



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/12.14.18.33-TDI

UMA CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DO ENRIQUECIMENTO QUÍMICO DO UNIVERSO

Marcela Vitti

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. Oswaldo Duarte Miranda, e André de Castro Milone, aprovada em 17 de dezembro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3D7L8JB>>

INPE
São José dos Campos
2012

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/12.14.18.33-TDI

UMA CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DO ENRIQUECIMENTO QUÍMICO DO UNIVERSO

Marcela Vitti

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelos Drs. Oswaldo Duarte Miranda, e André de Castro Milone, aprovada em 17 de dezembro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3D7L8JB>>

INPE
São José dos Campos
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Vitti, Marcela.

V835

Uma contribuição ao estudo do enriquecimento químico do universo / Marcela Vitti. – São José dos Campos : INPE, 2012.
xxvi + 114 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/12.14.18.33-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientadores : Drs. Oswaldo Duarte Miranda, e André Castro Milone.

1. cosmologia. 2. taxa de formação estelar. 3. evolução química.
4. estrelas de população III. 5. abundância elemental. I. Título.

CDU 52-36

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Mestre** em
Astrofísica

Dr. Oswaldo Duarte Miranda



Presidente / Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. André de Castro Milone



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Gastão Cesar Bierrenbach Lima Neto



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

Dr. Roberto Dell' Aglia Dias da Costa



Convidado(a) / IAG/USP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Marcela Vitti**

São José dos Campos, 17 de Dezembro de 2012

“Só tem direito de criticar aquele que pretende ajudar”.

ABRAHAM LINCOLN

*A meus pais Marcelo e Elena, à minha avó Rosa (in
memoriam) e aos meus animais*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente quero agradecer meus pais Marcelo e Elena que inocentemente foram me levando para o caminho das estrelas. Meu pai, desde o dia da inauguração, me levava quase todos os finais de semana ao Observatório de Piracicaba e minha mãe me apresentou *Star Trek*, ou segundo ela Jornada nas Estrelas. Agradeço a minha avó Rosa (*in memoriam*) que me deixava assistir O Mundo de Beakman em vez da novela. Obrigada pai pelos desafios de matemática que você deixava todos os dias na minha lousinha para eu resolver quando acordasse.

A minha vida foi sempre rodeada por animais, "desde antes do meu nascimento", nunca vivi sem um bicho e nem quero saber o que é isso. Eles fazem parte de mim. Agradeço a todos os cachorros, gatos, peixes, pássaros que passaram ou que ainda estão presente, sejam eles os que moraram ou ainda moram comigo ou aqueles que ajudei e ainda ajudo de forma indireta. Amo todos vocês, Teco, Juca, Jujuba, Maritraca (*in memoriam*), peixinhos, Psitas, Rabino, Cisco, Sebinho, bom deixa eu parar por aqui porque se eu for colocar o nome de todos fica maior que a própria dissertação.

Obrigada Gabriel, meu anjo e grande amigo, por estar sempre comigo me apoiando e pela leitura atenta deste trabalho.

Agradeço aos meus orientadores Dr. Oswaldo Duarte Miranda e ao Dr. André de Castro Milone por terem me dado a oportunidade de trabalhar com um assunto tão maravilhoso e que usa várias áreas da astrofísica como base. Também agradeço à Dra. Maria Francesca Matteucci, Dra. Anne E. Sansom e ao Dr. Ryan Cooke pelas sugestões.

Obrigada aos colegas de pós-graduação (Carlos e Pedro valeu pela ajuda!) e aos funcionários da DAS/CEA. Especialmente ao senhor Marcos Banik por solucionar um grande problema com o L^AT_EX.

Existem ainda muitos questionamentos sobre este assunto na minha cabeça, porém sou humilde o bastante para agradecer a Deus e me redimir das minhas negações se ele existir e for o responsável por todos nós.

Finalmente, agradeço à CAPES pelo apoio financeiro.

RESUMO

O objetivo deste trabalho é o de inferir a evolução da metalicidade do Universo desde *redshift* $z \sim 20$ até o presente. O estudo foi feito por meio do acoplamento de um modelo de evolução química ao código de formação de estruturas desenvolvido por Pereira e Miranda (2010). Usa-se o oxigênio como elemento chave por ser o metal mais abundante no Universo e, também, porque é produzido prioritariamente por estrelas massivas. Esse código, baseado no cenário hierárquico de formação de estruturas e usando o formalismo Press e Schechter (1974), permite obter de forma auto-consistente a taxa cósmica de formação estelar como função do *redshift*. Esperamos com este trabalho contribuir com uma melhor caracterização da formação estelar ao final da chamada “era cosmológica das trevas”, bem como obter o espectro de massa das estrelas de População III, a partir da metalicidade do Universo a alto *redshift*. Os dados produzidos por nosso trabalho são confrontados com as metalicidades inferidas para diferentes DLAs (*Damped Lyman α*) e sub-DLAs observados a diversos *redshifts*. Foram usados tanto *yields* da População III como da População II para comparação. Além do oxigênio foram feitos modelos com o zinco, pois este não sofre tanta depleção por poeira quanto o oxigênio e por fim foi traçada também a evolução temporal da metalicidade cósmica em estruturas. Como resultado obtivemos uma melhor aproximação das previsões do modelo teórico aos dados de abundâncias de DLAs e sub-DLAs usando apenas *yields* de População III, quando consideramos uma distribuição de halos com massa mínima de $M = 10^6 M_{\odot}$, valores da escala característica de formação estelar, $\tau = 2$ Gyr e $\tau = 3$ Gyr, e a Função de Massa Inicial (IMF) do tipo Salpeter com expoente $x = 1,35$. Também podemos ver que estrelas entre 140 até 260 M_{\odot} reproduzem de forma satisfatória a abundância de oxigênio até $z \sim 2$.

A CONTRIBUTION TO THE STUDY OF THE CHEMICAL ENRICHMENT OF THE UNIVERSE

ABSTRACT

The aim of this work is to infer the metallicity evolution of the Universe from redshift $z \sim 20$ up to the present. The study has been done through the coupling of a chemical evolution model to the code of structure formation developed by [Pereira e Miranda \(2010\)](#). Oxygen has been adopted as a key element because it is the most abundant metal in the Universe as well as it is basically synthesized by massive stars. This code, based on the hierarchical scenario of structure formation and using the [Press e Schechter \(1974\)](#) formalism, allows a self-consistent way of obtaining the cosmic star formation rate as a function of the redshift. We expect this work to contribute with a better characterization of the star formation at the end of the dark ages of the Universe, as well as to obtain the mass spectrum of Population III stars from the metallicity of the Universe at high redshift. The data produced in our work are compared with the element abundances inferred from different DLAs (Damped Lyman α) and sub-DLAs observed at several redshifts. In this study, yields of Population III and Population II stars have been used for comparison purpose. In addition to oxygen, models considering zinc have been also computed because this element does not suffer much dust depletion as oxygen as well as the evolution of cosmic metallicity has been predicted. As major results, we have had a better theoretical modelling to reproduce the DLAs/sub-DLAs abundance data with the Population III yields only, considering a halo mass distribution with minimum mass of $M = 10^6 M_{\odot}$, a characteristic time scale of star formation ranging from $\tau = 2$ Gyr and $\tau = 3$ Gyr, and Salpeter-like initial mass function with Salpeter exponent $x = 1,35$. Furthermore, we could also conclude that stars with masses in the range from 140 to 260 M_{\odot} may reproduce well the oxygen abundance until $z \sim 2$.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
<p>2.1 Densidade de energia da matéria e radiação em função do fator de escala. Quando $R(t)/R(t_0) \approx 10^{-4}$ a densidade de energia da matéria e radiação se igualam. Antes disso a radiação dominava e a dinâmica do Universo era regida pela radiação, após esse ponto, a dinâmica do Universo passa a ser controlada pela matéria. A constante cosmológica começa a dominar próximo de 1. Adaptado de Jones M. H.; Lambourne (2007).</p>	9
<p>4.1 Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^6 M_\odot$ e expoente de Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.</p>	22
<p>4.2 Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^6 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.</p>	23
<p>4.3 Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^6 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 2,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.</p>	23
<p>4.4 Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^8 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.</p>	25
<p>4.5 Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^8 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.</p>	25

4.6	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^8 M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 2,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	26
4.7	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{10} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	26
4.8	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{10} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	27
4.9	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{10} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 2,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	27
4.10	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{12} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	28
4.11	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{12} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	28
4.12	Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{12} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o <i>redshift</i> e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.	30

5.1	Evolução das condições centrais (isto é, densidade e temperatura) para o conjunto de modelos $Z=0$. Relações aproximadas são usadas para determinar os limites (linhas grossas) das regiões no qual a equação de estado é esperada que seja dominada por diferentes componentes de pressão, i.e. gás degenerado, gás perfeito e pressão de radiação. Linhas rotuladas indicam em função da massa estelar o aparecimento da queima de H no núcleo (a); aparecimento da reação $3 - \alpha$ e assim o ciclo CNO (b); final da queima do núcleo de H (c); início da queima do He central (d); final da queima do núcleo de He (e); balanço de energia (f) entre a queima de carbono e a perda de neutrinos ($\epsilon_C = \epsilon_\nu$). Alguns valores das massas iniciais das estrelas são indicados (em M_\odot). Figura retirada de Marigo et al. (2001).	33
5.2	Possíveis finais para uma estrela da População III. O gráfico considera a função de massa inicial-final (IFMF-Initial-final mass function) para estrelas primordiais sem rotação e com $Z = 0$. No eixo x temos a massa inicial da estrela e no eixo y a massa final do objeto remanescente (curva em vermelho) junto com a massa da estrela quando o evento que dará origem a remanescente se inicia (curva azul). A Figura foi adaptada de Heger e Woosley (2002).	35
5.3	Representação esquemática do modelo de evolução química. Todo o desenho representa o Universo e o retângulo de cima todos os halos de matéria escura. Primeiramente existe a entrada de gás primordial no sistema, termo de <i>infall</i> , $IF(t)$, esse gás fica disponível no meio interestelar para a formação de estrelas, parte do material se torna estrela, então temos uma taxa cósmica de formação estelar($\psi(t)$). Quando a estrela morre ela ejeta gás enriquecido de volta para o meio interestelar, produzindo uma taxa de ejeção de matéria $e(t)$, como está nas Equações. Esse ciclo se repete desde $z = 20$ até $z = 0$. O termo de <i>outflow</i> , $OF(t)$, não é considerado na evolução química nas estruturas, porque a saída de material do sistema como um todo é bastante pequena em relação a soma das massas de todos os halos. Então a saída de matéria enriquecida pelas estrelas não altera significamente a metalicidade do meio externo a qual permanece sendo aquela primordial. Além disso, para estimarmos tal perda de massa seria necessário uma complexidade maior na modelagem química, tendo que calcular o quanto de energia cinética é ejetado ao meio interestelar pelas supernovas a fim de produzir um vento galáctico de dentro para fora das estruturas.	43

7.1	Taxa cósmica de formação estelar com $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$, e $\tau = 2(\text{Gyr})$	54
7.2	Densidade do gás com $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$, e $\tau = 2(\text{Gyr})$	55
7.3	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo A para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	56
7.4	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo A para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	57
7.5	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo A para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	57
7.6	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo B para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	58
7.7	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	59
7.8	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo B para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	59
7.9	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo C para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	60
7.10	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo C para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	61
7.11	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo C para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	61
7.12	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo D para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	62
7.13	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo D para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	62
7.14	Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo D para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	63
7.15	Modelo A para População III com $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$, e $\tau = 2(\text{Gyr})$	64
7.16	Modelos A, B C e D para População III com $x = 1,35$ e $\tau = 2(\text{Gyr})$	64
7.17	Modelo A para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	65
7.18	Modelo A para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	65
7.19	Modelo A para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	66
7.20	Modelo B para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	67
7.21	Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	67
7.22	Modelo B para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	68
7.23	Modelo C para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	68
7.24	Modelo C para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	69
7.25	Modelo C para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	69

7.26	Modelo D para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	70
7.27	Modelo D para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	70
7.28	Modelo D para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	71
7.29	Evolução do zinco. Modelo A para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	72
7.30	Evolução do zinco. Modelo A para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	72
7.31	Evolução do zinco. Modelo A para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	73
7.32	Evolução do zinco. Modelo B para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	73
7.33	Evolução do zinco. Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	74
7.34	Evolução do zinco. Modelo B para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	74
7.35	Evolução do zinco. Modelo C para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	75
7.36	Evolução do zinco. Modelo C para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	75
7.37	Evolução do zinco. Modelo C para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	76
7.38	Evolução do zinco. Modelo D para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	77
7.39	Evolução do zinco. Modelo D para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	77
7.40	Evolução do zinco. Modelo D para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	78
7.41	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo A para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	78
7.42	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo A para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	79
7.43	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo A para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	79

7.44	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo B para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	80
7.45	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	80
7.46	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo B para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	81
7.47	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo C para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	81
7.48	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo C para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	82
7.49	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo C para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	82
7.50	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo D para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	83
7.51	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo D para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	83
7.52	Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo D para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	84
7.53	Modelo A para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	85
7.54	Modelo A para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	85
7.55	Modelo A para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	86
7.56	Modelo B para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	86
7.57	Modelo B para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	87
7.58	Modelo B para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	87
7.59	Modelo C para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	88
7.60	Modelo C para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	88
7.61	Modelo C para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	89
7.62	Modelo D para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	89
7.63	Modelo D para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	90
7.64	Modelo D para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	90

7.65	Metalicidade total. Modelo A para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	91
7.66	Metalicidade total. Modelo A para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	91
7.67	Metalicidade total. Modelo A para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	92
7.68	Metalicidade total. Modelo B para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	92
7.69	Metalicidade total. Modelo B para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	93
7.70	Metalicidade total. Modelo B para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	93
7.71	Metalicidade total. Modelo C para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	94
7.72	Metalicidade total. Modelo C para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	94
7.73	Metalicidade total. Modelo C para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	95
7.74	Metalicidade total. Modelo D para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	96
7.75	Metalicidade total. Modelo D para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	96
7.76	Metalicidade total. Modelo D para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).	97

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>	
4.1	Dados da família A de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^6 M_{\odot}$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o <i>redshift</i> onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.	21
4.2	Dados da família B de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^8 M_{\odot}$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o <i>redshift</i> onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.	24
4.3	Dados da família C de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^{10} M_{\odot}$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o <i>redshift</i> onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.	29
4.4	Dados da família D de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^{12} M_{\odot}$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o <i>redshift</i> onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.	29
5.1	<i>Yields</i> em massa solar para a População III. Tabela adaptada de Heger e Woosley (2002).	37
5.2	<i>Yields</i> estelares para modelos com $Z=0,001$ (em unidades de massa solar) para População II. Tabela adaptada de Maeder (1992).	38
6.1	Abundância dos elementos O e Zn medidos para diferentes DLAs e sub-DLAs. A idade do Universo foi calculada por uma calculadora cosmológica desenvolvida por Gnedin (2001).	52
7.1	Idade do Universo conforme o <i>redshift</i>	53

7.2	Família de modelos A. Massa mínima do halo $M = 10^6 M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2, 0$	98
7.3	Família de modelos B. Massa mínima do halo $M = 10^8 M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2, 0$	99
7.4	Família de modelos C. Massa mínima do halo $M = 10^{10} M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2, 0$	100
7.5	Família de modelos D. Massa mínima do halo $M = 10^{12} M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2, 0$	101

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 REVISÃO DE COSMOLOGIA	3
3 MODELO HIERÁRQUICO E FORMAÇÃO DE ESTRUTURAS	11
3.1 Cálculo da variância do campo de densidade de matéria	14
4 TAXA CÓSMICA DE FORMAÇÃO ESTELAR	17
5 POPULAÇÃO III E MODELO DE EVOLUÇÃO QUÍMICA . .	31
5.1 População III	31
5.2 Modelo de Evolução Química	38
5.3 Equações implementadas ao código de Pereira e Miranda (2010)	41
6 SISTEMAS DLA_s E SUB-DLA_s	45
6.1 Abundâncias elementais: processos físicos, razões de abundância e problema da falta de metais	47
6.2 Amostras Coletadas da Literatura	49
7 RESULTADOS E DISCUSSÃO	53
8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	103
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	105
APÊNDICE A - χ^2 REDUZIDO	113

1 INTRODUÇÃO

O espectro de massa das primeiras estrelas do Universo ou estrelas de População III ainda é uma questão em aberto. Saber como eram essas estrelas formadas pelo gás primordial, principalmente a que intervalo de massa pertenceram, é muito importante para a recente história do Universo, pois foram a partir delas que tivemos a formação dos primeiros metais, os quais enriqueceram o ambiente e deste surgiram as outras populações estelares, cada vez mais enriquecidas quimicamente.

Usando o modelo desenvolvido por Heger e Woosley (2002) para a População III e acoplando um modelo de evolução química ao código de Pereira e Miranda (2010), este estudo pretende contribuir com a evolução química do Universo. Nosso modelo químico baseia-se no formalismo de Tinsley (1972). Para isso, encontrar o espectro de massa das primeiras estrelas é essencial, pois precisamos saber quais elementos elas deixam após sua morte. Especula-se na literatura que as estrelas da População III tenham tido massas de até $1000 M_{\odot}$. A princípio adotamos uma faixa de massa de 140 a $260 M_{\odot}$.

O principal elemento químico desse estudo é o oxigênio, pois ele é um bom traçador de estrelas massivas e, além disso, é o metal mais abundante no Universo. Também usamos o zinco para investigar a possível depleção de abundância do oxigênio por formação de poeira (PETTINI et al., 1997). Para que nossos modelos sejam consistentes, suas previsões teóricas foram comparadas com as abundâncias observadas de DLAs e sub-DLAs medidos por Cooke et al. (2011), Battisti et al. (2012), Petitjean et al. (2008) e Dessauges-Zavadsky et al. (2003) em diversos *redshifts*.

Como este trabalho está ligado com a taxa cósmica de formação estelar, que por sua vez muda para diferentes massas de halo de matéria escura, precisamos de um modelo cosmológico consistente. Os parâmetros cosmológicos de densidades usados foram: $\Omega_m = 0,238$, $\Omega_b = 0,042$, $\Omega_{\Lambda} = 0,762$ e $h = 0,734$, respectivamente, densidade total de matéria, densidade total de bárions, densidade cosmológica e constante de Hubble em unidade de 100 km/s/Mpc. Então começamos com uma revisão de cosmologia, seguimos para a formação de estruturas em grande escala- neste trabalho é usado o modelo de Sheth e Tormen (1999). Após termos uma ideia da formação dos halos de matéria escura, entramos na parte de formação estelar. Essas partes formam a base para inserção do modelo químico. Também é feita uma descrição geral da População III.

Os três últimos capítulos tratam, respectivamente, sobre DLAs e sub-DLAs, os re-

sultados obtidos e as conclusões.

2 REVISÃO DE COSMOLOGIA

Neste capítulo fazemos uma breve revisão dos conceitos mais importantes sobre cosmologia. O presente trabalho usa parâmetros cosmológicos em seu código, assim precisamos de um modelo cosmológico que descreve o Universo de forma consistente.

O modelo padrão considerado hoje na cosmologia, ou modelo *Big Bang*, foi desenvolvido em torno de três evidências observacionais:

- A Lei de expansão de Hubble

$$V = H_0 D; H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = (10^{10} \text{ yr})^{-1} h, \quad (2.1)$$

onde V é a velocidade, D a distância e h é um número adimensional que vale em torno de 0,7 (PAGEL, 2009); ele expressa a incerteza no valor da constante de Hubble, H_0 .

Por definição, $1 + z \equiv \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} = \frac{R(t_0)}{R(t)}$, sendo z o *redshift* e $R(t_0)$ o fator de escala do Universo no presente, o qual vale 1, e $R(t)$ quando a radiação foi emitida.

$$z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} - 1,$$

aplicando a definição acima,

$$\begin{aligned} z &= \frac{1}{R(t)} - 1 \\ R(t) &= \frac{1}{1 + z}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

A Equação 2.1 é válida até $z \sim 0,2$. A Equação 2.1 quebra a partir desse *redshift* porque deve-se levar em conta efeitos relativísticos gerais que não entram em 2.1, assim ela é uma expressão aproximada e válida em uma faixa restrita de *redshifts*.

- A radiação cósmica de fundo (CMB-cosmic microwave background) observada no Universo atual é muito bem representada por um corpo negro de temperatura (MATHER et al., 1999)

$$T_{\gamma 0} = 2,725 \pm 0,002 \text{ K.} \quad (2.3)$$

O Universo expande-se adiabaticamente, e a relação entre a temperatura e o *redshift* é (PAGEL, 2009)

$$T_{\gamma}(z) = T_{\gamma 0} \frac{R_0}{R} = T_{\gamma 0}(1 + z). \quad (2.4)$$

- A razão de abundância hidrogênio-hélio. Juntos o hidrogênio e o hélio formam 98% da matéria ordinária do Universo, sendo individualmente formado por 73% de hidrogênio e 25% de hélio. Esses valores têm uma excelente concordância com o modelo *Big Bang*, principalmente o valor para o Hélio, já que outros modelos dão uma porcentagem muito baixa para esse elemento. Desde que o deutério ficou estável, a taxa H/He se manteve constante. Essa razão nos ajuda a entender e criar modelos para a taxa de expansão do começo do Universo. Uma expansão muito rápida favorece a existência de mais nêutrons e mais hélio. No cenário contrário, teríamos mais nêutrons livres decaindo antes da estabilidade do deutério e assim menos hélio (BOESGAARD; STEIGMAN, 1985).

A partir das três evidências anteriormente apresentadas, concluímos que este possuía temperatura e densidade muito altas. O SBBN (Standard Big Bang Nucleosynthesis) foi construído com base nos seguintes conceitos (PAGEL, 2009):

- Leis padrões da Física.
- Assimetria matéria anti-matéria.
- Ausência de degenerescência do elétron ou neutrino.
- Gravitação descrita pela Relatividade Geral.
- Grande equilíbrio térmico no início do Universo.
- O Universo é tido como homogêneo e isotrópico (Princípio Cosmológico) em escalas maiores e iguais a 100 Mpc e segue a métrica de Robertson-Walker:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right). \quad (2.5)$$

Temos que r , θ , ϕ estão em coordenadas comóveis ligadas ao observador e $R(t)$ é o fator de escala e depende somente do tempo cósmico t . k é a constante de curvatura do Universo; ela pode assumir três valores os quais correspondem ao tipo de modelo e curvatura do Universo: -1 – modelo aberto com curvatura negativa, 0 – modelo aberto com curvatura plana, $+1$ – modelo fechado com curvatura positiva.

As equações de campo da Relatividade Geral descrevem a expansão do Universo, e para uma contração ou expansão isotrópica, temos:

$$8\pi G\rho R^2 = 3kc^2 + 3\dot{R}^2 - \Lambda R^2, \quad (2.6)$$

onde ρc^2 é a densidade total de energia e Λ a constante cosmológica. Apesar de Λ não ser nula hoje, no começo do Universo seu valor era desprezível visto que a densidade total ρ era muito maior e dominava na Eq. 2.6. Fazendo $\Lambda = 0$ na Eq. 2.6, chegaremos na equação de Friedmann:

$$\begin{aligned} 8\pi G\rho R^2 &= 3kc^2 + 3\dot{R}^2 \\ 8\pi G\rho &= \frac{3kc^2}{R^2} + 3\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \\ \frac{8}{3}\pi G\rho &= \frac{kc}{R^2} + \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \\ H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 &= \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{kc^2}{R^2}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Como as evidências observacionais apontam para um Universo plano, então $k = 0$ e $\rho = \rho_{crit} \equiv 3H^2/8\pi G$; o valor estimado para a densidade crítica atualmente é

$$\rho_{crit,0} = 1,88h^2 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}. \quad (2.8)$$

Definindo o parâmetro de densidade Ω ,

$$\Omega \equiv \rho/\rho_{crit}. \quad (2.9)$$

temos que a somatória dos parâmetros de densidade para todas as variáveis que descrevem o Universo é 1. Por exemplo $\Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda = 1$, onde os índices representam, respectivamente, matéria, radiação e a constante cosmológica.

Com $\Omega = 1$, $\Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H^2}$, e $\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_{crit}}$ a Eq. 2.6 torna-se,

$$\begin{aligned}
 \rho &= \frac{3H^2}{8\pi G} \\
 3H^2 &= 8\pi G\rho, \text{ por definição } H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \\
 3\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 &= 8\pi G\rho \\
 \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 &= \frac{8\pi G\rho}{3} \\
 V^{-1}\frac{dV}{dt} \equiv 3\left(\frac{\dot{R}}{R}\right) &= (24\pi G\rho)^{1/2}. \tag{2.10}
 \end{aligned}$$

Isso é válido para um grupo de partículas fixadas em um volume comóvel.

Trabalhando com as equações da Relatividade Geral, podemos chegar que,

$$\rho_r \propto R^{-4}, \rho_m \propto R^{-3}. \tag{2.11}$$

Ou seja, que a densidade de matéria e de radiação são proporcionais ao fator de escala como é mostrado na Eq. 2.11 e na Figura 2.1.

Para demonstrar o resultado acima vamos trabalhar com o tensor energia-momentum da Equação de Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}. \tag{2.12}$$

O lado esquerdo dessa equação representa a geometria, sendo $g_{\mu\nu}$ o tensor métrico, e no lado direito temos uma constante multiplicando o tensor energia-momentum.

Considere o quadri-fluxo numérico de partículas para um fluido em expansão.

$$N^\mu = nu^\mu, \quad (2.13)$$

onde n é a densidade numérica e u^μ é a quadri-velocidade do fluido cosmológico. Para o caso cosmológico, N^0 representa a densidade de partículas em um referencial qualquer e n será a densidade numérica em um referencial de repouso.

N^i : fluxo líquido de partículas em uma dada direção "i". Considerando que cada partícula possui a mesma massa m , a densidade de energia no referencial de repouso é

$$\rho = mn. \quad (2.14)$$

No caso de poeira, $N^\mu = (n, 0, 0, 0)$, pois o fluxo líquido em uma dada direção quebraria o princípio cosmológico de homogeneidade do Universo. O quadri-momentum dessas partículas será

$$p^\mu = mu^\mu, \quad (2.15)$$

implicando em $p^\mu = (m, 0, 0, 0)$.

Tensor energia-momentum para a poeira cosmológica (domínio da matéria):

$$\begin{aligned} T^{\mu\nu} &= p^\mu N^\nu \\ T^{\mu\nu} &= \rho u^\mu u^\nu. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Tensor energia-momentum para um fluido perfeito, onde $P \neq 0$, (domínio da radiação):

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P)u^\mu u^\nu - Pg^{\mu\nu}. \quad (2.17)$$

A Equação de Estado de um fluido cosmológico é

$$w = \frac{P}{\rho}. \quad (2.18)$$

Vamos usar também a equação da continuidade

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + 3 \frac{\dot{R}}{R} (\rho + P) &= 0 \\ R^{-3} \frac{\partial}{\partial t} (\rho R^3) &= -3 \left(\frac{\dot{R}}{R} \right) P \end{aligned} \quad (2.19)$$

- Matéria. Poeira tem $P = 0$, o que implica pela Eq. 2.18 que $w = 0$. Da Eq. 2.19, temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho R^3) &= 0 \\ \rho_m &\propto R^{-3}. \end{aligned}$$

- Radiação. $P = \frac{\rho}{3}$, o que implica pela Eq. 2.18 que $w = \frac{1}{3}$. Da Eq. 2.19, temos

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(\frac{\dot{R}}{R} \right) \rho &= R^{-4} \frac{\partial}{\partial t} (\rho R^4) = 0 \\ \rho_r &= \frac{\rho_0 r}{R^4} \\ \rho_r &\propto R^{-4}. \end{aligned}$$

- Energia do Vácuo. Constante cosmológica Vamos comparar a Equação de Einstein com constante cosmológica com a Equação do fluido perfeito (Eq. 2.17).

$$\begin{aligned} G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} &= 8\pi T_{\mu\nu} \\ G_{\mu\nu} &= 8\pi T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \\ G_{\mu\nu} &= 8\pi (T_{\mu\nu} + T_{\mu\nu}^{vac}) \\ T_{\mu\nu}^{vac} &= -\frac{1}{8\pi} \Lambda g_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Comparando as Equações 2.17, porém com seus índices abaixados, e 2.21, temos que $\rho = -P$ e $T_{\mu\nu} = \rho g_{\mu\nu}$. Como $w = \frac{P}{\rho}$,

$$w = \frac{P}{-P} = -1 \quad (2.21)$$

Os valores dos parâmetros cosmológicos usados neste trabalho foram: $\Omega_m = 0,238$, $\Omega_b = 0,042$, $\Omega_\Lambda = 0,762$ e $h = 0,734$, respectivamente, parâmetro de densidade total de matéria, parâmetro de densidade total de bárions, parâmetro de densidade da energia escura e constante de Hubble em unidade de 100 km/s/Mpc. Esses valores são baseados nas pesquisas mais recentes usando os dados fornecidos pelo satélite *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, mais conhecido como WMAP (KOMATSU et al., 2011).

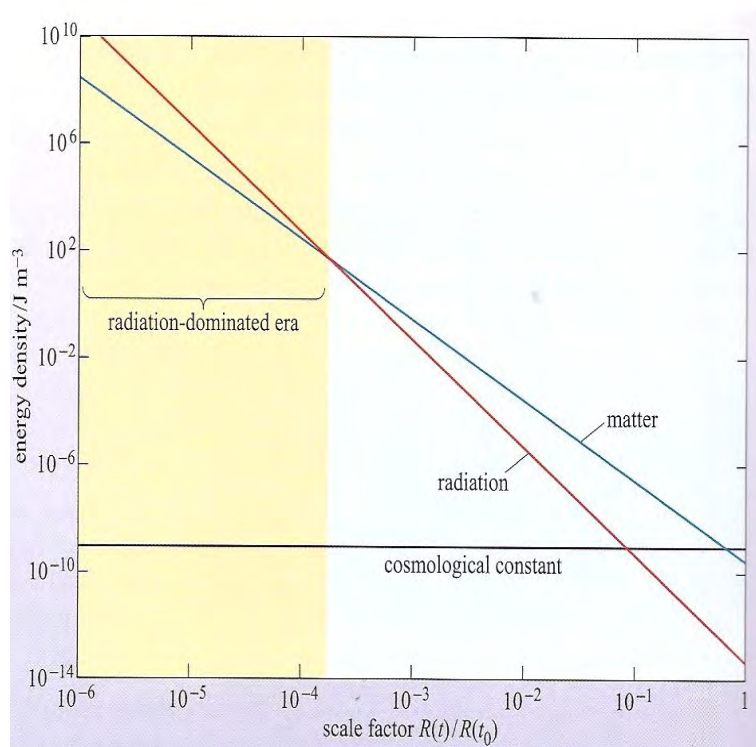


Figura 2.1 - Densidade de energia da matéria e radiação em função do fator de escala. Quando $R(t)/R(t_0) \approx 10^{-4}$ a densidade de energia da matéria e radiação se igualam. Antes disso a radiação dominava e a dinâmica do Universo era regida pela radiação, após esse ponto, a dinâmica do Universo passa a ser controlada pela matéria. A constante cosmológica começa a dominar próximo de 1. Adaptado de Jones M. H.; Lambourne (2007).

3 MODELO HIERÁRQUICO E FORMAÇÃO DE ESTRUTURAS

Neste capítulo discutimos sobre as estruturas em grande escala. A formação de halos de matéria escura foi essencial para a formação de galáxias. A matéria escura modelou a distribuição da matéria bariônica no Universo e onde ela era mais densa deu origem a halos, nos quais por sua vez se formaram as estrelas e galáxias.

A matéria escura é um tipo de matéria não bariônica indispensável para o modelo de formação de estruturas. Tal componente pode ser classificada como quente (*Hot Dark Matter* – HDM) ou fria (*Cold Dark Matter* – CDM). A distinção de uma para a outra é feita através da seguinte forma: HDM é composto por partículas que tem massa de repouso zero ou aproximadamente zero, assim as partículas são relativísticas. Por outro lado, CDM é composto por partículas suficientemente massivas que possuem, portanto, velocidades subrelativísticas. Neste trabalho consideramos o modelo Λ CDM por ser o mais compatível com as observações atuais.

Considerando o modelo cosmológico discutido no capítulo anterior, a gravidade foi a primeira força a se destacar das demais (Eletromagnética, Força Fraca e Força Forte). Isto foi muito importante, pois a matéria escura só interage gravitacionalmente e isso resultou nas condições necessárias para que o que observamos hoje no Universo tenha ocorrido no tempo certo. Modelos numéricos considerando apenas matéria bariônica em interação mostraram que seria necessário um tempo maior para as flutuações crescerem e formarem o Universo atual (JONES M. H.; LAMBOURNE, 2007). Porém se incluímos a matéria escura nesses mesmos modelos os resultados concordam com as estruturas observadas no presente.

No parágrafo anterior foi usada a palavra flutuação como explicação para o surgimento dessas estruturas. Para que as grandes estruturas que vemos hoje pudessem existir, pequenas perturbações ou flutuações em nível quântico tiveram que existir nos primeiros momentos do Universo. Essas perturbações ocorreram na Era da Inflação, uma hipótese a qual sugere uma rápida e acelerada expansão do Universo. Essa hipótese é interessante pois solucionaria vários problemas que surgem no *Big Bang*, como o aparecimento das estruturas cósmicas, as quais estamos tratando neste capítulo. Essas flutuações são Gaussianas, isto é, não privilegiam nenhuma direção preservando a homogeneidade da distribuição da matéria em grande escala.

Vários modelos foram propostos para a formação das estruturas em grande escala, entre eles está o Modelo Hierárquico ou cenário *bottom-up*. De forma simples esse modelo sugere que as grandes estruturas de hoje são resultado de fusões de estruturas

de menor massa ocorridas no passado, ou seja, temos uma ordem que foi seguida, começou-se com pequenos halos até o aparecimento dos grandes aglomerados de galáxias.

A função de multiplicidade dos aglomerados de galáxias foi proposta por Willian H. Press e Paul Schechter em seu trabalho *Formation of galaxies by self-similar gravitational condensation* no ano de 1974. Esse trabalho explicou de forma simples a formação de halos de matéria escura através do colapso esférico. Press e Schechter (1974) (PS) supuseram que a função de massa $n(M)$ pode ser obtida a partir da fração $F(M, z)$ de objetos colapsados em z com massa maior que M :

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = \frac{-\bar{\rho}(z)}{M} \frac{dF}{dM}, \quad (3.1)$$

onde $\bar{\rho}(z)$ é a densidade média de matéria do Universo em z . Vamos seguir o modelo do colapso esférico para calcular F . Nesse modelo, se o contraste de densidade média δ_R em uma região de tamanho R for maior que uma densidade crítica $\delta_c(z)$ teremos uma região colapsada, ou seja, uma estrutura ligada a z . Embora tenhamos uma dinâmica não-linear nessa região, a condensação não terá uma alteração importante. Assim $F(M)$ poderá ser encontrada, caso possamos estimar o número de regiões com $\delta_R > \delta_c$ em um campo aleatório (LIMA, 2010).

Pode-se mostrar que a distribuição das perturbações na escala R , $P(\delta_R)$ tem a mesma distribuição do contraste de densidade δ filtrada por uma função janela de mesma escala, a qual seria tipo *top hat* ou função de Heaveside,

$$W(r, R) = \begin{cases} 1, & \text{para pontos no interior da esfera;} \\ 0, & \text{para pontos fora da esfera.} \end{cases} \quad (3.2)$$

Press e Schechter (1974) assumiram o comportamento gaussiano do campo primordial das flutuações de densidade, assim a probabilidade que tal campo tenha um valor δ em um dado ponto é

$$P(\delta_R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_R^2(z)}} \exp\left(\frac{-\delta_R^2}{2\sigma_R^2(z)}\right), \quad (3.3)$$

sendo σ_R^2 a variância da distribuição gaussiana.

O cálculo da variância filtrada na escala $R(\sigma_R^2)$ a partir do espectro de potências das perturbações é mostrado posteriormente na Seção 3.1 conforme foi feito por Lima (2010).

A função janela faz a média sobre as perturbações menores que R , associando um valor δ a região de tamanho R . A associação entre M e R é dada pela relação

$$M = \frac{4\pi}{3} f_W R^3 \bar{\rho}. \quad (3.4)$$

Para um filtro do tipo *top hat*, $f_W = 1$. Segundo Lima (2010),

como a largura da janela no espaço k é da ordem da inversa da largura no espaço físico, grandes massas corresponderão a pequenos valores de σ_R^2 , enquanto pequenas massas corresponderão a σ_R^2 grande. Note que a variável adequada para descrever o número de objetos colapsados é mesmo a massa, pois esta é conservada mesmo que o tamanho da região tenha variado enormemente. Não seria possível estimar o número de objetos de tamanho L , por exemplo, no formalismo PS.

Por hipótese, vamos considerar que a região com densidade $\delta_r > \delta_c(z)$ irá colapsar e formará um objeto gravitacionalmente ligado de massa M , a fração de objetos com massa maior que M será

$$\begin{aligned} F(M) &= \int_{\delta_c}^{\infty} P(\delta_R) d\delta \\ F(M) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_r^2}} \int_{\delta_c}^{\infty} \exp\left(-\frac{\delta_R^2}{2\sigma_r^2}\right) d\delta \\ F(M) &= \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\delta_c(z)}{\sqrt{2}\sigma_R(z)}\right) \right], \end{aligned} \quad (3.5)$$

sendo $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ a função erro.

Usando a Eq. 3.1 pode-se chegar na função de massa de PS:

$$\frac{dn(M, z)}{dM} = -\frac{\bar{\rho}_m(z)}{M} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\delta_c(z)}{\sigma_R(z)} \left(\frac{1}{\sigma_R(z)} \frac{d\sigma_R(z)}{dM} \right) \exp\left(-\frac{\delta_c^2(z)}{2\sigma_R^2(z)}\right). \quad (3.6)$$

O formalismo Press e Schechter (1974) considera que halos se formam a partir dos

picos das flutuações de matéria. Na teoria linear, para o colapso esférico a densidade que colapsa é $1,69\rho_0$, assim todas as regiões com essa densidade colapsariam em alguma época.

A Eq. 3.6 apresenta um problema, se fizermos a integral de n sobre todas as massas ela não dá 1, mas sim $\frac{1}{2}$:

$$\int_0^\infty n(M) = \int_0^\infty dF = \frac{1}{2}. \quad (3.7)$$

Esse é o famoso problema da normalização da função de massa. Press e Schechter (1974) multiplicaram a função de massa pelo fator *ad-hoc* de normalização 2 para solucioná-lo.

Embora o formalismo Press e Schechter (1974) funcione bem em praticamente todas as escalas (desde galáxias anãs até aglomerados de galáxias), ele subestima halos de grande massa e superestima os de baixa massa. Uma solução para isso, e que é adotada nesta dissertação, é o modelo de Sheth e Tormen (1999), que substitui os halos esféricos por elípticos.

$$f_{ST}(\sigma) = A_{ST} \sqrt{\frac{2a}{\pi}} [1 + (a\delta_c\sigma^{-1})^{-p}] (\delta_c\sigma^{-1}) \exp [-(a\delta_c\sigma^{-1})^2/2], \quad (3.8)$$

onde $A_{ST} = 0,3222$, $a = 0,707$ e $p = 0,3$.

3.1 Cálculo da variância do campo de densidade de matéria

Primeiramente vamos definir o contraste de densidade local, que é necessário mais adiante.

$$\delta(\vec{x}, z) = (\rho_m(\vec{x}, z) - \bar{\rho}_m(z))/\bar{\rho}_m(z), \quad (3.9)$$

onde $\bar{\rho}_m(z)$ é a densidade média do Universo em z e independe de \vec{x} devido a homogeneidade do espaço em grandes escalas.

Estima-se a função de massa através das propriedades estatísticas das perturbações do campo $\rho_m(\vec{x}, z)$ em um volume de raio comóvel R . De maneira geral, essas perturbações são pequenas, $\delta(\vec{x}, z_i) \ll 1$, e têm distribuição Gaussiana. A Eq. 3.9 nos mostra que a média do contraste de densidade é zero, $\langle \delta(\vec{x}, z) \rangle = 0$, e como consequência da gaussianidade, temos que $\delta(\vec{x}, z)$ é determinada somente por sua variân-

cia,

$$\begin{aligned} V(\delta(\vec{x}, z)) &= \langle [\delta(\vec{x}, z)]^2 - \langle \delta(\vec{x}, z) \rangle^2 \rangle \\ V(\delta(\vec{x}, z)) &= \langle [\delta(\vec{x}, z)]^2 \rangle. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Portanto, temos que a variância do contraste de densidade $\delta(\vec{x}, z)$ filtrado em um volume comóvel pela função janela $W(\vec{x}, R)$ é,

$$\sigma^2(R, z) = \int d^3y \int d^3y' W(\vec{y}, R) W(\vec{y}', R) \langle \delta(\vec{x} + \vec{y}, z) \delta(\vec{x} + \vec{y}', z) \rangle. \quad (3.11)$$

Reescrevendo o lado direito da Eq. 3.11 em termos da transformada de Fourier espacial do contraste de densidade $\delta(\vec{k}, z)$, temos

$$\begin{aligned} \sigma^2(R, z) &= \int d^3y \int d^3y' W(\vec{y}, R) W(\vec{y}', R) \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \\ &\int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{k} \cdot (\vec{x} + \vec{y})} e^{+i\vec{k}' \cdot (\vec{x} + \vec{y}')} \langle \delta(\vec{k}, z) \delta^*(\vec{k}', z) \rangle. \end{aligned} \quad (3.12)$$

A função de correlação de dois pontos no espaço de Fourier é definida como

$$\langle \delta(\vec{k}, z) \delta^*(\vec{k}', z) \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\vec{k} - \vec{k}') P(k, z), \quad (3.13)$$

onde $P(k)$ é o espectro de potências, $k = |\vec{k}|$ e $\delta_D(\vec{k} - \vec{k}')$ é a função delta de Dirac, a qual pode ser escrita como

$$\delta_D(\vec{k} - \vec{k}') = \int \frac{d^3\vec{x}}{(2\pi)^3} \exp[i\vec{x} \cdot (\vec{k} - \vec{k}')]. \quad (3.14)$$

Por fim, temos que a variância do contraste de densidades na escala R é,

$$\begin{aligned}\sigma^2(R, z) &= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} P(k) \int d^3y W(\vec{y}, R) e^{-i\vec{k}\cdot\vec{y}} \int d^3y' W(\vec{y}', R) e^{i\vec{k}\cdot\vec{y}'} \\ \sigma^2(R, z) &= \int_0^\infty \frac{dk}{k} \frac{k^3 P(k, z)}{2\pi^2} |W(k, R)|^2.\end{aligned}\tag{3.15}$$

Hoje, a flutuação em uma esfera de raio $8 h^{-1}\text{Mpc}$ é aproximadamente 1. Isso corresponde a uma massa da ordem de $2 \times 10^{14} h^{-1}M_\odot$. Isso é usado para definir um parâmetro cosmológico fundamental chamado σ_8 (amplitude das flutuações de massa em uma escala de 8 Mpc (BAHCALL, 1999)).

4 TAXA CÓSMICA DE FORMAÇÃO ESTELAR

Observacionalmente, os melhores sítios para se procurar uma região de formação estelar são aqueles onde existe o domínio da emissão de radiação ultravioleta proveniente de estrelas de grande massa. Isso se deve ao fato de quando há *bursts* de formação estelar, tal que em cada um desses eventos são formadas estrelas com diferentes massas. Como as estrelas de grande massa apresentam tempos de vida menores, podemos deduzir que em tal local houve um evento recente de formação estelar, pois ainda pode-se detectar sua radiação. No trecho abaixo de [Araujo e Miranda \(2005\)](#) está explicado de forma simplificada como se pode obter a densidade da taxa de formação estelar de modo observacional.

