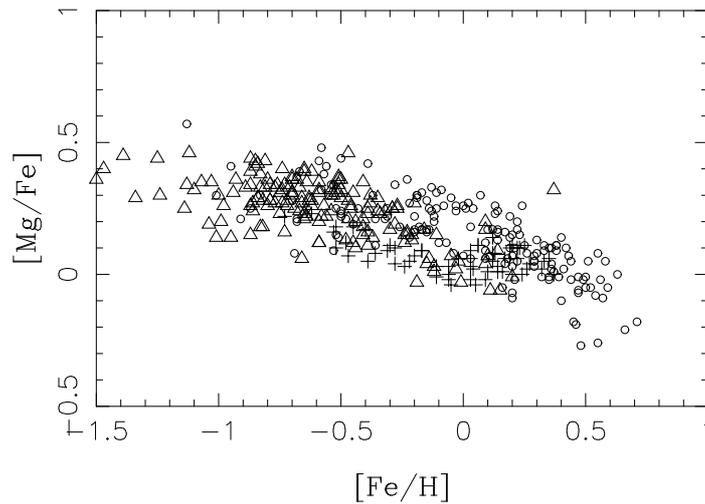
7.4 Um modelo de evolução química da Galáxia produz uma relação entre a razão $[\text{O}/\text{Fe}]$ e a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ dada por

$$[\text{O}/\text{Fe}] = b_0 + b_1 [\text{Fe}/\text{H}] + b_2 [\text{Fe}/\text{H}]^2 + b_3 [\text{Fe}/\text{H}]^3$$

onde $b_0 = 0.03442$, $b_1 = -0.56544$, $b_2 = -0.23052$ e $b_3 = -0.03131$. Uma estrela do halo tem $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.0$ e $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.60$, enquanto que uma estrela do disco fino tem $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ e $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.0$. Qual destas estrelas é melhor representada pelo modelo de evolução química?

7.5 Considere a aproximação da distribuição da densidade do gás atômico no disco galáctico dada pela expressão 7.4, válida para $4 < R(\text{kpc}) < 15$. (a) Qual é a densidade de gás atômico, dada em M_{\odot}/pc^2 , na distância galactocêntrica do Sol, $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$? (b) Admita que esta densidade é válida para a vizinhança do Sol, e que o disco tem uma espessura $h = 300 \text{ pc}$. Qual é densidade de gás nesta região, dada em número de átomos de H por cm^3 ?

- 7.6 Os gradientes radiais de O/H e Fe/H mostrados na figura 7.10 podem ser escritos como $\epsilon(X) = A_X + B_X R$, onde $A_O = 9.26$, $B_O = -0.055$ dex/kpc, $A_{Fe} = 8.09$ e $B_{Fe} = -0.060$ dex/kpc. Obtenha uma expressão para a abundância de Fe/H em função da abundância de O/H. Com base neste resultado, você pode concluir que o oxigênio é um bom indicador de metalicidade, assim como o Fe?
- 7.7 A figura a seguir mostra abundâncias de [Mg/Fe] em função da metalicidade [Fe/H] para estrelas do bojo (círculos), disco espesso (triângulos) e disco fino (cruzes). As estrelas 1, 2 e 3 têm abundâncias de [Fe/H] e [Mg/H] dadas por: [Fe/H]₁ = 0.0, [Mg/H]₁ = 0.0; [Fe/H]₂ = 0.0, [Mg/H]₂ = 0.3; [Fe/H]₃ = -1.0, [Mg/H]₃ = -0.7. Inclua estas estrelas no gráfico e indique a que populações devem pertencer.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ASPLUND, M. et al. 2009, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 47, p. 481.

Extensa discussão sobre a composição química solar, incluindo dados da fotosfera, vento solar e meteoritos. A figura 7.2 é baseada em dados desta referência. Ver também Asplund, M. et al. 2005, *Cosmic Abundances as Records of stellar evolution and nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, F. N. Bash, ASP Conf. Ser. vol. 336, p. 25.

FELTZING, S., CHIBA, M. 2013, *New Astron. Rev.* vol. 57, p. 80.

Artigo de revisão sobre as abundâncias químicas no disco, bojo e halo galácticos, em particular as metalicidades de elementos- α . A figura 7.7 é baseada em dados desta referência. Ver também Bensby, T. et al. 2005, *Astron. Astrophys.* vol. 433, p. 185, a figura do exercício 7.7 é baseada em dados desta referência; Gratton, R. G. et al. 2003, *Astron. Astrophys.* vol. 406, p. 131; Ramya, P. et al. 2012, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 425, p. 3188; Reddy, B. E. et al. 2003, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 340, p. 304; Akerman, C. J. et al. 2004, *Astron. Astrophys.* vol. 414, p. 931; Cayrel, R. et al. 2004, *Astron. Astrophys.* vol. 416, p. 1117.

HILL, V. et al. 2011, *Astron. Astrophys.* vol. 534, p. A80.

Discussão da distribuição de metalicidades no disco espesso, disco fino e bojo galácticos. A figura 7.6 é baseada em dados desta referência.

KENNICUTT, R. C., EVANS, N. J. 2012, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 50, p. 531.

Discussão detalhada da variação radial da densidade de gás e taxa de formação estelar.

MACIEL, W. J. 2019, *Oxygen and iron radial abundance gradients from galactic cepheids*, Proceedings of the IAU Focus Meeting 7, Radial metallicity gradients in star forming galaxies, ed. L. Stanghellini, K. Cunha, P. Benvenuti, CUP.

Análise dos gradientes de abundância no disco galáctico a partir de estrelas cefeidas. A figura 7.10 é baseada em dados desta referência. Ver também Maciel, W. J., Andrievsky, S. 2019, *Chemical Abundances in Gaseous Nebulae: Open problems in Nebular astrophysics*, ed. M. V. Cardaci et al. AAA Workshop Series vol. 11, p. 95; Andrievsky, S. et al. 2002, *Astron. Astrophys.* vol. 381, p. 32; Henry, R. B. C., Worthey, G. 1999, *Publ. Astron. Soc. Pacific* vol. 111, p. 919.

MACIEL, W. J. et al. 2017, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* vol. 53, p. 151.

Uma extensa análise das abundâncias em nebulosas fotoionizadas em galáxias do Grupo Local. As figuras 7.1 e 7.3 são baseadas em dados desta referência. Ver também Maciel, W. J. et al. 2018, *Chemical abundances of photoionized nebulae in the Local Group*, Workshop Chemical abundances in gaseous nebulae, ed. G. Hägele et al., AAA Workshop Series vol. 10, p. 91.

MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer.

Inclui boa discussão dos principais vínculos dos modelos de evolução química. Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, 283.

MOLLÁ, M. et al. 2019, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 482, p. 3071.

Estudo dos gradientes de abundâncias em galáxias e sua evolução. Ver também Mollá, M. et al. 2019, *Proceedings of the IAU Focus Meeting 7, Radial metallicity gradients in star forming galaxies*, ed. L. Stanghellini et al., CUP, p. 265; Bresolin, F. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 488, p.3826; Tissera, P. et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, vol. 604, A118; Magrini, L. et al. 2009, *Astrophys. J.*, vol. 696, p. 729.

PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed.

Excelente livro de nível avançado sobre nucleossíntese e evolução química. A figura 7.8 é baseada nesta referência. Ver também Pagel, B. E. J., Patchett, B. E. 1975, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 172, p. 13.

PEIMBERT, M., TORRES-PEIMBERT, S. 1974, *Astrophys. J.* vol. 193, p. 327.

Determinação da abundância pregaláctica de He a partir de uma correlação da abundância observada e a metalicidade. Ver também 1976, *Astrophys. J.* vol. 203, p. 581.

ROCHA-PINTO, H. J. et al. 2000, *Astron. Astrophys.* vol. 358, p. 850.

Estudo do enriquecimento químico e formação estelar na Galáxia, com uma discussão sobre a relação idade-metalicidade a partir de determinações de idades cromosféricas. A figura 7.4 foi adaptada desta referência. Ver também Rocha-Pinto, H. J., Maciel, W. J. 1996, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 279, p. 447, sobre a determinação da distribuição de metalicidades mostrada na figura 7.5; Rana, N. C. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 29, p. 129, onde a relação 7.3 é proposta.

MÉTODOS BÁSICOS

8.1 INTRODUÇÃO

Vamos analisar neste capítulo as equações básicas dos modelos de evolução química da Galáxia, aplicáveis particularmente ao disco galáctico e à vizinhança solar. Vamos considerar inicialmente situações simples, em que o conjunto (*bulk*) dos elementos pesados, ou “metais” é levado em conta. O tratamento utilizado é basicamente o desenvolvido por Tinsley (1980). Outras referências mais recentes estão indicadas na bibliografia no final do capítulo.

8.2 EQUAÇÕES BÁSICAS

Vamos admitir que o meio interestelar tem uma composição química uniforme, e que os ganhos e perdas de matéria pelo disco ocorram pelo processo de *queda de matéria (infall)* vinda do halo ou outras galáxias. Chamando M a massa total do sistema e f a taxa de *infall*, medida por exemplo em M_{\odot}/Gano ou $M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, podemos escrever para a variação da massa total

$$\frac{dM}{dt} = f. \quad (8.1)$$

Em princípio, M inclui as estrelas, com massa M_* e o gás, com massa M_g ,

$$M = M_* + M_g. \quad (8.2)$$

Chamando novamente ψ a taxa de formação estelar, dada em M_\odot/Gano ou em $M_\odot \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, e E a massa total ejetada pelas estrelas nas mesmas unidades, podemos escrever para as estrelas e para o gás,

$$\frac{dM_*}{dt} = \psi - E \quad (8.3)$$

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi + E + f. \quad (8.4)$$

Introduzindo a fração μ de matéria na forma do gás,

$$\mu = \frac{M_g}{M} \quad (8.5)$$

temos que

$$M_* = M - M_g = M \left(1 - \frac{M_g}{M} \right) = M(1 - \mu). \quad (8.6)$$

Vamos considerar o termo de ejeção E de (8.3) e (8.4). Admitindo que uma estrela de massa m sofre o processo de perda de massa após transcorrido um certo tempo de vida τ_m , deixando um remanescente (*remnant*) de massa w_m , temos

$$E(t) = \int_{m_t}^{\infty} (m - w_m) \psi(t - \tau_m) \phi(t - \tau_m, m) dm \quad (8.7)$$

onde m_t é a *massa limite (turnoff mass)*, isto é, a massa correspondente a $t = \tau_m$, e a SFR é calculada em $t - \tau_m$. A IMF ϕ é também calculada em $t - \tau_m$, embora seja frequentemente considerada como uma função da massa apenas, como vimos.

A aproximação feita sobre a perda de massa é razoável, pois os processos mais importantes de perda de massa ocorrem geralmente nos estágios finais da vida das estrelas, com escalas de tempo curtas com relação ao tempo na sequência principal. Por exemplo, no caso do Sol, a perda de massa é da ordem de $dm/dt \simeq 10^{-14} M_\odot/\text{ano}$, enquanto que nos estágios finais o Sol deverá chegar a taxas da ordem de $10^{-6} M_\odot/\text{ano}$ ou mais altas. Para as estrelas quentes e massivas, porém, a aproximação não é tão boa, pois estas estrelas têm ventos massivos ($dm/dt \simeq 10^{-5} M_\odot/\text{ano}$) e rápidos ($v \simeq 2000$ km/s), mesmo durante a fase de sequência principal.

Vamos admitir que a produção dos elementos pesados seja uma função da *massa* apenas, isto é, vamos desprezar qualquer dependência com a composição química. Além disto, vamos admitir que o material ejetado pelas

estrelas é *misturado instantaneamente* com o gás, que permanece portanto homogêneo. Neste caso, chamando Z a abundância por massa dos metais (ou de um único elemento), e Z_f a abundância metálica média do gás em queda sobre o disco, a equação para a variação da massa de metais pode ser escrita

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = -Z\psi + E_z + Z_f f \quad (8.8)$$

onde E_z é a taxa de ejeção total de metais pelas estrelas.

A TAXA DE EJECAO DE METAIS

A taxa de ejeção de metais E_z pode ser escrita

$$E_z(t) = \int_{m_t}^{\infty} E_{zm} \psi(t - \tau_m) \phi(t - \tau_m, m) dm \quad (8.9)$$

Na formulação de Tinsley (1980) podemos escrever

$$E_{zm} = (m - w_m - m p_{zm}) Z(t - \tau_m) + m p_{zm} \quad (8.10a)$$

onde introduzimos o *yield estelar* p_{zm} , isto é, a fração da massa de uma estrela de massa m que é convertida em metais e ejetada. Note-se que Z pode representar todos os metais ou apenas um único deles. A relação (8.10a) pode também ser escrita na forma

$$\begin{aligned} E_{zm} &= (m - w_m) Z(t - \tau_m) - m p_{zm} Z(t - \tau_m) + m p_{zm} \\ E_{zm} &= (m - w_m) Z(t - \tau_m) + m p_{zm} [1 - Z(t - \tau_m)] \end{aligned} \quad (8.10b)$$

Considerando a equação (8.10a), vemos que E_{zm} corresponde à massa líquida de metais ejetada, e inclui duas componentes: a primeira componente, $(m - w_m - m p_{zm})Z(t - \tau_m)$, corresponde aos metais que já estavam presentes na estrela desde seu nascimento e são re-ejetados. A segunda, $m p_{zm}$, inclui os metais “novos” sintetizados. De acordo com o trabalho de Maeder (1992), a primeira componente deve ser escrita simplesmente $(m - w_m)Z(t - \tau_m)$, de modo que (8.10) fica

$$E_{zm} = (m - w_m)Z(t - \tau_m) + m p_{zm}. \quad (8.11)$$

Neste caso, o primeiro termo é a massa ejetada dos elementos pesados inicialmente presentes, e o segundo é a massa ejetada dos elementos novos sintetizados. Se um elemento for destruído no processamento nuclear, mp_{zm} é negativo. Na prática, para a metalicidade total Z tal que $Z \ll 1$ a diferença entre as duas formulações (8.10) e (8.11) não é muito importante. Isto fica claro observando-se a diferença entre as equações (8.10b) e (8.11). Adotando um valor solar para a metalicidade, $Z \simeq 0.02$, o termo $1 - Z \simeq 1 - 0.02 \simeq 0.98$, ou seja, (8.10b) e (8.11) seriam muito semelhantes. De fato, a definição do *yield* p_{zm} em (8.10) ou (8.11) está na realidade ligada à aproximação de reciclagem instantânea, consistente com o tratamento dado por Tinsley (1980). Atualmente, costuma-se definir o *yield* de maneira mais simples, sem fazer hipóteses sobre a mistura dos elementos no meio interestelar (capítulo 3).

A expressão (8.11) pode ser provada escrevendo E_{zm} para cada elemento separadamente e somando,

$$\sum E_{im} = (m - w_m) \sum X_i(t - \tau_m) + m \sum p_{im} \quad (8.12)$$

onde substituímos Z por X_i , com um índice i para cada elemento. Segundo Maeder (1992), o termo $\sum X_i(t - \tau_m) = 1$ se considerarmos todos os elementos, e $\sum p_{im} = 0$ pela conservação da massa, de modo que

$$\sum E_{im} = m - w_m \quad (8.13)$$

como deve ser esperado (ver eq. 8.7), ao contrário do que seria obtido com a equação (8.10),

$$\sum E_{im} = (m - w_m) - m \left[\sum p_{im} X_i(t - \tau_m) - \sum p_{im} \right] \quad (8.14)$$

pois o termo entre colchetes em (8.14) não é necessariamente nulo. Entretanto, pode-se argumentar que o termo $\sum p_{im}$ também não é necessariamente nulo, com a definição dos *yields* dada por Tinsley (1980), isto é, a fração da massa convertida em metais e ejetada. Isto ocorrerá somente se redefinirmos p_{im} como a fração da massa do elemento i que *sofreu processamento nuclear*, isto é, foi produzido ou destruído. Estas observações devem ser levadas em conta, uma vez que poderão modificar algumas das equações da evolução química do gás na Galáxia.

A FRAÇÃO DE RETORNO

Vamos agora introduzir dois parâmetros importantes para o cálculo da evolução do gás na Galáxia. Chamando R à fração de matéria retornada ao meio interestelar,

$$R = \int_{m_1}^{\infty} (m - w_m) \phi(m) dm \quad (8.15)$$

onde m_1 é a massa limite (*turnoff*) atual, isto é, em $t = t_1 \simeq 13$ Gano. Já vimos uma aplicação desta fração no capítulo 6 (cf. seção 6.3). Por exemplo, se *toda* a massa das estrelas ficar armazenada nos remanescentes, o que equivale a dizer que a massa ejetada ao meio interestelar é desprezível, temos $w_m \simeq m$ e $m - w_m \simeq 0$, ou seja $R \simeq 0$. Inversamente, se *toda* a massa das estrelas for ejetada, $w_m \simeq 0$ e $m - w_m \simeq m$, de modo que (8.15) fica

$$R \simeq \int_{m_1}^{\infty} m \phi(m) dm = 1 - \int_0^{m_1} m \phi(m) dm \quad (8.16)$$

onde usamos a condição de normalização (5.8). De (8.16), vemos que $R \leq 1$, pois as estrelas de baixa massa $m < m_1 \simeq 1M_{\odot}$ não viveram o suficiente para devolver seu material ao meio interestelar. Podemos estimar grosseiramente a integral em (8.16) usando a IMF dada por Tinsley (1980) para massas $m \leq 1.0M_{\odot}$,

$$m \phi(m) \psi_1 \simeq 1.00 m^{-0.25} \quad (m \leq 1.0M_{\odot}) \quad (8.17)$$

em unidades de $\text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$. Com $\psi_1 \simeq 10 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gano}^{-1}$, obtemos $m \phi(m) \simeq 0.1 m^{-0.25} M_{\odot}^{-1}$, e com $m_1 \simeq 1M_{\odot}$,

$$\int_0^1 m \phi(m) dm \simeq \int_0^1 (0.1 m^{-0.25}) dm \simeq \frac{0.1}{0.75} \simeq 0.1 \quad (8.18)$$

de modo que $R \simeq 1 - 0.1 \simeq 0.9$.

Como já foi mencionado no capítulo 6, o valor médio de R está mais próximo de $R \simeq 0.1$, uma vez que a maior parte da massa das estrelas fica armazenada nos remanescentes, com a possível exceção das supernovas de tipo II, que ejetam a maior parte de sua massa, ou toda ela, na explosão, e dos buracos negros. Este valor pode ser obtido admitindo que, para $m > m_1$, cerca de 10% da massa das estrelas é ejetada, restando 90% no remanescente. Neste caso, $w_m \simeq 0.9 m$, e $m - w_m \simeq 0.1 m$. Usando novamente (8.15), (8.17) e (8.18), obtemos

$$\begin{aligned}
 R &\simeq 0.1 \int_{m_1}^{\infty} m \phi(m) dm \simeq 0.1 \left[1 - \int_0^{m_1} m \phi(m) dm \right] \\
 &\simeq (0.1)(0.9) \simeq 0.1.
 \end{aligned}
 \tag{8.19}$$

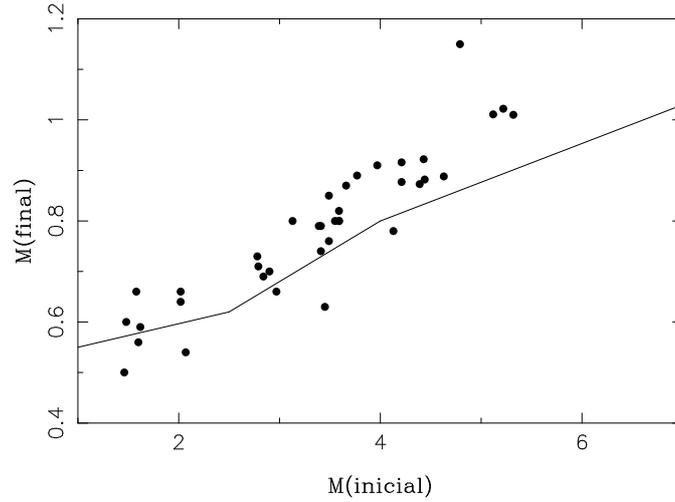


Figura 8.1 - Relação semi-empírica entre a massa inicial e a massa final de estrelas de massa intermediária (linha cheia). Os pontos indicam uma amostra de aglomerados abertos.

Diversas relações entre a massa do remanescente w_m e a massa inicial da estrela existem na literatura. Uma relação empírica pode ser escrita

$$w_m \simeq 0.05 m + 0.5 \quad 1 \leq m(M_\odot) < 6$$

$$w_m \simeq 0.144 m \quad 6 \leq m(M_\odot) < 9$$

$$w_m \simeq 1.4 M_\odot \quad m \geq 9 M_\odot$$

Como ilustração, a figura 8.1 mostra uma relação semi-empírica entre a massa inicial e a massa final para estrelas de massa intermediária frequentemente adotada. Os pontos mostram determinações para alguns aglomerados abertos, como as Hyades e Praesepe.

YIELD TOTAL

Finalmente, vamos definir o *yield total*, ou seja, a massa de elementos pesados “novos” ejetados por unidade de massa armazenada nas estrelas, ou

$$y = \frac{1}{1-R} \int_{m_1}^{\infty} m p_{zm} \phi(m) dm. \quad (8.20)$$

Sendo R a fração de retorno, $1-R$ corresponde à fração de massa que permanece na estrela. A integral em (8.20) dá essencialmente a massa dos elementos produzida e ejetada, de modo que o *yield* é a razão entre estas quantidades. Por exemplo, se $R \simeq 1$, $1-R \simeq 0$, e o *yield* $y \rightarrow \infty$, isto é, a razão entre o material ejetado e o retido cresce indefinidamente. Com um valor médio $R \simeq 0.1$, obtemos

$$y \simeq 1.1 \int_{m_1}^{\infty} m p_{zm} \phi(m) dm. \quad (8.21)$$

Supondo que p_{zm} seja constante, isto é, independente da massa, $p_{zm} \simeq p$ e usando (8.19)

$$y \simeq (1.1)(0.9)p \simeq p \quad (8.22)$$

isto é, neste caso o *yield total* é essencialmente o mesmo que o *yield estelar médio*. Note-se que, na definição original de Tinsley (1980), as quantidades R e y admitiam a hipótese de reciclagem instantânea (IRA).

Formalmente, podemos dividir o *yield* estelar em duas componentes, devidas ao vento estelar e ao processo de ejeção de supernovas,

$$p_{zm} = p_{zm}^v + p_{zm}^s \quad (8.23)$$

onde

$$mp_{zm}^v = \int_0^{\tau(m)} \frac{dm}{dt} [Z_s(t) - Z_0] dt \quad (8.24)$$

$$mp_{zm}^s = \int_{w_m}^{m(\tau)} [Z(m') - Z_0] dm' \quad (8.25)$$

onde dm/dt é a taxa de perda de massa, Z_s é a fração de massa do elemento Z na superfície, Z_0 é a fração de massa inicial presente na estrela, $\tau(m)$ é novamente a escala de tempo de vida da estrela de massa m , w_m a massa do remanescente estelar, $Z(m')$ a fração de massa do elemento Z correspondente à massa m' da estrela e $m(\tau)$ a massa correspondente ao tempo τ .

Tabela 8.1 - Yields estelares para estrelas de metalicidade solar.

m_i	w_m	He	C	O	Z
120	1.48	0.356	0.067	0.000	0.084
85	1.77	0.196	0.159	0.047	0.227
60	1.64	0.225	0.120	0.024	0.164
40	1.80	0.153	0.122	0.052	0.200
25	2.72	0.062	0.012	0.103	0.179
20	2.15	0.080	0.011	0.064	0.137
15	1.65	0.092	0.009	0.027	0.088
12	1.42	0.100	0.006	0.009	0.057
9	1.23	0.098	0.003	0.000	0.019
7	1.01	0.098			
5	0.73	0.081			
4		0.046			
3		0.025			
2.5		0.032			
2		0.034			
1.7		0.012			
1.5		0.011			
1.25		0.010			
1		0.012			

Podemos ter uma idéia do valor do *yield* estelar a partir de estimativas simples. Por exemplo, uma estrela com $20 M_\odot$ e metalicidade solar ($Z \simeq 0.02$) tem um *yield* estelar para o oxigênio de $p_O \simeq 0.065$, de modo que ejeta cerca de $(0.065)(20) \simeq 1.3M_\odot$ deste elemento, em bom acordo com o valor de $1.27 M_\odot$ dado por Maeder (1992). Para o carbono, uma estrela com massa de $60M_\odot$ tem um *yield* da ordem de $p_C \simeq 0.12$, correspondendo a uma massa ejetada de $7.2 M_\odot$, a maior parte ejetada no vento estelar, também em bom acordo com o valor de $7.22M_\odot$ dado por Maeder (1992). Valores mais precisos do *yield* estelar devem levar em conta a metalicidade e especialmente os processos de perda de massa, e algumas referências básicas estão citadas na bibliografia, para estrelas massivas e de massa intermediária. A tabela 8.1 mostra alguns valores do *yield* estelar de He, C, O e elementos pesados para estrelas de metalicidade solar, além das massas iniciais (m_i) e dos remanescentes (w_m).

8.3 APROXIMAÇÕES ANALÍTICAS

Vamos estudar alguns casos simples tratáveis analiticamente, admitindo a *aproximação de reciclagem instantânea*, IRA (*instantaneous recycling approximation*), segundo a qual as estrelas com massas $m < m_1 \simeq 1M_\odot$ vivem para sempre, e aquelas com $m > m_1$ morrem logo após o nascimento. Esta aproximação é razoável para elementos como o oxigênio, que é produzido em supernovas de tipo II, formadas por estrelas massivas, cujos tempos de vida são curtos com relação à idade da Galáxia. Para elementos como o Fe, produzido essencialmente por supernovas de tipo Ia, a aproximação não é tão boa, pois as estrelas progenitoras são de massa intermediária, com tempos de vida relativamente longos (cf. capítulo 5).

Com a aproximação adotada, a massa limite (*turnoff mass*) $m_t \simeq m_1$, isto é, não depende do tempo, e para as estrelas mais massivas $t - \tau_m \simeq t$, pois $\tau_m \ll t$. A taxa total de matéria ejetada definida em (8.7) fica

$$E(t) = \int_{m_1}^{\infty} (m - w_m) \psi(t) \phi(m) dm = R \psi(t) \quad (8.26)$$

onde escrevemos para simplificar $\phi = \phi(m)$ e usamos (8.15). Vemos que a massa total ejetada ($M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$) é dada pela fração de massa convertida em estrelas que é ejetada ao meio interestelar.

Usando a equação (8.10), a taxa de ejeção de metais (8.9) pode ser escrita

$$\begin{aligned} E_z(t) &= \int_{m_1}^{\infty} [(m - w_m - mp_{zm}) Z(t) + mp_{zm}] \psi(t) \phi(m) dm \\ &= R Z(t) \psi(t) + y(1 - R) [1 - Z(t)] \psi(t) \end{aligned} \quad (8.27)$$

onde usamos (8.15) e (8.20). Considerando $Z \ll 1$ em (8.27),

$$E_z(t) = R Z(t) \psi(t) + y(1 - R) \psi(t) \quad (Z \ll 1). \quad (8.28)$$

Usando agora a expressão (8.11) no lugar de (8.10), a equação (8.27) se modifica, e obtemos

$$E_z(t) = R Z(t) \psi(t) + y(1 - R) \psi(t) \quad (8.29)$$

que é idêntica a (8.28), mas não requer a hipótese de $Z \ll 1$.

Vamos então reescrever as equações para a variação da massa de estrelas M_* (8.3), de gás M_g (8.4) e de elementos pesados ZM_g (8.8). Usando as expressões (8.26) e (8.29), obtemos

$$\frac{dM_*}{dt} = (1 - R)\psi \quad (8.30)$$

$$\frac{dM_g}{dt} = -(1 - R)\psi + f \quad (8.31)$$

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = -Z(1 - R)\psi + y(1 - R)\psi + Z_f f. \quad (8.32)$$

Considerando que

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = Z \frac{dM_g}{dt} + M_g \frac{dZ}{dt} \quad (8.33)$$

e usando (8.31), a equação (8.32) pode ser reescrita simplesmente

$$M_g \frac{dZ}{dt} = y(1 - R)\psi + (Z_f - Z)f. \quad (8.34)$$

EXEMPLO 1: SISTEMA FECHADO, GÁS POBRE EM METAIS

Vamos considerar o caso simples em que o sistema é fechado, isto é, não há queda de matéria (*infall*), e o gás é inicialmente pobre em metais. Vamos ainda admitir que a massa total do sistema está inicialmente na forma de gás, e que a IMF é constante, de modo que a fração retornada R e o *yield* y são constantes no tempo, como pode ser visto de (8.15) e (8.20). Neste caso, podemos escrever

$$\left\{ \begin{array}{l} f = 0 \\ M_{g0} = M \\ \mu_0 = M_{g0}/M = 1 \\ M_{*0} = 0 \\ Z_0 = 0 \end{array} \right. \quad (8.35)$$

De (8.30) e (8.34), e usando $dZ/dt = (dZ/dM_g)(dM_g/dt)$, podemos escrever

$$M_g \frac{dZ}{dM_g} = \frac{M_g(dZ/dt)}{(dM_g/dt)} = \frac{y(1 - R)\psi}{-(1 - R)\psi} = -y \quad (8.36)$$

ou seja

$$dZ = -y \frac{dM_g}{M_g}. \quad (8.37)$$

Usando os limites dados por (8.35) ($Z_0 = 0, M_{g0} = M$), (8.37) pode ser integrada, resultando

$$\begin{aligned} Z &= y \ln \frac{M}{M_g} \\ &= y \ln \mu^{-1} \\ &= y \ln \left[1 + \frac{M_*}{M_g} \right]. \end{aligned} \quad (8.38)$$

onde usamos novamente a fração de matéria na forma de gás μ (equação 8.5). Esta equação e as hipóteses básicas consideradas configuram o chamado *modelo simples* de evolução química da Galáxia. O *yield* y é às vezes chamado *yield efetivo*, e resume em um único parâmetro todas as complexidades da evolução química.

De (8.38) vemos que $Z \rightarrow 0$ para $\mu \rightarrow 1$. Para $\mu \rightarrow 0$, Z cresce indefinidamente, embora as soluções fisicamente aceitáveis necessitem $Z \leq 1$. A figura 8.2 mostra a variação da abundância total dos elementos pesados Z em função da fração do gás μ para os valores do *yield* médio, $y = 0.100, 0.050, 0.020, 0.010, 0.005$ e 0.001 .

Como deveríamos esperar, à medida que μ decresce, a abundância dos elementos pesados aumenta. Para valores maiores do *yield* médio, mais elementos pesados são produzidos, e o aumento de Z é mais rápido, isto é, ocorre para valores maiores de μ e, presumivelmente, em tempos mais curtos, pois a fração de gás *decresce* com o tempo, devido à formação de estrelas e ausência de *infall*.

Usando os dados do capítulo 6 (seção 6.3), podemos estimar para a Galáxia $\mu = \mu_1 \simeq 0.1$, valor semelhante ao que pode ser inferido pela distribuição de gás no disco (ver seções 7.6 e 7.7). Adotando o valor atual $\mu \simeq 0.1$, vemos que $Z \simeq 0.02$ para $y = 0.01$.

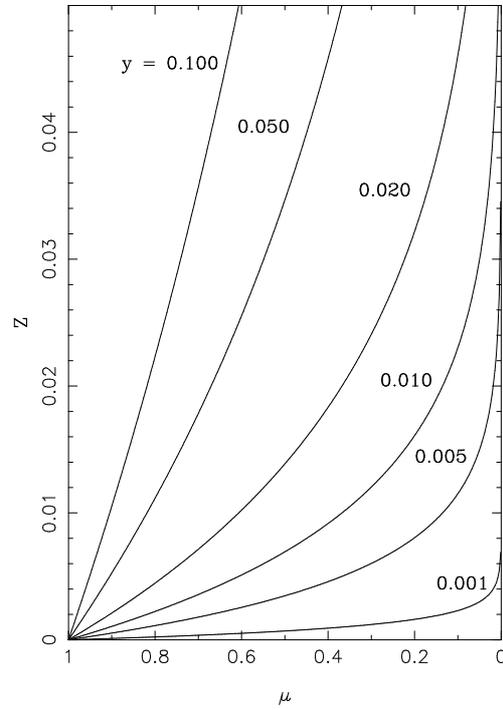


Figura 8.2 - Variação da abundância de elementos pesados com a fração de gás (Exemplo 1).

Explorando ainda o Exemplo 1, podemos escrever a equação da variação da massa de gás (8.31) na forma

$$\frac{dM_g}{dt} = -(1 - R) \psi \quad (8.39)$$

que pode ser integrada

$$\int_{M_{g0}=M}^{M_g} dM_g = -(1 - R) \psi \int_0^t dt$$

$$M_g = M - (1 - R) \psi t \quad (8.40)$$

ou seja, a massa de gás decresce linearmente com o tempo. Lembrando a definição da fração de gás μ , podemos escrever de (8.40)

$$\mu = \frac{M_g}{M} = 1 - \frac{(1 - R) \psi t}{M} \quad (8.41)$$

Adotando $\mu = \mu_1$ para $t = t_1$,

$$\mu_1 = 1 - \frac{(1-R)\psi t_1}{M} \implies M = \frac{(1-R)\psi t_1}{1-\mu_1} \quad (8.42)$$

Substituindo (8.42) em (8.41), obtemos

$$\mu = 1 - (1-\mu_1) \frac{t}{t_1} \quad (8.43)$$

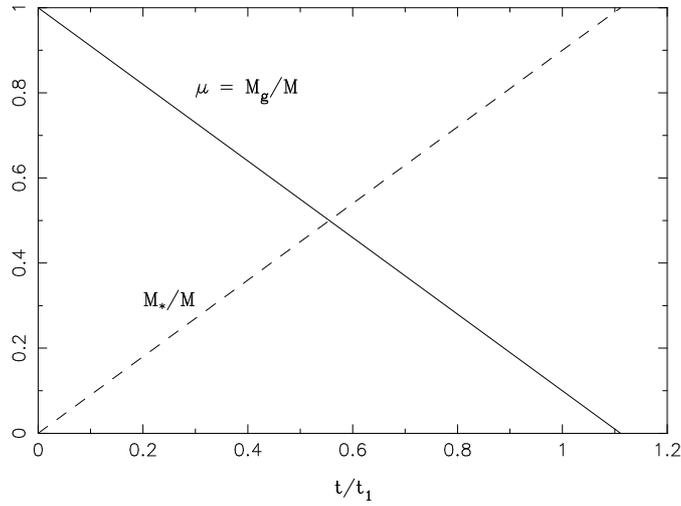


Figura 8.3 - Variação temporal da fração de gás e da massa em estrelas. (Exemplo 1).

ou seja, μ decresce linearmente com t (ver figura 8.3, onde $\mu_1 = 0.1$). Da mesma forma, podemos examinar a variação temporal da massa de estrelas. De (8.30)

$$\frac{dM_*}{dt} = (1-R)\psi$$

que pode ser integrada,

$$M_* = (1-R)\psi t \quad (8.44)$$

ou seja, M_* aumenta linearmente com o tempo. Considerando (8.42), encontramos

$$\frac{M_*}{M} = (1-\mu_1) \frac{t}{t_1} = 1 - \mu \quad (8.45)$$

Naturalmente, (8.45) poderia ser obtida diretamente de (8.6) e (8.43). Na figura 8.3 está também mostrada a variação temporal de M_*/M . Finalmente,

substituindo (8.43) em (8.38), obtemos

$$Z = y \ln \mu^{-1} = y \ln \left[\frac{1}{1 - (1 - \mu_1) (t/t_1)} \right]. \quad (8.46)$$

A variação temporal de Z está mostrada na figura 8.4, que pode ser comparada com a figura 8.2.

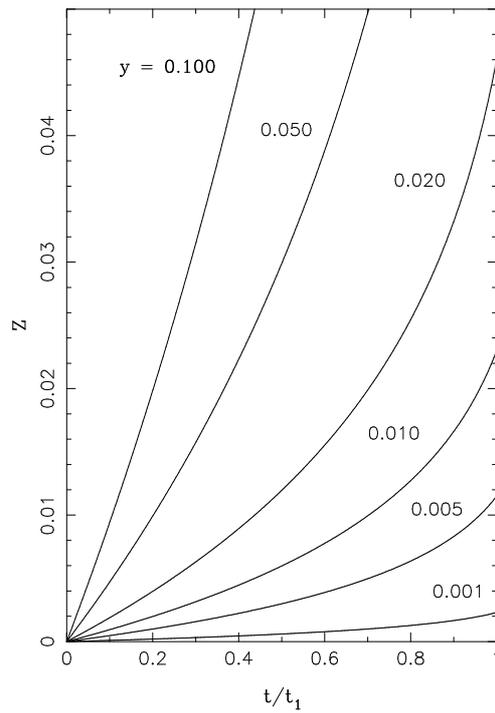


Figura 8.4 - Variação temporal da metalicidade Z . (Exemplo 1).

Podemos ainda usar (8.40) para estimar o tempo t_2 necessário para que o gás seja esgotado, ou $M_g = 0$. Temos então

$$M = (1 - R) \psi t_2$$

ou seja

$$t_2 = \frac{M}{(1 - R) \psi} \quad (8.47)$$

Substituindo (8.42) em (8.47)

$$t_2 = \frac{1}{1 - \mu_1} t_1 \quad (8.48a)$$

Para $\mu_1 = 0.1$, temos $t_2 = t_1/0.9 = 1.11 t_1$, como pode ser visto na figura 8.3. Se $t_1 \simeq 13 \text{ Gano}$, $t_2 \simeq 1.11 t_1 \simeq 14.4 \text{ Gano}$. Esse número pode também ser estimado considerando que a escala de tempo de formação estelar, isto é, o tempo necessário para esgotar a quantidade de gás presente na vizinhança solar, pode ser escrita

$$t_2 \sim \frac{M_g}{|dM_g/dt|} \quad (8.48b)$$

De (8.39), $|dM_g/dt| \sim (1 - R) \psi$. Da tabela 7.2 vemos que $M_g \simeq 13 M_\odot/\text{pc}^2$ e do capítulo 6 (eq. 6.39) temos $\psi \simeq 10 M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$. Adotando $R \sim 0.20$, temos $t_2 \sim 13/(0.8 \times 10) \sim 1.6 \text{ Gano}$. Este valor é muito baixo, considerando a formação estelar observada na vizinhança solar, e indica que o modelo simples é inadequado para estimar essa escala de tempo. De fato, há necessidade de *infall* de matéria estranha ao disco (galáctica/extragaláctica), de modo que a escala de tempo de formação estelar seja significativamente mais alta que o valor t_2 obtido.

EXEMPLO 2: MODIFICAÇÃO DO EXEMPLO 1 USANDO (8.27)

Para obter (8.38) usamos a equação (8.29), que, segundo Maeder (1992), é válida para qualquer Z ; segundo Tinsley (1980), esta equação é válida apenas para $Z \ll 1$ (cf. equação 8.28). Vamos considerar o caso em que a taxa de ejeção é dada por (8.27), que seria a equação válida para todo Z segundo Tinsley (1980). Neste caso, (8.30) e (8.31) não se modificam, mas (8.32) é substituída por

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = -Z(1 - R)\psi + y(1 - R)(1 - Z)\psi + Z_f f. \quad (8.49)$$

e (8.34) é substituída por

$$M_g \frac{dZ}{dt} = y(1 - R)(1 - Z)\psi + (Z_f - Z)f. \quad (8.50)$$

Com as hipóteses adotadas em (8.35), obtemos no lugar de (8.36)

$$M_g \frac{dZ}{dM_g} = -y(1 - Z). \quad (8.51)$$

Esta equação pode ser escrita em termos da fração de gás,

$$\mu \frac{dZ}{d\mu} = -y(1 - Z) \quad (8.52)$$

cuja solução pode ser escrita

$$Z = 1 - \mu^y \quad (8.53)$$

como pode ser facilmente verificado derivando (8.53)

$$\frac{dZ}{d\mu} = -y\mu^{y-1} \longrightarrow \mu \frac{dZ}{d\mu} = -y\mu^y = -y(1 - Z).$$

Note-se que (8.53) satisfaz as condições (8.35), em particular para $M_{g0} = M$, $\mu_0 = M_{g0}/M = 1$ e $Z_0 = 0$. Temos que $Z \rightarrow 0$ para $\mu \rightarrow 1$, e para $\mu \rightarrow 0$ temos $Z \rightarrow 1$, que é formalmente correto.

A figura 8.5 mostra a variação da abundância Z com a fração de gás μ , para os mesmos *yields* médios da figura 8.2. O comportamento de Z é muito semelhante ao observado na figura 8.2. Para *yields* pequenos, as curvas das figuras 8.2 e 8.5 são essencialmente as mesmas, e para os valores maiores do *yield*, como $y = 0.1$, a abundância da figura 8.5 cresce mais lentamente, devido ao termo $(1 - Z)$ na equação (8.50). Adotando $\mu_1 \simeq 0.1$, temos $Z \simeq 0.02$ para $y = 0.01$, essencialmente o mesmo valor da figura 8.2.

EXEMPLO 3: EQUILÍBRIO ENTRE INFALL E FORMAÇÃO ESTELAR

Vamos considerar o caso em que a queda de matéria (*infall*) e o gás ejetado pelas estrelas estão em equilíbrio com a formação estelar, isto é,

$$\psi = E + f. \quad (8.54)$$

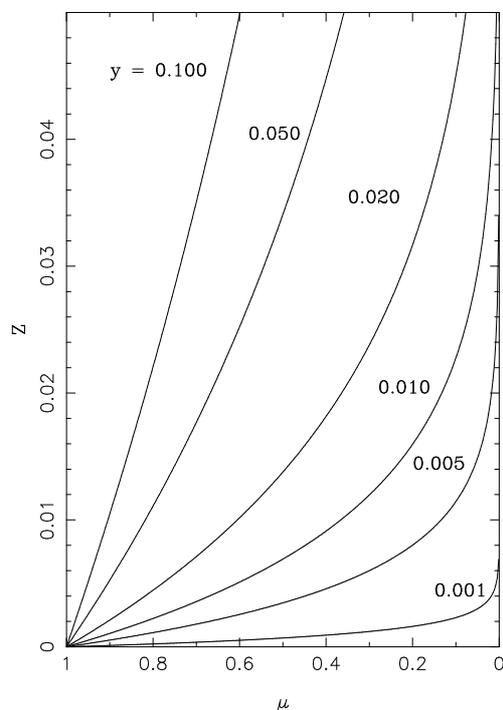


Figura 8.5 - Variação da abundância de elementos pesados com a fração de gás (Exemplo 2).

