Universidade de São Paulo
Instituto Astronômico e Geofísico
Departamento de Astronomia

Linhas de Estrutura Fina em Absorção no Espectro de QSOs

Alex Ignácio da Silva

Orientador: Sueli M. M. Viegas

Dissertação apresentada à Universidade de São Paulo como requisito parcial à obtenção de grau de Mestre em Astronomia.

São Paulo, abril de 1999.

Aos meus pais,

Agradecimentos

À pesquisadora Sueli M. Viegas por tudo o que nenhum professor jamais fez por mim. Por indicar o caminho a ser trilhado e ainda sobretudo pela confiança transmitida desde o início e pela tolerância em relação às minhas falhas. Sou muito grato por TUDO.

Ao ilustre pesquisador José Ademir Sales de Lima, pela colaboração que resultou na melhora considerável do trabalho aqui apresentado.

Aos pesquisadores importantes que atenciosamente se ocuparam das minhas perguntas fúteis via e-mail: Limin Lu, Bob Blum, Evelyne Roueff, Francis Keenan, Katherine Roth, Francesco Haardt, Jason Prochaska.

Aos pesquisadores (ainda!) sem-importância: Ednilson (pelas aulas de ciclismo), Armando (por nada em especial), Jorge Meléndez-Moreno (pela ajuda no exame de qualificação), Iran (por não ter atrapalhado), Dimitri (pela colaboração no aluguel) e todos os outros que me suportaram ao longo desses dois anos.

Meu muito obrigado, e quem sabe um dia eu me torne um pesquisador como vocês!

Alex

Este trabalho só tornou-se possível graças ao suporte financeiro da FAPESP (sob contrato nº 97/00719-0).

Atreiú ergueu-se sobre o animal. Pegou com a mão direita o amuleto de ouro que trazia no peito e gritou o mais alto que pôde:

- Em nome da imperatriz Criança, calai-vos e escutai!

E o incrível aconteceu!

Como se tivessem ficado mudos de repente, os ventos calaram-se. Fecharam as bocas, e os oito olhos escancarados dos quatro gigantes fitaram AURIN. O redemoinho também parou. Fez-se de repente um silêncio de morte.

- Respondam-me!, gritou Atreiú. Onde ficam as fronteiras de Fantasia? Você sabe, Lirr?

- Não são a norte, respondeu o rosto de nuvens negras.

- E você, Báureo?

- Também não são a leste, replicou a cara de nuvens cinzentas como chumbo.

- Fale, Schirk!

- A sul não há fronteira, disse a cara de nuvens amarelas como enxofre.

- Mayestril, você sabe responder?

- Não há fronteiras a oeste, replicou a cara de nuvens vermelhas como fogo.

E depois disseram todos os quatro em uníssono:

- Quem é você, que traz o sinal da imperatriz Criança, e não sabe que Fantasia não tem fronteiras?

extraído de “A história sem fim”, de Michael Ende (ed. Martins Fontes).

Não pretendemos aqui atingir a verdade, tão somente ambicionamos ter caminhado um passo rumo ao infinito.

Resumo

Neste trabalho realizamos cálculos teóricos das razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^0, C^+ e Si^+ considerando em detalhes os efeitos dos diversos mecanismos de excitação: colisões, fluorescência e a radiação cósmica de fundo. Empregamos dados atômicos recentes coletados na literatura na resolução das equações de equilíbrio estatístico pertinentes.

A confrontação das razões de povoamento calculadas com as razões de densidades de coluna observadas disponíveis na literatura nos permite obter informações acerca das condições físicas (densidades volumétricas, intensidade de um campo de radiação UV presente, temperatura da radiação cósmica de fundo) e propriedades (dimensão característica e massa) dos sistemas *damped Lyman* α e *Lyman Limit* vistos em absorção no espectro de QSOs.

Como um aparte, e por sua relação com o tema do trabalho, também investigamos a lei de temperatura da radiação cósmica de fundo.

Abstract

In this work we perform theoretical calculations of the population ratios of fine structure levels of C^0, C^+ and Si^+ considering in detail the effect of the various excitation mechanisms: collisions, fluorescence and the cosmic background radiation. We employ recent atomic data, gathered in the literature, to solve the related statistical equilibrium equations.

The comparison of the calculated population ratios with the observed column densities ratios available in the literature allows us to obtain informations regarding the physical conditions (volume densities, intensity of a UV radiation field present, temperature of the cosmic background radiation) and properties (characteristic size and mass) of damped Lyman α and Lyman Limit systems seen in absorption in spectra of QSOs.

We also investigate the temperature law of the cosmic background radiation, which bears a tight relationship with this work.

Índice

AGRADECIMENTOS **III**

RESUMO **VI**

ABSTRACT **VII**

LISTA DE FIGURAS **IX**

LISTA DE TABELAS **X**

1. INTRODUÇÃO **1**

1.1 INTRODUÇÃO GERAL 1
1.2 CLASSIFICAÇÃO DOS SISTEMAS EM ABSORÇÃO 1
1.3 PLANO DA TESE 5

2. AS LINHAS DE ESTRUTURA FINA **6**

2.1 INTRODUÇÃO 6
2.2 EQUAÇÕES BÁSICAS 7
2.2.1 Mecanismos de Povoamento *7*
2.2.2 Equações de Equilíbrio Estatístico *11*
2.3 SELEÇÃO DAS LINHAS 14

3. RAZÕES DE POVOAMENTO **17**

3.1 DADOS ATÔMICOS 17
3.2 O CÓDIGO 18
3.3 O ÁTOMO C^0 19
3.4 O ÍON C^+ 27
3.5 O ÍON SI^+ 33

4. RAZÕES DE DENSIDADES DE COLUNA **38**

4.1 A FÍSICA DAS LINHAS EM ABSORÇÃO 38
4.2 DADOS OBSERVACIONAIS 46

5. CONDIÇÕES FÍSICAS **50**

5.1 SISTEMAS DLA 50
5.2 SISTEMAS LL 55

6. A RADIAÇÃO CÓSMICA DE FUNDO **62**

6.1 INTRODUÇÃO 62
6.2 A LEI DE TEMPERATURA 63
6.3 IMPONDO LIMITES EM T(Z) 64
6.4 CORREÇÕES DEVIDO A MECANISMOS ADICIONAIS DE POVOAMENTO 67

7. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS **70**

REFERÊNCIAS **71**

Lista de Figuras

1.1 Função de distribuição de densidades de coluna de hidrogênio neutro dos sistemas em absorção dos QSOs. 2
1.2 A floresta de Lyα. 3
1.3 Espectro típico de um sistema DLA. 4
1.4 Espectro típico de um sistema LL. 5
2.1 As linhas de estrutura fina do C II. 6
2.2 Intensidade média espectral do campo UV da Galáxia. 10
3.1 Taxas de colisão do C^0 com vários parceiros de colisão. 21
3.2 Razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^0 sob diferentes condições físicas. 23
3.3 Taxas de colisão do C^+ com vários parceiros de colisão. 28
3.4 Forças de colisão médias envolvendo os níveis excitados do C^+. 29
3.5 Razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^+ sob diferentes condições físicas. 31
3.6 Taxas de colisão do Si^+ com vários parceiros de colisão. 34
3.7 Forças de colisão médias envolvendo os níveis excitados do Si^+. 35
3.8 Razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do Si^+ sob diferentes condições físicas. 36
4.1 Diagrama esquemático de uma linha em absorção. 39
4.2 Curva de crescimento para a linha λ = 1548 Å do C IV. 43
4.3 Densidades de coluna aparentes para linhas do Ni II. 45
4.4 Espectro do QSO Q1756+23 mostrando as linhas de estrutura fina do C^0 em absorção. 48
4.5 As linhas de estrutura fina do C I. 49
5.1 Densidades volumétricas dos sistemas DLA como função da intensidade do campo UV presente. 54
5.2 Densidades volumétricas e intensidades do campo UV que reproduzem a razão das linhas do C II no sistema DLA observado Ge, Bechtold e Black (1997). 55
5.3 Intensidade média do campo UV de fundo. 56
5.4 Intensidade média do campo de radiação presente no halo quente de uma galáxia jovem. 59
6.1 Limites superiores na temperatura da RCF. 66
6.2 Correções na temperatura da RCF como função da densidade de hidrogênio neutro. 67
6.3 Correções na temperatura da RCF sob condições típicas dos sistemas LL. 68
6.4 Correções na temperatura da RCF sob condições típicas dos sistemas DLA. 69

Lista de Tabelas

2.1 Largura equivalente das linhas mais intensas de certas espécies calculadas nas melhores circunstâncias. 15
3.1 Taxas de excitação do C^0 pela RCF. 19
3.2 Taxas de excitação indireta do C^0 pelo campo UV da Galáxia. 22
3.3 Taxas de excitação do C^+ pela RCF. 27
3.4 Taxas de excitação do Si^+ pela RCF. 33
4.1 Dados observacionais referentes às razões de densidades de coluna para o C^0 e C^+ coletadas na literatura. 47
5.1 Limites superiores nas densidades volumétricas e na intensidade do campo UV nos sistemas DLA com base nas linhas do C II. 51
5.2 Limites superiores nas densidades volumétricas e na intensidade do campo UV nos sistemas DLA com base nas linhas do C II incluindo-se a RCF. 52
5.3 Limites inferiores nas dimensões características e massas dos sistemas DLA com base nas linhas do C II. 53
5.4 Taxas de excitação indireta do C^+ pelos campos UV dos modelos de halo quente. 61
6.1 Temperaturas de excitação derivadas dos dados observacionais coletados na literatura. 65

1. Introdução

1.1 Introdução geral

Os *objetos quase-estelares* (QSOs) correspondem aos representantes mais luminosos de uma classe de objetos conhecidos como *núcleos ativos de galáxias*. Por serem intrinsicamente brilhantes puderam ser detectados a enormes distâncias, tendo sido encontrados até $z = 5.00$ (Fan et al., 1999). E por estarem situados a distâncias cosmológicas é bastante provável que a luz que emitem intercepte outros objetos interpostos na linha de visada durante sua longa jornada até a detecção na Terra, criando assim linhas de absorção no espectro do QSO.

Uma vez que uma galáxia comum dificilmente seria detectada, o QSO atua como um holofote de fundo, permitindo estudar a galáxia interveniente analisando-se as propriedades da luz que é parcialmente absorvida. Ainda que recentemente o advento do telescópio Keck I e do telescópio espacial Hubble tenha possibilitado a detecção direta de galáxias jovens a altos redshifts, a análise das linhas em absorção permite extrair uma grande quantidade de informação sobre elas que não seriam acessíveis de nenhuma outra forma, como veremos ao longo desse trabalho.

A importância de se tentar extrair informações sobre essas galáxias reside no fato de elas se encontrarem nos estágios iniciais de evolução (o sistema mais distante observado está na linha de visada do quasar BRI 1202-0725 e encontra-se a $z_{abs} = 4.4$ - Lu et al., 1996a), e estudando várias dessas regiões em absorção podemos diretamente montar um panorama de como o universo evoluiu desde a época em que se espera que tenham se formado as primeiras galáxias até os dias de hoje.

As linhas em absorção dos QSOs consistem portanto numa ferramenta preciosa para traçar a evolução do universo em $0 \leq z \leq 5$. É interessante notar que num modelo cosmológico de Einstein-de Sitter, ao observarmos em $z = 5$ estamos vendo o universo quando ele tinha apenas 7% de sua idade atual.

1.2 Classificação dos sistemas em absorção

Os sistemas em absorção dos QSOs costumam ser classificados de acordo com a densidade de coluna de hidrogênio neutro N(H I) apresentada no espectro, cuja extensão observada abrange pelo menos nove ordens de grandeza: $10^{12.5} \leq N(H\ I) \leq 10^{22}\ cm^{-2}$ (o extremo inferior corresponde

ao limite de detecção nos melhores espectros). Os sistemas mais raros são os de alta densidade de coluna, pois a função de distribuição dos sistemas em absorção cai rapidamente com a densidade de coluna de hidrogênio neutro, como mostra a figura 1.1 (Petitjean et al., 1993).