A densidade da taxa de formação estelar (SFRD) é medida através da luz emitida pelas estrelas em vários comprimentos de onda. Em particular [Madau et al. \(1996\)](#) investigaram a densidade de luminosidade da radiação ultravioleta (UV) galáctica no referencial de repouso até $z \sim 4$, e eles converteram em SFRD. O referencial de repouso da luz UV é considerado um traçador direto da formação estelar porque isso é radiado principalmente por estrelas massivas que têm vida curta.

Essas amostras observáveis são limitadas em fluxo, e assim a luminosidade intrínseca dos menores objetos da amostra muda com o *redshift*. Esta incompletude das amostras é corrigida por meio de um funcional (função de Schechter) para a função de luminosidade obtido a partir das observações em si. Assim, a conversão de densidade de luminosidade para SFRD geralmente baseia-se nos modelos de população estelar, assumindo uma história de formação estelar e uma escolha específica para a função de massa inicial-IMF (geralmente a IMF de [Salpeter \(1955\)](#)).

Dessa forma, a SFRD é principalmente derivada da luminosidade observada a alto *redshift*, isto é, $\dot{\rho}(z) \propto L$.

Primeiramente, vamos adotar que a densidade de bárions é proporcional à densidade de matéria escura, pois a distribuição de bárions segue a distribuição de matéria escura sem nenhum viés ([PEREIRA; MIRANDA, 2010](#)). A fração de bárions, em determinado z , que está contida em estruturas é dada por

$$f_b(z) = \frac{\int_{m_{max}}^{m_{min}} f_{ST}(\sigma) m dm}{\int_0^\infty f_{ST}(\sigma) m dm}, \quad (4.1)$$

onde f_{ST} é a função de [Sheth e Tormen \(1999\)](#). A taxa de acreção de bárions, a_b , a qual dá o aumento da fração de bárions em estruturas é dada por [Daigne et al. \(2006\)](#):

$$a_b(t) = \Omega_b \rho_c \left(\frac{dt}{dz} \right)^{-1} \left| \frac{df_b(z)}{dz} \right|, \quad (4.2)$$

com $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ sendo a densidade crítica do Universo e $\frac{dt}{dz}$ a idade do Universo em função do *redshift*:

$$\frac{dt}{dz} = \frac{9,78h^{-1} \text{ Gyr}}{(1+z)\sqrt{\Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3}}. \quad (4.3)$$

O limite superior usado na Equação 4.1 foi $m_{max} = 10^{18} M_\odot$. Por outro lado, m_{min} foi variado de $10^6 M_\odot$ (aproximadamente a massa de Jeans ao final da recombinação) até $10^{12} M_\odot$. As Equações 4.1, 4.2 e 4.3 estão ligadas à formação do cenário hierárquico de estruturas usado por [Pereira e Miranda \(2010\)](#) para obter a taxa cósmica de formação estelar. A Equação 4.2 é responsável por suprir o reservatório, no caso os halos, com matéria bariônica.

Pode-se dizer que a taxa de formação estelar é o total em massa de estrelas formadas por unidade de tempo e volume em uma determinada região. Denotamos a taxa cósmica de formação estelar (CSFR) por ψ .

O número de estrelas formadas por unidade de massa, volume e tempo é dado por:

$$\frac{d^3 N(m, t, r)}{dV dm dt} = \phi(m)\psi(t), \quad (4.4)$$

onde $\phi(m)$ é a função de massa inicial (IMF), a qual descreve a frequência de formação de estrelas em um dado intervalo de massa $[m, m + dm]$ e $\psi(t)$ representa o quanto de gás é convertido em estrelas em unidades de massa por tempo.

A IMF foi descrita por [Salpeter \(1955\)](#) quando este percebeu que poderia calcular a razão de formação de estrelas como função da massa através da função de

luminosidade observada. Com isso, ele determinou, para a vizinhança solar,

$$\phi(m) = Am^{-(1+x)}, \quad (4.5)$$

sendo A uma constante de normalização. A IMF normalizada fica,

$$\int_{m_L}^{m_U} Am^{-(1+x)} m dm = 1, \quad (4.6)$$

onde m_U e m_L representam, respectivamente, os limites superior e inferior da função de massa. Os limites considerados foram $m_L = 0,1 M_\odot$ e $m_U = 260 M_\odot$.

A massa ejetada pelas estrelas através de ventos solares ou supernovas, retorna para o meio interestelar do sistema ao qual ela pertence; tal massa é dada por

$$\frac{d^2 m_{ej}}{dV dt} = \int_{m(t)}^{m_U} (m - m_r) \phi(m) \psi(t - \tau_m) dm, \quad (4.7)$$

onde o limite inferior da integral, $m(t)$, "corresponde a massa estelar cujo tempo de vida é igual a t " como afirmam [Pereira e Miranda \(2010\)](#); m_r é a massa da remanescente, que depende da massa da estrela progenitora e a taxa de formação estelar é tomada no tempo retardado ($t - \tau_m$), sendo τ_m o tempo de vida da estrela de massa m . Este tempo pode ser encontrado pela seguinte Equação ([PEREIRA; MIRANDA, 2010](#)):

$$\log_{10}(\tau_m) = 10,0 - 3,6 \log_{10} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) + \left[\log_{10} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \right]^2, \quad (4.8)$$

sendo τ_m o tempo de vida da estrela dado em anos.

A massa da remanescente é calculada da seguinte forma ([SCALO, maio 1986](#)), ([COPI, 1997](#)):

- Estrelas com $m \lesssim 1 M_\odot$ têm um tempo de vida muito longo e não contribuem para m_{ej} ;
- Estrelas no intervalo $1 M_\odot < m \lesssim 8 M_\odot$, se tornam anãs brancas de carbono-oxigênio com uma massa que pode ser calculada por

$$m_r = 0,1156 m + 0,4551; \quad (4.9)$$

- Estrelas com $8 M_{\odot} < m \leq 10 M_{\odot}$, evoluem para uma anã branca de oxigênio-neônio-magnésio, com $m_r = 1,35 M_{\odot}$;
- Estrelas no intervalo $10 M_{\odot} < m < 25 M_{\odot}$ terminam como estrelas de nêutrons com uma massa de $m_r = 1,4 M_{\odot}$;
- Estrelas com $25 M_{\odot} \leq m \leq 140 M_{\odot}$ produzem buracos negros como remanescente, e, para este caso considera-se $m_r = m_{He}$, onde m_{He} é a massa do núcleo de hélio antes do colapso (HEGER; WOOSLEY, 2002), então

$$m_r = m_{He} = \frac{13}{24}(m - 20 M_{\odot}). \quad (4.10)$$

- Estrelas com $140 M_{\odot} < m \leq 260 M_{\odot}$ não deixam remanescente.

Considera-se inicialmente que a massa estelar é dependente da quantidade de gás (bárions) disponível, isto é, da densidade de gás local (PEREIRA; MIRANDA, 2010). Desta maneira, da chamada Lei de Schmidt (SCHMIDT, 1959), temos:

$$\frac{d^2 m}{dV dt} = k \rho_g^n(r, t), \quad (4.11)$$

onde $d^2 m / dV dt$ é a taxa de conversão do gás em estrelas, ρ_g é a densidade do gás e n o grau de eficiência na conversão de gás em estrelas, para diferentes valores de n obtém-se distintos modelos evolutivos. No modelo de Pereira e Miranda (2010), o qual é adotado nesta dissertação para a taxa cósmica de formação estelar, adota-se $n = 1$, para que a constante k tenha um significado físico, assim k é o inverso da escala característica de formação estelar ($k = 1/\tau$ Gyr) desde que seja considerado $n = 1$ na Equação 4.11.

Assim, usando as Equações 4.7 e 4.11 temos a Equação que governa a densidade total de gás (ρ_g) nos halos.

$$\dot{\rho}_g = -\frac{d^2 m}{dV dt} + \frac{d^2 m_{ej}}{dV dt} + a_b(t). \quad (4.12)$$

$a_b(t)$, Equação 4.2, representa a taxa na qual os halos agregam massa.

Segundo Pereira e Miranda (2010), "a integração numérica de 4.12 produz a função $\rho(t)$ em cada t ou z . Uma vez obtido $\rho(t)$, retornamos a Equação 4.11 para obter a Taxa Cósmica de Formação Estelar, $\psi(t)$ ". Finalmente, a taxa cósmica de formação estelar é:

$$\dot{\rho} = k\rho_g. \quad (4.13)$$

As Figuras adiante mostram a taxa cósmica de formação estelar (CSFR) derivada do modelo de [Pereira e Miranda \(2010\)](#). As diferentes curvas referem-se a diferentes valores da escala característica de formação estelar (τ), a qual varia de 1 a 5 Gyr. Também foi variado o expoente da IMF e a massa mínima para a formação dos halos de matéria escura ($10^6, 10^8, 10^{10}$ e $10^{12} M_\odot$). Nessas Figuras, HP representa os dados observacionais da CSFR tomadas de [Hopkins \(2004\)](#) e da errata [Hopkins \(2007\)](#).

Tabela 4.1 - Dados da família A de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^6 M_\odot$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o *redshift* onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.

	x (IMF)	τ (Gyr)	z_*	ϵ_* (eficiência)
A1	1,35	1	6,07333	0,47584
A2	1,35	2	4,57000	0,28878
A3	1,35	3	3,80000	0,18572
A4	1,35	4	3,30333	0,14494
A5	1,35	5	2,94500	0,12736
A6	0,35	1	5,11667	0,26531
A7	0,35	2	3,77667	0,12853
A8	0,35	3	3,09833	0,09207
A9	0,35	4	2,66500	0,08134
A10	0,35	5	2,35333	0,07855
A11	2,35	1	6,69000	0,71578
A12	2,35	2	5,12500	0,53448
A13	2,35	3	4,31333	0,35631
A14	2,35	4	3,78667	0,25932
A15	2,35	5	3,40333	0,21092

Os efeitos da variação nos parâmetros τ e x podem ser analisados a partir das predições de todas as famílias de modelos. Como exemplo, exploremos inicialmente os resultados da família A ($M_{min} = 10^6 M_\odot$), os quais são apresentados na Tabela 4.1 e ilustrados nas Figuras 4.1, 4.2 e 4.3.

No caso específico de τ , ele fornece a escala característica de formação estelar. Quanto menor seu valor mais eficiente a formação estelar foi no passado e menos gás sobrou no presente. Como ϵ_*^1 normaliza a CSFR para que os modelos tenham no presente

¹ $\langle \epsilon_* \rangle \dot{\rho}(z=0) = 0,0135 M_\odot \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$

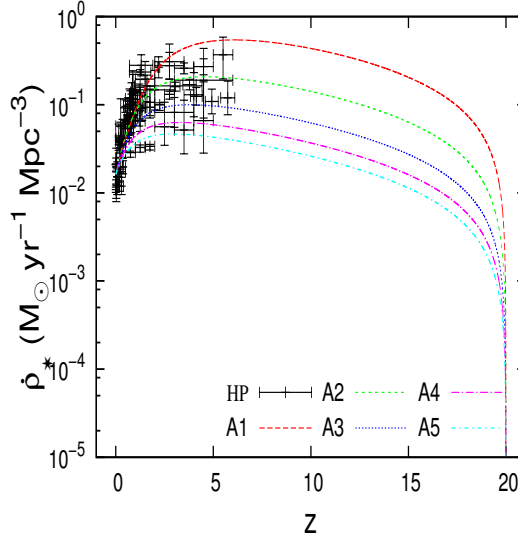


Figura 4.1 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^6 M_{\odot}$ e expoente de Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

$\dot{\rho}_* = 0,0135 M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$, então ϵ_* terá que ser maior para os modelos que mantêm menor quantidade de gás nos halos próximos do presente (ou seja, aqueles que possuem menor valor de τ e portanto maior valor de k) deverão ter uma eficiência de formação estelar mais alta no presente pois tem menos gás para produzir $\dot{\rho}_* = 0,0135 M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ em $z = 0$. Da mesma forma, é por isso que o pico da CSFR acompanha o valor de τ (menor valor τ maior o *redshift* em que z_* ocorre. Isto é, maior valor de k então mais no passado a CSFR atinge o máximo).

Fixando um valor particular de τ e olhando a variação do expoente x , obtemos o segundo componente dessa relação, que é a IMF. Quando aumenta a fração de estrelas de baixa massa no sistema (aumenta o valor do expoente x), o gás ficará mais tempo retido em estrelas, reduzindo o peso do termo de ejeção de massa. O resultado líquido é um aumento do *redshift*, z_* , em que a CSFR atinge seu valor máximo, até porquê o gás entra no sistema via termo $a_b(t)$ e vai sendo convertido em estrelas. Porém o retorno via m_{ej} é baixo. Isso faz com que os modelos com $x = 2,35$ tenham uma amplitude maior, em alto *redshift*, do que os modelos com $x = 0,35$. Modelos com maior valor de x geram mais estrelas (em número) pois retornam menos gás a alto *redshift* (retorno de gás está vinculado a morte da estrela). Portanto, gás sendo retornado em uma quantidade maior (maior m_{ej}) para o sistema puxa o pico da taxa

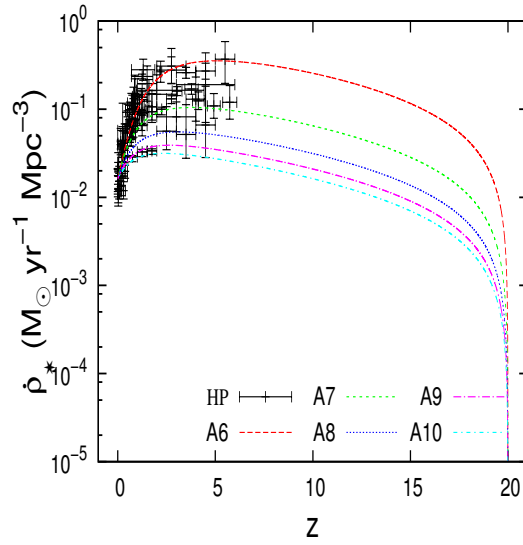


Figura 4.2 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^6 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

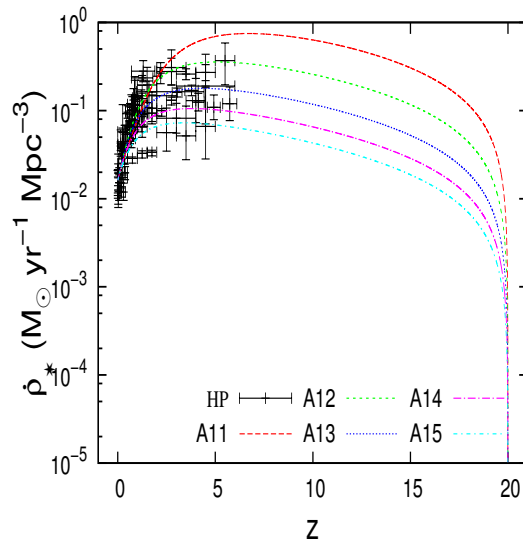


Figura 4.3 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^6 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 2,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

cósmica de formação estelar para *redshifts* mais baixos. Por isso, fixado um valor de τ nós temos que z_* é menor para $x = 0,35$ e vai aumentando conforme x aumenta. Se tomarmos $x = 1,35$ como referência, então o expoente $x = 2,35$ produzirá cerca de 10 vezes mais do que a quantidade de estrelas produzidas por $x = 1,35$ dentro do intervalo $0,1$ a $\sim 25 M_\odot$. Por outro lado, $x = 0,35$ produzirá cerca de 10 vezes mais que o número de estrelas produzidas por $x = 1,35$ dentro do intervalo 25 a $\sim 260 M_\odot$.

Tabela 4.2 - Dados da família B de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^8 M_\odot$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o *redshift* onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.

	x (IMF)	τ (Gyr)	z_*	ϵ_* (eficiência)
B1	1,35	1	5,03500	0,34477
B2	1,35	2	3,78667	0,21826
B3	1,35	3	3,14500	0,14798
B4	1,35	4	2,72833	0,11919
B5	1,35	5	2,42833	0,10674
B6	0,35	1	4,25500	0,19476
B7	0,35	2	3,13500	0,10240
B8	0,35	3	2,56667	0,07654
B9	0,35	4	2,20000	0,06904
B10	0,35	5	1,93500	0,06748
B11	2,35	1	5,57000	0,51835
B12	2,35	2	4,26500	0,39225
B13	2,35	3	3,58667	0,27315
B14	2,35	4	3,14333	0,20650
B15	2,35	5	2,82333	0,17230

Para a família B de modelos, Figuras 4.4, 4.5 e 4.6, temos uma diferença sutil no *redshift* onde ocorre o máximo da formação estelar, ver Tabela 4.2. O valor em *redshift* começa a ficar menor e torna-se uma tendência com o aumento da massa mínima dos halos; como veremos nas próximas famílias de modelos.

A partir da família C de modelos, Figuras 4.7, 4.8 e 4.9, fica evidente o aparecimento de uma discordância das curvas teóricas com os dados observacionais de *redshifts* mais altos, significando que esses modelos começam a se mostrar inadequados. Quanto mais alta for a massa mínima de formação do halo de matéria escura menor será z_* ; ver Tabela 4.3.

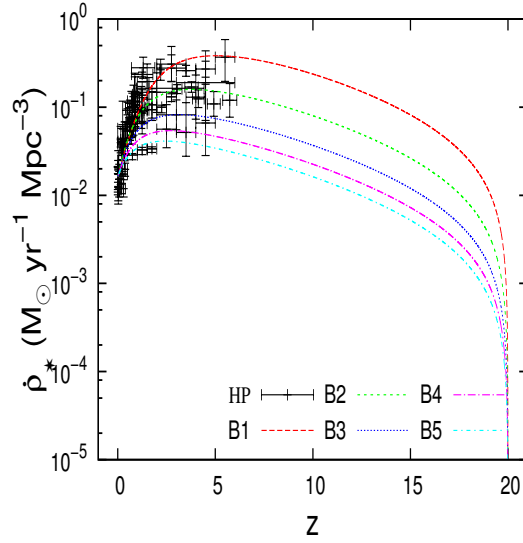


Figura 4.4 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^8 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

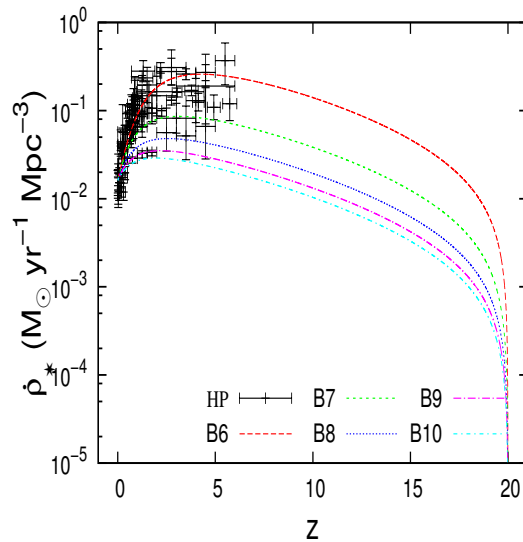


Figura 4.5 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^8 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

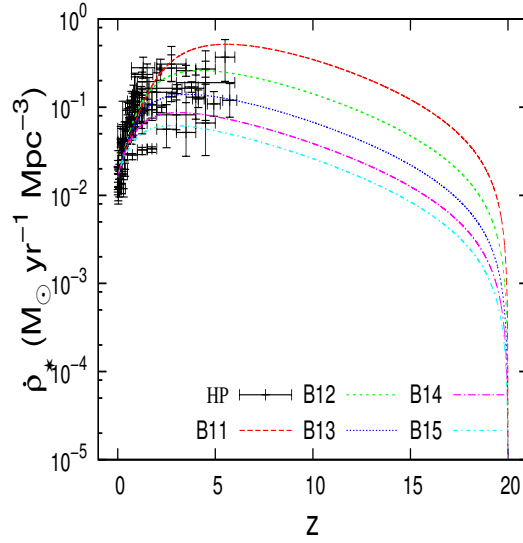


Figura 4.6 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^8 M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 2,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

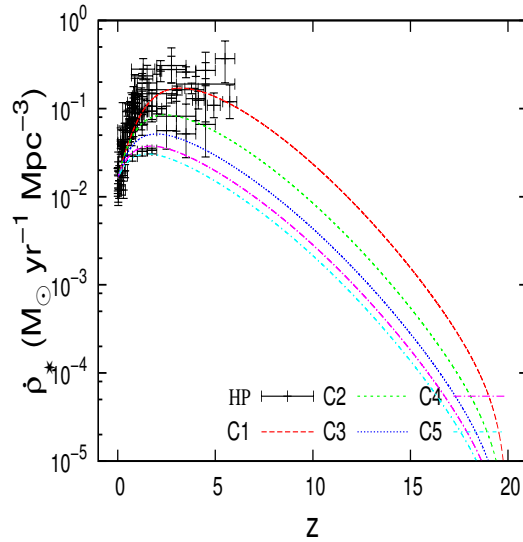


Figura 4.7 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{10} M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

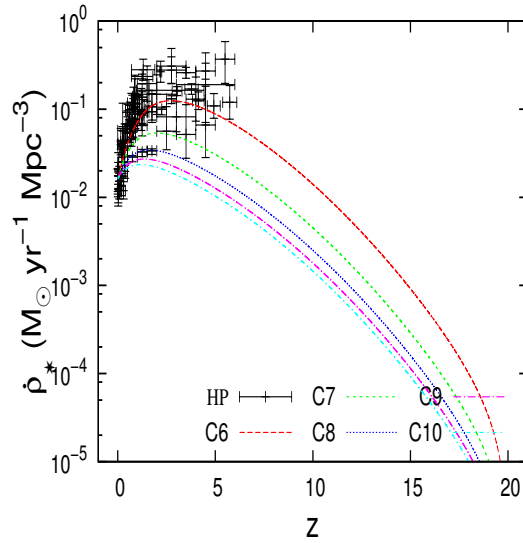


Figura 4.8 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{10} M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

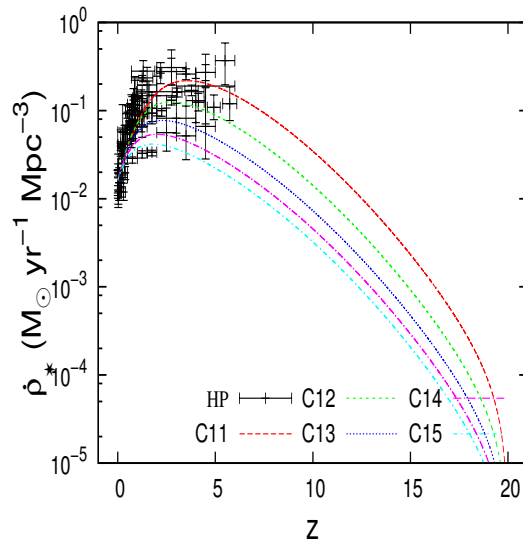


Figura 4.9 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{10} M_\odot$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 2,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

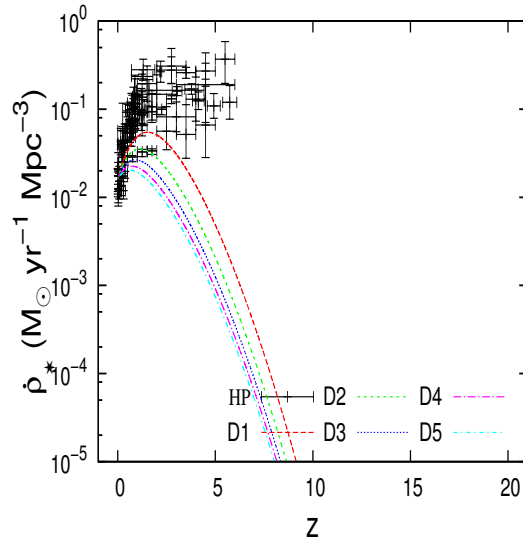


Figura 4.10 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{12} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 1,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

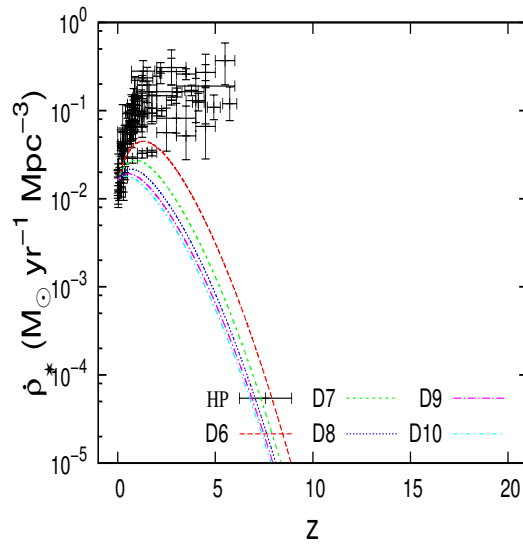


Figura 4.11 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{12} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

Tabela 4.3 - Dados da família C de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^{10} M_{\odot}$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o *redshift* onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.

	x (IMF)	τ (Gyr)	z_*	ϵ_* (eficiência)
C1	1,35	1	3,21000	0,24076
C2	1,35	2	2,41667	0,16707
C3	1,35	3	1,99500	0,12725
C4	1,35	4	1,71667	0,11036
C5	1,35	5	1,51167	0,10361
C6	0,35	1	2,73667	0,14013
C7	0,35	2	2,00333	0,08788
C8	0,35	3	1,61833	0,07272
C9	0,35	4	1,36500	0,06988
C10	0,35	5	1,18167	0,06979
C11	2,35	1	3,56500	0,36082
C12	2,35	2	2,74500	0,28203
C13	2,35	3	2,30333	0,21527
C14	2,35	4	2,01000	0,17701
C15	2,35	5	1,79333	0,15683

Tabela 4.4 - Dados da família D de modelos. Massa mínima do halo de matéria escura, $M_{min} = 10^{12} M_{\odot}$. Os parâmetros x , τ , z_* e ϵ_* representam, respectivamente, o expoente da IMF, a escala característica de formação estelar, o *redshift* onde a taxa cósmica de formação estelar é máxima e a eficiência da formação estelar.

	x (IMF)	τ (Gyr)	z_*	ϵ_* (eficiência)
D1	1,35	1	1,53167	0,17096
D2	1,35	2	1,12667	0,13589
D3	1,35	3	0,89333	0,12053
D4	1,35	4	0,73500	0,11625
D5	1,35	5	0,61500	0,11715
D6	0,35	1	1,31000	0,10465
D7	0,35	2	0,91000	0,08295
D8	0,35	3	0,686667	0,07941
D9	0,35	4	0,536667	0,08203
D10	0,35	5	0,42500	0,08713
D11	2,35	1	1,71500	0,25312
D12	2,35	2	1,31333	0,21042
D13	2,35	3	1,07667	0,18145
D14	2,35	4	0,913333	0,16677
D15	2,35	5	0,788333	0,16070

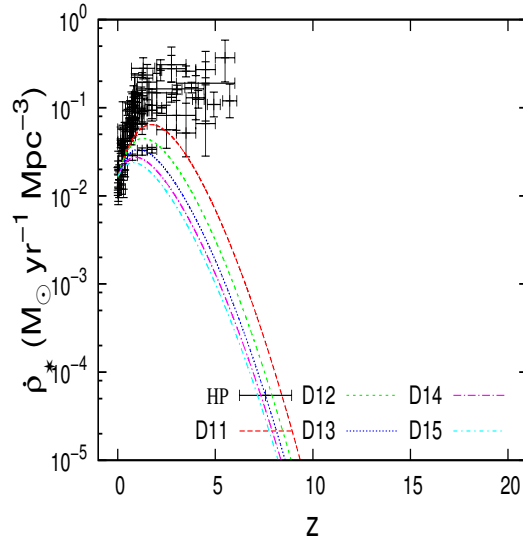


Figura 4.12 - Gráfico considerando formação estelar em halos com massa mínima a partir de $10^{12} M_{\odot}$ e IMF do tipo Salpeter, $x = 0,35$. No eixo x temos o *redshift* e no y a taxa cósmica de formação estelar. A curva vermelha corresponde a $\tau = 1$ Gyr, a verde a $\tau = 2$ Gyr, a azul escuro a $\tau = 3$ Gyr, a rosa a $\tau = 4$ Gyr e a azul claro a $\tau = 5$ Gyr.

A família D de modelos, Figuras 4.10, 4.11 e 4.12, apresenta um grande desvio dos dados observacionais, confirmando a tendência vista inicialmente na família de modelos C de que quanto maior a massa mínima do halo de matéria escura mais tardiamente, em *redshift* (vide Tabela 4.4) ocorrerá o pico da taxa cósmica de formação estelar.

Analisando os gráficos para cada família de modelos, fica claro que os modelos C e D não são bons pois suas curvas desviam dos dados observacionais a alto *redshift*. Assim os halos de massa entre $M = 10^6$ e $M = 10^8 M_{\odot}$ são mais realistas no cenário *botton-up*, além de estarem de acordo com os dados observacionais, principalmente a *redshifts* próximos a 4-5. Quando se aumenta a massa mínima de formação dos halos de matéria escura, mais tardiamente esses halos se desacoplam da expansão do Universo, irão *virializar* e dar início a produção de estrelas.

A descrição dos códigos (ferramentas computacionais) se encontra na tese de Pereira (2012).

5 POPULAÇÃO III E MODELO DE EVOLUÇÃO QUÍMICA

Neste capítulo é apresentado o modelo de População III de Heger e Woosley (2002), o qual foi adotado para desenvolver este trabalho. Também mostramos o modelo de evolução química que foi implementado ao código de Pereira e Miranda (2010).

5.1 População III

Conhecer os objetos que formam a População III é extremamente importante para o entendimento das estruturas que se tem hoje no Universo. A evolução de todos os objetos que se encontram no Universo atual, principalmente das grandes galáxias, dependeu de como a primeira geração de estrelas evoluiu (ABEL et al., 2002). Elas foram formadas pelo colapso das primeiras nuvens moleculares de hidrogênio por volta do *redshift* $z = 20 - 30$, isto é, são livres de metais. Nessa condição de metalicidade nula, é possível a formação de estrelas muito massivas, entre 100 e $1000 M_{\odot}$; porém não é uma hipótese restritiva podendo existir estrelas de massa intermediária ou, até mesmo, de baixa massa. O modelo de Abel et al. (2002) apresenta uma massa mínima de $30 M_{\odot}$ e ainda prevê que todas as estrelas livres de metais sejam massivas e que foram formadas isoladamente. Assim, nenhuma outra estrela poderia ser formada no mesmo halo antes da primeira estrela morrer.

As estrelas da População III possuem a seguinte classificação, como aparece em O'Shea et al. (2008):

- População III: Representa todas as estrelas que foram formadas pelo gás primordial, hidrogênio e hélio (essa composição pode ser determinada pela nucleossíntese do Big Bang), e, por isso, é um termo bastante amplo.
- População III.1: São as primeiras estrelas formadas por gás primordial cujas propriedades podem ser determinadas completamente por parâmetros cosmológicos e pelo processo de formação de estruturas.
- População III.2: Segundo Greif (2006), as estrelas desta população já apresentariam metalicidade não-nula, porém $Z \simeq 0$, e como dito por O'Shea et al. (2008), poderiam ser menos massivas ($10 M_{\odot} < M < 100 - 150 M_{\odot}$) devido a fragmentação da matéria bariônica em colapso pelo resfriamento radiativo provocado pelos metais presentes (quando a temperatura diminui, a massa de Jeans também diminui). Por outro lado, ao explodirem como supernovas, as estrelas de População III.2 retornam ao meio interestelar menos energia cinética como também menores quantidades de metais. Estas

não foram importantes para a reionização do Universo, mas sim para o enriquecimento cósmico de metais em estruturas.

- População II.5: Classe de estrelas com metalicidade quase nula. Mesmo contendo um pouco de metal seu processo de formação não é afetado se comparado com as classes anteriores. A única alteração sofrida por esse tipo de estrela estaria na sua evolução alterada na sequência principal. Um exemplo de objeto dessa classe seria uma estrela massiva de rotação rápida e metalicidade $Z \simeq 10^{-6} Z_{\odot}$, essas características provocariam uma importante perda de massa durante a vida da estrela na sequência principal.

A fim de elucidar o modo de geração de energia termonuclear em estrelas de População III, consideremos especialmente aquelas mais massivas ($m > 30 M_{\odot}$), visto que são as mais importantes para o enriquecimento químico do sistema onde são formadas. Como essas estrelas possuem uma metalicidade muito baixa ou nula, a forma que elas inicialmente produzem energia internamente é pela queima do hidrogênio via cadeia p-p conforme seus núcleos se contraem e aquecem até atingirem as condições ideais de temperatura e densidade. Recordemos que estrelas com fração de massa $^{12}\text{C} < 10^{-9}$ não podem desencadear o ciclo CNO. O processo $3-\alpha$, que produz ^{12}C e ^{16}O a partir da queima do hélio, inicia-se quase simultaneamente com a queima de hidrogênio que forma He. Assim, havendo carbono disponível no núcleo, a queima de H também pode ocorrer via ciclo CNO, o qual acaba competindo com a cadeia p-p e, até mesmo, torna-se mais eficiente na geração de energia nuclear. Lembremos que os núcleos de estrelas massivas são totalmente convectivos, facilitando a mistura da matéria nuclear. Conseqüentemente, em estrelas massivas de População III pode ocorrer simultaneamente na região nuclear tanto queima de He em C e O como a de H em He (inicialmente via cadeia p-p e posteriormente via ciclo CNO). O aparecimento quase-simultâneo do processo $3-\alpha$ com o ciclo CNO induz a produção repentina de energia fazendo com que o núcleo se expanda e diminua de temperatura para que logo em seguida continue a contrair e aquecer. Sucessivamente, ocorrem o final da queima nuclear do hidrogênio, o início da queima do hélio centralmente concentrado, o final da queima nuclear de hélio e, por fim, a queima do carbono que sintetiza o neônio cuja produção de energia se iguala com a perda de energia por neutrinos. Todas estas reações nucleares ocorrem em um ambiente de gás ideal não-degenerado (MARIGO et al., 2001). Ver Figura 5.1.

- Ramos da cadeia próton-próton (OBSERVATÓRIO NACIONAL, 2011).

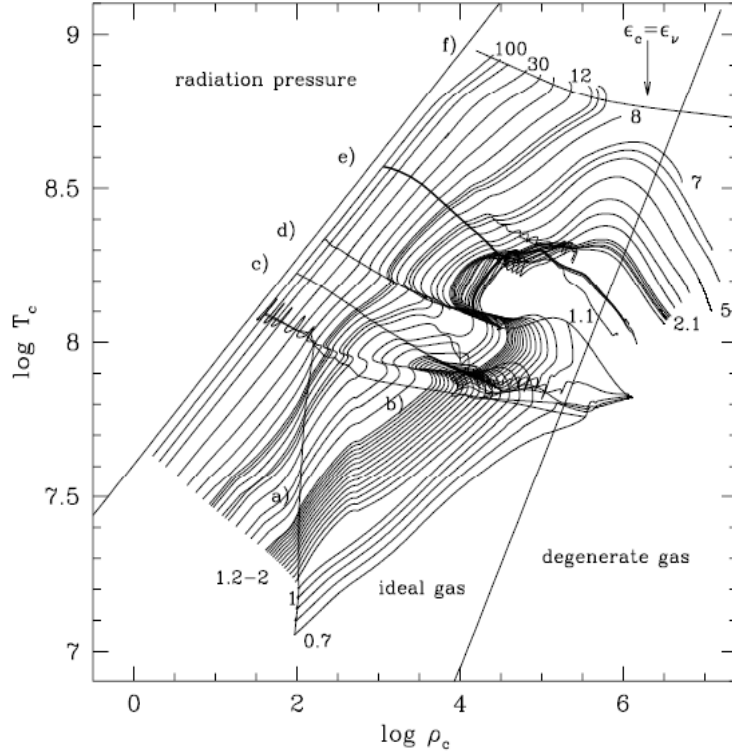
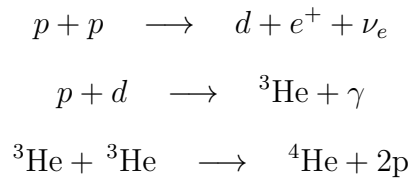
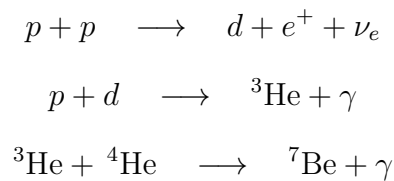


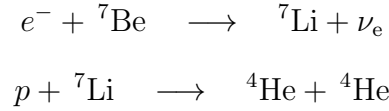
Figura 5.1 - Evolução das condições centrais (isto é, densidade e temperatura) para o conjunto de modelos $Z=0$. Relações aproximadas são usadas para determinar os limites (linhas grossas) das regiões no qual a equação de estado é esperada que seja dominada por diferentes componentes de pressão, i.e. gás degenerado, gás perfeito e pressão de radiação. Linhas rotuladas indicam em função da massa estelar o aparecimento da queima de H no núcleo (a); aparecimento da reação $3-\alpha$ e assim o ciclo CNO (b); final da queima do núcleo de H (c); início da queima do He central (d); final da queima do núcleo de He (e); balanço de energia (f) entre a queima de carbono e a perda de neutrinos ($\epsilon_C = \epsilon_\nu$). Alguns valores das massas iniciais das estrelas são indicados (em M_\odot). Figura retirada de [Marigo et al. \(2001\)](#).

Ramo I

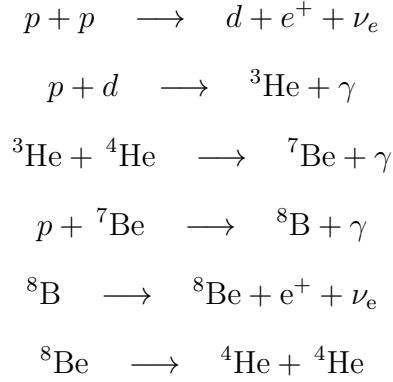


Ramo II

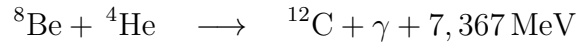




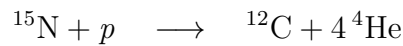
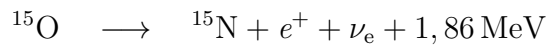
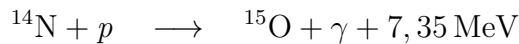
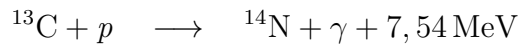
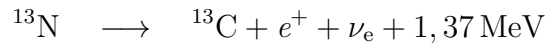
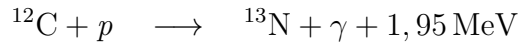
Ramo III



- Processo 3 – α (PRIALNIK, 2000)



- Ciclo CNO (HANSEN et al., 2004)



O final de uma estrela desse grupo depende da sua massa na sequência principal, porém como isto ainda não está definido, existem várias possibilidades, como mostra a Fig. 5.2.

A partir da Figura 5.2 podemos classificar as estrelas em quatro regimes diferentes conforme a sua massa inicial: baixa massa, abaixo de $\sim 10 M_{\odot}$; massivas, entre $\sim 10 M_{\odot}$ e $\sim 100 M_{\odot}$; muito massivas, entre $\sim 100 M_{\odot}$ e $\sim 1000 M_{\odot}$ e as supermassivas, acima de $\sim 1000 M_{\odot}$. Para alguns dos intervalos citados anteriormente, existem

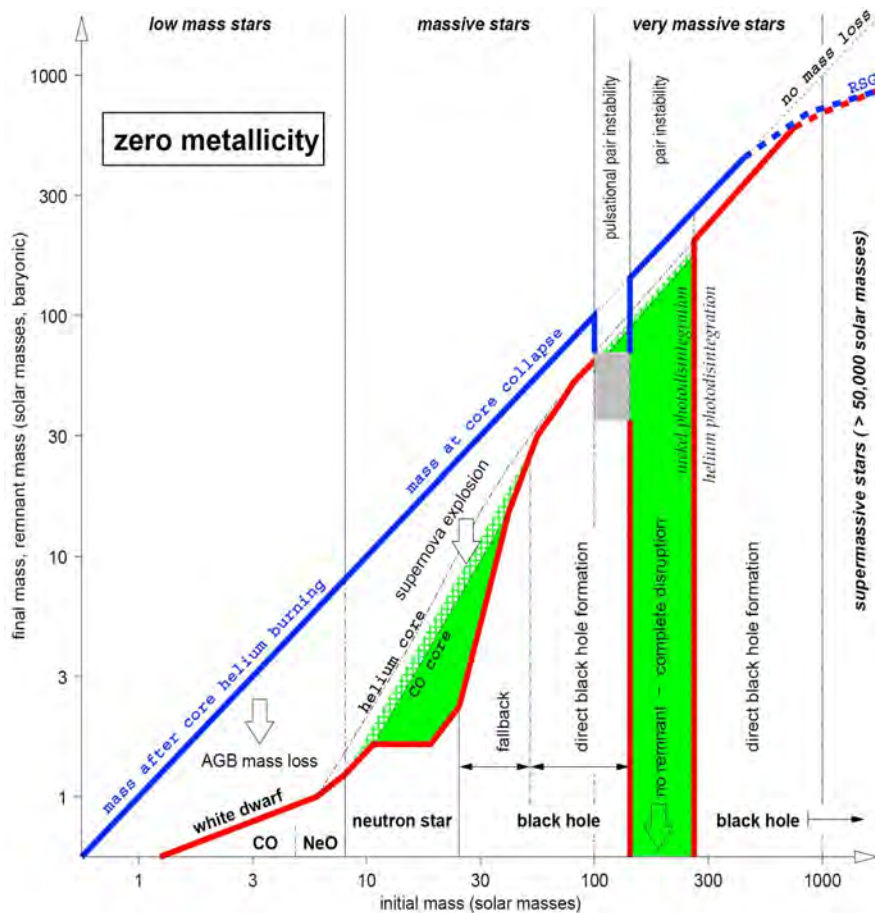


Figura 5.2 - Possíveis finais para uma estrela da População III. O gráfico considera a função de massa inicial-final (IFMF-Initial-final mass function) para estrelas primordiais sem rotação e com $Z = 0$. No eixo x temos a massa inicial da estrela e no eixo y a massa final do objeto remanescente (curva em vermelho) junto com a massa da estrela quando o evento que dará origem a remanescente se inicia (curva azul).

A Figura foi adaptada de Heger e Woosley (2002).

ainda subdivisões as quais nos permitem saber o final da estrela. Até $\sim 10 M_{\odot}$, a estrela sofrerá perda do seu envelope no ramo assintótico das gigantes e tornar-se-á uma anã branca de CO ou NeO. Estrelas massivas são definidas como estrelas que iniciam a queima do carbono e do oxigênio de forma não degenerada, o envelope de hidrogênio e partes do núcleo de hélio (curva traço-dois pontos) são ejetados na forma de supernova. Abaixo de uma massa inicial de $\sim 25 M_{\odot}$ são formadas estrelas de nêutrons, acima disso são formados buracos negros com disco de acreção ou diretamente pelo colapso do núcleo de ferro (nesse caso, acima de $\sim 40 M_{\odot}$). A definição característica para as estrelas muito massivas é a instabilidade do par elétron-pósitron após a queima do carbono. Isso se inicia com pulsos instáveis do núcleo de hélio de $\sim 40 M_{\odot}$ ($M_{\text{ZAMS}} \sim 100 M_{\odot}$) (ZAMS significa Zero Age Main

Sequence), com o aumento da massa, os pulsos se tornam cada vez mais violentos e ejetam o envelope de hidrogênio da estrela, e essa vira um buraco negro. Entre $M_{\text{ZAMS}} \sim 140 M_{\odot}$ e $M_{\text{ZAMS}} \sim 260 M_{\odot}$, um único pulso destrói a estrela completamente, sem deixar nenhum remanescente. Acima de $M_{\text{ZAMS}} \sim 260 M_{\odot}$, a instabilidade nesse tipo de estrela causa um colapso total e essa vira diretamente um buraco negro (HEGER; WOOSLEY, 2002). Esse é o principal cenário teórico que descreve as estrelas de População III. Talvez seja muito difícil, por medidas fotométricas diretas, detectar observacionalmente e individualmente estrelas extremamente distantes da População III. Contudo, espera-se que através da detecção de ondas gravitacionais pré-galácticas (PEREIRA; MIRANDA, 2010) e/ou através do estudo e medidas da abundância química do Universo a alto *redshift* possamos ter uma melhor compreensão tanto acerca dos processos de formação das estrelas de População III bem como impor vínculos e limites sobre a sua função de massa inicial. É por esse segundo caminho que trabalhamos neste projeto de mestrado. Na seção seguinte, apresentamos o modelo de evolução química a ser incorporado ao modelo de formação de estruturas de Pereira e Miranda (2010) e que constitui a semente deste trabalho.