Em outras palavras, a massa de gás no disco permanece constante, o que pode ser obtido de (8.4)

$$\frac{dM_g}{dt} = 0. \quad (8.55)$$

Vamos adotar as mesmas hipóteses (8.35), em particular

$$\left\{ \begin{array}{l} M_{g0} = M_g = \text{constante} \\ \mu_0 = 1 \\ Z_0 = 0 \\ Z_f = 0 \end{array} \right. \quad (8.56)$$

Usando (8.26) e (8.54) obtemos

$$\psi = R\psi + f \longrightarrow \psi = \frac{f}{1-R} \quad (8.57)$$

De (8.32), (8.33) e (8.55)

$$M_g \frac{dZ}{dt} = (y - Z)(1 - R)\psi + Z_f f. \quad (8.58)$$

Usando (8.57) em (8.58)

$$M_g \frac{dZ}{dt} = (y - Z + Z_f) f = (y - Z + Z_f)(1 - R)\psi. \quad (8.59)$$

Como $dZ/dt = (dZ/dM)(dM/dt)$ e $dM/dt = dM_*/dt$, obtemos de (8.59) e (8.30)

$$M_g \frac{dZ}{dM} = y - Z + Z_f. \quad (8.60)$$

Tendo em vista (8.56), esta equação fica

$$M_g \frac{dZ}{dM} = y - Z. \quad (8.61)$$

Neste caso, como $M_g = \text{constante}$, a massa na forma de estrelas aumenta e a massa total também aumenta. Definindo o parâmetro ν como a razão entre a massa acrescentada ao gás e a massa inicial M_0 ,

$$\nu = \frac{M - M_0}{M_0} \quad (8.62)$$

temos

$$\nu = \frac{M - M_g}{M_g} = \frac{1}{\mu} - 1 \quad (8.63)$$

onde usamos novamente a fração de gás μ . Em termos desta fração, a solução de (8.61) pode ser escrita

$$Z = y(1 - e^{-\nu}) \quad (8.64)$$

Isto pode ser confirmado derivando (8.64)

$$M_g \frac{dZ}{dM} = M_g y \left(e^{-\nu} \frac{d\nu}{dM} \right) = \frac{M_g}{M_0} y e^{-\nu} = y \frac{y - Z}{y} = y - Z.$$

Note-se que, para $\mu \rightarrow 1$, $M_* \rightarrow 0$, $M_g \rightarrow M$, e $\nu \rightarrow 0$, de modo que, de (8.64), $Z \rightarrow 0$. Para $\mu \rightarrow 0$, ν cresce indefinidamente, e de (8.64), $Z \rightarrow y$. Para $\mu \rightarrow \mu_1 \simeq 0.1$, temos de (8.63), $\nu_1 \simeq 9$, e de (8.64) $Z \simeq y$. A figura 8.6

mostra a variação da abundância de elementos pesados com o parâmetro ν para os mesmos *yields* anteriores.

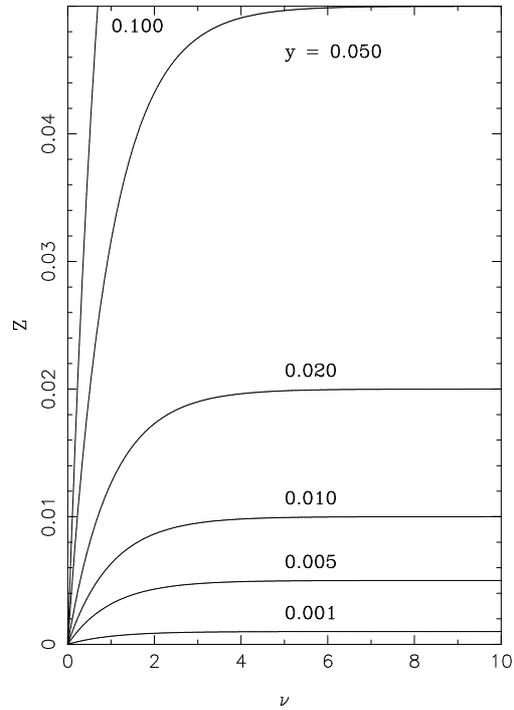


Figura 8.6 - Variação da abundância de elementos pesados com a relação entre a massa acrescentada e a massa inicial (Exemplo 3).

Uma das características mais importantes deste modelo é, como vimos, o fato de $Z \rightarrow y$ para $\mu \rightarrow 0$. Na próxima seção, vamos usar a equação de conservação da massa de metais para estimar a metalicidade média das estrelas formadas.

Vamos agora examinar as variações temporais das demais quantidades neste exemplo. De (8.55) vemos que

$$M_g = \text{constante} = M_{g0} \quad (8.65)$$

ou seja, a massa de gás não varia com o tempo, como já havíamos visto, e está ilustrado na figura 8.7.

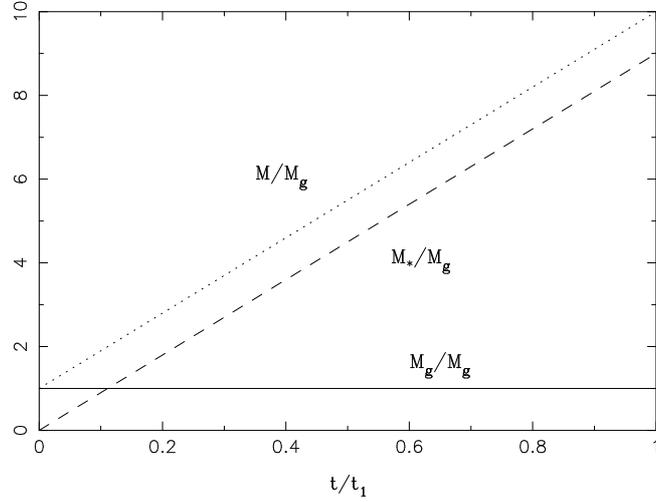


Figura 8.7 - Variação temporal da massa de gás, estrelas e total. (Exemplo 3).

Para obter a variação da massa de estrelas usamos (8.1), (8.2) e (8.55)

$$\frac{dM_*}{dt} = f = \psi - E = (1 - R) \psi \quad (8.66)$$

onde usamos também (8.54) e (8.26). Integrando

$$M_* = (1 - R) \psi t \quad (8.67)$$

ou seja, M_* aumenta linearmente com o tempo, da mesma forma que na equação (8.44) do Exemplo 1. Podemos então escrever

$$\frac{M_*}{M_g} = \frac{(1 - R) \psi}{M_g} t \quad (8.68)$$

Em $t = t_1$, temos $M_* = M_{*1}$, ou

$$M_{*1} = (1 - R) \psi t_1 \quad (8.69)$$

de modo que

$$\frac{M_*}{M_g} = \frac{M_{*1}}{M_g} \frac{t}{t_1} \quad (8.70)$$

Mas

$$\mu_1 = \frac{M_g}{M_1} = \frac{M_g}{M_g + M_{*1}} = \frac{1}{1 + \frac{M_{*1}}{M_g}} \quad (8.71)$$

$$\frac{1}{\mu_1} = \frac{M_g + M_{*1}}{M_g} = 1 + \frac{M_{*1}}{M_g} \implies \frac{M_{*1}}{M_g} = \frac{1}{\mu_1} - 1 \quad (8.72)$$

De (8.70) e (8.72)

$$\frac{M_*}{M_g} = \left(\frac{1}{\mu_1} - 1 \right) \frac{t}{t_1} \quad (8.73)$$

Para $\mu_1 = 0.1$, temos

$$\frac{M_*}{M_g} = 9 \frac{t}{t_1} \quad (8.74)$$

como está também ilustrado na figura 8.7. Para obter a variação temporal da massa total M podemos usar (8.1) e (8.67),

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM_*}{dt} = f = (1 - R) \psi \quad (8.75)$$

que pode ser integrada, com o resultado

$$M = M_g + (1 - R) \psi t \quad (8.76)$$

ou seja, a massa total M também aumenta linearmente com o tempo. Para obter a razão M/M_g podemos usar por exemplo (8.76), (8.67) e (8.73),

$$\frac{M}{M_g} = 1 + \frac{M_*}{M_g} = 1 + \left(\frac{1}{\mu_1} - 1 \right) \frac{t}{t_1} \quad (8.77)$$

Para $\mu_1 = 0.1$,

$$\frac{M}{M_g} = 1 + 9 \frac{t}{t_1} \quad (8.78)$$

como está mostrado na figura 8.7. Podemos também obter as variações diretas de $\mu = M_g/M$ e M_*/M com o tempo, como foi mostrado na figura 8.3 para o Exemplo 1. Nesse caso, de (8.73) e (8.77) podemos escrever

$$\frac{M_*}{M} = \frac{M_*/M_g}{M/M_g} = \frac{\left(\frac{1}{\mu_1} - 1 \right) (t/t_1)}{1 + \left(\frac{1}{\mu_1} - 1 \right) (t/t_1)} \quad (8.79)$$

Para a massa de gás, podemos usar por exemplo (8.1) e (8.79),

$$\frac{M_g}{M} = 1 - \frac{M_*}{M} = 1 - \frac{\left(\frac{1}{\mu_1} - 1 \right) (t/t_1)}{1 + \left(\frac{1}{\mu_1} - 1 \right) (t/t_1)} \quad (8.80)$$

com as expressões equivalentes para $\mu_1 = 0.1$,

$$\frac{M_*}{M} = \frac{9 (t/t_1)}{1 + 9 (t/t_1)} \quad (8.81)$$

$$\frac{M_g}{M} = 1 - \frac{9 (t/t_1)}{1 + 9 (t/t_1)} \quad (8.82)$$

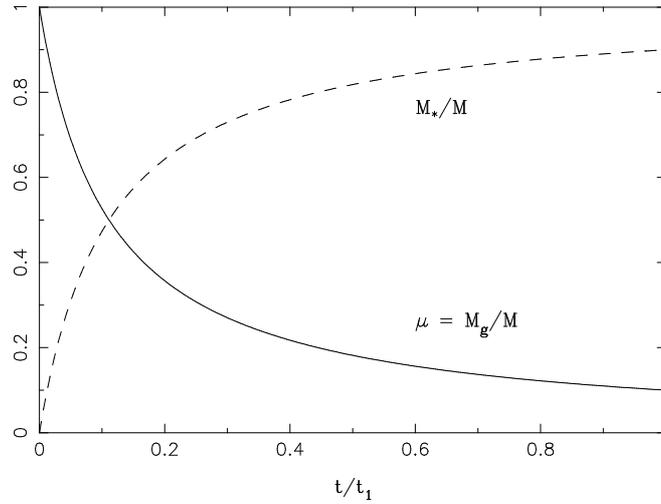


Figura 8.8 - Variação temporal da fração de gás e da massa em estrelas. (Exemplo 3).

Ambas estão ilustradas na figura 8.8. Vemos que, apesar da massa de gás ficar constante, de acordo com (8.65), a razão $\mu = M_g/M$ diminui, uma vez que M aumenta devido ao *infall*.

8.4 A METALICIDADE ESTELAR MÉDIA E A RAZÃO dY/dZ

Vimos que a taxa de ejeção de elementos pesados é dada por (8.10) ou por (8.11), segundo a formulação adotada. O termo $m p_{zm}$ refere-se aos metais sintetizados, de modo que a metalicidade média das estrelas formadas Z_* pode ser obtida a partir da equação de conservação de metais por

$$Z_* M_* + Z M_g = \int_0^t \int_{m_{t'}}^{\infty} m p_{zm} \psi(t' - \tau_m) \phi(m) dt' dm \quad (8.83)$$

onde $Z_* M_*$ é a massa de metais nas estrelas, e $Z M_g$ é a massa correspondente no gás. Pode ser mostrado que esta equação implica algumas hipóteses

adicionais, em particular, não considera a massa de metais armazenada nos remanescentes.

Adotando a aproximação de reciclagem instantânea e admitindo que a IMF é constante, (8.83) fica

$$\begin{aligned} Z_* M_* + Z M_g &= \int_0^t \psi(t') dt' \int_{m_1}^{\infty} m p_{zm} \phi(m) dm \\ &= \left[\frac{M_*}{1-R} \right] \left[y(1-R) \right] = y M_* \end{aligned} \quad (8.84)$$

onde usamos (8.20) e (8.30). De (8.84) podemos escrever

$$Z_* = \frac{y M_* - Z M_g}{M_*} = y - \frac{\mu}{1-\mu} Z \quad (8.85)$$

onde usamos a definição de μ dada por (8.5). De (8.85), vemos que $Z_* \rightarrow y$ para $\mu \rightarrow 0$, como foi obtido no Exemplo 3. Isto significa que, esgotado o gás, todos os metais sintetizados e ejetados são incorporados às gerações posteriores de estrelas. Assim, podemos estimar o *yield* y local usando a metalicidade solar, $y \simeq Z_{\odot} \simeq 0.02$, pois neste caso μ é pequeno, $\mu_1 \simeq 0.1$.

Vimos no capítulo 2 (seção 2.8, Exercício 2.4) e no capítulo 7 (seção 7.11) que um dos parâmetros mais importantes no estudo da evolução química é a razão de enriquecimento entre o He e os elementos pesados, dY/dZ . Usando os valores solares, $Y_{\odot} \simeq 0.28$ e $Z_{\odot} \simeq 0.02$ e o valor primordial da abundância de He dado no capítulo 2, $Y_p \simeq 0.23$, e escrevendo

$$Y = Y_p + \frac{dY}{dZ} Z \quad (8.86)$$

obtemos o valor

$$\frac{dY}{dZ} \simeq \frac{Y_{\odot} - Y_p}{Z_{\odot}} \simeq \frac{0.28 - 0.23}{0.02} \simeq 2.5 \quad (8.87)$$

que é um valor semelhante aos mencionados anteriormente nos capítulos 2 e 7. Usando agora a equação (8.36) para o He e para os elementos pesados, obtemos

$$\begin{aligned} M_g \frac{dY}{dM_g} &\simeq -y_{He} \\ M_g \frac{dZ}{dM_g} &\simeq -y_Z \end{aligned}$$

ou seja

$$\frac{dY}{dZ} \simeq \frac{y_{He}}{y_Z} \quad (8.88)$$

Adotando $y \sim p$, com os valores da tabela 8.1 temos, em média, $dY/dZ \simeq 2$.

8.5 O MODELO SIMPLES E O PROBLEMA DAS ANÃS G

Vamos utilizar as equações do modelo simples de evolução galáctica desenvolvidas na seção 8.3 para obter a distribuição de metalicidades de estrelas na vizinhança solar. Como foi mencionado no capítulo 7, este modelo prevê um número maior de estrelas de baixa metalicidade do que o observado. As hipóteses básicas são: sistema fechado (sem *infall*), com metalicidade inicial nula, gás homogêneo, e IMF constante no tempo. De (8.6),

$$M_* = (1 - \mu) M \quad (8.89)$$

de modo que em $t = t_1$ e $\mu = \mu_1$

$$M_{*1} = (1 - \mu_1) M. \quad (8.90)$$

Portanto, a razão

$$\frac{M_*}{M_{*1}} = \frac{1 - \mu}{1 - \mu_1} \quad (8.91)$$

dá a fração da massa já condensada em estrelas em relação à massa atual, isto é, a fração de estrelas nascidas quando a fração de gás era maior ou igual a μ . Usando a solução (8.38) do Exemplo 1, que por sua vez admite a IRA,

$$Z = y \ln \mu^{-1} \quad (8.92)$$

podemos escrever

$$\mu = \exp(-Z/y). \quad (8.93)$$

Chamando $S(Z)$ a fração de estrelas com metalicidade *menor ou igual a* Z , podemos escrever de (8.91) e (8.92)

$$S(Z) = \frac{M_*}{M_{*1}} = \frac{1 - \mu}{1 - \mu_1} \quad (8.94)$$

que fica, neste caso

$$S(Z) = \frac{1 - \exp(-Z/y)}{1 - \mu_1}. \quad (8.95)$$

De (8.92),

$$Z_1 = y \ln \mu_1^{-1} \quad (8.96)$$

$$y = \frac{Z_1}{\ln \mu_1^{-1}}. \quad (8.97)$$

De (8.95) e (8.97)

$$\begin{aligned} S(Z) &= \frac{1 - \exp(-Z \ln \mu_1^{-1}/Z_1)}{1 - \mu_1} \\ &= \frac{1 - \exp[(Z/Z_1) \ln \mu_1]}{1 - \mu_1} = \frac{1 - \mu_1^{Z/Z_1}}{1 - \mu_1}. \end{aligned} \quad (8.98)$$

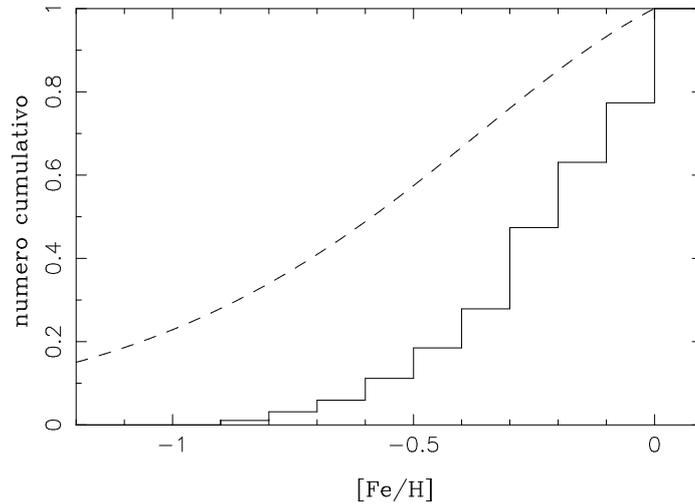


Figura 8.9 - Distribuição cumulativa de estrelas com metalicidades até a metalicidade solar de acordo com a figura 7.5 (histograma). Resultados do modelo simples são representadas pela linha tracejada.

A figura 8.9 mostra claramente os efeitos do modelo simples sobre a distribuição de metalicidades. Esta figura representa a distribuição cumulativa de metalicidades, enquanto que a figura 7.5 mostra distribuições diferenciais. O histograma da figura 8.9 mostra a distribuição cumulativa de metalicidades no disco galáctico obtida a partir da figura 7.5 e considerando a metalicidade solar como o valor máximo. Também está incluída a distribuição esperada obtida a partir do modelo simples, mostrada pela linha tracejada. O *problema das anãs G* está bem caracterizado nesta figura, que mostra um excesso

de estrelas de baixa metalicidade previstas pelo modelo simples com relação às observações.

Muitas soluções têm sido propostas para o problema das anãs G, incluindo a hipótese de *infall*, utilização de um gás pré-enriquecido em elementos pesados, IMF variável, formação de estrelas com excesso de metais, etc. Distribuições de metalicidades mais recentes confirmam a existência do problema, como vimos no capítulo 7.

A figura 8.10 mostra uma versão mais atualizada da figura 8.9, em que os pontos foram obtidos a partir da distribuição de metalicidades da figura 7.5. Neste caso, a partir da metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ obtivemos a abundância de Fe por número de átomos, Fe/H , pela equação 7.2, usando $\log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot} + 12 = 7.50$. A abundância total Z foi obtida admitindo $Z \simeq kZ_{\text{Fe}}$, onde $Z_{\text{Fe}} \simeq 56/1.4(\text{Fe}/\text{H}) \simeq 40(\text{Fe}/\text{H})$, e $k \simeq Z_{\odot}/Z_{\text{Fe}\odot} \simeq 0.02/1.3 \times 10^{-3} \simeq 15.4$, de modo que $Z \simeq 600(\text{Fe}/\text{H})$. A distribuição cumulativa foi obtida adotando $Z_1 \simeq 0.028$, e o total de estrelas consideradas é de 280. Os resultados do modelo simples (equação 8.98) estão indicados, evidenciando novamente o problema das anãs G. Vamos examinar com mais detalhes algumas das soluções propostas para resolver este problema.

Uma das soluções mais simples propostas inclui o *infall* em equilíbrio com a formação estelar, como vimos no Exemplo 3 da seção 8.3. A metalicidade Z é dada pela equação (8.64), de modo que podemos escrever as expressões

$$\frac{Z}{Z_1} = \frac{1 - e^{-\nu}}{1 - e^{-\nu_1}} \quad (8.99)$$

$$\nu = \ln [1 - (1 - e^{-\nu_1})(Z/Z_1)]^{-1}. \quad (8.100)$$

De (8.63) temos também que

$$\mu = \frac{1}{1 + \nu}. \quad (8.101)$$

Usando (8.94) e (8.101), a razão $S(Z)$ fica

$$S(Z) = \frac{\nu}{1 + \nu} \frac{1}{1 - \mu_1}. \quad (8.102)$$

Portanto, com $\mu_1 \simeq 0.1$ e $\nu_1 \simeq 9$, para uma metalicidade Z/Z_1 dada, podemos obter ν de (8.100) e $S(Z)$ de (8.102). Os resultados estão mostrados na figura 8.10, e o ajuste é melhor que no caso do modelo simples.

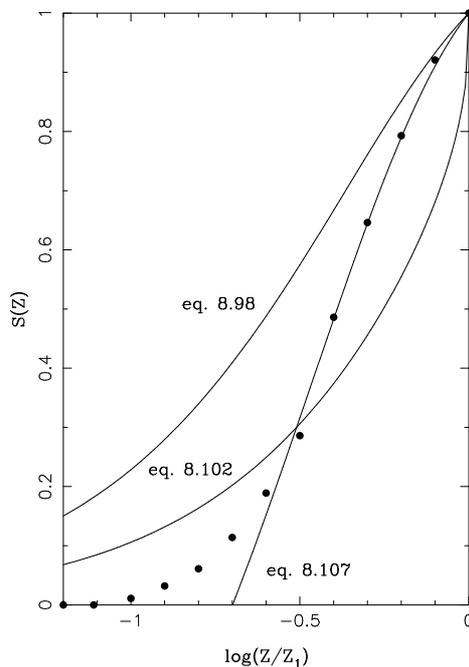


Figura 8.10 - O mesmo que a figura 8.9 usando os resultados do modelo simples (eq. 8.98), modelos com infall (eq. 8.102), e modelo com pré-enriquecimento (eq. 8.107). Os dados observacionais são aqueles mostrados na figura 7.5.

Outra solução possível consiste em admitir algum pré-enriquecimento no gás. Neste caso, podemos considerar uma solução do tipo (8.92) com um termo adicional,

$$Z = Z_0 + y \ln \mu^{-1}. \quad (8.103)$$

Com um procedimento análogo ao do caso anterior, obtemos

$$Z_1 = Z_0 + y \ln \mu_1^{-1} \quad (8.104)$$

$$y = \frac{Z_1 - Z_0}{\ln \mu_1^{-1}} \quad (8.105)$$

$$\mu = \exp [-(Z - Z_0)/y] \quad (8.106)$$

$$\begin{aligned}
S(Z) &= \frac{1 - \exp [-(Z - Z_0)/y]}{1 - \mu_1} \\
&= \frac{1 - \exp [-(Z - Z_0) \ln \mu_1^{-1}/(Z_1 - Z_0)]}{1 - \mu_1} . \\
&= \frac{1 - \mu_1^{\frac{Z-Z_0}{Z_1-Z_0}}}{1 - \mu_1} .
\end{aligned} \tag{8.107}$$

A figura 8.10 mostra também a distribuição obtida com (8.107), considerando ainda que $Z_0/Z_1 \simeq 0.2$, o mesmo valor usado na figura 8.9. Este pré-enriquecimento poderia ser feito pela evolução de estrelas massivas do halo, que produziriam os elementos pesados necessários, de modo que o valor de Z_0/Z_1 poderia ser estimado a partir da massa destas estrelas. Das figuras 8.9 e 8.10 vemos que, em princípio, o problema das anãs G pode ser solucionado relaxando algumas das hipóteses feitas no modelo simples, embora o ajuste aos dados observacionais necessite da determinação de alguns parâmetros.

8.6 O MODELO SIMPLES E AS ABUNDÂNCIAS RELATIVAS

Em princípio, o modelo simples com a aproximação de reciclagem instantânea deve ser razoavelmente preciso para elementos como O e Ne, que são fabricados em estrelas massivas, com pequenas escalas de tempo de vida, muito menores que a idade da Galáxia. De relações como (8.38) vemos que $Z \propto y$ para um dado valor da fração de gás μ , isto é, a razão entre as abundâncias de dois elementos como O e Ne, Z_{Ne}/Z_O , deve ser constante, e não deve depender da metalicidade do gás, ou da cronologia dos eventos ligados à formação estelar. Portanto, razões de abundâncias de elementos sintetizados em estrelas massivas, observados por exemplo em nebulosas fotoionizadas, devem ser independentes da metalicidade, o que é comprovado observacionalmente, como pode ser visto na figura 8.11 para a razão Ne/O.

Para reproduzir esses resultados, podemos escrever

$$\log \frac{Ne}{O} = \log \frac{Ne/H}{O/H} \tag{8.108}$$

Mas

$$\frac{Z_{Ne}}{Z_O} \simeq \frac{20 (Ne/H)}{16 (O/H)} \tag{8.109}$$

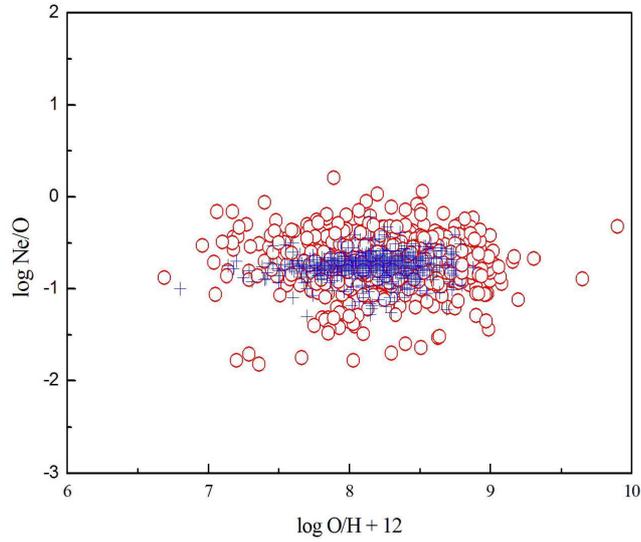


Figura 8.11 - A razão Ne/O em nebulosas fotoionizadas, regiões HII (cruzes) e nebulosas planetárias (círculos).

De modo que

$$\log \frac{\text{Ne}}{\text{O}} = \log \frac{16 Z_{\text{Ne}}}{20 Z_{\text{O}}} = \log(16/20) + \log \frac{Z_{\text{Ne}}}{Z_{\text{O}}} \quad (8.110)$$

Usando *yields* de Woosley e Weaver (1995), temos

$$\frac{Z_{\text{Ne}}}{Z_{\text{O}}} \simeq \frac{y_{\text{Ne}}}{y_{\text{O}}} \simeq 0.25 \quad (8.111)$$

de modo que

$$\log \frac{\text{Ne}}{\text{O}} \simeq -0.10 - 0.60 \simeq -0.70 \quad (8.112)$$

Como pode ser visto, o valor médio da razão Ne/O na figura 8.11 não é muito diferente deste valor.

8.7 O MODELO SIMPLES E OS GRADIENTES DE ABUNDÂNCIA

Vamos considerar uma aplicação do modelo simples de evolução galáctica aos gradientes radiais de abundância mencionados no capítulo 7. Para exemplificar, vamos considerar o gradiente radial de oxigênio $d \log \text{O}/\text{H}/dR$ medido em dex/kpc. onde (O/H) é novamente a abundância de oxigênio por número

de átomos R a distância ao centro galáctico em kpc, adotando $R_0 = 8.5$ kpc para o LSR (*Local Standard of Rest* - ou Padrão Local de Repouso). A figura 8.12 mostra os valores das abundâncias para a amostra de estrelas cefeidas vistas na figura 7.10b dentro de cerca de 12 kpc do centro galáctico (pontos).

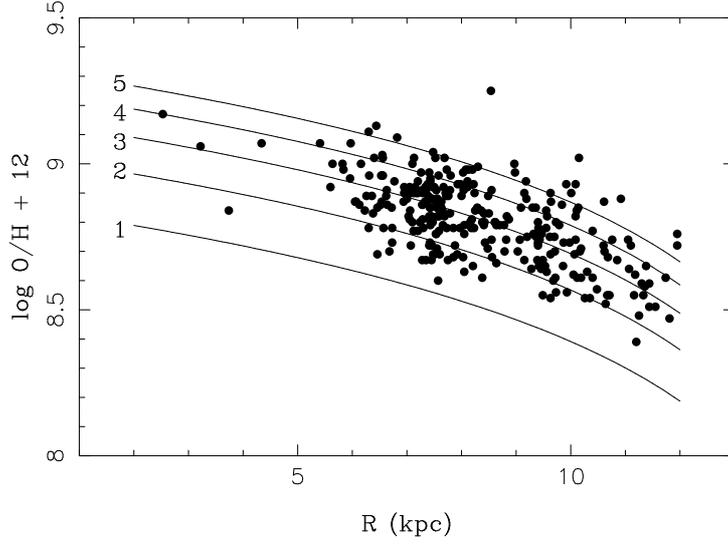


Figura 8.12 - Gradientes de abundâncias de estrelas cefeidas (pontos) e resultados do modelo simples para diversos valores do yield: $y = 0.004$ (curva 1), 0.006 (curva 2), 0.008 (curva 3), 0.010 (curva 4) e 0.012 (curva 5).

Vamos admitir a solução para o modelo simples dada por (8.38) na forma

$$Z = y \ln \left(1 + \frac{M_*}{M_g} \right). \quad (8.113)$$

A relação entre a abundância total Z e a razão O/H para o Sol é $Z \simeq 27(O/H)$. Para as regiões HII, $Z \simeq 25(O/H)$, e para as nebulosas planetárias $Z \simeq 26(O/H)$. Usando este valor em (8.113)

$$\log(O/H) + 12 = \log \left(\frac{y}{26} \right) + \log \left[\ln \left(1 + \frac{M_*}{M_g} \right) \right] + 12. \quad (8.114)$$

A partir da discussão do capítulo 7, podemos concluir que a massa total decresce à medida que R aumenta *mais rapidamente* do que a massa

de gás. Podemos então admitir M_g essencialmente constante na região $4 \leq R(\text{kpc}) \leq 12$, ou

$$1 + \frac{M_*}{M_g} = \frac{M_g + M_*}{M_g} = \frac{M}{M_g} \simeq C \exp(-\alpha R) \quad (8.115)$$

onde C e α são constantes positivas. De (8.115) temos

$$\log \left[\ln \left(1 + \frac{M_*}{M_g} \right) \right] \simeq \log(\ln C - \alpha R). \quad (8.116)$$

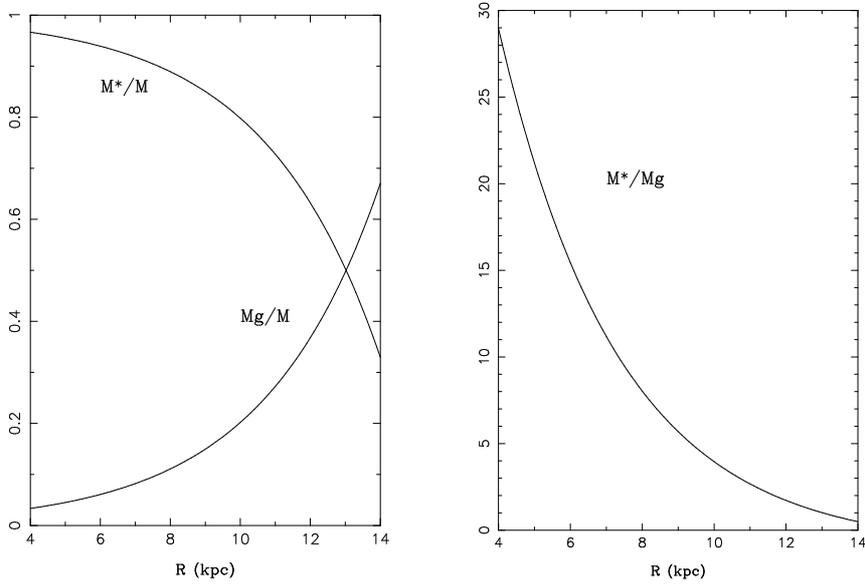


Figura 8.13 - Variações radiais de M_*/M , M_g/M e M_*/M_g .

O termo entre colchetes em (8.116) é o chamado *parâmetro de astração*, estimado em $\log[\ln(1 + M_*/M_g)] \simeq 0.2 - 0.4$ para a Galáxia, com um valor médio de 0.32 na posição do Sol. A constante α ajustada para $R_0 = 8.5$ kpc é $\alpha \simeq 0.3$. Usando estes valores em (8.116) obtemos $\ln C \simeq 4.6$. A partir de (8.115) podemos escrever para as razões M_g/M , M_*/M e M_*/M_g , mostradas na figura 8.13:

$$\frac{M_g}{M} \simeq \frac{1}{C} e^{\alpha R} \quad (8.117)$$

$$\frac{M_*}{M} \simeq 1 - \frac{1}{C} e^{\alpha R} \quad (8.118)$$

$$\frac{M_*}{M_g} \simeq C e^{-\alpha R} - 1 \quad (8.119)$$

Como vimos, no modelo simples com a IRA o *yield* y é constante. Vamos aplicar o modelo usando diversos valores de y , como na seção 8.3. Usando (8.114) com o parâmetro de abstração dado por (8.116), podemos calcular a abundância O/H em função de R para os diferentes valores de y . Os resultados estão mostrados na figura 8.12 para $y = 0.004$ (curva 1), 0.006 (curva 2) e 0.008 (curva 3), 0.010 (curva 4) e 0.012 (curva 5). Vemos que o acordo é razoável, para um modelo tão simples, especialmente para $y = 0.008$ e $R < 10$ kpc. Para distâncias maiores, o modelo sugere uma acentuação dos gradientes. Este é um resultado controvertido, uma vez que a variação espacial dos gradientes ainda não é bem conhecida. Os resultados desta figura mostram que o modelo simples é capaz de explicar satisfatoriamente os gradientes radiais, usando valores típicos esperados para o *yield*, semelhantes ao *yield canônico*, $y = 0.01$. Note-se que, para o oxigênio, a IRA é uma aproximação razoável, como já foi visto. Neste modelo, os gradientes são causados pelo fato de que uma fração *maior* do gás se condensou em estrelas nas regiões mais internas da Galáxia em relação às regiões mais externas (ver eqs. 8.115 e 8.116 e a figura 8.13), levando a uma maior produção de elementos pesados nas regiões mais internas. Naturalmente, os parâmetros utilizados são incertos, como por exemplo aqueles envolvidos no ajuste (8.115). Além disto, é notória a incapacidade deste modelo para explicar outros vínculos observacionais, como a distribuição de metalicidades das anãs G.

8.8 NUCLÍDEOS RADIOATIVOS E EVOLUÇÃO QUÍMICA

NUCLEOCOSMOCRONOLOGIA

Na natureza, os isótopos de carbono são ^{12}C , ^{13}C , e ^{14}C , sendo a relação $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \simeq 10^{-8}$, ou seja, dez partes por bilhão, ou 10 ppb. O ^{14}C é formado na alta atmosfera pela colisão de nêutrons cósmicos com átomos de nitrogênio do ar, na reação



Esse ^{14}C é incorporado na forma CO_2 , passando a fazer parte dos seres vivos, vegetais e animais. Por outro lado, o ^{14}C sofre decaimento beta com uma meia vida $t_{1/2} \simeq 5700$ anos, transformando-se em ^{14}N :



A formação e desintegração do ^{14}C se processam à mesma velocidade, de modo que a fração $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ permanece constante na atmosfera e nos seres vivos.

No processo de datação arqueológica pelo método do ^{14}C , considera-se a razão de abundâncias entre $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$, que é conhecida em todos os seres vivos, bem como a taxa de decaimento de ^{14}C em ^{12}C , que é inversamente proporcional à sua meia vida. Medindo-se a razão $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ em um dado espécime, podemos então determinar a época em que o espécime deixou de incorporar o ^{14}C .

Seja $f_0 = ^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ para os seres vivos e $f = ^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ a razão observada para um dado espécime. Podemos escrever

$$f = f_0 e^{-\lambda t} \quad (8.122)$$

onde λ é a constante de decaimento radioativo do ^{14}C . De (8.122) temos

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln\left(\frac{f_0}{f}\right) \quad (8.123a)$$

$$t_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \ln\left(\frac{f_0}{f_0/2}\right) = \frac{1}{\lambda} \ln 2 \quad (8.123b)$$

ou seja,

$$\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{\ln 2}{5700 \text{ anos}} = 1.22 \times 10^{-4} \text{ ano}^{-1} \quad (8.124)$$

onde usamos a meia vida do ^{14}C , $t_{1/2} = 5700$ anos. Podemos definir o parâmetro x por

$$\frac{f_0}{f} = 2^x \quad (8.125)$$

temos então

$$x = \frac{\ln(f_0/f)}{\ln 2} \quad (8.126)$$

De (8.123), (8.124) e (8.126) é fácil ver que

$$t = \frac{\ln(f_0/f)}{\ln 2} t_{1/2} = x t_{1/2} \quad (8.127)$$

Por exemplo, se o teor de $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ em um dado espécime for $1/16$ do valor conhecido, $f/f_0 = 1/16 = 1/2^4$, de (8.125) vemos que $x = 4$, e de (8.127) podemos concluir que sua idade é $t \simeq 4 t_{1/2} \simeq 4 \times 5700 \simeq 22800$ anos.

Este método pode ser extrapolado para a determinação da idade da Galáxia ou de seus componentes, considerando a razão de produção de uma espécie radioativa de vida longa, como o ^{232}Th . Conhecendo a razão de abundâncias na época inicial de formação do sistema solar, por exemplo a partir da análise de abundâncias em meteoritos e a evolução temporal das abundâncias, podemos estimar a duração da nucleossíntese na Galáxia e sua idade.

Tabela 8.2 - Propriedades dos núclídeos usados em Nucleocosmocronologia.

Pai	Filho	τ (ano)	$\tau_{1/2}$ (ano)	formação
^{187}Re	^{187}Os	7.2×10^{10}	5.0×10^{10}	r
^{232}Th	^{208}Pb	2.0×10^{10}	1.4×10^{10}	r
^{235}U	^{207}Pb	1.0×10^9	7.1×10^8	r
^{238}U	^{206}Pb	6.5×10^9	4.5×10^9	r
^{26}Al	^{26}Mg	1.0×10^6	7.1×10^5	s,r
^{129}I	^{129}Xe	2.3×10^7	1.6×10^7	r
^{244}Pu	^{232}Th	1.2×10^8	8.3×10^7	r
^{146}Sm	^{142}Nd	1.4×10^8	1.0×10^8	p
^{107}Pd	^{107}Ag	9.4×10^6	6.5×10^6	s,r

A tabela 8.2 mostra alguns dos cronômetros utilizados. São relacionados os núcleos “pais”, os “filhos”, a vida média $\tau = 1/\lambda$, onde λ é a constante de decaimento, e a meia vida $\tau_{1/2} = \ln 2/\lambda = 0.693/\lambda = 0.693 \tau$, e os principais processos de formação do núclídeo. Os cronômetros de vida mais longa são geralmente formados pelo processo-r, enquanto que os de vida mais curta podem ter uma componente devida a outros processos, como o processo-s.

EQUAÇÕES BÁSICAS

Na seção 8.2 vimos que a equação para a variação da massa de metais pode ser escrita na forma da equação 8.8, onde consideramos um *infall* com taxa f .

Vamos aplicar esta equação a um nuclídeo radioativo i com abundância X_i e constante de decaimento λ_i . Podemos escrever

$$\frac{d(X_i M_g)}{dt} = -X_i \psi + E_i + X_i f - \lambda_i X_i M_g \quad (8.128)$$

O primeiro termo do segundo membro de (8.128) leva em conta a fração do elemento X_i usada na formação estelar; o segundo termo dá o acréscimo na abundância do elemento devida à ejeção pelas estrelas; o terceiro termo dá o acréscimo devido ao *infall* deste elemento, e o quarto termo mostra o decréscimo na abundância de X_i devido ao decaimento radioativo. O termo de ejeção E_i tem as mesmas características básicas descritas na seção 8.2. Adotando as expressões (8.9) e (8.11), podemos escrever

$$E_i(t) = \int_{m_i}^{\infty} E_{im} \psi(t - \tau_m) \phi(t - \tau_m, m) dm \quad (8.129)$$

$$E_{im} = (m - w_m) X_i(t - \tau_m) e^{-\lambda_i \tau_m} + m p_{im} \quad (8.130)$$

Note-se que o integrando de (8.129) inclui agora um novo termo que depende da escala de tempo do decaimento, λ_i^{-1} . Em outras palavras, as abundâncias dos elementos radioativos vão depender de detalhes da evolução galáctica, o que não ocorre para os demais elementos sob a aproximação de reciclagem instantânea.

Vamos considerar a situação simplificada em que todos os elementos foram formados em um *burst* inicial. Neste caso, devido ao decaimento no meio interestelar e nas estrelas, a abundância destes elementos em função do tempo seria dada por

$$X_i(t) = X_{io} e^{-\lambda_i t} \quad (8.131)$$

onde X_{io} é a abundância inicial do elemento i , proporcional à quantidade produzida deste elemento, ou seja, ao seu *yield* y_i .

Vamos considerar $t = t_{ss}$, a época em que o sistema solar foi formado. Neste caso, a razão entre as abundâncias de dois elementos radioativos fica

$$\frac{X_i(t_{ss})}{X_j(t_{ss})} = \frac{X_{io}}{X_{jo}} e^{-(\lambda_i - \lambda_j)t_{ss}} \quad (8.132)$$

onde

$$\frac{X_{io}}{X_{jo}} = \frac{y_i}{y_j} \quad (8.133)$$

As equações (8.132) e (8.133) podem ser usadas para obter t_{ss} e a idade do disco da Galáxia t_1 . Em princípio, a teoria da nucleossíntese pode ser usada para determinar a razão dos *yields* em (8.133), por exemplo usando a definição (8.20) e resultados como aqueles mostrados no capítulo 3. A razão das abundâncias X_i/X_j pode ser obtida a partir das abundâncias de produtos do decaimento observados em meteoritos, e as constantes de decaimento podem ser conhecidas experimentalmente ou determinadas pela Física Nuclear. Desta forma, a idade t_{ss} do sistema solar pode ser obtida, e a idade do disco é simplesmente

$$t_1 = t_{ss} + t_{\odot} \quad (8.134)$$

onde t_{\odot} é essencialmente a idade do Sol. Por exemplo, para a razão $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ temos $y_i/y_j \simeq 1.5$, $\lambda_i^{-1} \simeq 1 \times 10^9$ ano, $\lambda_j^{-1} \simeq 6.5 \times 10^9$ ano, e $X_i/X_j \simeq 0.3$, de modo que $t_{ss} \sim 1.9 \times 10^9$ ano e $t_1 \sim 6.4 \times 10^9$ ano, com $t_{\odot} \sim 4.5 \times 10^9$ ano. Este resultado não é muito preciso, mostrando que a expressão adotada (8.131) é muito aproximada. Em outras palavras, os elementos foram produzidos de forma mais ou menos contínua durante o período t_{ss} desde a formação estelar inicial na Galáxia até a condensação do sistema solar, de modo que (8.131) não reflete corretamente o decaimento radioativo. De (8.132) podemos escrever

$$t_{ss} = \frac{1}{\lambda_i - \lambda_j} \ln \left[\frac{y_i/y_j}{X_i(t_{ss})/X_j(t_{ss})} \right] \quad (8.135)$$

Embora esta equação não esteja correta, podemos usá-la para definir uma escala de tempo t_{ij} , denominada escala de Schramm e Wasserburg,

$$t_{ij} = \frac{1}{\lambda_i - \lambda_j} \ln \left[\frac{y_i/y_j}{X_i(t_{ss})/X_j(t_{ss})} \right] \quad (8.136)$$

Este parâmetro pode ser determinado a partir de dados meteoríticos e nucleares, independentemente da evolução galáctica. Para os elementos de longa vida, com $t_{ss}\lambda_i \ll 1$, $t_{ij} \simeq t_Z$, isto é, o parâmetro (8.136) é uma medida da idade média dos elementos no gás na época da formação do sistema solar. No caso mais geral, o significado de t_{ij} não é tão claro, e a idade t_{ss} pode ser escrita

$$t_{ss} \simeq n t_{ij} \quad (8.137)$$

onde $n \geq 1$ é um parâmetro que depende das características do modelo de evolução galáctica considerado. Por exemplo, para o modelo simples, foi sugerido $n \simeq 2$. Algumas soluções analíticas existem na literatura, em particular

para o modelo padrão de Clayton, como veremos no capítulo 9, para obter expressões analíticas para as razões de abundâncias aplicáveis aos núclídeos radioativos.