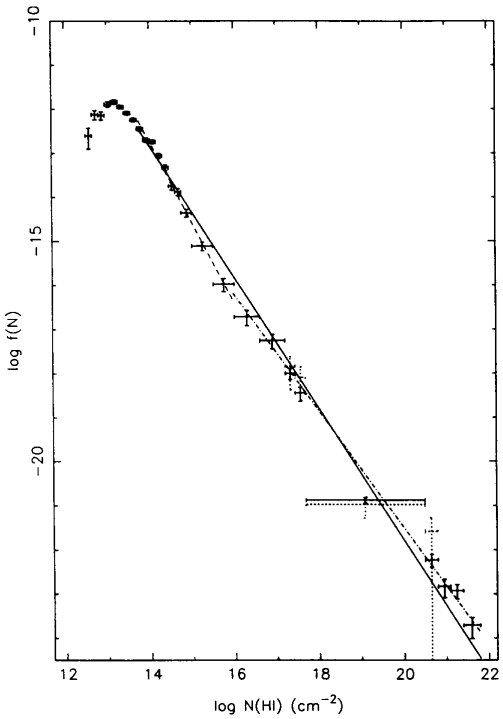


Figura 1.1: Função de distribuição de densidades de coluna de hidrogênio neutro dos sistemas em absorção dos QSOs.
As retas correspondem a ajustes de leis de potência nos intervalos $13.7 < \log N(H\ I) < 21.8$ (linha cheia), $13.7 < \log N(H\ I) < 16$ (linha tracejada) e $\log N(H\ I) > 16$ (linha ponto-traço). Extraído de Petitjean et al. (1993).

É usual na literatura classificar os sistemas em absorção em três categorias (e.g. Peterson, 1997):

a) <u>Sistemas de linhas largas</u>:

Imagina-se que estejam associados ao próprio QSO, não sendo portanto de natureza interveniente. Apresentam linhas de absorção alargadas junto à asa azul da linha em emissão do QSO, o que é característico dos perfis P Cygni e indica um fluxo de gás para as regiões mais externas do núcleo. São relativamente raros e encontrados em apenas uma pequena fração do total de QSOs. Não serão tratados neste trabalho.

b) Sistemas da floresta de Lyα:

Com baixa densidade de coluna de hidrogênio neutro $N(H\ I) \leq 10^{16} cm^{-2}$, são de longe os mais numerosos.

A região espectral do lado azul da linha de Lyα em emissão do quasar é densamente povoada por centenas de linhas em absorção de Lyα, cada qual causada por um sistema interveniente situado a redshift menor do que o redshift em emissão do QSO (figura 1.2). Isso impõe sérias dificuldades na identificação de qualquer outra linha que eventualmente venha a cair nessa região do espectro.

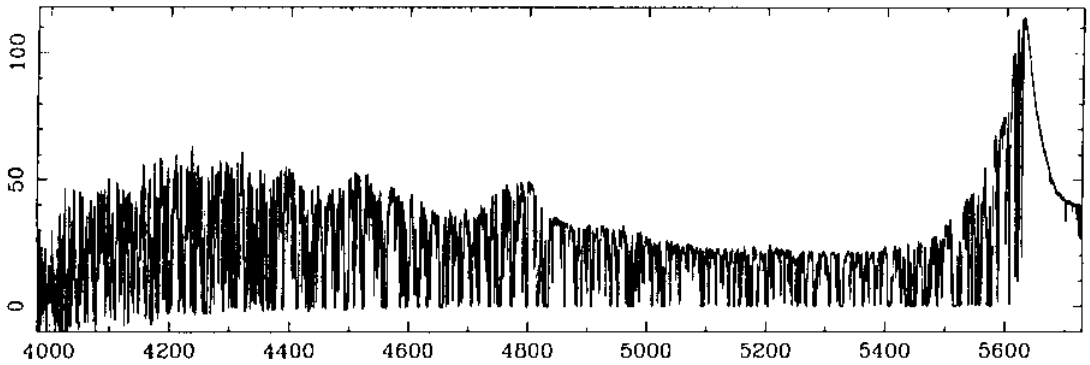


Figura 1.2: A floresta de Lyα.
A linha em emissão à direita corresponde à transição Lyα do QSO em z_{em}. A imensa maioria das linhas em absorção são transições Lyα (e também transições Ly de ordens superiores) causadas por regiões intervenientes em $z_{abs} < z_{em}$. Extraído de Rauch (1998).

Identificados originalmente por Lynds (1971), imaginava-se que esses sistemas consistiriam em nuvens primordiais interpostas na linha de visada do QSO (Sargent et al., 1980), uma vez que linhas metálicas não eram observadas. Entretanto recentemente com o advento do telescópio Keck I foi possível demonstrar que em $z \sim 3$, cerca de 50% dos sistemas com $N(H\ I) > 3.10^{14} cm^{-2}$ - e virtualmente todos os sistemas com $N(H\ I) > 10^{15} cm^{-2}$ - apresentam linhas metálicas de C IV associadas (Cowie et al., 1995; Songaila e Cowie, 1996), mostrando que esses sistemas já possuem um certo grau de enriquecimento químico.

O estudo estatístico desses sistemas pelas linhas da floresta de Lyα tem possibilitado conhecer o grau de formação de estruturas em grande escala do universo ao longo do espaço e do tempo (e.g. Rauch, 1998).

c) Sistemas metálicos:

Sistemas com alta densidade de coluna de hidrogênio N(H I) possuem as linhas metálicas facilmente detectadas.

Os que apresentam alta densidade de coluna $N(H\ I) > 2.10^{20} cm^{-2}$ são os chamados sistemas *damped Lyman alpha* (DLA), por apresentarem os perfis da linha em absorção Lyα fortemente saturada com o perfil nas asas Lorentziano característico (figura 1.3). Embora a linha de Lyα comece a saturar muito antes desse limite, essa é a densidade de coluna na qual o perfil saturado pode ser facilmente reconhecido nos surveys de baixa resolução (Wolfe et al., 1986).

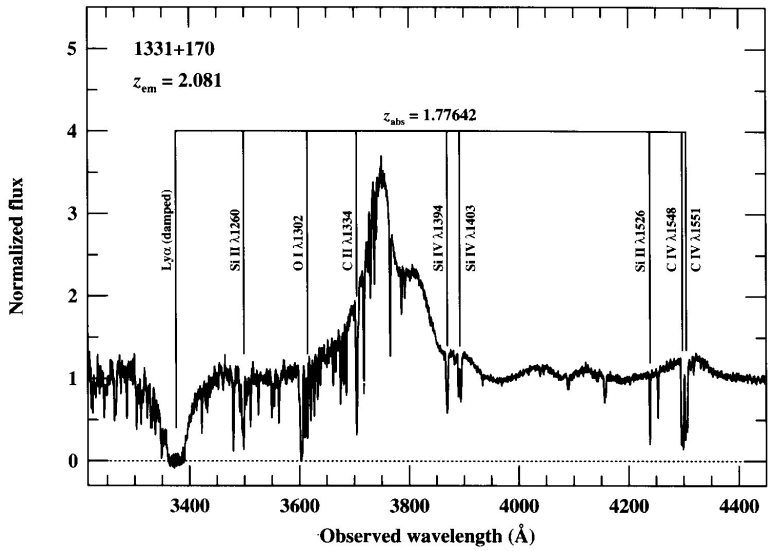


Figura 1.3: Espectro típico de um sistema DLA.
Extraído de Peterson (1997).

Sistemas com densidades de coluna de hidrogênio neutro moderadas $10^{16.5} \leq N(H\ I) \leq 10^{19} cm^{-2}$ são denominados sistemas *Lyman limit* (LL), e sua principal característica é exibirem no espectro a descontinuidade no limite de Ly no redshift do sistema (figura 1.4).

Outro modo de classificar os sistemas metálicos, e utilizada no passado, seria dividi-los em sistemas de Mg II conforme apresentem no espectro o dubleto do Mg II em λλ 2795Å, 2802Å (que cai na região óptica a baixos redshifts) ou sistemas de C IV, conforme apresentem o dubleto do C IV em λλ 1548Å, 1551Å (passível de detecção a redshifts mais altos).

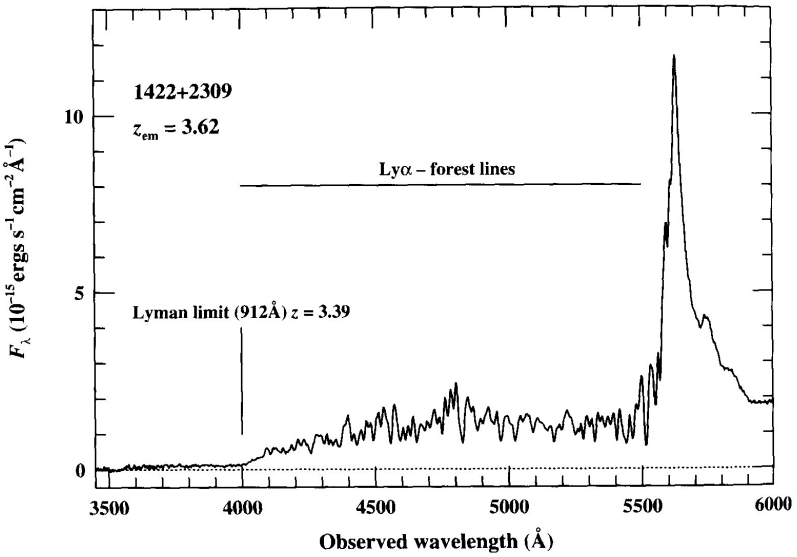


Figura 1.4: Espectro típico de um sistema LL.
Extraído de Peterson (1997).

Neste trabalho nos ocuparemos somente com os sistemas DLAs e LLs, uma vez que as linhas que utilizaremos são extremamente fracas e passíveis de serem detectadas somente em sistemas com alta densidade de coluna de H I.

1.3 Plano da tese

O objetivo principal desse trabalho é inferir as condições físicas presentes nos sistemas DLA e LL em absorção no espectro de QSOs através das linhas de estrutura fina.

A idéia geral do método é exposta no capítulo 2, onde aproveitamos para introduzir as equações básicas. No capítulo 3 desenvolvemos os cálculos teóricos das razões de povoamento de átomos e íons passíveis de utilização no método como função das condições físicas encontradas no gás. A contrapartida observacional é então descrita no capítulo 4, onde coletamos dados disponíveis na literatura recente das razões das densidades de coluna dos átomos e íons considerados nos cálculos teóricos das razões de povoamento. A comparação das razões de densidade de coluna observadas com os cálculos teóricos das razões de povoamento nos permite então obter informações acerca das condições físicas presentes nos sistemas DLA e LL no capítulo 5.

Outro objetivo é investigar a validade da lei de temperatura da radiação cósmica de fundo prevista pelo modelo cosmológico padrão. Essa questão é tratada com detalhes no capítulo 6.

Por fim, as conclusões finais do trabalho bem como perspectivas para dar continuidade ao mesmo são esboçadas no capítulo 7.

2. As Linhas de Estrutura Fina

2.1 Introdução

Desde há muito tempo sabe-se que o povoamento relativo dos níveis de estrutura fina de uma dada espécie é extremamente sensível às condições físicas presentes no meio, tais como densidade de parceiros de colisão e intensidade do campo de radiação presente (Bahcall e Wolf, 1968; Smeding e Pottasch, 1979). Observações de linhas em absorção no ultravioleta (que com o redshift das regiões de absorção são deslocadas para a janela óptica) provenientes desses níveis permitem determinar o povoamento relativo dos níveis de estrutura fina.

O diagrama de níveis de energia na figura 2.1 ilustra a idéia para as linhas de C II.