Como ainda não foi encontrado nenhum objeto pertencente à População III, existem muitas questões a serem resolvidas, como por exemplo o intervalo de massa dessa população e a Função de Massa Inicial que a representa. As informações presentes nesse capítulo são retiradas de modelos teóricos-computacionais, os quais através de simulações tentam modelar as primeiras estrelas do Universo. Essa dissertação se concentra no intervalo de massa de $M = 140 M_{\odot}$ e $M = 260 M_{\odot}$, pois é nesta faixa que a estrela retorna a maior parte da sua massa para o ambiente e onde são fornecidos os "yields" para a População III no modelo de Heger e Woosley (2002). Ver Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - *Yields* em massa solar para a População III. Tabela adaptada de Heger e Woosley (2002).

Ion	140	149	158	167	176	186	195	204	213	223	232	241	250	260
12C	6.89	4.54	4.32	4.33	4.28	4.21	4.13	4.01	3.85	3.74	3.73	3.71	3.61	3.49
13C	2.33E-007	4.19E-007	7.44E-007	8.86E-07	8.48E-07	5.78E-07	3.59E-07	4.31E-07	2.30E-07	1.60E-07	1.64E-07	1.51E-07	1.38E-07	9.36E-08
14N	7.84E-005	5.04E-005	4.31E-005	4.15E-05	3.78E-05	3.46E-05	3.23E-05	3.10E-05	2.92E-05	2.75E-05	2.99E-05	2.79E-05	1.41E-05	1.10E-05
15N	7.27E-007	7.03E-006	6.69E-006	6.69E-06	6.57E-06	6.45E-06	6.41E-06	6.43E-06	6.43E-06	6.76E-06	6.99E-06	7.19E-06	7.03E-06	6.65E-06
16O	4.92E+001	4.48E+001	4.44E+001	4.68E+01	4.66E+01	4.59E+01	4.52E+01	4.39E+01	4.27E+01	4.11E+01	3.98E+01	3.81E+01	3.59E+01	3.34E+01
17O	4.26E-006	9.85E-007	7.66E-007	7.47E-07	6.60E-07	5.38E-07	4.58E-07	4.39E-07	4.03E-07	4.45E-07	4.13E-07	3.74E-07	3.26E-07	2.86E-07
18O	2.81E-006	9.94E-007	8.50E-007	8.15E-07	7.94E-07	7.84E-07	7.63E-07	8.10E-07	7.99E-07	8.23E-07	8.35E-07	8.50E-07	8.89E-07	8.47E-07
19F	1.63E-008	1.41E-008	1.28E-008	1.23E-08	1.23E-08	1.23E-08	1.61E-08	1.69E-08	1.93E-08	2.03E-08	2.03E-08	2.63E-08	2.76E-08	2.58E-08
20Ne	4.99	4.04	3.89	4.22E+00	4.20E+00	4.10E+00	3.98E+00	4.06E+00	3.86	3.90E+00	3.84E+00	3.88E+00	3.92E+00	3.73E+00
21Ne	5.04E-004	6.53E-005	2.10E-004	2.49E-04	2.99E-04	2.51E-04	1.82E-04	2.14E-04	1.42E-04	1.65E-04	1.45E-04	1.52E-04	1.68E-04	1.24E-04
22Ne	1.86E-004	2.01E-005	1.85E-005	1.97E-05	2.19E-05	2.27E-05	2.26E-05	2.37E-05	2.28E-05	2.46E-05	2.39E-05	2.41E-05	2.32E-05	2.02E-05
23Na	9.13E-003	3.14E-003	2.95E-003	3.02E-03	2.96E-03	2.88E-03	2.82E-03	2.76E-03	2.69E-03	2.66E-03	2.68E-03	2.74E-03	2.81E-03	2.78E-03
24Mg	1.53	3.02	3.49	3.67E+00	3.97E+00	4.24E+00	4.38E+00	4.41E+00	4.40E+00	4.31E+00	4.50E+00	4.55E+00	4.42E+00	4.38E+00
25Mg	3.78E-003	1.08E-003	3.07E-003	2.23E-03	3.36E-03	4.15E-03	4.70E-03	4.27E-03	4.57E-03	4.55E-03	4.04E-03	3.76E-03	3.39E-03	3.36E-03
26Mg	3.71E-003	1.74E-003	1.69E-003	1.73E-03	1.79E-03	1.92E-03	2.06E-03	1.92E-03	2.05E-03	1.91E-03	1.94E-03	1.86E-03	1.73E-03	1.73E-03
27Al	3.37E-002	1.77E-002	1.66E-002	1.59E-02	1.67E-02	1.72E-02	1.63E-02	1.63E-02	1.66E-02	1.55E-02	1.50E-02	1.42E-02	1.29E-02	1.34E-02
28Si	3.15E-001	1.36E+01	1.65E+01	1.36E+01	1.65E+01	1.92E+01	2.14E+01	2.31E+01	2.45E+01	2.52E+01	2.57E+01	2.67E+01	2.51E+01	2.42E+01
29Si	1.96E-003	2.32E-002	2.25E-002	2.22E-02	2.14E-02	2.07E-02	2.05E-02	1.94E-02	1.94E-02	1.81E-02	1.78E-02	1.68E-02	1.52E-02	1.49E-02
30Si	6.52E-003	2.74E-003	1.47E-003	1.33E-03	1.23E-03	1.23E-03	1.36E-03	1.20E-03	1.45E-03	1.35E-03	1.43E-03	1.37E-03	1.17E-03	1.35E-03
31P	2.71E-003	2.90E-003	2.16E-003	1.89E-03	1.64E-03	1.45E-03	1.36E-03	1.19E-03	1.23E-03	1.08E-03	1.17E-03	1.12E-03	9.53E-04	1.07E-03
32S	9.50E-004	2.43	4.12	4.70E+00	6.08E+00	7.58E+00	8.85E+00	9.97E+00	1.08E+01	1.14E+01	1.18E+01	1.20E+01	1.18E+01	1.14E+01
33S	3.84E-005	3.07E-003	3.50E-003	3.64E-03	3.73E-03	3.75E-03	3.74E-03	3.68E-03	3.59E-03	3.47E-03	3.34E-03	3.18E-03	2.96E-03	2.71E-03
34S	2.06E-004	6.36E-003	4.57E-003	2.94E-03	1.93E-03	1.22E-03	7.83E-04	4.98E-04	3.28E-04	2.12E-04	1.49E-04	1.08E-04	8.83E-05	9.78E-05
36S	1.12E-008	1.12E-008	7.86E-009	6.60E-09	5.53E-09	4.55E-09	3.82E-09	3.24E-09	2.73E-09	2.36E-09	2.05E-09	1.79E-09	1.59E-09	1.49E-09
35Cl	5.56E-005	9.10E-004	9.15E-004	7.54E-04	6.23E-04	4.97E-04	3.94E-04	3.09E-04	2.47E-04	1.97E-04	1.68E-04	1.48E-04	1.35E-04	1.55E-04
37Cl	1.05E-007	5.59E-004	6.41E-004	6.69E-04	6.85E-04	6.90E-04	6.86E-04	6.55E-04	6.55E-04	6.32E-04	6.08E-04	5.78E-04	5.36E-04	4.91E-04
36Ar	1.30E-005	3.04E-001	5.17E-001	5.97E-01	8.08E-01	1.07E+00	1.32E+00	1.54E+00	1.72E+00	1.85E+00	1.94E+00	1.99E+00	1.99E+00	1.93E+00
38Ar	4.89E-007	6.20E-003	5.28E-003	3.39E-03	2.23E-03	1.41E-03	8.96E-04	5.57E-04	3.56E-04	2.22E-04	1.48E-04	9.78E-05	7.17E-05	7.25E-05
39K	1.33E-007	1.10E-003	1.18E-003	9.69E-04	8.02E-04	6.39E-04	5.04E-04	3.90E-04	3.04E-04	2.39E-04	2.00E-04	1.78E-04	1.76E-04	2.05E-04
40K	2.51E-010	3.49E-008	3.02E-008	2.19E-08	1.69E-08	1.28E-08	9.67E-09	7.29E-09	5.40E-09	4.05E-09	3.17E-09	2.54E-09	2.27E-09	2.60E-09
41K	2.45E-010	1.24E-004	1.39E-004	1.45E-04	1.48E-04	1.48E-04	1.47E-04	1.44E-04	1.39E-04	1.33E-04	1.28E-04	1.22E-04	1.14E-04	1.06E-04
40Ca	1.46E-008	1.88E-001	3.17E-001	3.70E-01	5.29E-01	7.61E-01	9.95E-01	1.22E+00	1.40E+00	1.54E+00	1.63E+00	1.69E+00	1.71E+00	1.67E+00
42Ca	2.39E-010	1.69E-004	1.39E-004	8.72E-05	5.74E-05	3.67E-05	2.35E-05	1.50E-05	9.87E-05	6.42E-06	4.53E-06	3.39E-06	3.06E-06	3.79E-06
43Ca	3.66E-011	5.74E-008	4.23E-008	2.73E-08	1.94E-08	1.37E-08	1.00E-08	7.48E-09	5.87E-08	8.33E-08	2.55E-07	5.85E-07	1.20E-06	2.19E-06
44Ca	6.06E-011	3.82E-005	6.67E-005	4.63E-05	1.22E-04	1.99E-04	2.85E-04	4.58E-04	4.58E-04	5.65E-04	7.06E-04	9.06E-04	1.21E-03	1.61E-03
45Sc	1.40E-011	2.50E-006	2.90E-006	3.03E-06	3.20E-06	3.36E-06	3.48E-06	3.57E-06	3.59E-06	3.59E-06	3.57E-06	3.51E-06	3.42E-06	3.33E-06
46Ti	2.29E-011	7.36E-005	6.75E-005	4.68E-05	3.39E-05	2.49E-05	1.86E-05	1.41E-05	1.10E-05	8.54E-06	6.86E-06	5.36E-06	4.01E-06	3.03E-06
47Ti	5.08E-012	3.02E-007	3.99E-007	3.24E-07	4.00E-07	5.35E-07	6.61E-07	7.77E-07	8.66E-07	1.24E-06	2.05E-06	3.56E-06	6.27E-06	1.06E-05
48Ti	6.41E-012	5.48E-005	4.50E-004	5.71E-04	1.46E-03	3.45E-03	6.06E-03	9.04E-03	1.14E-02	1.35E-02	1.52E-02	1.69E-02	1.85E-02	2.00E-02
49Ti	5.16E-012	7.62E-006	3.05E-005	3.37E-05	6.25E-05	1.15E-04	1.80E-04	2.54E-04	3.05E-04	3.44E-04	3.71E-04	3.90E-04	4.01E-04	4.00E-04
51V	1.10E-012	1.74E-005	6.49E-005	6.54E-05	1.11E-04	1.92E-04	2.95E-04	4.17E-04	5.16E-04	5.04E-04	5.16E-04	5.16E-04	5.09E-04	4.95E-04
50Cr	2.35E-013	3.15E-004	4.65E-004	3.84E-04	3.99E-04	4.34E-04	4.87E-04	5.65E-04	6.68E-04	5.42E-04	4.85E-04	4.85E-04	4.51E-04	4.20E-04
52Cr	1.16E-012	7.01E-004	6.16E-004	2.24E-02	2.24E-02	2.62E-02	3.25E-02	2.06E-01	2.67E-01	3.16E-01	3.52E-01	3.97E-01	3.97E-01	4.00E-01
53Cr	1.60E-013	1.23E-004	1.32E-004	6.36E-04	1.82E-03	2.84E-03	5.14E-03	8.34E-03	1.04E-02	1.19E-02	1.29E-02	1.36E-02	1.40E-02	1.40E-02
54Cr	4.63E-013	1.90E-008	1.75E-008	1.13E-08	7.36E-09	5.23E-09	4.31E-09	4.19E-09	3.54E-09	2.84E-09	2.39E-09	1.91E-09	1.58E-09	1.31E-09
55Mn	8.31E-014	7.02E-004	2.75E-003	2.91E-03	5.43E-03	1.11E-02	2.02E-02	3.49E-02	4.26E-02	4.82E-02	4.82E-02	4.85E-02	4.75E-02	4.75E-02
54Fe	3.37E-015	2.46E-002	4.49E-002	4.06E-02	6.44E-02	1.09E-01	1.30E-01	1.30E-01	1.42E-01	1.41E-01	1.41E-01	1.31E-01	1.24E-01	1.18E-01
56Fe	1.31E-013	1.17E-002	1.02E-01	1.29E-01	4.07E-01	6.37E-01	2.98E+00	5.85E+00	9.55E+00	1.42E+01	1.90E+01	2.46E+01	3.17E+01	3.96E+01
57Fe	2.80E-014	2.40E-004	1.08E-003	1.21E-03	2.63E-03	4.31E-03	1.33E-02	6.97E-02	6.97E-02	1.41E-01	2.26E-01	3.39E-01	5.04E-01	7.16E-01
58Fe	5.78E-014	1.08E-008	9.34E-09	8.04E-09	8.04E-09	7.18E-09	6.47E-09	6.05E-09	5.35E-09	4.41E-09	3.72E-09	2.92E-09	1.85E-09	1.85E-09
59Co	1.56E-014	3.67E-006	4.09E-006	4.34E-06	4.06E-06	5.05E-06	5.59E-06	6.13E-06	6.67E-06	7.18E-06	4.47E-06	2.28E-06	1.25E-06	1.93E-06
58Ni	6.40E-017	1.34E-003	4.48E-003	2.46E-03	3.36E-03	5.11E-03	8.24E-03	1.84E-02	8.66E-02	2.07E-01	3.59E-01	5.77E-01	9.30E-01	1.47E+00
60Ni	1.58E-014	7.10E-006	7.18E-006	6.73E-06	6.24E-06	5.55E-06	3.69E-06	3.69E-06	9.03E-06	3.67E-06	7.61E-06	1.32E-06	2.13E-06	3.13E-06
61Ni	4.68E-015	8.05E-010	8.87E-010	9.11E-10	9.40E-10	9.90E-10	1.04E-09	1.91E-06	5.42E-06	4.60E-06	4.60E-06	4.60E-06	4.29E-06	1.92E-06
62Ni	2.05E-014	1.47E-010	2.18E-010	1.97E-10	2.45E-10	3.62E-10	6.33E-10	7.97E-06	2.65E-03	1.15E-02	2.51E-02	5.80E-02	1.33E-01	1.33E-01
63Cu	2.55E-015	3.92E-012	4.33E-012	4.78E-12	5.04E-12	5.55E-12	6.06E-12	2.90E-09	1.49E-06	7.14E-06	1.62E-05	3.04E-05	5.39E-05	8.33E-05
65Cu	3.35E-015	8.19E-015	1.01E-014	1.75E-14	1.80E-14	1.86E-14	2.08E-14	3.06E-10	7.71E-07	4.47E-06	1.07E-05	2.04E-05	3.53E-05	5.50E-05
64Zn	1.39E-015	1.68E-011	2.32E-11	2.32E-11	2.58E-11	2.74E-11	2.86E-11	4.22E-09	8.97E-06	5.11E-05	1.21E-04	2.29E-04	3.93E-04	6.00E-04
66Zn	3.22E-015	8.57E-015	1.08E-014	2.28E-14	2.23E-14	1.71E-14	8.52E-15	5.30E-09	1.40E-05	8.43E-05	2.07E-04	4.09E-04	7.52E-04	1.28E-03
67Zn	6.27E-016	4.18E-016	4.13E-016	4.09E-16	3.13E-16	1.71E-16	6.63E-17	3.86E-12	1.13E-08	7.11E-08	1.80E-07	3.65E-07	6.85E-07	1.20E-06
68Zn	3.58E-015	1.85E-015	1.80E-015	2.02E-15	1.26E-15	2.18E-15	2.72E-16	3.81E-09	3.13E-09	2.30E-08	1.29E-07	2.42E-07	4.82E-07	4.82E-07
69Ga	4.96E-016	4.19E-016	2.00E-016	4.20E-16	2.29E-16	4.07E-16	2.60E-17	2.74E-14	2.63E-09	7.11E-09				

Na Tabela 5.1, foi usada a Equação 5.1 (HEGER; WOOSLEY, 2002) para fazer a conversão dos núcleos de hélio que originalmente aparecem na tabela original.

$$M_{\text{ZAMS}} \simeq \frac{24}{13} M_{\text{He}} + 20 M_{\odot}. \quad (5.1)$$

Nós também geramos modelos considerando *yields* de População II para verificar tanto a contribuição, ao enriquecimento químico, através de estrelas na faixa de 9,0 a 120 M_{\odot} bem como identificar, para o caso da metalicidade de transição das estrelas de População III para as de População II ser muito próxima de $Z = 10^{-6}$ (vide discussão no Capítulo “Resultados e Discussões”), a necessidade de ter essa População estelar já presente no Universo e entre *redshifts* $z \sim 2 - 5$ (intervalo em *redshift* que concentra a maior parte dos dados observacionais dos sistemas DLAs e sub-DLAs). Ver Tabela 5.2.

Tabela 5.2 - *Yields* estelares para modelos com $Z=0,001$ (em unidades de massa solar) para População II. Tabela adaptada de Maeder (1992).

Massa	Oxigênio
120	35,30
85	22,60
60	14,20
40	6,80
25	2,40
20	1,27
15	0,46
12	0,15
9	0,004

5.2 Modelo de Evolução Química

Nessa Seção são apresentadas as equações padrões do modelo de evolução química propostas por Tinsley (1972). Tais equações apresentam quatro variáveis a serem calculadas:

- M , a massa total do sistema (apenas matéria bariônica);
- g , a massa de gás;
- s , a massa existente na forma de estrelas;

- Z , a abundância do elemento de interesse.

Além disso, temos que assumir outros equacionamentos, como a taxa de formação estelar (SFR), a função de massa inicial (IMF) e como será tratada a saída e entrada de material no sistema (PAGEL, 2009).

Nesta dissertação usamos a IMF proposta por Salpeter (1955), mais conhecida como Lei de Salpeter, com x assumindo os valores 1,35, 0,35 e 2,35.

$$\phi(m) \propto m^{-(1+x)}. \quad (5.2)$$

Normalizando, temos,

$$\int_{m_L}^{m_U} m\phi(m)dm = 1, \quad (5.3)$$

onde m_L e m_U são, respectivamente, os limites inferior e superior.

A taxa de formação estelar é aquela mesma apresentada no Capítulo 4 desta dissertação. Se multiplicarmos $\phi(m)$ e $\psi(t)$ no intervalo de massa ($M, M+dm$) e de tempo ($t, t+dt$), obtemos o número de estrelas formadas nos intervalos considerados, ou seja,

$$\phi(m)\psi(t)dmdt. \quad (5.4)$$

Vamos considerar o seguinte sistema de massa:

$$M = g + s, \quad (5.5)$$

diferenciando com relação ao tempo,

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dg}{dt} + \frac{ds}{dt}. \quad (5.6)$$

A massa do gás é governada por

$$\frac{dg}{dt} = F - E + e - \psi, \quad (5.7)$$

sendo F a taxa de acréscimo de material pelo sistema (*infall*), E a taxa de ejeção de massa do sistema (*outflow*), e a taxa de ejeção de matéria pelas estrelas e ψ a taxa de formação estelar por massa. E a massa de estrelas segue

$$\frac{ds}{dt} = \psi - e, \quad (5.8)$$

onde

$$e(t) = \int_{m_{\tau=t}}^{m_U} (m - m_{rem})\psi(t - \tau(m))\phi(m)dm. \quad (5.9)$$

Como vemos em 5.9, e pode ser dada em função da IMF e da SFR, se assumirmos que cada estrela perde instantaneamente a sua massa ao final de um tempo bem definido chamado “tempo de vida da estrela”, $\tau(m)$, de massa m formada no tempo $(t - \tau(m))$. Se ela morrer em t , a ejeção de massa no tempo t poderá ser calculada através de 5.9. Ainda nessa equação, m_{rem} é a massa da remanescente e $m_{\tau=t}$ é a massa de *turn-off* (quando a estrela deixa de queimar hidrogênio).

Substituindo as equações 5.7 e 5.8 em 5.6, temos

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= F - E + e - \psi + \psi - e \\ \frac{dM}{dt} &= F - E. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Assim, a massa do sistema que varia com o tempo só depende do *outflow* e do *infall*, como era de se esperar.

A abundância de elementos estáveis, ou seja, não radioativos, no gás e em estrelas recém formadas (neste caso somente se o meio interestelar for homogêneo) é dado por

$$\frac{d}{dt}(gZ) = e_Z - Z\psi + Z_F F - Z_E E, \quad (5.11)$$

onde os termos à direita da equação representam, respectivamente, quantidade total do elemento ejetado pelas estrelas, a perda de massa do meio interestelar (ISM) para a formação de estrelas, adição de qualquer elemento que possa existir no material que entra no sistema e o quarto termo é a perda por vento galáctico, se este existir. Segundo Pagel (2009), “existem duas possibilidades para o vento: se ele é homogêneo então $Z_E = Z$, enquanto se ele for enriquecido por metais, $Z_E > Z$ para os elementos afetados”.

$$e_Z(t) = \int_{m_{\tau=t}}^{m_U} [(m - m_{rem})Z(t - \tau(m)) + mq_Z(m)]\psi(t - \tau(m))\phi(m)dm. \quad (5.12)$$

A equação 5.12 pode ser usada em 5.11 quando os *yields* estelares forem apenas função da massa e da composição química. O primeiro termo a direita da igualdade em 5.12 diz que uma parte dos metais existentes no meio e que foram incorporados em estrelas no tempo $t - \tau(m)$ é retornado ao “meio estelar”no tempo t . O segundo termo, $mq_Z(m)$ leva em conta a nucleossíntese do dado elemento (Z) pelas estrelas

formadas $t - \tau(m)$ (despreza-se os elementos primordiais do *Big Bang* D, Li, Be e B, pois estes são destruídos nos processos nucleossintéticos presentes nos interiores das estrelas). As equações abaixo, 5.13 e 5.14, são a fração de massa retornada (R) e a massa de novos metais ejetados ou *yield* (p), respectivamente.

$$R = \int_{m(t)}^{m_U} (m - m_{rem})\phi(m)dm \quad (5.13)$$

e

$$p = \alpha^{-1} \int_{m(t)}^{m_U} m q_i(m)\phi(m)dm, \quad (5.14)$$

onde α é a fração de massa armazenada em estrelas remanescentes, $\alpha \equiv 1 - R$, e $q_i(m)$ é a fração de massa inicial de uma estrela ejetada na forma do elemento recém sintetizado i .

5.3 Equações implementadas ao código de Pereira e Miranda (2010)

Foram usadas as Equações 5.11 e 5.12, porém o reservatório ambiente, que abastece os halos de matéria escura, é composto por gás com abundância primordial (sem metais ¹). Assim, nós não consideramos a entrada de metais no ambiente de forma que o termo $Z_F F$ não precisa ser levado em consideração em 5.11. O termo $Z_E E$, que corresponde a saída de gás, enriquecido com metais, do sistema (meio) em que a formação estelar se processa, também foi desconsiderado de nosso trabalho. Para incluí-lo, teríamos que incorporar, em nosso modelo, uma equação de conservação de energia que nos permitisse avaliar se energia é injetada na quantidade necessária para fazer com que o gás adquira velocidade maior do que a velocidade de escape do sistema. Importante destacar que Daigne et al. (2006) apresentam algumas propostas para incorporar um termo de *outflow* no cenário hierárquico de estruturas. Os autores comentam, contudo, que a contribuição desse termo é, em geral, muito menor do que o *infall* de gás primordial. Embora o *infall* de gás primordial não apareça explicitamente na Equação 5.11 há de se notar que ele está implicitamente colocado na taxa cósmica de formação estelar (segundo termo do lado direito de 5.11) e na própria função $\rho_{gas}(t)$. Dessa forma, rigorosamente falando, nosso modelo de evolução química não é fechado (Figura 5.3). Então, a forma com que a Equação 5.11 foi usada é a seguinte:

¹Aproximadamente 75% H e 25% He em massa (WHITE, 2012).

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt}(gZ) &= e_Z - Z\psi \\
Z\frac{dg}{dt} + g\frac{dZ}{dt} &= e_Z - Z\psi \\
g\frac{dZ}{dt} &= e_Z - Z\psi - Z\frac{dg}{dt} \\
\frac{dZ}{dt} &= \frac{e_Z}{g} - \frac{Z\psi}{g} - \frac{Z}{g}\frac{dg}{dt} \\
\frac{dZ}{dR}\frac{dR}{dz}\frac{dz}{dt} &= \frac{e_Z}{g} - \frac{Z\psi}{g} - \frac{Z}{g}\frac{dg}{dR}\frac{dR}{dz}\frac{dz}{dt}.
\end{aligned}$$

Sabemos do capítulo sobre Cosmologia que $R = (1 + z)^{-1}$, então $dR/dz = -1/(1 + z)^2 = -R^2$.

$$\begin{aligned}
-R^2\frac{dZ}{dR}\frac{dz}{dt} &= \frac{e_Z}{g} - \frac{Z\psi}{g} - \frac{Z}{g}(-R^2)\frac{dg}{dR}\frac{dz}{dt} \\
\frac{dZ}{dR}\frac{dz}{dt} &= \frac{1}{gR^2}[Z\psi - e_Z] - \frac{Z}{g}\frac{dg}{dR}\frac{dz}{dt} \\
\frac{dZ}{dR} &= \frac{1}{R^2}\frac{dt}{dz}\left[\frac{Z\psi}{g} - \frac{e_Z}{g}\right] - \frac{Z}{g}\frac{dg}{dR}.
\end{aligned} \tag{5.15}$$

Nota-se que as Equações 5.11 e 5.12 são acopladas devido ao termo $Z\psi(t - \tau)$.

As equações diferenciais, integrações e interpolações (*yields* e *remanescentes*) são similares àquelas empregadas por [Pereira \(2012\)](#).

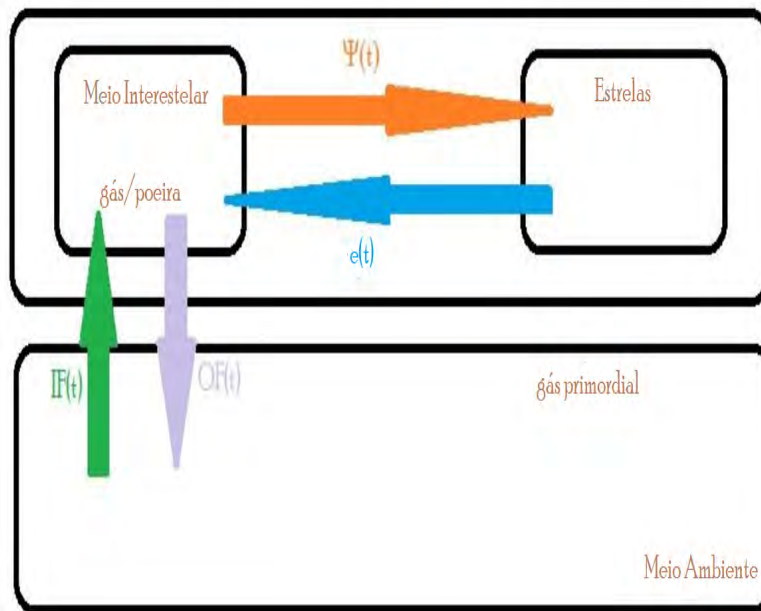


Figura 5.3 - Representação esquemática do modelo de evolução química. Todo o desenho representa o Universo e o retângulo de cima todos os halos de matéria escura. Primeiramente existe a entrada de gás primordial no sistema, termo de *infall*, $IF(t)$, esse gás fica disponível no meio interestelar para a formação de estrelas, parte do material se torna estrela, então temos uma taxa cósmica de formação estelar ($\psi(t)$). Quando a estrela morre ela ejeta gás enriquecido de volta para o meio interestelar, produzindo uma taxa de ejeção de matéria $e(t)$, como está nas Equações. Esse ciclo se repete desde $z = 20$ até $z = 0$. O termo de *outflow*, $OF(t)$, não é considerado na evolução química nas estruturas, porque a saída de material do sistema como um todo é bastante pequena em relação a soma das massas de todos os halos. Então a saída de matéria enriquecida pelas estrelas não altera significativamente a metalicidade do meio externo a qual permanece sendo aquela primordial. Além disso, para estimarmos tal perda de massa seria necessário uma complexidade maior na modelagem química, tendo que calcular o quanto de energia cinética é ejetado ao meio interestelar pelas supernovas a fim de produzir um vento galáctico de dentro para fora das estruturas.

6 SISTEMAS DLAs E SUB-DLAs

Os sistemas de DLAs (Damped Lyman- α) e sub-DLAs foram usados neste estudo como indicadores observacionais para testar a qualidade do modelo teórico desenvolvido. Os dados necessários relacionados a esses sistemas foram as abundâncias do oxigênio e do zinco de cada sistema localizado a um dado *redshift*. Tais dados foram retirados da literatura e os autores são: Cooke et al. (2011), Battisti et al. (2012), Petitjean et al. (2008) e Dessauges-Zavadsky et al. (2003).

Abaixo temos uma explicação sobre DLAs e sub-DLAs encontrada em Dessauges-Zavadsky et al. (2003) e outros ali citados.

A formação e evolução galáctica permanecem como importantes questões para o entendimento do Universo primitivo. Passos fundamentais relativos a essas questões seriam a reconstrução da história química de galáxias e o censo dos metais do Universo. Ambos são investigados pelas vias tradicionais de observação de estrelas, e por sistemas de absorção de linha detectados ao longo das linha de visadas de um quasar, independente da sua distância, luminosidade e morfologia. Os sistemas absorvedores de linhas, em particular, são um método observacional muito acurado para medir gás neutro e teor de metais do Universo até *redshifts* muito altos, $z > 4$ (e.g. Lu et al. (1996); Dessauges-Zavadsky et al. (2001a); Prochaska et al. (2001); Songaila e Cowie (2002)).

Os sistemas de absorvedores de linha do espectro de um quasar são divididos em três classes de acordo com a densidade colunar do Hidrogênio neutro: floresta Ly α com $N(\text{H}_\text{I})$ na faixa de $\sim 10^{12}$ a $1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, sistemas Lyman-limite (LLs) com $N(\text{H}_\text{I}) > 1,6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ e sistemas Lyman α (DLAs) com $N(\text{H}_\text{I}) > 2,0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (WOLFE et al., 1986). Assim, eles investigam diferentes meios desde vazios até halos e discos de (proto)galáxias anãs e normais (Matteucci et al. (1997); Haehnelt et al. (1998); Ledoux et al. (1998); Prochaska e Wolfe (1998); Jimenez et al. (1999); Calura et al. (2003)). Os DLAs, em particular, são uma população importante cosmologicamente, pois eles detêm a maior parte do hidrogênio neutro contido no Universo (e.g. Wolfe et al. (1995); Storrie-Lombardi e Wolfe (2000)) e são tidos como sendo os progenitores das galáxias de agora.

Um recente estudo feito por Péroux et al. (2003) tem, porém, sugerido uma relação importante sobre os sistemas com baixa densidade colunar de H_I , os chamados "sistemas sub-DLAs" com densidade colunar de H_I entre 10^{19} e $2,0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, os quais aumentam com o *redshift*. De fato é uma classe de absorvedores ainda pouco estudada que pode conter, aproximadamente, 45 por cento do hidrogênio neutro em massa em $z > 3,5$, e podem ter um importante papel a alto *redshift* no estudo da quantidade de gás neutro e conteúdo de metal no Universo conforme a evolução do *redshift*. Os sub-DLAs, similarmente aos DLAs, apresentam a vantagem de que a densidade colunar de H_I pode ser bem estimada graças a presença de asas saturadas em suas linhas $Ly\alpha$, observadas a densidades colunares de H_I de 10^{19} cm^{-2} .

Hoje em dia a abundância química dos DLAs tem sido a única forma de traçar o conteúdo de metais no Universo, porém isso tem mostrado resultados inesperados. Ao contrário das previsões dos modelos de evolução química cósmica (e.g. Pei e Fall (1995); Cen e Ostriker (1999); Pei et al. (1999); Cen et al. (2003)), as observações mais recentes indicam apenas uma suave evolução do conteúdo metálico com o *redshift* (Pettini et al. (1999); Prochaska e Wolfe (2000); Vladilo et al. (2000); Dessauges-Zavadsky et al. (2001b); Prochaska e Wolfe (2002)). Apenas Savaglio (2001), que focou nos sistemas de DLA com baixa densidade colunar de H_I , obteve evidência para a evolução com o *redshift*. Se as previsões de Péroux et al. (2003) forem confirmadas, as metalicidades dos sub-DLAs poderiam ser levadas em conta para se obter um completo cenário da evolução do *redshift* do conteúdo metálico no Universo. De fato, os atuais estudos sobre metalicidade focados apenas nos sistemas absorvedores de alta densidade colunar de H_I , podem ter fornecido uma visão parcial e/ou incompleta da evolução da metalicidade global no Universo em $z > 3,5$. A confirmação observacional do impacto dos sistemas sub-DLAs a alto *redshift* é portanto crucial. [...] . Se os sub-DLAs são os blocos básicos de construção do crescimento hierárquico das estruturas galácticas como sugere Péroux et al. (2003), a análise de sua abundância pode fornecer uma visão dos primeiros estágios do enriquecimento químico das galáxias.

Khare et al. (2007) sugerem que grande parte dos DLAs esteja associada a galáxias de baixa massa ($< 10^9 M_{\odot}$), enquanto que os sub-DLAs estão associados a galáxias massivas, tanto elípticas como espirais.

Apesar da classificação apresentada acima sobre a diferença entre DLAs e sub-DLAs, fica estabelecido neste trabalho o que cada autor considerou como sendo um sistema absorvedor ou outro. Como exemplo podemos ver que nos sistemas estudados por Cooke et al. (2011) e Dessauges-Zavadsky et al. (2003) que a diferenciação depende somente da barra de erro. No caso de Cooke et al. (2011) todos os sistemas foram considerados DLAs, mesmo o que se encontra em $z = 2,81633$, ao contrário de Dessauges-Zavadsky et al. (2003) que considera o sistema em $z = 3,142$ um sub-DLA. A distinção dos sistemas foi feita nos gráficos. Ver Tabela 6.1.

6.1 Abundâncias elementais: processos físicos, razões de abundância e problema da falta de metais

As abundâncias dos elementos podem ser inferidas a partir das suas linhas de absorção usando suas larguras equivalentes. Essas larguras equivalentes são diretamente proporcionais às densidades colunares (numéricas) levando em conta a força do oscilador da transição e o comprimento de onda ao quadrado. Esta dependência na largura equivalente é assumida tomando como hipótese que o meio absorvedor, no caso DLAs e sub-DLAs, é opticamente fino no comprimento da transição atômica (profundidade óptica $\ll 1$); também despreza-se emissões espontâneas e estimuladas (LEQUEUX, 2004).

Podem existir alguns problemas com as metalicidades observadas nos DLAs. Tais metalicidades podem ser menores do que aquelas estimadas a partir da CSFR (*missing metal problem*). As causas possíveis, a maioria delas de caráter observacional, são: depleção de abundâncias por poeira, efeitos de ionização, gradientes radiais de metalicidades, efeitos de saturação nas linhas de absorção, obscurecimento por poeira, *outflows*, entre outros.

Existem alguns métodos que podem ser usados para verificar se o sistema absorvedor (DLA ou sub-DLA) sofre depleção de abundâncias devido à formação de poeira. Pode-se estimar a depleção utilizando-se as seguintes razões de abundâncias elementais: $[Zn/Fe]^1$ (VLADILLO, 2002a), e $[Si/Fe]^2$ em conjunto com $[Fe/H]$.

¹ $[E_1/E_2] = \log(N(E_1)/N(E_2))_{\text{objeto}} - \log(N(E_1)/N(E_2))_{\odot}$

² $[E_1/E_2] = \log(N(E_1)/N(E_2))_{\text{objeto}} - \log(N(E_1)/N(E_2))_{\odot}$

Os DLAs apresentam uma depleção mínima de abundâncias quando, para $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2$ dex, a razão $[\text{Si}/\text{Fe}]$ for menor que ou aproximadamente igual a $+0,3$ dex, tomando-se como referência a composição química de estrelas velhas e pobres em metais do halo da Galáxia (PETTINI et al., 1997). Na condição $[\text{Si}/\text{Fe}] > +0,3$ dex, quando a metalicidade é muito baixa, o sistema absorvedor apresentaria uma depleção acentuada de abundâncias (dado que também o ferro é muito mais eficientemente incorporado na formação de grãos de poeira do que o silício).

Segundo Vladilo (2002a), a razão $[\text{Zn}/\text{Fe}]$ pode ser empregada na estimativa dos efeitos de depleção de abundância de poeira também. Sendo ambos Zn e Fe elementos do mesmo grupo nucleossintético (pico do ferro, “*iron-peak elements*”) e sabendo que o zinco é o elemento desse grupo que menos contribui para a formação de grãos de poeira, quando $[\text{Zn}/\text{Fe}] > +0,3$ dex os efeitos de depleção tornam-se evidentes para o sistema Lyman-alfa. Do contrário, quando $[\text{Zn}/\text{Fe}] < 0,3$ dex, a depleção de abundâncias pode ser desprezada para todos elementos.

Para Vladilo (2002b), os elementos mais depletados são: Si, Mg, Mn, Cr, Fe, Ni, dispostos em ordem crescente de importância. Tanto em Vladilo (2002b) como em Vladilo (2002a), o autor mostra métodos para a correção por depleção de poeira.

Entre as razões de abundância elemento-alfa/ferro, as menos afetadas por efeitos de depleção por formação de poeira são $[\text{S}/\text{Zn}]$ e $[\text{O}/\text{Zn}]$ (VLADILLO, 2002a) (MOLARO et al., 2000). Tais razões poderiam ser usadas para se estimar diretamente a razão de ocorrência entre supernovas tipo II (SN-II) e supernovas do tipo Ia (SN-Ia) na formação dos sistemas absorvedores Lyman-alfa, já que os elementos do tipo alfa são prioritariamente formados e lançados ao meio interestelar via explosões de estrelas massivas (SN-II) enquanto que os elementos do pico do ferro são sintetizados em eventos de SN-Ia (ocorrentes em sistemas binários contendo estrelas de massa baixa/intermediária). Contudo, não é produtivo confrontar a razão $[\text{O}/\text{Zn}]$ entre os modelos e dados de DLAs/sub-DLAs, pois os *yields* considerados no código químico não levam em conta a influência das SN Ia sejam aqueles de População III ou aqueles de População II.

Em relação aos problemas que interferem de algum modo nas medidas de abundâncias elementais, cada um deles deveria ser tratado de forma rigorosa como acontece, especialmente, com o efeito de depleção por poeira e com as correções devido ao desequilíbrio de ionização entre os diferentes íons de uma dada espécie. Os efeitos de saturação de linha em absorções atômicas de um modo geral induzem a maiores erros em $[\text{E}/\text{H}]$ ou a subestimativas das abundâncias elementais. O obscurecimento

por poeira e/ou aumento da densidade colunar dos átomos podem ser realmente mais importantes nas regiões centrais de um DLA do que em um sub-DLA, fazendo com que as regiões periféricas sejam preferencialmente observadas (menos pobres em metais) do que aquelas centrais. Relacionado a esse último efeito, admitir a existência de gradientes radiais negativos de metalicidades em DLAs/sub-DLAs (maior metalicidade no centro) pode superestimar o conteúdo de metais quando não existe forte extinção radiativa nas regiões centrais, já que a periferia contribui menos para a luminosidade integrada do sistema. Por outro lado, se o obscurecimento central for excessivo, o efeito de um gradiente de metalicidade induziria uma subestimativa das abundâncias medidas. A saída de matéria dos sistemas absorvedores (*outflows* galácticos ao meio intergaláctico devido à energia cinética injetada por eventos explosivos ao meio interestelar) pode acarretar também em uma diminuição da metalicidade do sistema.

6.2 Amostras Coletadas da Literatura

Para que as abundâncias do oxigênio ou zinco resultantes do modelo teórico pudessem ser comparadas com as abundâncias elementais de DLAs e sub-DLAs, foi necessário aplicar os seguintes equacionamentos:

$$[E/H]_{\text{objeto}} = \log(N(E)/N(H))_{\text{objeto}} - \log(N(E)/N(H))_{\odot}, \quad (6.1)$$

onde $N(E)$ e $N(H)$ são respectivamente as densidades numéricas (colunares ou volumétricas) para o elemento E e o hidrogênio, H , tanto no objeto como no Sol. A saída fornecida pelo código de evolução química é simplesmente a densidade de massa para o elemento, em unidades de M_{\odot}/Mpc^3 .

$$N(E)/N(H)_{\text{gas}} = (\rho(E)/\rho(H))_{\text{gas}} \times (m(H)/m(E)). \quad (6.2)$$

Cada termo da Equação 6.2 está descrito abaixo.

$$\begin{aligned}
\rho(\text{E}) &= \text{densidade de massa de E em } M_{\odot}/\text{Mpc}^3 \\
\rho(\text{H}) &= \text{densidade de massa de H em } M_{\odot}/\text{Mpc}^3 \\
m(\text{E}) &= \text{massa do átomo E} \\
m(\text{H}) &= \text{massa do átomo de hidrogênio}
\end{aligned}$$

No caso do oxigênio (O), tem-se: $N(\text{O})/N(\text{H}) \simeq (\rho(\text{O})/\rho(\text{H}))_{\text{gas}} \times (1/16)$.

No caso do zinco (Zn), tem-se: $N(\text{Zn})/N(\text{H}) \simeq (\rho(\text{Zn})/\rho(\text{H}))_{\text{gas}} \times (1/65,38)$.

Deste modo, calcula-se,

$$[\text{O}/\text{H}]_{\text{gas}} = \log(N(\text{O})/N(\text{H}))_{\text{gas}} - \log(N(\text{O})/N(\text{H}))_{\odot} \quad (6.3)$$

e

$$[\text{Zn}/\text{H}]_{\text{gas}} = \log(N(\text{Zn})/N(\text{H}))_{\text{gas}} - \log(N(\text{Zn})/N(\text{H}))_{\odot}. \quad (6.4)$$

Por definição, tem-se que $\log(\text{E}) = \log(N(\text{E})/N(\text{H})) + 12,00$, sendo $\log(\text{H})$ sempre igual a 12,00. De forma que para o oxigênio e zinco, temos:

$$\log(N(\text{O})/N(\text{H}))_{\odot} = \log(\text{O})_{\odot} - 12,00, \quad (6.5)$$

$$\log(N(\text{Zn})/N(\text{H}))_{\odot} = \log(\text{Zn})_{\odot} - 12,00, \quad (6.6)$$

tal que $\log(\text{O})_{\odot} = 8,69$ e $\log(\text{Zn})_{\odot} = 4,56$ segundo padrão solar de abundâncias elementais de [Asplund et al. \(2009\)](#) usado como referência. Como exemplo, para o oxigênio, temos:

$$\begin{aligned}
[\text{O}/\text{H}]_{\text{gas}} &= \log(\rho(\text{O})/\rho(\text{H})) \times (m(\text{H})/m(\text{O})) - (\log(\text{O})_{\odot} - 12) \\
[\text{O}/\text{H}]_{\text{gas}} &= \log(\rho(\text{O})/\rho(\text{H})) \times (1/16) - (8,69 - 12) \\
[\text{O}/\text{H}]_{\text{gas}} &= \log(\rho(\text{O})/\rho(\text{H})) + 2,106.
\end{aligned} \quad (6.7)$$

A referência de Asplund et al. (2009) também foi usada por Cooke et al. (2011), Battisti et al. (2012) e Petitjean et al. (2008). Já Dessauges-Zavadsky et al. (2003) usaram Grevesse e Sauval (1998); para esses dados foi feita uma correção usando a seguinte Equação:

$$[E/H]_{\text{DLA},m} = [E/H]_{\text{DLA},l} + (\log E_{\odot,l} - \log E_{\odot,m}), \quad (6.8)$$

em que $[E/H]_{\text{DLA},m}$ é a abundância reescalada para o padrão de Asplund et al. (2009), $[E/H]_{\text{DLA},l}$ é a abundância do metal fornecida pela literatura e o último termo é o fator de correção. No caso do oxigênio foi somado 0,14 e para zinco 0,04 aos dados de Dessauges-Zavadsky et al. (2003). Na Tabela 6.1 são apresentados os valores sem modificação.