EXERCÍCIOS

- 8.1 Considere a evolução química de um sistema com massa M , massa de gás M_g e massa em estrelas M_* , com formação estelar a uma taxa ψ , sendo E a taxa de gás ejetada pelas estrelas. O sistema sofre *infall* a uma taxa constante f , de material com metalicidade Z_f . Diferentemente do Exemplo 3, o *infall* não está em equilíbrio com o gás processado nas estrelas (formação estelar e ejeção de matéria), mas corresponde à metade do gás envolvido nesses processos. Considere reciclagem instantânea, de modo que $E = R\psi$, onde R é a fração de retorno do gás. Admita que inicialmente não havia estrelas e que a metalicidade do gás era nula.
- Quais são as condições iniciais envolvendo M , M_* , M_g , as metalicidades Z e Z_f e a fração de gás μ ?
 - Como a massa de gás varia com o tempo?
 - Obtenha uma equação diferencial para a metalicidade Z em função da massa total M equivalente à equação (8.60) do Exemplo 3.
 - Obtenha uma solução analítica para a equação encontrada em (c). Considere que $Z_f = 0$ e que a massa associada ao *infall* é pequena com relação à massa original do sistema, ou seja, $ft \ll M_0$. Qual é o valor esperado de Z para a fração de gás atual da Galáxia, $\mu \simeq 0.10$?
- 8.2 Estime a fração R de matéria retornada ao meio interestelar pelas estrelas admitindo que os remanescentes estelares conservam 90% da massa das estrelas, e que a IMF para estrelas com massas $m \leq 1 M_\odot$ é dada por: $\phi(m) = a = \text{constante}$. Considere a massa limite $m_1 = 1 M_\odot$, e adote $a = 0.1 M_\odot^{-2}$.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

HENRY, R. B. C., WORTHEY, G. 1999, *Publ. Astron. Soc. Pacific* vol. 111, p. 919.

Uma interessante revisão dos gradientes radiais de abundâncias medidos em diferentes objetos galácticos.

- MACIEL, W. J. 1993, *Nuclei in the cosmos*, ed. F. Käppeler, K. Wisshak, IOP, 465.
Uma análise dos gradientes de abundâncias a partir do modelo simples. A figura 8.12 é baseada nesta referência. Ver também Maciel, W. J. 1992, *Astrophys. Space Sci.* vol. 196, p. 23.
- MACIEL, W. J., COSTA, R. D. D., CAVICHIA, O. 2017, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* vol. 53, p. 1.
Discussão sobre as abundâncias dos elementos em nebulosas fotoionizadas do Grupo Local. A figura 8.11 é baseada em dados desta referência.
- MAEDER, A. 1992, *Astron. Astrophys.* vol. 264, p. 105.
Inclui uma discussão sobre as diferenças entre as equações 8.10 e 8.11. A tabela 8.1 é baseada em dados desta referência. Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283.
- MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer.
Referência básica sobre o estabelecimento das equações básicas dos modelos de evolução química. Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283.
- PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed.
Apresenta as principais equações dos modelos básicos de evolução química e as principais hipóteses geralmente adotadas. Discute ainda questões relativas à Nucleocosmocronologia. Ver também Rutherford, E. 1929, *Nature* vol. 123, p. 313; Cowan, J. J. et al. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 29, p. 447; Schramm, D. N. 1974, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 12, p. 383; Schramm, D. N., Wasserburg, G. J. 1970, *Astrophys. J.* vol. 162, p. 57; Clayton, D. D. 1985, *Nucleosynthesis: challenges and new developments*, ed. W. D. Arnett, J. W. Truran, Un. de Chicago, 65.
- ROCHA-PINTO, H. J., MACIEL, W. J. 1996, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 279, p. 447.
Determinação da distribuição de metalicidades das estrelas anãs G. As figuras 8.9 e 8.10 usam dados desta referência. Outras referências sobre esta distribuição podem ser encontradas na bibliografia do capítulo 7.
- SEARLE, L., SARGENT, W. L. W. 1972, *Astrophys. J.* vol. 173, p. 25.
Discussão do modelo simples de evolução química galáctica. Ver também Shields, G. A., Searle, L. 1978, *Astrophys. J.* vol. 222, p. 821; Talbot, R. J., Arnett, W. D. 1971,

Astrophys. J. vol. 170, p. 409; Van den Bergh, S. 1962, *Astron. J.* vol. 67, p. 486; Schmidt, M. 1963, *Astrophys. J.* vol. 137, p. 758. Truran, J. W., Cameron, A. G. W. 1971, *Astrophys. Space Sci.* vol. 14, p. 179.

TINSLEY, B. M. 1980, *Fund. Cosm. Phys.* 5, p. 287.

Referência essencial sobre os métodos básicos dos modelos de evolução química, adotados neste capítulo.

WEIDEMANN, V. 1987, *Astron. Astrophys.* vol. 188, p. 74.

Determinação semi-empírica da relação entre a massa inicial e a massa final das estrelas de massa intermediária. Ver também Weidemann, V. 2000, *Astron. Astroph.*, vol. 363, p. 647; Marigo, P. 2001, *Astron. Astrophys. Suppl.* vol. 370, p. 194; Cristallo, S. et al. 2015, *Astrophys. J.* vol. 219, p. 40. A figura 8.1 é baseada em dados desta última referência.

MODELOS ANALÍTICOS I

9.1 INTRODUÇÃO

Embora os modelos mais recentes e detalhados para a evolução química da Galáxia sejam necessariamente numéricos, é interessante analisar alguns dos modelos analíticos existentes na literatura, uma vez que estes modelos permitem obter uma visão geral dos principais parâmetros envolvidos e de seus domínios de validade. Neste capítulo e no próximo, vamos analisar alguns destes modelos, considerando no capítulo 11 os modelos numéricos. As principais referências sobre estes modelos estão assinaladas na bibliografia no final do capítulo.

9.2 MODELOS COM FLUXOS DE GÁS

Vamos considerar uma situação em que existe um fluxo de gás que atua sobre o sistema, incluindo tanto o gás *acrescentado* ao sistema (*infall*), caracterizado pela taxa de acréscimo $f(t)$ de gás com metalicidade Z_f , como o gás *perdido* pelo sistema, à taxa $W(t)$. Neste caso, a equação de evolução dos metais (8.8) fica

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = -Z\psi + E_z + Z_f f - ZW \quad (9.1)$$

Note que nesta expressão a taxa $f(t)$ corresponde essencialmente à taxa de *infall* f da equação (8.8). Nessa expressão, as quantidades f e W são dadas tipicamente em M_{\odot}/Gano ou $M_{\odot} \text{Gano}^{-1} \text{kpc}^{-2}$.

EXEMPLO 1: MODELOS COM $f = 0$ E $W \neq 0$

Neste caso, o sistema apenas *perde* gás, e de (8.1), (8.31) e (8.32), as equações para a massa total M , a massa de gás M_g e a massa de metais ZM_g ficam

$$\frac{dM}{dt} = -W \quad (9.2)$$

$$\frac{dM_g}{dt} = -(1-R)\psi - W \quad (9.3)$$

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = -Z(1-R)\psi + y(1-R)\psi - ZW \quad (9.4)$$

onde usamos novamente a aproximação de reciclagem instantânea (IRA). Vimos que ψ é a taxa de formação estelar, R a fração de retorno ao gás, e $(1-R)$ a fração que fica nas estrelas, isto é, o gás que é transferido do meio interestelar aos remanescentes. Podemos admitir, para simplificar, que a taxa de perda de gás pelo sistema W seja proporcional a este total de gás que é transferido para as estrelas e remanescentes, $(1-R)\psi$, ou seja

$$W \propto (1-R)\psi = \lambda(1-R)\psi. \quad (9.5)$$

O parâmetro $\lambda \geq 0$ é o chamado *parâmetro do vento galáctico*. De (8.33), (9.4) e (9.5) obtemos

$$\begin{aligned} Z \frac{dM_g}{dt} + M_g \frac{dZ}{dt} &= -Z(1-R)\psi + y(1-R)\psi - Z\lambda(1-R)\psi \\ &= -(1-R)\psi(Z - y + Z\lambda) \end{aligned}$$

que pode ser escrita

$$M_g \frac{dZ}{dM_g} \frac{dM_g}{dt} = -(1-R)\psi(Z - y + Z\lambda) - Z \frac{dM_g}{dt}. \quad (9.6)$$

De (9.3), (9.5) e (9.6) obtemos

$$\frac{dZ}{dM_g} = \frac{-y}{M_g(1+\lambda)} \quad (9.7)$$

$$dZ = -\frac{y}{1+\lambda} \frac{dM_g}{M_g} \quad (9.8)$$

que pode ser comparada com as expressões obtidas anteriormente, (8.37), (8.51) e (8.61). Considerando as condições $M_0 = M_{g0}$, $M_{*0} = 0$ e $Z_0 = 0$, podemos integrar (9.8) obtendo

$$Z \simeq \frac{y}{1+\lambda} \ln \mu^{-1} \simeq \frac{y}{1+\lambda} \ln \left(\frac{M}{M_g} \right) \quad (9.9)$$

válida para $\lambda \ll 1$, ou $M \simeq M_0$, que pode ser comparada com (8.38). Se $\lambda \rightarrow 0$, não há perda de gás, e recuperamos (8.38). Chamando o *yield* que aparece na equação (8.38) de *yield efetivo*, vemos que o *yield verdadeiro* que aparece em (9.9) é *menor* que o *yield efetivo*, devido à presença do fluxo de gás. Como ilustração, a figura 9.1 mostra os resultados de (9.9) para o *yield* $y = 0.020$ e os valores do parâmetro do vento $\lambda = 0, 0.5, 1.0$. Esta figura pode ser comparada diretamente com a figura 8.2.

Para entender a figura 9.1, podemos considerar que, para $\lambda > 0$, por exemplo $\lambda = 0.5$ ou $\lambda = 1.0$, a Galáxia perde matéria já processada, devido à eficiente mistura. Assim, para atingir uma dada metalicidade Z , é necessário que a evolução se processe até um valor mais baixo da fração de gás μ , ou seja, por um tempo maior, em relação ao caso sem perda de gás ($\lambda = 0$).

Para analisar o comportamento das demais quantidades (M_* , M_g , M , μ), podemos usar (9.2) e (9.5), obtendo

$$\frac{dM}{dt} = -\lambda(1-R)\psi \quad (9.10)$$

que pode ser integrada, resultando

$$M = M_{g0} - \lambda(1-R)\psi t \quad (9.11)$$

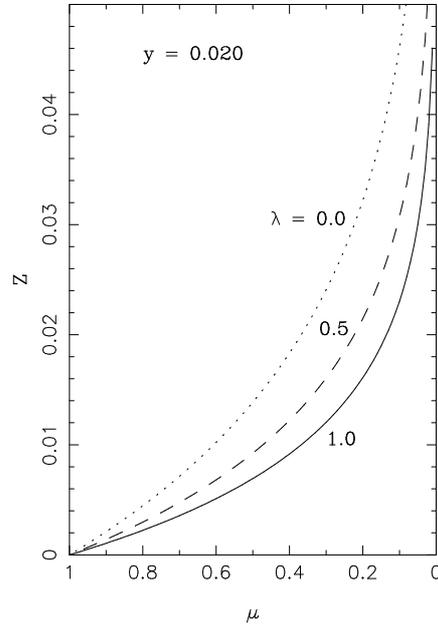


Figura 9.1 - Variação da abundância de elementos pesados com a fração de gás (Exemplo 1).

onde admitimos novamente $M_0 = M_{g0}$ em $t = 0$. Desta relação temos

$$\frac{M}{M_{g0}} = 1 - \frac{\lambda(1-R)\psi}{M_{g0}} t \quad (9.12)$$

Em $t = t_1$,

$$\frac{M_1}{M_{g0}} = 1 - \frac{\lambda(1-R)\psi}{M_{g0}} t_1 \quad (9.13)$$

Como R, ψ, t_1 , e M_{g0} são constantes, podemos definir

$$a = \frac{(1-R)\psi t_1}{M_{g0}} \quad (9.14)$$

De modo que (9.12) fica

$$\frac{M}{M_{g0}} = 1 - a \lambda \frac{t}{t_1} \quad (9.15)$$

Para a massa de gás M_g , de (9.3) e (9.5)

$$\frac{dM_g}{dt} = -(1-R)(1+\lambda)\psi \quad (9.16)$$

que pode ser integrada

$$M_g = M_{g0} - (1 - R)(1 + \lambda)\psi t \quad (9.17)$$

ou, usando (9.14),

$$\frac{M_g}{M_{g0}} = 1 - \frac{(1 - R)(1 + \lambda)\psi}{M_{g0}} t = 1 - a(1 + \lambda) \frac{t}{t_1} \quad (9.18)$$

A massa de estrelas M_* e a razão M_*/M_{g0} podem também ser obtidas integrando diretamente a equação (8.3) ou (8.30), ou simplesmente usando a equação (8.2). O resultado é

$$M_* = (1 - R)\psi t \quad (9.19)$$

$$\frac{M_*}{M_{g0}} = \frac{(1 - R)\psi}{M_{g0}} t = a \frac{t}{t_1} \quad (9.20)$$

Vemos que a massa de estrelas aumenta linearmente com o tempo (eq. 9.19), a partir de $M_* = 0$ em $t = 0$, enquanto que a massa de gás diminui também linearmente a partir da massa inicial M_{g0} (eq. 9.17), devido à perda de matéria caracterizada pelo parâmetro λ . A massa total M também diminui linearmente com o tempo segundo a relação (9.15).

A fração de gás μ pode ser obtida de (9.15) e (9.18),

$$\mu = \frac{M_g}{M} = \frac{1 - a(1 + \lambda)(t/t_1)}{1 - a\lambda(t/t_1)} \quad (9.21)$$

Como no capítulo 8, podemos fixar a fração de gás em $t = t_1$, onde $\mu = \mu_1$:

$$\mu_1 = \frac{1 - a(1 + \lambda)}{1 - a\lambda} \quad (9.22)$$

De (9.22) podemos determinar a constante a em função do parâmetro λ , com o resultado

$$a = \frac{1 - \mu_1}{1 + \lambda(1 - \mu_1)} \quad (9.23)$$

Portanto, para um dado valor do parâmetro λ podemos determinar a constante a por (9.23), conhecendo a razão atual de gás μ_1 . As razões M/M_{g0} , M_g/M_{g0} e M_*/M_{g0} podem então ser obtidas de (9.15), (9.18) e (9.20), respectivamente. Para a razão $\mu = M_g/M$ podemos usar (9.21). Para obter a razão M_*/M usamos (9.15) e (9.20), com o resultado

$$\frac{M_*}{M} = \frac{M_*/M_{g0}}{M/M_{g0}} = \frac{a(t/t_1)}{1 - a\lambda(t/t_1)} \quad (9.24)$$

Finalmente, a razão M_*/M_g pode ser obtida de (9.18) e (9.20),

$$\frac{M_*}{M_g} = \frac{M_*/M_{g0}}{M_g/M_{g0}} = \frac{a(t/t_1)}{1 - a(1 + \lambda)(t/t_1)} \quad (9.25)$$

Para obter alguns resultados numéricos, vamos adotar $\mu_1 = 0.10$ e os valores $\lambda = 0$, $\lambda = 0.5$ e $\lambda = 1.0$, para o parâmetro do vento. Nesse caso, de (9.23)

$$a = \frac{0.9}{1 + 0.9\lambda} \quad (9.26)$$

A figura 9.2abc mostra as variações com o tempo das razões M_*/M_{g0} , M_g/M_{g0} e M/M_{g0} , respectivamente. Vemos que a massa em estrelas aumenta mais lentamente para $\lambda > 0$, devido à perda de matéria. Da mesma forma, a massa de gás diminui mais fortemente para $\lambda > 0$. Da figura 9.2c vemos que a razão $M/M_{g0} = 1$ para $\lambda = 0$, pois não há perda de matéria, decrescendo mais fortemente com o tempo para valores maiores do parâmetro λ .

As variações com o tempo de $\mu = M_g/M$ e M_*/M estão mostradas na figura 9.3ab. Em todos os casos, $\mu_1 = 0.10$ (e $M_{*1}/M = 1 - \mu_1 = 0.9$), como foi admitido. Da figura 9.3a, para $\lambda = 0$, M_g diminui com o tempo, enquanto que M é constante, de modo que μ diminui. Para $\lambda > 0$, a massa total M diminui, mas M_g diminui ainda mais fortemente, devido não só à perda de matéria como também à formação de estrelas, de modo que a fração de gás μ diminui. Para valores maiores de λ , o decréscimo em M é mais intenso que o decréscimo em M_g , pois a maior parte da perda de gás está na formação de estrelas. Assim, a queda de μ é menos acentuada que no caso $\lambda = 0$. A figura 9.3b mostra essencialmente a mesma informação da figura 9.2a. Finalmente, a razão M_*/M_g está mostrada na figura 9.3c. Para valores maiores do parâmetro λ , como $\lambda = 0.5$ (linha tracejada) ou $\lambda = 1.0$ (linha cheia), a massa de estrelas cresce mais lentamente, devido à perda de matéria pelo gás.

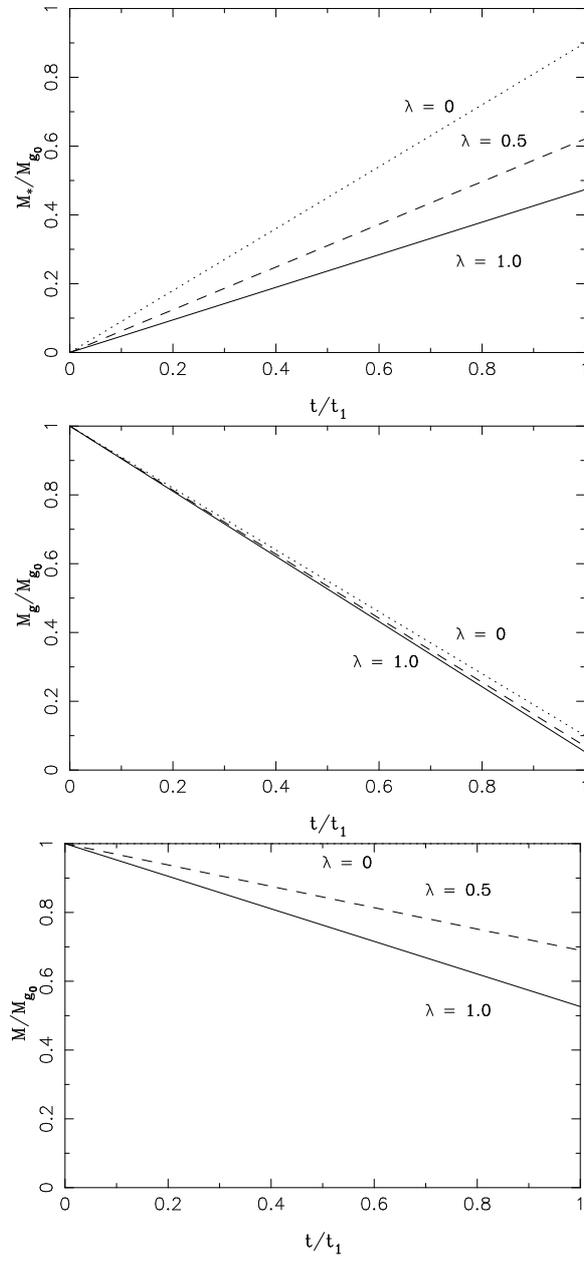


Figura 9.2 - (a) Variação temporal da razão entre a massa de estrelas e a massa inicial. (b) Variação temporal da razão entre a massa de gás e a massa inicial. (c) Variação temporal da razão entre a massa total e a inicial (Exemplo 1).

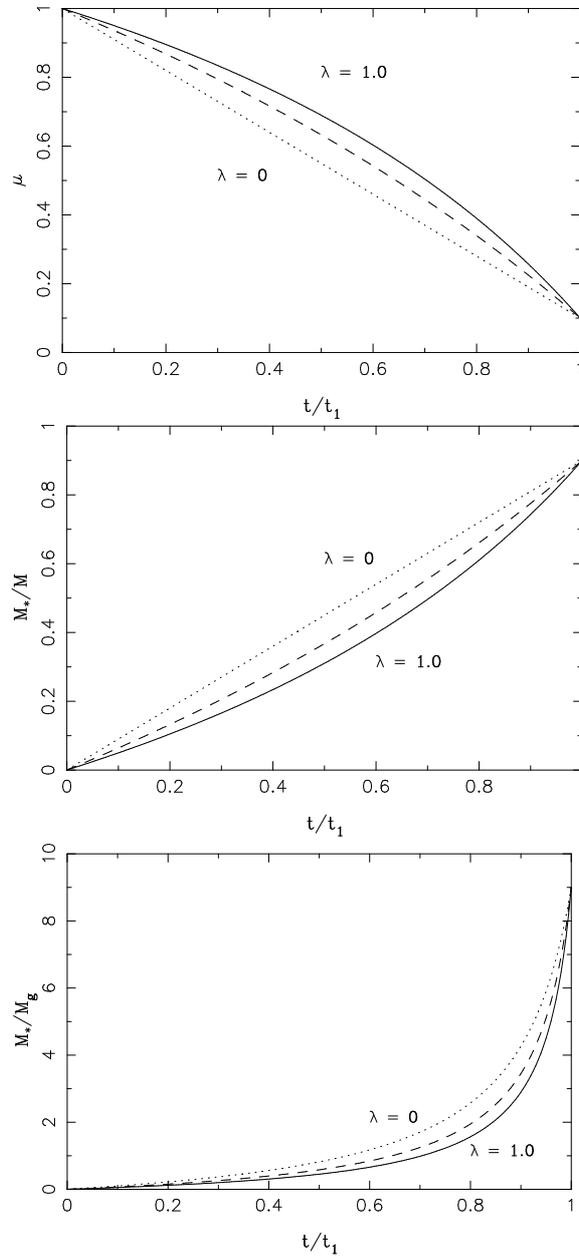


Figura 9.3 - (a) Variação temporal da fração de gás. (b) Variação temporal da razão entre a massa de estrelas e a massa total. (c) Variação temporal da razão entre a massa de estrelas e a de gás. (Exemplo 1).

EXEMPLO 2: MODELOS COM $f \neq 0$ E $W = 0$

Neste caso, o sistema apenas *acrescenta* matéria à taxa $f(t)$. As equações (9.2)-(9.4) ficam

$$\frac{dM}{dt} = f \quad (9.27)$$

$$\frac{dM_g}{dt} = -(1 - R)\psi + f \quad (9.28)$$

$$\frac{d(ZM_g)}{dt} = -Z(1 - R)\psi + y(1 - R)\psi + Z_f f. \quad (9.29)$$

No Exemplo 3 da seção 8.3 admitimos que o *infall* estava em equilíbrio com a formação estelar, deduzida a matéria ejetada pelas estrelas, de modo que $f = (1 - R)\psi$, de acordo com a equação (8.57). Vamos generalizar um pouco esta aproximação, escrevendo

$$f = \Lambda(1 - R)\psi \quad (9.30)$$

onde introduzimos o parâmetro $\Lambda \geq 0$. O caso que estudamos anteriormente corresponde a $\Lambda = 1$. Usando (9.29), (8.33), (9.28) e (9.30) obtemos

$$\begin{aligned} M_g \frac{dZ}{dt} &= y(1 - R)\psi + (Z_f - Z)f \\ &= [y + (Z_f - Z)\Lambda] (1 - R)\psi \end{aligned} \quad (9.31)$$

que é a mesma expressão (8.34). É fácil ver que (9.31) se reduz à (8.59) quando $\Lambda = 1$. A solução de (9.31) para um *infall* de material primordial ($Z_f = 0$) com $\Lambda \neq 1$ foi obtida por Matteucci e Chiosi (1983):

$$Z = \frac{y}{\Lambda} \left[1 - \left[\Lambda - (\Lambda - 1)\mu^{-1} \right]^{-\Lambda/(1-\Lambda)} \right]. \quad (9.32)$$

Para $\Lambda = 1$, a solução é (Matteucci 1996, Larson 1972)

$$Z = y \left[1 - e^{-\left(\frac{1}{\mu} - 1\right)} \right] = y(1 - e^{-\nu}) \quad (9.33)$$

isto é, recuperamos a equação (8.64), que corresponde ao caso de *infall* extremo de Tinsley (1980), onde a massa de gás é constante, como vimos. Na

equação (9.33) aparece novamente a razão ν entre a massa acrescentada e a massa original, definida na equação (8.62).

A figura 9.4 mostra um exemplo da solução (9.32) para o *yield* $y = 0.020$ e os valores do parâmetro $\Lambda = 0.1, 0.5, 1.0$, tanto em função do parâmetro ν (figura 9.4a) como em função da fração de gás μ (figura 9.4b). Esta figura pode ser comparada diretamente com a figura 8.6. Nesse caso, para valores $\Lambda > 0$, como $\Lambda = 0.5$ ou $\Lambda = 1.0$, o gás sofre *infall* de material não processado, de metalicidade admitida nula, $Z_f = 0$. Portanto, para atingir uma dada metalicidade Z , é também necessário que a evolução se processe por um tempo mais longo, quando a razão $\mu = M_g/M$ alcança um valor mais baixo, com relação ao caso sem *infall*, quando $\Lambda = 0$.

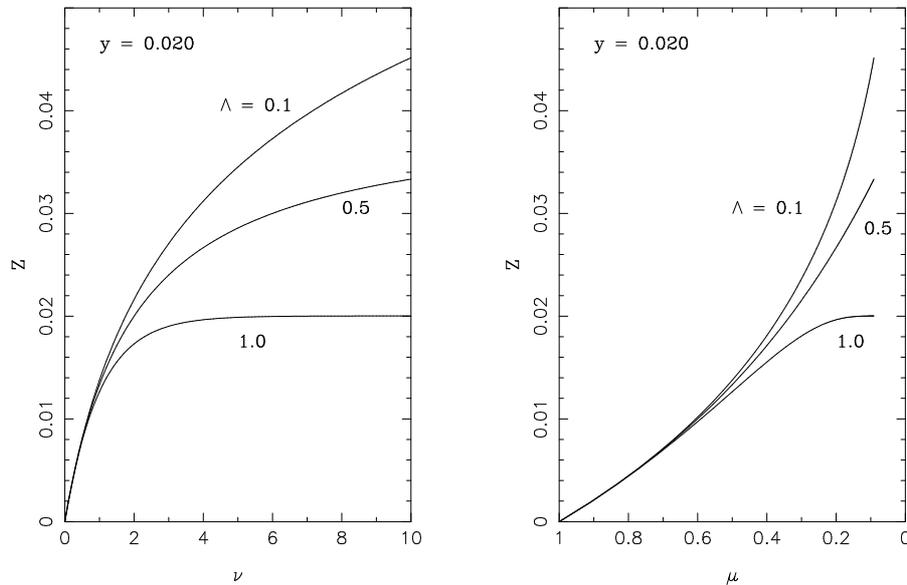


Figura 9.4 - Variação da abundância de elementos pesados com (a) fração da massa acrescentada e (b) com a fração de gás (Exemplo 2).

A figura 9.5 mostra a aplicação deste modelo para uma amostra de galáxias irregulares anãs. A figura mostra a abundância Z em função da fração de gás ($\log \mu$) como na figura 9.5, para o *yield* $y = 0.0032$ e $\Lambda = 0, 1, 1.2, 1.5$ e 2. Os pontos correspondem aos dados observacionais de diversas galáxias irregulares. As Nuvens de Magalhães (LMC, SMC) estão indicadas. A figura 9.5a apresenta modelos com ventos galácticos, correspondendo ao Exemplo 1,

enquanto que a figura 9.5b mostra alguns modelos com *infall*, correspondendo ao caso do Exemplo 2.

Os Exemplos 1 e 2 podem ser reunidos no caso em que existe *infall* e ejeção de gás, de modo que a solução de (9.1) pode ser escrita

$$Z = \frac{y}{\Lambda} \left\{ 1 - \left[(\Lambda - \lambda) - (\Lambda - \lambda - 1) \mu^{-1} \right]^{\frac{\Lambda}{\Lambda - \lambda - 1}} \right\} \quad (9.34)$$

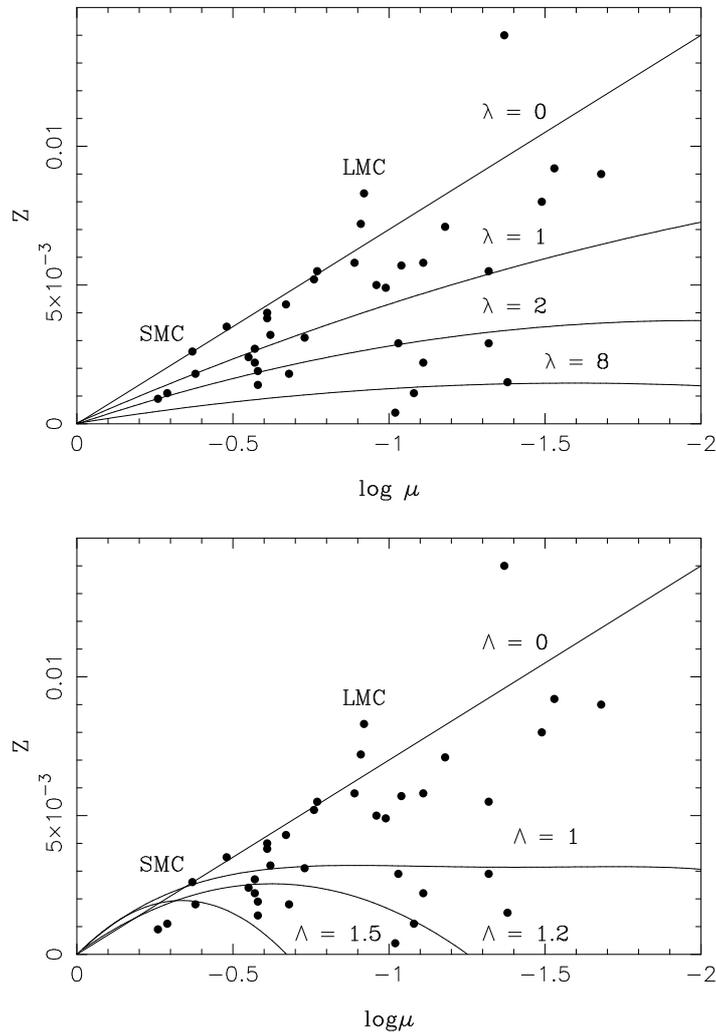


Figura 9.5 - Variação da abundância de elementos pesados com a fração de gás para galáxias irregulares anãs: (a) modelos com ventos, (b) modelos com infall.

9.3 O MODELO PADRÃO DE CLAYTON

INTRODUÇÃO

Em uma série de trabalhos (ver referências no final do capítulo), D. D. Clayton desenvolveu uma família de modelos analíticos de evolução química que permitem obter uma idéia mais precisa do comportamento da evolução do gás e das estrelas no disco galáctico. Neste modelo, considera-se um anel em uma galáxia de disco (figura 9.6), onde novamente a massa de gás $M_g(t)$ pode variar por causa da formação de estrelas à taxa $\psi(t)$ ou pela queda de gás segundo a taxa $f(t)$.

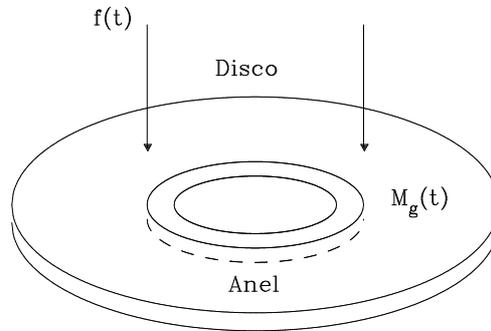


Figura 9.6 - Anel em galáxia de disco com queda de gás.

A idéia de considerar um anel baseia-se no fato de que, dentro do anel, ocorre a mistura do gás pela rotação diferencial e turbulência, tornando portanto homogêneo o conteúdo do gás no sistema. Por outro lado, na direção radial, a barreira do momento angular inibe a mistura do gás, permitindo o surgimento de gradientes de abundância, como observado.

A equação de conservação da massa de gás é novamente (8.4),

$$\frac{dM_g}{dt} = -\psi + E + f. \quad (9.35)$$

A taxa $f(t)$ deve em princípio ser especificada, como vimos nos exemplos anteriores. O *infall* pode ser esperado a partir (i) da continuação da queda de matéria intergaláctica, remanescente do processo de formação da Galáxia, (ii) de processos de *merging*, ou mistura de gases de galáxias diferentes, como por exemplo as Correntes de Magalhães (*Magellanic Streams*), (iii) captura de material de outros sistemas galácticos e (iv) queda de material do próprio

sistema, como por exemplo de material não processado do halo para o disco. A existência de nuvens de alta velocidade é frequentemente considerada como evidência de queda de matéria sobre o disco (cf. Matteucci 1996).

Nos exemplos que estudamos até agora, a taxa $f(t)$ foi considerada de uma forma arbitrária, dependente da taxa de formação estelar, como nas expressões (8.54) e (9.5). Veremos que os modelos de Clayton permitem definir soluções mais realísticas para a queda de gás sobre o disco.

APROXIMAÇÕES

Para obter soluções analíticas, os modelos de Clayton necessitam de algumas aproximações, como os modelos discutidos anteriormente. As principais são:

- *Aproximação de reciclagem instantânea*: Como vimos, de acordo com esta aproximação, as estrelas mais massivas que dominam a evolução química, evoluem muito rapidamente, de modo que a equação (8.26) é satisfeita

$$E(t) = R \psi(t). \quad (9.36)$$

Esta aproximação é geralmente boa, exceto nos casos de (i) evolução de um elemento em particular, cuja nucleossíntese seja dominada por estrelas de massa pequena ou intermediária, como o He, C ou Fe; (ii) evolução nos estágios iniciais da Galáxia, e (iii) evolução nos estágios mais recentes da Galáxia. De (9.35) e (9.36) podemos escrever

$$\frac{dM_g}{dt} = -(1 - R) \psi + f \quad (9.37)$$

que é a mesma equação (8.31).

- *IMF constante*: Como vimos no capítulo 4, esta é uma boa aproximação, permitindo escrever $\phi(m, t) = \phi(m)$.
- *Yields constantes*: Esta aproximação é mais radical, pois vimos nos capítulos 6 e 8 que os *yields* estelares dependem não apenas da massa da estrela mas também de sua composição química. Com a hipótese anterior, tanto o *yield* y como a fração de retorno R são constantes no tempo.
- *Dependência linear da SFR com a massa de gás*: Como vimos no capítulo 5, é extremamente difícil escrever expressões gerais para a SFR. Portanto, uma

dependência linear com a massa de gás, como proposto inicialmente por M. Schmidt, é uma hipótese razoável (ver o capítulo 6, seção 6.7). Neste caso, podemos escrever

$$\frac{dM_g}{dt} = -\omega M_g + f. \quad (9.38)$$

Comparando (9.37) e (9.38), obtemos uma expressão para a “constante de proporcionalidade” ω

$$\omega M_g = (1 - R) \psi. \quad (9.39)$$

A equação para a massa de gás pode ser escrita usando esta aproximação como

$$M_g \frac{dZ}{dt} = y(1 - R) \psi + (Z_f - Z) f = y \omega M_g - (Z - Z_f) f \quad (9.40)$$

onde usamos (8.34) e (9.39). Nesta expressão, Z_f é novamente a metalicidade do *infall*, considerada constante no tempo e tal que $Z_f \ll Z$. O modelo de Clayton procura definir famílias de taxas de *infall* $f(t)$ que permitam soluções analíticas de (9.38) e (9.40).

SOLUÇÕES ANALÍTICAS

A solução de (9.38) pode ser escrita na forma

$$M_g = e^{-\omega t} \left[M_{g0} + \int_0^t f(t') e^{\omega t'} dt' \right] \quad (9.41)$$

como pode ser visto facilmente derivando (9.41) em relação ao tempo e comparando com (9.38). Neste caso, M_{g0} é novamente a massa inicial de gás no anel considerado. As soluções de Clayton definem a taxa de *infall* como

$$f(t) = F(t) e^{-\omega t}. \quad (9.42)$$

Substituindo (9.42) em (9.41) obtemos

$$M_g = e^{-\omega t} \left[M_{g0} + \int_0^t F(t') dt' \right] \quad (9.43)$$

que pode ser escrita

$$M_g = e^{-\omega t} \left[M_{g0} + G(t) \right] \quad (9.44)$$

onde definimos

$$G(t) = \int_0^t F(t') dt'. \quad (9.45)$$

Por exemplo, tomando $F(t)$ como um polinômio, de (9.45) vemos que $G(t)$ será também um polinômio, o que permite ajustar uma grande variedade de taxas de *infall* $f(t)$.

Sendo $f(t)$ a taxa de acréscimo de matéria (por exemplo em M_\odot/Gano), $f(t)/M_g(t)$ é a taxa (Gano^{-1}) instantânea com que o gás está sendo repostado pelo *infall*, de modo que podemos definir uma escala de tempo de *infall* por

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{f}{M_g}. \quad (9.46)$$

Clayton define o “número de ciclos”, ou frequência do gás $\theta(t)$ como

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{f(t)}{M_g} = \frac{dG/dt}{M_{g0} + G} \quad (9.47)$$

onde usamos (9.42), (9.44) e (9.45). Integrando (9.47) obtemos

$$\theta = \ln \left[\frac{M_{g0} + G}{M_{g0}} \right]. \quad (9.48)$$

Vamos agora retornar à equação para a variação da metalicidade, (9.40). Usando (9.47) obtemos

$$\frac{dZ}{dt} = y\omega - (Z - Z_f) \frac{f}{M_g} = y\omega - (Z - Z_f) \frac{d\theta}{dt}. \quad (9.49)$$

Esta equação tem a solução exata

$$Z - Z_f = \frac{M_{g0}}{M_{g0} + G} \left[y\omega \int_0^t \frac{M_{g0} + G(t')}{M_{g0}} dt' + (Z_0 - Z_f) \right] \quad (9.50)$$

como pode ser facilmente visto derivando (9.50) em relação ao tempo, usando (9.47) e comparando com (9.49).

DEFINIÇÃO DO MODELO PADRÃO

O modelo padrão com *infall* contínuo considera famílias de taxas $f(t)$ que alcançam um máximo em um certo tempo t_M declinando gradualmente para $t > t_M$:

$$f(t) = f_0 \left(\frac{t + \Delta}{\Delta} \right)^{k-1} e^{-\omega t} \quad (9.51)$$

onde f_0 é a taxa inicial, k é um inteiro positivo, e Δ é uma constante arbitrária (Gano). Para obter t_M , fazemos $f'(t_M) = [df(t)/dt]_{t_M} = 0$, de onde obtemos

$$t_M = \frac{k-1}{\omega} - \Delta. \quad (9.52)$$

Vemos que (9.51) tem a forma requerida (9.42) com

$$F(t) = f_0 \left(\frac{t+\Delta}{\Delta} \right)^{k-1} \quad (9.53)$$

de modo que

$$G(t) = f_0 \int_0^t \left(\frac{t'+\Delta}{\Delta} \right)^{k-1} dt' = \frac{f_0 \Delta}{k} \left[\left(\frac{t+\Delta}{\Delta} \right)^k - 1 \right]. \quad (9.54)$$

Como exemplo, as figuras 9.7 e 9.8 mostram as funções $f(t)$, $F(t)$, e $G(t)$ nas formas f/f_0 (ver eq. 9.51), F/f_0 (eq. 9.53), e G/f_0 (9.54) para $\Delta = 1$ Gano, $\omega = 0.3$ Gano⁻¹ e $k = 0, 1$, e 2. Veremos mais tarde algumas aplicações destes conjuntos de parâmetros. Uma vez conhecida a função $G(t)$, podemos usar (9.44) e obter $M_g(t)$. Podemos também usar (9.44) para obter uma idéia da variação temporal da fração de gás $\mu(t) = M_g/M$. Adotando o caso $k = 2$, que é adequado a um evento de *infall* localizado no tempo, obtemos de (9.44) e (9.54):

$$M_g = e^{-\omega t} \left[M_{g0} + f_0 \Delta \left(\frac{t^2}{2\Delta^2} + \frac{t}{\Delta} \right) \right]. \quad (9.55)$$

Se o *infall* não for muito massivo, a massa total do sistema não deverá variar muito, de modo que $M \simeq M_0 \simeq M_{g0}$. Usando (9.55) obtemos

$$\mu \simeq e^{-\omega t} \left[1 + \frac{f_0 \Delta}{M_0} \left(\frac{t^2}{2\Delta^2} + \frac{t}{\Delta} \right) \right]. \quad (9.56)$$

A figura 9.9 mostra a variação temporal obtida para μ , para o caso $\omega = 0.3$ Gano⁻¹, $\Delta = 1$ Gano e os seguintes valores da taxa inicial de *infall*: (i) $f_0 \Delta / M_0 = 0.001$, isto é, $f_0 \Delta / M_0 \ll 1$, (ii) $f_0 \Delta / M_0 = 0.05$, e $f_0 \Delta / M_0 = 0.10$. Vemos que, para $t = t_1 \simeq 13$ Gano, obtemos $0.2 \geq \mu \geq 0.02$, semelhante aos valores vistos anteriormente.

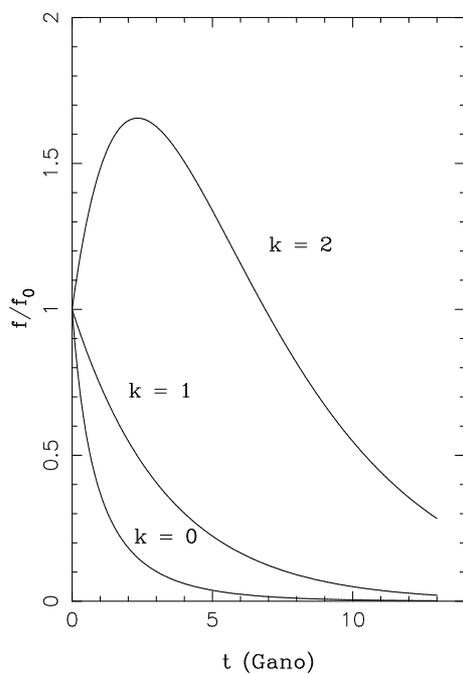


Figura 9.7 - Variação com o tempo da razão f/f_0 para $k = 0, 1$ e 2 .