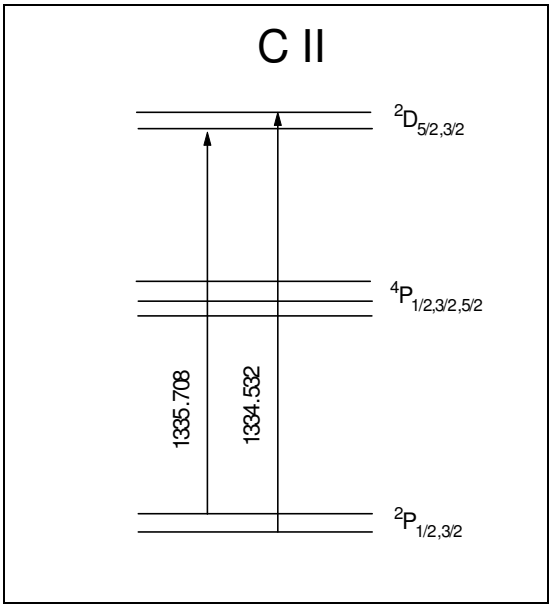


Figura 2.1: As linhas de estrutura fina do C II.
(os níveis de estrutura fina não estão em escala).

Se tomarmos a razão entre a densidade de coluna de C II no estado excitado $^2P_{3/2}$ (N^*, determinada pela largura equivalente no espectro da linha λ 1335.708) e a densidade de coluna de C II no estado fundamental $^2P_{1/2}$ (N, determinada pela largura equivalente no espectro da linha λ 1334.532) teremos uma medida da razão entre as densidades volumétricas correspondentes:

$$\frac{N^*}{N} = \frac{n^*}{n} \tag{2.1}$$

A segunda quantidade pode ser determinada teoricamente resolvendo-se as equações de equilíbrio estatístico e dependerá de todos os processos que povoam o estado excitado, tais como colisões (envolvendo as densidades dos parceiros de colisão n_k), fótons infravermelhos da radiação cósmica de fundo (RCF, envolvendo a temperatura da mesma no redshift considerado T(z)), ou ainda indiretamente através de fótons ultravioleta que povoam níveis mais excitados que decaem expontaneamente para o nível de estrutura fina (envolvendo a intensidade desse fluxo).

Dessa forma a observação das linhas de estrutura fina nas regiões em absorção no espectro dos QSOs pode servir como indicador das densidades dos parceiros de colisão, da temperatura da RCF ou da intensidade do fluxo ultravioleta presente; dependendo da importância relativa desses processos.

Aliando-se a densidade volumétrica obtida com a densidade de coluna observada no espectro podemos ter uma estimativa para a dimensão da região, e em seguida, de sua massa.

2.2 Equações básicas

Passaremos agora a discutir com maior detalhe como se calcula teoricamente a razão entre as populações do estado excitado e fundamental como função das condições físicas do gás.

2.2.1 Mecanismos de Povoamento

Inicialmente consideraremos os diversos processos que contribuem para povoar os níveis excitados de estrutura fina.

a) <u>Mecanismos espontâneo e induzido por radiação</u>:

Um elemento num estado excitado pode decair espontaneamente para um nível de energia mais baixo, com uma probabilidade de transição característica dada pelo coeficiente de Einstein A_{ij}. Se o elemento está num estado de energia qualquer ele poderá absorver um fóton e ser excitado para um nível de energia mais acima ou ser induzido pelo fóton a decair para um nível de energia mais abaixo (este último processo postulado inicialmente por Einstein); processos induzidos por campos de radiação são descritos pelos coeficientes de Einstein B_{ij} .

Os coeficientes são definidos tal que:

$n_i A_{ij}$

$n_i B_{ij} u_{ij}$ $\quad i > j$

$n_j B_{ji} u_{ji}$

nos dão o número de eventos ocorrendo por unidade de volume por unidade de tempo.

Aqui definimos os coeficientes u_{ij} como as densidades médias de energia do campo de radiação na transição considerada:

$$u_{ij} = u_{ji} = \int u_\nu \phi_\nu d\nu \cong \int u_\nu \delta(\nu - \nu_{ij}) d\nu = u_\nu(\nu_{ij}) \tag{2.2}$$

onde supusemos que o campo de radiação não varia significativamente ao longo do perfil da linha (i.e., a linha é estreita).

Os coeficientes de Einstein estão relacionados entre si:

$$\begin{aligned} B_{ij} &= \frac{c^3}{8\pi h} \frac{A_{ij}}{\nu_{ij}^3} = \frac{1}{8\pi h} \frac{A_{ij}}{(E_i - E_j)^3} \\ B_{ji} &= \frac{g_i}{g_j} B_{ij} \end{aligned} \tag{2.3}$$

com energias expressas em cm^{-1} e todas as outras unidades no sistema CGS.

b) <u>A radiação cósmica de fundo (RCF)</u>:

As transições no infravermelho (i.e., entre os níveis de estrutura fina de um mesmo termo) podem ser excitadas pelo campo de fótons da RCF. Neste caso, por ser um espectro de corpo negro:

$$u_{ij} = \rho(\nu_{ij}, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu_{ij}^3}{e^{h\nu_{ij}/kT} - 1} \tag{2.4}$$

Medidas feitas pelo satélite COBE revelam que a RCF exibe um espectro de corpo negro de temperatura $T_0 = 2.728 \pm 0.002$ K (Mather et al., 1994; Fixsen et al., 1996).

O modelo padrão do Big Bang prevê que a temperatura da RCF evolui à medida que o universo se expande, aumentando linearmente com o redshift:

$$T(z) = T_0(1+z) \tag{2.5}$$

Vale a pena ressaltar que esta é uma propriedade da RCF prevista pelo modelo padrão do Big Bang que não foi bem testada até aqui, posto que os métodos utilizados até hoje medem a temperatura da RCF somente no presente. Entretanto o método aqui descrito pode ser utilizado para medir a temperatura da RCF a altos redshifts (uma discussão interessante sobre isso pode ser encontrada em Meyer, 1994) e compará-la com a temperatura prevista por modelos alternativos como veremos no capítulo 6.

c) <u>O campo ultravioleta</u>:

As transições entre os níveis de termos diferentes podem ser excitadas por um campo de fótons ultravioleta.

Como referência nos cálculos frequentemente nos referimos ao campo UV da Galáxia. Para o campo de radiação UV da Galáxia empregamos os valores fornecidos por Gondhalekar et al. (1980), de onde derivamos a intensidade média espectral correspondente (figura 2.2).

d) <u>Mecanismos colisionais</u>:

As transições podem ainda ser induzidas através de colisões com partículas do meio. Se o meio se encontra ionizado os principais responsáveis pelas colisões serão elétrons e prótons, ao passo que se o meio se encontra basicamente neutro os principais parceiros colisionais serão hidrogênio atômico, hélio neutro e hidrogênio molecular.

Os processos de colisão são descritos por um coeficiente denominado taxa de colisão q_{ij}, definido tal que:

$$n_i n_k q_{ij}^k \qquad\qquad k = e^-, p^+, H^0, He^0, H_2$$

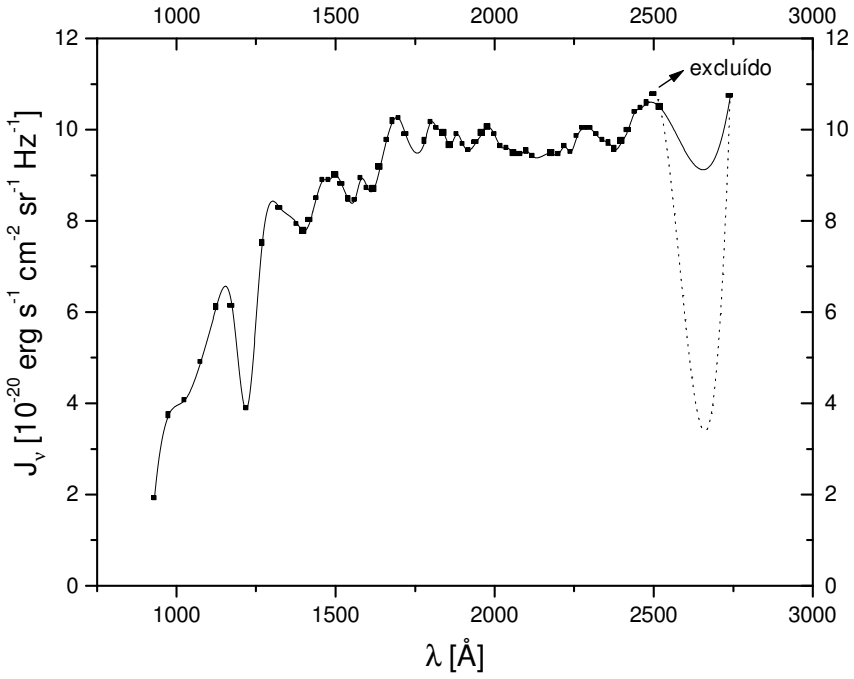


Figura 2.2: Intensidade média espectral do campo UV da Galáxia.
Os pontos indicam valores derivados diretamente a partir das intensidades dadas por Gondhalekar et al. (1980), sendo ajustados por uma função spline cúbica. O ponto assinalado foi excluído com a finalidade de se evitar a depressão espúria introduzida ao se fitar a spline cúbica (linha pontilhada).

nos dá o número de colisões por unidade de volume por unidade de tempo que levam a espécie do estado i para o estado j.

Estes coeficientes nada mais são do que a seção de choque calculada quanticamente convoluída com uma distribuição Maxwelliana de velocidades, o que torna estas quantidades apropriadas para aplicações astrofísicas (e.g. Osterbrock, 1989). Para a taxa de de-excitação teremos:

$$q_{ij} = <v\sigma> = \int v\sigma(v) f(v) dv = \frac{1}{(kT)^2}\sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}}\int_0^\infty \sigma_{ij}(\varepsilon)\varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon \qquad i > j \qquad (2.6)$$

onde μ é a massa reduzida do sistema elemento-parceiro de colisão e ε é a energia cinética do parceiro de colisão incidente.

Taxas de excitação e de-excitação estão relacionadas pelo princípio do balanceamento detalhado:

$$q_{ij} = \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{\chi_{ij}}{kT}} q_{ji} \qquad i < j \tag{2.7}$$

onde χ_{ij} é o limiar da transição.

Não muito acima do limiar da transição, a dependência da seção de choque de excitação por colisões com elétrons devido à atração coulombiana é $\sigma \propto \varepsilon^{-1}$, de modo que é conveniente escrevê-la em termos de uma *força de colisão* Ω_{ij}:

$$\sigma_{ij}(\varepsilon) = \frac{\pi\hbar^2}{2m\varepsilon} \frac{\Omega_{ij}(\varepsilon)}{g_i} \tag{2.8}$$

onde m é a massa do elétron.

Substituindo na equação 2.6 temos:

$$q_{ij}^{e^-} = \frac{\hbar^2}{g_i m} \sqrt{\frac{2\pi}{\mu kT}} \int_0^\infty \Omega_{ij}(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) = \frac{8.629\ 10^{-6}}{\sqrt{T}} \frac{\gamma_{ij}}{g_i} \qquad i > j \tag{2.9}$$

onde T é expresso em K e γ_{ij} é definido pela integral na equação 2.9 e denomina-se *força de colisão média*.

Tipicamente a força de colisão média é uma função que varia levemente com a temperatura assumindo valores da ordem da unidade, podendo, entretanto, variar por várias ordens de grandeza para o caso dos átomos neutros.

2.2.2 Equações de Equilíbrio Estatístico

Para calcularmos o povoamento de um dado nível i, n_i, de uma espécie qualquer devemos resolver as equações de equilíbrio estatístico pertinentes:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sum (processos\ que\ povoam) - \sum (processos\ que\ despovoam) = 0 \tag{2.10}$$

Levando-se em consideração todos os processos descritos na seção anterior, obtemos:

$$\sum_{j>i} n_j \left[A_{ji} + B_{ji} u_{ji} + \sum_k n_k q_{ji}^k \right] + \sum_{j<i} n_j \left[B_{ji} u_{ji} + \sum_k n_k q_{ji}^k \right] = n_i \left[\sum_{j<i} A_{ij} + \sum_j \left(B_{ij} u_{ij} + \sum_k n_k q_{ij}^k \right) \right] \qquad (2.11)$$

O lado esquerdo descreve todos os processos que levam o elemento para o estado i, ao passo que o lado direito descreve todos os processos que tiram o elemento do estado i; esta equação nos diz então que no equilíbrio estatístico a soma dos processos que povoam um dado nível é equilibrada pela soma dos processos que o despovoam.