Também foi verificado se as abundâncias dos DLAs e sub-DLAs considerados tinham depleção por poeira. Cooke et al. (2011), Battisti et al. (2012) e Petitjean et al. (2008) falam em seus trabalhos que a depleção por poeira dos sistemas estudados por eles é irrelevante. Apenas Dessauges-Zavadsky et al. (2003) não levantam essa questão.

Tabela 6.1 - Abundância dos elementos O e Zn medidos para diferentes DLAs e sub-DLAs. A idade do Universo foi calculada por uma calculadora cosmológica desenvolvida por Gnedin (2001).

Nome	z	Idade do Universo (Gyr)	$\log N(\text{H I})(\text{cm}^{-2})$	[O/H]	[Zn/H]	autor
J0035-0918	2,34010	2,9386	20,55 ± 0,10	-2,28 ± 0,13	-	(COOKE et al., 2011)
J0311-1722	3,73400	1,7572	20,30 ± 0,06	-2,29 ± 0,10	-	(COOKE et al., 2011)
J0831+3358	2,30364	2,9861	20,25 ± 0,15	-2,01 ± 0,16	-	(COOKE et al., 2011)
Q0913+072	2,61834	2,6137	20,34 ± 0,04	-2,40 ± 0,04	-	(COOKE et al., 2011)
J1001+0343	3,07841	2,1914	20,21 ± 0,05	-2,65 ± 0,05	-	(COOKE et al., 2011)
J1016+4040	2,81633	2,4169	19,90 ± 0,11	-2,46 ± 0,11	-	(COOKE et al., 2011)
J1037+0139	2,70489	2,5247	20,50 ± 0,08	-2,13 ± 0,09	-	(COOKE et al., 2011)
J1340+1106	2,50792	2,7354	20,09 ± 0,05	-1,76 ± 0,06	-	(COOKE et al., 2011)
J1340+1106	2,79583	2,4362	21,00 ± 0,06	-1,65 ± 0,07	-	(COOKE et al., 2011)
J1419+0829	3,04973	2,2144	20,40 ± 0,03	-1,92 ± 0,04	-	(COOKE et al., 2011)
J1558+4053	2,55332	2,6843	20,30 ± 0,04	-2,45 ± 0,06	-	(COOKE et al., 2011)
Q2206-199	2,07624	3,3123	20,43 ± 0,04	-2,07 ± 0,05	-	(COOKE et al., 2011)
J0925+4004	0,2477	10,8627	19,55 ± 0,15	-0,29 ± 0,17	-	(BATTISTI et al., 2012)
J0928+6025	0,1538	11,824	19,35 ± 0,15	> -0,96	-	(BATTISTI et al., 2012)
J1001+5944	0,3035	10,343	19,32 ± 0,10	-0,37 ± 0,01	-	(BATTISTI et al., 2012)
J1009+0713	0,1140	12,2678	20,68 ± 0,10	> -1,40	-	(BATTISTI et al., 2012)
J1435+3604	0,2026	11,3101	19,80 ± 0,10	> -0,91	-	(BATTISTI et al., 2012)
J1553+3548	0,0830	12,6297	19,55 ± 0,15	> -1,68	-	(BATTISTI et al., 2012)
J1616+4154	0,3211	10,1864	20,60 ± 0,20	> -1,84	-	(BATTISTI et al., 2012)
J1619+3342	0,0963	12,4726	20,55 ± 0,10	> -1,84	-	(BATTISTI et al., 2012)
Q0102-190	2,926	2,3181	20,00 ± 0,10	-1,56 ± 0,13	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q0347-383	3,025	2,2345	20,73 ± 0,05	-0,97 ± 0,12	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q0841+129	2,476	2,7722	20,80 ± 0,10	-1,40 ± 0,10	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q1337+113	2,508	2,7353	20,12 ± 0,05	-1,91 ± 0,11	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q1337+113	2,796	2,436	21,00 ± 0,08	-1,95 ± 0,10	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q1340-136	3,118	2,1604	20,05 ± 0,08	-1,22 ± 0,08	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q1409+095	2,456	2,7957	20,53 ± 0,08	-1,89 ± 0,08	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q1409+095	2,668	2,562	19,80 ± 0,08	-1,31 ± 0,08	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q2332-094	3,057	2,2085	20,50 ± 0,07	-1,24 ± 0,07	-	(PETITJEAN et al., 2008)
QX0001	3	2,2551	-	-1,62 ± 0,05	-	(PETITJEAN et al., 2008)
Q1101-264	1,838	3,7209	19,50 ± 0,05	-1,78 ± 0,12	< -0,78	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q1223+1753	2,557	2,6802	19,32 ± 0,15	< -0,77	< -0,36	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q1409+095	2,668	2,562	19,75 ± 0,10	-1,27 ± 0,16	< -1,08	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q1444+014	2,087	3,2956	20,18 ± 0,10	> -0,93	-	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q1451+123	2,255	3,0513	20,30 ± 0,15	-	-1,12 ± 0,19	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q1451+123	3,171	2,1199	19,70 ± 0,15	< -1,73	< -0,36	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q1511+090	2,088	3,088	19,47 ± 0,10	< -1,00	-	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q2059-360	2,507	2,7364	20,21 ± 0,10	-1,50 ± 0,24	< -1,34	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
Q2116-358	1,996	3,4415	20,06 ± 0,10	> -0,21±	-0,44 ± 0,14	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
PSSJ2155+1358	3,142	2,1419	19,94 ± 0,10	< -2,06	-	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)
PSSJ2155+1358	4,212	1,523	19,61 ± 0,10	-1,94 ± 0,13	-	(DESSAUGES-ZAVADSKY et al., 2003)

7 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Este estudo apresenta um total de sessenta modelos diferentes para a evolução química do oxigênio, zinco e metalicidade total. Tais modelos estão divididos nas categorias A, B, C e D e também em subcategorias que vão de 1 a 15 (cada um representa um expoente e escala característica de formação estelar), como mostram as Tabelas 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5. Para termos uma ideia da idade do Universo em cada valor de *redshift* que aparece nos gráficos foi feita uma tabela com essa informação (Tabela 7.1).

A escolha do oxigênio como elemento químico principal desse estudo deve-se ao fato dele ser um indicador de estrelas massivas e também o metal mais abundante do Universo. Já o zinco foi usado, a princípio, como um medidor da depleção por poeira, que ao contrário do oxigênio sofre pouca depleção.

A família de modelos A considera que a massa mínima de formação dos halos de matéria escura, no Universo, é 10^6 massas solares. A família de modelos B considera a massa mínima para halos igual a 10^8 massas solares. A família C considera massa mínima igual a 10^{10} massas solares enquanto a D temos $m_{min} = 10^{12}$ massas solares. Todos os parâmetros considerados importantes para os modelos podem ser vistos nas Tabelas 7.2, 7.3, 7.4, 7.5 e 5.1. Para os gráficos da metalicidade total, as duas linhas escuras representam a metalicidade de transição entre a População III e a População II. Em Maio et al. (2010), o intervalo limite das metalicidades críticas, Z_{cri} , é 10^{-3} a $10^{-6} Z_{\odot}$, porém no nosso trabalho estamos considerando uma faixa mais restritiva, entre 10^{-4} a 10^{-5} , para a metalicidade de transição. Em particular, $10^{-6} Z_{\odot}$ colocaria a transição em um *redshift* muito elevado, o que não parece realista pois, formadas as primeiras estrelas da População III rapidamente o ambiente seria poluído com metais que ultrapassariam esse limiar. Além disso, colocar a transição em $Z_{cri} = 10^{-6} Z_{\odot}$ poderia implicar sobre o *redshift* em que a reionização do Universo se completou. A questão acerca da reionização do Universo não é estudada nem discutida no presente

Tabela 7.1 - Idade do Universo conforme o *redshift*.

z	Idade do Universo (Gyr)	%
0	13,6751	100
5	1,2346	9
10	0,4984	4
15	0,2842	2
20	0,1896	1

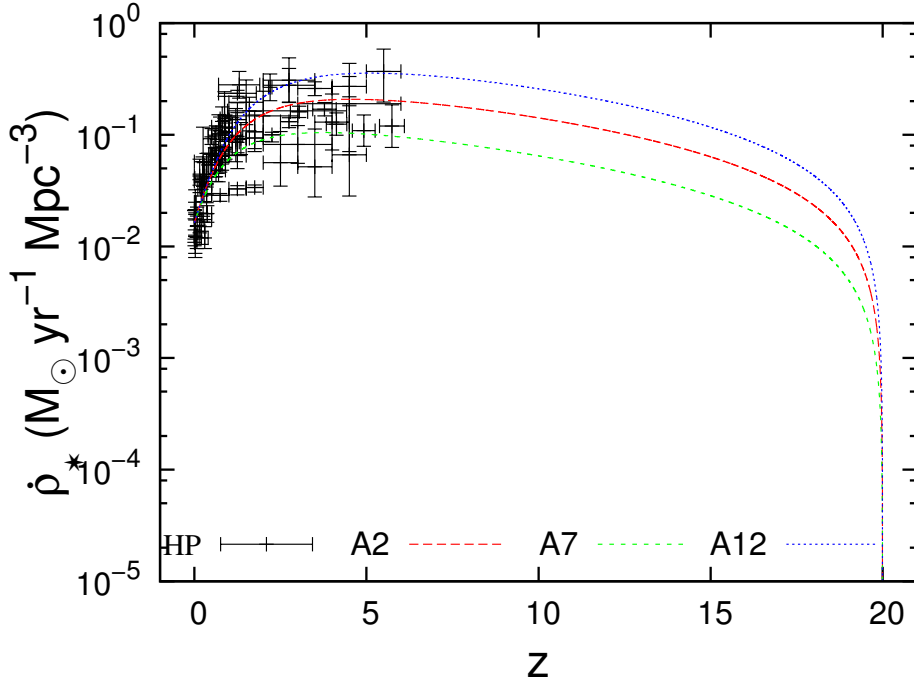


Figura 7.1 - Taxa cósmica de formação estelar com $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$, e $\tau = 2(\text{Gyr})$.

trabalho.

A análise de χ^2 reduzido compara os modelos teóricos da taxa cósmica de formação estelar com os dados de Hopkins (2004) e Hopkins (2007). Essa análise foi dividida em duas partes devido a uma dispersão maior dos dados observacionais em *redshifts* mais altos, assim temos χ_r^2 para z até 2 e χ_r^2 para todo o intervalo observacional da CSFR. O parâmetro ϵ_* , que aparece nas tabelas como sendo a eficiência, na verdade é o valor que normaliza a CSFR para que ela resulte em $\dot{\rho} = 0,0135 \text{ M}_\odot \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ (valor inferido para o Universo local conforme Pereira e Miranda (2010)).

Analisando o gráfico apresentado na Figura 7.1, vemos a comparação da taxa cósmica de formação estelar para três modelos da família A (A2, A7 e A12). O que difere a família de modelos A das outras é a massa mínima do halo de matéria escura, que no caso é $M_{\text{min}} = 10^6 \text{ M}_\odot$. Para a Figura 7.1, a escala característica de formação estelar foi mantida fixa em $\tau = 2 \text{ Gyr}$ e variou-se o expoente da IMF: $x = 1,35$ (curva vermelha), $x = 0,35$ (curva azul) e $x = 2,35$ (curva verde). Cada modelo foi comparado com os dados observacionais de Hopkins (2004) e Hopkins (2007). De maneira geral, os três modelos concordam com os dados observacionais, como mostra a estatística de χ^2 reduzido, ver Tabela 7.2. Se tomarmos $x = 1,35$ como referência

neutra, o expoente $x = 2,35$ irá privilegiar a formação de estrelas de baixa massa, assim temos muito mais estrelas em número do que com o expoente $x = 0,35$, o qual privilegia a formação de estrelas de alta massa. É por isso que a curva referente a $x = 2,35$ aparece mais acima e $x = 0,35$ mais abaixo. Portanto, para uma mesma quantidade de gás, pode-se ter uma CSFR maior com a formação de estrelas de baixa massa, já que elas “retém” o gás por mais tempo quando comparado com estrelas massivas.

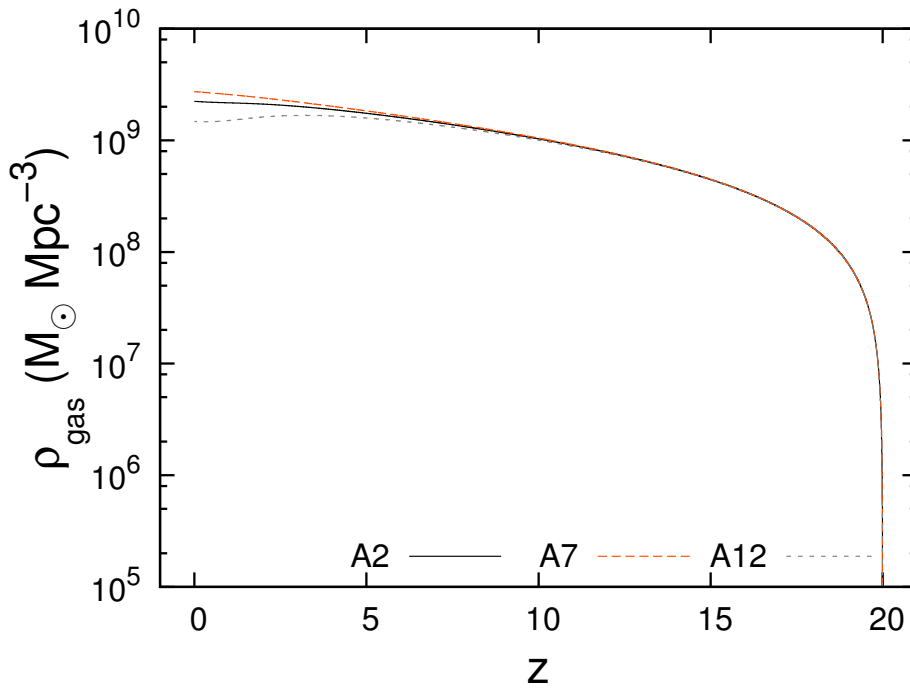


Figura 7.2 - Densidade do gás com $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$, e $\tau = 2(\text{Gyr})$.

Na Figura 7.2, assim como na Figura 7.1, temos a escala característica de formação estelar fixada em $\tau = 2 \text{ Gyr}$ e o expoente da IMF variando em três valores: $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$. Porém, agora as curvas se referem à evolução da densidade do gás, em unidades de M_{\odot}/Mpc^3 . Podemos ver que até *redshift*, $z \simeq 7$ as curvas seguem juntas, depois disso elas começam a se destacar e seguem evoluções distintas. Novamente, tomando o expoente de Salpeter como referência, a massa das estrelas exerce um papel importante na evolução do gás. Para $\tau = 2 \text{ Gyr}$, temos que a maior parte do gás foi consumido no passado para a formação de estrelas. Mas como estrelas de baixa massa, aqui representadas por $x = 2,35$, demoram muito mais para morrer do que as mais massivas ($x = 0,35$), então o gás fica a maior parte do tempo retido

nas estrelas e o retorno dele ao meio é baixo, ao contrário das estrelas massivas que morrem logo e retornam mais material para o meio em um espaço de tempo menor. Portanto, temos a curva das estrelas massivas mais acima e das de baixa massa mais embaixo.

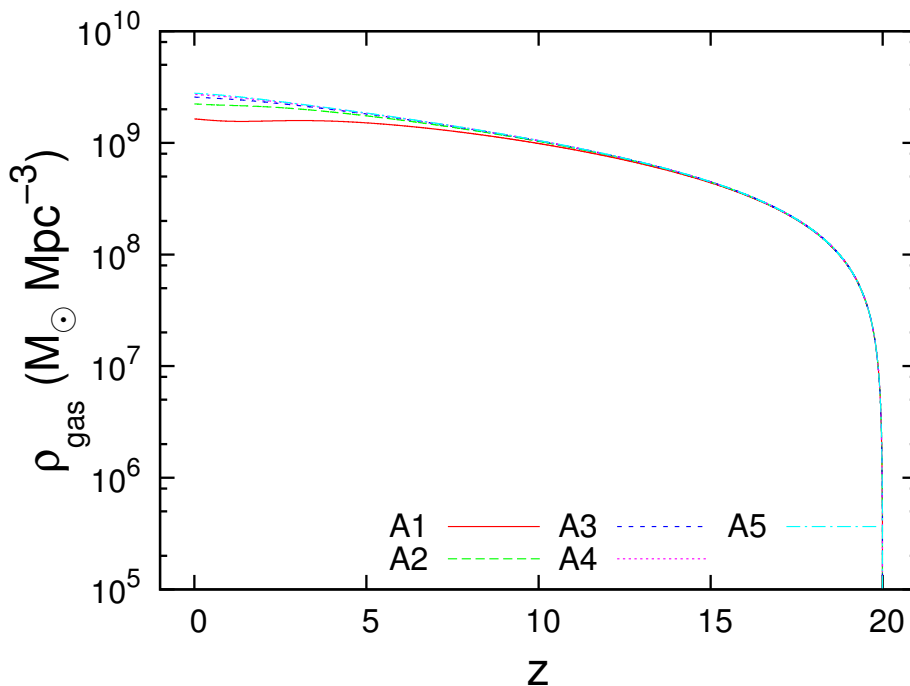


Figura 7.3 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo A para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

Nos gráficos em que mantemos o expoente da IMF fixo e variamos o τ , podemos ver qual dos dois parâmetros irá dominar a dinâmica do gás no sistema. Na Figura 7.3, apesar de um pequeno destaque da curva A1 em relação as outras, temos um equilíbrio entre os parâmetros τ e x . Já na Figura 7.4, onde o expoente $x = 0,35$ privilegia a formação de estrelas de alta massa, acontece uma compensação entre τ e x . O parâmetro τ está ligado diretamente à eficácia temporal do processo de formação de estrelas. Quanto menor seu valor, mais rapidamente o gás é transformado em estrelas sejam elas de pequena ou grande massa dado o valor de x da IMF. Quando τ é pequeno (o menor τ é 1 Gyr) e x tem um valor grande (x máximo é 2,35), cria-se rapidamente um maior reservatório de massa estelar na forma de estrelas de baixa massa, as quais retêm a massa do sistema por bastante tempo contribuindo pouco para o aumento temporal da massa do gás (estrelas com $m \leq 1 M_{\odot}$ tem tempos evolutivos da ordem da idade do Universo). Porém, quando tanto τ como

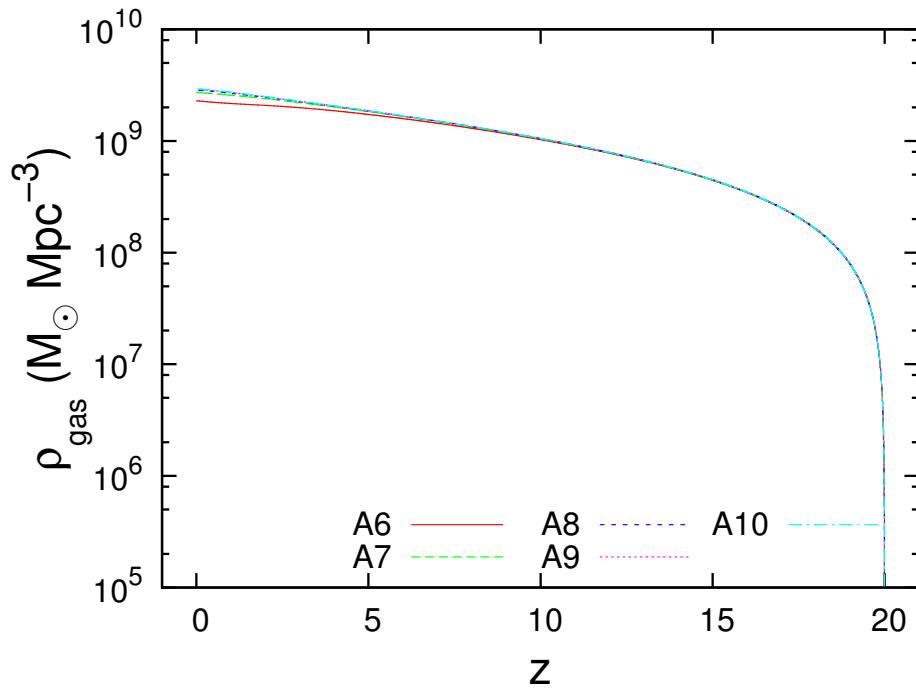


Figura 7.4 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo A para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

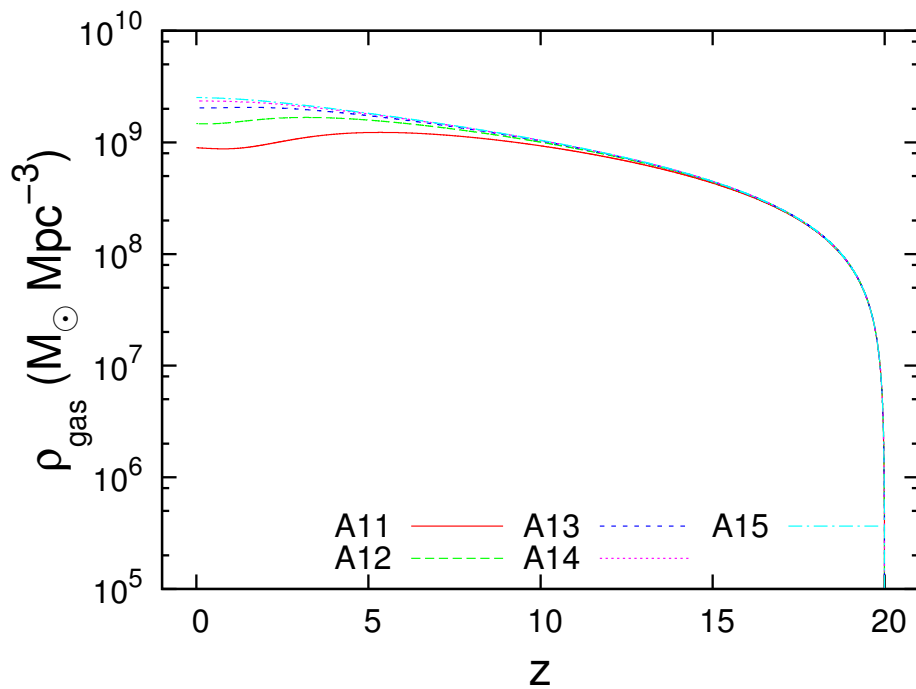


Figura 7.5 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo A para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

x forem pequenos, ocorre uma diminuição desse efeito tal que com $x = 0,35$ há uma formação de mais estrelas massivas em comparação com as de menor massa. As estrelas massivas reciclam o gás do sistema de modo bem mais rápido do que as estrelas de pouca massa. Agora, ao contrário do que ocorre nos modelos A6, A7, A8, A9 e A10, a Figura 7.5 ilustra uma segregação maior das curvas devido ao domínio do parâmetro τ . Com estrelas de menor massa, o retorno de gás para o meio fica comprometido (é muito pouco, pois essas estrelas demoram para morrer), então, $\tau = 1$, por exemplo, que consumiu muito gás no passado, para a formação estelar, ficou com pouco gás no presente. Enquanto $\tau = 5$ traz para *redshifts* mais próximos do presente o consumo de gás, ficando o pico da CSFR também em z mais baixos. Portanto o parâmetro regulador nesse sistema de estrelas de baixa massa é τ .

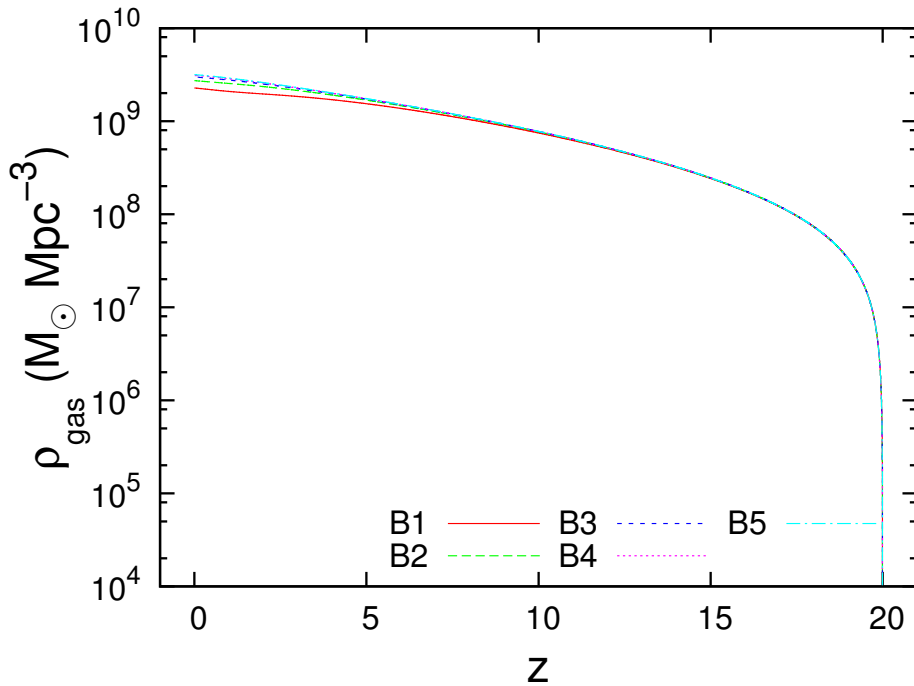


Figura 7.6 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo B para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

Para as outras famílias de modelos ocorre a mesma coisa que foi descrita para a família de modelos A. Mas agora também temos que considerar a massa mínima do halo de matéria escura de cada família. Quanto maior for a massa mínima do halo, mais tarde ela se desacopla da expansão do Universo; então a formação estelar será cada vez mais tardia, assim como o seu pico, ver nas Tabelas 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5 os valores de z_* . Podemos ver uma mudança progressiva no formato das

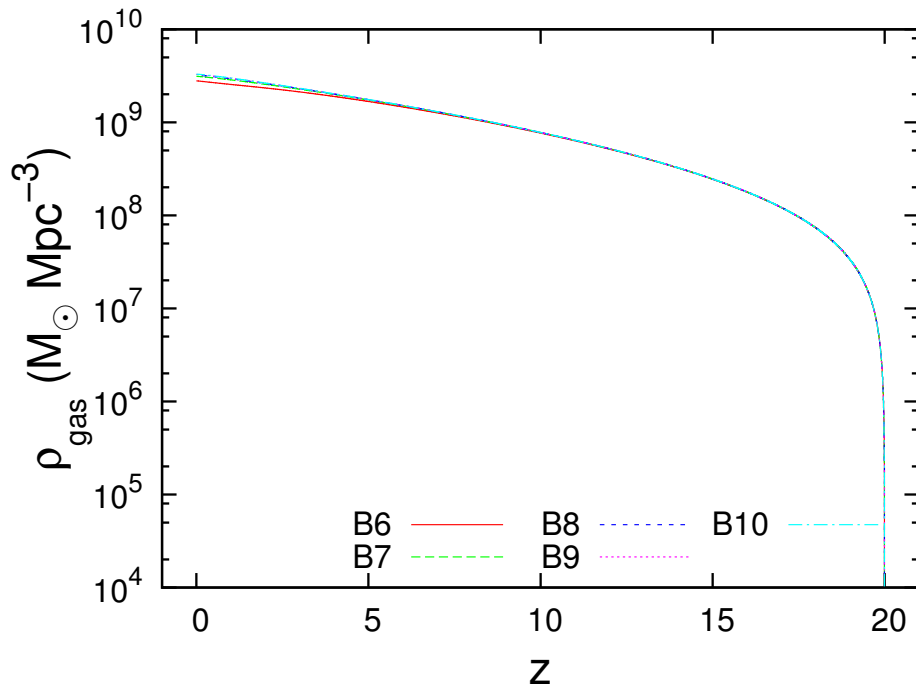


Figura 7.7 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

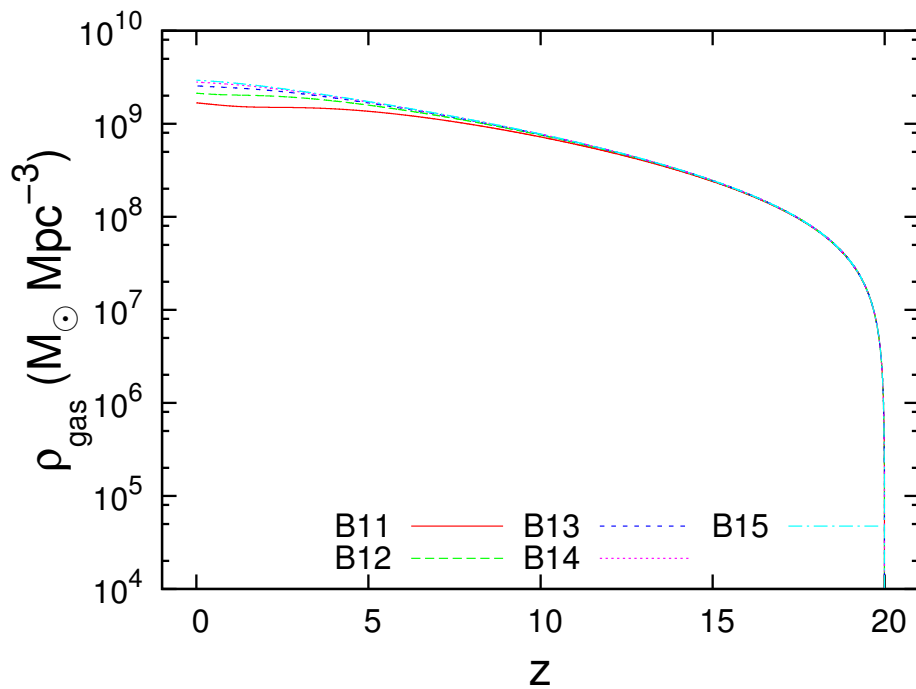


Figura 7.8 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo B para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

curvas, ou seja, conforme aumenta a massa mínima do halo o valor da eficiência, ϵ_* , diminui. Outro efeito desse aumento de massa é a não segregação dos modelos entre si, principalmente na família de modelos D, onde a massa mínima do halo é $M_{min} = 10^{12} M_{\odot}$. Não existe mais uma diferenciação dos efeitos de τ e x , não tendo como saber quem domina na dinâmica do gás (Figuras 7.12, 7.13 e 7.14). De maneira geral, com o atraso no desacoplamento dos halos, o consumo maior de gás, devido a formação das primeiras estrelas, acontece em *redshifts* cada vez menores. Essa transição é ilustrada pelas figuras intermediárias, famílias B e C, que estão entre a massa mínima de halo mais baixa e mais alta (Figuras 7.6, 7.7, 7.8, 7.9, 7.10 e 7.11).

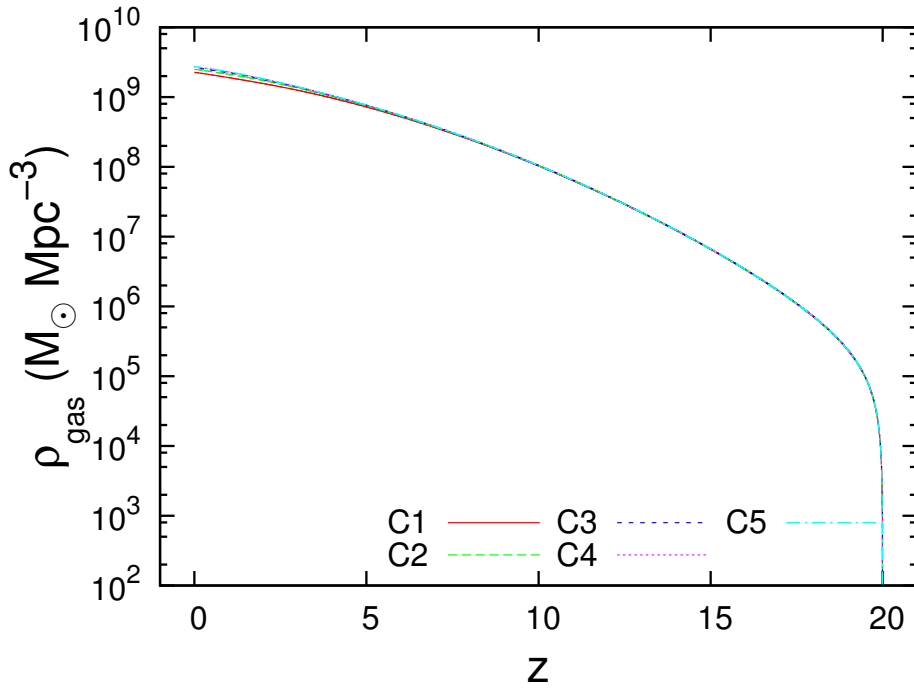


Figura 7.9 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo C para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

Na Figura 7.15 temos a evolução da abundância do oxigênio em função do *redshift*, z , para uma massa mínima de halo de matéria escura de $10^6 M_{\odot}$, escala característica de formação estelar em $\tau = 2 \text{ Gyr}$ e três diferentes valores para o expoente da IMF: 1, 35, 0, 35, e 2, 35. Esses parâmetros correspondem, respectivamente, aos modelos A2, A7 e A12. Os modelos teóricos foram confrontados com a abundância de oxigênio contida em DLAs e sub-DLAs. O modelo A7 tem uma abundância superior à apresentada pelos DLAs e sub-DLAs, devido ao expoente $x = 0, 35$ que privilegia a formação de estrelas mais massivas, enquanto o modelo A12 produz

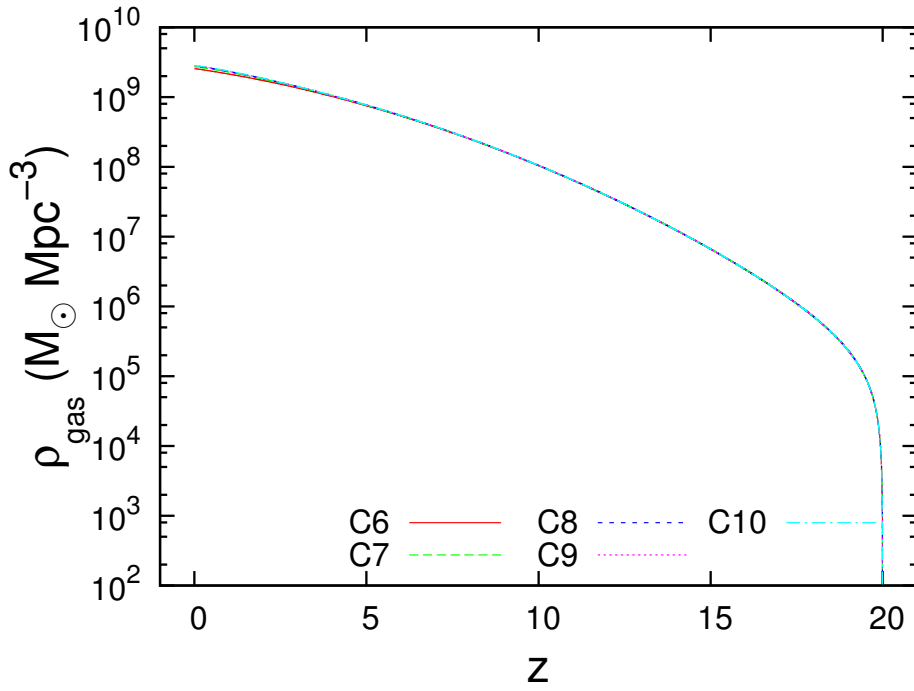


Figura 7.10 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo C para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

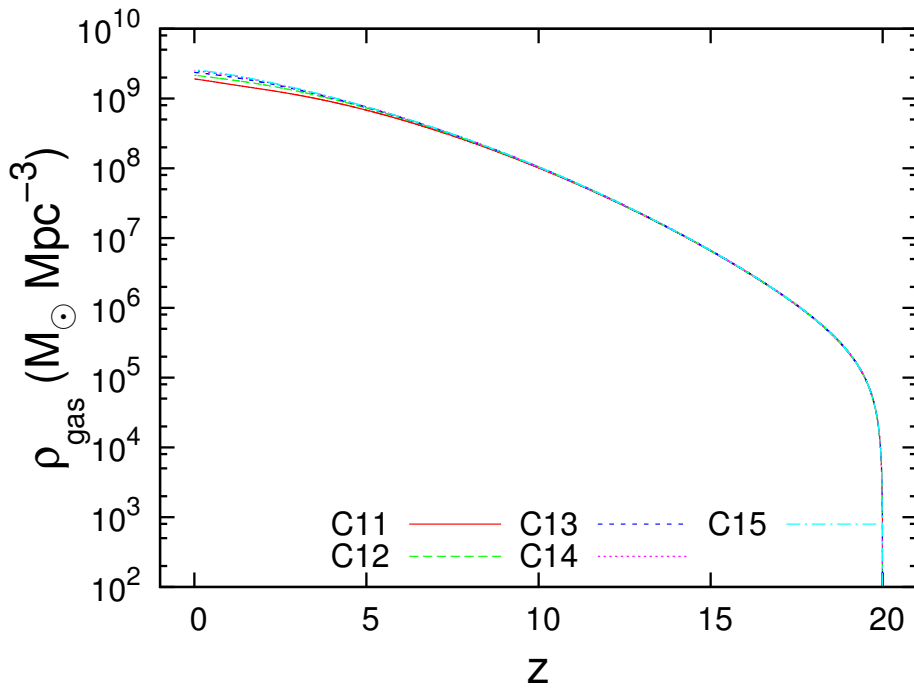


Figura 7.11 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo C para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

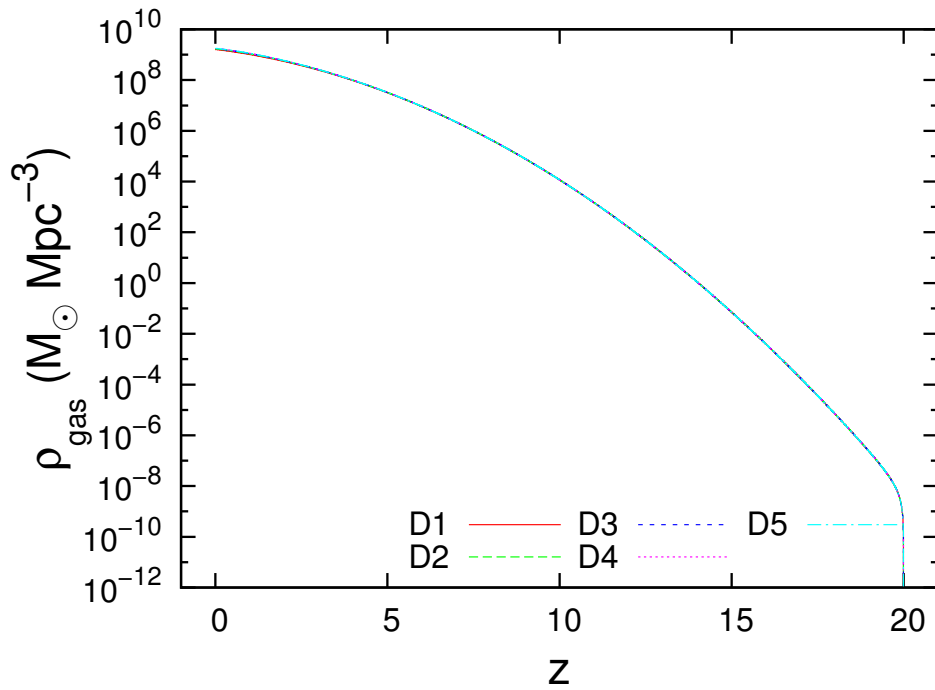


Figura 7.12 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo D para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

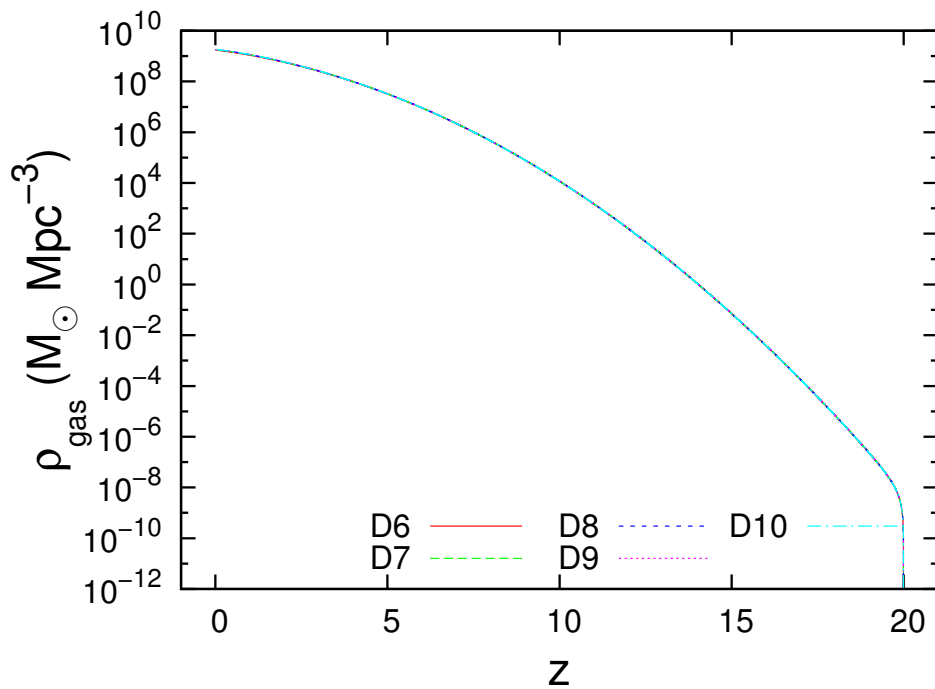


Figura 7.13 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo D para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

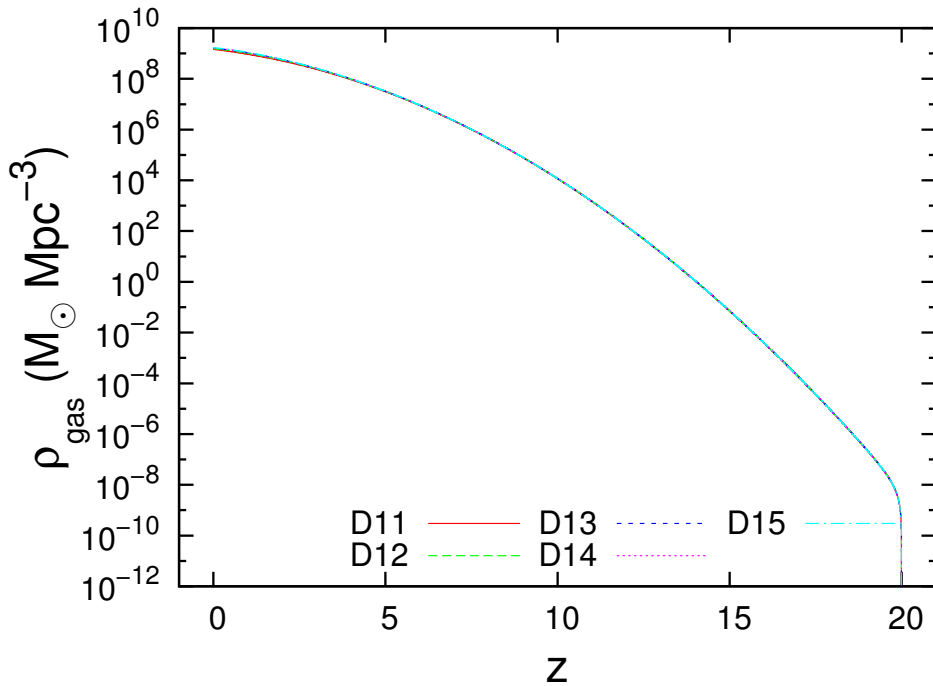


Figura 7.14 - Densidade do gás em M_{\odot}/Mpc^3 . Modelo D para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

muito pouco oxigênio pela presença mais elevada de estrelas de baixa massa, as quais não dão conta de produzir a abundância medida nesses absorvedores. Já o modelo A2, que tem o expoente de Salpeter, tem uma melhor concordância com os dados observacionais.