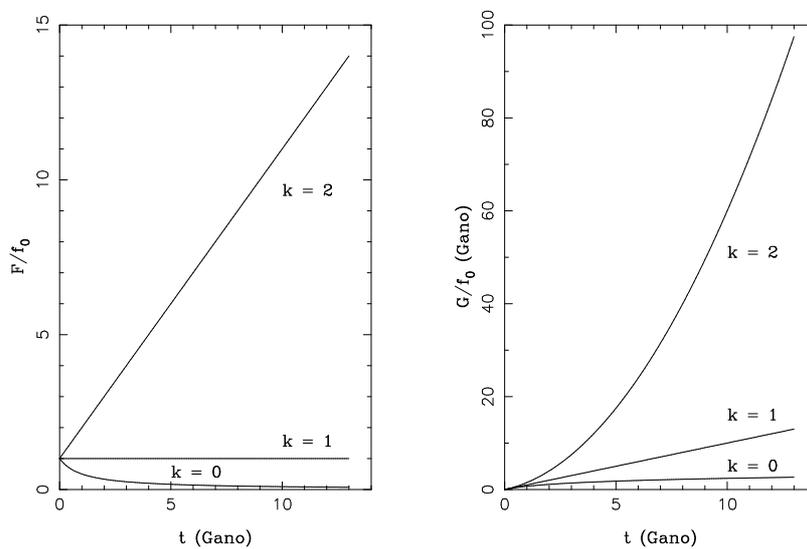


Figura 9.8 - Variação com o tempo das razões F/f_0 e G/f_0 para $k = 0, 1$ e 2 .

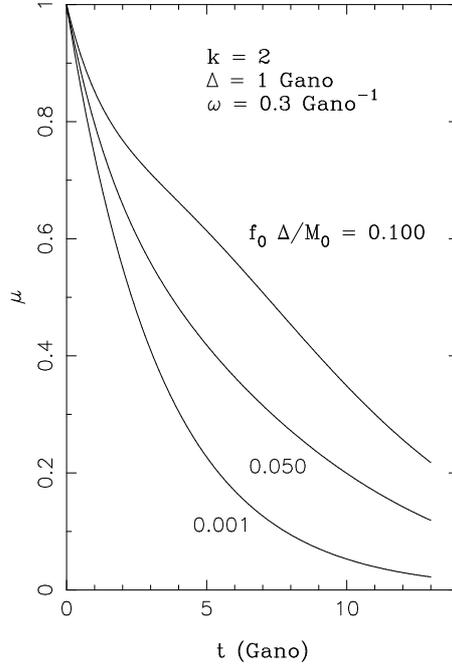


Figura 9.9 - Variação da fração de gás com o tempo para diversos parâmetros.

Usando (9.54), podemos integrar (9.50), obtendo para a metalicidade

$$\begin{aligned}
 Z - Z_f &= \left\{ 1 + \frac{f_0 \Delta}{M_{g0} k} \left[\left(\frac{t + \Delta}{\Delta} \right)^k - 1 \right] \right\}^{-1} \\
 &\times \left\{ y \omega \left[t \left(1 - \frac{f_0 \Delta}{M_{g0} k} \right) + \frac{f_0 \Delta^2}{M_{g0} k (k + 1)} \left[\left(\frac{t + \Delta}{\Delta} \right)^{k+1} - 1 \right] \right] \right. \\
 &\quad \left. + (Z_0 - Z_f) \right\}. \tag{9.57}
 \end{aligned}$$

A forma mais simples da equação para metalicidade pode ser obtida admitindo que a metalicidade do *infall* é igual à metalicidade inicial do disco,

$$Z_f = Z_0 \tag{9.58}$$

e considerando uma taxa inicial

$$f_0 = \frac{M_{g0} k}{\Delta} \tag{9.59}$$

de modo que $f_0\Delta/M_{g0}k = 1$. A equação (9.57) fica então

$$Z - Z_f = \frac{y\omega\Delta}{k+1} \left[\frac{t+\Delta}{\Delta} - \left(\frac{t+\Delta}{\Delta} \right)^{-k} \right] \quad (9.60)$$

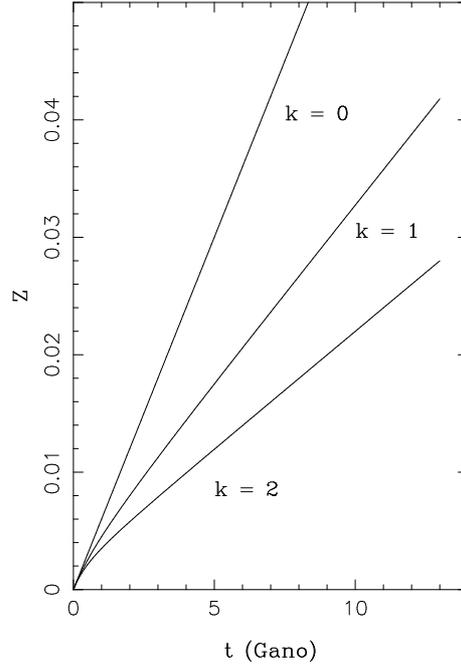


Figura 9.10 - Variação da metalicidade com o tempo usando (9.43) e diferentes valores de k .

que é a abundância de elementos primários estáveis no modelo padrão. A figura 9.10 mostra um exemplo de aplicação de (9.60), para o caso $Z_f = 0$, $y = 0.020$, $\omega = 0.3 \text{ Gano}^{-1}$, $\Delta = 1 \text{ Gano}$, e com os valores de $k = 0, 1, 2$. Esta figura pode ser comparada com as figuras 9.1 e 9.5, lembrando que a fração de gás μ está relacionada com o tempo por expressões semelhantes a (9.56) (ver figura 9.9). Neste caso, vemos que $Z_1 = 0.078$ ($k = 0$), $Z_1 = 0.042$ ($k = 1$) e $Z_1 = 0.028$ ($k = 2$). Estes valores podem ser comparados com a abundância solar, $Z_\odot = 0.020$, e com o valor adotado na seção 8.5, $Z_1 = 0.028$, mostrando um bom acordo, em particular para os casos mais realísticos $k = 1$ e $k = 2$.

A massa de gás pode ser escrita de (9.44) e (9.54)

$$M_g = M_{g0} \left\{ 1 + \frac{f_0\Delta}{kM_{g0}} \left[\left(\frac{t+\Delta}{\Delta} \right)^k - 1 \right] \right\} e^{-\omega t}. \quad (9.61)$$

Usando a nova hipótese (9.59), esta equação fica

$$M_g = M_{g0} \left(\frac{t + \Delta}{\Delta} \right)^k e^{-\omega t}. \quad (9.62)$$

A massa de gás $M_g(t)$ tem um máximo em t_{gM} tal que a massa $M'_g(t_{gM}) = 0$, ou

$$t_{gM} = \frac{k}{\omega} - \Delta. \quad (9.63)$$

Por exemplo, para os mesmos parâmetros anteriores ($\omega = 0.3 \text{ Gano}^{-1}$, $\Delta = 1 \text{ Gano}$), (9.63) fornece os valores $t_{gM} = -1 \text{ Gano}$ ($k = 0$), $t_{gM} = 2.3 \text{ Gano}$ ($k = 1$) e $t_{gM} = 5.7 \text{ Gano}$ ($k = 2$), como pode ser visto na figura 9.11.

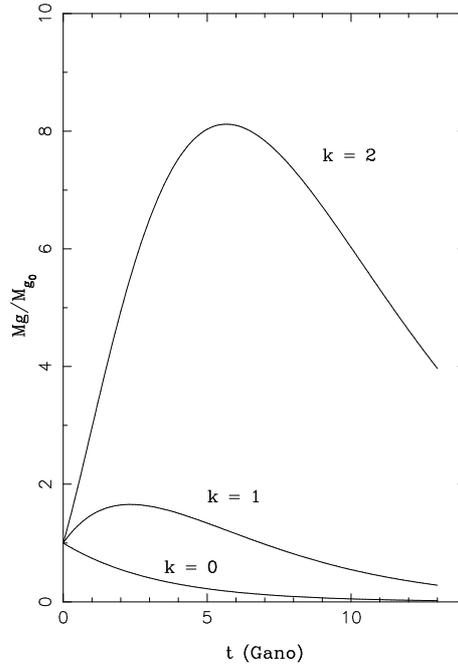


Figura 9.11 - Variação da razão Mg/M_{g0} com o tempo usando (9.45) e diferentes valores de k .

A RELAÇÃO IDADE-METALICIDADE

Vamos usar a equação (9.60) para obter a relação idade-metalicidade, discutida no capítulo 7. Mantendo os mesmos parâmetros, $Z_f = 0$, $y = 0.020$, $\omega = 0.3 \text{ Gano}^{-1}$ e $\Delta = 1 \text{ Gano}$, podemos obter Z para $k = 0, 1, 2$, como visto

na figura 9.10. Usando a mesma aproximação da seção 8.5, $Z \simeq 600(\text{Fe}/\text{H})$ e a abundância solar $\log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot} + 12 = 7.50$, podemos obter $[\text{Fe}/\text{H}]$,

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log \left\{ \frac{10^{-5}}{k+1} \left[t+1 - (t+1)^{-k} \right] \right\} + 4.50 \quad (9.64)$$

A figura 9.12 mostra a relação obtida nos 3 casos acima, além do ajuste de Rana (1991) (equação 7.3, linha tracejada) para comparação. Vemos que é possível reproduzir razoavelmente a relação observada, lembrando que a relação de Rana (1991) está também mostrada na figura 7.2, juntamente com as principais relações idade-metalicidade encontradas na literatura.

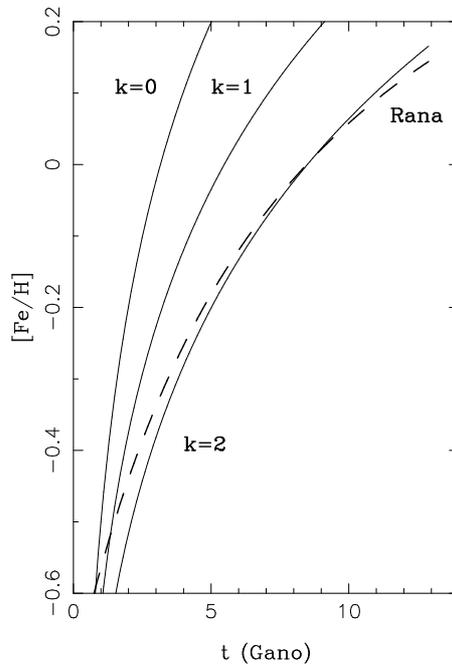


Figura 9.12 - Relação idade metalicidade obtida com (9.60) para $k = 0, 1, 2$. A relação de Rana (1991) (eq. 7.3) está também mostrada (linha pontilhada).

A DISTRIBUIÇÃO DE METALICIDADES DAS ANÃS G

Podemos também usar o modelo padrão com os parâmetros adotados para determinar a distribuição de metalicidades no disco, e comparar os resultados com a distribuição observada (cf. figura 8.10) e com as previsões do modelo

simples. Para isto, vamos escrever explicitamente a equação de conservação da massa de estrelas. De (8.30) e (9.39) temos

$$\frac{dM_*}{dt} = (1 - R) \psi = \omega M_g. \quad (9.65)$$

Integrando esta expressão, admitindo $M_{*0} = 0$,

$$M_* = \int_0^t \omega M_g dt = \omega M_{g0} \int_0^t \left(\frac{t' + \Delta}{\Delta} \right)^k e^{-\omega t'} dt' \quad (9.66)$$

onde usamos a massa de gás dada por (9.62). De (8.94), a distribuição de metalicidades $S(Z)$ fica

$$S(Z) = \frac{M_*}{M_{*1}} = \frac{\int_0^t \left(\frac{t' + \Delta}{\Delta} \right)^k e^{-\omega t'} dt'}{\int_0^{t_1} \left(\frac{t' + \Delta}{\Delta} \right)^k e^{-\omega t'} dt'}. \quad (9.67)$$

Por outro lado, de (9.60) com $Z_f = 0$ podemos escrever

$$\frac{Z}{Z_1} = \left[\frac{t + \Delta}{\Delta} - \left(\frac{t + \Delta}{\Delta} \right)^{-k} \right] \left[\frac{t_1 + \Delta}{\Delta} - \left(\frac{t_1 + \Delta}{\Delta} \right)^{-k} \right]^{-1}. \quad (9.68)$$

Na figura 9.13 está mostrada a distribuição $S(Z)$ dada por (9.67) em função de $\log(Z/Z_1)$ dado por (9.68) para os parâmetros $\omega = 0.3 \text{ Gano}^{-1}$, $\Delta = 1 \text{ Gano}$, $k = 0, 1, 2$ e $t_1 = 13 \text{ Gano}$. Nesta figura estão também incluídos os pontos da distribuição de metalicidades das anãs G mostrados na figura 8.10. Vemos novamente que é possível reproduzir a distribuição observada de maneira razoável com os parâmetros $k = 1$ e $k = 2$.

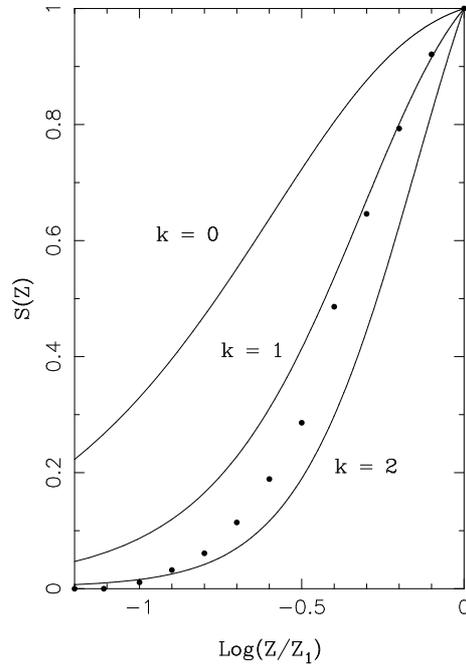


Figura 9.13 - Distribuição de metalicidades usando o modelo padrão de Clayton para $k = 0, 1$ e 2 , e distribuição observada (pontos).

A FRAÇÃO DE GÁS

Podemos usar a expressão (9.66) para obter uma expressão mais correta para a fração de gás μ . De (9.62) e (9.66), lembrando a definição de μ (8.5), obtemos

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{M_*}{M_g}} \quad (9.69)$$

com

$$\frac{M_*}{M_g} = \frac{\omega \int_0^t \left(\frac{t'+\Delta}{\Delta}\right)^k e^{-\omega t'} dt'}{\left(\frac{t+\Delta}{\Delta}\right)^k e^{-\omega t}}. \quad (9.70)$$

Podemos aplicar (9.69) e (9.70) com os parâmetros anteriores, obtendo os resultados mostrados na figura 9.14 para a fração de gás μ e a razão M_*/M_g . Comparando a fração $\mu(t)$ dada nesta figura com o resultado aproximado da equação (9.56) para $k = 2$, mostrado na figura 9.9, vemos que a aproximação

então feita é bastante razoável, em particular para os valores mais altos do parâmetro $f_0\Delta/M_0$, o que é coerente com a hipótese (9.60).

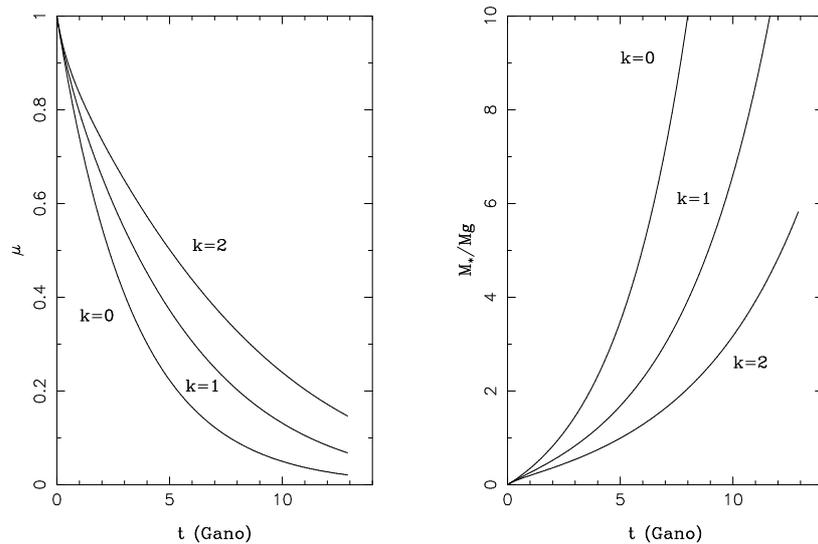


Figura 9.14 - (a) Fração de gás e (b) da razão massa de estrelas / gás no modelo padrão de Clayton.

OUTROS MODELOS E APLICAÇÕES

Além do modelo padrão, outros modelos foram também propostos por Clayton e colaboradores:

- *Modelo de infall terminado*, o qual admite que a função $f(t)$ caiu a zero após um certo tempo;
- *Modelo com infall periódico*, baseado na possível ocorrência de quedas episódicas de matéria no disco;
- *Modelos não lineares*, que relaxam a hipótese (9.39) sobre a dependência linear da SFR com a massa de gás;
- *Modelo para metalicidade secundária*, aplicável aos elementos secundários, isto é, que necessitam da existência prévia de elementos primários para sua produção.

Outras aplicações dos modelos de Clayton, além daquelas vistas neste capítulo, incluem (i) aplicações a núcleos radioativos como ^{235}U e ^{238}U , para os quais foram obtidas expressões analíticas para sua concentração no gás; (ii) a astração de deutério no Big Bang, e (iii) a astração de núcleos em grãos interestelares. O uso de modelos como o modelo padrão de Clayton representa um progresso com relação ao modelo simples discutido no capítulo 8, em particular por levar em conta explicitamente a taxa de formação estelar, e por permitir o estudo analítico da resposta dos modelos às diferentes histórias da formação estelar e taxa de *infall*.

EXERCÍCIOS

- 9.1 Mostre que a relação (9.41) é solução de (9.38) no caso da variação da massa de gás no modelo padrão de Clayton.
- 9.2 Considere o modelo padrão de Clayton com $k = 0$, $\omega = 0.3 \text{ Gano}^{-1}$ e $\Delta = 1 \text{ Gano}$. Quais são os valores da razão M_*/M_g e da fração de gás μ para $t = 5 \text{ Gano}$?

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- CLAYTON, D. D. 1985, *Nucleosynthesis: challenges and new developments*, ed. W.D. Arnett, J.W. Truran, Un. de Chicago, p. 65.
Discussão do modelo padrão e outros. Ver também 1984, *Astrophys. J.* 285, p. 411; 1985, *Astrophys. J.* vol. 288, p. 569; 1985, *Astrophys. J.* vol. 290, p. 428; 1986, *Publ. Astron. Soc. Pacific* vol. 98, p. 968; 1987, *Astrophys. J.* vol. 315, p. 441; 1988, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 234, p. 1; 1986, *Astrophys. J.* vol. 307, p. 441.
- MATTEUCCI, F., CHIOSI, C. 1983, *Astron. Astrophys.* vol. 123, p. 121.
Aplicação do modelo simples a determinações da metalicidade em galáias anãs. A figura 9.5 é baseada em dados desta referência. Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283; 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer; Larson, R. B. 1972, *Nature Phys. Sc.* vol. 236, p. 7.

PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed.

Inclui discussões dos modelos analíticos de evolução química.

TINSLEY, B. M. 1980, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 5, p. 287.

Citado no capítulo 1. Estuda diversos modelos analíticos de evolução química.

RANA, N. C. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 29, p. 129.

O modelo incluído na figura 9.12 é caracterizado nesta referência.

MODELOS ANALÍTICOS II

10.1 INTRODUÇÃO

No capítulo 9 vimos alguns modelos analíticos simples para a evolução química da Galáxia, em particular modelos com perda de matéria (ventos galácticos) ou com queda de matéria (*infall*), além do modelo padrão desenvolvido por D. D. Clayton. Neste capítulo, vamos prosseguir o estudo de modelos analíticos com alguns modelos mais realísticos, como o modelo desenvolvido por Lynden-Bell e alguns modelos desenvolvidos mais recentemente por B. E. J. Pagel e colaboradores. As principais referências incluem os textos básicos de B. E. J. Pagel, F. Matteucci e B. M. Tinsley, já mencionados anteriormente, além de algumas referências mais específicas relacionadas no final do capítulo. O capítulo é concluído com um modelo simplificado, chamado “modelo didático”, que tem como objetivo mostrar uma interpretação simples da relação $[O/Fe] \times [Fe/H]$.

10.2 O MELHOR MODELO DE ACRÉSCIMO DE LYNDEN-BELL

Da figura 9.11, vemos que nos modelos de Clayton com $k = 1$ e $k = 2$ a massa de gás aumenta até atingir um valor máximo, decrescendo em seguida até $t = t_1$. Este comportamento é interessante, pois reflete o acréscimo de massa de gás devido ao *infall*, seguido de um decréscimo causado pela

formação estelar em épocas em que a taxa de acréscimo é atenuada. Lynden-Bell (1975) desenvolveu um modelo, chamado o *Melhor Modelo de Acréscimo* (*Best Accretion Model*) em que estas propriedades são preservadas. Este modelo não usa necessariamente o tempo como variável independente, mas a massa de estrelas. Considerando (9.4) com $W = 0$ e a primeira igualdade de (9.65) podemos escrever

$$\frac{d(ZM_g)}{dM_*} = y - Z. \quad (10.1)$$

Vamos introduzir a seguinte mudança de variáveis

$$s = \frac{M_*}{M_{g0}} \quad (10.2)$$

$$g = \frac{M_g}{M_{g0}} \quad (10.3)$$

$$M = \frac{M_f}{M_{g0}} \quad (10.4)$$

onde M_f é a massa total final. M é o único parâmetro do modelo de Lynden-Bell, e devemos esperar que $M \geq 1$ para modelos com acréscimo de gás. O caso $M = 1$ corresponde ao modelo simples. A equação (10.1) fica

$$\frac{d(Zg)}{ds} = y - Z. \quad (10.5)$$

Definindo

$$z = \frac{Z}{y} \quad (10.6)$$

obtemos

$$z \frac{dg}{ds} + g \frac{dz}{ds} = 1 - z. \quad (10.7)$$

A solução de Lynden-Bell tem a forma

$$g(s) = \left(1 - \frac{s}{M}\right) \left(1 - \frac{s}{M} + s\right). \quad (10.8)$$

Usando (10.7) e (10.8) obtemos

$$\frac{dz}{ds} = \left[\frac{1}{1 - s/M} - 2z \left(1 - \frac{1}{M}\right) \right] \left[1 + s \left(1 - \frac{1}{M}\right) \right]^{-1} \quad (10.9)$$

cuja solução pode ser escrita

$$z(s) = \left(\frac{M}{1 + s - s/M} \right)^2 \left[-\ln \left(1 - \frac{s}{M} \right) - \frac{s}{M} \left(1 - \frac{1}{M} \right) \right]. \quad (10.10)$$

A figura 10.1 mostra um exemplo da variação de $z = Z/y$ com a massa de estrelas $s = M_*/M_{g0}$ para $M = 5, 10, 20$. Os valores de Z para $y = 0.020$ estão também indicados, para facilitar a comparação com as figuras anteriores.

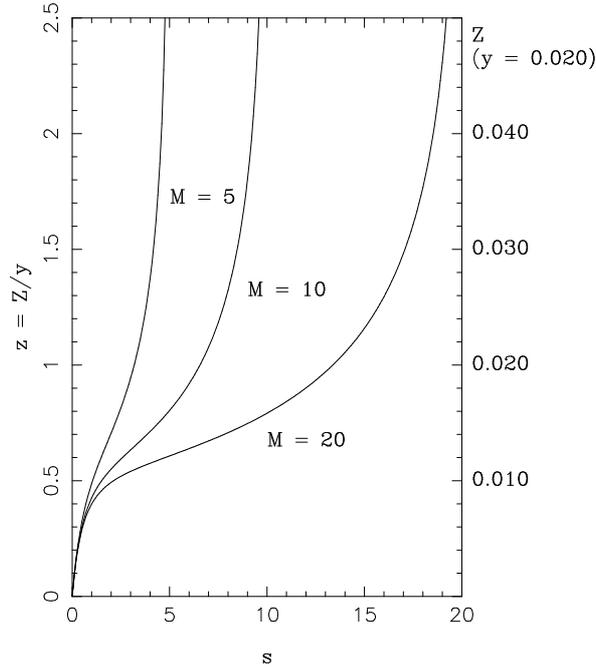


Figura 10.1 - Variação da abundância de metais com a massa de estrelas para os modelos de Lynden-Bell com $M = 5, 10$ e 20 . Valores de Z para $y = 0.020$ estão indicados à direita.

Vemos que, para valores maiores de M , maior será a massa final M_f , ou seja, mais eficiente será o processo de *infall*, admitido de gás com baixa metalicidade. Portanto, a metalicidade cresce mais lentamente com a razão $s = M_*/M_{g0}$, que por sua vez deve aumentar com o tempo.

Uma aplicação do modelo de Lynden-Bell está mostrada na figura 10.2, onde a ordenada $z(ds/dz)$ é a *distribuição diferencial* de metalicidades (figuras 7.5 e 7.6), em contraposição à *distribuição cumulativa* mostrada nas figuras 8.9 e 8.10. De (10.9) a distribuição diferencial pode ser escrita

$$\frac{ds}{d \ln z} = \frac{z [1 + s(1 - 1/M)]}{(1 - s/M)^{-1} - 2z(1 - 1/M)}. \quad (10.11)$$

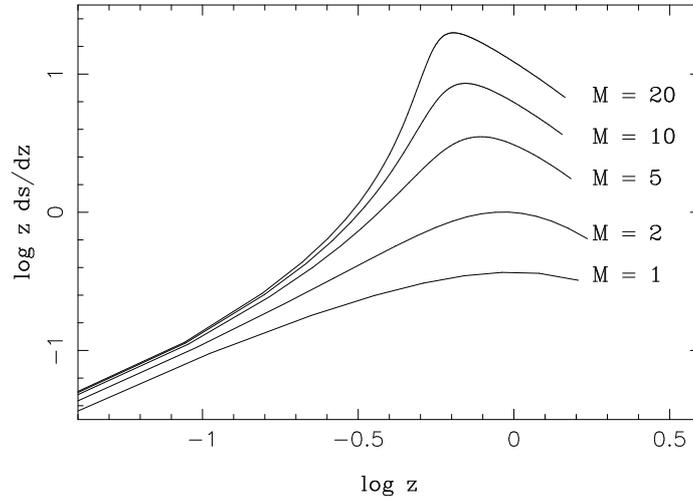


Figura 10.2 - Distribuição diferencial de metalicidades para os modelos de Lynden-Bell.

De fato, uma comparação da distribuição obtida com o modelo de Lynden-Bell produz um melhor ajuste com os dados observacionais, seguido pelos modelos de Clayton com $k = 2$ e $k = 4$, como discutido no capítulo anterior.

A figura 10.2 mostra a distribuição diferencial para diversos valores do parâmetro M . Vemos que os modelos com $M > 5$ mostram distribuições semelhantes às observadas, como pode ser visto pela comparação com as figuras 7.5 e 7.6, obtidas a partir de dados observacionais recentes.

10.3 O MODELO ANALÍTICO DE PAGEL

INTRODUÇÃO

Um modelo analítico para a evolução química do halo e do disco galácticos foi proposto por B. E. J. Pagel, baseado no modelo simples modificado F. D. A. Hartwick para o halo e nos modelos para o disco com *infall* de Clayton, vistos no capítulo 9. Ambos os formalismos foram modificados para permitir um *atraso* na produção de elementos como o Fe e produtos do processo-s, formados em estrelas de massa intermediária, com relação aos elementos de *pronta* produção (*prompt production*), como o oxigênio, elementos- α e elementos-r. Além de permitir um melhor modelamento das duas componentes (halo pobre em metais e disco rico em metais), este modelo constitui um avanço com relação à aproximação de reciclagem instantânea.

MODELO PARA O HALO

O modelo de Pagel considera que o halo está perdendo gás para o disco a uma taxa proporcional à taxa com que a massa fica armazenada nas estrelas e remanescentes, isto é, a massa perdida pelo halo é

$$m_p = \Lambda s \quad (10.12)$$

onde s é novamente a massa na forma de estrelas tomada com relação à massa inicial do halo, e Λ é uma constante de proporcionalidade. A variação da massa nas estrelas é escrita de forma semelhante aos modelos de Clayton, isto é, considerada proporcional à massa de gás g

$$\frac{ds}{dt} = \omega g \quad (10.13)$$

onde ω é novamente uma constante. A massa total m é

$$m = s + g. \quad (10.14)$$

Levando em conta (10.12), esta massa pode ser escrita

$$m = 1 - m_p = 1 - \Lambda s. \quad (10.15)$$

De (10.14) e (10.15)

$$g = m - s = 1 - (1 + \Lambda) s. \quad (10.16)$$

A equação para a massa de gás pode ser escrita de forma semelhante à (8.31) ou (9.3),

$$\frac{dg}{dt} = -\Lambda \frac{ds}{dt} - \omega g = -(1 + \Lambda) \omega g \quad (10.17)$$

onde usamos (10.13) e (10.15). Esta expressão pode ser facilmente integrada, obtendo

$$g = e^{-(1+\Lambda)\omega t} \quad (10.18)$$

com $g_0 = 1$ em $t_0 = 0$. Para as estrelas e remanescentes, a integração de (10.13) pode então ser escrita

$$s = \int \omega g dt = \omega \int e^{-(1+\Lambda)\omega t} dt = \frac{1 - e^{-(1+\Lambda)\omega t}}{1 + \Lambda} \quad (10.19)$$

Para obter a abundância Z dos elementos no gás, se usarmos a IRA podemos escrever uma expressão semelhante à (9.4), introduzindo o *yield* y

$$\frac{d(Zg)}{dt} = -Z\omega g + y\omega g - Z\Lambda\omega g = \left[y - (1 + \Lambda)Z \right] \omega g \quad (10.20)$$

que em vista de (10.17) pode ser escrita simplesmente

$$\frac{dZ}{dt} = y\omega \quad (10.21)$$

cuja solução é (com $Z_0 = 0$ em $t = t_0 = 0$)

$$Z = y\omega t. \quad (10.22)$$

Para os elementos que têm produção “atrasada”, Pagel introduz um intervalo de tempo fixo Δ após a formação estelar, de modo que (10.22) fica

$$Z = y e^{(1+\Lambda)\omega\Delta} \omega(t - \Delta) \quad (t > \Delta) \quad (10.23)$$

a qual se reduz a (10.22) para $\Delta = 0$. Por exemplo, para o oxigênio, com $\Delta = 0$, e lembrando a definição da abundância relativa ao Sol $[O/H]$, dada por (7.4), de (10.22) é fácil mostrar que

$$[O/H] = \log \frac{y(O)}{Z_{\odot}(O)} + \log \omega t \quad (10.24)$$

onde $y(O)$ é o *yield* do oxigênio e $Z_{\odot}(O)$ é a abundância de oxigênio no Sol. A figura 10.3 mostra uma aplicação das equações (10.18), (10.19) e (10.24). Neste caso, adotamos $\Lambda = 9$, valor estimado por Pagel a partir de abundâncias de oxigênio em aglomerados globulares do halo e $y(O)/Z_{\odot}(O) = 0.8$. Os *yields* deste modelo foram escolhidos *ad hoc* para obter abundâncias solares em um valor razoável da fração de gás no disco, além de $[O/Fe] = [\alpha/Fe] = 0.5$ no halo e da razão $Ba(r)/Ba(s) = 12/88$ no sistema solar (ver adiante). A parte (a) mostra as massas de gás g e estrelas s , e a parte (b) mostra as abundâncias de oxigênio e ferro. Para o Fe, admite-se que a IRA é válida para este elemento no *halo*, com $\Delta = 0$ e $y(Fe)/Z_{\odot}(Fe) = 0.25$, de modo que podemos escrever uma equação semelhante à equação (10.24). Vemos que, para o halo, $-1 > [Fe/H] > -2.6$ e para o oxigênio $-0.5 > [O/H] > -2.1$, o que pode ser comparado com os resultados da figura 7.7. Neste modelo, a razão

$$[O/Fe] = [O/H] - [Fe/H] = 0.5 \quad (10.25)$$

é constante, o que pode ser comparado com os resultados da figura 7.7.

Os valores adotados para a razão entre os *yields* de oxigênio e ferro e as abundâncias solares no modelo são $y(\text{O})/Z_{\odot}(\text{O}) = 0.8$ e $y(\text{Fe})/Z_{\odot}(\text{Fe}) = 0.25$, como vimos. Podemos estimar grosseiramente essas razões usando os dados do capítulo 1 e do capítulo 3. Para o ferro, da tabela 1.2 temos $\log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot} + 12 = 7.50$, de modo que $Z_{\odot}(\text{Fe}) \simeq (56/1.4) (\text{Fe}/\text{H})_{\odot} \simeq 1.3 \times 10^{-3}$. Adotando o resultado da tabela 3.4 para a produção de ^{56}Fe por supernovas de tipo Ia com $1 M_{\odot}$, e uma taxa de uma supernova por século durante 10^{10} anos, temos $y(\text{Fe}) \simeq (0.6) (10^{-2}) (10^{10}) (10^{-11}) \simeq 6 \times 10^{-4}$, onde usamos $M_G \sim 10^{11} M_{\odot}$ para a massa da Galáxia. Portanto, $y(\text{Fe})/Z_{\odot}(\text{Fe}) \simeq 6 \times 10^{-4}/1.3 \times 10^{-3} \simeq 0.46$.

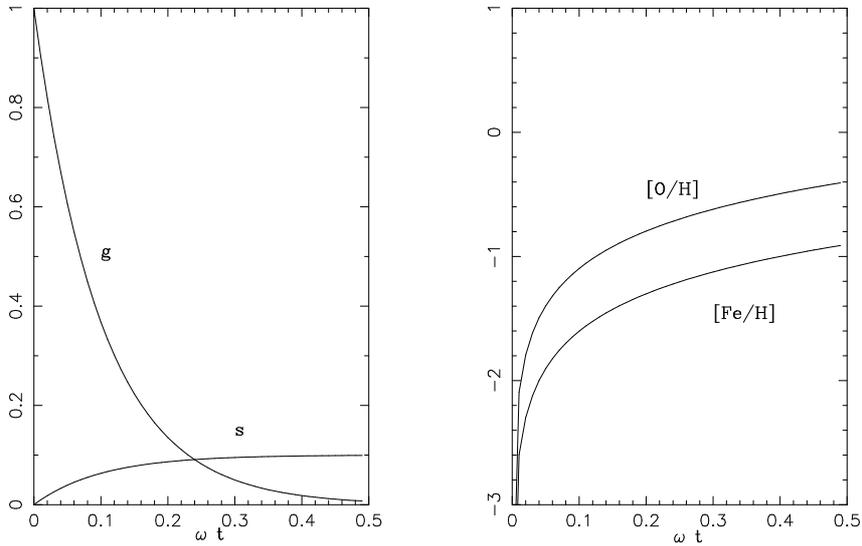


Figura 10.3 - Evolução química do halo de acordo com o modelo de Pagel.

Para o oxigênio, adotando uma produção de cerca de $2.5 M_{\odot}$ por supernova (ver a tabela 3.3), com uma razão SNII/SNI $\simeq 2$, obtemos $y(\text{O}) \simeq (2.5) (10^8) (10^{-11}) (2) \simeq 5 \times 10^{-3}$. Do capítulo 1, com $\log(\text{O}/\text{H})_{\odot} + 12 = 8.7$, temos a metalicidade $Z_{\odot}(\text{O}) \simeq (16/1.4) (\text{O}/\text{H})_{\odot} \simeq 5.7 \times 10^{-3}$. Portanto, obtemos o resultado final $y(\text{O})/Z_{\odot}(\text{O}) \simeq 5 \times 10^{-3}/5.7 \times 10^{-3} \simeq 0.88$.

O CASO DO Ba

Vamos considerar o caso do Ba, que pode ser produzido pelo processo-r e pelo processo-s. A abundância de Ba pelo processo-r relativa ao Sol pode ser

escrita diretamente da equação (10.22) como

$$\frac{Z(\text{Ba})}{Z_{\odot}(\text{Ba})} = \frac{y_r(\text{Ba})}{Z_{\odot}(\text{Ba})} \omega t \quad (\text{processo - r}) \quad (10.26)$$

onde $y_r(\text{Ba})/Z_{\odot}(\text{Ba}) = 0.1$. Para o processo-s, é necessário usar (10.23), e obtemos

$$\frac{Z(\text{Ba})}{Z_{\odot}(\text{Ba})} = \left[\frac{y_s(\text{Ba})}{Z_{\odot}(\text{Ba})} e^{(1+\Lambda)\omega\Delta} \right] \omega(t - \Delta) \quad (\text{processo - s}). \quad (10.27)$$

Usando os dados de Pagel, o termo entre colchetes em (10.27) é igual a 1.33 e $\omega\Delta = 0.06$, de modo que

$$\frac{Z(\text{Ba})}{Z_{\odot}(\text{Ba})} = 1.33 (\omega t - 0.06) \quad (\omega t > 0.06) \quad (\text{processo - s}). \quad (10.28)$$

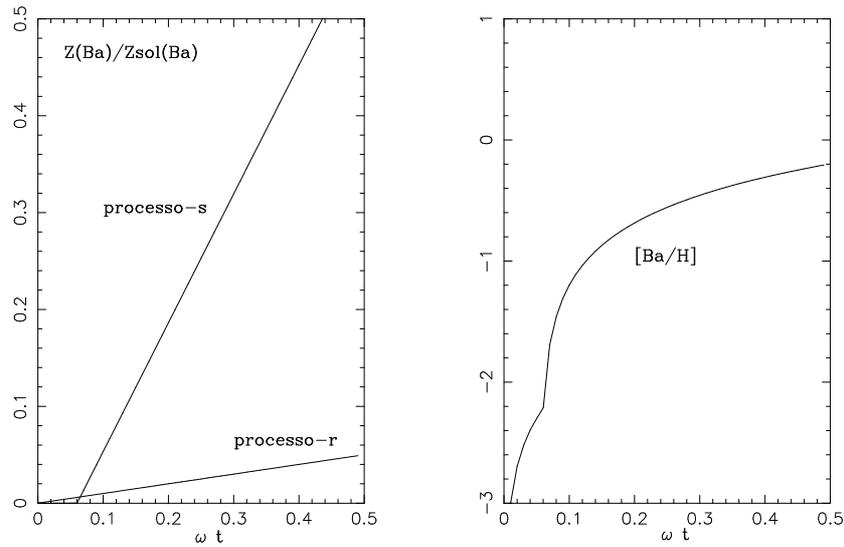


Figura 10.4 - Abundâncias de Ba no halo, segundo o modelo de Pagel.

A figura 10.4 mostra as abundâncias de Ba dadas por (10.26) e (10.28), além da abundância total relativa ao Sol, $[\text{Ba}/\text{H}]$.

O final da fase halo corresponde a $[\text{Fe}/\text{H}] = -1$ ou $[\text{O}/\text{H}] = -0.5$. Das figuras 10.3 e 10.4 vemos que o processo termina para $\omega t \simeq 0.4$, de modo que

a metalicidade alcançada é $Z \simeq y\omega t \simeq 0.008$ adotando $y = 0.020$. A metalicidade produzida no halo será usada como “semente” para a metalicidade do disco, no processo de *infall*. O parâmetro ω é considerado da ordem de $\omega \simeq 0.3 \text{ Gano}^{-1}$, como vimos nos modelos de Clayton, ou superior. Adotando este valor, temos $t_h \simeq 0.4/0.3 \simeq 1.3 \text{ Gano}$ para a escala de tempo de evolução do halo, e $t \simeq 0.06/0.3 \simeq 0.2 \text{ Gano}$ para o *tempo de atraso (delay time)* na produção dos elementos-s.

MODELO PARA O DISCO

O ajuste para a distribuição de metalicidades da vizinhança solar (capítulo 7) mostra também um bom acordo com os modelos para o disco de Clayton com $k = 4$. Pagel adota este modelo com um enriquecimento inicial a partir do halo, permitindo um atraso na produção dos elementos-s, como no caso anterior. As equações para as massas de gás e estrelas, expressas em termos da massa inicial do disco, são basicamente as mesmas usadas por Clayton. Os resultados para a evolução da massa total m , da massa de estrelas s e da massa de gás g no disco estão mostrados nas figuras 10.5 e 10.6. Nesta última figura, está mostrada a fração de gás μ e a razão s/g em função do tempo, adotando os valores $\omega = 0.2, 0.3, 0.4$ e 0.5 Gano^{-1} , para facilitar a comparação com os modelos de Clayton mostrados nas figuras 9.14a,b. Note-se que, no modelo de Pagel, $\omega t_1 \simeq 5.5$, de modo que $\omega \simeq 0.42$ para $t_1 \simeq 13 \text{ Gano}$. O sistema solar teria sido formado em $\omega t_{ss} \simeq 4$, o que corresponde a $\omega \simeq 0.47$ para $t_{ss} \simeq 8.5 \text{ Gano}$. Para $\omega t > 5$ a IRA não é uma boa aproximação, e os resultados são mais incertos.

A variação da abundância de $[\text{O}/\text{H}]$ e $[\text{Fe}/\text{H}]$ no disco está mostrada na figura 10.7a, que deve ser comparada à figura 10.3. No disco, a abundância de Fe tem uma componente “atrasada” com $\omega\Delta = 0.5$, correspondente à contribuição das supernovas de tipo Ia. Para a razão $[\text{Ba}/\text{H}]$, a curva é essencialmente coincidente com a de $[\text{O}/\text{H}]$, havendo uma continuidade entre as figuras 10.3b, 10.4b e 10.7a. Note-se por exemplo, que as abundâncias de $[\text{O}/\text{H}]$ e $[\text{Fe}/\text{H}]$ em $\omega t = 0.5$ são semelhantes nas figuras 10.3b e 10.7a. As abundâncias de Ba (processo-r) e Ba (processo-s) têm comportamento semelhante ao da figura 10.4a, como pode ser visto na figura 10.7b.

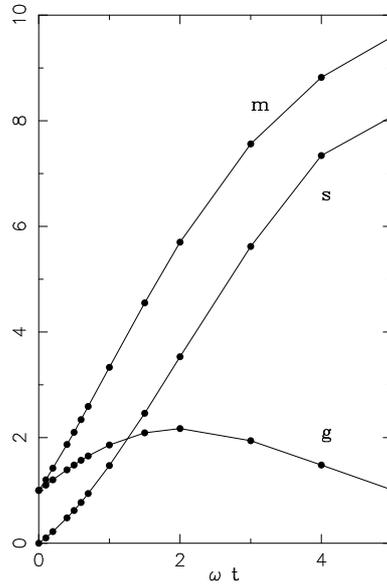


Figura 10.5 - Massa total, massa de gás e de estrelas no disco pelo modelo de Pagel.