Se no cálculo do povoamento levarmos em consideração n níveis da espécie na qual estamos interessados, teremos então que resolver um sistema linear de n-1 equações do tipo (2.11), cuja solução nos fornece as razões de povoamento n^*/n . No entanto, para que essas equações sejam válidas é necessário fazer duas hipóteses: a) que as taxas de ionização e recombinação para outros estágios de ionização são desprezíveis se comparados com as taxas dos processos ligado-ligado, e b) que todas as transições envolvidas são opticamente finas.

Tipicamente temos a situação em que os m níveis de energia mais baixos estão ligados por inúmeros processos colisionais e radiativos e o restante $\mu = n - m$ estão conectados com os m níveis inferiores apenas pelo campo ultravioleta.

Neste caso é fácil resolver parcialmente o sistema de n equações reduzindo-o para um sistema de apenas m equações.

Inicialmente para facilitar a notação vamos abreviar:

$$K_{ij} \equiv B_{ij} u_{ij} \qquad (2.12)$$

No que segue utilizamos índices latinos para nos referir a um dos m níveis inferiores e índices gregos para os μ níveis superiores. Consideramos somente os termos que envolvem um determinado nível superior fixo λ, indicando os restantes por reticências.

A equação de equilíbrio de um dos níveis inferiores de acordo com (2.11) será:

$$n_l K_{l\lambda} \quad + \quad ... \quad = \quad n_\lambda (A_{\lambda l} + K_{\lambda l}) \quad + \quad ... \qquad (2.13)$$

Ao passo que a do nível λ será:

$$n_\lambda \left[\sum_{i=1}^{m} (A_{\lambda i} + K_{\lambda i}) \right] = \sum_{i=1}^{m} (n_i K_{i\lambda}) \tag{2.14}$$

Isolando n_λ em (2.14), substituindo-o em (2.13) e definindo as *taxas de excitação indireta* do nível i para o nível j através do nível λ como:

$$\Gamma_{ij}^{\lambda} \equiv K_{i\lambda} \frac{A_{\lambda j} + K_{\lambda j}}{\sum_{g=1}^{m} (A_{\lambda g} + K_{\lambda g})} \tag{2.15}$$

E a equação 2.13 pode agora ser escrita como:

$$n_l \sum_{j \neq l}^{m} \Gamma_{lj}^{\lambda} \quad + \quad ... \quad = \quad \sum_{j \neq l}^{m} (n_j \Gamma_{jl}^{\lambda}) \quad + \quad ... \tag{2.16}$$

Onde a equação envolvendo o nível λ foi eliminada. A extensão do raciocínio para eliminar todos os níveis superiores é trivial, bastanto substituir em (2.16) as taxas de excitação indireta pelas equivalentes *taxas de excitação indireta totais*:

$$\Gamma_{ij} \equiv \sum_{\sigma}^{\mu} \Gamma_{ij}^{\sigma} \tag{2.17}$$

Se o campo não é tão intenso de modo que o processo de emissão estimulada possa ser ignorado ($K_{\lambda j} << A_{\lambda j}$):

$$\Gamma_{ij} = \sum_{\sigma}^{\mu} \left(K_{i\sigma} \frac{A_{\sigma j}}{\sum_{g=1}^{m} A_{\sigma g}} \right) \tag{2.18}$$

Embora tenhamos optado por elaborar um código que resolva o problema completo envolvendo todos os níveis, os coeficientes de excitação indireta definidos pela equação (2.18) são

extremamente úteis ao se comparar a importância do campo de radiação ultravioleta em relação aos demais processos.

2.3 Seleção das Linhas

Para que possamos aplicar o método utilizando as linhas de uma espécie (átomo neutro ou íon) específica, ela deverá satisfazer dois critérios principais:

1. A espécie deve ter estrutura fina no termo fundamental.

Tipicamente a grande maioria das espécies presentes no meio estará quase que na totalidade no estado fundamental, sendo que uma fração de cerca de 10^{-2} ou 10^{-3} estará nos estados excitados de estrutura fina do termo fundamental. Assim, a fração de espécies que estão nos estados correspondentes a níveis de energia acima do termo fundamental será tão ínfima que não produzirá uma linha em absorção de largura equivalente suficientemente alta para ser detectada.

2. A linha em absorção produzida deverá ter comprimento de onda superior à Ly-α (λ>1216Å).

A região do espectro no lado azul da Ly-α em emissão do QSO é contaminada por inúmeros sistemas Lyman em absorção que estão a redshifts menores que o do QSO (região esta denominada "floresta de Lyman"). A presença dessas linhas dificulta enormemente a identificação das linhas de outros íons, superpondo-se às mesmas.

Para selecionar as linhas que satisfaçam os critérios (1) e (2) utilizamos a compilação de Verner et al. (1996), que lista linhas permitidas envolvendo o termo fundamental (i.e., o estado fundamental e os estados excitados de estrutura fina) e forças de oscilador calculadas pelo Opacity Project.

Em seguida calculamos qual seria a largura equivalente produzida por essas linhas para determinar se elas seriam passíveis de detecção nos melhores telescópios atualmente em operação. O cálculo foi feito da seguinte maneira:

Supondo que estamos na região linear da curva de crescimento (apropriado se estamos medindo linhas fracas, i.e., W_λ pequeno) a largura equivalente é dada por (vide capítulo 4):

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{\pi e^2}{mc^2} N_i \lambda f_{ij} = 8.85\ 10^{-21} N_i \lambda f_{ij} \qquad (2.19)$$

Onde λ é dado em Å e N_i em cm^{-2}.

Equivalentemente,

$$\log(\frac{W_\lambda}{\lambda}) = \log(\frac{N}{N_H}) + \log(\lambda f) + \log(N_H) + \log(8.85\ 10^{-21}) \qquad (2.20)$$

Nas melhores circunstâncias o espectrógrafo de alta resolução do Hubble Space Telescope (HST) pode detectar larguras equivalentes da ordem de 10^{-4} Å em $\lambda \cong 10^3$ Å, correspondendo a $\log(W_\lambda/\lambda) = -7.00$.

Segundo Verner et al. (1994), o sistema em absorção dos QSOs com a maior densidade de coluna de hidrogênio conhecido tem $N_H = 8\ 10^{21}$ cm^{-2}; lembrando que as abundâncias usualmente são expressas tal que $[N] \equiv \log(N/N_H) + 12.00$, a condição para uma linha ter uma largura equivalente detectável nas melhores circunstâncias é:

$$\log(\frac{W_\lambda}{\lambda})^* = [N] + \log(\lambda f) + \log(8\ 10^{21}) + \log(8.85\ 10^{-21}) - 12.00 > -7.00 \qquad (2.21)$$

Na tabela 2.1 listamos as linhas mais intensas dos elementos selecionados previamente - com base nos dois critérios anteriores - provenientes de algum nível excitado de estrutura fina do termo fundamental. Supõe-se abundâncias solares tiradas de Anders e Grevesse (1989).

espécie	$[N]_\odot$	E_{ion} [eV]	λ [Å]	f	$\log(W_\lambda/\lambda)^*$
B I	2.88	8.298	1378.944	4.88E-01	-4.44
C I	8.56	11.26	1657.008	1.11E-01	0.67
C II	8.56	24.384	1335.708	1.14E-01	0.59
O I	8.93	13.618	1304.8607	5.03E-02	0.60
Al I	6.48	5.986	1766.3813	6.63E-01	-0.60
Si I	7.55	8.152	2516.8696	1.77E-01	0.05
Si II	7.55	16.346	1264.738	1.06E+00	0.53
S I	7.27	10.36	1436.9672	1.42E-01	-0.57
Fe I	7.51	7.87	2490.5036	6.46E-01	0.57
Fe II	7.51	16.188	2396.3559	2.89E-01	0.20

Tabela 2.1: Largura equivalente das linhas mais intensas de certas espécies calculadas nas melhores circunstâncias.

Vemos que todos os íons selecionados satisfazem a condição imposta $\log(W_\lambda/\lambda) > -7.00$, entretanto as hipóteses feitas são extremamente otimistas; hipóteses mais razoáveis seriam:

- Vamos supor que não somos tão afortunados em dispor de tempo de observação no HST e contamos apenas com o telescópio de 10m Keck, deveremos ter então $\log(W_\lambda/\lambda) > -6.00$.
- Os sistemas em absorção observados encontram-se a altos redshifts, com um enriquecimento químico correspondente provavelmente a apenas 10% da abundância solar. Além disto, densidades de coluna de hidrogênio mais comumente encontradas são $N_H = 10^{21}$ cm^{-2}.
- No cálculo acima foi implicitamente suposto que todos os íons estão povoados no estado excitado de estrutura fina, entretanto praticamente todos os íons estarão povoados no estado fundamental, restando apenas uma fração 10^{-3} nos estados excitados.

Levando em conta estas considerações temos um efeito total de cerca de seis ordens de grandeza, ou seja, uma hipótese mais razoável seria tomar o valor calculado nas condições mais favoráveis $\log(W_\lambda/\lambda)^* > -1.00$. Além disto, não foram levados em consideração nem a relação sinal/ruído do espectro encontrada na prática, nem o equilíbrio de ionização (i.e., foi suposto aqui que o elemento se encontra em um único estado de ionização).

Observando-se então uma vez mais os valores da última coluna da tabela 2.1 notamos que as linhas provenientes dos níveis excitados estão no limite de detectabilidade dos melhores telescópios em operação atualmente.

Usualmente íons ou átomos neutros com potencial de ionização inferior ao do hidrogênio são facilmente ionizáveis e, portanto, tem abundância fracional muito baixa e podem ser excluídos na nossa seleção. Ficamos com: C^+, Si^+, O^0, Fe^+ e incluímos C^0 por já ter sido detectado em alguns sistemas em absorção (vide capítulo 4).

No capítulo seguinte calcularemos as razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^0, C^+ e Si^+ (o O^0 e Fe^+ apresentam os níveis de estrutura fina demasiadamente separados e as correspondentes probabilidades de transição elevadas, por isso não serão estudados em detalhe).

3. Razões de Povoamento

3.1 Dados atômicos

Neste capítulo vamos descrever os resultados obtidos para as razões de povoamento do C^0, C^+ e Si^+ através das equações discutidas no capítulo 2.

Uma vez que os resultados finais serão fortemente dependentes de uma série de dados atômicos, é essencial durante o processo de levantamento dos mesmos procurar obter os dados mais recentes e confiáveis disponíveis na literatura.

Neste trabalho demos preferência às probabilidades de transição calculadas por grandes colaborações internacionais: o Opacity Project (OP) e o Iron Project (IP).

O OP (Seaton et al., 1994) teve início na década de 80 visando obter dados atômicos confiáveis necessários aos cálculos de opacidades em envelopes estelares, e, além de níveis de energia e seções de choque de fotoionização, foram calculadas forças de oscilador para as transições permitidas de dipolo elétrico envolvendo todos os níveis com $n \leq 10$ e $l \leq 4$ de todos os estágios de ionização de elementos de interesse astrofísico: $1 \leq Z \leq 14$ e $Z = 16, 18, 20, 26$.

Os dados gerados pelo OP encontram-se disponíveis através do banco de dados TOPbase (Cunto e Mendoza, 1992); entretanto eles podem ser melhorados efetuando-se uma correção a partir dos níveis de energia obtidos experimentalmente - mais precisos do que os calculados teoricamente (Verner et al., 1996).

O IP (Hummer et al., 1993) é uma extensão do OP, e visa calcular principalmente taxas de colisão eletrônicas, além de probabilidades de transição e seções de choque de fotoionização não cobertas pelo OP (e.g., transições proibidas de dipolo magnético ou quadrupolo elétrico) com ênfase nos elementos pertencentes ao grupo do ferro.

Aqui demos preferência às forças de colisão médias calculadas pelo IP.

Para calcular as razões de povoamento dos níveis de estrutura fina como função das condições físicas do gás optamos por criar um código que resolva explicitamente o sistema de equações de equilíbrio estatístico (2.11) .