Como na Figura 7.15, o expoente de Salpeter mostrou ser o melhor resultado. Então fixamos este expoente junto a escala característica de formação estelar, $\tau = 2$ Gyr e fizemos a evolução da abundância do oxigênio em halos de matéria escura de diferentes massas mínimas: 10^6 , 10^8 , 10^{10} e $10^{12} M_{\odot}$, correspondentes aos modelos A2, B2, C2 e D2. Se analisarmos a Figura 7.16, a princípio vemos que C2 e D2 concordam muito bem com os dados observacionais, contudo halos com massa mínima de 10^{10} e $10^{12} M_{\odot}$ inviabilizariam a formação de galáxias anãs (de baixa massa). Então os modelos A2 e B2 se mostram mais naturais.

As Figuras 7.17, 7.18 e 7.19 mostram a influência do expoente da IMF sobre os modelos. Como já explicado anteriormente, dependendo do expoente colocado na IMF ela irá ter uma tendência para a formação de um espectro de massa com mais estrelas massivas ou de pequena massa. Novamente tomando $x = 1,35$ como referência, se diminuirmos o valor do parâmetro x mais estrelas de alta massa serão

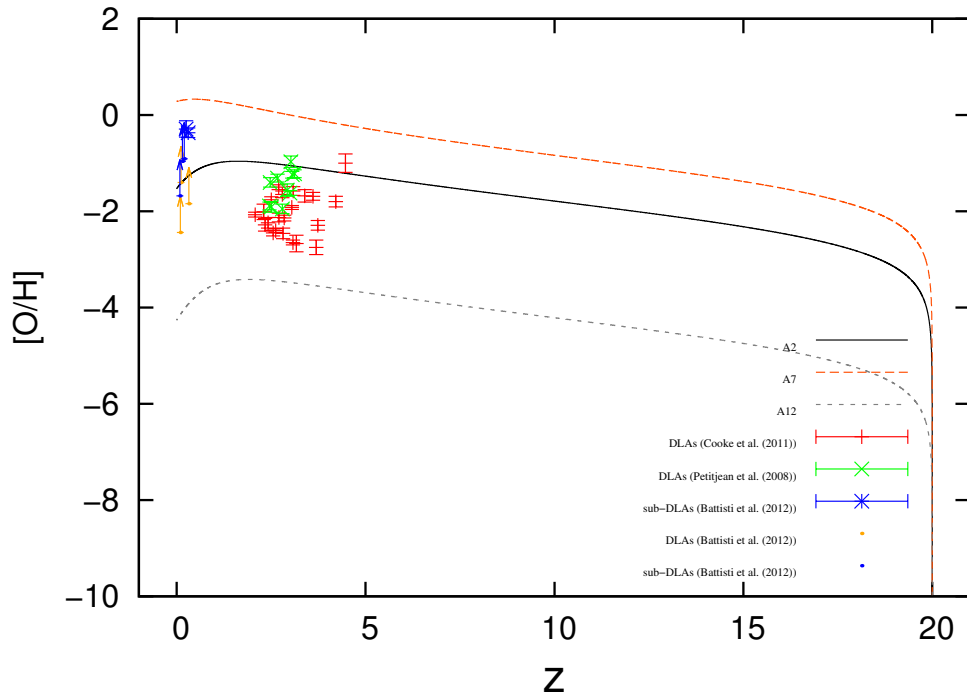


Figura 7.15 - Modelo A para População III com $x = 1,35$, $x = 0,35$ e $x = 2,35$, e $\tau = 2(\text{Gyr})$.

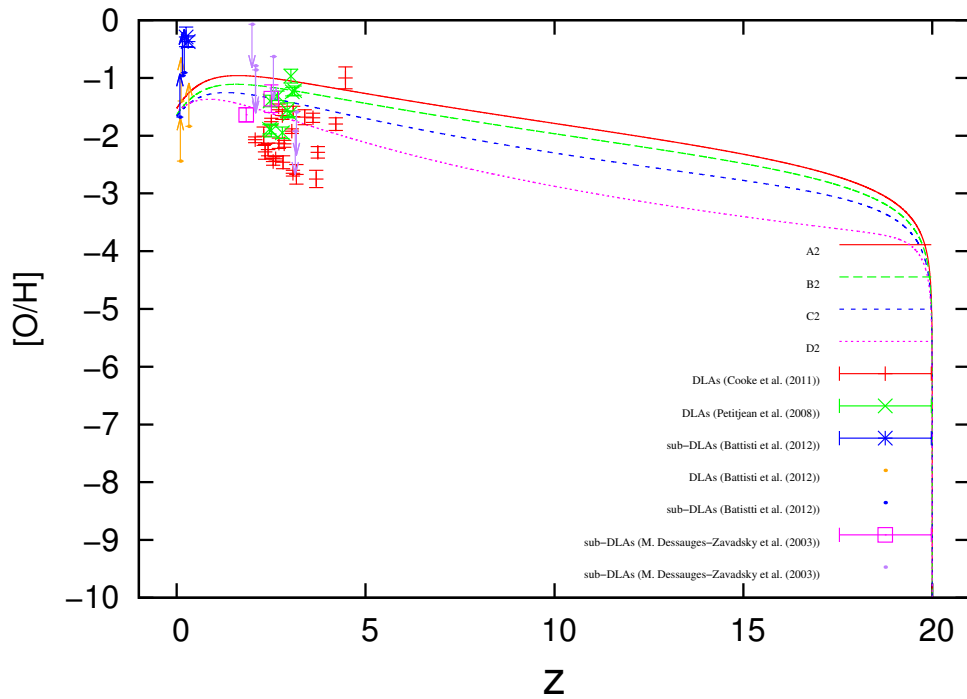


Figura 7.16 - Modelos A, B C e D para População III com $x = 1,35$ e $\tau = 2(\text{Gyr})$.

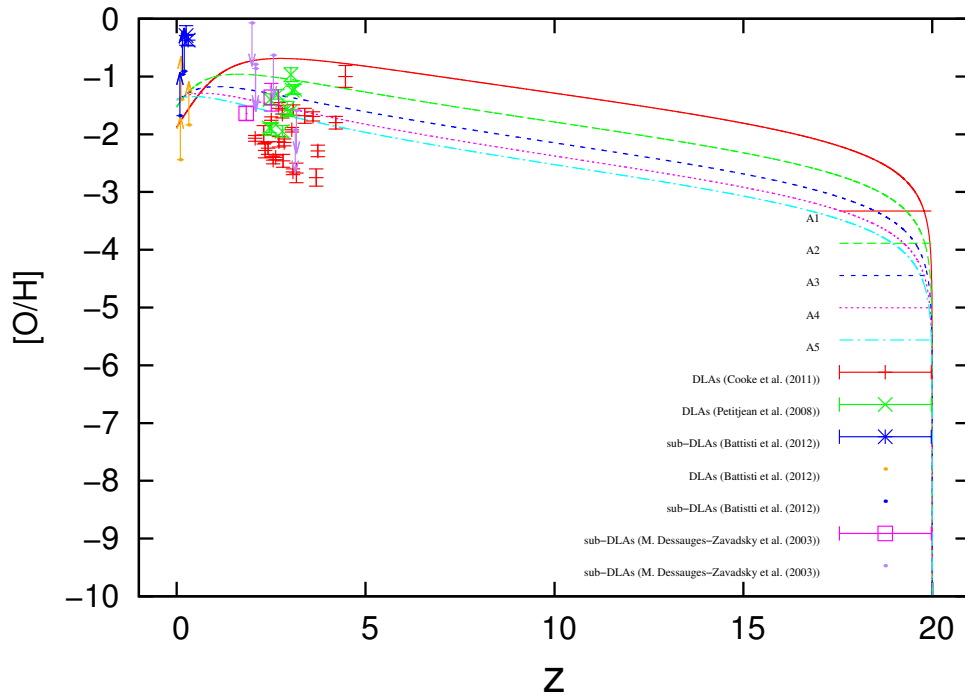


Figura 7.17 - Modelo A para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

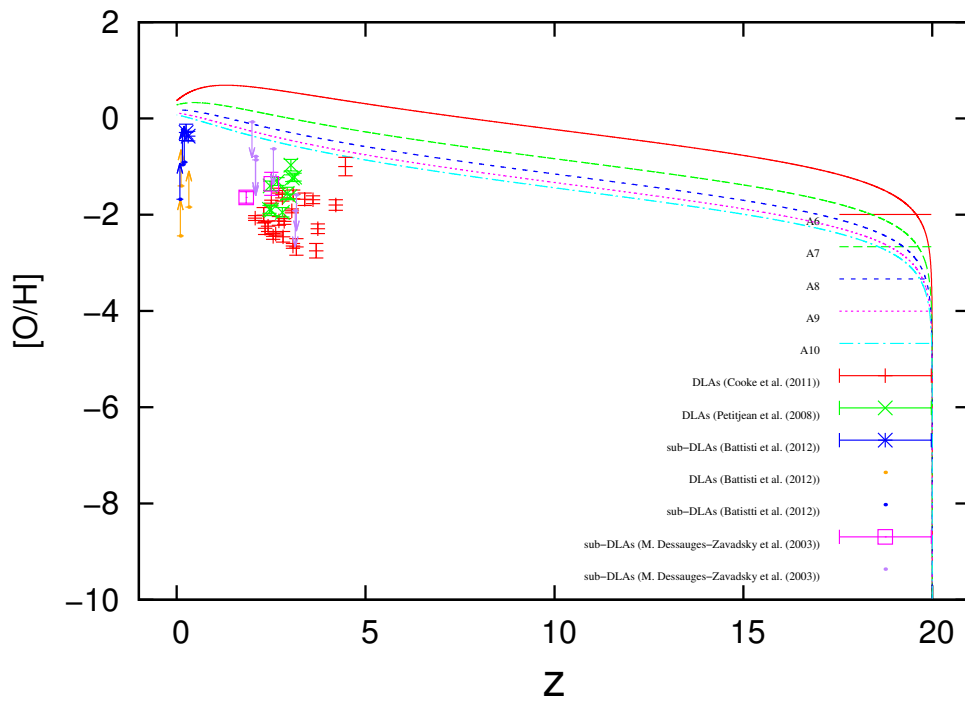


Figura 7.18 - Modelo A para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

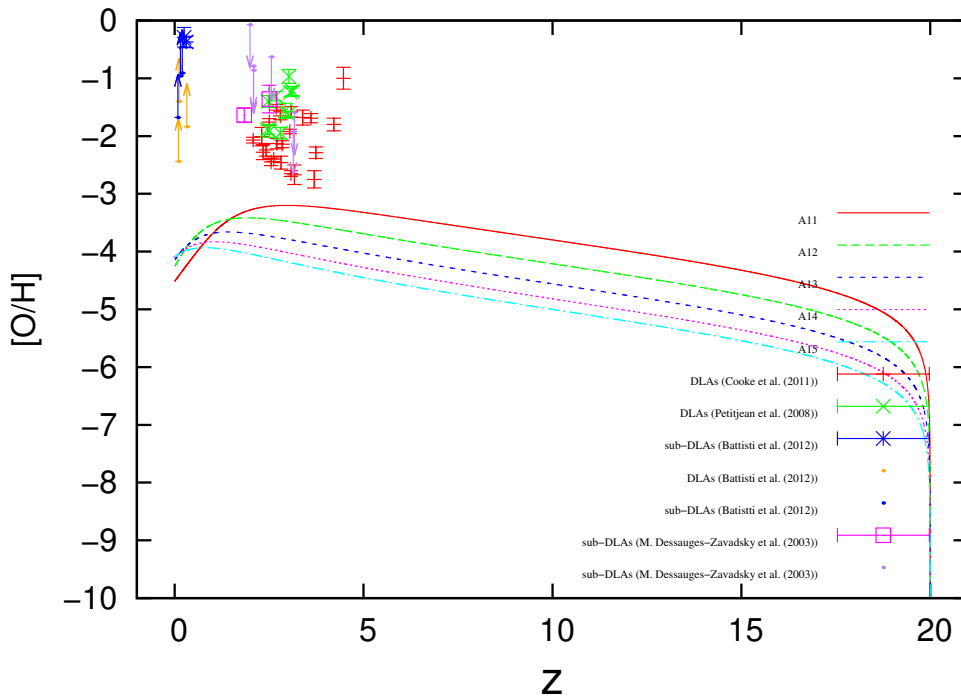


Figura 7.19 - Modelo A para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

formadas e se o aumentarmos teremos estrelas mais leves (em número). Foram usados $x = 0, 35$ para mostrar o extremo das estrelas mais massivas e $x = 2, 35$ para o extremo das estrelas mais leves.

Estrelas muito massivas produzem bastante elementos do tipo α , principalmente oxigênio. Como já estamos trabalhando com *yields* que ficam no intervalo de 140 a 260 M_{\odot} , intensificar o número de estrelas massivas no sistema resultaria uma sobreabundância de oxigênio (Figura 7.18). Porém, diminuir o número de estrelas massivas não parece certo, como mostra a Figura 7.19; as curvas referentes aos modelos com $x = 2, 35$ não alcançam a abundância observada nos sistemas de DLAs. No meio desses opostos, os modelos representados na Figura 7.17 mostram-se em melhor concordância com os dados observacionais.

O elemento zinco foi estudado devido a uma possível depleção da abundância do oxigênio por poeira, muito embora nem mesmo Vladilo (2002a), Vladilo (2002b), apresente sequer um fator de correção para a abundância medida de tal elemento que, por outro lado, pode ser afetada por outros efeitos físicos e observacionais (vide Capítulo 6). Porém, podemos ver que as curvas teóricas de todas as famílias de modelos passam abaixo dos valores da abundância do zinco em sub-DLAs (Figuras

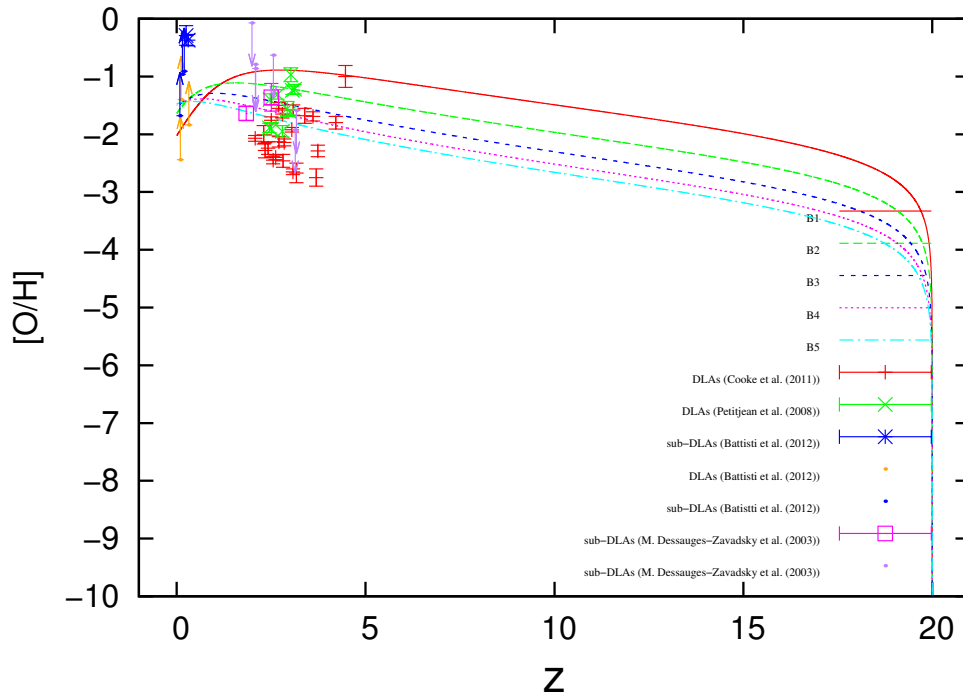


Figura 7.20 - Modelo B para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

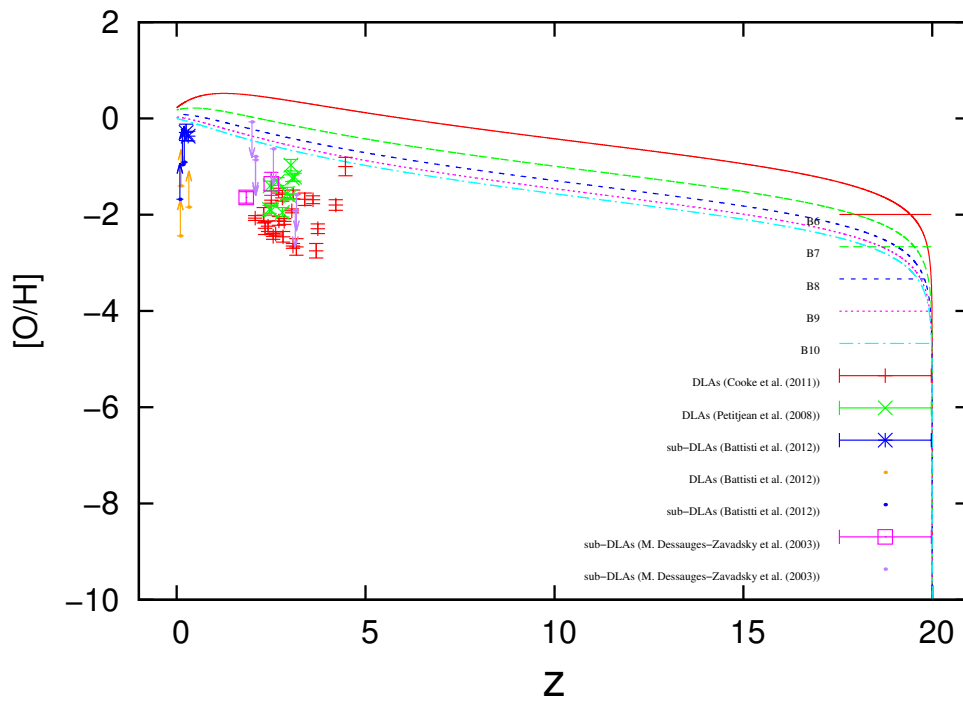


Figura 7.21 - Modelo B para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

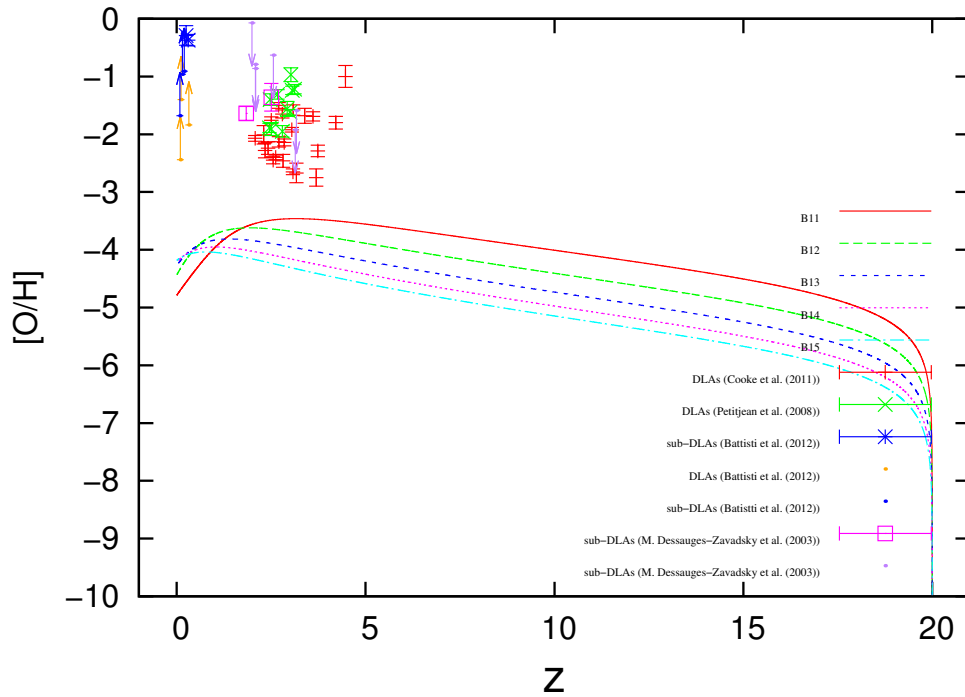


Figura 7.22 - Modelo B para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

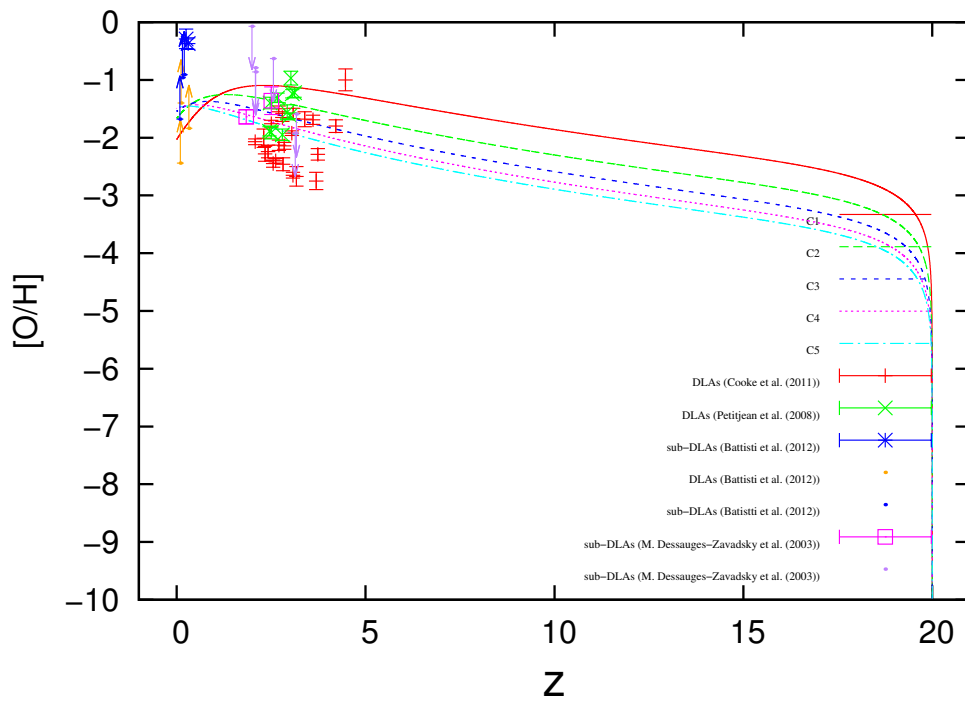


Figura 7.23 - Modelo C para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

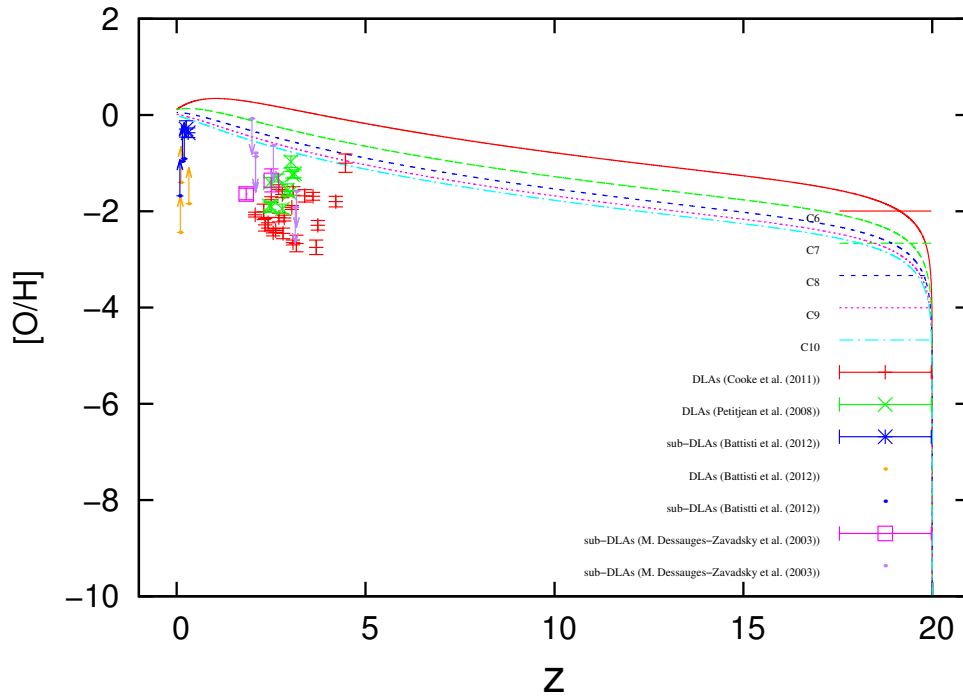


Figura 7.24 - Modelo C para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

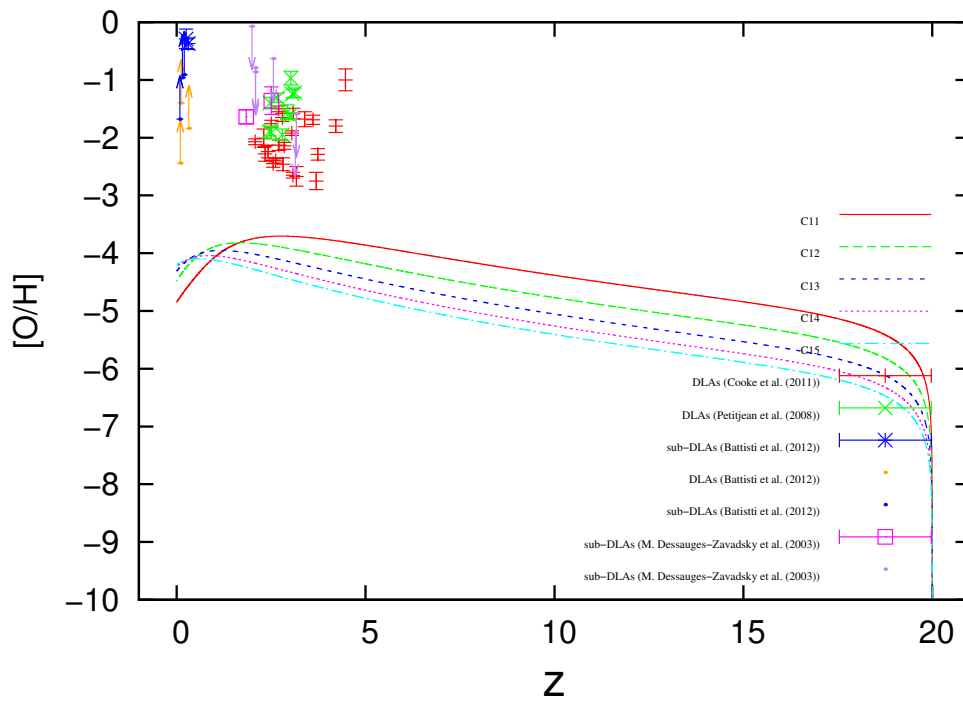


Figura 7.25 - Modelo C para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

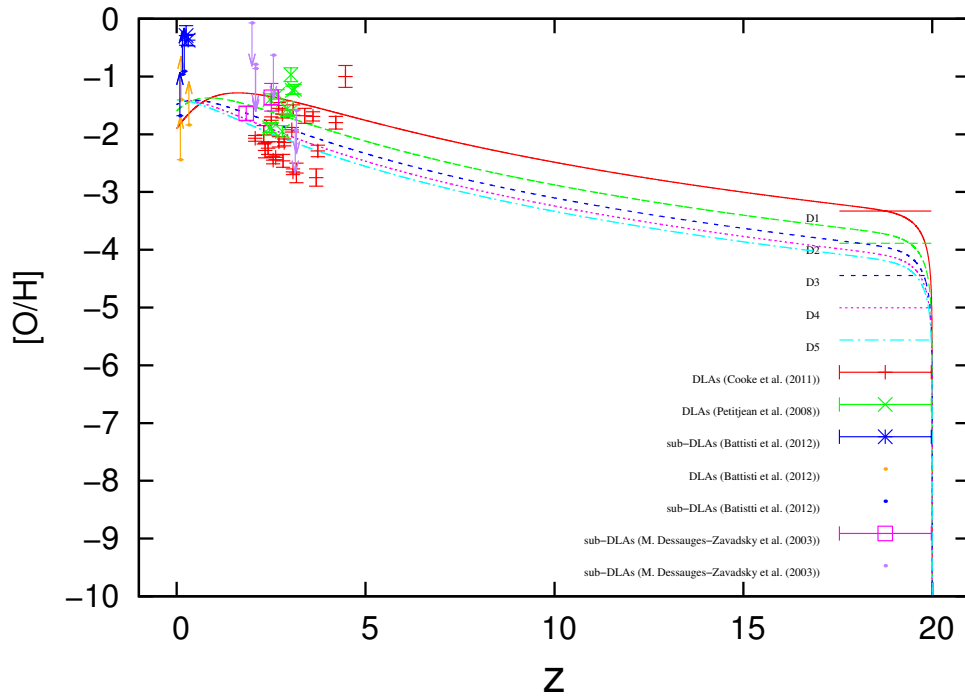


Figura 7.26 - Modelo D para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

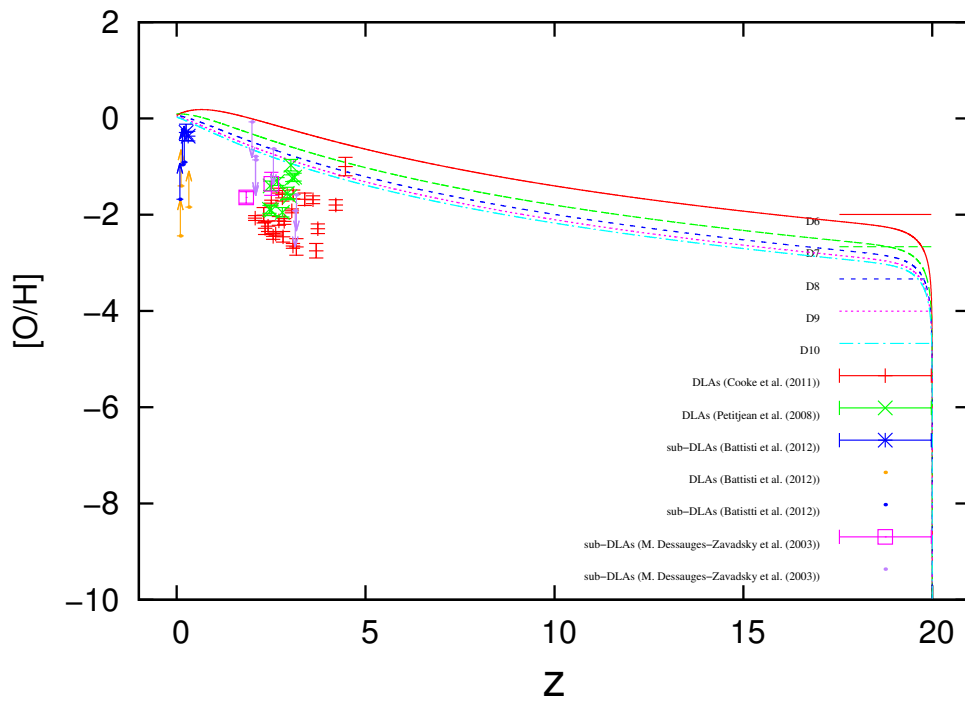


Figura 7.27 - Modelo D para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

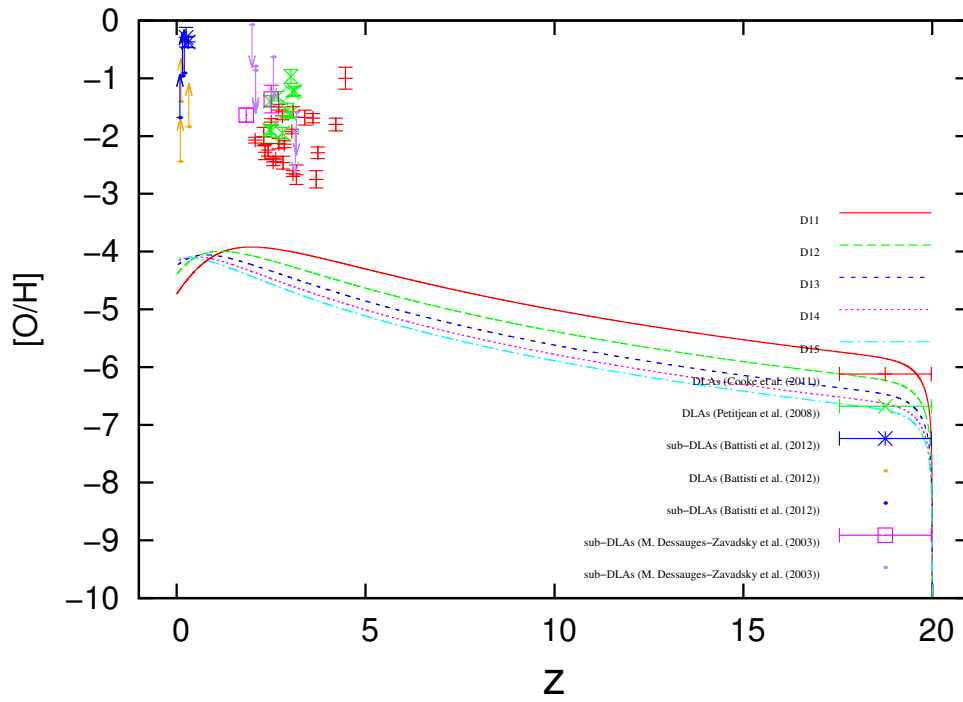


Figura 7.28 - Modelo D para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

7.29 a 7.40). O que podemos concluir com os modelos do zinco é que existe uma falta de elementos do pico do ferro, ou seja, deveríamos considerar no código *yields* de supernova tipo Ia sejam elas de População III e/ou População II/I.

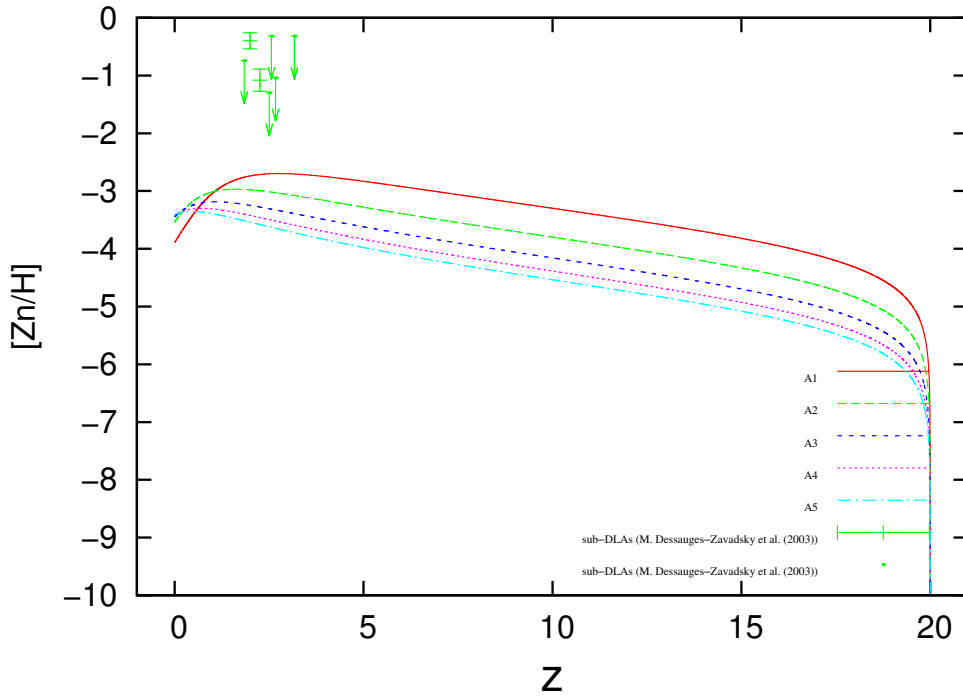


Figura 7.29 - Evolução do zinco. Modelo A para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

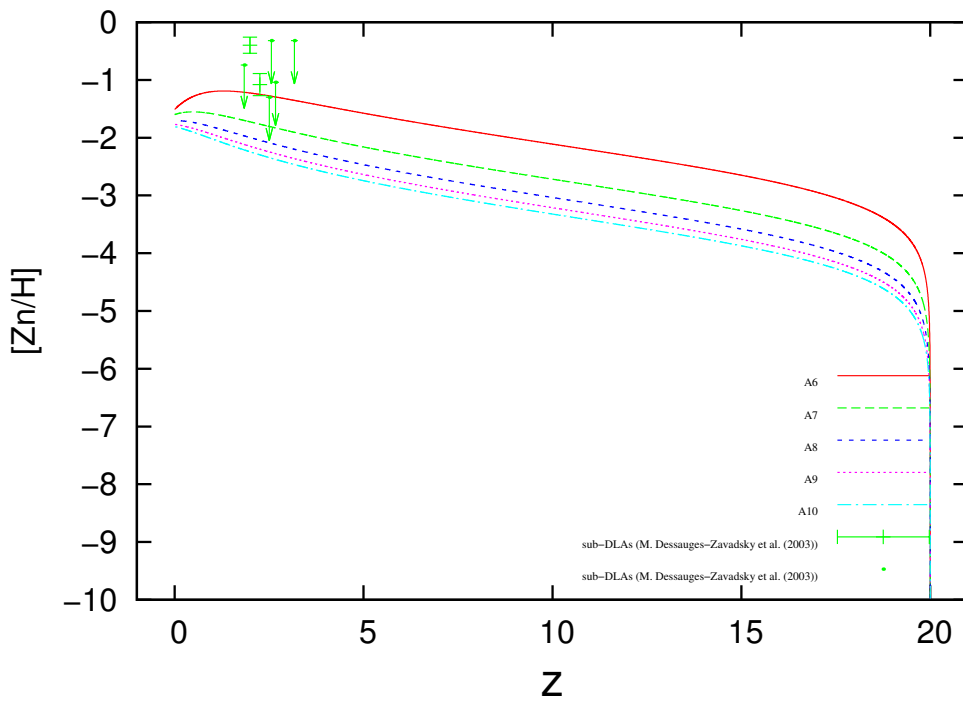


Figura 7.30 - Evolução do zinco. Modelo A para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

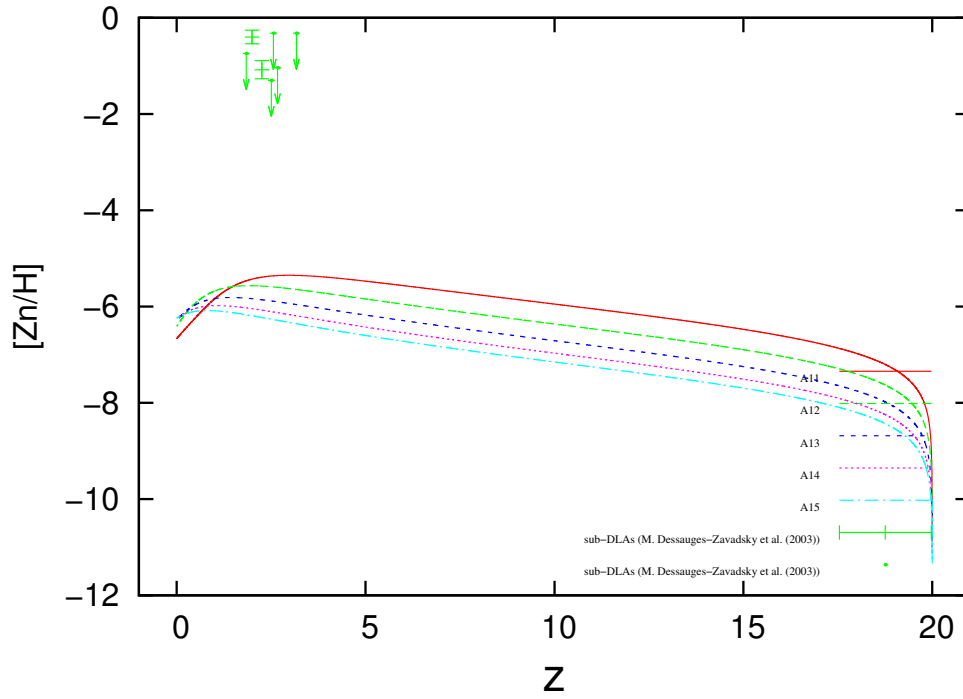


Figura 7.31 - Evolução do zinco. Modelo A para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

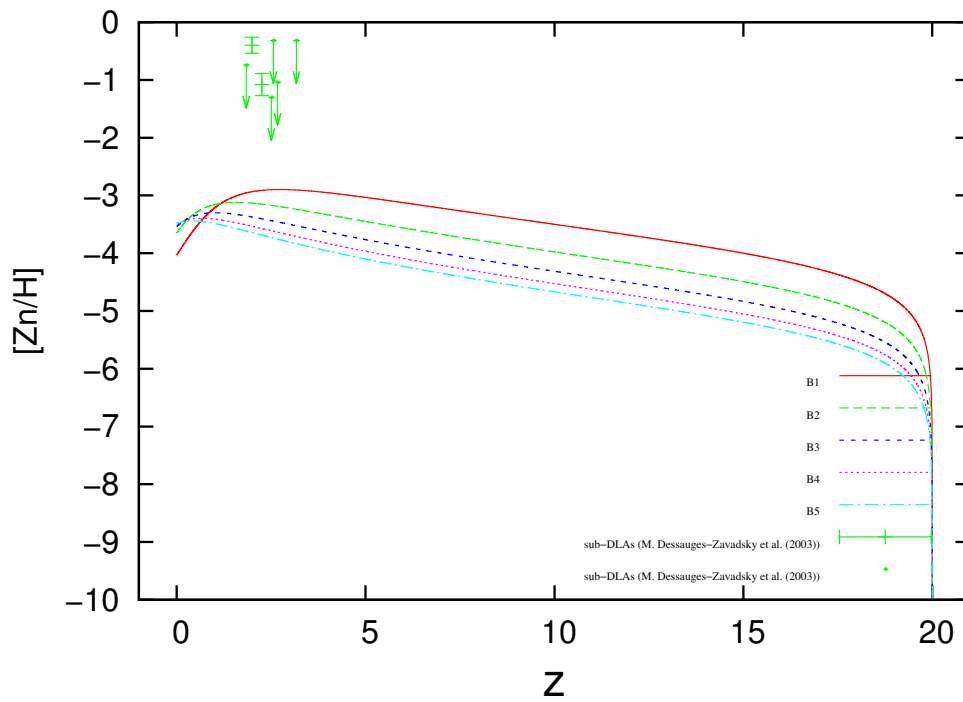


Figura 7.32 - Evolução do zinco. Modelo B para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