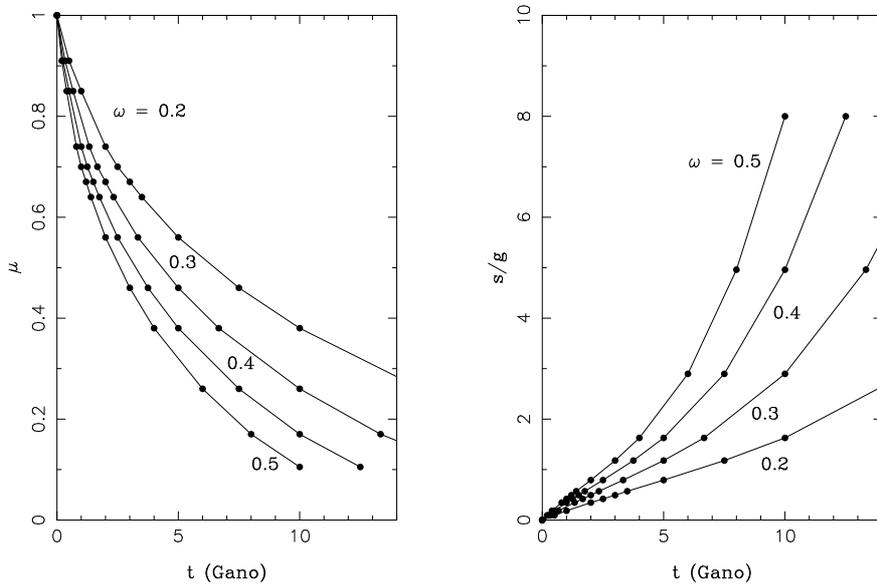


Figura 10.6 - Variação com o tempo (a) da fração de gás e (b) razão estrelas/gás no disco.

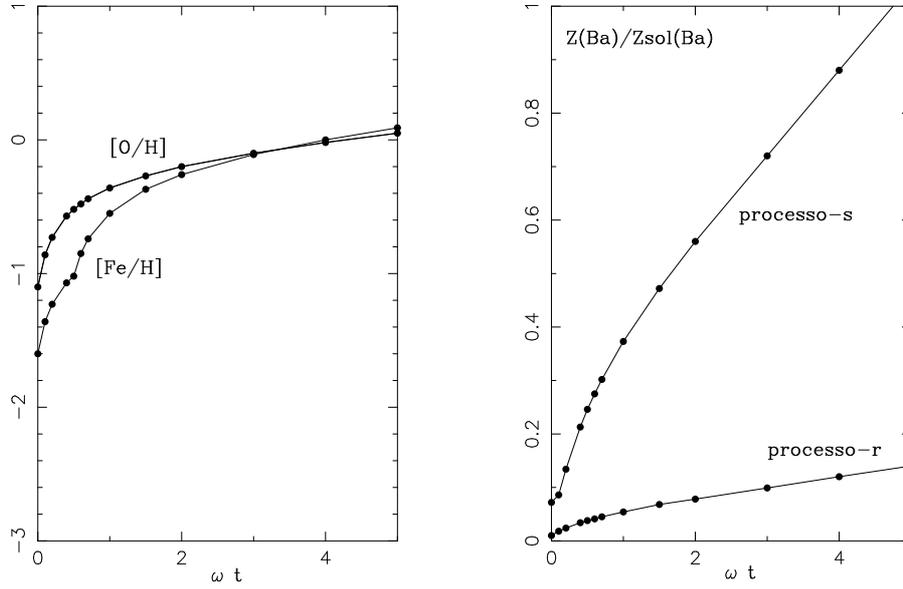


Figura 10.7 - Abundâncias de (a) [O/H] e [Fe/H] e (b) Ba (processo-r e processo-s) no disco pelo modelo de Pagel (1989b).

COMPARAÇÃO COM AS OBSERVAÇÕES

- A abundância total de metais no disco é dada pela figura 10.8 em termos de $z = Z/y$. Assim como na figura 10.1, está incluída à direita uma escala absoluta de Z adotando $y = 0.020$, para ilustração. Vemos que, para $\omega t \rightarrow 5$, $z \rightarrow 1.4$ e $Z_1 \simeq (1.4)(0.020) \simeq 0.028$, valor semelhante ao adotado anteriormente e à abundância solar.
- A fração final de gás pode ser obtida diretamente da figura 10.5 e usando a equação (9.69) como $\mu_1 = 1/(1 + s/g) = 1/(1 + 8) = 0.11$. Da figura 10.6, vemos que isto implica em $\omega \simeq 0.4$, em bom acordo com os cálculos anteriores.
- Podemos também estimar a razão entre a taxa de formação estelar atual e a taxa média passada no disco para este modelo. Usando a notação do capítulo 6, esta razão pode ser escrita

$$\frac{b_1}{\bar{b}} = \frac{(ds/dt)_{t_1}}{\langle ds/dt \rangle} = \frac{\omega g_1}{\frac{\omega}{t_1} \int_0^{t_1} e^{-(1+\Lambda)\omega t} dt} = \omega t_1 \frac{g_1}{s_1} \quad (10.29)$$

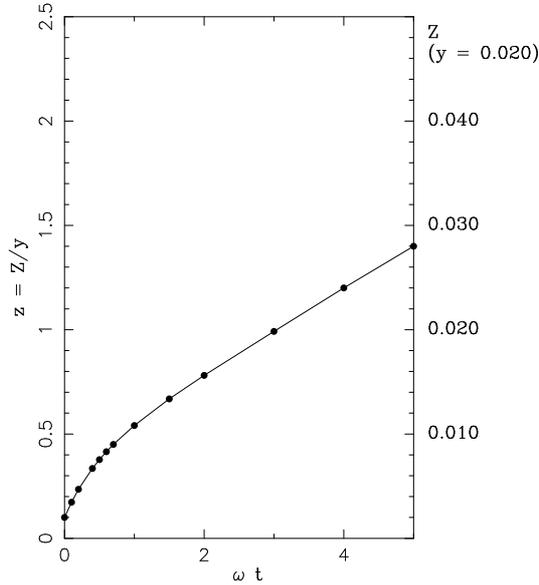


Figura 10.8 - Metalicidade total $z = Z/y$ no disco segundo o modelo de Pagel.

onde usamos (10.13), (10.18) e (10.19). Com os resultados anteriores (cf. figura 10.5), obtemos $b_1/\bar{b} = (5.5)(1.01/8.08) \simeq 0.69$, que é um resultado bastante razoável, dentro do intervalo estimado a partir da história da taxa de formação estelar determinada por Rocha-Pinto e Maciel (ver referências no final do capítulo),

$$1.29 > b_1 > 0.39 \quad (10.30)$$

lembrando que $\bar{b} = 1$ devido à condição de normalização (cf. equação 6.13).

- A distribuição de metalicidades no disco é satisfatória, uma vez que nesta região o modelo é basicamente semelhante aos modelos de Clayton, como vimos anteriormente (ver a linha tracejada na figura 7.6 e a figura 9.13).
- A relação idade-metalicidade para o disco está mostrada na figura 10.9, como $[\text{Fe}/\text{H}]$ em função do tempo, podendo ser comparada diretamente com as figuras 7.4 e 9.12. Consideramos dois casos, $\omega = 0.4 \text{ Gano}^{-1}$ e $\omega = 0.5 \text{ Gano}^{-1}$, de acordo com as conclusões anteriores.

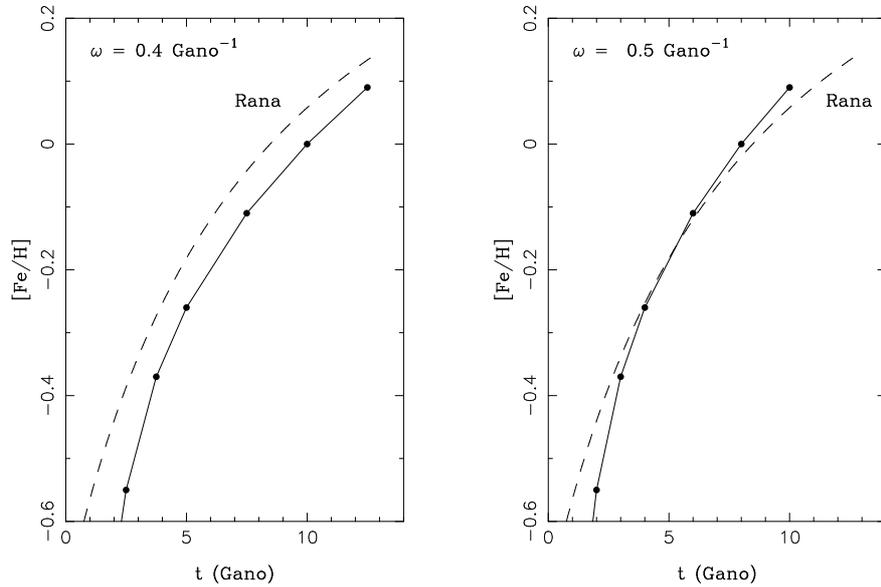


Figura 10.9 - Relação idade-metalicidade para o modelo de Pagel.

O ajuste de Rana (1991) dado pela equação (7.3) está também incluído na figura, para facilitar a comparação com as observações, e o mesmo ajuste está mostrado na figura 9.12, onde estão incluídos resultados dos modelos de Clayton. Uma vez mais, o ajuste do modelo de Pagel com as observações é satisfatório.

- As razões de abundância $[O/Fe]$ e $[\alpha/Fe]$ em função da metalicidade $[Fe/H]$ podem também ser obtidas pelo modelo, como pode ser visto na figura 10.10. O modelo reproduz aproximadamente o *plateau* em $[O/Fe] \simeq 0.5$, com um decréscimo nesta razão para o disco até atingir os valores solares. Estes resultados podem ser comparados diretamente com os dados observacionais recentes, e o acordo é bastante razoável, dada a simplicidade do modelo, embora $[O/Fe]$ não pareça ser estritamente constante no halo, de acordo com as novas observações, e o ajuste para a mudança de inclinação próximo a $[Fe/H] \simeq -0.6$ não coincide exatamente com os resultados do modelo.

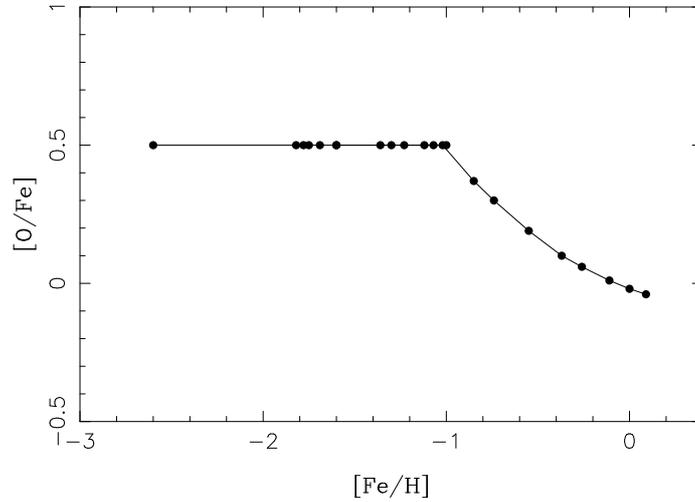


Figura 10.10 - Relação $[O/Fe]$ em função da metalicidade $[Fe/H]$ para o modelo de Pagel.

- Os gradientes de abundância não podem ser examinados de forma completa, uma vez que o modelo não é suficientemente detalhado para examinar todas as causas possíveis destes gradientes. Entretanto, podemos usar os resultados obtidos para inferir algumas conclusões sobre a variação da fração de gás, em vista da discussão na seção 8.6. O parâmetro ω não precisa ser necessariamente constante em toda a Galáxia, como pode ser sugerido por exemplo pelas figuras 10.9a,b. Vamos considerar que este parâmetro *decrece* quando a distância R ao centro da Galáxia aumenta, em 3 regiões no disco: uma zona interna com $\omega = 0.40$ (região A), uma zona solar com $\omega = 0.33$ (região B), e uma zona externa com $\omega = 0.22$ (região C). Em princípio, isto pode ser justificado considerando a influência da densidade superficial de gás sobre a taxa de formação estelar, como vimos na seção 7.6.

Aplicando o modelo de Pagel/Clayton com $k = 4$ e os mesmos parâmetros anteriores, e considerando uma distribuição exponencial para o gás e a massa total no disco, Pagel obteve os resultados mostrados na tabela 10.1. Com estes dados, podemos estimar o gradiente de O/H $d \log(O/H)/dR \simeq -0.02$ dex/kpc, usando valores típicos como $R_0 = 7.6$ kpc. Este resultado está um tanto abaixo do valor observado para regiões HII e nebulosas planetárias (ver a seção 7.9), mas a fração de gás varia na direção correta, de acordo com a discussão da seção 7.6. Isto pode ser visto superpondo os resultados da razão s/g da tabela 10.1 na figura 8.13b. Adotando o valor de R_0 acima, temos $R_A \simeq 4$ kpc, $R_B \simeq 8$ kpc e $R_C \simeq 14$ kpc. Podemos concluir que, para

$R > 6$ kpc o acordo entre os resultados da tabela 10.1 e os da figura 8.13b é satisfatório.

Tabela 10.1 - Variações radiais no modelo de Pagel.

Região	$R - R_0$	g	s/g	[O/H]
A	-4.1	0.64	14.87	0.107
B	0.0	1.01	8.52	0.049
C	6.2	1.82	3.39	-0.074

DESENVOLVIMENTOS MAIS RECENTES

Com os progressos recentes na determinação dos vínculos observacionais e em alguns dos ingredientes utilizados, novos modelos analíticos têm sido apresentados, procurando definir um cenário mais realístico para a evolução química da Galáxia. Os principais ingredientes afetados são as condições iniciais, os produtos finais da evolução estelar, a função inicial de massa e a taxa de formação estelar. Além disto, duas importantes modificações referem-se à separação entre o disco fino e o disco espesso, não previsto nos modelos publicados até meados dos anos 80 e a uma modificação do cenário clássico de formação galáctica proposto por Eggen et al. (1962) no sentido de que um colapso gradual levando à formação do halo e do disco não parece possível, mas estas duas fases teriam evoluído de forma independente.

- Alguns resultados dos modelos desenvolvidos por Pagel e colaboradores mostram que a distribuição de abundâncias em função da metalicidade medida pelo índice [O/H] podem ser ajustadas por modelos com (i) $\mu_1 = 0.11$, (ii) $k = 3$ (modelo padrão de Clayton), (iii) $m_f/m_0 = 7$, (iv) $\omega = 0.45 \text{ Gano}^{-1}$, $t = 16.5 \text{ Gano}$ (região A), $\omega = 0.3 \text{ Gano}^{-1}$, $t = 15 \text{ Gano}$ (região B).
- Uma relação idade-metalicidade pode também ser obtida com os modelos citados, com a característica de apresentar um variação mais lenta para as metalicidades mais altas, tipicamente no intervalo entre $\log t = 0.3$ e $\log t = 0.8$, ou seja, idades entre 1.5 e 6.3 Ganos, seguida por uma variação mais pronunciada entre $\log t = 0.8$ e $\log t = 1.1$, ou seja, idades entre 6 e 13 Ganos.

- As relações entre as razões $[O/Fe]$, $[Mg/Fe]$, etc. e a metalicidade $[Fe/H]$ no modelo de Pagel para o disco, com uma extensão até baixas metalicidades, $[Fe/H] \simeq -4.5$, são semelhantes aos resultados anteriores, por exemplo mostrados na figura 7.7. Os modelos analíticos sugerem uma razão $[O/Fe]$ essencialmente constante até $[Fe/H] \simeq -1$, com um bom ajuste aos dados para metalicidades mais altas, até o valor solar. Na região de baixas metalicidades o espalhamento é maior e a escolha dos parâmetros é mais incerta, de modo que o modelo não produz um aumento contínuo na razão $[O/Fe]$, como ocorre com alguns modelos numéricos. Como já foi mencionado, para elementos individuais a aproximação de reciclagem instantânea produz frequentemente resultados apenas aproximados. As relações obtidas para os elementos- α podem ser explicadas qualitativamente admitindo um *atraso* na produção de elementos como o Fe em relação ao O, Mg, etc, como vimos no capítulo 7. Na fase halo, uma inclinação na relação observada indicaria um pequeno atraso também em baixas metalicidades, o que não é previsto pelos modelos analíticos.
- A evolução de elementos-r pode também ser determinada com os novos modelos, por exemplo para a razão $[Eu/Fe]$ e $[Th/Fe]$. O ajuste do modelo é bastante bom, particularmente no disco, considerando que parte do espalhamento observado deve ser real. Para estes elementos, além do atraso observado em altas metalicidades, ocorre também um aumento na fase halo, causado pela diferença entre as escalas de tempo de produção destes elementos em relação à escala de tempo de formação do halo.

10.4 UM MODELO DIDÁTICO PARA A EVOLUÇÃO QUÍMICA DA GALÁXIA

A relação idade-metalicidade e especialmente a relação entre as abundâncias de $[O/Fe]$ e $[Fe/H]$ podem ser compreendidas a partir de um modelo “didático” extremamente simples. Vamos considerar que, desde o início da formação da Galáxia em $t = 0$, as estrelas estejam evoluindo de forma que o aumento na abundância Z dos elementos pesados seja constante, ou

$$\frac{dZ}{dt} = C \quad (10.31)$$

onde C é uma constante a determinar. Integrando (10.31) entre $t = 0$ e t , e escrevendo $Z(t = 0) = Z_0$, obtemos

$$\int_{Z_0}^Z dZ = C \int_0^t dt \longrightarrow Z = Z_0 + C t. \quad (10.32)$$

A constante C pode ser determinada considerando que $Z = Z_1$ em $t = t_1$,

$$Z_1 = Z_0 + C t_1 \longrightarrow C = \frac{Z_1 - Z_0}{t_1}. \quad (10.33)$$

Portanto, fixando os valores de Z_0 , Z_1 , e t_1 podemos determinar C por (10.33) e calcular a abundância Z em função do tempo por (10.32).

A RELAÇÃO $Z \times X/H$

Vimos na seção 8.7 que uma aproximação para a relação entre a abundância total Z e a abundância de oxigênio por número de átomos é

$$Z \simeq k_O (O/H) \quad (10.34)$$

onde usamos a notação $O/H = n_O/n_H$. Para o Fe podemos escrever

$$Z \simeq k_{Fe} (Fe/H) \quad (10.35)$$

De maneira geral, para o elemento X temos

$$Z \simeq k_X (X/H) \quad (10.36)$$

Podemos determinar as constantes k_X considerando a definição da abundância $\epsilon(X)$ dada por

$$\epsilon(X) = \log \frac{X}{H} + 12 \quad (10.37)$$

De (10.36) e (10.37) temos

$$k_X = Z 10^{12-\epsilon(X)} \quad (10.38)$$

Adotando o valor global solar $Z = 0.0142$ e as abundâncias solares $\epsilon(O) = 8.69$ e $\epsilon(Fe) = 7.50$ (tabela 1.2) obtemos $k_O \simeq 29$ e $k_{Fe} \simeq 450$.

De (10.34) e (10.35) obtemos

$$[O/H] = \log(O/H) - \log(O/H)_\odot = \log \left[\frac{Z}{k_O} \right] + 3.31 \quad (10.39)$$

$$[Fe/H] = \log(Fe/H) - \log(Fe/H)_\odot = \log \left[\frac{Z}{k_{Fe}} \right] + 4.50 \quad (10.40)$$

Naturalmente, a razão $[O/Fe]$ é dada por (cf. eq. 10.25)

$$[O/Fe] = [O/H] - [Fe/H] = \log \left[\frac{k_{Fe}}{k_O} \right] - 1.19. \quad (10.41)$$

Portanto, com os valores mencionados de k_O e k_{Fe} podemos obter $[O/H]$ e $[Fe/H]$ em função do tempo usando (10.39) e (10.40), e $[O/Fe]$ por (10.41).

MODELO A

No caso mais simples, $Z_0 = 0$, $Z_1 = 0.028$, que corresponde aproximadamente a $[Fe/H] \simeq 0.3$, (ver a seção 8.5) e $t_1 = 13$ Gano. Admitindo que os valores de k_O e k_{Fe} são constantes, temos de (10.32) $C = 0.00215 \text{ Gano}^{-1}$ e

$$Z(t) = 0.00215 t \quad (10.42)$$

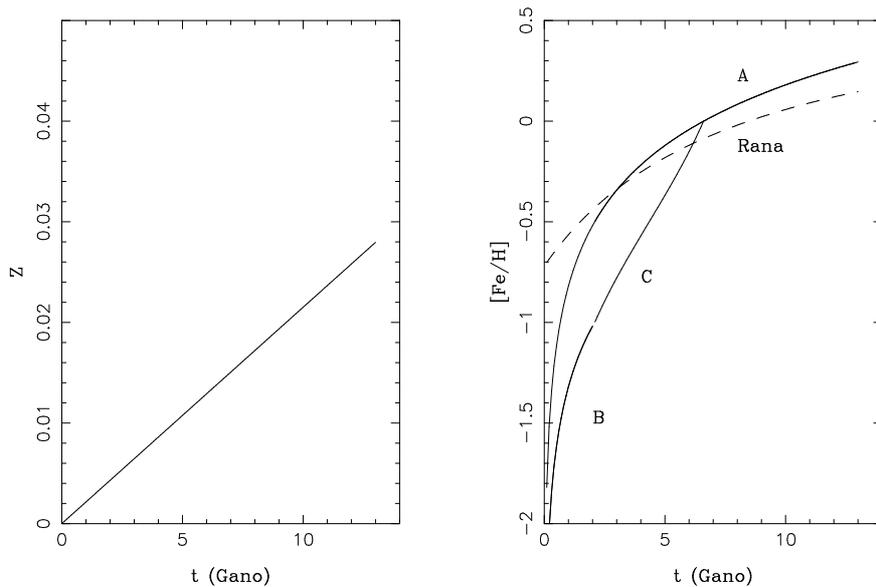


Figura 10.11 - (a) Metalicidade Z e (b) relação idade-metalicidade para o modelo ‘didático’ em função do tempo. A relação de Rana está também incluída (linha tracejada).

como está ilustrado na figura 10.11a. Este resultado é muito semelhante ao do modelo de Clayton com $k = 2$, como visto na figura 9.10. Naturalmente, poderíamos incluir uma pequena metalicidade inicial, obtendo resultados semelhantes aos do modelo de Pagel (cf. figura 10.8).

A relação idade-metalicidade pode ser obtida de (10.40) e (10.42), obtendo

$$[\text{Fe}/\text{H}] \simeq \log t - 0.82 \quad (10.43)$$

onde t está em Gano, e está mostrada na figura 10.11b, juntamente com a relação de Rana (linha tracejada) para comparação. Esta figura pode ser comparada diretamente com a relação de Pagel, mostrada na figura 10.9. Vemos que para o Modelo A $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ para $\log t \simeq 0.82$ ou $t \simeq 6.6$ Gano, correspondendo a uma idade de $13.0 - 6.6 = 6.4$ Gano para o sistema solar. Além disto, temos $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -1$ para $\log t = -0.18$, ou $t = 0.66$ Gano. Finalmente, a relação entre as abundâncias de $[\text{O}/\text{Fe}]$ e $[\text{Fe}/\text{H}]$ pode ser obtida de (10.41) com o resultado

$$[\text{O}/\text{Fe}] \simeq 0 \quad (10.44)$$

como ilustrado na figura 10.12a. Neste caso, $[\text{O}/\text{Fe}] = \text{constante} = 0$, isto é, conseguimos reproduzir *apenas* o resultado do disco na faixa solar, o que é uma consequência do fato de termos considerado k_{O} e k_{Fe} constantes desde o início da formação da Galáxia.

MODELO B

A relação $[\text{O}/\text{Fe}]$ do modelo A pode ser melhorada considerando que a produção de Fe sofre um *atraso* com relação ao oxigênio, uma vez que o Fe é produzido principalmente pelas supernovas de tipo Ia, formadas por estrelas de massa intermediária, com tempos de vida mais longos. Isto significa que nas épocas iniciais $t < t_h$, onde t_h é essencialmente a escala de tempo de formação do halo, a produção de Fe era *menor*, ou seja, a “constante” k_{Fe} era *maior* do que nas fases posteriores. Podemos determinar esta nova constante, k'_{Fe} considerando que em baixas metalicidades $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ a razão observada é $[\text{O}/\text{Fe}] \simeq 0.5$. Usando (10.41) temos

$$[\text{O}/\text{Fe}] = \log \left[\frac{k'_{\text{Fe}}}{k_{\text{O}}} \right] - 1.19 = 0.5. \quad (10.45)$$

de onde obtemos $k'_{\text{Fe}} \simeq 1420$. Vemos que este valor é superior ao valor para altas metalicidades, como esperado. Desta forma a relação idade-metalicidade fica

$$[\text{Fe}/\text{H}] \simeq \log t - 1.32 \quad (10.46)$$

válida para $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$, enquanto que para $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ a relação (10.43) permanece válida.

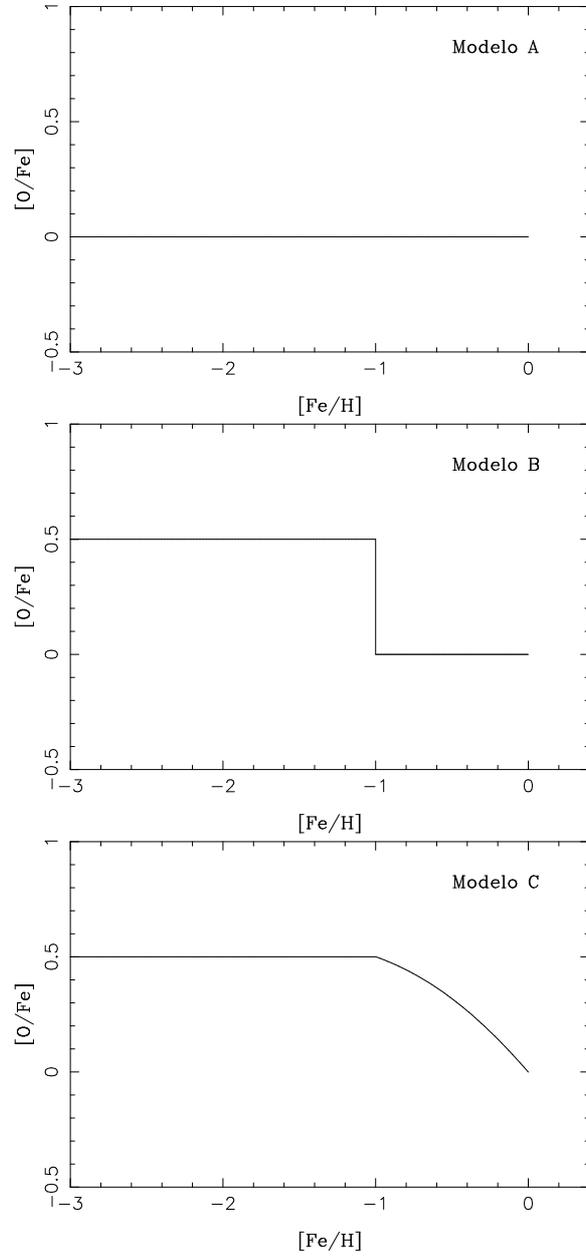


Figura 10.12 - Relação entre as abundâncias de $[O/Fe]$ e $[Fe/H]$ para os modelos A, B, C.

Para o modelo B obtemos $[Fe/H] = -1$ em $\log t \simeq 0.32$, ou $t \simeq 2.1$ Gano. Neste caso, os resultados da figura 10.11a não se alteram e os da figura 10.11b

são pouco afetados, pois a única modificação ocorre no cálculo para baixas metalicidades, $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$, ou $t < 2.1$ Gano.

A relação $[\text{O}/\text{Fe}]$ é constante e igual a 0.5 para baixas metalicidades, $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$, de acordo com a equação (10.45), e igual a zero para $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$ como no modelo A, como visto na figura 10.12b. Vemos que o modelo B apresenta uma variação na razão $[\text{O}/\text{Fe}]$ para baixas e altas metalicidades, *obtida simplesmente pelo fato de que k_{Fe} tem valores diferentes em altas e baixas metalicidades*. Esta relação já está mais próxima da relação observada (cf. figura 7.7).

MODELO C

Um modelo ainda mais aperfeiçoado pode ser obtido mantendo a constante $k'_{\text{Fe}} \simeq 1420$ para $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$ e considerando k_{Fe} como uma função linear do tempo para $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$, isto é

$$k_{\text{Fe}} = 1420 \quad [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1 \quad (10.47)$$

$$k_{\text{Fe}} = \alpha t + \beta \quad [\text{Fe}/\text{H}] > -1 \quad (10.48)$$

lembrando que $[\text{Fe}/\text{H}] = -1$ para $t = 2.1$ Gano e $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ para $t = 6.61$ Gano. Resolvendo o sistema

$$1420 = 2.1 \alpha + \beta \quad (10.49a)$$

$$450 = 6.6 \alpha + \beta \quad (10.49b)$$

obtemos $\alpha \simeq -216$ e $\beta \simeq 1874$ para reproduzir os valores em altas e baixas metalicidades.

A relação idade-metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}] \times t$ e a relação $[\text{O}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ permanecem as mesmas do modelo B para baixas metalicidades, $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1$, dadas por (10.46) e (10.45), respectivamente. Para as metalicidades mais altas, $[\text{Fe}/\text{H}] > -1$, obtemos k_{Fe} em função do tempo por (10.48) usando os valores calculados de α e β ; usando (10.40) e (10.42) obtemos $[\text{Fe}/\text{H}]$; usando (10.41) obtemos $[\text{O}/\text{Fe}]$. A figura 10.11b mostra que a correção (10.48) é provavelmente exagerada para o disco, mas os resultados da figura 10.12c são muito melhores, sendo possível reproduzir grosseiramente a relação observada, vista por exemplo na figura 7.7, ou a relação do modelo de Pagel, vista na figura 10.10. Neste modelo, se quisermos produzir uma pequena inclinação na relação entre a razão $[\text{O}/\text{Fe}]$ e a metalicidade em baixas metalicidades,

como mostrado na figura 7.7, basta adotar uma variação temporal para k_{Fe} semelhante à equação (10.41) *também* em baixas metalicidades.

A RAZÃO $[Ni/Fe] \times [Fe/H]$

Podemos aplicar o modelo didático a outras razões de abundâncias em função da metalicidade, como a razão $[Ni/Fe]$. A figura 10.13 apresenta esta razão em função da metalicidade $[Fe/H]$ para uma amostra de estrelas do disco. Vemos que a razão $[Ni/Fe]$ é essencialmente constante, pelo menos para metalicidades $[Fe/H] < 0.0$, o que está de acordo com a origem semelhante de Ni e Fe, produzidos principalmente por estrelas de massa intermediária, como podemos observar na figura 3.3. Neste caso, a equação (10.40) para $[Fe/H]$ permanece válida, com $k_{Fe} = 450$. A equação equivalente a (10.39) para $[Ni/H]$ fica

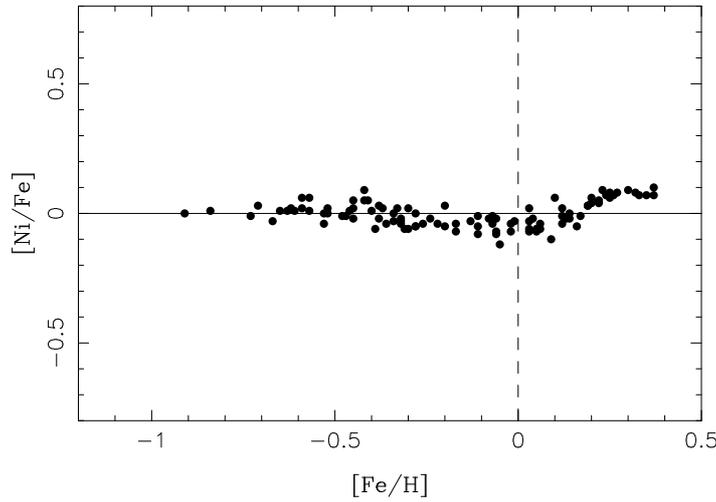


Figura 10.13 - Relação entre as abundâncias de $[Ni/Fe]$ e $[Fe/H]$ para uma amostra de estrelas do disco.

$$[Ni/H] = \log(Ni/H) - \log(Fe/H)_{\odot} = \log \left[\frac{Z}{k_{Ni}} \right] + 5.78 \quad (10.50)$$

onde adotamos a abundância fotosférica solar do Ni, $\epsilon(Ni) = 6.22$ (ver tabela 1.2). A constante k_{Ni} , pode ser obtida de (10.38), considerando novamente

$Z = 0.0142$, obtendo $k_{Ni} = 8556$. A relação para $[Ni/Fe]$ pode então ser obtida de (10.40) e (10.50), com o resultado

$$[Ni/Fe] = [Ni/H] - [Fe/H] = \log \left[\frac{k_{Fe}}{k_{Ni}} \right] + 1.28 \quad (10.51)$$

que pode ser comparada com (10.41). Portanto, de (10.51) vemos que $[Ni/Fe] = 0$ para todos os valores de $[Fe/H]$, como indicado pela linha sólida na figura 10.13.

A RAZÃO $[Mn/Fe] \times [Fe/H]$

A razão $[Mn/Fe]$ em função da metalicidade $[Fe/H]$ para estrelas do bojo galáctico está mostrada na figura 10.14. Vamos aplicar o Modelo C para tentar ajustar a variação observada. Assim como no caso da razão $[O/Fe]$, vamos admitir que a constante k_{Mn} não depende da metalicidade $[Fe/H]$ (ou do tempo), absorvendo todas as variações na “constante” k_{Fe} , como no caso anterior. Neste caso, a equação (10.40) para $[Fe/H]$ se mantém, com uma k_{Fe} variável, e as equações para o Mn ficam

$$[Mn/H] = \log(Mn/H) - \log(Fe/H)_{\odot} = \log \left[\frac{Z}{k_{Mn}} \right] + 6.57 \quad (10.52)$$

$$[Mn/Fe] = [Mn/H] - [Fe/H] = \log \left[\frac{k_{Fe}}{k_{Mn}} \right] + 2.07 \quad (10.53)$$

onde usamos $\epsilon(Mn) = 5.43$. A constante k_{Mn} , admitida independente de $[Fe/H]$ (ou do tempo) pode ser calculada por (10.38), obtendo $k_{Mn} = 52758$. Para obter k_{Fe} vamos adotar $[Mn/Fe] = -0.3$ para $[Fe/H] = -1.0$ e $[Mn/Fe] = 0.0$ para $[Fe/H] = 0.0$, de acordo com os dados da figura 10.14. De (10.53) com $[Mn/Fe] = -0.3$ obtemos $k_{Fe} = 225$, apropriado para $[Fe/H] = -1.0$, e com $[Mn/Fe] = 0.0$ obtemos $k_{Fe} = 450$, apropriado para $[Fe/H] = 0.0$. Assim como no Modelo C, vamos adotar as relações (10.42) e (10.48) para Z e k_{Fe} , respectivamente. De (10.40) e (10.42) temos $t = 0.33$ Gano para $[Fe/H] = -1.0$ e $t = 6.62$ Gano para $[Fe/H] = 0.0$. Substituindo esses valores na equação (10.48), obtemos as constantes $\alpha = 35.8$ e $\beta = 213.2$. De (10.40) e (10.42) podemos eliminar Z , obtendo

$$t = k_{Fe} 10^{[Fe/H]-1.83} \quad (10.54)$$

Usando esta relação e (10.48) obtemos uma relação entre k_{Fe} e $[Fe/H]$:

$$k_{Fe} = -5.96 \left[10^{[Fe/H]-1.83} - \frac{1}{35.8} \right]^{-1} \quad (10.55)$$

Portanto, podemos calcular $[Mn/Fe]$ para qualquer valor de $[Fe/H]$ usando as equações (10.53) e (10.55). O resultado está mostrado na figura 10.14 pela linha cheia, com um ajuste razoável aos dados observacionais.

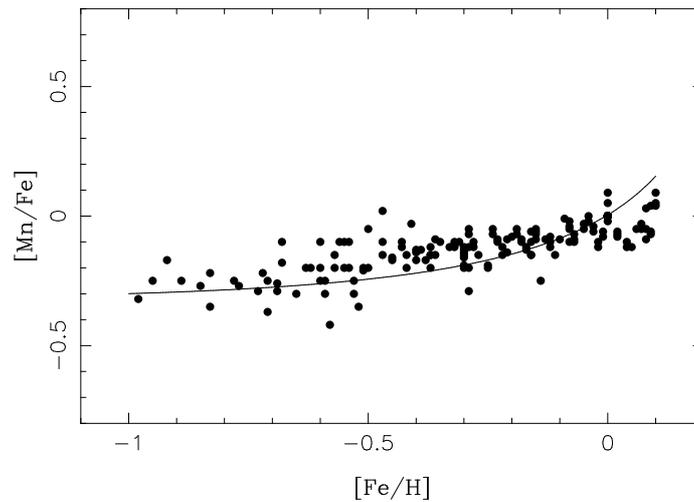


Figura 10.14 - Relação entre as abundâncias de $[Mn/Fe]$ e $[Fe/H]$ para uma amostra de estrelas do bojo. A linha mostra o resultado da aplicação do “modelo didático”.

EXERCÍCIOS

- 10.1 Considere o melhor modelo de acréscimo de Lynden-Bell, e faça um gráfico semelhante ao da figura 10.1 para a variação da massa de gas $g(s)$. Use os valores $M = 5$, $M = 10$ e $M = 20$.
- 10.2 Considere o modelo “didático” de evolução química da seção 10.4. Adote $Z_{\odot} = 0.015$, $\epsilon(O)_{\odot} = \log(O/H)_{\odot} + 12 = 8.70$ e $\epsilon(Fe)_{\odot} = \log(Fe/H)_{\odot} + 12 = 7.50$ para a composição química solar.
 - (a) Nas relações $Z = k_O (O/H)$ e $Z = k_{Fe} (Fe/H)$, quais seriam os valores das constantes k_O e k_{Fe} ?

(b) Considerando um atraso na produção de Fe tal que a razão $[O/Fe]$ seja igual a 0.5 para $[Fe/H] < -1$, qual seria o novo valor da constante k_{Fe} para $[Fe/H] < -1$?

10.3 A relação $[Mg/Fe] \times [Fe/H]$ para uma amostra de estrelas do bojo mostra um decréscimo contínuo de $[Mg/Fe]$ para o intervalo de metalicidades $-1.0 \leq [Fe/H] \leq 0.0$. Aplique o “modelo didático” da seção 10.4 de acordo com o seguinte roteiro:

(a) Estime a “constante” k_{Mg} definida pela relação $Z = k_{Mg} (Mg/H)$, adotando a metalicidade global do Sol, $Z = 0.0142$ e o valor fotosférico da abundância de Mg, $\epsilon(Mg) = 7.60$.

(b) Considere o Modelo C, em que a produção de Fe tem um atraso com relação à produção de Mg, de modo que k_{Fe} não é uma constante, mas depende do tempo. Neste caso, a eq. 10.40 permanece válida, mas como fica a relação equivalente a 10.39 para a razão $[Mg/Fe]$?

(c) Obtenha uma relação $[Mg/Fe] \times [Fe/H]$ como uma função implícita do tempo.

(d) Adote a relação $k_{Fe} = 1874 - 216 t$ no intervalo $-1.0 \leq [Fe/H] \leq 0.0$ e admita que $Z = 0.00215 t$, com t em Gano. Obtenha a razão $[Mg/Fe]$ para os valores da metalicidade $[Fe/H] = -1.0, -0.5$ e 0.0 .

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- EGGEN, O. J., LYNDEN-BELL, D., SANDAGE, A. R. 1962, *Astrophys. J.* vol. 136, p. 748.
 Processo de formação galáctica por colapso de gás primordial.
- HARTWICK, F. D. A. 1976, *Astrophys. J.* vol. 209, p. 418.
 Versão do modelo simples posteriormente aperfeiçoada pelos modelos de B. E. J. Pagel.
- LYNDEN-BELL, D. 1975, *Vistas in Astronomy* vol. 19, p. 299.
 Desenvolvimento do modelo analisado na seção 10.2. Ver também Pagel, B. E. J. 1989, *Evolutionary phenomena in galaxies*, ed. J. E. Beckman, B. E. J. Pagel, Cambridge, p. 210.
- MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer.
 Aplicação de modelos analíticos. Ver também Matteucci, F. 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283.

PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed.

Ver também Pagel, B. E. J. 1989, *Evolutionary phenomena in galaxies*, ed. J. E. Beckman, B. E. J. Pagel, Cambridge, p. 210; 1989, *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, vol. 18, p. 161; 1994, *The formation and evolution of galaxies*, ed. C. Muñoz Tuñon, F. Sánchez, Cambridge, p. 149; 1995, *Rev. Mex. Astron. Astrof. S. C.* vol. 3, p. 125; Pagel, B. E. J., Patchett, B. E., 1975, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 172, p. 13; Pagel, B. E. J., Tautvaišienė, G. 1995, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 276, p. 505; 1997, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* vol. 288, p. 108.

RANA, N. C. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 29, p. 129.

Discussão da relação aproximada entre a idade e a metalicidade na Galáxia.

TINSLEY, B. M. 1980, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 5, p. 287.

Estuda diversos modelos analíticos de evolução química.

MODELOS NUMÉRICOS

11.1 INTRODUÇÃO

A solução completa do problema da evolução química da Galáxia, mesmo sem levar em conta detalhadamente os processos dinâmicos, não pode ser obtida por métodos analíticos, não obstante alguns modelos recentes mais sofisticados, como vimos no capítulo anterior. Em modelos mais realísticos é necessário relaxar a hipótese da reciclagem instantânea (IRA) e calcular a evolução de cada elemento individualmente, considerando sua posição na Galáxia, como sua distância ao centro, associação ao disco, halo ou bojo, uma vez que estas componentes têm escalas de tempo de formação diferentes.

Existe atualmente um grande número de modelos numéricos de evolução química, geralmente aplicáveis ao disco, bojo e halo, ou à Galáxia como um todo, além dos modelos específicos para outras galáxias. A existência de tantos modelos, frequentemente com hipóteses muito diversificadas e um grande número de parâmetros, levanta naturalmente a questão de sua unicidade.

Os modelos podem ser classificados de maneiras diferentes, mas têm em geral algumas características em comum, como (i) o relaxamento da IRA, (ii) o acompanhamento da evolução de elementos individuais, em contraposição à evolução da metalicidade Z dos modelos mais simples vistos nos capítulos 8 a 10, (iii) a presença de queda de matéria (*infall*), ventos galácticos e fluxos

radiais, (iv) a consideração mais ou menos explícita de diversas fases ou zonas de aplicação dos modelos, como disco, bojo ou halo, (v) a consideração em graus variáveis de detalhamento dos processos hidrodinâmicos associados à evolução das galáxias, e (vi) a proposição de um cenário evolutivo, desde o cenário clássico de Eggen et al. (1962) até outros cenários mais recentes, como a presença de *infall* duplo, hiatos na formação estelar, etc., ou evidências de uma transição mais abrupta entre o halo e o disco. Para fins didáticos, vamos neste capítulo dividir os modelos em 4 classes:

- Modelos clássicos
- Modelos multifásicos
- Modelos quimiodinâmicos
- Novos Modelos: Arqueologia galáctica

Naturalmente, outras divisões podem ser feitas, e um dado modelo pode ser classificado de forma diferente, segundo o ponto de vista adotado, uma vez que esta classificação é feita para fins essencialmente didáticos. Por exemplo, Matteucci (2012) considera modelos *seriais*, em que a Galáxia foi formada em um único evento de *infall*, no qual o halo formou-se primeiro, em uma escala de tempo curta (1 a 2 Gano), seguindo-se a formação do disco espesso e do disco fino (3 a 4 Gano), além dos modelos *paralelos*, em que os diversos componentes galácticos começaram a ser formados ao mesmo tempo, mas com escalas diferentes.