3.2 O código

O código, implementado em Fortran 90, inicialmente lê os dados referentes às energias e probabilidades de transição de um arquivo de entrada para em seguida avaliar os coeficientes B_{ij} de Einstein de acordo com (2.3). As taxas de colisão de desexcitação (ou as forças de colisão médias para o caso dos elétrons) são interpoladas como função da temperatura for funções splines cúbicas, cujos parâmetros também se encontram no arquivo de entrada.

As taxas de colisão de excitação são calculadas de acordo com (2.7), a densidade de energia do campo infravermelho da RCF de acordo com (2.4) e a do campo ultravioleta é interpolada por uma funcão spline cúbica cujos parâmetros estão salvos em um outro arquivo de leitura a parte.

A seguir, fazemos as seguintes definições:

$$\begin{aligned} &A_{ji} = 0 \qquad\qquad j \le i \\ &B_{ii} = u_{ii} = q_{ii}^{k} = 0 \\ &Q_{ij} \equiv A_{ij} + K_{ij} + \sum_{k} n_k q_{ij}^{k} \end{aligned} \tag{3.1}$$

De modo que o sistema de equações (2.11) pode ser escrito:

$$\sum_{j} n_j Q_{ji} = n_i \sum_{j} Q_{ij} \tag{3.2}$$

O qual pode ser escrito na forma matricial:

$$\begin{aligned} &M.X = O \\ &X_i = n_i \\ &O_{ij} = 0 \\ &M_{ii} = -\sum_{j} Q_{ij} \\ &M_{ij} = Q_{ji} \qquad\qquad i \neq j \end{aligned} \tag{3.3}$$

Calculando os povoamentos em relação ao nível fundamental n_1, obtemos o seguinte sistema (os índices das matrizes agora vão somente até n-1):

$$
\begin{aligned}
&\Xi.\Psi = \Lambda \\
&\Psi_i = \frac{n_{i+1}}{n_1} \\
&\Lambda_i = -M_{i+1,1} = -Q_{1,i+1} \\
&\Xi_{ij} = M_{i+1,j+1} = \begin{cases} Q_{j+1,i+1} & i \neq j \\ -\sum_j Q_{i+1,j} & i = j \end{cases}
\end{aligned}
\tag{3.4}
$$

A etapa final do código então chama uma rotina que resolve os sistema de n-1 equações $\Xi.\Psi = \Lambda$, salvando os valores de Ψ no arquivo de saída.

A seguir passaremos a descrever os resultados obtidos com o código elaborado.

3.3 O átomo C^0

O nível fundamental do átomo de carbono neutro consiste no tripleto $^3P_{0,1,2}$. As energias de separação dos níveis excitados em relação ao estado fundamental são 16.40 cm^{-1} e 43.40 cm^{-1}, ao passo que as probabilidades de transição são A_{10} = 7.932 10^{-8} s^{-1}, A_{20} = 2.054 10^{-14} s^{-1} e A_{21} = 2.654 10^{-7} s^{-1}.

Transições envolvendo os níveis de estrutura fina ^3P_J-$^3P_{J'}$ podem ser induzidas pela radiação cósmica de fundo ou por colisões, principalmente com átomos de hidrogênio neutro.

Assumindo que a dependência da temperatura da RCF com o redshift é dada pelo previsto pelo modelo padrão do Big Bang (2.5), teremos que o máximo da emissão de corpo negro atinge a freqüência de separação entre os níveis $^3P_0$ e $^3P_1$ próximo a z ~ 2.1 . Na tabela 3.1 damos os valores das taxas de excitação pela RCF para vários redshifts:

z	K_{01} [s^{-1}]	K_{02} [s^{-1}]
0	4.17 10^{-11}	1.18 10^{-23}
1	3.19 10^{-09}	1.10 10^{-18}
2	1.41 10^{-08}	4.99 10^{-17}
3	3.09 10^{-08}	3.37 10^{-16}
4	5.13 10^{-08}	1.07 10^{-15}
5	7.37 10^{-08}	2.31 10^{-15}

Tabela 3.1: Taxas de excitação do C^0 pela RCF.

Taxas de colisão com H^0 foram tiradas de Launay e Roueff (1977), com hidrogênio molecular orto-H_2 e para-H_2 de Schröder et al. (1991), com He^0 de Staemmler e Flower (1991), com prótons de Roueff e Le Bourlot (1990) e para as forças de colisão médias com elétrons utilizamos os ajustes analítidos fornecidos por Johnson et al. (1987). Esses dados foram intepolados como funções da temperatura por splines cúbicas, como mostra a figura 3.1, que também inclui os coeficientes de recombinação efetivos para os níveis excitados dados por:

$$\alpha_{ef} = \frac{g_i}{g_{tot}} \alpha_{tot} \tag{3.5}$$

Onde g_i é o peso estatístico do nível excitado e g_{tot} é o peso estatístico correspondente a todo o termo fundamental ^3P. Os coeficientes de recombinação totais α_{tot} foram tirados de Nahar e Pradhan (1997). Note a subida no coeficiente de recombinação exibida a altas temperaturas correspondente ao regime de temperatura onde a taxa de recombinação dieletrônica passa a ser significativa.

Deve-se observar que Roueff e Le Bourlot cometeram um engano ao comparar taxas de excitação colisional por prótons com as correspondentes taxas de *de-excitação* colisional por elétrons no gráfico da figura 2 do artigo, e não taxas de excitação por elétrons como aparece indicado na legenda.

A altas temperaturas (T > 10.000 K) podemos ter a excitação dos níveis ^1D e ^1S imediatamente acima do termo fundamental ^3P através de colisões com elétrons. Embora esse efeito seja desprezível a baixas temperaturas, estes níveis também foram incluídos no cálculo e as correspondentes forças de colisão médias para essas transições foram tiradas dos ajustes analíticos fornecidos por Péquignot e Aldrovandi (1976).

As probabilidades de transição correspondentes às transições proibidas envolvendo os níveis $^3P_{0,1,2}$, $^1D_2$ e $^1S_0$ foram extraídas de Galavís et al. (1997), cálculo este integrante do IP.

Para determinar quais seriam os níveis excitados relevantes ao incluir o efeito do campo ultravioleta no cálculo, utilizamos a compilação de transições permitidas calculadas pelo OP realizada por Verner et al. (1996) para realizar testes com o campo UV dado por Gondhalekar et al. (1980). Os testes consistiram em incluir gradativamente os termos conectados com o termo fundamental ^3P por transições permitidas e em seguida aplicar o código desenvolvido para resolver as equações de equilíbrio estatístico ignorando-se os efeitos de colisões e da RCF, que é a situação em que os efeitos do campo UV seriam mais importantes.

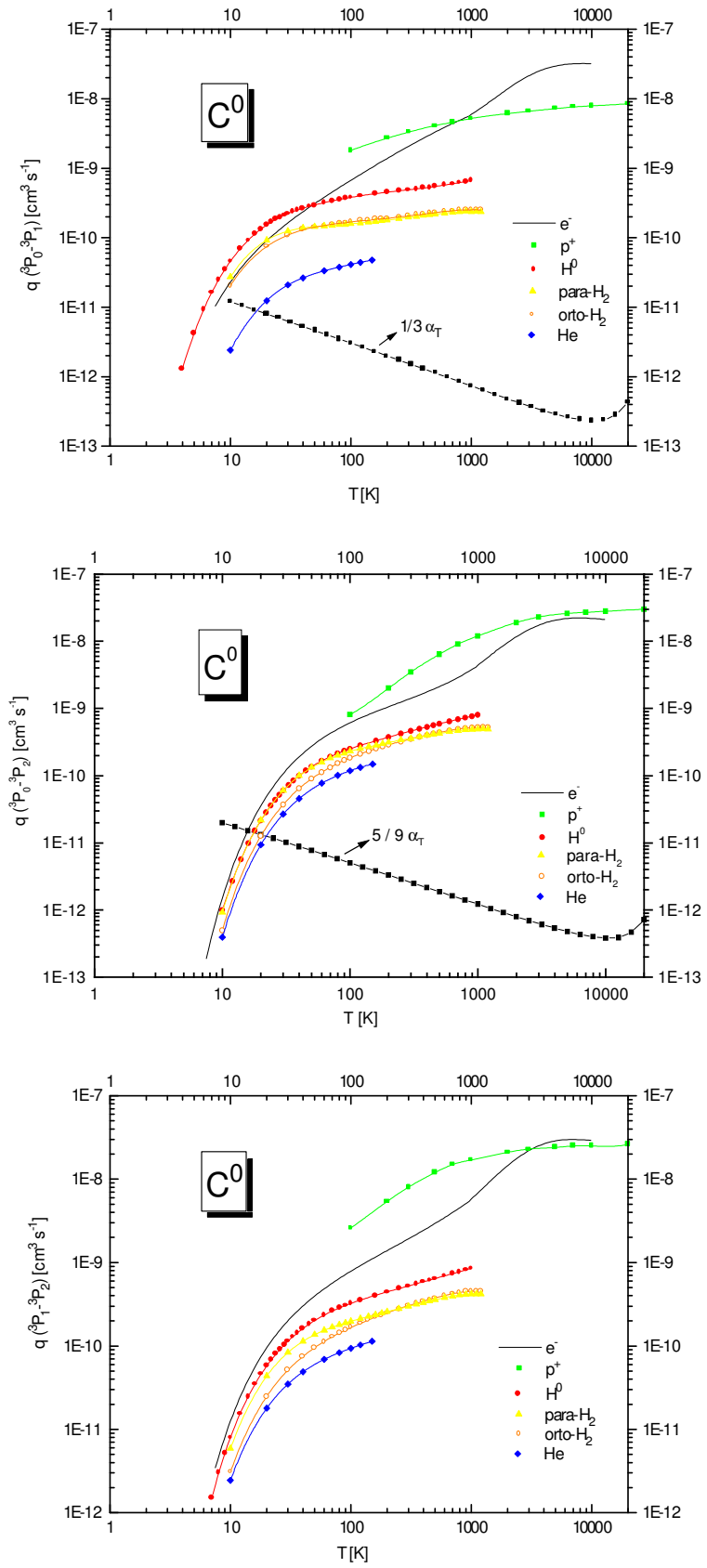


Figura 3.1: Taxas de colisão do C^0 com vários parceiros de colisão.

nº níveis	último nível	λ [Å]	$\log(n_1/n_0)$	$\log(n_2/n_0)$	Γ_{01} [s^{-1}]	Γ_{02} [s^{-1}]
8	$2s^22p3s\ ^3P^o$	1657.181	-2.48	-3.20	9.96E-11	1.66E-10
11	$2s2p^3\ ^3D^o$	1561.054	-2.37	-3.19	1.66E-10	1.70E-10
14	$2s2p^3\ ^3P^o$	1329.339	-2.29	-3.09	1.94E-10	2.17E-10
17	$2s^22p4s\ ^3P^o$	1280.356	-2.26	-3.06	2.03E-10	2.32E-10
20	$2s^22p3d\ ^3D^o$	1277.463	-2.19	-3.05	2.78E-10	2.37E-10
23	$2s^22p3d\ ^3P^o$	1261.268	-2.16	-3.01	2.92E-10	2.60E-10
26	$2s^22p5s\ ^3P^o$	1194.131	-2.15	-3.00	2.95E-10	2.64E-10
29	$2s^22p4d\ ^3D^o$	1193.176	-2.14	-3.00	3.15E-10	2.66E-10
32	$2s^22p4d\ ^3P^o$	1189.345	-2.13	-2.99	3.18E-10	2.71E-10
35	$2s^22p6s\ ^3P^o$	1158.452	-2.12	-2.98	3.33E-10	2.75E-10
38	$2s^22p5d\ ^3D^o$	1157.965	-2.12	-2.98	3.33E-10	2.75E-10
41	$2s^22p5d\ ^3P^o$	1156.294	-2.11	-2.98	3.35E-10	2.78E-10
44	$2s^22p7s\ ^3P^o$	1140.150	-2.11	-2.97	3.43E-10	2.81E-10
47	$2s^22p6d\ ^3D^o$	1139.76	-2.11	-2.97	3.43E-10	2.81E-10
50	$2s^22p6d\ ^3P^o$	1138.844	-2.10	-2.97	3.44E-10	2.82E-10
53	$2s^22p8s\ ^3P^o$	1129.453	-2.10	-2.97	3.49E-10	2.84E-10
56	$2s^22p7d\ ^3D^o$	1129.090	-2.10	-2.97	3.49E-10	2.84E-10
59	$2s^22p7d\ ^3P^o$	1128.517	-2.10	-2.97	3.49E-10	2.85E-10

Tabela 3.2: Taxas de excitação indireta do C^0 pelo campo UV da Galáxia.