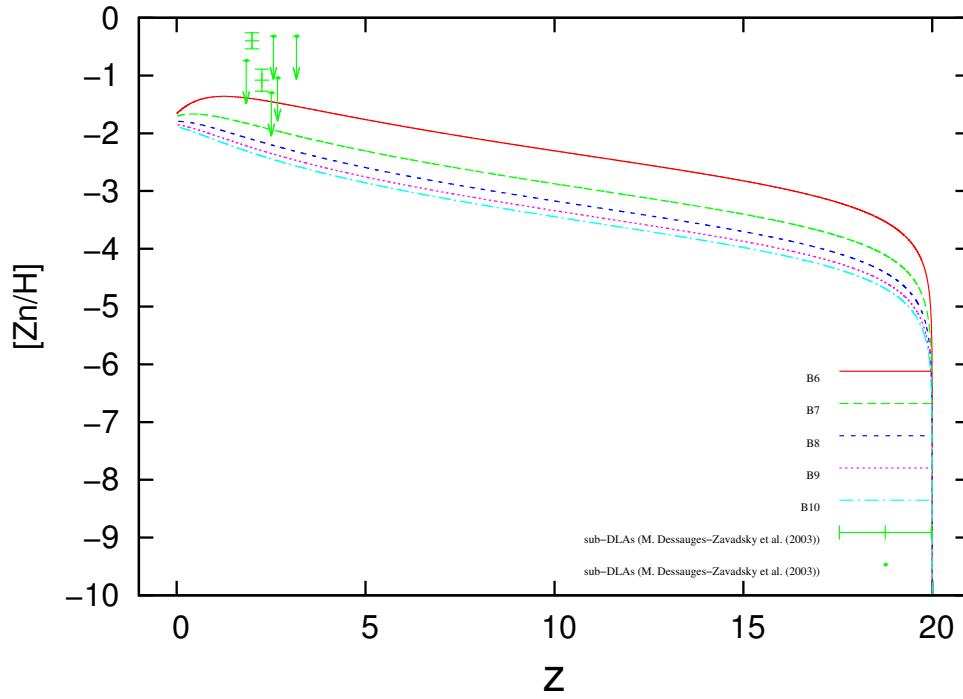


Figura 7.33 - Evolução do zinco. Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

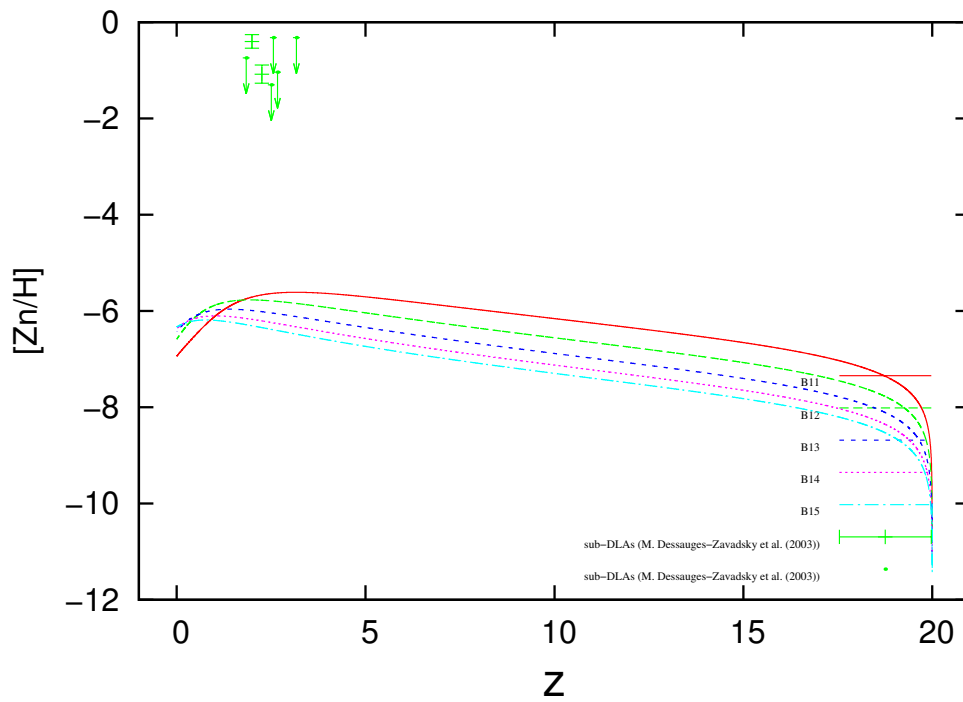


Figura 7.34 - Evolução do zinco. Modelo B para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

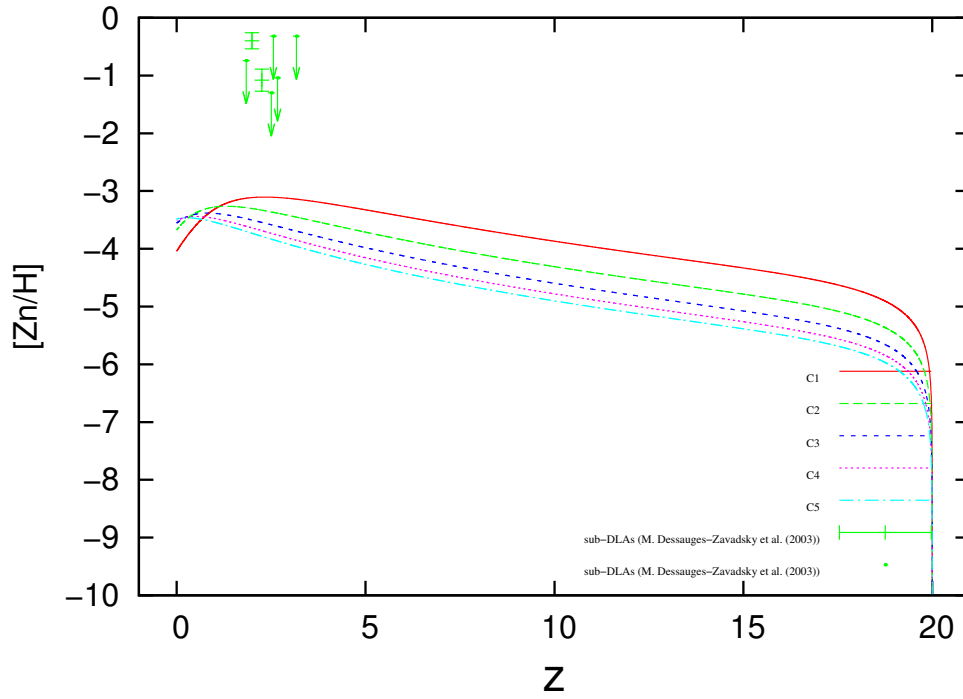


Figura 7.35 - Evolução do zinco. Modelo C para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

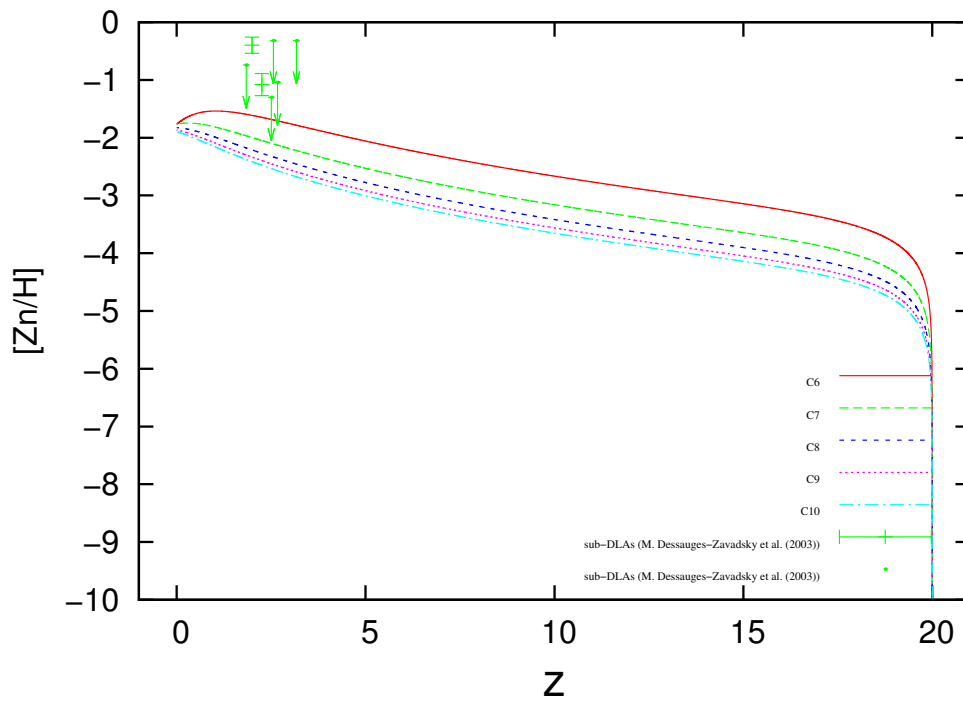


Figura 7.36 - Evolução do zinco. Modelo C para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

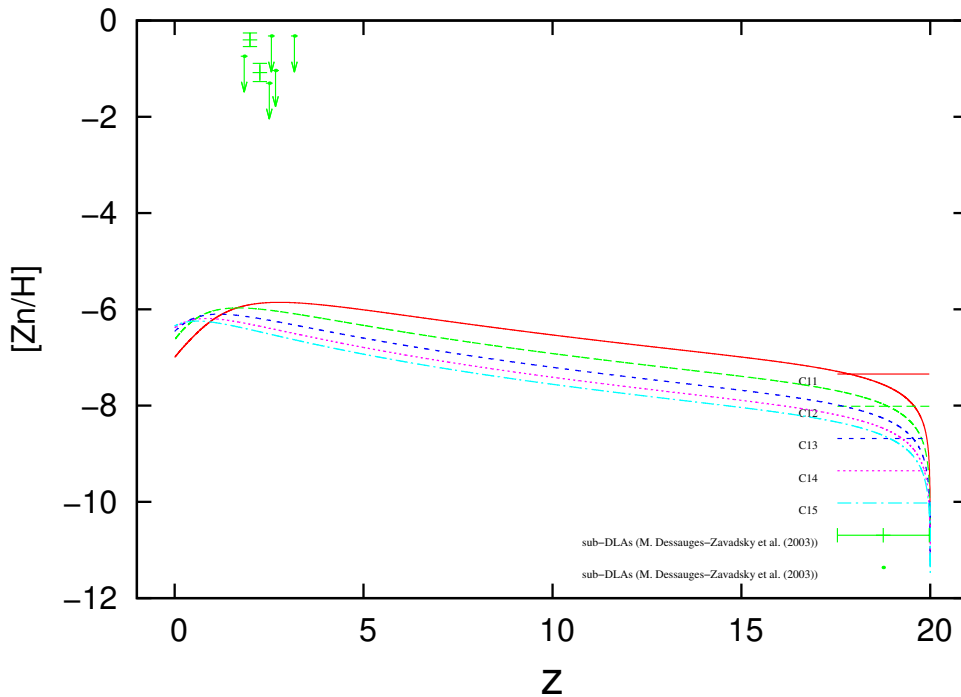


Figura 7.37 - Evolução do zinco. Modelo C para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

Os gráficos de metalicidade total, com *yields* de População III, foram feitos para ver em que *redshifts* são atingidas as possíveis metalicidades críticas de transição das estrelas de População III para População II. Para Maio et al. (2010), elas se encontrariam entre 10^{-6} a $10^{-3} Z_{\odot}$. Contudo, $10^{-6} Z_{\odot}$ é uma metalicidade muito baixa e a transição entre as populações ocorreria muito cedo, ou seja, em um *redshift* muito alto, em torno de 17. Já o limite superior de $10^{-3} Z_{\odot}$ corrobora com nossa previsão (vide Figura 7.1). Nos nossos modelos, apresentados através dos gráficos de metalicidade versus *redshift*, optamos por destacar através de linhas horizontais, duas possíveis metalicidades de transição indicadas nas figuras para os casos $Z_{\text{crit}} = 5 \times 10^{-3} Z_{\odot}$ e $Z_{\text{crit}} = 5 \times 10^{-4} Z_{\odot}$. O motivo de preferirmos destacar esses valores ficará mais claro no oitavo capítulo. Importante destacar que as curvas de metalicidade seguem a mesma forma dos modelos para o oxigênio devido a produção desse elemento ser extremamente majoritária perante os outros. Comparar, por exemplo, as Figuras 7.53 a 7.64 com 7.16 a 7.28 ¹.

As famílias de modelos para a População II foram feitas para comparar com a População III. Os *yields* adotados para a População II (MAEDER, 1992) são aqueles

¹Nos gráficos de metalicidade versus *redshift* a reta horizontal em $Z = 0,02$ indica a metalicidade solar (GREVESSE; SAUVAL, 1998).

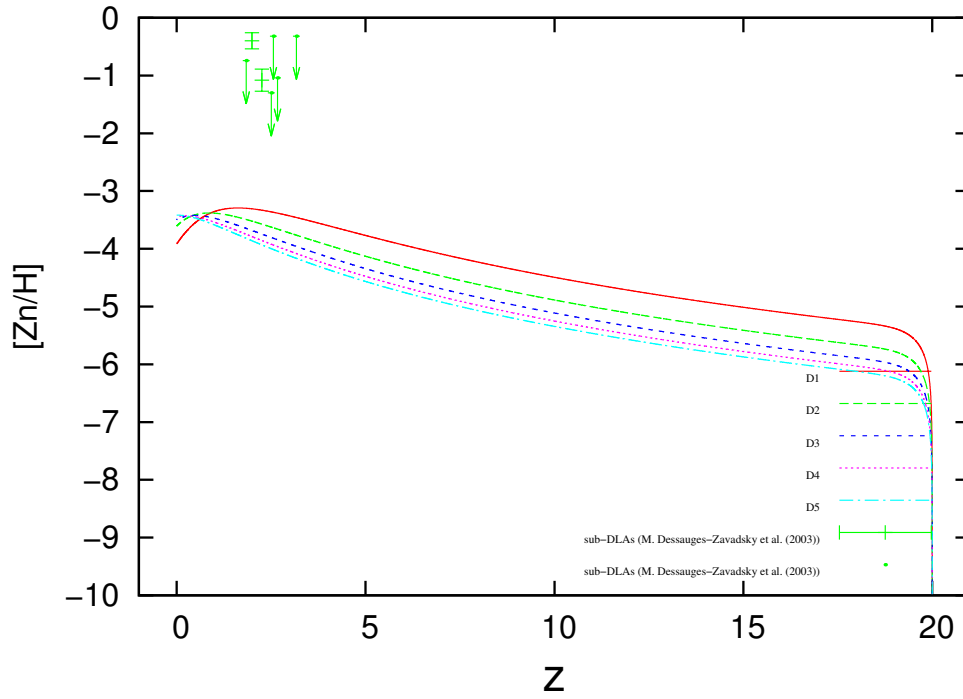


Figura 7.38 - Evolução do zinco. Modelo D para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

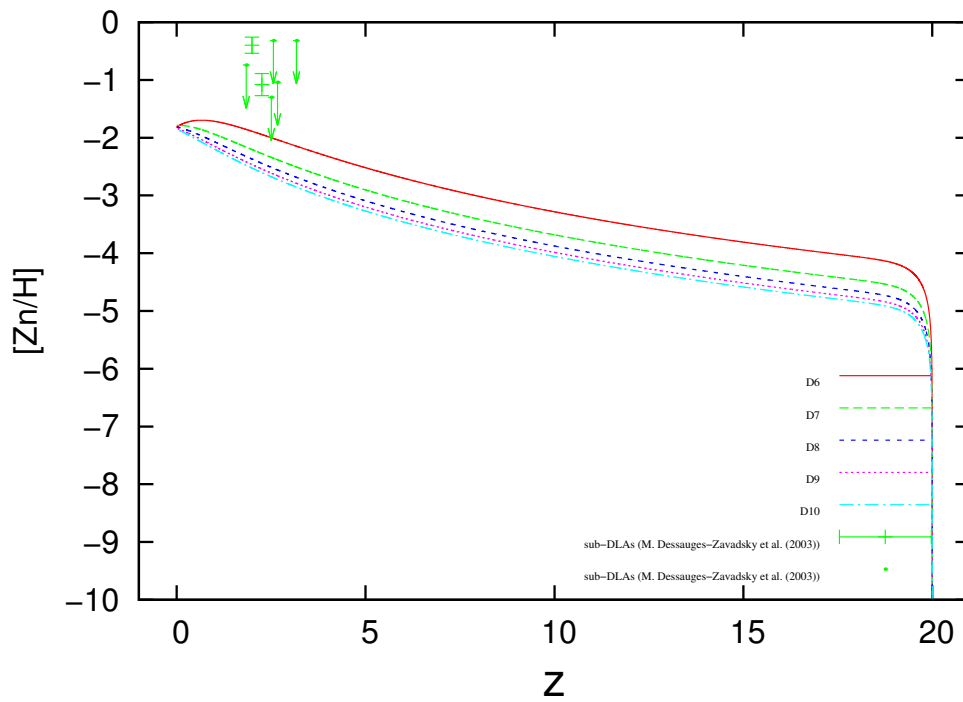


Figura 7.39 - Evolução do zinco. Modelo D para População III com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

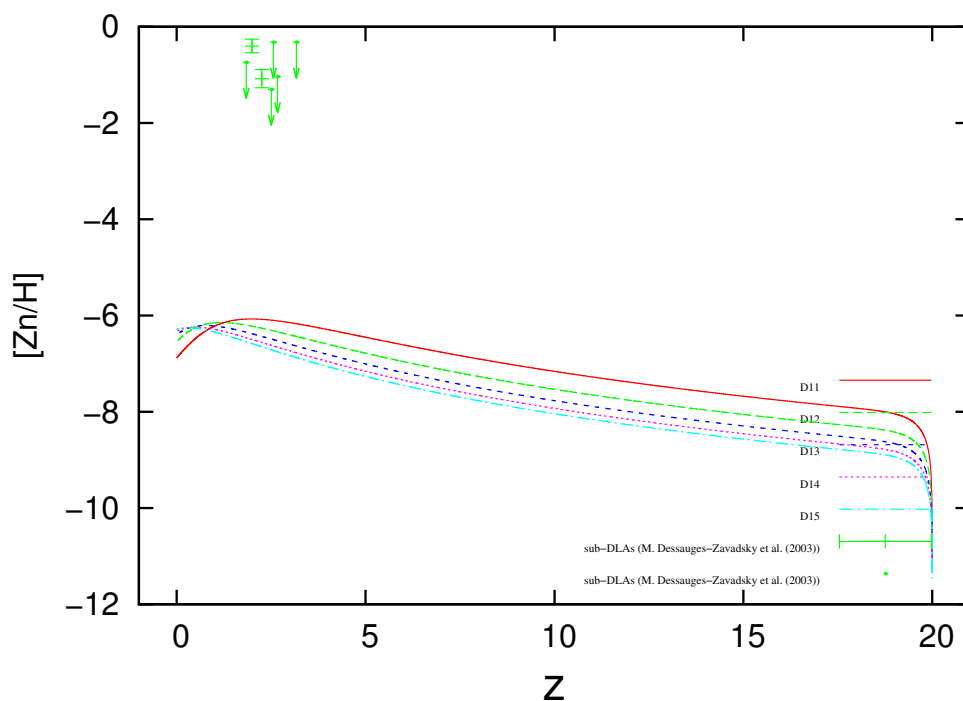


Figura 7.40 - Evolução do zinco. Modelo D para População III com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

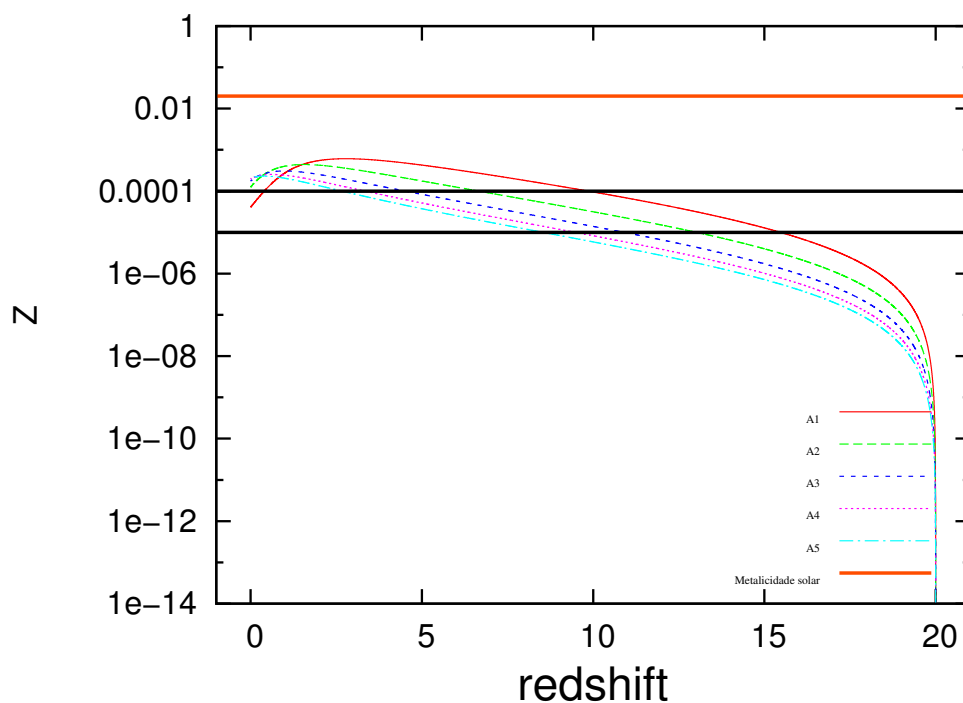


Figura 7.41 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo A para População III com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

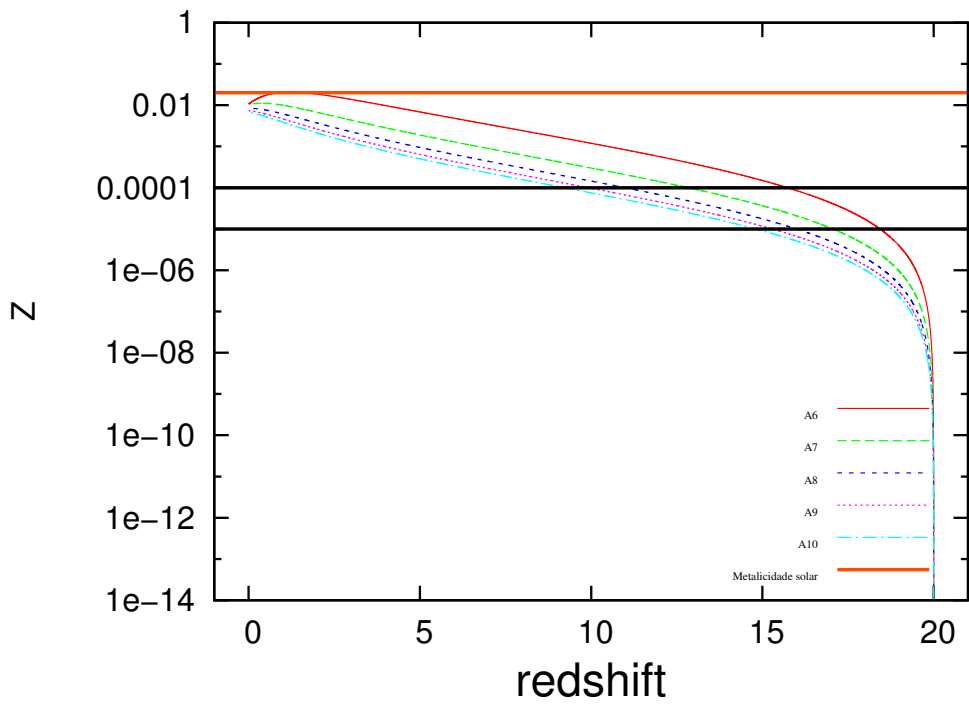


Figura 7.42 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo A para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

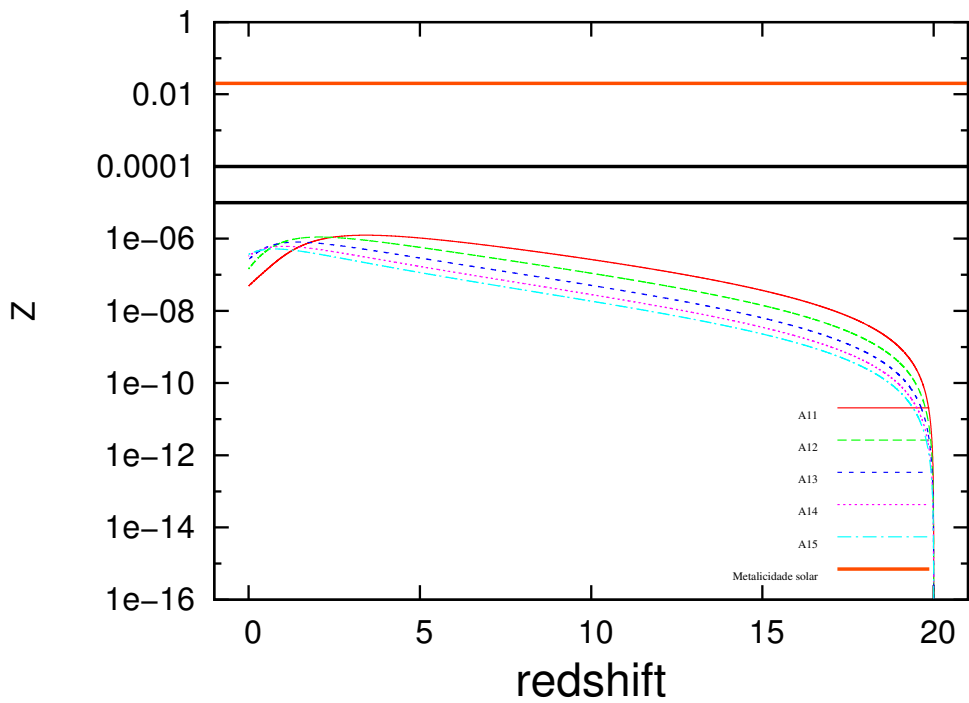


Figura 7.43 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo A para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

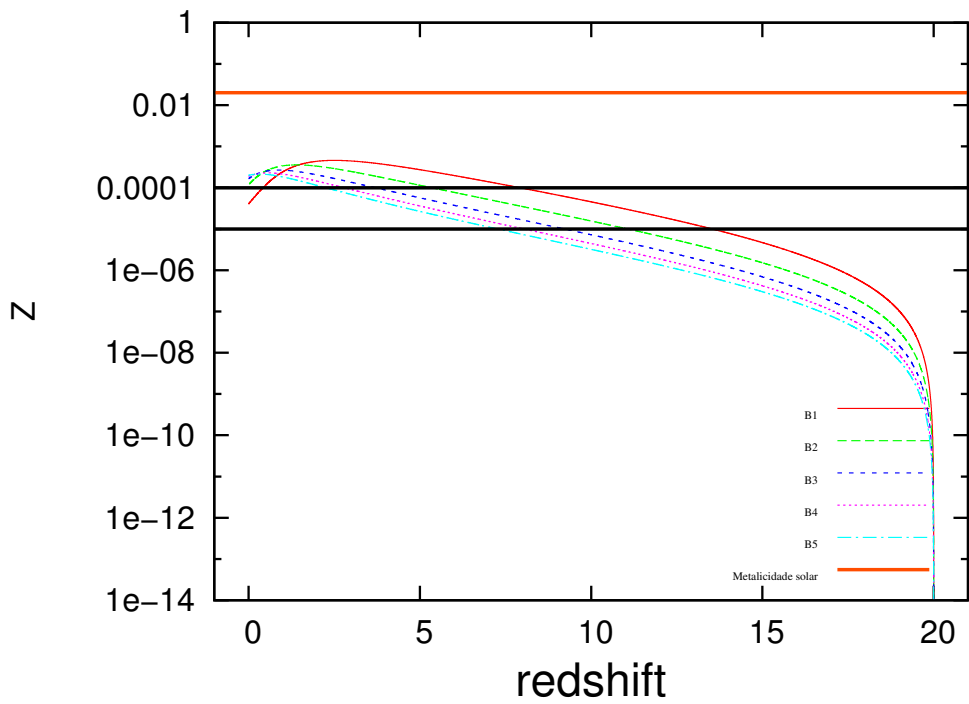


Figura 7.44 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo B para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

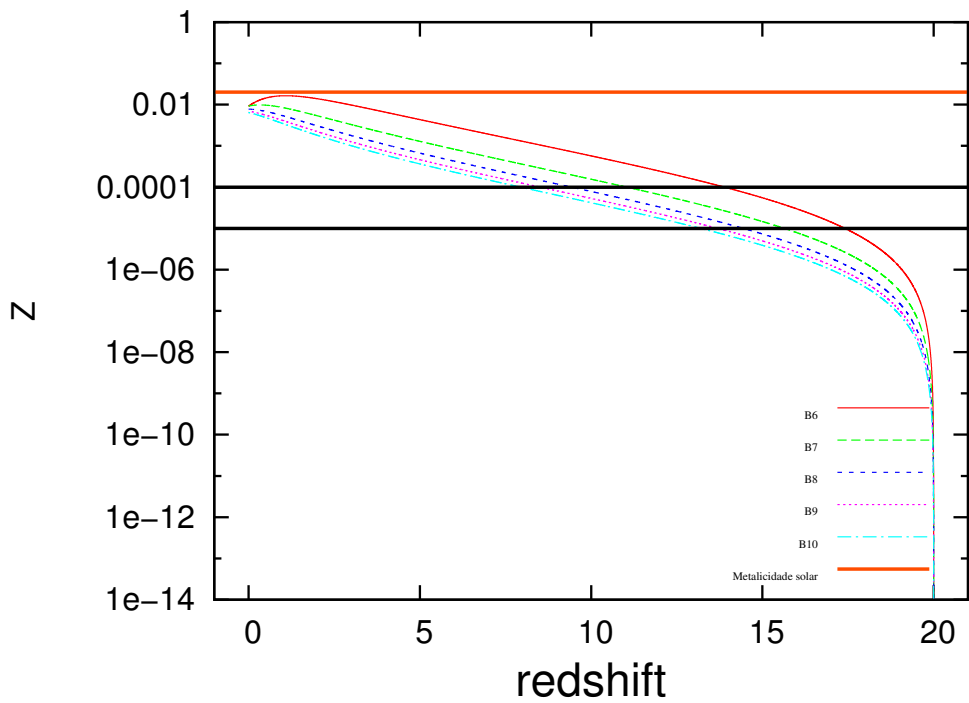


Figura 7.45 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo B para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

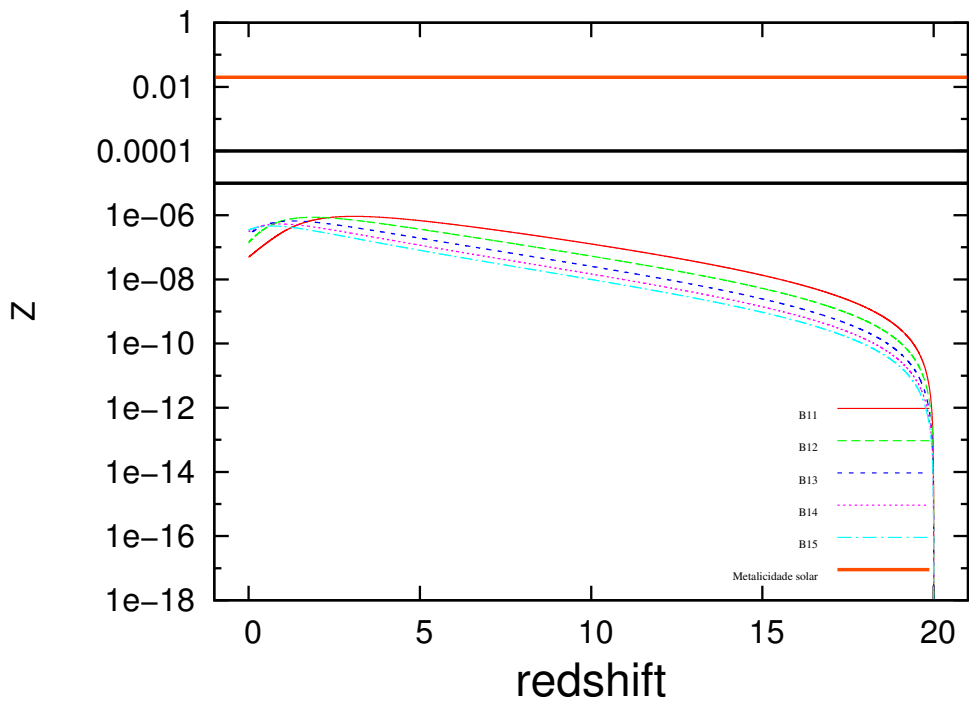


Figura 7.46 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo B para População III com $x = 2, 3, 5$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

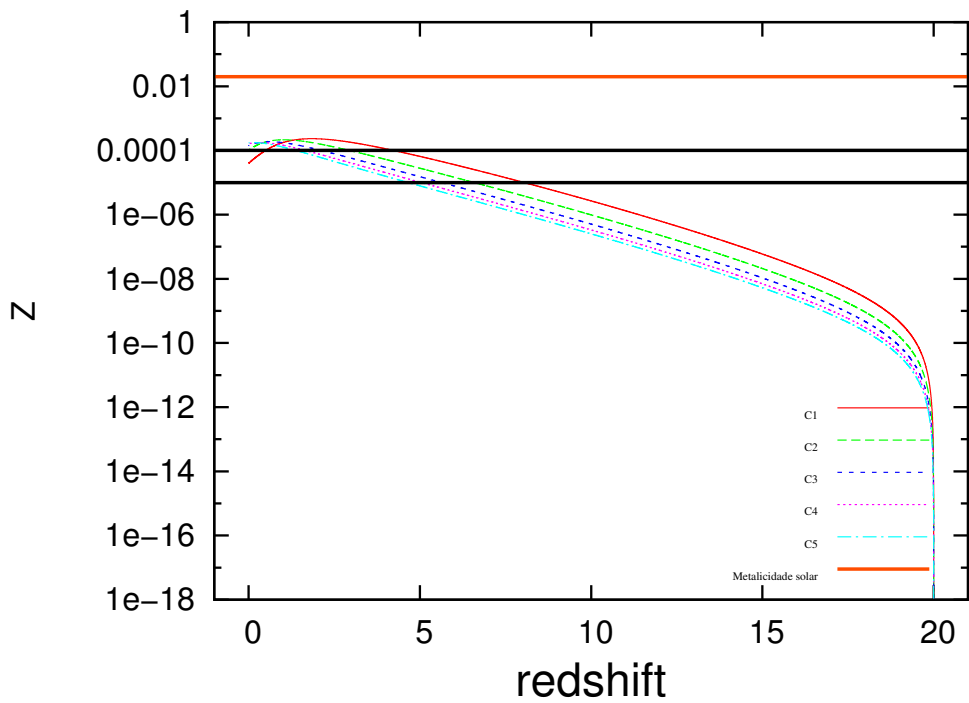


Figura 7.47 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo C para População III com $x = 1, 3, 5$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

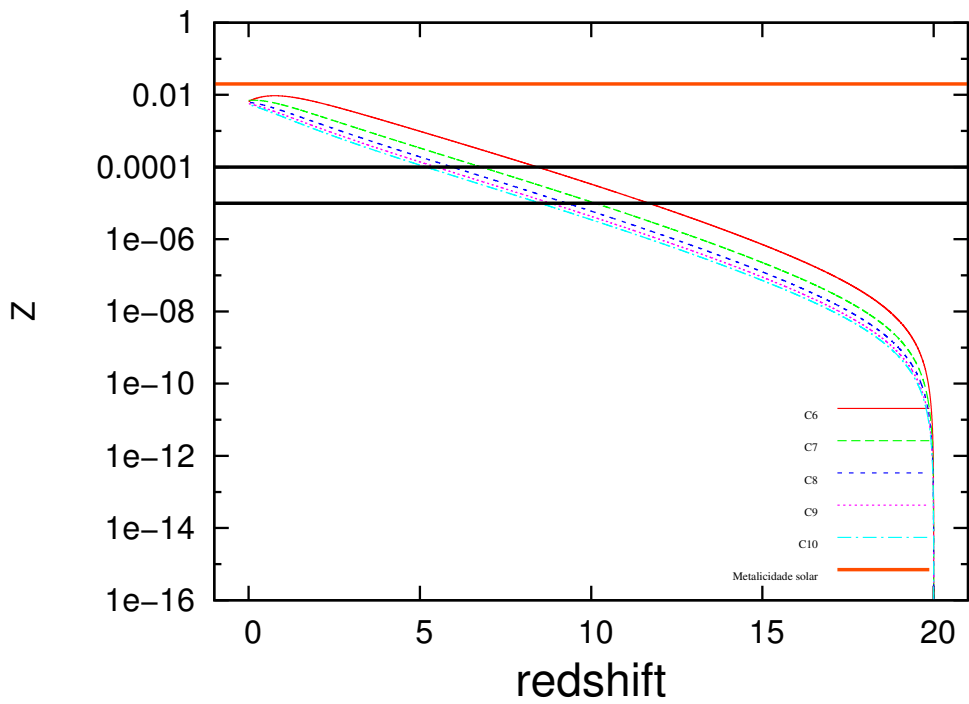


Figura 7.48 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo C para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

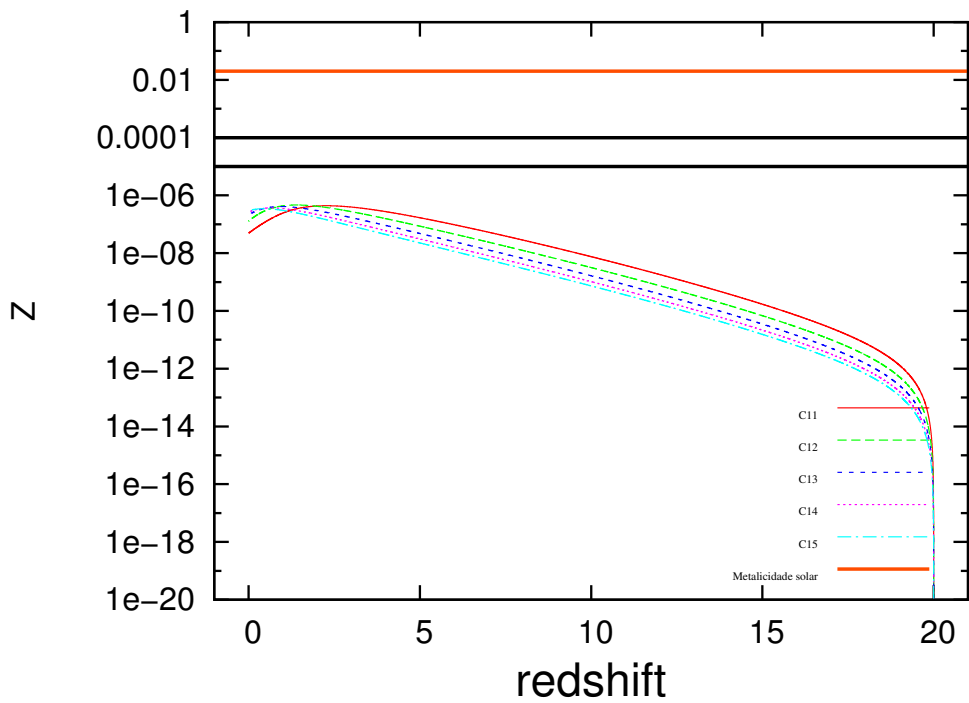


Figura 7.49 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo C para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

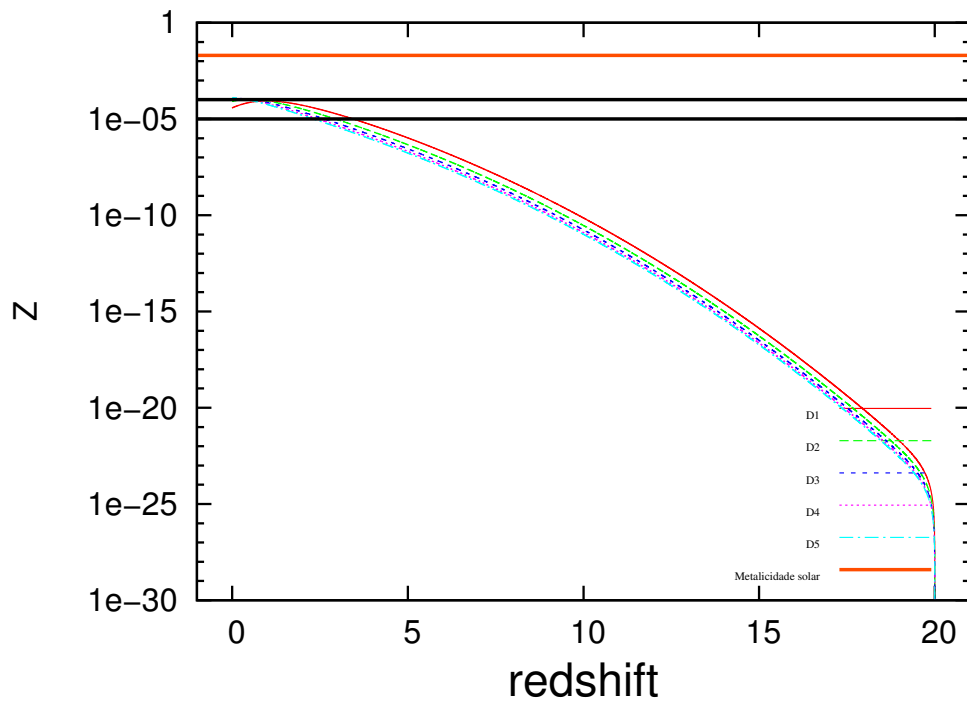


Figura 7.50 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo D para População III com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

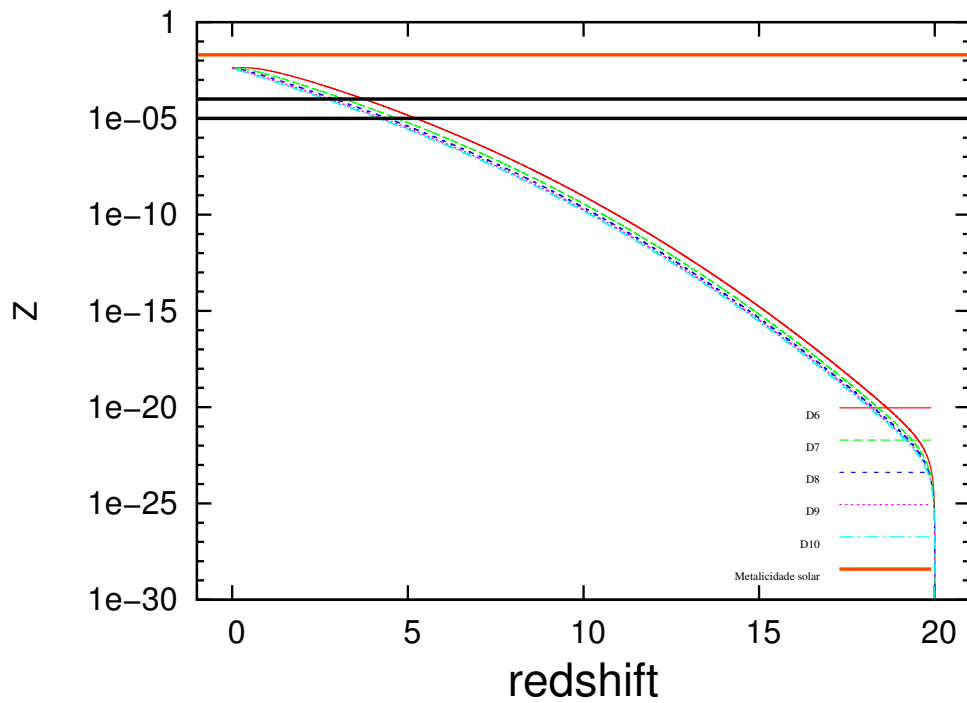


Figura 7.51 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo D para População III com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

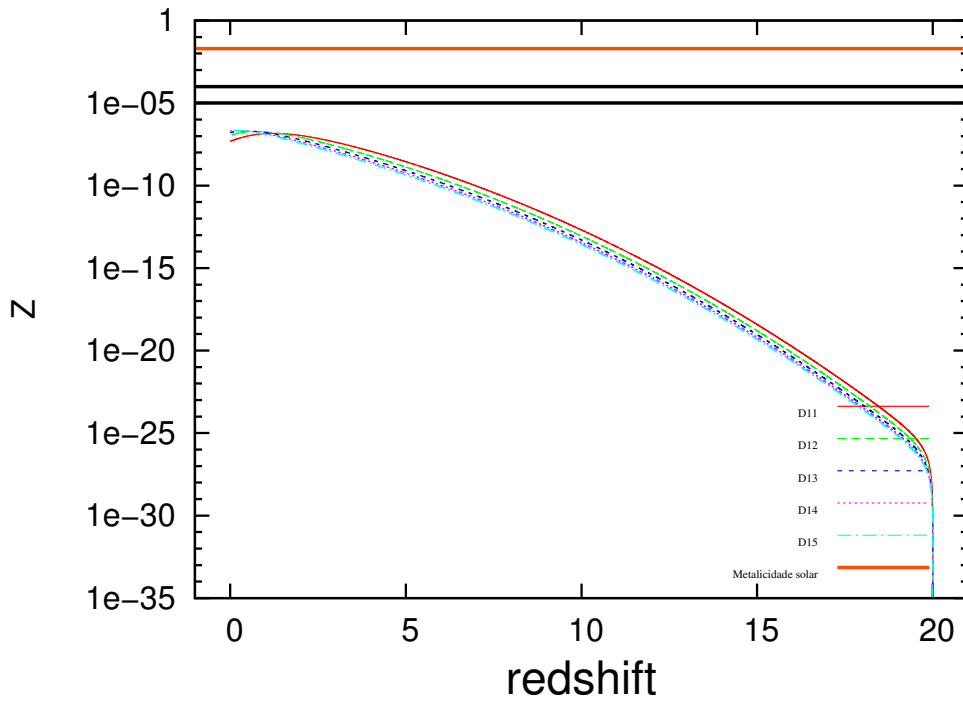


Figura 7.52 - Metalicidade total, as duas linhas escuras na horizontal representam as possíveis metalicidades de transição entre a População III e a População II. Modelo D para População III com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

calculados para metalicidade $Z = 0,001$. Olhando as Figuras (7.65 a 7.76) percebemos que os modelos correspondentes resumam em abundância de oxigênio acima do observado nos DLAs e sub-DLAs, assim como para a metalicidade total. Todos os efeitos causados pelos parâmetros τ , x e pela massa mínima do halo de matéria escura, também ocorrem nessa população. Comparando com os resultados da População III, a População II poderia entrar a partir de $z = 2$ formando um modelo híbrido e, talvez melhorando as curvas teóricas para *redshifts* menores que 2.