11.2 MODELOS CLÁSSICOS

INTRODUÇÃO

Os modelos puramente de evolução química consideram geralmente as equações de evolução da massa de gás, ou da massa de elementos individuais, sem entrar em detalhes sobre os aspectos dinâmicos da evolução galáctica, podendo ser divididos nos tipos:

- Modelos de caixa fechada
- Modelos com *infall* e ventos galácticos

Os *modelos de caixa fechada (closed box)* são modelos relativamente simples, geralmente com soluções analíticas, como vimos nos capítulos 8 a 10.

Alguns destes modelos introduzem hipóteses menos restritivas, o que leva à procura de soluções numéricas.

Os *modelos com infall e ventos galácticos (open box)* são os principais modelos desenvolvidos nos últimos 30 anos, e alguns são os responsáveis pelos melhores ajustes já obtidos com relação à maioria dos vínculos observacionais. Muitos exemplos desta classe de modelos podem ser encontrados na literatura, como indicado nas bibliografia no final do capítulo.

EQUAÇÕES BÁSICAS

Como uma ilustração dos modelos numéricos de evolução química, vamos considerar a equação que descreve a evolução da massa de um elemento i do gás, $M_i = X_i M_g$, em um modelo típico. Para os modelos analíticos, vimos que esta equação pode ser escrita da forma (8.8), (8.32) ou (9.1). Para um modelo numérico, podemos escrever (ver por exemplo Matteucci 2012)

$$\frac{dM_i(t)}{dt} = -\psi(t) X_i(t) + E_i(t) + X_f f(t) - X_i W(t) \quad (11.1)$$

(cf. eq. 9.1), onde os 4 termos do segundo membro têm o mesmo significado visto anteriormente, isto é

- $-\psi(t) X_i(t) \rightarrow$ Decréscimo em X_i devido à formação estelar;
- $+E_i(t) \rightarrow$ Acréscimo em X_i devido à ejeção pelas estrelas;
- $+X_f f(t) \rightarrow$ Acréscimo em X_i devido ao *infall*;
- $-X_i W(t) \rightarrow$ Decréscimo em X_i devido aos ventos galácticos.

Neste caso, a principal diferença em relação aos modelos analíticos ocorre no termo de ejeção $E_i(t)$, que pode ser escrito

$$\begin{aligned} E_i(t) = & \int_{m_1}^{m_2} \psi(t - \tau_m) Q(t - \tau_m) \phi(m) dm + \\ & A \int_{m_2}^{m_3} \phi(m) \left[\int_{\mu_m}^{0.5} F(\mu) \psi(t - \tau_{m2}) Q(t - \tau_{m2}) d\mu \right] dm + \\ & (1 - A) \int_{m_2}^{m_3} \psi(t - \tau_m) Q(t - \tau_m) \phi(m) dm + \\ & \int_{m_3}^{m_4} \psi(t - \tau_m) Q(t - \tau_m) \phi(m) dm \end{aligned} \quad (11.2)$$

O primeiro termo do segundo membro é o termo de ejeção por estrelas isoladas com massas no intervalo m_1, m_2 , sendo m_1 é a massa mínima que contribui ao enriquecimento galáctico, $m_1 \simeq 0.8M_\odot$, e m_2 corresponde à menor massa para formação de sistemas binários que possam dar origem a supernovas de tipo Ia, $m_2 \simeq 3M_\odot$. A quantidade $Q(t - \tau_m)$ é a chamada *matriz de produção*, e corresponde à fração da massa do elemento considerado devolvida ao meio interestelar. As demais quantidades têm o mesmo significado visto anteriormente.

O segundo termo é o termo de ejeção por estrelas binárias com massas entre m_2, m_3 , que dão origem a supernovas de tipo Ia. Neste caso, m_3 é a massa máxima considerada, correspondendo a massas até cerca de $8 M_\odot$ para cada componente, isto é, $m_3 \simeq 16M_\odot$. O parâmetro A é a fração dos sistemas binários que podem dar origem a supernovas de tipo Ia. No termo entre colchetes, $F(\mu)$ é a função de distribuição para a fração de massa da estrela secundária, $\mu = m(sec)/m$, e μ_m é a fração de massa mínima que pode contribuir para a taxa de supernovas de tipo Ia no tempo t . Neste termo, m refere-se à massa do sistema binário, e τ_{m2} corresponde ao tempo de vida da estrela secundária, a qual define a escala de tempo para a explosão.

O terceiro termo é o termo de ejeção por estrelas com massas entre m_2, m_3 , isoladas ou binárias que não produzem supernovas de tipo Ia, e morrem como supernovas de tipo II ou anãs de C-O.

O quarto termo corresponde à ejeção por estrelas mais massivas que m_3 , até uma massa limite $m_4 \leq 100M_\odot$, um valor incerto. Originam supernovas de tipo II.

Naturalmente, a solução de (11.1) envolve o cálculo de todos os termos em (11.2), de modo que é necessário o conhecimento prévio das matrizes de produção, das prescrições de nucleossíntese, da taxa de formação estelar e da função de massa inicial. Além disso, os modelos geralmente calculam as taxas de novas e supernovas, uma vez determinadas a SFR, IMF e os limites de massas dados pela relação (11.2).

Vamos a seguir considerar as principais características de alguns modelos representativos publicados nos últimos 30 anos, sem a preocupação de formar um quadro completo ou exaustivo de todos os tipos de modelos encontrados na literatura. Nesta seção vamos comentar alguns modelos publicados até 2000, aproximadamente, deixando os modelos mais recentes para a seção 11.5.

EXEMPLOS

• Lacey e Fall (1985)

Lacey e Fall (1985) apresentaram uma série de modelos para a evolução química do disco galáctico considerando, além do *infall*, a presença de *fluxos de gás* na direção radial, com velocidades constantes no tempo mas variáveis com a distância galatocêntrica. O *infall* é de material não processado e ocorre a uma taxa que decai exponencialmente com o tempo, e a SFR varia com a potência n da densidade superficial de gás, com $n = 1$ ou 2 . A evolução química é tratada sob a aproximação de reciclagem instantânea, e as equações para a densidade superficial de estrelas (M_*), gás (M_g) e metalicidade Z ficam

$$\frac{\partial M_*}{\partial t} = (1 - R)\psi \quad (11.3)$$

$$\frac{\partial M_g}{\partial t} = -(1 - R)\psi + f - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r M_g) \quad (11.4)$$

$$M_g \frac{\partial Z}{\partial t} = y(1 - R)\psi - fZ - M_g v_r \frac{\partial Z}{\partial r} \quad (11.5)$$

onde ψ e f são a SFR e taxa de *infall* médias por unidade de área, e os termos envolvendo a velocidade do escoamento v_r levam em conta os fluxos radiais. Estas equações podem ser comparadas, por exemplo, às equações (8.30), (8.31) e (8.34).

Os modelos ajustam a relação idade-metalicidade, a distribuição de metalicidades da vizinhança solar, e as variações radiais da metalicidade, SFR e densidades superficiais de gás e estrelas. Estes vínculos requerem fluxos radiais com velocidades $v_r \simeq -(0.5 - 1.0)$ km/s, as quais podem ser justificadas teoricamente e com base nas observações disponíveis. Neste modelo, em particular, os gradientes de abundância devem-se às variações radiais na eficiência da formação estelar ou na eficiência da diluição do gás pelo *infall*, com um limite para a formação estelar em $r_* \simeq 18$ kpc.

• Matteucci e Greggio (1986)

Neste modelo, foi calculada a evolução de vários elementos químicos, como C, O, Mg, Si e Fe, para a vizinhança solar, utilizando explicitamente a equação (11.2). O modelo inclui a nucleossíntese de supernovas de tipos I e II dentro do cenário de formação de supernovas tipo I por acréscimo de matéria em sistemas binários. Neste caso, a IRA deve ser relaxada, devido aos tempos

de vida longas das estrelas de massa intermediária. A IMF é admitida na forma de lei de potência e constante no tempo, e considera-se um *infall* de material pré-galáctico. A razão [O/Fe] é reproduzida no halo e no disco, implicando em uma maior produção de Fe nas supernovas de tipo I, com alguma contribuição das supernovas de tipo II, e na produção de O por estas últimas. A abundância de Fe solar obtida é maior que a observada por um fator 2. Da mesma forma, obtém-se uma superabundância de carbono em estrelas pobres em metais, em desacordo com as observações. Neste trabalho, não foram encontradas evidências de uma geração inicial de estrelas massivas, ditas de população III. A relação idade-metalicidade obtida está em bom acordo com a de Twarog (1980). A taxa de produção de supernovas de tipos I e II foi também determinada como uma função do tempo, com um máximo da ordem de $0.04 \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$ (tipo I) e $0.17 \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$ (tipo II).

- Rana e Wilkinson (1986)

Rana e Wilkinson (1986, 1987) desenvolveram um modelo consistente de evolução química da Galáxia, em particular da vizinhança solar, considerando em detalhe a taxa de formação estelar. O trabalho inclui a presença de matéria escura e mostra que a SFR está correlacionada com a densidade superficial de H_2 na forma $\psi \propto \sigma(\text{H}_2)^k$ onde $k \simeq 1.2 - 1.6$. O modelo sugere que a SFR não variou sensivelmente durante o tempo de vida do disco, propõe uma solução para o problema das anãs G, o gradiente de metalicidade observado em nebulosas fotoionizadas e a relação idade-metalicidade.

- Tosi (1988)

Com o objetivo de estudar a unicidade das soluções dos modelos de evolução química da Galáxia, Tosi (1988) calculou modelos numéricos variando as hipóteses dos principais parâmetros envolvidos. Conclui-se que, embora não exista uma solução única para o problema, apenas alguns modelos reproduzem as características observadas no disco galáctico. Estes modelos (i) admitem que a SFR não decresceu rapidamente com o tempo, (ii) abandonam uma dependência simples da SFR com a densidade do gás, (iii) consideram uma IMF com no máximo pequenas variações no espaço e no tempo e com um número reduzido de estrelas massivas, (iv) adotam uma taxa de *infall* que decresce com o tempo mais lentamente que a SFR, com um valor atual na faixa de $0.3 - 1.8 M_{\odot}/\text{ano}$ para o disco, e (v) consideram fluxos radiais relacionados ao *infall*, com um escoamento em direção às partes internas do disco correspondente a uma fração menor que 50% do gás que cai sobre o disco. Os vínculos

usuais da vizinhança solar são considerados, e são obtidas distribuições radiais da SFR, abundâncias de O/H e N/H, razões isotópicas $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, e uma relação idade-metalicidade com um bom ajuste aos dados de Twarog (1980).

- Matteucci e François (1989)

O modelo de Matteucci e François (1989) constitui um avanço com relação ao modelo de Matteucci e Greggio (1986), admitindo que o disco é formado por acréscimo de material primordial com uma escala de tempo dependente da distância galactocêntrica. Esta escala é da ordem de alguns bilhões de anos, tendo o bojo e as partes internas do disco sido formados mais cedo. O uso de relações $[\text{O}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ permite estimar a escala de tempo de formação do halo, entre 1 e 1.5 Gano, quando $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -1.0$. A SFR é semelhante à do modelo de Schmidt (1959). São calculadas as abundâncias dos elementos como no caso anterior, incluindo N, Ne e S, a massa de gás, taxas de supernovas e a taxa de formação estelar, tanto na vizinhança solar, como no disco em geral. O modelo reproduz a distribuição de metalicidades das anãs G, assim como a razão idade-metalicidade e as abundâncias relativas ao Fe até o halo.

São obtidos gradientes de abundâncias semelhantes aos observados em nebulosas fotoionizadas. As diferenças entre os gradientes de diferentes elementos são interpretadas em termos de sua nucleossíntese e escalas de tempo de vida das estrelas. Mecanismos para a formação do disco são discutidos, concluindo-se ser favorecida a hipótese de formação a partir de gás primordial vindo de fora da Galáxia.

- Meusinger (1992)

Neste trabalho, Meusinger (1992) incorpora processos de escoamento de material enriquecido em modelos de evolução química para a vizinhança solar, procurando reproduzir os vínculos observacionais disponíveis. A troca de massa entre o disco galáctico e o ambiente inclui “fontes” galácticas (*galactic fountains*), *infall* de gás extragaláctico e *outflows* de gás enriquecido e poeira da própria Galáxia. Neste caso, a SFR, a IMF e a taxa de *infall* não são descritos por leis analíticas *ad hoc*, mas admite-se a IRA e que o *yield* e a IMF são constantes durante o tempo de vida do disco. Os resultados permitem ajustar satisfatoriamente os vínculos observacionais e confirmam que o *infall* foi provavelmente mais importante em épocas iniciais com relação ao presente.

- Prantzos e Aubert (1995)

Neste modelo, a evolução química do disco galáctico é considerada, em um esforço para obter um conjunto mínimo de vínculos observacionais, entre os quais o decréscimo observado nos gradientes de abundância na direção do anticentro galáctico, isto é, em altas distâncias galactocêntricas. Considera-se um modelo simplificado, com anéis concêntricos fechados, mas relaxando a IRA. Conclui-se que (i) uma dependência radial da SFR é necessária, por exemplo $SFR \propto R^{-1}$; (ii) o “corte” na SFR nas bordas do disco deve ser colocado em densidades superficiais menores que geralmente considerado, (iii) modelos com índices para a variação da SFR com a densidade de gás $n \simeq 1$ são preferidos, e (iv) modelos que reproduzem os perfis de gás e frações de gás não são compatíveis com gradientes radiais muito achatados. De acordo com este modelo, pode-se concluir que os modelos com a IRA subestimam a fração de gás em épocas mais recentes ($t \geq 4$ Gano), enquanto que superestimam a metalicidade neste período.

- Carigi (1996)

Este modelo é uma extensão do modelo de Carigi (1994) para a vizinhança solar, aplicado ao disco galáctico, em distâncias galactocêntricas de 4 a 20 kpc. Admite que o disco se originou do *infall* de gás primordial e considera a influência da SFR na distribuição radial dos elementos e densidade superficial de gás. A SFR é considerada proporcional às densidades de gás e total, na forma $\psi \propto \sigma_g^x \sigma_t^{1-x}$, com $x \simeq 1 - 2$. O modelo adota *yields* dependentes da metalicidade e considera a possibilidade de uma IMF também dependente da metalicidade.

O melhor modelo tem $x = 1.4$, com uma escala de tempo de *infall* variando linearmente com o raio e uma IMF independente do tempo. Este modelo ajusta a magnitude dos gradientes radiais observados em nebulosas fotoionizadas, e prevê um achatamento com o tempo destes gradientes. Na distribuição radial das abundâncias de O/H previstas pelo modelo as abundâncias previstas são geralmente mais altas que as observadas, e a concavidade da curva teórica sugere uma acentuação do gradiente na direção do anticentro, em desacordo com as observações. Desenvolvimentos mais recentes destes modelos apresentam melhores ajustes com relação às observações, embora um aumento dos gradientes para maiores distâncias galactocêntricas continue presente. A densidade superficial de gás e a SFR têm um comportamento semelhante ao do modelo anterior. Para a vizinhança solar, a razão idade-

metalicidade e as razões de abundâncias de $[C/Fe]$ e $[O/Fe]$ ajustam-se bem aos dados observacionais, mas a distribuição de metalicidades das anãs G apresenta um pico deslocado para altas metalicidades por ~ 0.2 dex com relação às observações, além de um excesso de estrelas de baixa metalicidade (problema das anãs G).

- Chiappini et al. (1997)

Este modelo pode ser considerado uma atualização dos modelos de Matteucci e Greggio (1986) e Matteucci e François (1989), com algumas modificações importantes. São considerados dois episódios principais de *infall*, responsáveis pela formação do halo/disco espesso e disco fino, respectivamente. O modelo aplica-se essencialmente ao disco, e admite implicitamente que a escala de tempo para formação do halo é da mesma ordem de grandeza que a escala para formação do disco espesso, $t \leq 1$ Gano. A escala de tempo para formação do disco fino é muito maior, $t \simeq 8$ Gano para a vizinhança solar, de modo que o gás que forma o disco fino vem principalmente do meio intergaláctico.

Neste modelo, a taxa de acréscimo de gás primordial (*infall*) pode ser escrita

$$\text{taxa de infall} = A(r) e^{-[t/\tau_H(r)]} + B(r) e^{-(t-t_{max})/\tau_D(r)} \quad (11.6)$$

onde $\tau_H(r) \sim 2$ Gano é a escala de tempo de *infall* para o halo, $\tau_D(r) \propto r$ é a escala de tempo de *infall* para o disco, aumentando linearmente com a distância galactocêntrica r , t_{max} é a escala de tempo do máximo de *infall* sobre o disco fino. A taxa de formação estelar pode ser escrita

$$SFR \propto \sigma_{gas}^{k_1} \sigma_{tot}^{k_2} \quad (11.7)$$

onde σ_{gas} é a densidade superficial de gás, σ_{tot} é a densidade superficial de massa total, com $k_1 \simeq 1.5$ e $k_2 \simeq 0.5$.

A escala de tempo de formação do disco fino é considerada como uma função da distância galactocêntrica, como em Matteucci e François (1989), o que leva a um cenário *inside-out* para a formação da Galáxia. O modelo adota um limite para o processo de formação estelar, que cessa quando a densidade superficial do gás atinge cerca de $7 M_\odot/\text{pc}^2$, o que produz um hiato na SFR no final da fase disco espesso.

A relação idade-metalicidade do modelo é semelhante à de Twarog (1980) e outros, e ajusta-se bem aos dados observacionais, embora estes não sejam tão restritivos, como vimos no capítulo 7.

Os resultados levam a um bom ajuste da distribuição de metalicidades das estrelas anãs G da vizinhança solar, com relação às determinações então disponíveis de Wyse e Gilmore (1995) e Rocha-Pinto e Maciel (1996).

A evolução da massa de gás, SFR, taxas de supernovas e abundâncias de 16 elementos são obtidas em função do tempo e da distância galactocêntrica. Na determinação da variação da taxa de formação estelar para o modelo A, pode ser observado um pico em $t \sim 3 - 5$ Gano, consistente com os resultados de Maciel e Rocha-Pinto (1998) obtidos a partir da distribuição de metalicidades de Rocha-Pinto e Maciel (1996).

O ajuste entre a razão $[O/Fe]$ e a metalicidade $[Fe/H]$ para o modelo A e B de Chiappini et al. (1997) tem um bom acordo com dados de Gratton et al. (2000). Curvas semelhantes foram obtidas para os elementos Mg, Si, Ca, S, Zn, Cu, C e N, com bons ajustes aos dados observacionais, particularmente para os 3 primeiros. Para os demais, o ajuste não é tão bom, mas a dispersão dos dados é geralmente muito alta, o que limita sua aplicação aos resultados dos modelos. Da relação $[Fe/O] \times [O/H]$ nota-se que a separação entre os discos fino e espesso se dá em $[O/H] \simeq -0.4$, aproximadamente.

Tabela 11.1 - Resultados dos modelos de Chiappini et al. (1997).

Quantidade	A	B	C	D	observações
f_{pm}	6 – 13	5 – 10	17	5 – 10	10
n_{snI}	0.29	0.37	0.37	0.38	0.17 – 0.7
n_{snII}	0.78	0.53	0.54	0.55	0.55 – 2.2
$snII/snI$	2.7	1.4	1.5	1.4	3.1
ψ_0	2.64	2.38	2.34	2.38	2 – 10
$\psi_0/\bar{\psi}$	0.7	0.7	0.7	0.7	0.18 – 3.0
σ_{g0}	7.0	7.0	7.0	7.0	6.6 ± 2.5
σ_{g0}/σ_t	0.14	0.12	0.11	0.12	0.05 – 0.20
$\Delta Y/\Delta Z$	1.63	1.60	1.57	1.60	3.5 ± 0.7

A tabela 11.1 mostra alguns resultados previstos pelos modelos A, B, C, e D de Chiappini et al. (1997) em comparação com resultados observacionais para a vizinhança solar. Na tabela, f_{pm} é a fração percentual de estrelas pobres em metais em relação ao total de estrelas; n_{snI} e n_{snII} o número de

supernovas de tipo I e II, respectivamente, por século; ψ_0 é a taxa de formação estelar em $R = R_0$ na época atual, em $M_\odot \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$; σ_{g0} é a densidade de gás em $R = R_0$ na época atual, em $M_\odot \text{ pc}^{-2}$; σ_t é a densidade total. As taxas de supernovas variam de forma semelhante aos modelos de Matteucci e Greggio (1986) e Matteucci e François (1989), com máximos de 0.8 por século (tipo II) e 0.4 por século (tipo I), e razões II/I da ordem de 1.4–2.7, próximas dos valores observados para a vizinhança solar.

Os gradientes de abundâncias previstos pelo modelo são mais achata-dos que nos modelos de Matteucci e François (1989) e do que o observado em nebulosas fotoionizadas, aproximando-se dos gradientes das estrelas B. A inclusão de fluxos radiais possivelmente contribuiria para aumentar estes gradientes, como sugerido em alguns modelos com fluxos lentos. Os gradientes das partes mais internas ao círculo solar são mais acentuados que nas partes mais externas, em bom acordo com observações de regiões HII e nebulosas planetárias. Este resultado é atribuído à adoção de um limite na densidade do gás para o processo de formação estelar, o que impede o aumento das abundâncias nas regiões externas devido à baixa quantidade de gás. Além disto, nas partes mais internas os gradientes acentuam-se com o tempo, com uma maior inclinação desde a época da formação da Galáxia. Por outro lado, resultados mais recentes usando dados observacionais de nebulosas planetárias, aglomerados abertos, cefeidas, regiões HII e estrelas OB são consistentes com gradientes aproximadamente constantes em uma escala de tempo da ordem de 5 Ganos.

11.3 MODELOS MULTIFÁSICOS

INTRODUÇÃO

Os *modelos multifase* ou multifásicos, diferenciam-se dos anteriores pelo fato de considerar mais detalhadamente as diferentes fases que compõem os diversos subsistemas galácticos, como o disco, o halo e o bojo, e não se restringindo essencialmente ao disco ou à vizinhança solar, como muitos dos modelos anteriores.

EXEMPLOS

- Ferrini et al. (1992)

Em uma série de trabalhos, Ferrini e colaboradores desenvolveram um modelo aplicável tanto à vizinhança solar e disco como também ao bojo. O modelo

foi descrito em detalhes em Ferrini et al. (1992), e considera um halo esférico em colapso gravitacional para formar o disco. A SFR inclui a formação de nuvens de gás a partir do gás difuso e a formação de estrelas a partir das nuvens de gás, em um processo em dois passos. Neste modelo, a SFR tem portanto um significado físico, resultando das colisões entre as nuvens de gás e da interação entre estrelas massivas e as nuvens. Como em outros modelos, a galáxia é dividida em regiões independentes, adota-se uma IMF constante e prescrições de nucleossíntese de supernovas de tipos I e II. A taxa de *infall* é proporcional à massa de gás, e decresce com o tempo, sendo variável com a distância galactocêntrica.

As equações básicas destes modelos introduzem uma complexidade adicional com relação aos modelos vistos anteriormente, uma vez que é necessário determinar (i) a massa de gás $g = M_g/M_{total}$ tanto no halo como no disco (g_H, g_D), (ii) a massa de estrelas $s = M_*/M_{total}$ nas mesmas regiões s_H, s_D , ainda subdivididas em estrelas de pequena massa e estrelas massivas, (iii) a massa das nuvens $c = M_{cloud}/M_{total}$ no disco (c_D) e (iv) a massa dos remanescentes $r = M_{rem}/M_{total}$ no halo e no disco (r_H, r_D).

Os resultados destes modelos ajustam a maior parte dos vínculos observacionais, dentro das incertezas inerentes à teoria e aos próprios dados observacionais, incluindo a previsão da SFR e relação idade-metalicidade para o halo e o disco.

A fração de gás atual prevista para o halo é da ordem de $\mu \sim 10^{-4}$ e $\mu \sim 0.2$ para o disco. As taxas de supernovas são $r(II) \sim 0.8 \text{ sec}^{-1}$ e $r(I) \sim 0.6 \text{ sec}^{-1}$. A distribuição de metalicidades para o disco não ajusta bem os dados observacionais de Pagel (1989) em baixas metalicidades, e para o halo é previsto um máximo em $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.7$. As variações [elementos/Fe] têm um bom ajuste para o disco.

O modelo original de Ferrini et al. (1992) foi aplicado inicialmente à vizinhança solar (Pardi e Ferrini 1994) e posteriormente ao disco (Ferrini et al. 1994, Pardi et al. 1995), com o objetivo de reproduzir os gradientes de abundâncias e sua evolução temporal. Os vínculos observacionais considerados formam um conjunto detalhado incluindo (i) gradientes de abundâncias, (ii) relações idade-metalicidade (disco/halo), (iii) distribuições da massa de gás e total, e (iv) distribuição radial da SFR. De acordo com estes modelos, gradientes para as abundâncias e densidade do gás podem ser obtidos variando a SFR entre as zonas em diferentes distâncias galatocêntricas, devido à maior densidade de gás, eficiência na formação das nuvens e maior taxa de reposição de gás nas partes mais internas do disco.

Os gradientes computados são da ordem ou mais acentuados que os observados, particularmente para os objetos mais velhos. Uma possível consequência é que os modelos prevêem um *achatamento* dos gradientes com o tempo (cf. Mollá et al. 1997), ao contrário por exemplo dos modelos de Chiappini et al. (1997).

O modelo multifase foi também aplicado ao bojo da Galáxia (Mollá e Ferrini 1995), admitindo sua formação por acúmulo de gás a partir do halo. De acordo com este modelo, a formação estelar no bojo teve um máximo durante os estágios iniciais da evolução galáctica. O enriquecimento decorrente em elementos pesados está de acordo com as abundâncias metálicas observadas nas estrelas do bojo.

A densidade superficial de gás (HI e H₂) tem um comportamento similar ao disco, com um máximo em $t \sim 10^9$ ano e uma queda contínua posterior. As relações idade-metalicidade, dadas pelas abundâncias de [Fe/H] e [O/H], são semelhantes à do disco, embora alcançando metalicidades máximas superiores por 0.15 dex no caso do bojo. As relações de abundâncias [O/Fe], [Mg/Fe], [Ca/Fe] e [Si/Fe] em função da metalicidade mostram um bom acordo com as observações, com valores próximos aos observados no disco. A distribuição cumulativa de metalicidades das estrelas do bojo mostra um bom acordo com a distribuição encontrada por McWilliam e Rich (1994) para gigantes K, exceto para metalicidades muito baixas, $[Fe/H] \leq -1.4$. Entretanto, note-se que as incertezas associadas à distribuição de metalicidades do bojo eram na época geralmente muito maiores que na vizinhança solar e no disco.

Nas partes mais internas do *bojo*, o modelo confirma que os gradientes de abundância se achatam, acentuando as diferenças entre as populações do disco e do bojo.

- Argast et al. (2000, 2002)

Entre os modelos multifásicos não homogêneos podem ser mencionados os modelos de Argast et al. (2000, 2002). Nesse caso, considera-se uma região com uma resolução espacial de 50 pc, na qual as estrelas podem ser formar segundo uma lei de Schmidt, admitindo a IMF de Salpeter. O processo de mistura do gás deve-se essencialmente à expansão dos restos de supernovas no meio interestelar. Esse modelo produz geralmente abundâncias relativas em função da metalicidade em bom acordo com as observações, concluindo que para $[Fe/H] \leq -3$ o meio interestelar não é bem misturado, sendo dominado por não-homogeneidades locais causadas por eventos de supernovas. Para

metalidades mais altas, $[\text{Fe}/\text{H}] > -2$, os resultados sugerem um gás bastante misturado, embora influenciado por eventos individuais de supernovas.

- Oey (2000, 2003)

Nos modelos de Oey (2000, 2003), considera-se uma caixa fechada pobre em metais na qual a primeira geração de regiões de formação estelar distribui-se aleatoriamente. Esta região funciona como uma superfície na qual atuam supernovas de tipo II. Neste modelo as distribuições de metalidade do bojo e halo podem ser discriminadas segundo um único parâmetro, associado com a SFR e a idade. Assim como nos modelos de Argast et al. (2000, 2002) este modelo trata com detalhes a questão da mistura de gás no meio interestelar.

11.4 MODELOS QUIMIODINÂMICOS

INTRODUÇÃO

Os modelos quimiodinâmicos (ou quemodinâmicos) procuram combinar as equações dos modelos clássicos de evolução química com as equações que descrevem os processos hidrodinâmicos relacionados à formação das estruturas galácticas, como o disco, o bojo e o halo. A influência destes processos na evolução galáctica foi notada desde os trabalhos pioneiros de Larson (1969), embora o termo hoje associado a estes modelos tenha sido introduzido mais tarde por Burkert e Hensler (1987, 1988, ver também Hensler 2008, Hensler e Recchi 2010).

De modo geral, em problemas hidrodinâmicos, devem ser resolvidas as equações hidrodinâmicas, além das equações próprias para a evolução química. Um fluido não viscoso em movimento, na ausência de campos magnéticos, pode ser caracterizado por cinco quantidades, como as três componentes da velocidade \vec{v} , além da pressão P e densidade ρ . As cinco equações que determinam essas quantidades são a equação de continuidade da massa, a equação de Euler (três componentes), e uma equação exprimindo a conservação da energia no fluido. Esta descrição corresponde ao “modelo contínuo”, em que as equações hidrodinâmicas são escritas em termos de variáveis macroscópicas, como P , ρ e \vec{v} em função da posição \vec{r} (ver por exemplo Maciel 2005). Em um nível mais fundamental, o gás pode também ser descrito por meio de uma função de distribuição $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, cujas variações são dadas pela *equação de Boltzmann*, no caso de fluidos neutros, ou pela *equação de Vlasov*, no caso de plasmas.

- Burkert e Hensler (1987, 1988)

Neste modelo, cálculos bidimensionais são apresentados, considerando o gás e as estrelas como duas componentes distintas interagindo pela formação estelar e perda de massa pelas estrelas. O gás é descrito por uma equação hidrodinâmica Euleriana, e as estrelas por uma equação de Boltzmann. Em Burkert e Hensler (1988), o colapso assimétrico de uma protogaláxia em rotação considera separadamente o gás e as estrelas. O gás é admitido em estado turbulento não uniforme, dissipando energia cinética em colisões entre as nuvens. As estrelas formam-se a partir das nuvens de gás com uma dispersão de velocidades isotrópica ou anisotrópica, retornando gás enriquecido ao meio interestelar como uma aproximação de reciclagem instantânea local.

A componente gasosa da protogaláxia é descrita de maneira semelhante ao trabalho de Larson (1969), em um modelo composto por nuvens discretas em colisão. São determinadas a evolução da densidade média de gás (ρ_g), a velocidade média (u_g, v_g, w_g) e a energia cinética (e_g) das nuvens através de equações hidrodinâmicas Eulerianas. A componente estelar é descrita por um sistema de equações compreendendo a equação de continuidade, equações de quantidade de movimento e equações tensoriais do fluxo de energia. Além disto, resolve-se a equação de Poisson para o potencial gravitacional.

A partir de uma esfera gasosa homogênea em rotação rígida, forma-se um halo esferoidal pobre em metais, em uma escala de tempo duas vezes maior que o tempo de queda livre ($t \sim 2 \times 10^8$ ano). Em seguida, com uma escala de tempo da ordem do tempo de queda livre, gás primordial com quantidade de movimento maior e gás reprocessado rico em metais caem sobre o plano galáctico, dissipando sua energia cinética e formando um disco mais rico em metais. Portanto, neste modelo o colapso é muito rápido com relação aos modelos clássicos, e a diferença de idades entre o halo e o disco é muito pequena com relação às evidências observacionais.

O modelo reproduz as populações do halo e do disco, mas não o bojo, provavelmente devido à quantidade de movimento angular inicial admitida e à ausência de viscosidade. Embora este modelo não seja tão detalhado como os modelos vistos nas seções 11.2 e 11.3, alguns dos vínculos observacionais são satisfeitos, como a variação temporal da SFR e a relação idade-metalicidade. Os modelos apresentam uma correlação entre a extensão radial do disco e o parâmetro de rotação inicial λ , sugerindo que as galáxias elípticas formam-se a partir de protogaláxias com valores baixos de λ , enquanto que as espirais tem valores mais altos deste parâmetro.

- Theis et al. (1992)

Modelos quimiodinâmicos apresentam alguns progressos, embora ainda não tenham um grau de detalhamento comparável ao dos modelos clássicos, como a possibilidade de seguir a evolução detalhada de elementos individuais. Estes modelos têm sido aplicados a sistemas unidimensionais, mais adequados à descrição de galáxias elípticas. Por exemplo, Theis et al. (1992) consideraram processos de resfriamento e aquecimento correspondendo às nuvens interestelares e ao meio internuvens. A evolução dinâmica das estrelas é considerada pela equação de Boltzmann, e o gás pelas equações de Euler, dinamicamente acopladas. A SFR é semelhante à do modelo de Schmidt (1959), com uma dependência com a temperatura do gás.

- Köppen et al. (1995)

Köppen et al. (1995) estudaram numérica e analiticamente a evolução das componentes estelar e gasosa em um sistema fechado, incluindo as variações de energia do gás na formação estelar, com uma SFR auto-regulada tipo Schmidt, com índice $n = 2$. Neste modelo, o equilíbrio na formação estelar pode ser calculado por meio de uma equação não linear, sendo alcançado rapidamente em condições realísticas em galáxias e protogaláxias. A escala de tempo é determinada essencialmente pelo tempo de resfriamento do gás interestelar, da ordem de 0.3 Myrs nas condições do meio interestelar na vizinhança solar.

- Samland e Hensler (1996)

Samland e Hensler (1996) e Samland et al. (1997) desenvolveram um modelo quimiodinâmico bidimensional, aplicável a galáxias de disco. Neste modelo, o meio interestelar inclui uma “fase nuvem” mais fria ($T < 100\text{K}$) com envelopes quentes ($T \sim 8000\text{K}$) e um meio internuvem quente ($T \sim 10^5 - 10^7\text{K}$). Diversos processos físicos são considerados, como as interações gás-gás e estrelas-gás, e formação estelar auto-regulada. Neste modelo, as escalas de tempo de colapso são muito mais longas que a escala de tempo de queda livre, pois a SFR aumenta com a densidade do “meio nuvens”, assim como a taxa de supernovas de tipo II, impedindo um colapso muito rápido como no modelo de Burkert e Hensler (1988). Os resultados do modelo incluem um bom ajuste para a relação idade-metalicidade em diferentes distâncias galactocêntricas, e dos gradientes radiais de abundância de O/H, tomados com relação às regiões HII galácticas.

A evolução temporal da SFR no disco, bojo e halo é obtida, assim como as taxas de supernovas ($r \sim 10^{-5} \text{kpc}^{-3} \text{ano}^{-1}$) e nebulosas planetárias ($r \sim 10^{-3} \text{kpc}^{-3} \text{ano}^{-1}$). As distribuições de metalicidades da vizinhança solar (anãs G) são comparáveis à distribuição de Pagel (1989), e para o halo e o bojo encontra-se também um bom ajuste aos dados observacionais. Usando valores aproximados para os *yields*, o modelo permite obter abundâncias de elementos como o O e Fe, o ajuste encontrado para a relação $[\text{O}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ é bastante razoável para metalicidades $[\text{Fe}/\text{H}] > -3$, mostrando que estes modelos, uma vez aperfeiçoados o suficiente para incluir os elementos de forma individual, poderão constituir um importante avanço no conhecimento da evolução química e dinâmica das galáxias.

- Samland e Gerhard (2003)

Um novo modelo quimiodinâmico para a Galáxia foi apresentado por Samland e Gerhard (2003) e Samland (2004), em um cenário em que a Galáxia é formada em um halo de matéria escura no quadro da cosmologia Λ CDM (capítulo 12, ver Somerville e Davé 2015 para uma discussão recente). Neste caso, o universo tem uma estrutura hierárquica na qual ocorre a formação de halos escuros, que eventualmente hospedam galáxias como a Via Láctea. O modelo usa um código quimiodinâmico tridimensional, que permite analisar os principais componentes galácticos: halo, bojo e disco. As principais assinaturas químicas e cinemáticas obtidas pelo modelo estão em bom acordo com os dados observacionais, e o modelo prevê fases de ventos galácticos impulsionados por supernovas. As principais diferenças entre o presente modelo e outros modelos quimiodinâmicos são (i) o uso de um código hidrodinâmico para simular a dinâmica das diferentes fases do meio interestelar, e (ii) a descrição adotada de um modelo de três fases do meio interestelar. O processo de formação da Galáxia, neste modelo, ocorre lentamente de dentro para fora (cenário *inside-out*) e do halo para o disco, apresentando 5 fases evolutivas, diferindo portanto do cenário clássico de colapso de Eggen et al. (1962) e *mergers* (Searle e Zinn 1978): (i) de $z = 10$ a $z = 2$ forma-se a nuvem protogaláctica em colapso em um halo escuro e massivo; há formação do halo e proto-bojo; (ii) de $z = 2$ a $z = 1$ fluxos de gás decrescem e a taxa de formação estelar diminui. Nesta fase formam-se o bojo e parte do disco espesso; (iii) de $z = 1$ a $z = 0.5$ a formação estelar migra para o plano galáctico, formando-se o disco fino. Ocorre *infall* de gás pobre em metais; (iv) de $z = 0.5$ a $z = 0.2$ o disco cresce radialmente de forma lenta e a taxa de formação estelar se estabiliza; (v) de $z = 0.2$ a $z = 0$ há retorno de matéria das estrelas de baixa

massa e *infall* de gás pré-enriquecido. O gás capturado pelo halo escuro cai no disco, aumentando a formação estelar. Os principais resultados referem-se ao halo, e indicam $[\text{Fe}/\text{H}] < -1$ com um grande espalhamento e sem gradientes de metalicidade, como nos modelos de Bekki e Chiba (2001). Vínculos como as abundâncias de elementos- α , excentricidade das órbitas, rotação galáctica e relação idade-metalicidade são preservados, embora com grande dispersão.

OUTROS MODELOS

A despeito das dificuldades computacionais, modelos quimiodinâmicos têm mostrado um bom acordo com os vínculos observacionais. Alguns exemplos adicionais desses modelos são: Carraro et al. (1998), Nakasato e Nomoto (2003), Brook et al. (2003) e Bekki e Chiba (2001, 2002). Em particular, alguns desses modelos utilizam a técnica de SPH (*Smooth Particle Hydrodynamics*), como em Kavata e Gibson (2003) e Brook et al. (2003).

11.5 NOVOS MODELOS: ARQUEOLOGIA GALÁCTICA

VIA LÁCTEA

- François et al. (2004)

François et al. (2004) adotaram o cenário *inside-out* de Matteucci e François (1989) e o modelo com dois *infalls* de Chiappini et al. (1997, 2001), investigando em detalhes as prescrições de nucleossíntese para determinar a evolução das abundâncias de O, Mg, Si, Cr, K, Ti, Sc, Ni, Mn, Co, Fe, e Zn na Via Láctea. O modelo prevê resultados para as razões $[\text{elementos}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ para os diversos elementos geralmente em bom acordo com as observações na vizinhança solar até $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -4$, o que permite determinar vínculos para as prescrições de nucleossíntese.

- Colavitti et al. (2008)

Colavitti et al. (2008) investigaram uma lei de *infall* baseada em uma cosmologia Λ CDM aplicável à Via Láctea. Como resultado, obtiveram um *infall* consistente com o *infall* duplo de Chiappini et al. (1997) e François et al. (2004). Diversos vínculos são satisfeitos, como a relação idade-metalicidade, taxas de supernovas, distribuição de metalicidades, relações $[\alpha/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ para O, Mg, Si, C, N. Gradientes radiais de abundância foram considerados especialmente por Colavitti et al. (2009), usando diversas formulações para a

SFR. Como resultado, obtiveram um cenário de formação estelar *inside-out*, mas o limite (*threshold*) de densidade de gás considerado em outros modelos não é mais necessário, podendo ser substituído por uma eficiência variável de formação estelar. Os resultados mais adequados são os dos modelos 6 e 7. No modelo 6, não há *threshold*, a SFR varia com a distância galactocêntrica, o regime é *inside-out* e a densidade superficial do halo varia com a distância. No modelo 7, a eficiência de formação estelar segue uma lei diferente, sem o regime *inside-out*, com um episódio de *infall*. Os gradientes do modelo 7 ajustam-se melhor às observações que no modelo 6, que além disso não reproduz tão bem a variação radial da densidade superficial de gás.

- Spitoni et al. (2009)

Spitoni et al. (2009) consideraram em detalhes a aproximação normalmente feita em modelos de evolução química segundo a qual ocorre uma “mistura instantânea” do gás ejetado pelas estrelas. Esta aproximação conflita com a observação usual de inomogeneidades químicas na Galáxia. Neste trabalho, esta hipótese é relaxada, e dois processos são considerados: os efeitos de atraso temporal de fontes galácticas e aqueles devidos ao resfriamento dos metais. Os resultados analisados para o disco galáctico, compreendendo as relações $[\alpha/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ para O, Si, Mg, as taxas de supernovas, os gradientes de abundâncias, e a relação idade-metalicidade, não mostram divergências importantes com os resultados de modelos tradicionais, tomando por base o modelo de François et al. (2004). Por outro lado, em combinação com *yields* dependentes da metalicidade os atrasos temporais de todas as estrelas a partir da fase halo produzem resultados em desacordo com as observações. Em trabalhos posteriores, Spitoni et al. (2011, 2015) consideraram em detalhes a presença de fluxos radiais, tomados como consequência do processo de *infall*. Modelos com um ou dois episódios de *infall* foram considerados (Matteucci e François 1989, Chiappini et al. 1997) para o disco da Via Láctea, com diferentes prescrições da taxa de *infall* e SFR. Os resultados mostram que os gradientes podem ser bastante afetados, podendo se acentuar ou achatar, dependendo do fluxo radial admitido. Para explicar as observações, o fluxo de gás deve aumentar em módulo com a distância galactocêntrica, de modo que a velocidade do gás não deve ser constante.

- Marcon-Uchida et al. (2010)

O efeito de diferentes formulações envolvendo a SFR nos gradientes de abundância foi também analisado por Marcon-Uchida et al. (2010), para o caso

da Via Láctea e duas galáxias do Grupo Local (M31, M33). Neste caso, o modelo adotado tem um processo de *infall* (Chiappini et al. 2001), formação do disco *inside-out*, e diferentes *thresholds* de formação estelar. Com este modelo, muitos vínculos observacionais podem ser satisfeitos, em particular os gradientes de abundância. Estes também podem se acentuar ou achatar com o tempo, dependendo da variação com a distância galactocêntrica da eficiência de formação estelar. Note-se ainda que, nestes modelos, os gradientes tendem a se acentuar para grandes distâncias galactocêntricas, $R > 12$ kpc.

- Snaith et al. (2015)

Snaith et al. (2015) desenvolveram um modelo para analisar a formação estelar na Galáxia utilizando um sistema tipo caixa fechada para as regiões mais internas com um acréscimo de matéria nas partes mais externas. Neste modelo a formação estelar não é pré-definida, mas obtida a partir do ajuste das variações temporais das abundâncias. Neste caso, a história inicial da formação estelar na Galáxia pode ser obtida com grande precisão nas partes internas e externas do disco, e a taxa de formação estelar apresenta variações consideráveis entre a fase de disco espesso até as fases mais recentes, quando a taxa permaneceu essencialmente constante. A variação temporal sugere que para $z \simeq 1$ a maior parte da matéria acrescentada ocorre no disco externo, o qual tem uma história de formação estelar semelhante ao disco interno, mas iniciando em $z \simeq 2$, cerca de 2 Gano antes da formação das partes internas do disco fino.