A tabela 3.2 mostra os resultados obtidos a medida que mais níveis excitados eram incluídos no cálculo (juntamente com os níveis inferiores $^3P_{0,1,2}$, $^1D_2$ e $^1S_0$).

As energias dos níveis foram tirados da compilação de valores obtidos experimentalmente realizada por Verner et al. (1996), com exceção dos níveis $^1D_2$ e $^1S_0$, cujas energias foram tiradas de Moore (1949).

Analizando os valores obtidos para as razões de povoamento $\log(n_1/n_0)$ e $\log(n_2/n_0)$ chegamos à conclusão que é suficiente incluir no cálculo 50 níveis, contando com o desdobramento da estrutura fina dos termos listados na segunda coluna da tabela.

A figura 3.2 ilustra as razões de povoamento obtidas para vários valores de temperatura, densidade dos parceiros de colisão e redshifts, usando o campo ultravioleta da Galáxia de Gondhalekar et al. (1980) e supondo válida a lei de temperatura dada pelo modelo padrão do Big Bang (2.5) .

Cálculos semelhantes levando-se em consideração apenas o campo ultravioleta e colisões com átomos de hidrogênio e elétrons foram realizados por Keenan (1989).

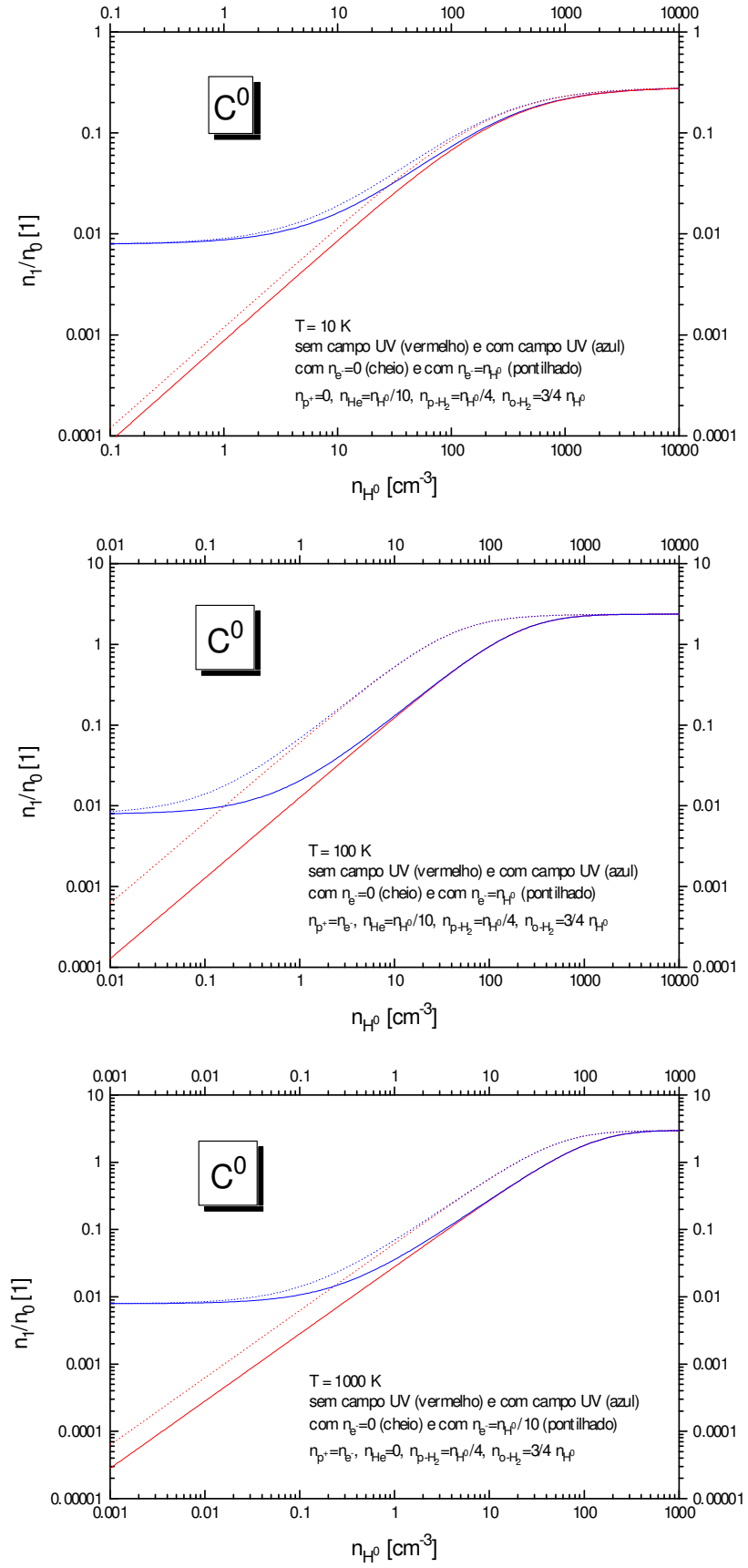


Figura 3.2: Razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^0 sob diferentes condições físicas.