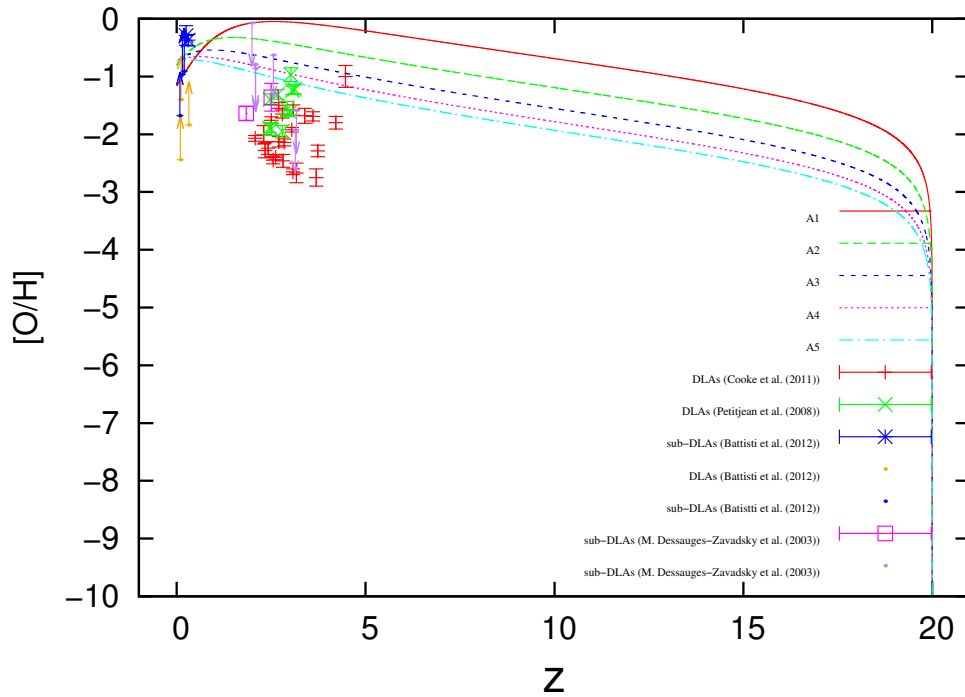


Figura 7.53 - Modelo A para População II com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

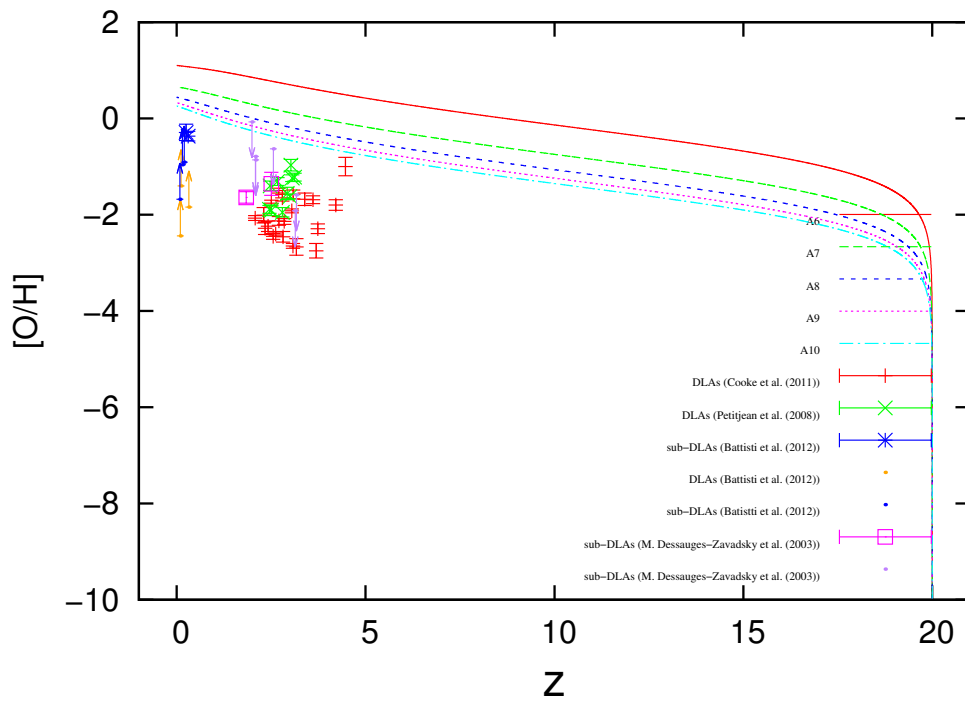


Figura 7.54 - Modelo A para População II com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

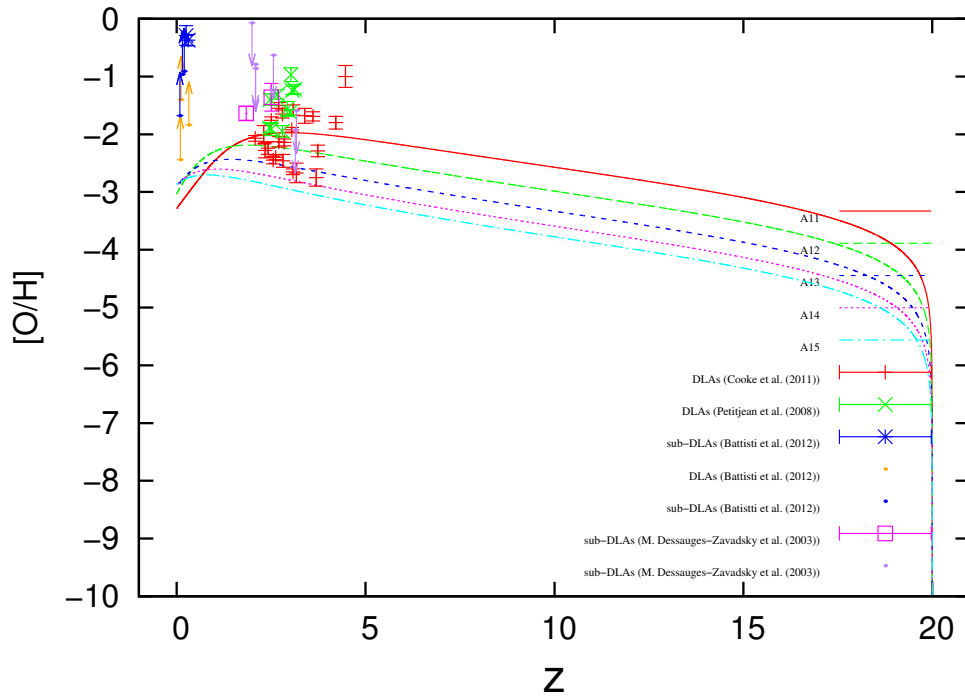


Figura 7.55 - Modelo A para População II com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

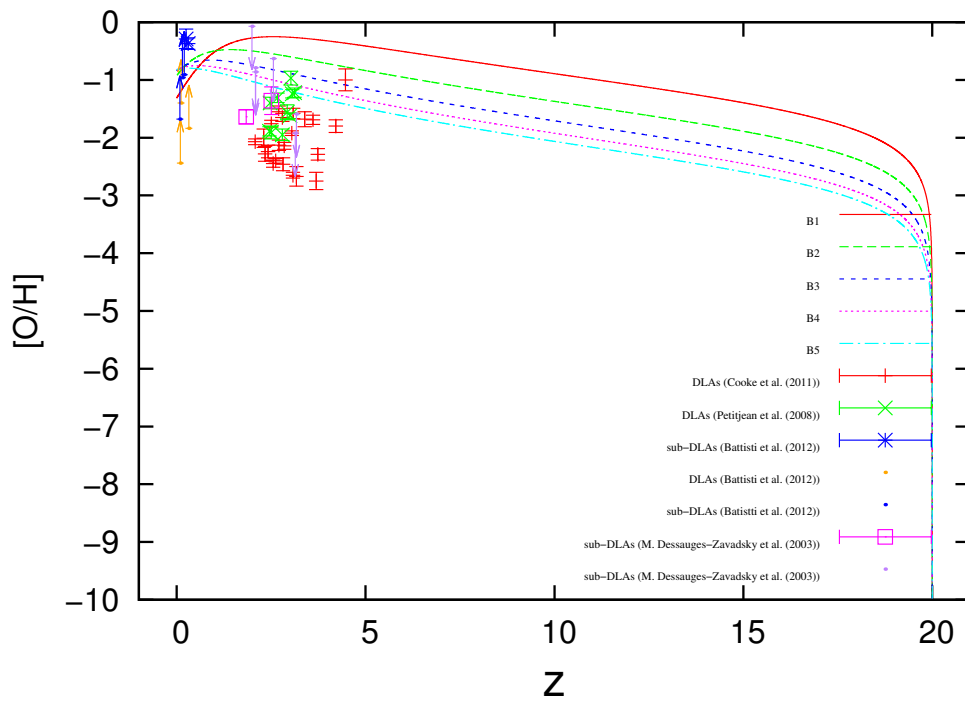


Figura 7.56 - Modelo B para População II com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

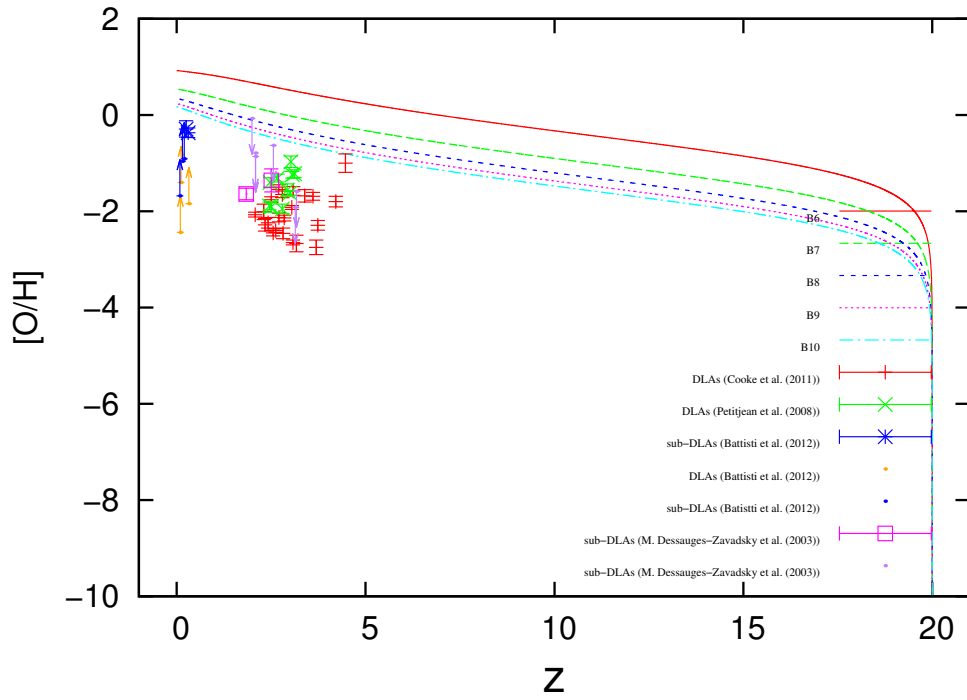


Figura 7.57 - Modelo B para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

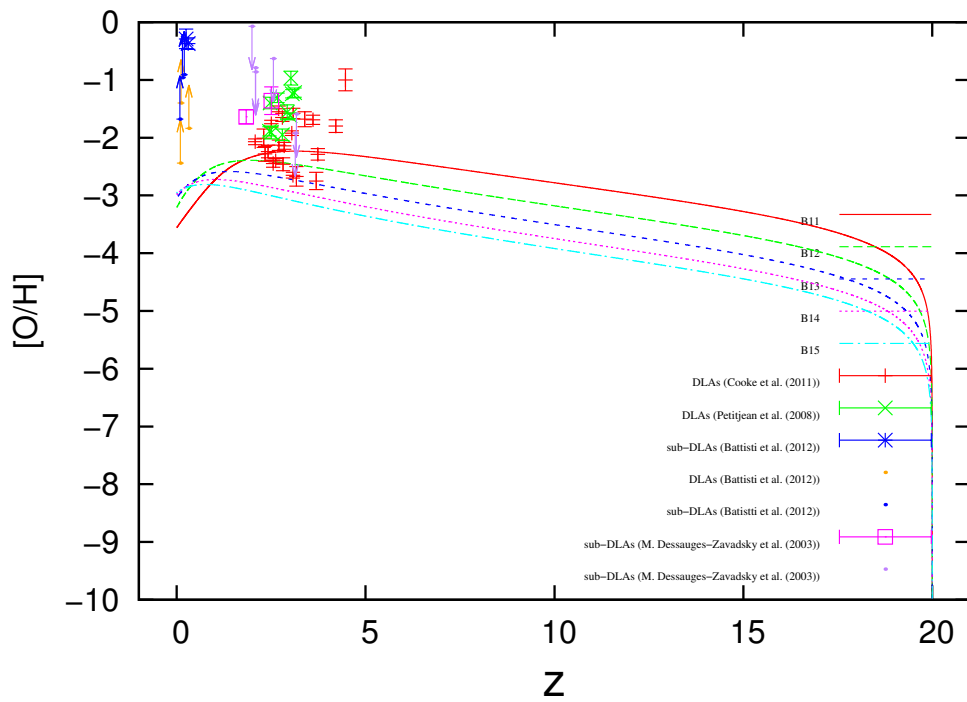


Figura 7.58 - Modelo B para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

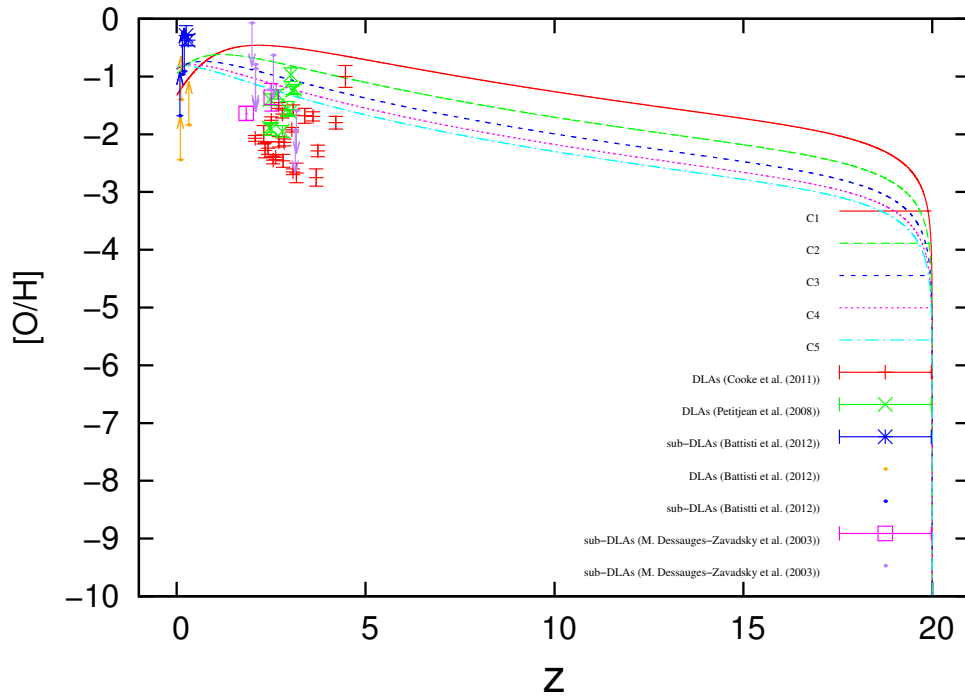


Figura 7.59 - Modelo C para População II com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

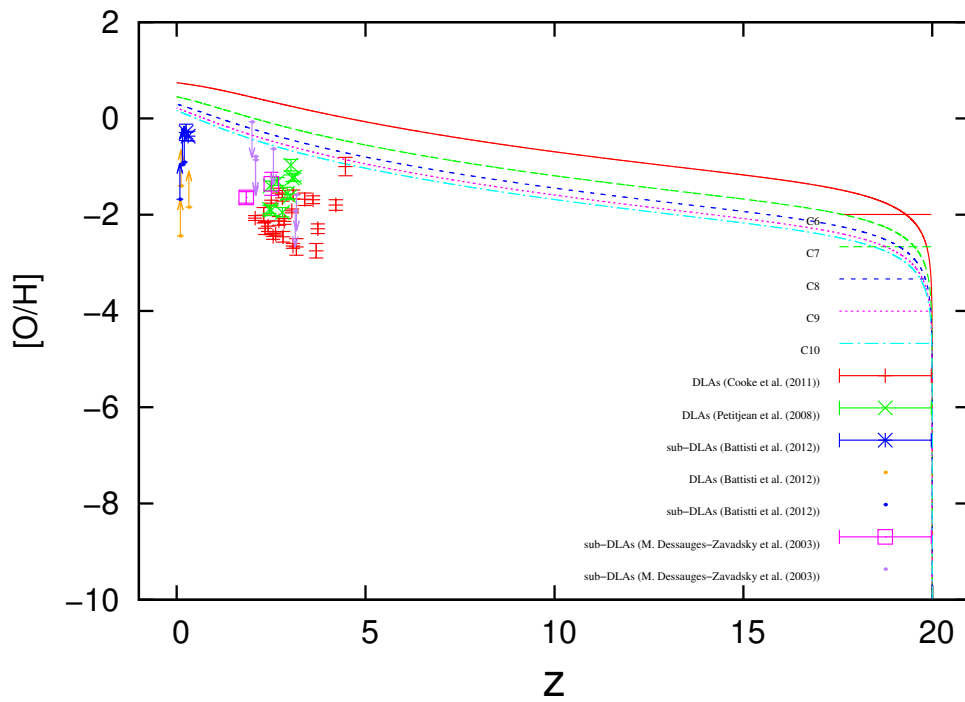


Figura 7.60 - Modelo C para População II com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

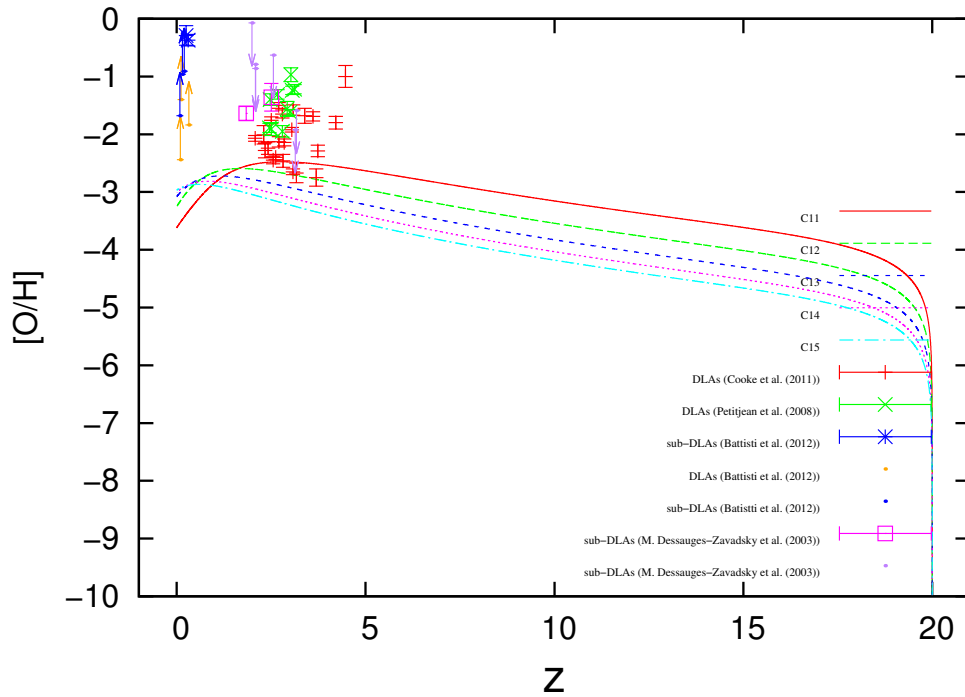


Figura 7.61 - Modelo C para População II com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

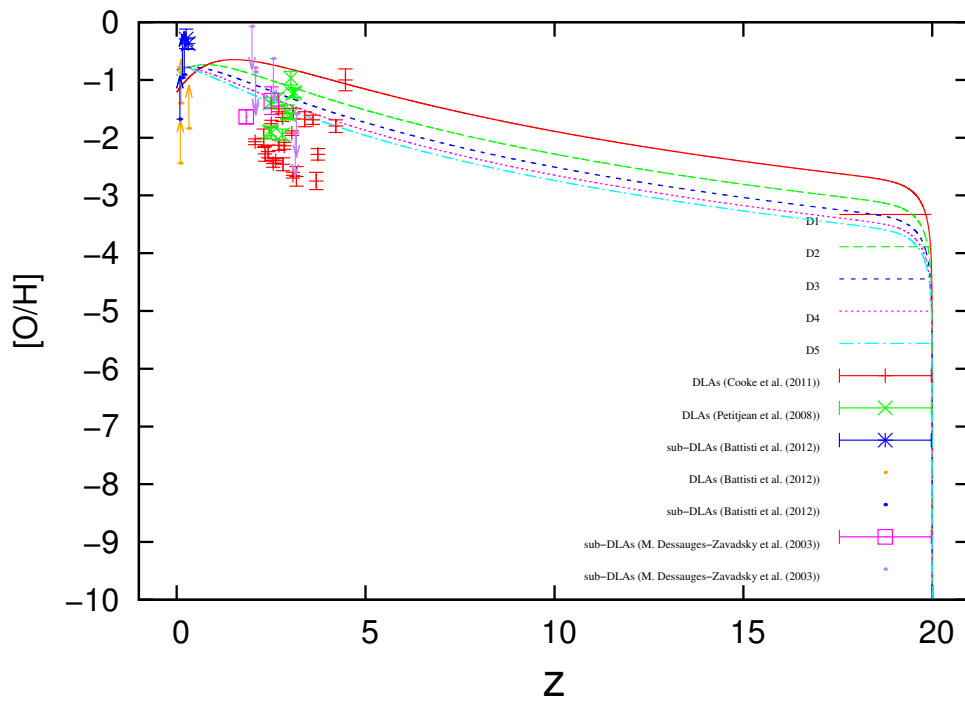


Figura 7.62 - Modelo D para População II com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

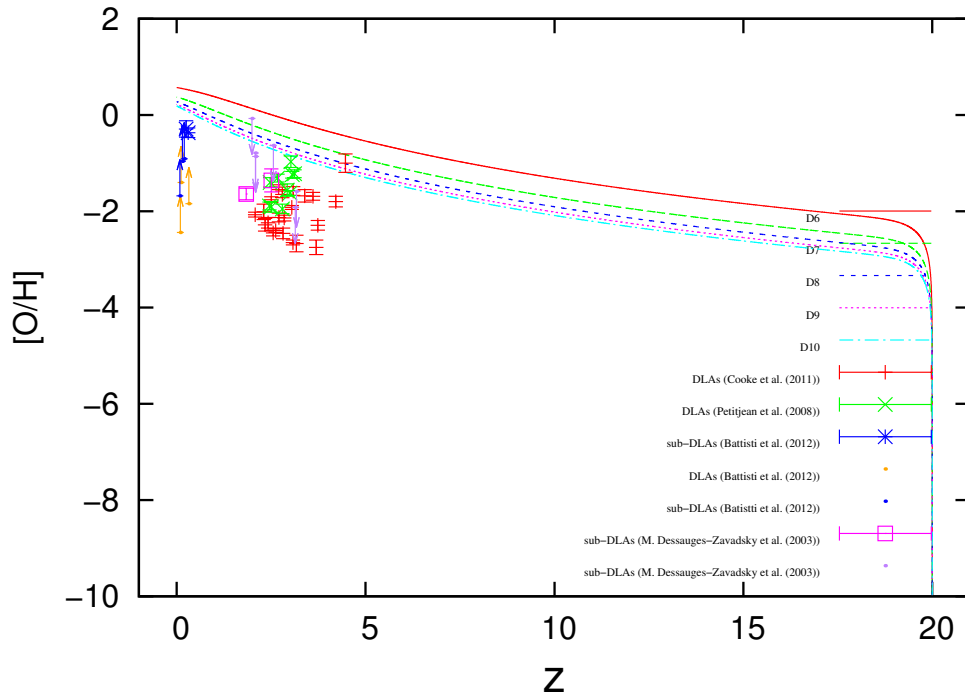


Figura 7.63 - Modelo D para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

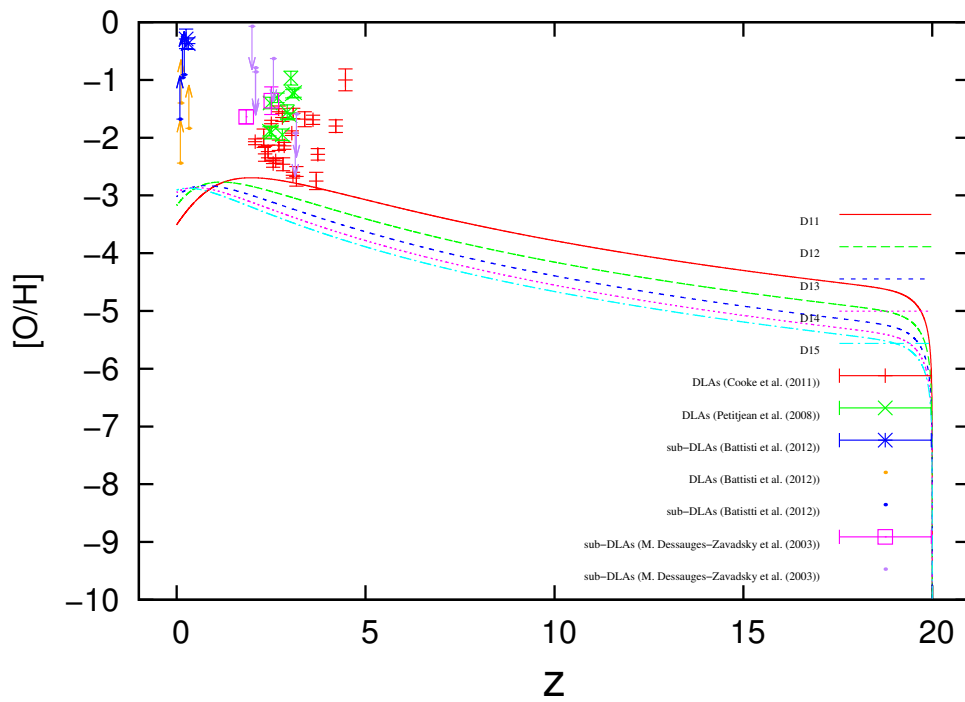


Figura 7.64 - Modelo D para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

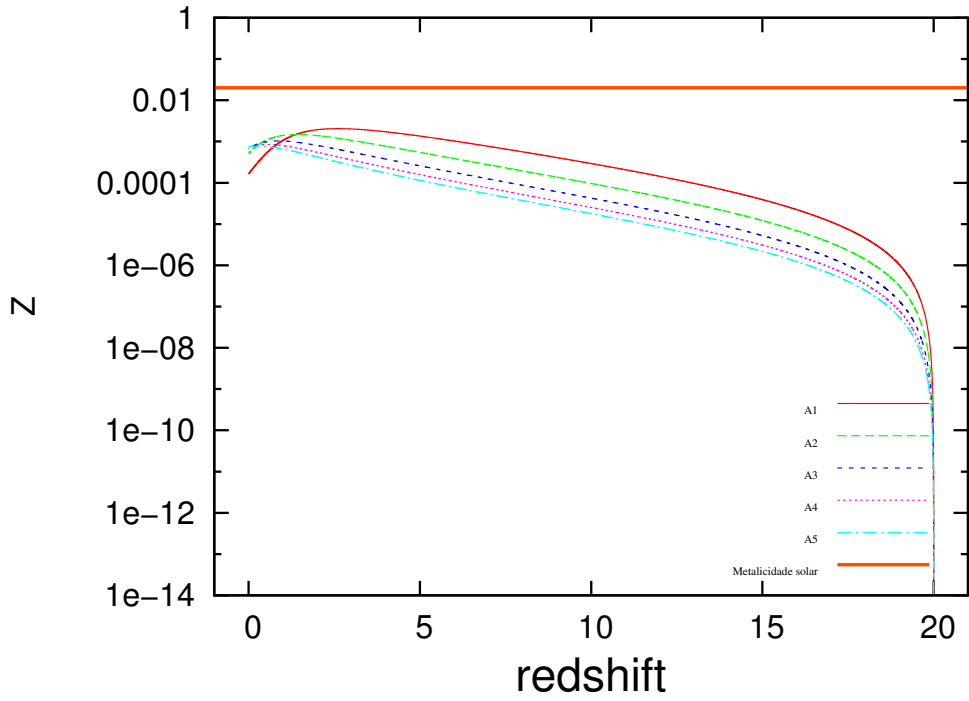


Figura 7.65 - Metalicidade total. Modelo A para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

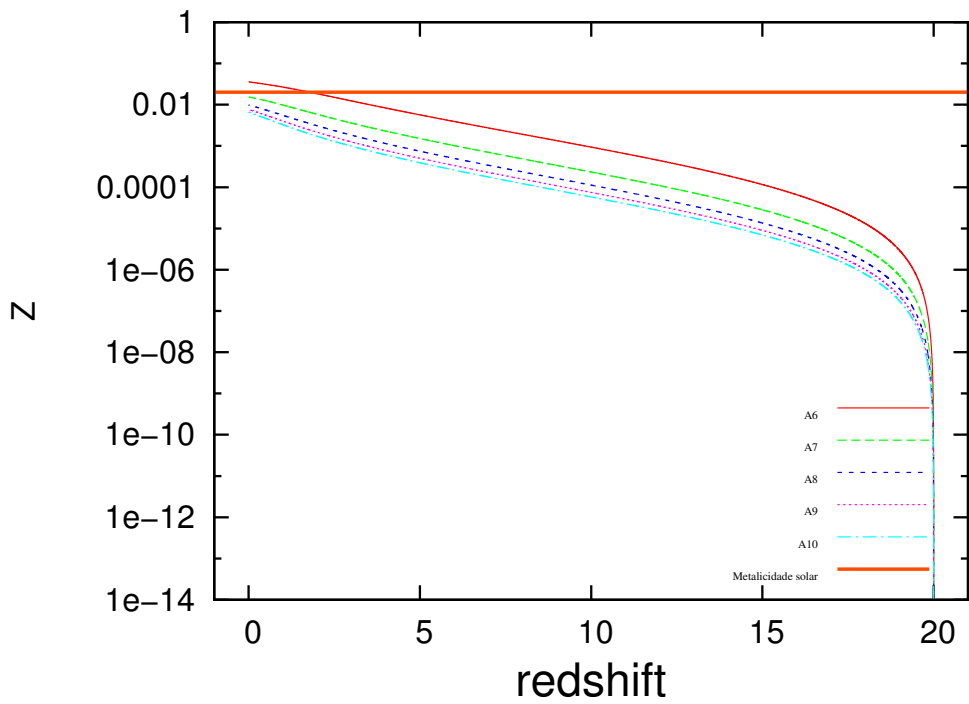


Figura 7.66 - Metalicidade total. Modelo A para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

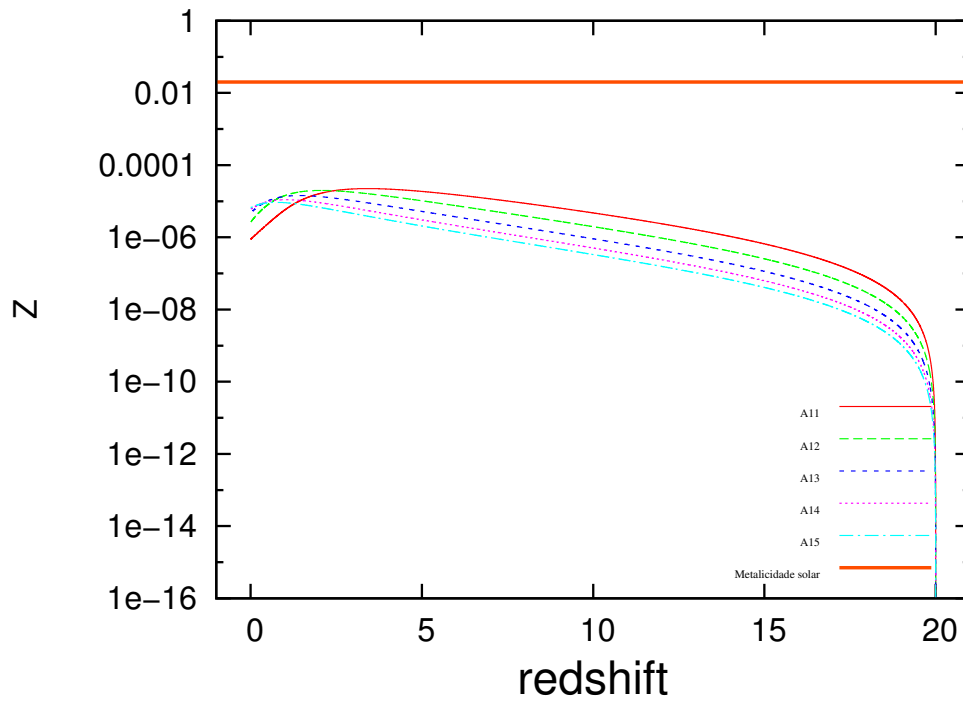


Figura 7.67 - Metalicidade total. Modelo A para População II com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

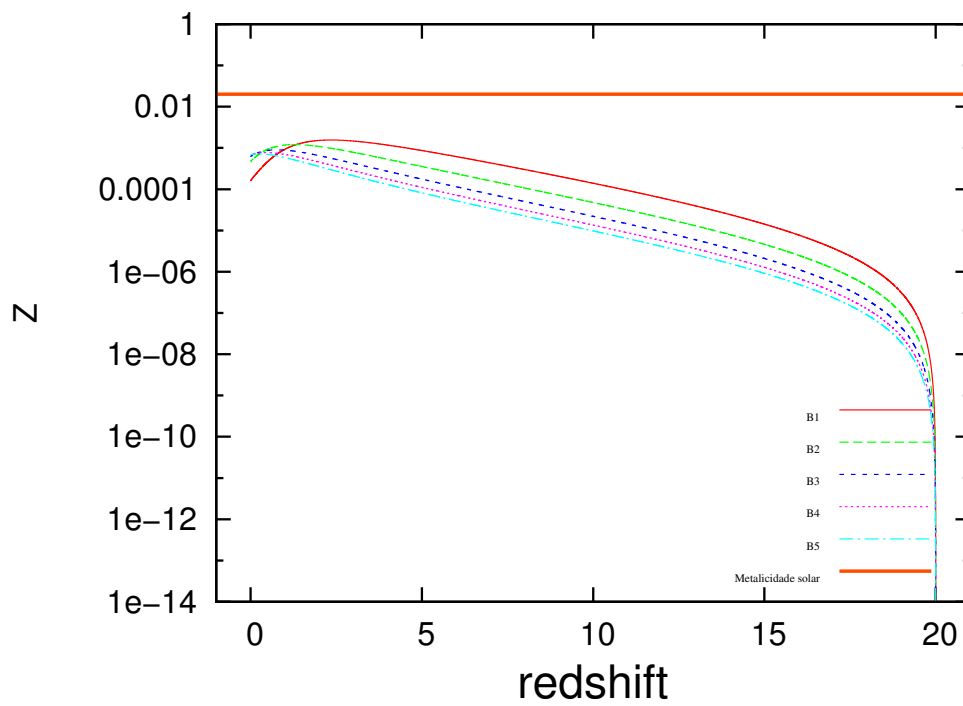


Figura 7.68 - Metalicidade total. Modelo B para População II com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

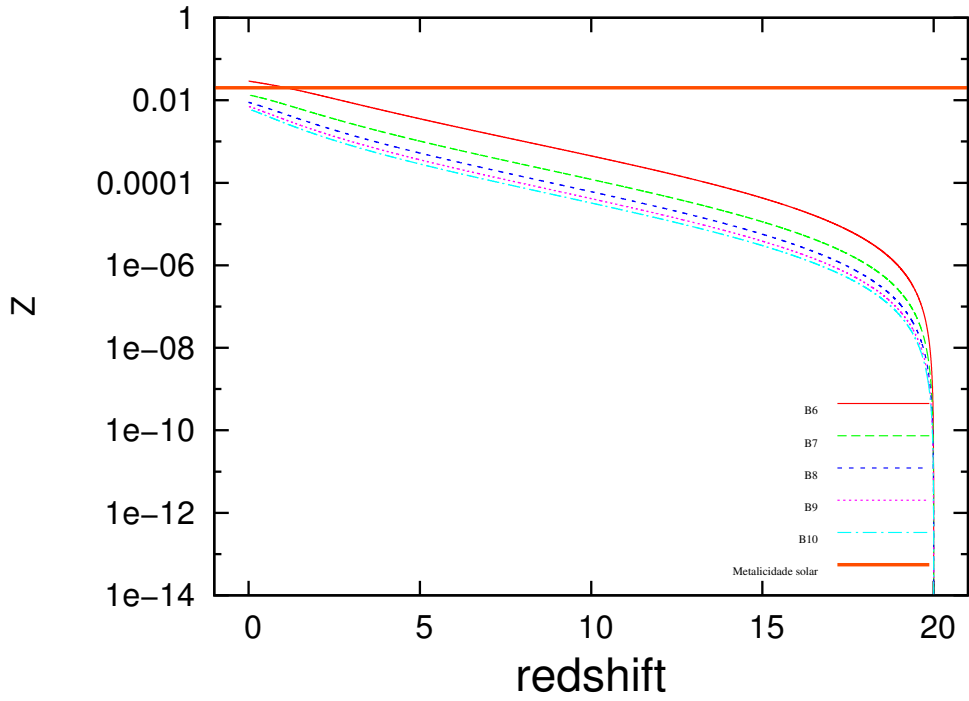


Figura 7.69 - Metalicidade total. Modelo B para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

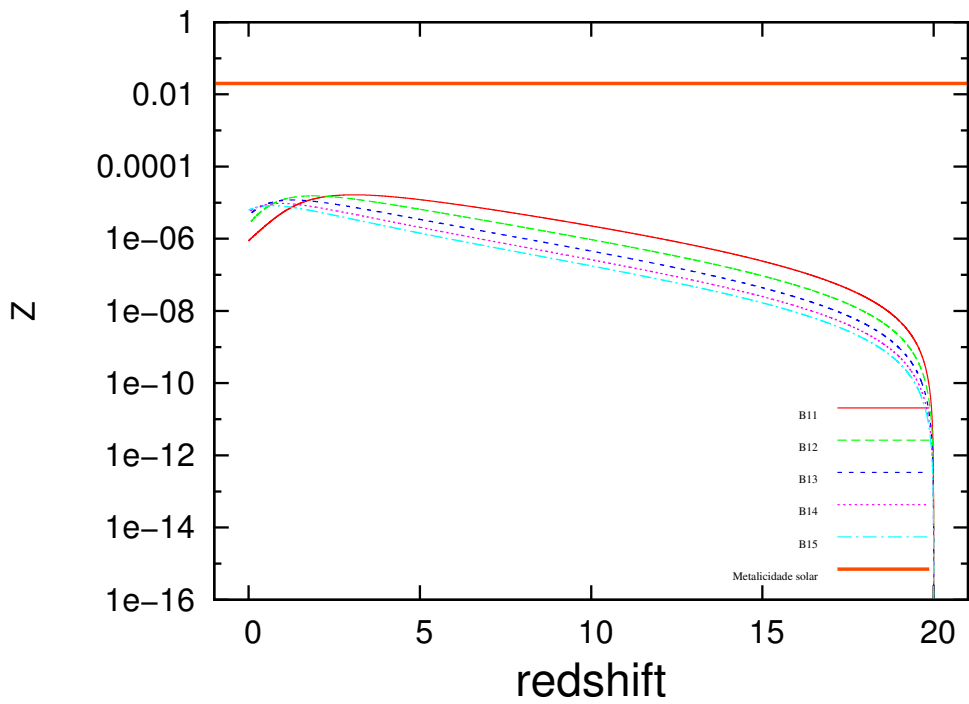


Figura 7.70 - Metalicidade total. Modelo B para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

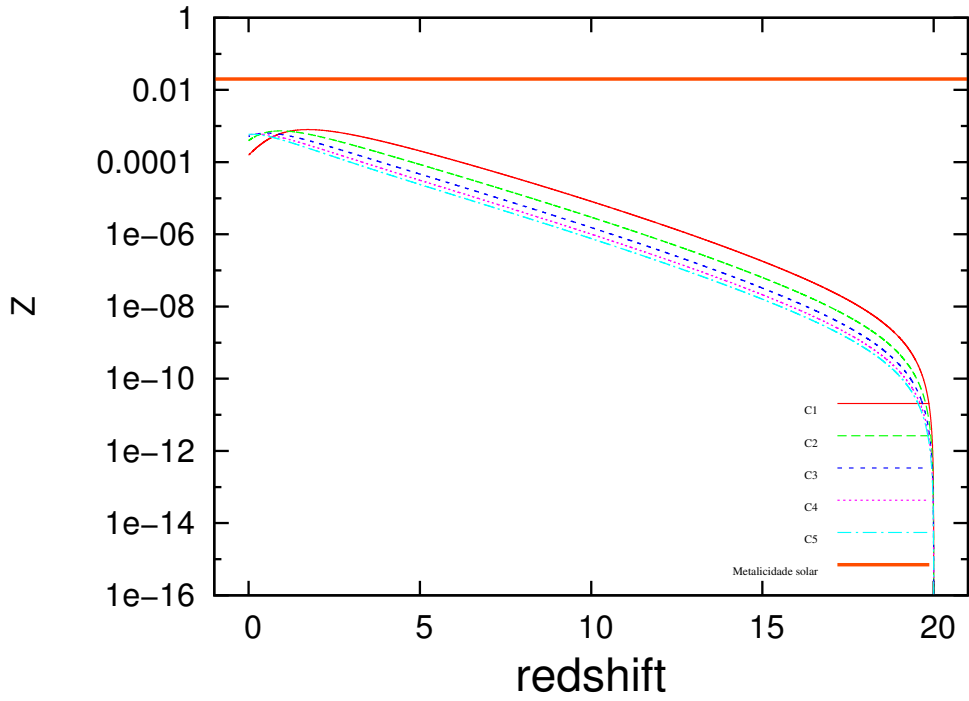


Figura 7.71 - Metalicidade total. Modelo C para População II com $x = 1, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