- Prantzos et al. (2018, 2020)

Prantzos et al. (2018, 2020) apresentaram um estudo detalhado da evolução das abundâncias dos principais elementos químicos no disco e halo da Galáxia a partir de um modelo de evolução química com *yields* dependentes da metalicidade incluindo os efeitos da metalicidade, perda de massa e rotação para as estrelas mais massivas. A composição química do sistema solar incluindo os principais isótopos pode ser reproduzida com uma maior precisão, assim como a evolução das razões de abundâncias de elementos-s a partir de observações recentes de estrelas do disco fino.

- Carigi et al. (2019)

Carigi et al. (2019) apresentaram dois modelos de evolução química da Galáxia obtidos a partir de dados de abundâncias em regiões HII e estrelas

quentes, usando tanto linhas proibidas como linhas de recombinação independentes da temperatura. O segundo método produz um melhor ajuste aos vínculos observacionais de estrelas quentes, e prevê um achatamento dos gradientes de O/H na região interna do disco, na faixa entre 3 e 6 kpc do centro, aproximadamente.

- Mollá et al. (2019)

Neste trabalho um modelo para evolução química do disco galáctico é apresentado a partir de dados mais recentes das abundâncias de estrelas e nebulosas fotoionizadas, com o objetivo de estimar a evolução dos gradientes radiais em função do tempo. Os modelos são baseados em trabalhos anteriores (cf. Mollá e Díaz 2005), e os principais ingredientes são considerados, como a taxa de crescimento do disco e o efeito da taxa de *infall*, processos de formação estelar e preenriquecimento do gás em queda sobre o disco. Estes modelos prevêem uma variação lenta dos gradientes entre *redshifts* $z = 4$ e $z = 1$, mantendo-se essencialmente constantes até o presente. Estes resultados mostram bom acordo com dados recentes dos levantamentos CALIFA e MUSE, assim como a evolução cosmológica dos gradientes baseada em simulações.

- Palla et al. (2020)

Palla et al. (2020) utilizaram dados recentes de abundâncias com o objetivo de analisar a formação e evolução do disco galáctico, incluindo suas componentes fina e espessa. Foram consideradas relações $\alpha \times [\text{Fe}/\text{H}]$, gradientes radiais de abundâncias de diversos elementos e distribuições de metalicidade. Os modelos incluem atualizações do modelo com dois eventos de *infall*, com fluxos radiais, variações na eficiência da formação estelar, escalas de tempo de queda de matéria e distribuições de densidade superficial de massa. Os modelos sugerem que a ação conjunta dos fluxos radiais e eficiência variável na formação estelar em um processo *inside-out* são essenciais na formação do disco fino. A escala de tempo para o máximo de *infall* deve ser da ordem de 3.25 Gano para ajustar a formação dos dois discos.

BOJO GALÁCTICO

- Ballero et al. (2007)

Nos últimos 15 anos, muitos dados espectroscópicos de alta resolução foram obtidos para amostras de estrelas do bojo, como mencionado no capítulo

7, seguidos por modelos específicos para esta região galáctica. Ballero et al. (2007) calcularam modelos para o bojo em um cenário *inside-out*, como nos modelos para o disco mencionados nesta seção. Vários elementos- α e Fe foram incluídos, testando ingredientes como a eficiência de formação estelar, inclinação da IMF, e escala de tempo de *infall*. De modo geral, as abundâncias $[\alpha/\text{Fe}]$ e a distribuição de metalicidades do bojo são bem ajustadas. Concluiu-se que o bojo foi formado em uma escala de tempo curta ($< 0.7 \text{ Gano}$) com uma alta eficiência de formação estelar ($\nu \sim 20 \text{ Gano}^{-1}$, cerca de 20 vezes a do disco), e uma IMF mais acentuada para grandes massas do que na vizinhança solar, ou seja, mais plana. O modelo adotado é o de Matteucci et al. (1999), em que o bojo é formado por um colapso rápido de gás primordial, que também formou o halo. O modelo ajusta as taxas de supernovas tipo Ia e II, assim como as distribuições de metalicidade de Zoccali et al. (2003) e Fulbright et al. (2006) para uma combinação adequada de parâmetros. A distribuição dos elementos- α com a metalicidade é importante para definir o espaço de parâmetros.

- Costa et al. (2008)

Costa et al. (2008) desenvolveram modelos para o bojo considerando um *infall* duplo, com um episódio inicial rápido ($\sim 0.1 \text{ Gano}$) de gás primordial seguido por um episódio mais lento (2 Gano) de material já enriquecido. O modelo inclui também perda de massa por supernovas, de modo a reproduzir a distribuição de abundâncias de O, S, Ne, Ar observadas em nebulosas planetárias do bojo. A relação $[\text{O}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ obtida reproduz dados observacionais de estrelas gigantes então disponíveis, assim como as abundâncias relativas ao oxigênio. O principal diferencial deste trabalho é a consideração de diversos elementos químicos em relação a modelos anteriores, assim como a consideração de abundâncias precisas observadas em nebulosas planetárias. O principal objetivo é mostrar que diferentes cenários podem descrever, ainda que parcialmente, diversos vínculos observacionais. São consideradas 3 classes de modelos: (i) modelos com um episódio de *infall* e uma zona, (ii) modelos com dois episódios e uma zona e (iii) modelos multizonas com *infall* duplo. Os melhores resultados são obtidos com a terceira classe de modelos. O projeto é anterior às novas observações espectroscópicas de estrelas do bojo obtidas após 2006, mencionadas no capítulo 7, e as estrelas consideradas podem ter uma componente não associada estritamente ao bojo, mas à parte interna do disco.

- Cescutti et al. (2009, 2011)

Cescutti et al. (2009, 2011) analisaram abundâncias em estrelas do bojo, especialmente C e O, e aplicaram modelos evolutivos a este componente galáctico, desenvolvidos a partir dos modelos de Ballero et al. (2007), bem como para a vizinhança solar, a partir dos modelos de François et al. (2004). Os resultados são consistentes com escalas curtas para a formação do bojo e disco espesso, assim como *yields* de C e O dependentes da metalicidade. Uma comparação mais abrangente foi feita por Cescutti e Matteucci (2011), que incluem os elementos O, Mg, Si, S, Ca, Ba, Cr, e Ti. Os novos dados considerados referem-se a estrelas gigantes e anãs do bojo. Novamente, uma IMF mais achatada é obtida, menos inclinada que a de Salpeter. Em combinação com uma intensa taxa de formação estelar, em que o bojo se forma rapidamente a partir de gás do halo, podem ser reproduzidas as relações dos elementos- α com a metalicidade.

- Hill et al. (2011)

A partir de determinações recentes das abundâncias de estrelas gigantes no bojo, Hill et al. (2011) obtiveram distribuições de metalicidade de Mg e Fe que indicam a presença de duas populações estelares, incluindo uma população mais velha e pobre em metais (o bojo clássico), e uma população mais jovem apresentando sinais de enriquecimento químico (pseudo bojo). Estas componentes também apresentam diferenças cinemáticas, sendo a componente pobre em metais consistente com um esferóide mais velho, enquanto que a componente mais rica em metais sugere uma população estelar relacionada com uma barra ou pela interação com estrelas da parte interna do disco. Diferentes cenários de formação são propostos, incluindo uma escala de tempo mais curta para a componente do bojo velho e uma escala mais longa para a componente jovem. Os resultados ajustam-se bem a um modelo relativamente simples incluindo um modelo de caixa fechada para a população mais velha e a inclusão da distribuição de metalicidades do disco fino representando a população mais rica em metais. Neste caso o pseudo bojo é formado a partir do disco interno considerando valores adequados para os gradientes de abundâncias na fase inicial do disco.

Uma discussão recente e detalhada dos principais aspectos observacionais e modelos teóricos para o bojo galáctico pode ser encontrada em Barbuy et al. (2018) e Nataf (2017).

MODELOS ALTERNATIVOS

• Naab e Ostriker (2006)

Alguns modelos para a evolução de galáxias de disco - incluindo a Galáxia - têm sido propostos com uma abordagem menos convencional, como o de Naab e Ostriker (2006). Nesse caso, adotam-se 3 parâmetros obtidos para o disco da Via Láctea: (i) Σ_d - a densidade superficial de massa local, (ii) r_d - a escala de comprimento das estrelas, em um disco exponencial, (iii) v_c - a amplitude da curva de rotação da Galáxia, considerada plana. Além disso, adotam-se a lei de Kennicutt para a formação estelar, a IMF de Salpeter, e um modelo para a evolução espectral das populações estelares. Este procedimento implica em adotar relações de ajuste derivadas a partir de propriedades de uma cosmologia Λ CDM. A solução das equações da evolução química acoplada com ajustes cosmológicos de parâmetros dimensionais, isto é, considerada em um contexto cosmológico, permite obter a evolução detalhada do modelo. Por exemplo, são obtidas as taxas de *infall* em função da distância galactocêntrica e do tempo, a distribuição das idades e metalicidades estelares com a posição e o tempo, variação da SFR, densidade superficial de estrelas e gás, gradientes de metalicidade, etc. A taxa de *infall* é de aproximadamente $2 - 3 M_{\odot}/\text{ano}$, a SFR média é $2 - 4 M_{\odot}/\text{ano}$, e o gradiente atual de metalicidade é de -0.045 dex/kpc, tendo sido mais acentuado no passado.

• Schönrich e Binney (2009)

Schönrich e Binney (2009) apresentaram modelos de evolução química para a Galáxia incluindo a migração radial das estrelas e fluxos de gás através do disco, que poderiam ser considerados como complementares dos modelos quimiodinâmicos como os de Samland e Gerhard (2003). Os modelos acompanham a evolução do Fe e elementos- α , e ajustam vínculos como a distribuição de metalicidades da vizinhança solar, relação idade-metalicidade, discos fino e espesso com uma SFR decrescente no tempo, e distribuição das estrelas no plano $[\text{O}/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$. Os cálculos são feitos em intervalos temporais de 30 Myr, e o disco é dividido em 80 anéis de largura 0.25 kpc centrados entre 0.125 kpc e 19.875 kpc. Em cada anel há gás frio (30 K) e quente ($\geq 10^4$ K) com uma abundância química especificada. Adota-se uma SFR de acordo com a lei de Kennicutt, com uma função contínua da densidade superficial mesmo em baixas densidades. Os *yields* são da literatura recente, considerados dependentes da metalicidade. O *infall* é considerado, com uma

parametrização para a taxa global de *infall* e para sua distribuição radial, e um enriquecimento químico como o do anel mais externo da Galáxia. A migração radial das estrelas é considerada como uma consequência da estrutura espiral, e tratada com detalhes, incluindo duas possibilidades: (i) o momento angular da estrela pode ser modificado por espalhamento em uma ressonância orbital ou por espalhamento não-ressonante por uma nuvem molecular. Nesse caso, a órbita da estrela move-se para dentro ou para fora, no caso de perda ou ganho de momento angular, respectivamente. De acordo com a nomenclatura adotada, este processo é chamado *churning* (agitar, bater); (ii) um espalhamento pode aumentar a amplitude dos epiciclos da estrela sem alterar seu momento angular, o que implica em um aumento da densidade de estrelas em um intervalo maior de raios. Este processo é chamado *blurring* (borrar, manchar). Apesar disto, os modelos não são a rigor modelos quimiodinâmicos, mas têm a vantagem de produzir resultados detalhados de evolução química a um custo numérico muito mais baixo que os modelos quimiodinâmicos estritos, que são modelos *ab initio*.

O modelo padrão produz gradientes de abundância atuais relativamente achatados, $d[Z/H]/dR \simeq -0.08 \text{ dex/kpc}$. Considerando a distribuição de estrelas no plano $[O/Fe] \times [Fe/H]$, em comparação com dados do *Geneva-Copenhagen Survey*, podem ser observadas linhas limítrofes que correspondem ao disco fino e disco espesso, estruturas previstas sem a utilização de “quebras” na formação estelar, ou outros eventos catastróficos. O modelo padrão prevê variações radiais de metalicidade $[Fe/H]$ diferentes para o gás e as estrelas, com um valor médio atual de -0.10 dex/kpc e pequena variação temporal do gradiente de abundância.

Um resultado particularmente interessante é a previsão da variação temporal da dispersão de velocidades na vizinhança solar para a componente z , correspondendo aproximadamente a variações de 0 a 40 km/s (anel solar), de 0 a 35 km/s (estrelas a 100 pc do Sol), e de 0 a 25 km/s (estrelas nascidas no anel solar). Neste caso, podem ser observados efeitos da migração radial. A distribuição de metalicidades observada é igualmente satisfeita pelo modelo padrão.

Em resumo, o modelo prevê uma SFR que decresce monotonicamente a partir de um pico bem definido, sem a ocorrência de eventos como *mergers* ou efeitos de marés. Apesar disso, o modelo consegue reproduzir muitas propriedades do disco espesso e da população estelar local. Portanto, as propriedades químicas observadas do disco galáctico não fornecem evidências convincentes para uma origem violenta do disco espesso consistente com a

presença de hiatos de formação estelar na Galáxia. Esta conclusão é suportada pelo fato de que muitas outras galáxias apresentam discos espessos semelhantes ao da Via Láctea, de modo que sua origem não deve depender de eventos particulares.

- Kubryk et al. (2015)

Kubryk et al. (2015) analisaram o efeito da migração radial de estrelas no disco galáctico, com o objetivo de avaliar o seu impacto em propriedades locais do disco, como a relação idade-metalicidade, sua dispersão, a distribuição de metalicidades, razões de abundâncias e propriedades morfológicas. O modelo usa ingredientes atualizados, com um tratamento mais detalhado da formação estelar, incluindo fases atômica e molecular, *yields* atualizados e taxas de supernovas. A migração radial é incluída em um contexto baseado em simulações de SPH, considerando também a barra galáctica. O modelo é aplicado inicialmente à vizinhança solar e estrelas do disco fino, com uma extensão para a evolução dos perfís de abundâncias de diversos elementos. O modelo reproduz a maior parte dos dados observacionais do disco e do bojo. Em particular, a relação entre a migração radial e a dispersão observada na relação idade-metalicidade leva a um bom ajuste com as principais propriedades locais do disco fino e espesso, em um processo *inside-out*. Os perfís obtidos se achatam tanto no disco interno, pelo efeito dos fluxos radiais, como no disco externo, em função da reduzida formação estelar. Em geral os perfís de abundâncias se achatam com o tempo, embora a migração radial produza um efeito inverso para as estrelas mais jovens.

ARQUEOLOGIA GALÁCTICA

Recentes *surveys* espectroscópicos proporcionaram o aparecimento de novos modelos quimiodinâmicos, que usam informações de grandes amostras estelares em vastas regiões galácticas. Alguns exemplos desses novos *surveys* incluem RAVE, SEGUE, LAMOST, 4MOST, Gaia-ESO, APOGEE, e GALAH (ver por exemplo referências em Matteucci et al. 2017 e Ness et al. 2019). Com estes modelos é possível obter uma maior precisão em processos como a formação e evolução dos principais componentes da Galáxia e as escalas de tempo de produção dos diferentes elementos químicos. Desta forma, a partir da determinação de abundâncias químicas, assim como características morfológicas e dinâmicas, é possível obter as histórias de formação estelar e evolução em galáxias, em particular a Via Láctea, o que constitui a *Arqueologia Galáctica*. Estes novos modelos são, em princípio, capazes de ser

comparados com as propriedades quimiodinâmicas detalhadas obtidas a partir da espectroscopia de alta resolução.

Os principais parâmetros que tem sido determinados e utilizados na comparação entre teoria e observações são as distâncias, movimentos próprios e idades, embora a precisão ainda não seja ideal para estas propriedades. As informações dinâmicas fornecidas pelos *surveys* recentes devem ser analisadas à luz de processos como a migração radial, uma vez que as estrelas movem-se radialmente a partir de seus locais de formação, como vimos. Por outro lado, a composição química é geralmente preservada com a evolução, levando em conta os processos nucleossintéticos vistos nos capítulos 3 e 4, assim como as idades das estrelas.

Alguns exemplos de modelos considerando novas bases de dados em um tratamento mais compreensivo incluem Anders et al. (2014), Chiappini et al. 2015, Minchev et al. 2013, 2014, 2018), os quais procuram juntar simulações de N-corpos em um contexto cosmológico com um modelo detalhado de evolução química. Resultados para a distribuição radial das estrelas atualmente na vizinhança solar mostram claramente a diferença entre as distribuições das estrelas formadas em diferentes posições na Galáxia. Cerca de 60% das estrelas originam-se em regiões mais internas, enquanto que apenas cerca de 10% vem das regiões mais externas do disco. As previsões para os gradientes de metalicidade mostram que as variações dos gradientes em diferentes alturas do plano galáctico devem-se à mistura de estrelas com diferentes idades em diferentes camadas.

Diversos trabalhos têm discutido recentemente os problemas e projetos envolvidos na utilização dos novos *surveys* com o objetivo de expandir o alcance dos métodos da arqueologia galáctica. Entre os mais recentes podem ser citados Ness et al. (2019), Minchev (2017) e os trabalhos incluídos no Simpósio 334 da IAU (Chiappini et al. 2018), em especial Holtzmann et al. (2018), Liu et al. (2018), Steinmetz et al. (2018) e Feltzing et al. (2018).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDERS, F., CHIAPPINI, C., SANTIAGO, B. X., et al. 2014, *Astron. Astrophys.* vol. 564, A115.
- ARGAST, D., SAMLAND, M., GERHARD, O. E., THIELEMANN, F. K. 2000, *Astron. Astrophys.* vol. 356, p. 873; 2002, *Astron. Astrophys.* vol. 388, p. 842.

- BALLERO, S. K., MATTEUCCI, F., ORIGLIA, L., RICH, R. M. 2007, *Astron. Astrophys.* vol. 467, p. 123.
- BARBUY, B., CHIAPPINI, C., GERHARD, O. 2018, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 56, p. 223.
- BEKKI, K., CHIBA, M. 2001, *Astrophys. J.* vol. 558, p. 666; 2002. vol. 566, p. 245.
- BROOK, C. B., KAWATA, D., GIBSON, B. K. 2003, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 343, p. 913; 2003. *Astrophys. J.* vol. 585, p. 125.
- BURKERT, A., HENSLER, G. 1987, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 225, p. 21P; 1988, vol. 199, p. 131.
- CARIGI, L. 1996, *Rev. Mex. Astron. Astrof.* vol. 32, p. 179; 1994, *Astrophys. J.* vol. 424, p. 181.
- CARIGI, L., PEIMBERT, M., PEIMBERT, A. 2019, *Chemical Abundances in Gaseous Nebulae: Open problems in Nebular astrophysics*, AAA Workshop Series 11, ed. M. Cardaci et al., p. 143.
- CARRARO, G., LIA, C., CHIOSI, C. 1998, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 297, p. 1021.
- CESCUTTI, E., MATTEUCCI, F. et al. 2009, *Astron. Astrophys.* vol. 505, p. 605; 2011, *Astron. Astrophys.* vol. 525, A126.
- CHIAPPINI, C., MATTEUCCI, F., GRATTON, R. 1997, *Astrophys. J.* vol. 477, p. 765; Chiappini, C., Matteucci, F., Romano, D. 2001, *Astrophys. J.* vol. 554, p. 1044.
- CHIAPPINI, C. et al. 2015, *Asteroseismology of stellar populations in the Milky Way*, ed. A. Miglio et al. p. 111.
- CHIAPPINI, C., MINCHEV, I. et al. 2018, *Rediscovering our Galaxy*, IAU Symposium 334, Cambridge University Press. Ver também Holtzman, J. A. et al. 2018, p. 101; Liu, C. et al. p. 109; Steinmetz, M. et al. p. 116; Feltzing, S. et al. p. 225.
- COLAVITTI, E., MATTEUCCI, F., MURANTE, G. 2008, *Astron. Astrophys.* vol. 483, p. 401; 2009, *Astron. Astrophys.* vol. 496, p. 429.
- COSTA, R. D. D., MACIEL, W. J., ESCUDERO, A. V. 2008, *Baltic Astron.* vol. 17, p. 321. Ver também Costa, R. D. D. et al. 2004, *Astron. Astrophys.* vol. 423, p. 199.
- EGGEN, O. J., LYNDEN-BELL, D., SANDAGE, A. R. 1962, *Astrophys. J.* vol. 136, p. 748.

- FERRINI, F., MATTEUCCI, F., PARDI, C., PENCO, U. 1992, *Astrophys. J.* vol. 387, p. 138. Ver também Ferrini et al. 1994, *Astrophys. J.* vol. 427, p. 745; Pardi, C., Ferrini, F. 1994, *Astrophys. J.*, vol. 421, 491; Pardi, C., Ferrini, F., Matteucci, F. 1995, *Astrophys. J.* vol. 444, p. 207.
- FRANÇOIS, P., MATTEUCCI, F. et al. 2004, *Astron. Astrophys.* vol. 421, p. 613. Ver também 1993, *Astron. Astrophys.* vol. 280, p. 136.
- FULLBRIGHT, J. P., MCWILLIAM, A., RICH, R. M. 2006, *Astrophys. J.* vol. 636, p. 821.
- GRATTON, R. G., CARRETTA, E., MATTEUCCI, F., SNEDEN, C. 2000, *Astron. Astrophys.* vol. 358, p. 671.
- HENSLER, G. 2008, *IAU Symp. 254, The Galaxy disk in cosmological context*, ed. J. Andersen et al., CUP, 269; Hensler, G., Recchi, S. 2010, *IAU Symposium 265*, ed. K. Cunha et al., CUP, p. 325.
- HILL, V., LECUREUR, A. et al. 2011, *Astron. Astrophys.* vol. 534, p. 80.
- KAWATA, D., GIBSON, B. K. 2003, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 340, p. 908.
- KÖPPEN, J., THEIS, C., HENSLER, G. 1995, *Astron. Astrophys.* vol. 296, p. 99. Ver também Köppen, J. 2002, *Formation et évolution des galaxies*, École CNRS de Goutelas XXV, ed. A. Lançon et al., p. 129.
- KUBRYK, M., PRANTZOS, N., ATHANASSOULA, E. 2015, *Astron. Astrophys.* vol. 580, A126, A127.
- LACEY, G., FALL, S. M. 1985, *Astrophys. J.* vol. 290, p. 154.
- LARSON, R. B. 1969, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 145, p. 405; 1974, vol. 166, p. 585; 1975. vol. 173, p. 671; 1976. vol. 176, p. 31.
- MACIEL, W. J. 2005, *Hidrodinâmica e Ventos Estelares: uma Introdução*, Edusp. Edição em inglês: Maciel, W. J. 2014, *Hydrodynamics and Stellar Winds: An Introduction*, Springer.
- MACIEL, W. J., ROCHA-PINTO, H. J. 1998, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 299, p. 889.
- MARCON-UCHIDA, M. M., MATTEUCCI, F., COSTA, R. D. D. 2010, *Astron. Astrophys.* vol. 520, A35.

- MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer.
Ver também 1996, *Fund. Cosm. Phys.* vol. 17, p. 283; 2008, *37th Saas-Fee Advanced Course*, ed. E. Grebel, B. Moore; 2017, *Frontier Research in Astrophysics II*, PoS (FRAPWS2016) 027.
- MATTEUCCI, F., FRANÇOIS, P. 1989, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 239, p. 885.
- MATTEUCCI, F., GREGGIO, L. 1986, *Astron. Astrophys.* vol. 154, p. 279.
- MATTEUCCI, F., ROMANO, D., MOLARO, P. 1999, *Astron. Astrophys.* vol. 341, p. 458.
- MCWILLIAM, A., RICH, R. M. 1994, *Astrophys. J. Suppl.* vol. 91, p. 749.
- MEUSINGER, H. 1992, *Astron. Astrophys.* vol. 266, p. 190; *Astrophys. Space Sci.* vol. 188, p. 19.
- MINCHEV, I., CHIAPPINI, C., MARTIG, M. 2013, *Astron. Astrophys.* vol. 558, A9; 2014, vol. 572, A92; 2014, IAU Symp. 298, p. 1230; 2017, *Astron. Nach.*, vol. 337, p. 944; 2018, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, vol. 481, p. 1645.
- MOLLÁ, M., DÍAZ, A., CAVICHIA, O., GIBSON, B. K., MACIEL, W. J., COSTA, R. D. D., ACASIBAR, Y., FEW, C. G. 2019, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 482, p. 3071. Ver também 2005, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 358, p. 521.
- MOLLÁ, M., FERRINI, F., DÍAZ, A. I. 1997, *Astrophys. J.* vol. 475, p. 519. Ver também Mollá, M., Ferrini, F., Gozzi, G. 2000, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 316, p. 345; Mollá, M., Ferrini, F., 1995, *Astrophys. J.* vol. 454, p. 726.
- NAAB, T., OSTRIKER, J. P. 2006, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 366, p. 899.
- NAKASATO, N., NOMOTO, K. 2003, *Astrophys. J.* vol. 588, p. 842.
- NATAF, D. M. 2017, *Publ. Astron. Soc. Australia*, vol. 34. e041.
- NESS, M. et al. 2019, *Astro2020 Science White Paper: In Pursuit of Galactic Archaeology*, arXiv:1907.05422 [astro-ph.GA].
- OEY, M. S. 2000, *Astrophys. J.* vol. 542, L25; 2003, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 339, p. 849.
- PAGEL, B. E. J. 1989, *Evolutionary phenomena in galaxies*, ed. J. E. Beckman, B. E. J. Pagel, Cambridge, p. 210. Ver também 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge; Pagel, B. E. J., Patchett, B. E. 1975, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 172, p. 13; Pagel, B. E. J., Tautvaišienė, G. 1995, *Monthly Notices*

- Roy. Astron. Soc.* vol. 276, p. 505; 1997, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 288, p. 108.
- PALLA, M., MATTEUCCI, F., SPITONI, E. et al. 2020, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, vol. 498, p. 1710.
- PRANTZOS, N., AUBERT, O. 1995, *Astron. Astrophys.* vol. 302, p. 69.
- PRANTZOS, N., Abia, C. et al. 2018, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 476, p. 3432; 2020, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 491, p. 1832.
- RANA, N. C., WILKINSON, D. A. 1986, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 218, p. 497; 1987, vol. 226, p. 395.
- ROCHA-PINTO, H. J., MACIEL, W.J. 1996, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 279, p. 447.
- SAMLAND, M., HENSLER, G. 1996, *IAU Symp. 169*, ed. L. Blitz, P. Teuben, Kluwer, p. 395. Ver também Samland, M., Hensler, G., Theis, C. 1997, *Astrophys. J.* vol. 476, p. 544; Samland, M., Gerhard, O. E. 2003, *Astron. Astrophys.* vol. 99, p. 961; Samland, M. 2004, *Publ. Astron. Soc. Australia* vol. 21, p. 175.
- SCHMIDT, M. 1959, *Astrophys. J.* vol. 129, p. 243; 1963, *Astrophys. J.* vol. 137, p. 758.
- SCHÖNRICH, R., BINNEY, J. 2009, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* vol. 396, p. 203; vol. 399, p. 1145.
- SEARLE, L., ZINN, R. 1978, *Astrophys. J.* vol. 225, p. 357.
- SNAITH, O., HAYWOOD, M. et al. 2015, *Astron. Astrophys.* vol. 578, A87.
- SOMERVILLE, R. S., DAVÉ, R. 2015, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* vol. 53, p. 51.
- SPITONI, E., MATTEUCCI, F., RECCHI, S. et al. 2009, *Astron. Astrophys.* vol. 504, p. 87; Spitoni, E., Matteucci, F. 2011, *Astron. Astrophys.* vol. 531, A72; Spittoni, E. et al. 2015, *Astrophys. J.* vol. 802, p. 129.
- THEIS, C., BURKERT, A., HENSLER, G. 1992, *Astron. Astrophys.* vol. 265, p. 465.
- TOSI, M. 1988, *Astron. Astrophys.* vol. 197, p. 33.
- TWAROG, B. A. 1980, *Astrophys. J.* vol. 242, p. 242.
- WYSE, R. F. G., GILMORE, G. 1995, *Astron. J.* vol. 110, p. 2771.
- ZOCCALI, M., RENZINI, A., ORTOLANI, S. et al. 2003, *Astron. Astrophys.* vol. 399, p. 931. Ver também Zoccali, M. et al. 2017, *Astron. Astrophys.* vol. 599, p. A12.

EVOLUÇÃO QUÍMICA DE GALÁXIAS

12.1 INTRODUÇÃO

A partir do Grupo Local até as maiores distâncias que podemos observar, a milhares de Mpc, existem galáxias com aspectos morfológicos e propriedades físicas com uma grande variedade. Estas incluem as galáxias normais, as Seyfert, as galáxias compactas azuis, *starbursts*, irregulares, radiogaláxias, quasares, galáxias interagentes, etc. Neste livro estamos particularmente interessados nas galáxias normais e, dentro desta classe, nas espirais, como a Via Láctea e Andrômeda (M31). As galáxias podem ser classificadas com precisão razoável pelo sistema de classificação de Hubble, mostrado na figura 12.1. A ocorrência destas galáxias é afetada por efeitos ambientais. Por exemplo, as galáxias espirais podem ser de campo ou estar em aglomerados esparsos, enquanto as elípticas ocorrem preferencialmente nos aglomerados densos.

Nas galáxias em aglomerados, aquelas localizadas nas regiões centrais parecem ser mais ricas em metais do que as localizadas nas regiões periféricas do aglomerado ou de campo. A distribuição de frequência dos objetos envolvidos nesta classificação, consideradas as galáxias próximas, corresponde aproximadamente a 60% de galáxias espirais, 20% S0, 10% de elípticas, e 10% de irregulares. Sistemas como as Nuvens de Magalhães são também particularmente interessantes, pois são galáxias irregulares muito próximas, em

que se pode estudar tanto a componente estelar quanto a gasosa, o que traz algumas vantagens para o estudo da evolução química destes sistemas.

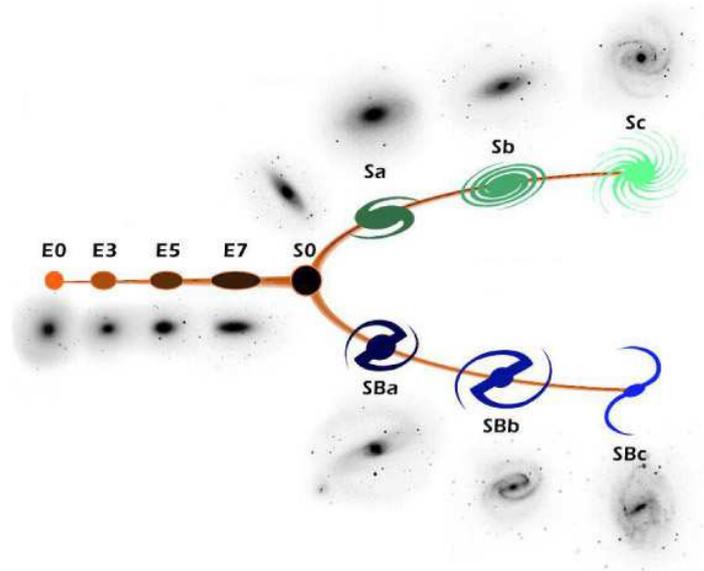


Figura 12.1 - Classificação de Hubble das galáxias.

Nos capítulos anteriores discutimos basicamente a evolução química da nossa Galáxia, a única para a qual existem informações detalhadas sobre a composição química de todos os seus componentes, além de dados sobre a distribuição espacial e cinemática das diferentes populações. Uma generalização para as galáxias espirais segundo a classificação de Hubble pode ser feita, como foi exemplificado pelos gradientes radiais de abundâncias observados nos discos destas galáxias mencionados no capítulo 7. Galáxias dos tipos mais tardios (*late type*) na sequência de Hubble apresentam diferenças sensíveis com relação às espirais, como por exemplo é o caso das galáxias irregulares. Estas galáxias incluem objetos como as Nuvens de Magalhães e também um conjunto de galáxias irregulares anãs, como as galáxias compactas azuis (BCG, *blue compact galaxies*), ou regiões HII extragalácticas. No extremo oposto da classificação de Hubble, entre as galáxias *early type*, as galáxias elípticas apresentam características distintas dos dois grupos anteriores, assim como os núcleos ativos de galáxias (AGN, *active galactic nuclei*) associados a galáxias elípticas gigantes. Estas galáxias requerem processos independentes de modelagem, em particular pela ausência de observações detalhadas de abundâncias,

frequentemente substituídas por propriedades integradas, como as cores UVB e espectros sintéticos. É possível obter cores e espectros individuais para estrelas das galáxias mais próximas do Grupo Local, mas para as demais são obtidas em geral propriedades integradas, em particular para os sistemas pobres em gás, como os bojos das espirais e as galáxias elípticas.

Neste capítulo, vamos considerar somente algumas das características principais relacionadas com as abundâncias e a evolução química das galáxias. Estudos mais detalhados podem ser feitos a partir das referências no final do capítulo, especialmente os livros de Ferreras (2020), Cimatti et al. (2019), Matteucci (2012), Mo et al. (2010), Pagel (2009), Longair (2007), Schneider (2006), Spinrad (2006) e Phillipps (2005). Diversos artigos recentes de revisão estão também incluídos na bibliografia, como Freeman (2017), Naab e Ostriker (2017), Nomoto et al. (2013) e Kennicutt e Evans (2012) e referências associadas.

Assim como a Galáxia, as demais galáxias têm uma evolução química, na qual devemos esperar uma variação da metalicidade com o tempo, ligada à sua história de formação estelar. As equações que descrevem a evolução química de outras galáxias são, portanto, semelhantes àquelas aplicadas a nossa Galáxia, como vimos nos capítulos anteriores. Soluções simples, como indicado pelas equações 8.38 e 8.46 por exemplo, podem eventualmente ser adotadas no caso de modelos simplificados. Entretanto, galáxias reais apresentam discrepâncias com relação a estes modelos simples, em particular para as galáxias de pequenas dimensões com relação à Via Láctea.

12.2 ASPECTOS DINÂMICOS DA FORMAÇÃO DE GALÁXIAS

A distinção fundamental entre a formação de esferóides e de sistemas com discos está nas escalas de tempo para a formação de estrelas e colapso em direção ao disco. Durante o colapso gravitacional, se o tempo para a formação de estrelas t_f for superior ao tempo de colapso t_c , isto é, $t_f > t_c$, não serão formadas estrelas. As colisões entre nuvens de gás dissipam a energia paralelamente ao vetor momento angular formando discos. A origem do momento angular não é clara, mas provavelmente envolve torque por marés, turbulência, ou coalescência de sistemas com velocidades altas. Se o colapso for mais lento, $t_f < t_c$, há formação de estrelas nesta fase. Não há dissipação de energia e forma-se um esferóide (halo/bojo). A quantidade de movimento é conservada: os movimentos adquiridos durante o colapso na direção perpendicular ao disco são preferencialmente dissipados. Algumas discussões sobre

a formação de galáxias e os processos dinâmicos envolvidos podem ser encontradas na bibliografia anexa.

No caso de galáxias espirais, as propriedades que devem ser explicadas incluem a existência das componentes bojo-disco, o maior conteúdo gasoso, e a sequência na classificação de Hubble. O disco implica em processos de dissipação, de onde se infere que os processos gasosos são dominantes. Num primeiro estágio, a taxa de formação estelar é mais rápida, formando a componente esferoidal. Mais tarde, já com uma taxa mais lenta, forma-se o disco. Neste caso, é maior o efeito das condições ambientais. Ocorre uma queda de matéria sobre o disco já formado (*infall*), que afeta a razão bojo/disco. Este gás cai segundo taxas da ordem de $1 M_{\odot}/\text{ano}$, em escalas de tempo longas, maiores ou da ordem de 10^{10} anos. Este processo tem grande importância para a evolução de galáxias de disco, como a nossa, em particular na solução do problema das anãs G, na obtenção de gradientes radiais de abundância, e também no cálculo da razão de enriquecimento entre o hélio e os elementos pesados. Para a Galáxia, em particular, os principais modelos de formação incluem o modelo de colapso em queda livre, colapso turbulento, acréscimo de galáxias anãs para o halo, e modelos *top down* e *bottom up* para o disco.

Um aspecto importante na formação da Galáxia é a relação entre a formação das populações do bojo e do disco. O estudo do bojo foi tradicionalmente prejudicado pela extinção, o que vem sendo modificado por estudos recentes na faixa do infravermelho (ISOGAL, DENIS, Spitzer, VISTA, HST, 2MASS, COBE, APOGEE, cf. Barbuy et al. 2018) e raios X (CHANDRA, XMM-Newton). Como resultado, a visão tradicional de um bojo velho e rico em metais está sendo alterada, com indicações de uma formação estelar mais recente, evidenciada por uma população de idade intermediária e mesmo jovem. De fato, a distribuição de metalicidade do bojo não parece se distinguir muito daquela apresentada pelo disco, por exemplo com base nas medidas de O/H em nebulosas planetárias (cf. capítulo 7).

O papel das interações fortes entre as galáxias, o canibalismo galáctico e os *mergers* têm sido enfatizado nos últimos tempos como responsável parcial por estruturas como o disco espesso da Via Láctea. De fato, estruturas como a Corrente de Magalhães e as galáxias interagentes em M51 são bastante conhecidas e, mais recentemente, pelo menos dois novos sistemas em interação com a Via Láctea foram reconhecidos, em Sagittarius e Canis Majoris. Modelos de aglomeração hierárquica com *mergers* preveem como resultado a formação de estruturas semelhantes ao disco espesso da Galáxia. As características dessas estruturas dependem de fatores como a massa e a

densidade das galáxias interagentes. No processo de *merging* ocorre uma redistribuição de energia, quantidade de movimento e momento angular, com a formação de um disco, como observado em nossa Galáxia. A determinação das populações estelares nesta região pode servir como teste para a teoria de formação hierárquica dessas estruturas, bem como dar informações sobre os sistemas estelares que interagiram com a Galáxia na época da formação do disco espesso.

Modelos de formação de galáxias elípticas devem explicar suas principais propriedades, como as variações radiais dos perfis de brilho superficial, elipticidade variável, e ocorrência de gradientes de composição química em suas regiões centrais. Alguns modelos consideram inicialmente a formação de estrelas ou pequenas galáxias; as galáxias elípticas são então formadas por processos envolvendo a dinâmica estelar, como colapso de sistemas de estrelas e coalescência de sistemas estelares. Outros modelos utilizam processos de dinâmica de gases. Estes modelos com colapso esférico explicam os gradientes de abundâncias na região nuclear de forma natural: o gás protogaláctico é mais rico em elementos pesados à medida que cai em direção ao centro, através do fundo de estrelas já formadas. Assim, as gerações posteriores de estrelas refletem o gradiente observado. Nestes objetos a formação estelar inicial é rápida, com escalas da ordem de 10^9 anos. O conteúdo gasoso diminui depois e, com ele, a taxa de formação estelar. O gás produzido pode formar estrelas a uma taxa menor ou ainda ser expulso em ventos galácticos produzidos por supernovas.

12.3 AS NUVENS DE MAGALHÃES

As Nuvens de Magalhães (figura 12.2) são os sistemas mais bem estudados, depois da Via Láctea, e um resumo dos principais resultados sobre a estrutura e evolução dessas galáxias pode ser encontrado em Westerlund (1997), van Loon e Oliveira (2009) e D’Onghia e Fox (2016).

As abundâncias dos elementos mais leves nas Nuvens de Magalhães podem ser determinadas a partir de espectros de regiões HII e nebulosas planetárias, enquanto que os elementos mais pesados podem ser estudados diretamente através de espectroscopia de estrelas supergigantes. Os resultados indicam uma certa deficiência com relação à vizinhança solar, exemplificada por exemplo pelas razões $[\text{He}/\text{H}] = -0.10$, $[\text{C}/\text{H}] = -0.75$, $[\text{N}/\text{H}] = -0.99$ e $[\text{O}/\text{H}] = -0.44$ para a Grande Nuvem de Magalhães, tomadas com relação ao sol. Abundâncias de $[\text{Fe}/\text{H}]$ podem ser determinadas em aglomerados nas Nuvens, e estimativas das idades destes aglomerados permitem a determinação

de uma relação idade-metalicidade, semelhante à obtida para a vizinhança solar (figura 7.4).



Figura 12.2 - Nuvens de Magalhães (LMC/SMC).

Em média, as abundâncias de Fe no meio interestelar das Nuvens é da ordem de $[Fe/H] = -0.19$ (GNM), $[Fe/H] = -0.58$ (PNM), o que pode ser comparado ao valor da vizinhança solar, $[Fe/H] = -0.11$. Uma comparação das metalicidades das Nuvens com a Galáxia pode ser vista na figura 12.3 para as nebulosas planetárias (Maciel et al. 2010). Nesse caso, são mostradas as abundâncias de Ne/H e O/H para objetos da Via Láctea (círculos vermelhos), da Grande Nuvem (triângulos azuis) e da Pequena Nuvem (cruzes).

As abundâncias médias de O/H são 7.88, 8.25 e 8.61 para a PNM, GNM e Via Láctea, respectivamente, em bom acordo com os valores das metalicidades mencionados acima. De fato, as Nuvens de Magalhães são um excelente laboratório para o estudo da formação estelar e evolução química de sistemas de baixa metalicidade. A posição das Nuvens de Magalhães no diagrama $[O/Fe] \times [Fe/H]$ sugere que a formação estelar foi mais lenta que na vizinhança solar e muito mais lenta que no bojo, ou ocorreu por meio de *bursts* (surtos) separados por intervalos de tempo relativamente longos.

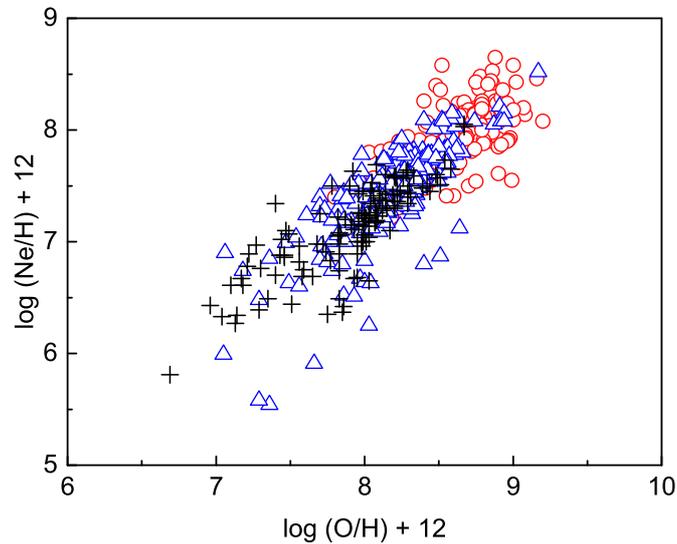


Figura 12.3 - Abundâncias de Ne/H e O/H em nebulosas planetárias galácticas (círculos vermelhos, da GNM (triângulos azuis) e da PNM (cruzes).

Outra característica interessante das Nuvens de Magalhães é a presença da Corrente de Magalhães (*Magellanic Stream*), a qual mostra claramente evidências de processos de interação dinâmica com a Galáxia, de modo que as Nuvens não podem, em princípio, ser consideradas como sistemas isolados.