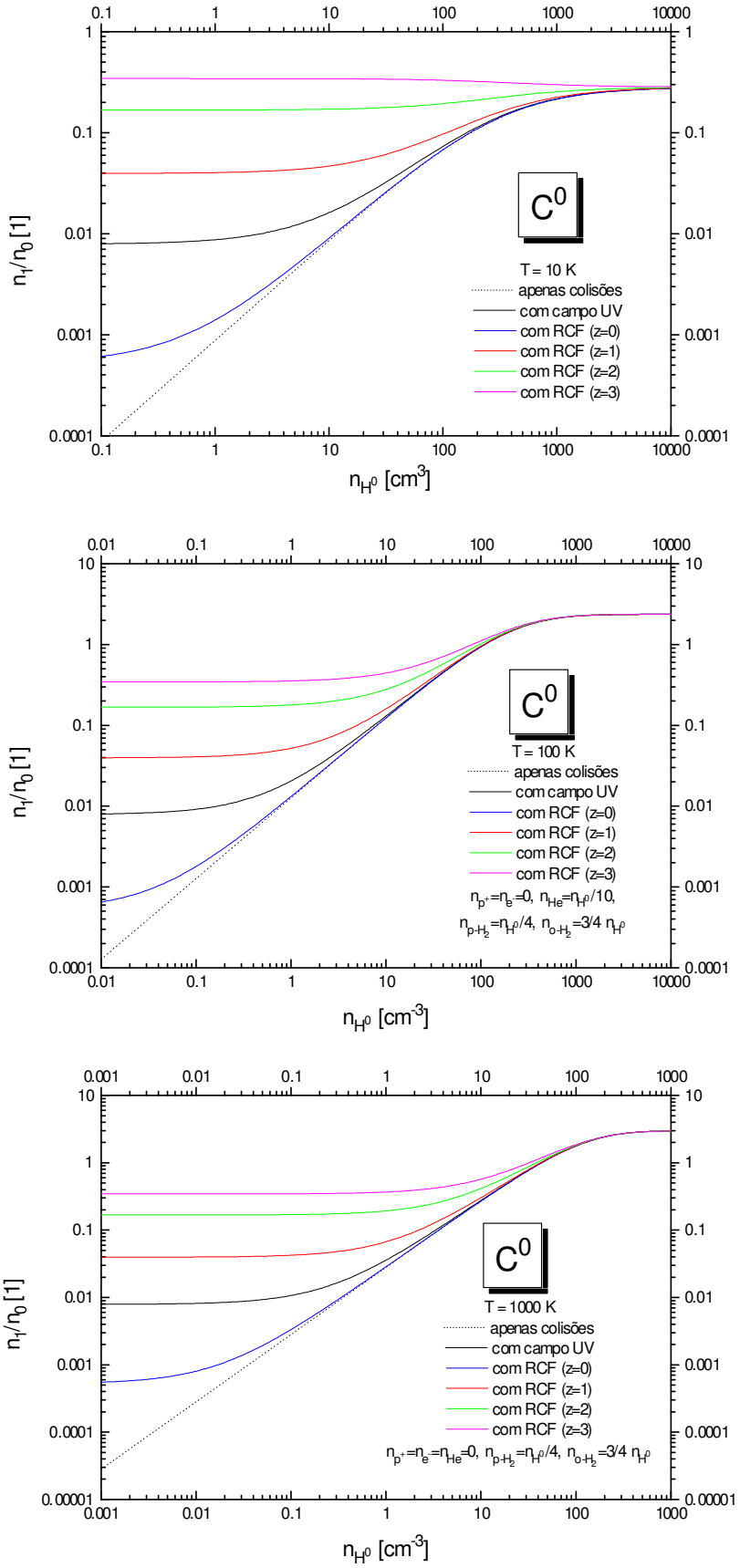


Figura 3.2: continuação

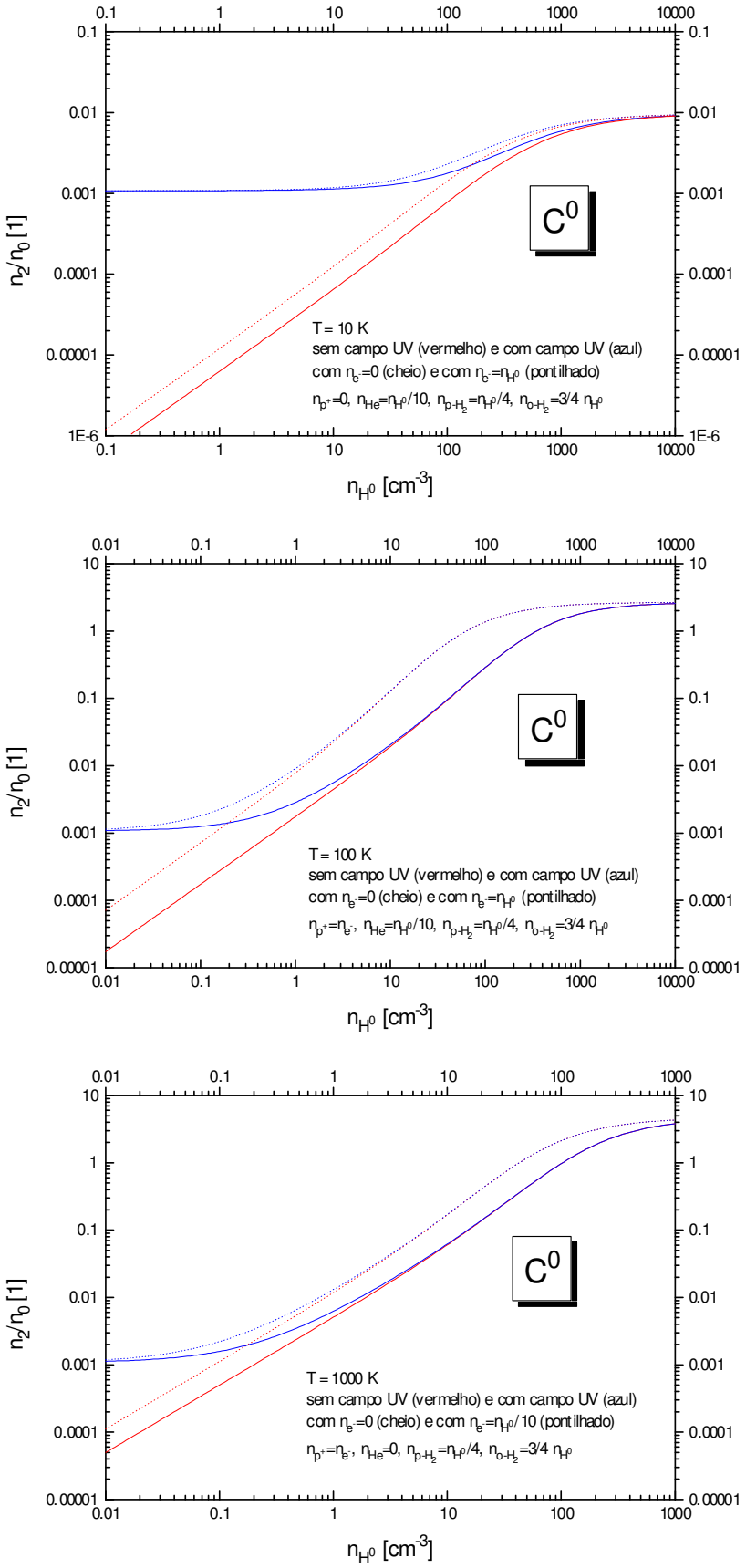


Figura 3.2: continuação

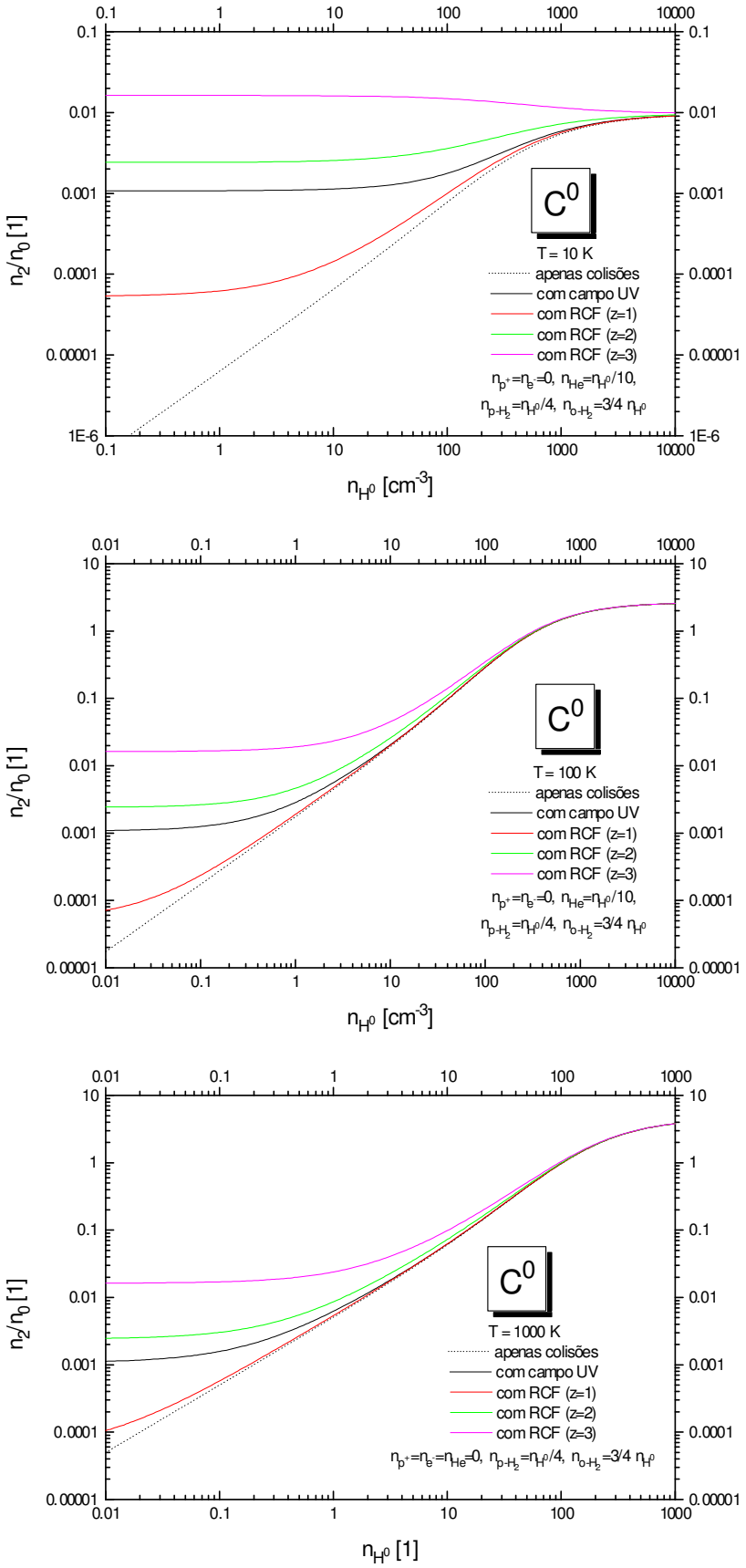


Figura 3.2: continuação

Testes levando-se em consideração apenas estes fatores mostraram excelente acordo com os valores obtidos, sendo que as maiores discrepâncias ocorrem no regime de baixas densidades, onde obtivemos povoamentos relativos cerca de 15% menores. Tais discrepâncias justificam-se pelo fato de Keenan ter empregado probabilidades de transição diferentes, obtendo taxas de excitação indireta maiores: $\Gamma_{01} = 4.0\ 10^{-10}\ s^{-1}$, $\Gamma_{02} = 2.7\ 10^{-10}\ s^{-1}$ (cf. tabela 3.2).

3.4 O íon C^+

O nível fundamental do íon C^+ consiste no termo $^2P_{1/2,3/2}$, cuja energia de separação entre os níveis de estrutura fina é 63.42 cm^{-1}. A probabilidade de transição para o decaimento espontâneo é $A_{21} = 2.291\ 10^{-6}\ s^{-1}$.

As transições entre os níveis de estrutura fina $^2P_{1/2}$ - $^2P_{3/2}$ podem ser provocadas diretamente pela absorção de um fóton da radiação cósmica de fundo ou através de colisões com partículas do meio.

Como os níveis de estrutura fina do C^+ estão consideravelmente mais separados em relação aos níveis de estrutura fina do C^0, teremos que os efeitos da RCF somente se farão sentir a redshifts extremamente elevados. A tabela 3.3 mostra as taxas de excitação pela RCF assumindo válida a lei de temperatura do modelo padrão (2.5).

z	$K_{1/2-3/2}$ [s^{-1}]
0	$1.36\ 10^{-20}$
1	$2.50\ 10^{-13}$
2	$6.59\ 10^{-11}$
3	$1.07\ 10^{-9}$
4	$5.71\ 10^{-9}$
5	$1.74\ 10^{-8}$

Tabela 3.3: Taxas de excitação do C^+ pela RCF.

Para a força de colisão média entre os níveis $^2P_{1/2}$ - $^2P_{3/2}$ utilizamos os valores calculados por Blum e Pradhan (1992); como estes diferem em apenas cerca de 2 % dos valores obtidos anteriormente por Keenan et al. (1986) decidimos incluir também os pontos calculados por este último em temperaturas não incluídas no cálculo de Blum e Pradhan como uma forma de ampliar a gama de temperaturas disponíveis.

As taxas de excitação colisional por átomos de hidrogênio neutro foram tomadas de Launay e Roueff (1977) com extensão para T > 1000 K de Keenan et al. (1986), por hidrogênio molecular de Flower e Launay (1977) e por prótons de Foster et al. (1996).

A figura 3.3 mostra as taxas de colisão $q(^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2})$ induzidas pelos diversos parceiros de colisão interpoladas por funções splines cúbicas. Também é dada a taxa de recombinação efetiva para o subnível $^2P_{3/2}$ com elétrons livres do meio; a taxa de recombinação total foi tirada de Nahar e Pradhan (1997).

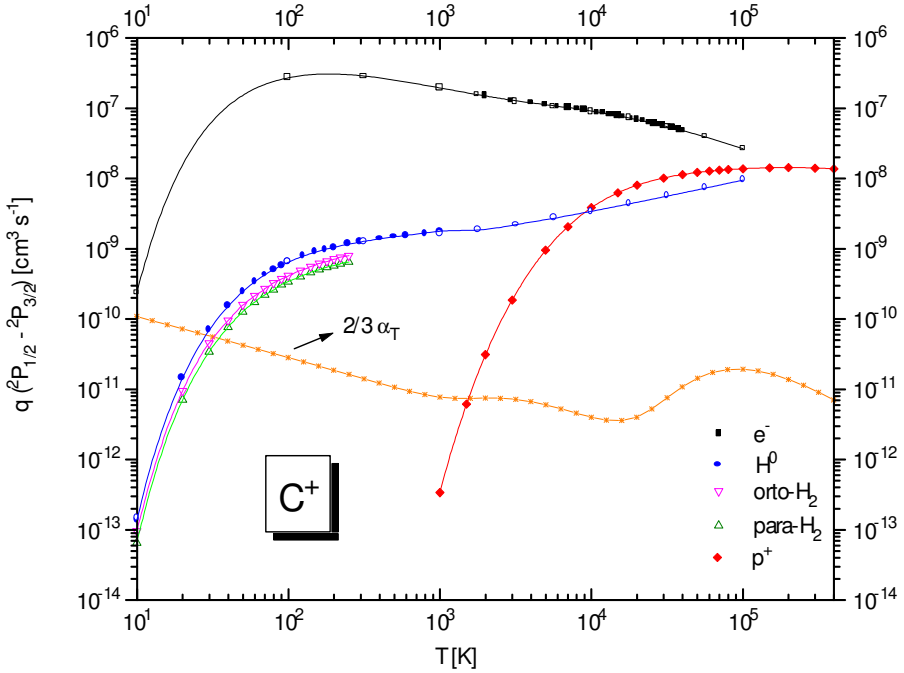


Figura 3.3: Taxas de colisão do C^+ com vários parceiros de colisão.

Da figura 3.3 concluímos que o principal parceiro de colisão com o C^+ serão os elétrons livres do meio, sendo que átomos de hidrogênio neutro só terão um papel significativo se $n_{H^0} > 100\ n_{e^-}$. Podemos notar também que a temperaturas extremamente altas passamos a ter uma contribuição significativa de colisões com prótons, pois a taxa de excitação colisional aumenta com a temperatura devido ao efeito repulsivo da interação coulombiana.

Consideramos também o povoamento indireto induzido pela radiação ultravioleta. Se adotarmos o campo de radiação presente em nossa galáxia obtido por Gondhalekar et al. (1980) deveremos incluir também no cálculo os níveis $2s2p^2\ {}^2D_{5/2,3/2}$ e $2s2p^2\ {}^2S_{1/2}$ conectados com o termo fundamental $^2P_{1/2,3/2}$ com multipletos em λ 1335 Å e λ 1037 Å, respectivamente. Utilizando os níveis de energia de Verner et al. (1996), as probabilidades de transição integrantes do IP de Galavís

et al. (1998) obtivemos a taxa de excitação indireta pelo campo UV da galáxia de $\Gamma_{1/2\text{-}3/2} = 9.2\ 10^{-11}$ s^{-1} .

A altas temperaturas poderemos ter ainda a excitação dos níveis superiores ao termo fundamental ^2P através de colisões com elétrons livres do meio. Para estimar a importância relativa deste processo realizamos cálculos teste incluindo todas as transições induzidas por elétrons envolvendo os níveis $^2P_{1/2,3/2}$, $^4P_{1/2,3/2,5/2}$, $^2D_{5/2,3/2}$ e $^2S_{1/2}$ (as forças de colisão médias para essas transições foram extraídas de Blum e Pradhan, 1992, e as principais transições estão mostradas na figura 3.4), perfazendo um total de 8 níveis. As razões de povoamento calculadas foram comparadas com as razões de povoamento obtidas levando-se em consideração apenas os 2 níveis pertencentes ao termo fundamental $^2P_{1/2,3/2}$. As discrepâncias obtidas foram insignificantes para T ≤ 30.000 K, onde chegam a atingir cerca de 5 %. Evidentemente se tivermos outros processos de povoamento competindo com as colisões com elétrons o erro cometido no povoamento será menor ainda, de onde concluímos que podemos seguramente negligenciar transições para os níveis superiores induzidas por elétrons para T ≤ 30.000 K .