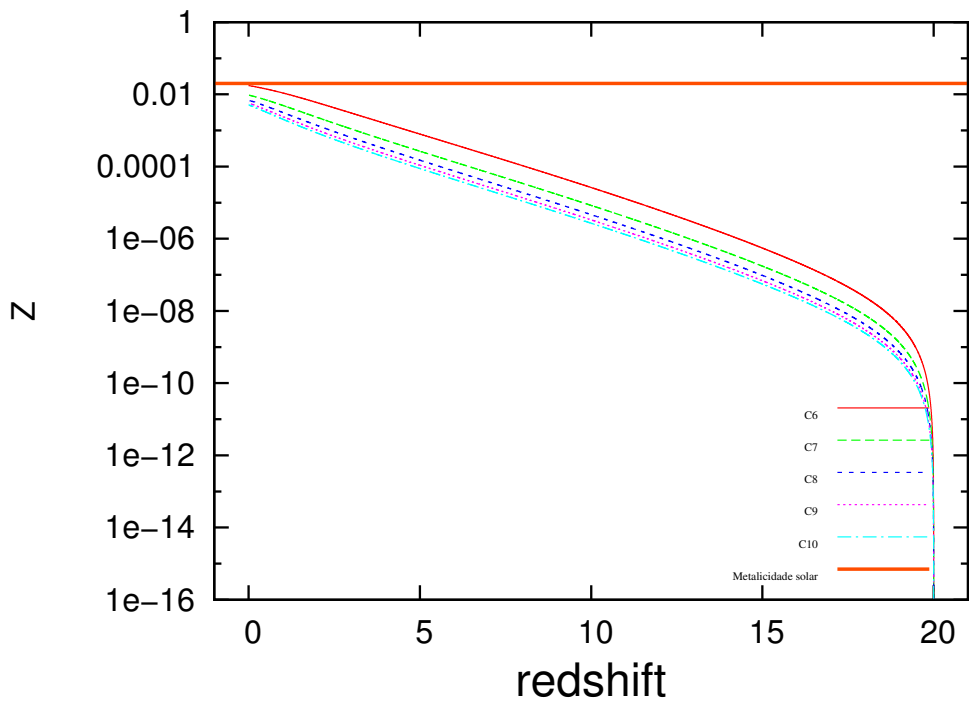


Figura 7.72 - Metalicidade total. Modelo C para População II com $x = 0, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

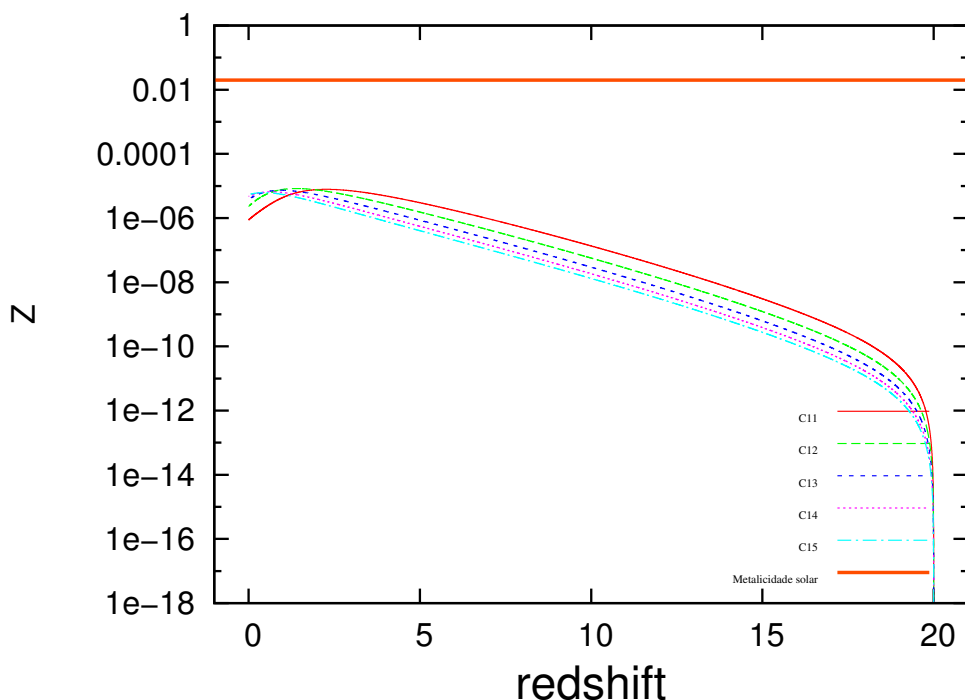


Figura 7.73 - Metalicidade total. Modelo C para População II com $x = 2, 35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

No geral, percebemos a importância da escala característica de formação estelar, τ , do expoente da IMF, x , e da massa mínima dos halos de matéria escura. Mudando esses parâmetros, conseguimos produzir vários modelos e chegar naqueles que estão em melhor acordo com os dados observacionais. Os melhores modelos são os que têm $\tau = 2$ Gyr e $\tau = 3$ Gyr e cuja formação estelar ocorra em um halo de $M_{min} = 10^6 - 10^8 M_{\odot}$. As Tabelas 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5 fornecem valores importantes que caracterizam cada modelo como o *redshift* de máxima formação estelar, z_* , o *redshift* de máxima abundância de oxigênio, $z_{[O/H]}$, do zinco, $z_{[Zn/H]}$, e metalicidade total, Z , para a População III e $z_{[O/H]}$ e Z para a População II. Além da análise χ^2 reduzido para todos os modelos. Um dado muito importante é o ϵ_* , que além de fornecer a eficiência, ele é o parâmetro de normalização da CSFR. Seu valor é diferente para cada modelo para que no presente tenhamos sempre $\dot{\rho} = 0,0135 M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$. Portanto, seu valor é maior para os modelos que possuem menor valor de τ e assim maior valor de k (Capítulo 4). Esses modelos deverão ter uma eficiência de formação estelar mais alta no presente pois tem menos gás para produzir $\dot{\rho} = 0,0135 M_{\odot} \text{Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1}$ em $z = 0$.

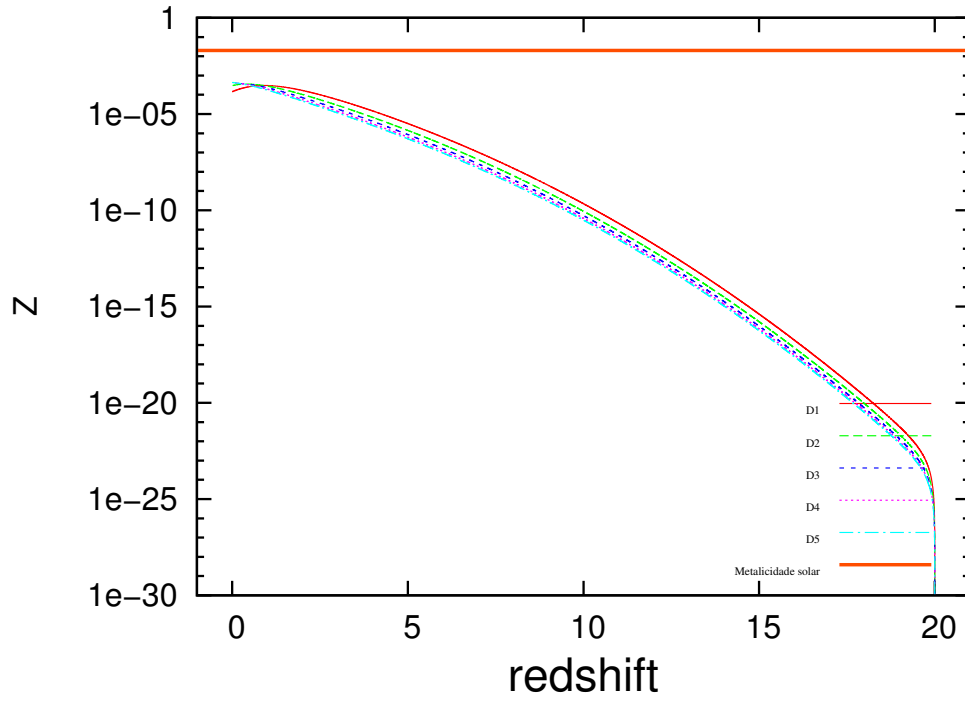


Figura 7.74 - Metalicidade total. Modelo D para População II com $x = 1,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

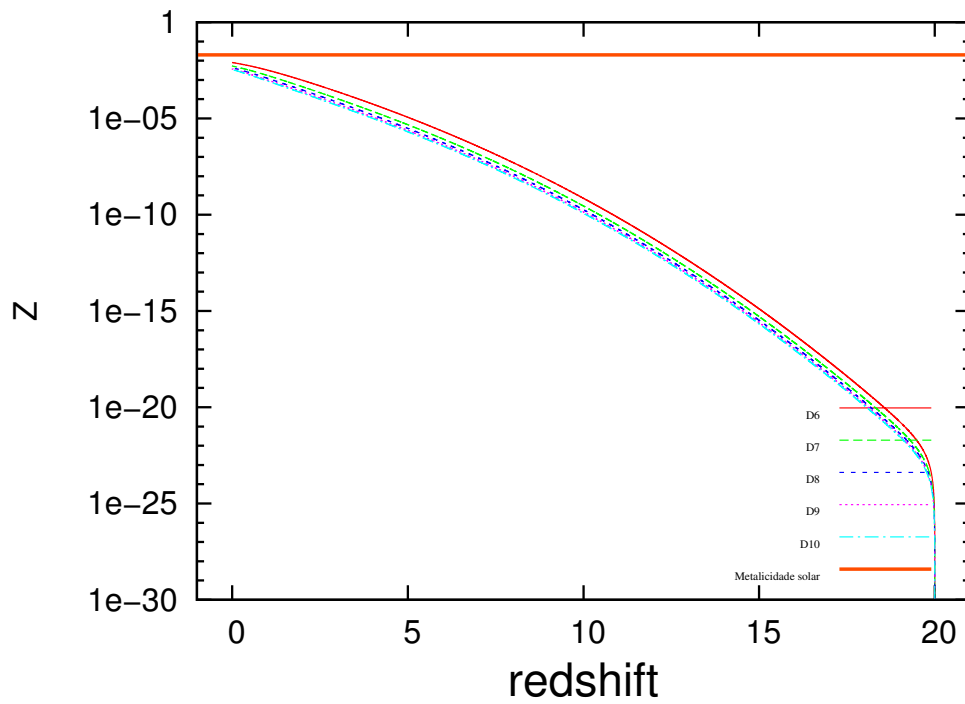


Figura 7.75 - Metalicidade total. Modelo D para População II com $x = 0,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

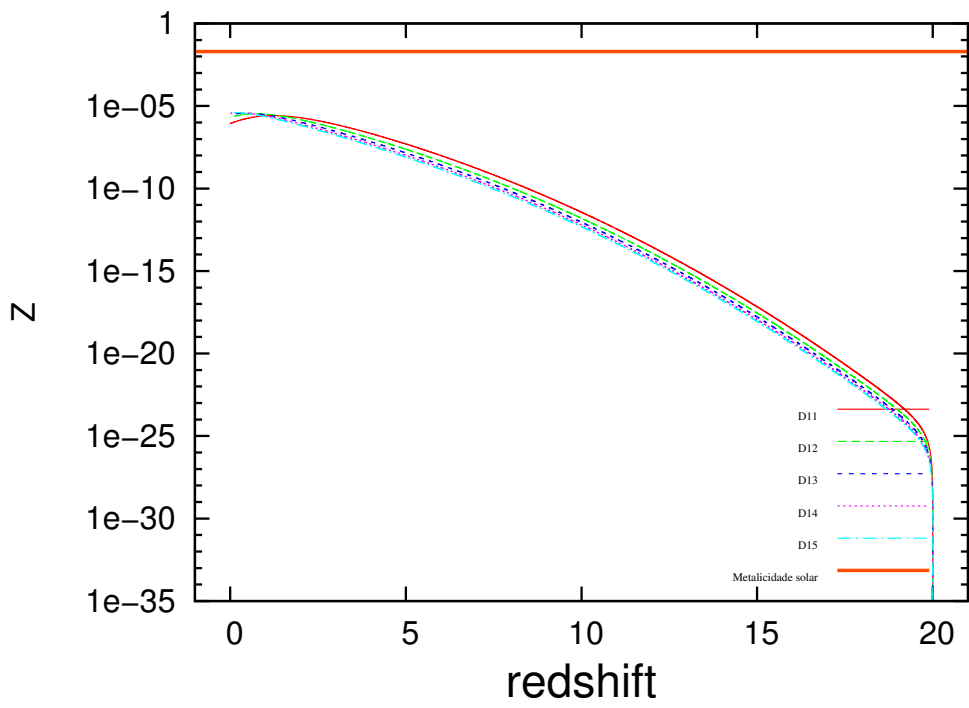


Figura 7.76 - Metalicidade total. Modelo D para População II com $x = 2,35$ e τ variando de 1 a 5(Gyr).

Tabela 7.2 - Família de modelos A. Massa mínima do halo $M = 10^6 M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2, 0$.

Modelo	x (IMF)	τ (Gyr)	ϵ_* (eficiência)	População III			População II			χ_r^2	χ_r^2 ($z < 2, 0$)
				z_*	$z_{[O/H]}$	$z_{[Zn/H]}$	z_z	$z_{[O/H]}$	z_z		
A1	1,35	1	0,47584	6,07333	2,75667	2,75667	2,78333	2,57000	2,61000	2,14710	0,73289
A2	1,35	2	0,28878	4,57000	1,62500	1,62500	1,56000	1,48000	1,42667	0,51247	0,44240
A3	1,35	3	0,18572	3,80000	1,07500	1,07500	0,99167	0,95167	0,87667	0,24279	0,25378
A4	1,35	4	0,14494	3,30333	0,71500	0,71500	0,64167	0,60500	0,54000	0,26488	0,25140
A5	1,35	5	0,12736	2,94500	0,45500	0,45500	0,39500	0,35333	0,30167	0,30734	0,27673
A6	0,35	1	0,26531	5,11667	1,29667	1,29667	1,21500	0,00000	0,00000	1,29783	0,76601
A7	0,35	2	0,12853	3,77667	0,47500	0,47500	0,40000	0,00000	0,00000	0,24733	0,26011
A8	0,35	3	0,09207	3,09833	0,06167	0,06167	0,01000	0,00000	0,00000	0,28128	0,25968
A9	0,35	4	0,08134	2,66500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,33667	0,29693
A10	0,35	5	0,07855	2,35333	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,37398	0,32580
A11	2,35	1	0,71578	6,69000	2,97333	2,97333	3,42333	2,97167	3,42000	3,10526	0,65838
A12	2,35	2	0,53448	5,12500	1,91000	1,91000	2,06833	1,90667	2,06667	1,31290	0,76823
A13	2,35	3	0,35631	4,31333	1,42333	1,42333	1,43167	1,42167	1,43000	0,41818	0,39447
A14	2,35	4	0,25932	3,78667	1,07667	1,07667	1,04000	1,07500	1,03833	0,24797	0,26094
A15	2,35	5	0,21092	3,40333	0,81000	0,81000	0,76500	0,80833	0,76500	0,25018	0,24518

Tabela 7.3 - Família de modelos B. Massa mínima do halo $M = 10^8 M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2, 0$.

Modelo	x (IMF)	τ (Gyr)	ϵ_* (eficiência)	z_*	População III			População II			χ_r^2	χ_r^2 ($z \leq 2, 0$)
					$z_{[O/H]}$	$z_{[Zn/H]}$	z_z	$z_{[O/H]}$	z_z	z_z		
B1	1,35	1	0,34477	5,03500	2,73667	2,73667	2,50500	2,55500	2,35000	1,28095	0,60078	
B2	1,35	2	0,21826	3,78667	1,57000	1,57000	1,40667	1,43167	1,28500	0,36108	0,35714	
B3	1,35	3	0,14798	3,14500	1,02000	1,02000	0,88500	0,90167	0,78000	0,24433	0,24552	
B4	1,35	4	0,11919	2,72833	0,66833	0,66833	0,56000	0,56167	0,46333	0,28354	0,25800	
B5	1,35	5	0,10674	2,42833	0,41500	0,41500	0,33000	0,31667	0,24000	0,32647	0,28591	
B6	0,35	1	0,19476	4,25500	1,25167	1,25167	1,08667	0,00000	0,00000	0,78286	0,57858	
B7	0,35	2	0,10240	3,13500	0,43667	0,43667	0,33167	0,00000	0,00000	0,24416	0,24808	
B8	0,35	3	0,07654	2,56667	0,03000	0,03000	0,00000	0,00000	0,00000	0,30050	0,26769	
B9	0,35	4	0,06904	2,20000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,35433	0,30621	
B10	0,35	5	0,06748	1,93500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,39940	0,33456	
B11	2,35	1	0,51835	5,57000	3,16000	3,16000	3,08000	3,15667	3,07833	1,88093	0,58146	
B12	2,35	2	0,39225	4,26500	1,94500	1,94500	1,87333	1,94333	1,87167	0,79013	0,57993	
B13	2,35	3	0,27315	3,58667	1,39500	1,39500	1,29500	1,39333	1,29333	0,31535	0,32650	
B14	2,35	4	0,20650	3,14333	1,03500	1,03500	0,93333	1,03333	0,93167	0,24408	0,24843	
B15	2,35	5	0,17230	2,82333	0,77000	0,77000	0,67833	0,76833	0,67667	0,26609	0,24860	

Tabela 7.4 - Família de modelos C. Massa mínima do halo $M = 10^{10} M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2,0$.

Modelo	x (IMF)	τ (Gyr)	ϵ_* (eficiência)	População III			População II			χ_r^2	χ_r^2 ($z < 2,0$)
				z_*	$z_{[O/H]}$	$z_{[Zn/H]}$	z_z	$z_{[O/H]}$	z_z		
C1	1,35	1	0,24076	3,21000	2,32667	2,32667	1,84833	2,17667	1,73333	0,38519	0,36596
C2	1,35	2	0,16707	2,41667	1,31167	1,31167	1,03000	1,19333	0,93333	0,25714	0,25742
C3	1,35	3	0,12725	1,99500	0,82167	0,82167	0,61667	0,716667	0,52833	0,29743	0,25296
C4	1,35	4	0,11036	1,71667	0,50667	0,50667	0,34833	0,411667	0,26667	0,34853	0,28739
C5	1,35	5	0,10361	1,51167	0,27833	0,27833	0,15333	0,188333	0,07667	0,38606	0,31811
C6	0,35	1	0,14013	2,73667	1,03833	1,03833	0,76667	0,00000	0,00000	0,30029	0,31644
C7	0,35	2	0,87880	2,00333	0,30167	0,30167	0,15000	0,00000	0,00000	0,29194	0,24957
C8	0,35	3	0,07272	1,61833	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,36350	0,29878
C9	0,35	4	0,06988	1,36500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,40840	0,33753
C10	0,35	5	0,06979	1,18167	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,43639	0,36356
C11	2,35	1	0,36082	3,56500	2,77167	2,77167	2,27267	2,77000	2,27000	0,51276	0,40069
C12	2,35	2	0,28203	2,74500	1,68833	1,68833	1,39667	1,68667	1,39500	0,30083	0,31685
C13	2,35	3	0,21527	2,30333	1,17500	1,17500	0,95000	1,17500	0,94833	0,25967	0,24619
C14	2,35	4	0,17701	2,01000	0,84500	0,84500	0,66167	0,84500	0,66000	0,29125	0,24927
C15	2,35	5	0,15683	1,79333	0,60500	0,60500	0,45167	0,60333	0,45000	0,33030	0,27336

Tabela 7.5 - Família de modelos D. Massa mínima do halo $M = 10^{12} M_{\odot}$. Os parâmetros representados na tabela são, respectivamente: expoente da IMF, escala característica de formação estelar, eficiência da formação estelar, z onde a formação de estrelas é máxima, z onde a taxa de oxigênio é máxima, z onde a taxa de zinco é máxima, z onde a metalicidade total é máxima (para a População III, repetem-se dois parâmetros para a População II), χ^2 reduzido para o intervalo dos dados observacionais da CSFR e χ^2 reduzido para $z \leq 2,0$.

Modelo	x (IMF)	τ (Gyr)	ϵ_* (eficiência)	z_*	População III			População II			χ_r^2	χ_r^2 ($z \leq 2,0$)
					$z_{[O/H]}$	$z_{[Zn/H]}$	z_z	$z_{[O/H]}$	z_z	z_z		
D1	1,35	1	0,17096	1,53167	1,62000	1,62000	0,98167	1,51167	0,91167	0,32741	0,24116	
D2	1,35	2	0,13589	1,12667	0,86333	0,86333	0,48333	0,77167	0,41833	0,39250	0,28948	
D3	1,35	3	0,12053	0,89333	0,47833	0,47833	0,20667	0,39500	0,14333	0,44378	0,34251	
D4	1,35	4	0,11625	0,73500	0,22333	0,22333	0,01833	0,14333	0,00000	0,47683	0,37951	
D5	1,35	5	0,11715	0,61500	0,03333	0,03333	0,00000	0,00000	0,00000	0,49856	0,40465	
D6	0,35	1	0,10465	1,31000	0,65667	0,65667	0,29500	0,00000	0,00000	0,35468	0,25613	
D7	0,35	2	0,08295	0,91000	0,05667	0,05667	0,00000	0,00000	0,00000	0,43899	0,33709	
D8	0,35	3	0,07941	0,68667	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,48523	0,38906	
D9	0,35	4	0,08203	0,53667	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,51093	0,41911	
D10	0,35	5	0,08713	0,42500	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,52683	0,43804	
D11	2,35	1	0,25312	1,71500	1,97833	1,97833	1,23000	1,97667	1,23000	0,31090	0,23888	
D12	2,35	2	0,21042	1,31333	1,17667	1,17667	0,72667	1,17500	0,72500	0,35441	0,25598	
D13	2,35	3	0,18145	1,07667	0,77167	0,77167	0,44000	0,77000	0,44000	0,40155	0,29800	
D14	2,35	4	0,16677	0,91333	0,50500	0,50500	0,24333	0,50333	0,24333	0,43856	0,33665	
D15	2,35	5	0,16070	0,78833	0,30833	0,30833	0,09667	0,30667	0,09667	0,46536	0,36636	

8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Por meio do acoplamento de um modelo de evolução química simples ao código de Pereira e Miranda (2010) conseguimos resultados bastante interessantes do ponto de vista da evolução cósmica da metalicidade em estruturas.

Tomando por base os resultados $[O/H]$ dos nossos modelos é possível inferir que até $redshift \sim 2$ poderíamos ter objetos de População III contribuindo de forma preponderante para o enriquecimento químico do Universo. Essa população poderia ser majoritariamente determinada por uma IMF do tipo Salpeter com x próximo a 1,35. Em particular, nossos modelos mostram que estrelas de População III poderiam ter massas entre 0,1 a $260 M_{\odot}$, sendo o oxigênio produzido de forma predominante pelas estrelas no intervalo 140 a $260 M_{\odot}$.

A comparação dos resultados dos nossos modelos com as observações de $[O/H]$, dos sistemas de DLAs e sub-DLAs, além dos próprios dados da taxa cósmica de formação estelar a alto $redshift$ ($2 < z < 5$), permitem afirmar que os melhores modelos são os que possuem massa mínima dos halos, permitindo formação estelar, no intervalo $10^6 - 10^8 M_{\odot}$ (vide em particular Madau e Rees (2001)). Os mesmos modelos comparados com as observações também nos indicam que o parâmetro τ deve estar entre 2 e 3 Gyr.

Nossos modelos também fornecem a indicação de que a transição das Populações III para a População II poderia ter ocorrido próximo de $z \sim 2 - 3$. Nesse caso, tomando os modelos A e B com $x = 1,35$ e $\tau \sim 2 - 3$ Gyr, seria possível dizer que a metalicidade crítica de transição está entre $Z \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ (que corresponde a $Z \sim 5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2} Z_{\odot}$).

Nós também obtivemos resultados para $[Zn/H]$ com o intuito, inicial, de avaliar a possibilidade das medidas observacionais de $[O/H]$ serem afetadas por depleção de poeira. Contudo, pelo fato dos modelos apresentarem, em geral, uma sub-abundância de Zn, fica a impressão de que para levar em conta a produção desse elemento, nós deveríamos incluir um ingrediente a mais nos modelos que seria a possibilidade de binárias de População III/II de massa intermediária/baixa massa. Essas binárias produziriam eventos do tipo supernova Ia, em razão desses sistemas serem os principais produtores dos elementos químicos do pico do ferro.

Nossos modelos com $\tau \sim 1 - 3$ Gyr mostram um decréscimo de $[O/H]$ no intervalo em $redshift \sim 0 - 1$. Por outro lado, os dados observacionais coletados de

DLAs/sub-DLAs apresentam marginalmente o comportamento contrário (os sistemas mais próximos são sub-DLAs ricos em metais). Então, as abundâncias dos sistemas próximos representariam um importante vínculo adicional a modelos híbridos de evolução química.

Como perspectivas futuras fica a construção de um modelo de binárias para a População III, um modelo híbrido com População III e População II, a inclusão de mais elementos do tipo α e do pico do ferro, um estudo mais aprofundado sobre os objetos absorvedores usados nesta dissertação, os DLAs e os sub-DLAs complementado por um estudo mais refinado da contribuição dessas estrelas para a reionização do Universo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABEL, T.; BRYAN, G. L.; NORMAN, M. L. The formation of the first stars in the universe. **Science**, v. 5552, 2002. 31

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D. Star formation density and the stochastic background of gravitational waves. **Physical Review D**, v. 71, n. 12, 2005. 17

ASPLUND, M.; GREVESSE, N.; SAUVAL, A. J.; SCOTT, P. The chemical composition of the sun. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 47, p. 481–522, 2009. 50, 51

BANDAY, A. J.; SHETH, R. K.; COSTA, L. N. da (Ed.). **Evolution of large scale structure: from recombination to Garching**. Garching: [s.n.], 1999. Proceedings of the MPA-ESO cosmology conference. 16

BATTISTI, A. J.; MEIRING, J. D.; TRIPP, T. M.; PROCHASKA, J. X.; WERK, J. K.; JENKINS, E. B.; LEHNER, N.; TUMLINSON, J.; THOM, C. The first observations of low-redshift damped $\text{Ly}\alpha$ systems with the cosmic origins spectrograph: chemical abundances and affiliated galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 744, n. 2, 2012. 1, 45, 51, 52

BOESGAARD, A. M.; STEIGMAN, G. Big bang nucleosynthesis: theories and observations. **Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics**, v. 23, p. 319–378, 1985. 4

CALURA, F.; MATTEUCCI, F.; VLADILO, G. Chemical evolution and nature of damped lyman α systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 340, n. 1, p. 59–72, 2003. 45

CEN, R.; OSTRIKER, J. P. Cosmic chemical evolution. **The Astrophysical Journal**, v. 519, n. 2, p. L109–L113, 1999. 46

CEN, R.; OSTRIKER, J. P.; PROCHASKA, J. X.; WOLFE, A. M. Metallicity evolution in the early universe. **The Astrophysical Journal**, v. 598, n. 2, p. 741–755, 2003. 46

COOKE, R.; PETTINI, M.; STEIDEL, C. C.; RUDIE, G. C. The most metal poor damped $\text{Ly}\alpha$ systems: insights into chemical evolution in the very metal-poor regime. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 417, 2011. 1, 45, 47, 51, 52

- COPI, C. J. A stochastic approach to chemical evolution. **The Astrophysical Journal**, v. 487, p. 704–718, 1997. 19
- DAIGNE, F.; OLIVE, K. A.; SILK, J.; STOEHR, F.; VANGIONI, E. Hierarchical growth and cosmic star formation: enrichment, outflows, and supernova rate. **The Astrophysical Journal**, v. 647, p. 773–786, 2006. 18, 41
- DESSAUGES-ZAVADSKY, M.; D’ODORICO, S.; MCMAHON, S. G.; P., M.; LEDOUX, C.; PÉROUX, C.; STORRIE-LOMBARDI, L. J. Uves observations of damped ly alpha system at $z_{abs} = 4,466$ towards the quasar apm br j0307-4945. **Astronomy and Astrophysics**, v. 370, 2001. 45
- DESSAUGES-ZAVADSKY, M.; D’ORICO, S.; MCMAHON, R. G.; PÉROUX, C. **UVES spectrum of APM BR J0307-4945**. Paris: Frontier Group, 2001. P. 327. 46
- DESSAUGES-ZAVADSKY, M.; PÉROUX, C.; KIM, T.-S.; D’ODORICO, S.; MCMAHON, R. G. A homogeneous sample of sub-damped lyman α systems-i. construction of the sample and chemical abundance measurements. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 345, p. 447–479, 2003. 1, 45, 47, 51, 52
- GNEDIN, N. **Cosmological calculator for the flat Universe**. 2001. Disponível em: <home.fnal.gov/~gnedin/cc>. Acesso em: 25 de outubro de 2012. xxiii, 52
- GREIF, T. H. **The formation of the first galaxies**. Tese (Doutorado) — University of Heidelberg, 2006. 31
- GREVESSE, N.; SAUVAL, A. J. Standart solar composition. **Space Science Reviews**, v. 85, n. 1/2, p. 161–174, 1998. 51, 76
- HAEHNELT, M. G.; STEINMETZ, M.; RAUCH, M. Damped ly α absorber at high redshift: Large disks or galactic building blocks? **Astrophysical Journal**, v. 495, 1998. 45
- HANSEN, C. J.; KAWALER, S. D.; TRIMBLE, V. **Stellar interiors: physical principles, structure, and evolution**. New York: Springer, 2004. 34
- HEGER, A.; WOOSLEY, S. E. The nucleosynthetic signature of population iii. **The Astrophysical Journal**, v. 567, 2002. xvii, xxiii, 1, 20, 31, 35, 36, 37, 38
- HOPKINS, A. M. On the evolution of star-forming galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 615, n. 1, 2004. 21, 54, 114

_____. Erratum: "on the evolution of star-forming galaxies" (apj, 615, 2004). **The Astrophysical Journal**, v. 654, n. 2, 2007. 21, 54, 114

JIMENEZ, R.; BOWEN, D. V.; MATTEUCCI, F. On the origin of damped Ly α systems: a case for low surface brightness galaxies? **Astrophysical Journal Letters**, v. 514, n. 2, p. L83, 1999. 45

JONES M. H.; LAMBOURNE, R. J. A. **A introduction to Galaxies and Cosmology**: an introduction to dynamical systems. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007. Página 266. xv, 9, 11

KHARE, P.; KULKARNI, V. P.; PÉROUX, C.; YORK, D. G.; LAUROESCH, J. T.; MEIRING, J. D. The nature of damped Lyman α and sub-damped Lyman α absorbers. **Astronomy and Astrophysics**, v. 464, p. 487–493, 2007. 47

KOMATSU, E.; SMITH, K. M.; DUNKLEY, J.; BENNETT, C. L.; GOLD, B.; HINSHAW, G.; JAROSIK, N.; LARSON, D.; NOLTA, M. R.; PAGE, L.; SPERGEL, D. N.; HALPERN, M.; HILL, R. S.; KOGERT, A.; LIMON, M.; MEYER, S. S.; ODEGARD, N.; TUCKER, G.; WEILAND, J. L.; WOLLACK, E.; WRIGHT, E. L. Seven-years Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological interpretation. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 192, n. 18, 2011. 9

LEDOUX, C.; PETITJEAN, P.; BERGERON, J.; WAMPLER, J.; SRINAND, R. On the kinematics of damped Lyman-alpha systems. **Astronomy and Astrophysics**, v. 337, p. 51–63, 1998. 45

LEQUEUX, J. **The interstellar medium**. 1. ed. Heidelberg: Springer, 2004. 47

LIMA, M. P. **Abundância de aglomerados de galáxias como observável cosmológico**: aplicações aos levantamentos fotométricos des e SDSS. Thesis (PhD), Rio de Janeiro, 14 de outubro 2010. 12, 13

LU, L.; SARGENT, W. L. W.; WOMBLE, D. S.; BARLOW, T. A. Properties of a high redshift galaxy at $z = 4$. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 457, n. 1, 1996. 45

MADAU, P.; FERGUSON, H. C.; DICKINSON, M. E.; GIAVALISCO, M.; STEIDEL, C. C.; FRUCHTER, A. High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 2$. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 283, n. 4, p. 1388–1404, 1996. 17

- MADAU, P.; REES, M. J. Massive black holes as population iii remnants. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 511, n. 1, p. L27–L30, 2001. 103
- MAEDER, A. Stellar yields as a function of initial metallicity and mass limit for black hole formation. **Astronomy and Astrophysics**, v. 264, n. 1, p. 105–120, 1992. xxiii, 38, 76
- MAIO, U.; CIARDI, B.; DOLAG, K.; TORNATORE, L.; KHOCHFAR, S. The transition from population iii to population ii - i star formation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 407, n. 2, p. 1003–1015, 2010. 53, 76
- MARIGO, P.; GIRARDI, L.; CHIOSI, C.; WOOD, P. R. Zero-metallicity stars i. evolution at constant mass. **Astronomy and Astrophysics**, v. 371, 2001. xvii, 32, 33
- MATHER, J.; FIXSEN, D. J.; SHAFER, R. A.; MOSIER, C.; WILKINSON, D. T. Calibrator design for the coBE far-infrared absolute spectrophotometer (firas). **Astrophysical Journal**, v. 512, n. 2, p. 511–520, 1999. 3
- MATTEUCCI, F.; MOLARO, P.; VLADILO, G. Chemical evolution of damped $\text{Ly}\alpha$ systems. **Astronomy and Astrophysics**, v. 321, p. 45–54, 1997. 45
- MOLARO, P.; BONIFACIO, P.; CENTURION, M.; D'ORICO, S.; VLADILO, G.; SANTIN, P.; MARCANTONIO, P. D. Uves observations of qso 000-2620: oxygen and zinc abundances in the damped $\text{Ly}\alpha$ galaxy at $z_{\text{abs}} = 3,3901$. **Astrophysical Journal**, v. 541, 2000. 48
- OBSERVATÓRIO NACIONAL. 2011. Cadeia próton-próton. Disponível em: http://www.on.br/site_edu_dist_2011/site/conteudo/modulo3/2-estrelas-da-sequencia-principal/cadeiap-p.html. Acesso em: fevereiro de 2012. 32
- O'SHEA, B. W.; MCKEE, C. F.; HEGER, A.; ABEL, T. First stars iii. **arXiv: 0801.2124v1**, 2008. Conference summary. 31
- PAGEL, B. E. J. **Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2009. 3, 4, 39, 40
- PEI, Y. C.; FALL, S. M. Cosmic chemical evolution. **Astrophysical Journal**, v. 454, 1995. 46

- PEI, Y. C.; FALL, S. M.; HAUSER, M. G. Cosmic histories of stars, gas, heavy elements, and dust in galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 522, n. 2, p. 604–626, 1999. 46
- PEREIRA, E. S. **Uma contribuição ao estudo do universo pré-galáctico**. Thesis (PhD), São José dos Campos, 2012. 30, 42
- PEREIRA, E. S.; MIRANDA, O. D. Stochastic background of gravitational waves generated by pre-galactic black holes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 401, n. 3, p. 1924–1932, 2010. xi, xiii, xxv, 1, 17, 18, 19, 20, 21, 31, 36, 41, 54, 103
- PETITJEAN, P.; LEDOUX, C.; SRIANAND, R. The nitrogen and oxygen abundances in the neutral gas at high redshift. **Astronomy & Astrophysics**, v. 480, p. 349–357, 2008. 1, 45, 51, 52
- PETTINI, M.; ELLISON, S. L.; STEIDEL, C. C.; BOWEN, D. V. Metal abundances at $z < 1, 5$: Fresh clues to the chemical enrichment history of damped Ly α systems. **The Astrophysical Journal**, v. 510, n. 2, p. 576–589, 1999. 46
- PETTINI, M.; KING, D. L.; SMITH, L. J.; HUNSTEAD, R. W. Dust in high-redshift galaxies. **The Astrophysical Journal**, v. 478, p. 537–541, 1997. 1, 48
- PRESS, W. H.; SCHECHTER, P. L. Formation of galaxies and clusters of galaxies by self-similar gravitational condensation. **Astrophysical Journal**, v. 187, p. 425–238, 1974. xi, xiii, 12, 13, 14
- PRESS, W. H.; TEUKOLSKY S. A. ANS VETERLLING, W. T.; FLANNERY, B. P. **Numerial recipes in fortran 77: the art os scientific computing**. Second edition. USA: Cambridge University Press, 1992. 113
- PRIALNIK, D. **An introduction to the theory of stellar structure and evolution**. New York: Cambridge University Press, 2000. 34
- PROCHASKA, J. X.; GAWISER, E.; WOLFE, A. M. Galactic chemical abundances at $z > 3$. first results from the echellette spectrograh and imager. **The Astrophysical Journal**, v. 552, n. 1, p. 99–105, 2001. 45
- PROCHASKA, J. X.; WOLFE, A. M. Protogalactic disk models of damped Ly alpha kinematics. **The Astrophysical Journal**, v. 507, n. 1, p. 113–130, 1998. 45

- _____. Metallicity evolution in the early universe. **Astrophysical Journal Letters**, v. 533, n. 1, 2000. L5. 46
- _____. The ucsc hires/keck i damped $\text{Ly}\alpha$ abundance. database ii. the implications. **The Astrophysical Journal**, v. 566, n. 1, p. 68–92, 2002. 46
- PÉROUX, C.; MCMAHON, R. G.; STORRIE-LOMBARDI, L. J.; IRWIN, M. J. The evolution of ω_{HI} and the epoch of formation of damped Lyman α absorbers. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 346, n. 4, p. 1103–1115, 2003. 46
- SALPETER, E. E. The luminosity function and stellar evolution. **Astrophysical Journal**, v. 121, 1955. 17, 18, 39
- HARWIT, M.; HAUSER, M. G. (Ed.). **The extragalactic infrared background and its cosmological implications**: proceedings of iau symposium, v. 204. IAU, Manchester: IAU Publications, 2001. Metallicity evolution of damped Lyman- α systems. 46
- SCALO, M. J. The stellar initial mass function. **Fundamentals of Cosmic Physics**, v. 11, p. 1–278, maio 1986. 19
- SCHMIDT, M. The rate of star formation. **Astrophysical Journal**, v. 129, 1959. 20
- SHETH, R. K.; TORMEN, G. Large-scale bias and the peak background split. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 308, n. 1, p. 119–126, 1999. 1, 14, 18
- SONGAILA, A.; COWIE, L. L. Approaching reionization. the evolution of the Ly α forest from $z = 4$ to $z = 6$. **The Astrophysical Journal**, v. 123, n. 5, p. 2183–2196, 2002. 45
- STORRIE-LOMBARDI, L. J.; WOLFE, A. M. Surveys for $z > 3$ damped Ly α absorption systems: The evolution of neutral gas. **The Astrophysical Journal**, v. 543, n. 2, p. 552–576, 2000. 45
- TINSLEY, B. M. A first approximation to the effect of evolution on q_0 . **Astrophysical Journal Letters**, v. 173, 1972. L93. 1, 38
- VLADILO, G. Chemical abundances of damped Ly α systems: a new method for estimating dust depletion effect. **Astronomy and Astrophysics**, v. 391, p. 407–415, 2002. 47, 48, 66

_____. A scaling law for interstellar depletions. **The Astrophysical Journal**, v. 569, n. 1, p. 295–303, 2002. 48, 66

VLADILLO, G.; BONIFACIO, P.; CENTURIÓN, M.; P., M. Zinc as a tracer of metallicity evolution of damped $\text{Ly}\alpha$ systems. **The Astrophysical Journal**, v. 543, n. 1, p. 24–27, 2000. 46

WHITE, M. **Big bang nucleosynthesis**. 2012. Disponível em: <<http://astro.berkeley.edu/~mwhite/darkmatter/bbn.html>>. Acesso em: dezembro de 2012. 41

WOLFE, A. M.; LANZETTA, K. M.; FOLTZ, C. B.; CHAFFEE, F. H. The large bright qso survey for damped $\text{Ly}\alpha$ absorption systems. **Astrophysical Journal**, v. 454, 1995. 45

WOLFE, A. M.; TURNSHEK, D. A.; SMITH, H. E.; COHEN, R. D. Damped lyman-alpha absorption by disk galaxies with large redshifts. i-the lick survey. **Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 61, p. 249–304, 1986. 45

APÊNDICE A - χ^2 REDUZIDO

Neste apêndice apresentamos uma breve explicação da análise estatística usada neste trabalho: o chi-quadrado reduzido, denotado por χ_r^2 .

De uma forma simples o χ_r^2 nada mais é do que o χ^2 dividido por d , que representa o número de pontos dos dados observacionais (n) menos o número de parâmetros livres do modelo (c). Ou seja,

$$d = n - c. \quad (\text{A.1})$$

Precisamos ajustar N pontos de dados (x_i, y_i) , $i = 1, \dots, N$ a um modelo que tem M parâmetros ajustáveis a_j , $j = 1 \dots M$. Esse modelo estabelece uma relação funcional entre as variáveis independentes e dependentes, da seguinte maneira:

$$y(x) = y(x; a_1, \dots, a_M), \quad (\text{A.2})$$

onde os parâmetros dependentes ficam no lado direito da igualdade. Para encontrar o melhor ajuste do modelo $y(x)$ ao conjunto de dados x_i, y_i precisamos considerar os estimadores de máxima verossimilhança.

Suponha que cada dado y_i tem um erro em sua medida, o qual é, de forma independente, aleatório e distribuído gaussianamente em torno do modelo real $y(x)$ e que cada ponto possui um desvio padrão σ_i . A probabilidade de um conjunto de dados é o produto das probabilidades de cada ponto (PRESS et al., 1992):

$$P \propto \prod_{i=1}^N \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y_i - y(x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \right] \Delta y \right\}, \quad (\text{A.3})$$

note que Δy indica pequenas variações em torno dos valores possíveis e contínuos y_i . Maximizar A.3 é o equivalente a maximizar o seu logaritmo, ou minimizar o seu logaritmo negativo,

$$\left[\sum_{i=1}^N \frac{[y_i - y(x_i)]^2}{2\sigma_i^2} \right] - N \log \Delta y. \quad (\text{A.4})$$

Desde que N , σ e Δy são constantes, minimizar a Equação A.4 é igual a minimizar a seguinte Equação:

$$\chi^2 \equiv \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - y(x_i; a_1 \dots a_n)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (\text{A.5})$$

que é chamada de "chi-quadrado".

Portanto o "chi-quadrado"reduzido (χ_r^2) é dado pela Equação a seguir:

$$\chi_r^2 = \frac{\chi^2}{n - c}. \quad (\text{A.6})$$

Para este trabalho foram usados 80 dados observacionais (HOPKINS, 2004), (HOPKINS, 2007) e 3 parâmetros livres (massa mínima dos halos de matéria escura em unidades de massa solar, escala característica de formação estelar (τ) e o expoente da função de massa inicial (x)) o que nos dá $d = 77$. Neste caso estamos levando em conta todos os dados observacionais disponíveis. Para a análise de χ_r^2 até *redshift* aproximadamente 2, temos menos dados observacionais e, conseqüentemente, d é menor que 77.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.