12.4 GALÁXIAS ESPIRAIS

Galáxias espirais podem ter tipos Sa, Sb, Sc ou tipos intermediários e conter ou não barras (cf. figura 12.4). A composição química das galáxias espirais observadas ao longo do eixo de rotação (*face on*) pode ser conhecida a partir da análise de regiões HII nestes sistemas, como foi mencionado no capítulo 7. Gradientes de abundâncias de O, N e S são observados em muitas galáxias, com a possível exceção das espirais barradas. As magnitudes dos gradientes são variáveis, mas da mesma ordem de grandeza daquelas observadas na Galáxia a partir de regiões HII e nebulosas planetárias. Outras características das galáxias espirais são também semelhantes às da nossa Galáxia, como demonstrado pelo trabalho clássico de Baade (1944) sobre a distribuição das populações estelares no bojo e no disco da Galáxia de Andrômeda (M31 = NGC 224). Entretanto, a extrapolação de propriedades da Galáxia para ou-

tros objetos sempre envolve riscos, como pode ser observado por exemplo pelas diferenças nas distribuições de metalicidades entre a Via Láctea e Andromeda, uma galáxia semelhante à nossa em termos de dimensões e morfologia.



Figura 12.4 - Galáxia espiral M100.

Assim como no caso da Galáxia, outras galáxias espirais têm vínculos observacionais que devem ser satisfeitos, como: (i) As distribuições radiais do gás no disco, compreendendo o gás atômico e molecular. A distribuição radial da densidade superficial do gás atômico (H) pode ser obtida a partir de observações da linha de 21 cm, enquanto que a densidade de coluna do gás molecular (H_2) é obtida a partir da luminosidade observada da molécula de CO. (ii) As distribuições radiais das abundâncias dos principais elementos, obtidas a partir de linhas de emissão em regiões HII. Além do oxigênio, estas abundâncias podem incluir elementos como N e S. (iii) A distribuição radial da taxa de formação estelar (SFR), que pode ser obtida a partir do fluxo $H\alpha$ ou das cores fotométricas. (iv) A evolução temporal destas quantidades, incluindo a relação idade-metalicidade.

Modelos para galáxias espirais consideram geralmente a presença de *infall* como no caso da Galáxia ($\sim 10^{-3} M_{\odot} \text{ kpc}^{-2} \text{ ano}^{-1}$ ou $1 M_{\odot} \text{ pc}^{-2} \text{ Gano}^{-1}$), uma SFR constante ou decrescente lentamente, diferentes razões bojo-disco, e a eventual presença de *outflows*. Alguns modelos quimiodinâmicos foram também aplicados às galáxias espirais, como pode ser visto na bibliografia.

Resultados de modelos de evolução química para galáxias espirais podem ser exemplificados pela aplicação do modelo multifásico de evolução química (capítulo 11) às distribuições de abundâncias em algumas galáxias com diferentes tipos de Hubble e classes de luminosidade. Como vimos, este modelo procura aplicar um cenário dinâmico mais consistente que os modelos “clássicos” de evolução química para a formação das diferentes estruturas das galáxias, como o halo, o bojo e o disco.

12.5 GALÁXIAS IRREGULARES

As galáxias irregulares incluem um conjunto relativamente heterogêneo de objetos, como as chamadas *irregulares magelânicas*, semelhantes às Nuvens de Magalhães, as *irregulares anãs* (dIrr, figura 12.5) e as galáxias *compactas azuis* (BCG, de *blue compact galaxies*).



Figura 12.5 - NGC 1427A, galáxia irregular anã.

As galáxias irregulares anãs e as BCG têm metalicidades baixas e alto conteúdo de gás, enquanto que as galáxias esferoidais anãs (dSph), como as elípticas, têm estrelas velhas e pouco gás. No cenário hierárquico, essas galáxias são as fontes naturais que devem ser aglomeradas para formar as galáxias maiores. Entretanto, a distribuição dos elementos $[\alpha/\text{Fe}]$ em função da metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ é diferente nestes objetos com relação à Galáxia, vista

na figura 7.7. As taxas de formação estelar nesses sistemas são bastante diferentes, e podem ser comparadas: para o bojo galáctico, a taxa de formação estelar por unidade de massa, dada em $(M_{\odot}/\text{ano})/M_{\odot} = \text{ano}^{-1}$ é da ordem de $\nu \sim 2.0 \text{ Gano}^{-1}$; para a vizinhança solar temos $\nu \sim 1.0 \text{ Gano}^{-1}$, enquanto que para uma galáxia irregular típica temos $\nu \sim 0.1 \text{ Gano}^{-1}$.

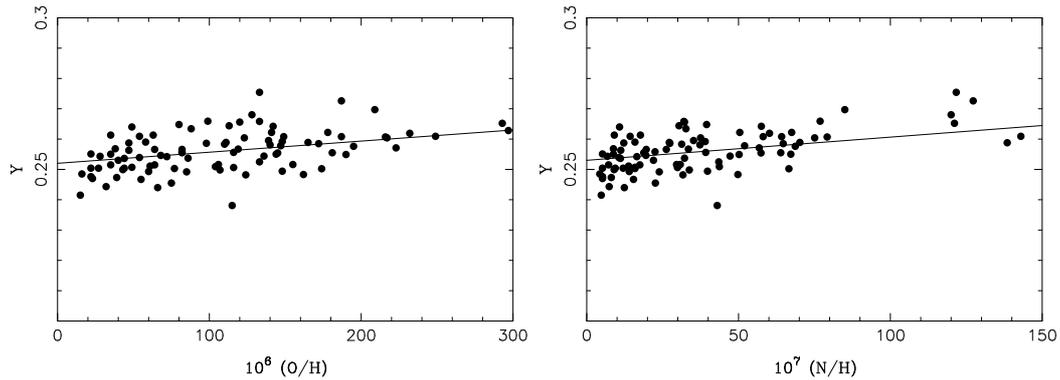


Figura 12.6 - Determinação da abundância primordial de He por galáxias irregulares anãs e regiões HII extragalácticas.

As galáxias irregulares anãs estão entre os objetos com metalicidades interestelares mais baixas conhecidos, o que as torna particularmente interessantes para a determinação da abundância primordial de He. Por exemplo, o objeto IZw18 tem $\text{O}/\text{H} \simeq 1.75 \times 10^{-5}$, ou seja, $\log(\text{O}/\text{H}) + 12 \simeq 7.24$, ou cerca de 1/40 do valor solar, com valores ainda mais baixos no envelope de H neutro. Para este objeto, a abundância de He por massa é $Y \simeq 0.23$, semelhante à abundância primordial do He. Alguns resultados de regressões lineares entre a abundância de He por massa (Y) e as abundâncias de O/H e N/H estão mostrados na figura 12.6. Os pontos são galáxias HII e algumas regiões HII em galáxias irregulares e espirais. O valor obtido para a abundância pregaláctica de hélio é $Y_p \simeq 0.252 \pm 0.005$, e pode ser comparado com os resultados mencionados na seção 2.8.

As principais características destas galáxias incluem cores azuis, grande quantidade de gás e baixo conteúdo metálico. Estes objetos seriam então muito jovens ou teriam sofrido uma formação estelar descontínua. Trabalhos recentes sugerem que as galáxias compactas azuis são galáxias *starburst*, tendo sofrido *bursts* intensos de formação estelar, em contraposição às galáxias irregulares gigantes, que teriam uma SFR constante.

Para as BCG, as razões Fe/O, Ne/O, etc. aparentemente não dependem da metalicidade, de maneira semelhante às estrelas velhas da Galáxia. As galáxias irregulares anãs e BCG caracterizam-se por uma grande variação em suas propriedades físicas observadas, como por exemplo a relação massa-metalicidade, e os diagramas N/O \times O/H e He/H \times O/H. Diversos modelos e sugestões têm sido feitos para explicar estas características, como (i) variações na IMF, (ii) variações nas taxas de ventos galácticos, (iii) variações na taxa de *infall*, (iv) diferentes quantidades de N primário, (v) diferentes frações de matéria escura e (vi) presença de ventos diferenciais.

A aplicação do modelo simples às galáxias irregulares anãs pode dar alguma informação sobre os *yields* nestes objetos. Por exemplo, a figura 12.7 mostra a abundância de O/H em regiões HII em função da fração de gás, $\mu = M_g/M_t$ para regiões HII em galáxias irregulares (cruzes) e espirais (pontos). A linha cheia mostra previsões do modelo simples.

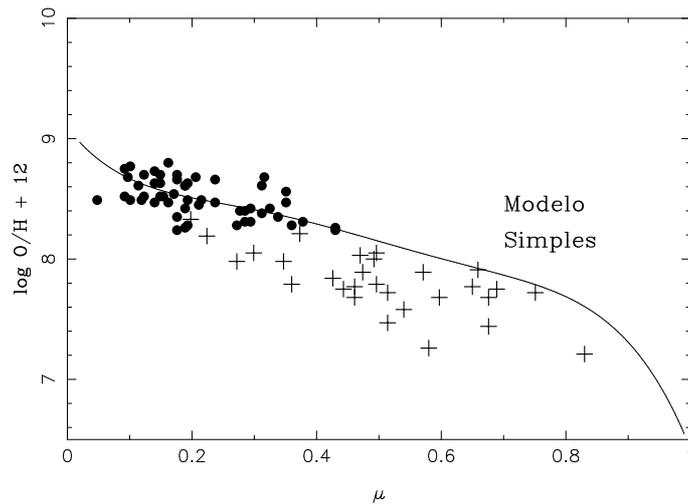


Figura 12.7 - Abundâncias de O/H em função da fração de gás para regiões HII extragalácticas. Galáxias irregulares (cruzes) e espirais (pontos).

De acordo com a equação 8.38, no modelo simples a abundância dos elementos primários como o oxigênio deve crescer com o logaritmo do inverso da fração de gás. O ajuste mostrado na figura 12.7 resulta em um *yield* efetivo de $y \simeq 0.2Z_{\odot} \simeq (0.2)(0.020) \simeq 0.004$ (linha cheia), inferior ao *yield* da vizinhança solar, $y \simeq 0.7Z_{\odot} \simeq 0.014$, se usarmos o *yield* canônico (capítulo 8). Esta diferença pode ser atribuída a variações na IMF, à perda de material

enriquecido nos ventos galácticos, ou a uma variação dos *yields* com a metalicidade. Valores semelhantes do *yield* das Nuvens de Magalhães foram também obtidos para outras galáxias irregulares. Para os elementos primários, devemos esperar que $Z_i/Z_j \simeq$ constante, o que é confirmado por exemplo pelas observações das razões $S/O \times O/H$ e $Ar/O \times O/H$ em regiões HII galácticas e extragalácticas, resultado semelhante ao observado em nossa Galáxia, como vimos na figura 8.11.

Para os elementos secundários, ou parcialmente secundários, como o N, o *yield* é aproximadamente proporcional à abundância do progenitor primário, no caso C ou O, pois $Z_{sec}/Z_{pri} \propto Z_{pri}$, o que pode ser confirmado na por exemplo pela relação $N/O \times O/H$ em regiões HII galácticas e extragalácticas.

Diversos modelos mais detalhados para as Nuvens de Magalhães e outras galáxias irregulares existem na literatura, como pode ser visto na bibliografia anexa. Estes modelos incluem características como presença de *bursts*, análise das cores fotométricas, etc., e sugerem que a formação estelar ocorre através de *bursts* de curta duração, mas intensos, que dão origem a episódios de ventos galácticos, em que atuam basicamente as supernovas de tipo II. Os modelos são caracterizados por (i) uma zona com mistura instantânea de gás, relaxando a IRA, (ii) cálculo detalhado da evolução temporal das abundâncias de H, He, C, N, O, e Fe, (iii) ocorrência de 1 a 15 *bursts*, com duração de 20 a 100 Mano, com eficiência de formação estelar de 10 a 50 Gano^{-1} , (iv) IMF de Salpeter, e (v) ventos galácticos, movidos por supernovas, com taxas proporcionais à SFR, podendo ser normais ou “diferenciais”, isto é, enriquecidos em metais.

Variando o número de *bursts* entre 1 e 15, a época de ocorrência do *burst*, a eficiência da formação estelar, o tipo de vento, a IMF e as prescrições de nucleossíntese, pode-se ajustar o conjunto de vínculos observacionais disponível, em particular as relações $He/H \times O/H$ e $N/O \times O/H$. Os melhores ajustes ocorrem para os modelos com ventos diferenciais e um número de *bursts* entre 7 e 10. Por exemplo, para IZw18, considera-se a massa inicial da região de formação estelar como $M_i \sim 6 \times 10^6 M_\odot$ e um *burst* de duração de 10 a 50 Mano, correspondendo a uma SFR no *burst* atual de $0.03 M_\odot \text{ano}^{-1}$, com ajustes razoáveis para as abundâncias.

12.6 GALÁXIAS ESFEROIDAIS E ELÍPTICAS

As galáxias elípticas são caracterizadas pela presença de populações estelares mais antigas, são ricas em metais, e têm razões $[\alpha/Fe]$ relativamente altas em seus núcleos, geralmente no intervalo $0.3 \geq [Mg/Fe] \geq 0.05$. Sua

escala de tempo de formação deve ser curta, tipicamente menor ou da ordem de 0.5 Gano, o que pode ocorrer em um colapso monolítico ou em um processo de *merging* de blocos de gás, onde a formação estelar é interrompida após ocorrer um vento galáctico. Modelos baseados nestes cenários predizem que sistemas menos massivos ($\sim 10^{10} M_{\odot}$) têm uma duração mais longa da formação estelar que os mais massivos ($\sim 10^{13} M_{\odot}$) (*downsizing*), ou seja, nos sistemas menos massivos a intensidade da formação estelar é menor, mas sua duração é mais longa. Isto significa que a eficiência da formação estelar aumenta com a massa, mas a escala de tempo para que os blocos de gás sejam fundidos para a formação da galáxia diminui para massas mais altas. Os modelos predizem então que a razão $[\alpha/\text{Fe}]$ deve aumentar para as galáxias mais massivas, que têm uma formação estelar de menor duração, o que de fato é observado. Nesse aspecto, esses modelos contradizem os modelos hierárquicos clássicos, para os quais as galáxias mais massivas teriam uma formação estelar mais estendida que as menos massivas, de modo que a razão $[\alpha/\text{Fe}]$ deveria decrescer com o aumento da massa, o que não é observado. Recapitulando, no cenário *hierárquico* admite-se que os bárions se aglomeram hierarquicamente, formando primeiro as galáxias menores que, em sucessivos processos de *merging*, formariam as galáxias mais massivas. No cenário chamado *monolítico*, admite-se que as galáxias desde o início passaram a formar estrelas segundo diferentes taxas de formação estelar. Nesse caso, objetos como os esferóides tiveram uma formação estelar intensa, consumindo a maior parte do gás, de modo que contêm essencialmente estrelas velhas, enquanto que as galáxias espirais e irregulares tiveram (e têm) uma formação estelar mais lenta, contendo objetos mais jovens, além dos mais velhos.

As galáxias elípticas podem ser classificadas de várias maneiras, mas as mais importantes são as elípticas normais (gigantes, gE, ou compactas, cE), as elípticas anãs (dE), as galáxias cD, encontradas nos núcleos de aglomerados densos, e as esferoidais (dSph).

Vamos considerar brevemente a evolução química de galáxias elípticas, analisando inicialmente as *galáxias esferoidais anãs* do Grupo Local e, em seguida, as *galáxias elípticas gigantes* mais distantes.

GALÁXIAS ESFEROIDAIS ANÃS

Trabalhos recentes têm procurado aplicar as prescrições de nucleossíntese da Via Láctea às galáxias esferoidais anãs do Grupo Local (dSph, figura 12.8). Os padrões observados das relações $[\alpha/\text{H}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ são geralmente diferentes dos observados na Galáxia, e têm sido interpretados como indicativos de uma

formação estelar menos eficiente do que na vizinhança solar, além da presença de ejeções galácticas (*galactic outflows*) intensas nestes sistemas. Estes resultados são interessantes, pois as galáxias dSph, assim como as galáxias irregulares anãs (dIrr) do Grupo Local são candidatos naturais a fontes do *infall* necessário para entender a evolução química da Galáxia. Além disso, modelos cosmológicos em um cenário Λ CDM prevêem que sistemas esferoidais anãos, com massas da ordem de $10^7 M_{\odot}$, são os primeiros objetos a formar estrelas, em uma escala de tempo curta, da ordem de 1 a 2 Ganos, ou menor. Portanto, diferenças importantes entre a evolução química destes sistemas com relação à Via Láctea colocam dificuldades para a aceitação deste cenário. Este problema pode ser parcialmente contornado considerando duas componentes para o halo galáctico, a mais externa das quais teria sido formada pelo acréscimo de sistemas como as dSph.



Figura 12.8 - Galáxia esferoidal anã em Fornax.

Uma comparação da relação $[\alpha/\text{Fe}] \times [\text{Fe}/\text{H}]$ para as dSph mostra que esses sistemas têm metalicidades baixas, $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.5$ e apresentam um *plateau* menor do que na Galáxia. Isto pode ser interpretado admitindo que a formação estelar é menos eficiente do que na vizinhança solar, de modo que a maior parte do Fe produzido pelas supernovas tipo Ia ocorre quando o gás ainda é muito pobre em metais, $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.0$. Em contrapartida, na vizinhança solar a formação estelar é muito eficiente, a contribuição das

supernovas tipo II faz com que a razão $[O/Fe]$ permaneça maior que a solar até a metalicidade alcançar o valor solar.

Modelos para as dSph do Grupo Local estão disponíveis na literatura, como indicado na bibliografia anexa. Estes modelos ajustam bem as relações $[\alpha/Fe] \times [Fe/H]$ observadas, em particular com um *plateau* mais curto e um declínio mais acentuado da razão $[O/Fe]$ para metalicidades mais altas. Esses modelos são baseados em sistemas com uma longa época de formação estelar (8 Ganos) e baixa eficiência, cerca de 1-10% da taxa de formação estelar por unidade de massa da Galáxia. Uma componente importante desses modelos são ventos galácticos intensos, que aumentam a perda de gás pelos sistemas, além da formação estelar.

GALÁXIAS ELÍPTICAS GIGANTES

Para as galáxias elípticas gigantes (figura 12.9), a composição química é tradicionalmente estudada a partir de cores integradas e espectros. Estas galáxias têm pouco gás e não apresentam regiões HII, como ocorre com as espirais e irregulares, e suas estrelas não podem em geral ser resolvidas para obter abundâncias fotosféricas individuais. A análise da composição química destes objetos pode ser feita pela *síntese evolutiva* ou empírica, a partir dos diagramas cor-magnitude.



Figura 12.9 - NGC 1316, galáxia elíptica gigante.

Os procedimentos de síntese evolutiva usam indicadores de metalicidade como os índices Mg_2 e $\langle Fe \rangle$, e sugerem que as elípticas têm metalicidades tipicamente solares e idades elevadas. Em particular, a razão $[Mg/Fe]$ na região central das elípticas é superior à solar, aumentando com a luminosidade e sugerindo que a nucleossíntese nestes objetos é característica de estrela massivas, de modo que a escala de tempo de formação destes objetos é curta, $t_e \leq 3 \times 10^8$ ano. Também para estes objetos a metalicidade tende a aumentar com a luminosidade da galáxia.

As galáxias elípticas apresentam gradientes de metalicidade, assim como as galáxias espirais, medidos por exemplo pela variação radial dos índices de metalicidade. Referências para estas galáxias e sua relação com os modelos de evolução química podem ser encontradas na bibliografia.

Note-se que no cenário monolítico as galáxias elípticas teriam se formado em altos *redshifts* em razão de um colapso rápido de uma nuvem de gás, enquanto que no cenário hierárquico essas galáxias teriam se formado em *redshifts* mais baixos. A baixa quantidade de gás nas galáxias elípticas suporta a idéia de que a formação estelar cessou há vários Ganos, o que é admitido na maior parte dos modelos. Entretanto, dados recentes (GALEX, *Galaxy Evolution Explorer*, Herschel) mostram evidências de uma formação estelar recente, embora de baixa intensidade, o que suporta o cenário hierárquico, ao menos parcialmente.

Modelos propostos para a evolução química e das propriedades fotométricas das galáxias elípticas, são em geral modelos de colapso dissipativo, em que uma esfera homogênea de gás primordial sofre colapso com a ocorrência simultânea de formação estelar que decresce rapidamente com o tempo. As estrelas formadas têm metalicidades variáveis, desde objetos muito pobres em metais até objetos com abundâncias algumas vezes superiores à abundância solar. A formação estelar contínua diminui quando a energia do meio interestelar se aproxima da energia de ligação do gás, pela ação dos ventos estelares e explosões de supernovas. O gás residual é então varrido por um vento galáctico, levando às baixas quantidades de gás observadas nestes objetos.

Modelos envolvendo processos de *merging* são também muito populares, e as galáxias resultantes dependem basicamente da morfologia das galáxias progenitoras e da geometria envolvida. Essas galáxias apresentam geralmente uma certa regularidade em seus perfis de brilho em função da luminosidade (lei de Sersic), além de hospedarem um buraco negro supermassivo em seu centro. Entretanto, trabalhos recentes sobre as galáxias elípticas do Aglomerado de Virgo sugerem a existência de famílias distintas de acordo com sua

luminosidade, o que implica um afastamento da lei de Sersic. Em particular, a família de galáxias com núcleos mais luminosos e rotação lenta inclui estrelas muito velhas formadas em escalas de tempo curtas, enquanto que as galáxias com luminosidade mais baixa na região central e em rotação mais rápida apresentam uma população estelar mais jovem.

12.7 MATÉRIA ESCURA

Em um dado sistema astronômico (vizinhança solar, galáxias, aglomerados), há em princípio uma diferença entre a massa total que pode ser detectada gravitacionalmente M_T e a massa observada a partir da radiação, ou massa luminosa M_L : $M_T - M_L = M_E$, que é a matéria “escura” (*dark matter*). No *sistema solar* não há atualmente evidências de matéria escura em grande quantidade. Mas já houve: a previsão da existência (confirmada) de Netuno, a partir de perturbações na órbita de Urano, e a existência (não confirmada) de Vulcano, interno à órbita de Mercúrio, devido à precessão anômala do perihélio de Mercúrio.

Na *vizinhança solar* pode haver muitas anãs marrons (*brown dwarfs*), com massas $M \simeq 0.08M_\odot$. Nestes objetos não ocorre a fusão do H, e os elétrons se degeneram antes da temperatura e densidade alcançarem valores suficientes. A luminosidade das anãs marrons vem da contração gravitacional, sendo baixa e indetectável.

As anãs marrons são exemplos de matéria escura bariônica. A função de distribuição destes objetos não é bem conhecida, já que as incertezas na detecção de estrelas de baixas massas (e luminosidades) são elevadas. Entretanto, acredita-se que estes objetos só poderiam conter uma pequena fração da massa da vizinhança solar.

Na *Galáxia*, uma curva de rotação kepleriana com $R_0 = 8.5$ kpc e $V_0 = 220$ km/s na posição do Sol produz $M_G \sim R_0 V_0^2 / 2G \simeq 5 \times 10^{10} M_\odot$. Resultados recentes indicam uma estabilização ou mesmo um aumento na curva de rotação com a distância ao centro galáctico, o que levaria a massas superiores à massa luminosa observada, como visto na figura 12.10, obtida a partir de nebulosas planetárias (Maciel e Lago 2005). Curvas de rotação como a desta figura podem ser explicadas por um modelo com 3 componentes: uma componente esferoidal, responsável pelo pico observado para $R < 2$ kpc, uma componente disco, dominante na região $2 \leq R(\text{kpc}) \leq 15$, e uma componente “coronal”, que corresponde à matéria escura bariônica, localizada essencialmente a grandes distâncias galactocêntricas, tipicamente $R > 20$ kpc.

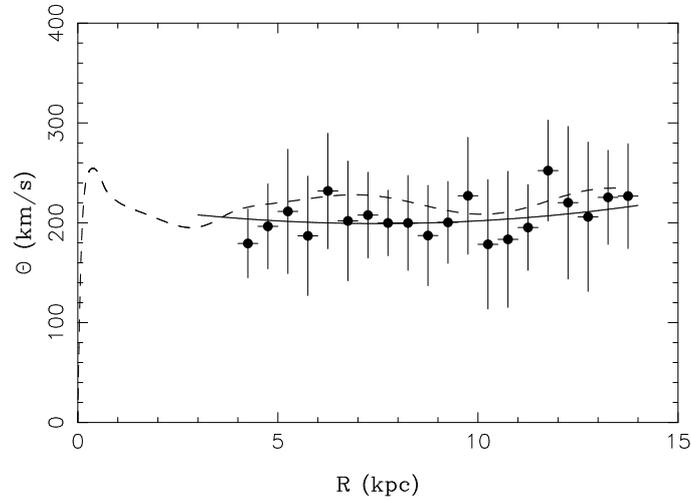


Figura 12.10 - Curva de rotação para a Galáxia obtida a partir de nebulosas planetárias (pontos) em comparação com uma curva obtida para regiões HII (linha tracejada).

Estimativas da massa total, incluindo a matéria escura, são incertas, mas podem alcançar valores significativamente mais altos que a massa interna a $R \simeq 20$ kpc, que é da ordem de $2 \times 10^{11} M_{\odot}$. Em outras galáxias, análises das curvas de rotação produzem diretamente estimativas das massas totais. Por exemplo, para NGC 3198 estima-se que as estrelas e outras massas luminosas constituem menos que 10% da massa total. A razão massa-luz neste caso é da ordem de $M/L \sim 40$, muito superior ao valor da vizinhança solar, $M/L \sim 2$. Isto é interpretado como evidência de matéria escura. Algo semelhante ocorre para os aglomerados de galáxias, como o aglomerado de Coma, cuja massa dinâmica é de $M \simeq 8 \times 10^{14} M_{\odot}$ em $r \simeq 1.3$ Mpc. A razão massa-luz é $M/L \sim 300$, muito superior ao valor médio para as estrelas.

12.8 EVOLUÇÃO QUÍMICA CÓSMICA

O principal modelo atualmente aceito para a formação de galáxias no Universo é o Λ CDM (λ cold dark matter), em que um universo plano contém cerca de 75% de energia escura, 21% de matéria escura fria e apenas 4% de matéria bariônica, que é o material que constitui as estrelas, galáxias, e nós mesmos. As estruturas observadas foram formadas a partir de perturbações de densidade, seguidas por processos de instabilidade gravitacional e posterior resfriamento, dando origem a um gs protogaláctico circundado por matéria

escura. Este processo leva à formação e evolução estelar, podendo ser caracterizado por uma evolução dinâmica e uma evolução química.

No cenário cosmológico padrão flutuações de densidade primordiais cresceram por instabilidade gravitacional por meio de matéria escura em um processo hierárquico formando galáxias menos massivas, as quais produzem sistemas mais massivos por meio de processos de *merging*.

Estrelas com baixas metalicidades e longos tempos de vida têm sido intensamente estudadas na Galáxia e em galáxias anãs próximas, e são particularmente importantes pelas informações sobre a evolução química durante a formação das estruturas, o que é conhecido como arqueologia galáctica (capítulo 11), pois estas estrelas são como fósseis vivos testemunhas do enriquecimento químico nas fases iniciais da formação das galáxias.

Nos últimos anos o estudo da evolução química cósmica desenvolveu-se de maneira considerável em uma perspectiva mais ampla, que inclui a variação da metalicidade e da taxa de formação estelar com o tempo cósmico (ver por exemplo Somerville e Davé 2015, Madau e Dickinson 2014 e as demais referências incluídas). Os novos modelos foram beneficiados por observações recentes de surtos de raios gama (GRB, de *gamma ray bursts*, cf. Berger et al. 2014). Estes são fontes brilhantes, emitindo em até alguns minutos radiação equivalente à emitida pelo Sol em toda sua vida, e cuja origem está associada ao colapso final de estrelas massivas, ou à coalescência de objetos compactos. Compreendem um intervalo de *redshifts*, $8 \geq z \geq 1$, de modo que podem contribuir para o estudo da evolução química cósmica desde o universo local até as épocas mais remotas. Basicamente, podem ser estudadas linhas de absorção características de um gás neutro em galáxias mais distantes ($z \geq 2$) e linhas de emissão de gás ionizado em objetos mais próximos ($z \leq 1$). O primeiro método indica densidades de coluna de H da ordem de $N_H \sim 10^{21} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, e metalicidades decrescentes com o aumento do *redshift*. Por exemplo, a metalicidade Z/Z_\odot varia de aproximadamente $Z/Z_\odot \simeq 1$ para $z \simeq 0$ a $Z/Z_\odot \simeq 0.01$ para $z \simeq 4$, embora com uma alta dispersão. Uma vez que os GRB estão associados com as estrelas massivas, podem ser utilizados para estimativas da taxa de formação estelar cósmica. Supondo que taxa de ocorrência dos GRB seja proporcional à taxa de formação estelar, são obtidos resultados como os mostrados na figura 12.11.

O estudo da história da taxa de formação estelar cósmica tem sido beneficiado por *surveys* de imageamento em comprimentos de onda múltiplos, por exemplo com os telescópios espaciais HST e Spitzer, além de telescópios da classe de 8 metros no solo e novos espectrógrafos. Com esses equipamentos

foram observadas galáxias com redshifts até cerca de $z \simeq 8$. Os dados são de diferentes fontes, estendendo-se até $z \simeq 8$, incluindo surtos de raios gama, regiões com emissão Lyman- α (LAE), e galáxias *Lyman-break* (LGB).

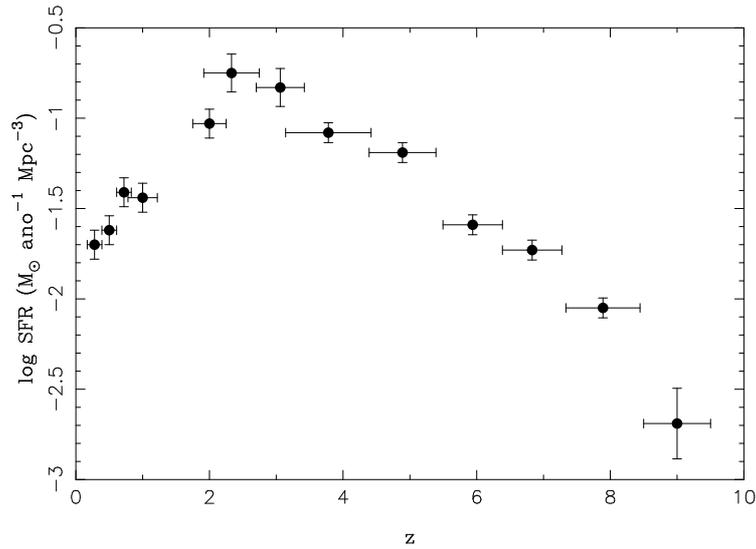


Figura 12.11 - Variação da taxa de formação estelar com o desvio para o vermelho.

Pode-se ver que a taxa de formação estelar foi mais intensa no passado, pelo menos até cerca de $z \simeq 4$. Na interface da evolução química das galáxias e a Cosmologia Observacional, observações recentes do *Hubble Space Telescope* (HST) oferecem a oportunidade de explorar o efeito da absorção intergaláctica com o objetivo de determinar a distribuição das galáxias segundo o *redshift*.

Esses resultados mostram que a taxa de formação estelar teve um pico em aproximadamente 3.5 Ganos após o Big Bang, com redshift $z \simeq 1.9$. Em seguida, a taxa decresceu com uma escala de tempo da ordem de 3.9 Ganos. Pode-se inferir que cerca de metade da massa estelar observada hoje foi formada em $z \leq 1.3$.

Modelos recentes usando síntese de populações levam à determinação da história da formação estelar no universo, mostrando que a SFR aumenta no intervalo $0 \leq z \leq 1.2$, com um decréscimo posterior acentuado para $z > 3$, em bom acordo com os resultados da figura 12.6.

A figura 12.12 mostra a variação da densidade de massa estelar com o desvio para o vermelho, onde a linha sólida representa resultados de um modelo obtido a partir da integração da taxa instantânea de formação estelar.

As medidas da densidade de massa estelar são baseadas essencialmente nos levantamentos SDSS (*Sloan Digital Sky Survey*) e fotometria obtida com o satélite Spitzer.

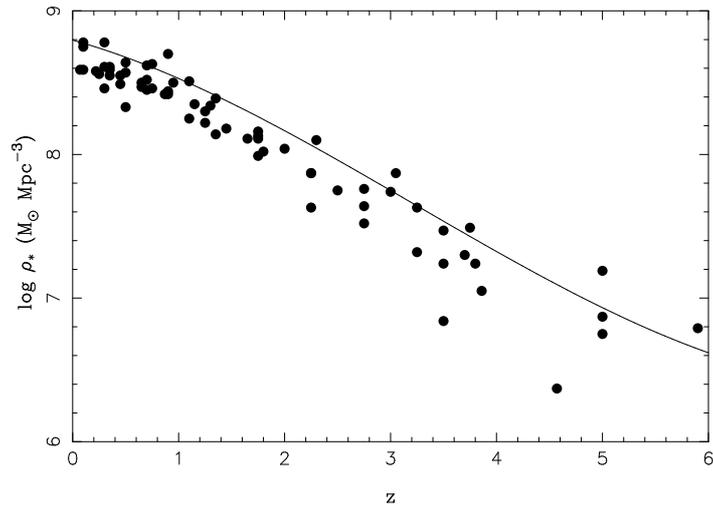


Figura 12.12 - Variação da densidade do universo com o desvio para o vermelho.

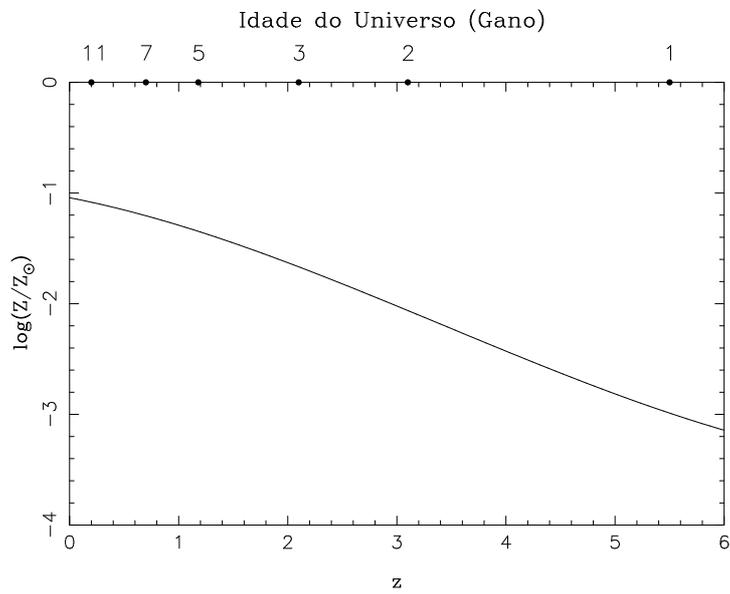


Figura 12.13 - Variação da metalicidade média com o desvio para o vermelho. O eixo horizontal superior mostra a idade aproximada do Universo.

A figura 12.13 mostra a metalicidade média do Universo em unidades solares em função do desvio para o vermelho, sendo a linha sólida a massa de elementos pesados produzida por bárion cósmico obtida a partir de um modelo teórico. Esses resultados têm um bom acordo com dados observacionais, por exemplo considerando a metalicidade estelar média no Universo próximo obtida com o SDSS, ou abundâncias médias de Fe nas regiões centrais de aglomerados de galáxias.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BAADE, W. 1944, *Astrophys. J.* vol. 100, p. 137.
- BARBUY, B., CHIAPPINI, C., GERHARD, O. 2018, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 56, p. 223.
- BERGER, E. 2014, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 52, p. 43. Ver também N. Gehrels et al. 2009, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 49, p. 567.
- CIMATTI, A., FATERNALI, F., NIPOTI, C. 2019, *Introduction to galaxy formation and evolution: From Primordial Gas to Present-day Galaxies*, Cambridge University Press.
- D'ONGHIA, E., FOX, A. J. 2016, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 54, p. 363.
- FERRERAS, I. 2020, *Fundamentals of galaxy dynamics, Formation and Evolution*, UCL Press.
- FREEMAN, K. C. 2017, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 55, p. 1. Ver também Feng, J. L. 2010, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 48, p. 494; Porter, T. A. et al. 2011, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 49, p. 155; Sofue, Y., Rubin, V. 2001, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 39, p. 137.
- KENNICUTT, R. C., EVANS, N. J. 2012, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 50, p. 531. Ver também Tolstoy, E. et al. 2009, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 47, p. 371; Blanton, M. R., Moustakas, J. 2009, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 47, p. 159; Zinnecker, H., Yorke, H. W. 2007, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 45, p. 481.

- LONGAIR, M. S. 2007, *Galaxy formation*, Springer.
- MACIEL, W. J., COSTA, R. D. D., IDIART, T. E. P. 2010, *Proceedings 11th Symposium on Nuclei in the Cosmos*, PoS. Ver também Maciel, W. J. et al. 2017, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* vol. 53, p.1. A figura 12.3 é baseada em dados deste trabalho.
- MACIEL, W. J., LAGO, L. G. 2005, *Revista Mexicana Astron. Astrof.* vol. 41, p. 383. A figura 12.10 é baseada em dados deste trabalho.
- MADAU, P., DICKINSON, M. 2014, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 52, p. 415. As figuras 12.7 e 12.8 são baseadas em dados desta referência. Ver também Trenti, M. et al. 2015, *Astrophys. J.* vol. 802, p. 103. A figura 12.11 é baseada em dados desta referência; Savaglio, S. 2009, *IAU Symposium 265*, ed. K. Cunha et al., Cambridge University Press, p. 119; Conselice, C. J. 2014, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 52, p. 291; Shapley, A. E. 2011, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 49, p. 525; Stark, D. P. 2016, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 54, p. 2016; Wechsler, R. H., Tinker, J. L. 2018, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 56, p. 435.
- MATTEUCCI, F. 2012, *The chemical evolution of the Galaxy*, Springer. Ver também Matteucci, F. 2016, *8th European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics*, IOP Publishing, Journal of Physics: Conference Series vol. 703, 012004.
- MO, H., VAN DEN BOSCH, F., WHITE, S. 2010, *Galaxy formation and evolution*, Cambridge University Press.
- NAAB, T., OSTRIKER, J. P. 2017, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 55, p. 39. Ver também van der Kruit, P. C., Freeman, K. C. 2011, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 49, p. 301; Renzini, A. 2006, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 44, p.141; Sandage, A. 2005, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 43, p. 581.
- NOMOTO, K., KOBAYASHI, C., TOMINAGA, N. 2013, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 51, p. 457.
- PAGEL, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*, Cambridge University Press, 2a. ed. As figuras 12.6 e 12.7 são baseadas em dados deste trabalho.
- PHILLIPS, S. 2005, *The structure and evolution of galaxies*, Wiley.
- SCHNEIDER, P. 2006, *Extragalactic astronomy and cosmology: an introduction*, Springer.

SOMERVILLE, R. S., DAVÉ, R. 2015, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* vol. 53, p. 51.

SPINRAD, H. 2006, *Galaxy formation and evolution*, Springer.

VAN LOON, J. TH., OLIVEIRA, J. M. 2009, *IAU Symposium 356*, Cambridge University Press.

WESTERLUND, B. E. 1997, *The Magellanic Clouds*, Cambridge University Press.

CRÉDITOS DAS FIGURAS

Figura 1.1

A Via Láctea e o telescópio de 3.6 do ESO no Chile (ESO/S. Brunier)

<http://www.eso.org/public/images/360-cm-la-silla-cc/>

Figura 1.2

A Via Láctea (John Colosimo, colosimophotography.com/ESO)

<https://www.eso.org/public/images/colosimo-130705-012/>

Figura 1.3

As galáxias espirais NGC 891 e NGC 628

(C. Howk & B. Savage, Wisconsin; N. Sharp NOAO)

<https://apod.nasa.gov/apod/ap980318.html>

(Gemini Observatory, GMOS Team)

<https://apod.nasa.gov/apod/ap011004.html>

Figura 1.6

Galáxias do Grupo Local

LMC (ESO/VMC Survey)

<https://www.eso.org/public/images/eso1914a/>

SMC (ESO/VISTA VMC)

<https://www.eso.org/public/images/eso1714a/>

M31 (ESA/Hubble & Digitized Sky Survey 2. Acknowledgment: Davide De Martin, ESA/Hubble)

<https://www.spacetelescope.org/images/heic1112f/>

M33 (ESO)

<https://www.eso.org/public/images/eso1424a/>

NGC 6822 (ESO)

<https://www.eso.org/public/images/eso0938a/>

WLM (ESO)

<https://www.eso.org/public/images/eso1610a/>

Figura 4.1

Observatório Auger, Argentina (Steven Saffi)

<https://www.flickr.com/photos/134252569@N07/20021986416/>

Figura 6.5

Flutuações de temperatura medidas na radiação cósmica de fundo
(NASA/ESA/COBE/WMAP/PLANCK)

https://www.nasa.gov/centers/goddard/images/content/96111main_COBE-WMAPm.jpg

https://apod.nasa.gov/apod/image/1303/cnbr_planck_3600.jpg

Figura 7.11

Regiões HII em M51

(NASA, ESA, S. Beckwith STScI, Hubble Heritage Team STScI/AURA)

<https://hubblesite.org/image/3913/printshop>

Figura 12.2

Nuvens de Magalhães (ESO/S. Brunier)

<https://www.eso.org/public/images/b01/>

Figura 12.4

Galáxia espiral M100 (ESO)

<https://www.eso.org/public/images/potw1330a/>

Figura 12.5

NGC 1427A, galáxia irregular anã (ESO)

<https://www.eso.org/public/images/potw1008a/>

Figura 12.8

Galáxia esferoidal anã em Fornax (ESO/Digitized Sky Survey 2)

<https://www.spacetelescope.org/images/heic1425h/>

Figura 12.9

NGC 1316, galáxia elíptica gigante (ESO)

<https://www.eso.org/public/images/eso0024a/>

SOBRE O AUTOR

Walter Junqueira Maciel nasceu em Cruzília, MG. Graduiu-se em Física pela UFMG, em Belo Horizonte, obteve o mestrado no ITA, em São José dos Campos, e o doutoramento na USP, em São Paulo. Fez estágios em Groningen, Holanda, e Heidelberg, Alemanha. É professor titular no Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da USP, onde trabalha desde 1974, tendo sido chefe do departamento no período 1992–1994. Publicou mais de cento e oitenta artigos de pesquisa em publicações internacionais e cerca de setenta artigos de pesquisa, trabalhos didáticos e de divulgação em publicações nacionais. É autor dos livros *Introdução à Estrutura e Evolução Estelar* (Edusp, 1999), prêmio Jabuti em 2000 na categoria de Ciências Exatas, Tecnologia e Informática; *Astrofísica do Meio Interestelar* (Edusp, 2002), finalista do prêmio Jabuti, 2003; *Hidrodinâmica e Ventos Estelares: Uma Introdução* (Edusp, 2005), finalista do prêmio Jabuti, 2006, e *500 Exercícios Resolvidos de Astrofísica* (IAG/USP, 2020). Os três primeiros livros foram também publicados em inglês pela editora Springer.

ISBN: 978-65-88233-01-6

CD



9 786588 233016