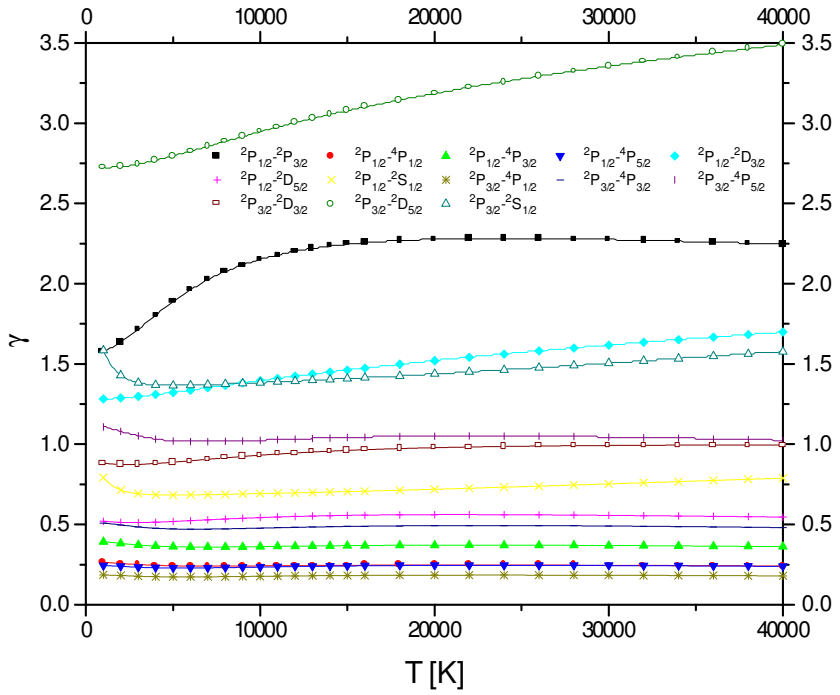


Figura 3.4: Forças de colisão médias envolvendo os níveis excitados do C^+.

A figura 3.5 ilustra os povoamentos relativos dos níveis de estrutura fina levando-se em consideração colisões com elétrons entre os níveis pertencentes ao termo fundamental, excitação pela RCF com a lei de temperatura dada pelo modelo padrão e excitação pelo campo UV da galáxia determinado por Gondhalekar et al. (1980).

Comparação com cálculos anteriores da razão de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^+ realizados por Keenan et al. (1986) é difícil, pois os autores restringiram-se a poucas situações físicas e não forneceram valores numéricos, impossibilitando uma análise mais quantitativa. Entretanto pudemos verificar uma certa disparidade no limite de baixas densidades, onde obtemos povoamentos relativos menores. Acreditamos que isso se deva ao fato dos autores terem derivado a taxa de excitação indireta para o campo de Gondhalekar et al. (1980) de $\Gamma_{1/2\text{-}3/2} = 2.4\ 10^{-10}\ s^{-1}$, isto é, mais do que o dobro do que a aqui calculada $\Gamma_{1/2\text{-}3/2} = 9.2\ 10^{-11}\ s^{-1}$. Tendo em vista que utilizamos probabilidades de transição recentemente calculadas pelo IP acreditamos que os valores aqui obtidos sejam mais confiáveis.

Vale a pena notar que devido ao fato do termo fundamental do C^+ consistir em apenas dois níveis, podemos obter uma solução analítica simples para as razões de povoamento. Assim, para calcular as razões de povoamento da figura 3.5 poderíamos ter desenvolvido a seguinte relação:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{Q_{12}}{Q_{21}} = \frac{K_{12} + \Gamma_{12} + n_{e^-} q_{12}^{e^-}}{K_{21} + \Gamma_{21} + n_{e^-} q_{21}^{e^-} + A_{21}} \cong \frac{K_{12} + \Gamma_{12} + n_{e^-} q_{12}^{e^-}}{n_{e^-} q_{21}^{e^-} + A_{21}} \tag{3.6}$$

onde temos ainda,

$$\begin{aligned} A_{21} &= 2.291\ 10^{-6}\ s^{-1} \\ \Gamma_{12} &= 9.23\ 10^{-11}\ s^{-1} \\ q_{21}^{e^-} &= \tfrac{1}{2}\ q_{12}^{e^-}\ e^{\frac{91.25}{T}} \qquad T\ em\ K \end{aligned} \tag{3.7}$$

e os coeficientes K_{12} e $q_{12}^{e^-}(T)$ podem ser extraídos da tabela 3.3 e figura 3.3, respectivamente.

Assim, na figura 3.5, teremos que o valor de n_e para qual o povoamento relativo aproxima-se do equilíbrio termodinâmico é aproximadamente $n_{e^-} \approx \frac{A_{21}}{q_{21}}$, ao passo que a densidade para a qual

as curvas que incluem o campo UV e a RCF desviam-se de um patamar constante é $n_{e^-} \approx \frac{\Gamma_{12}}{q_{12}}$ e $n_{e^-} \approx \frac{K_{12}}{q_{12}}$, respectivamente.

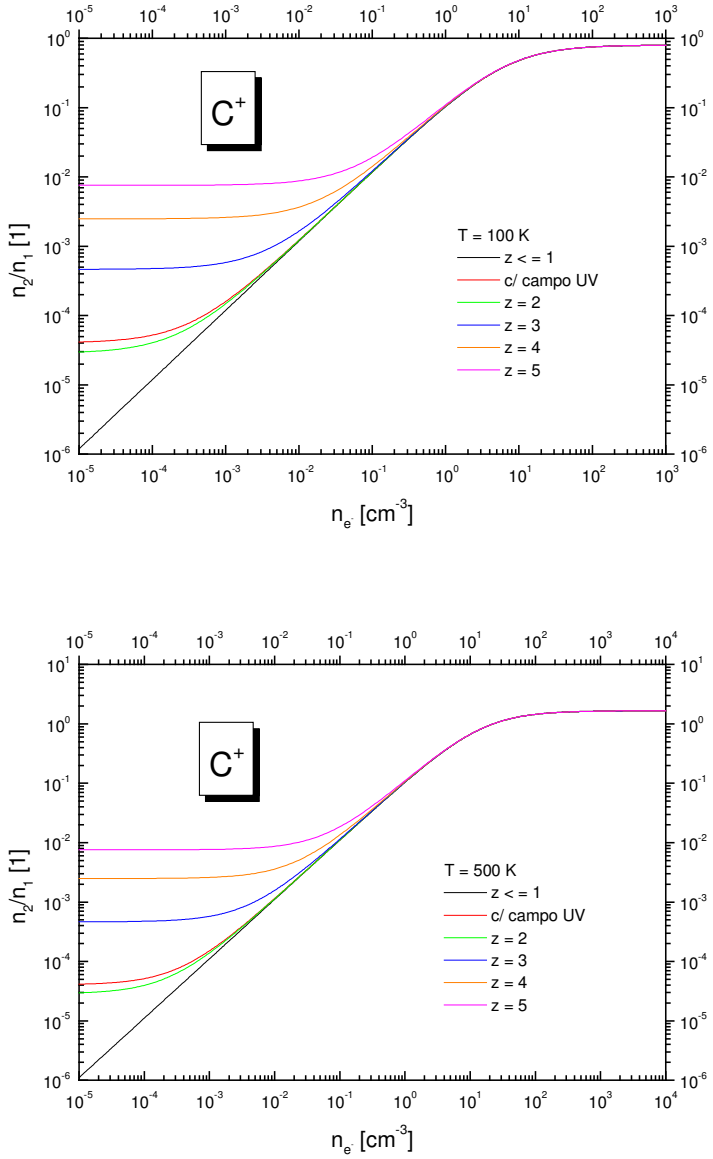


Figura 3.5: Razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^+ sob diferentes condições físicas.

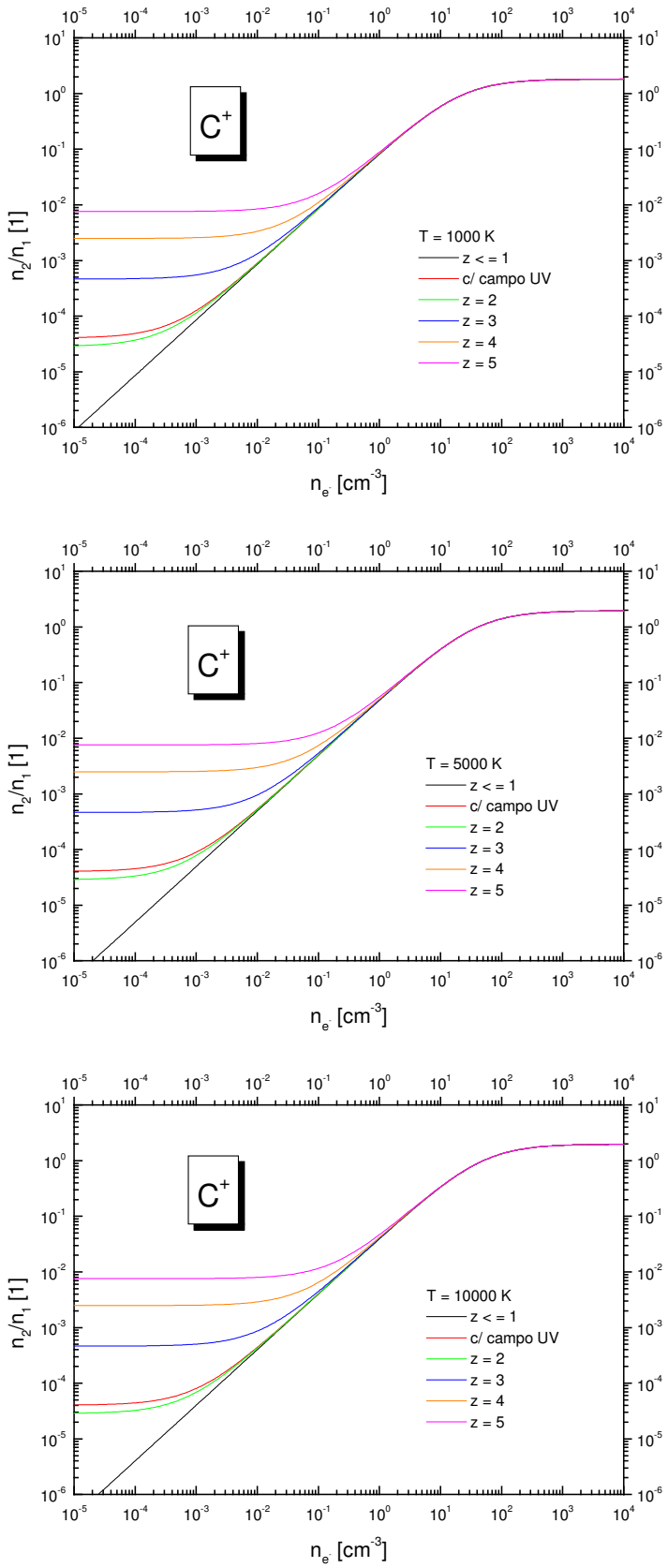


Figura 3.5: continuação

3.5 O íon Si^+

O íon Si^+ possui a estrutura atômica muito semelhante ao C^+, tendo em vista que ambos estão situados na mesma coluna da tabela periódica.

O estado fundamental é composto pelo termo $^2P_{1/2,3/2}$, cuja energia de separação entre os níveis de estrutura fina é $\Delta E = 287.24\ cm^{-1}$. A probabilidade de transição do decaimento espontâneo entre os níveis é $A_{21} = 2.17\ 10^{-4}\ s^{-1}$ (Nussbaumer, 1977).

Como os níveis de estrutura fina do Si^+ estão demasiadamente separados entre si, teremos que a RCF não será um mecanismo significativo de povoamento do estado excitado, como atestam as taxas de excitação calculadas na tabela 3.4 para diversos redshifts, assumindo válida a lei de temperatura do modelo cosmológico padrão (2.5):

z	$K_{1/2\text{-}3/2}$ [s^{-1}]
0	$7.00\ 10^{-70}$
1	$5.51\ 10^{-37}$
2	$5.09\ 10^{-26}$
3	$1.55\ 10^{-20}$
4	$3.01\ 10^{-17}$
5	$4.70\ 10^{-15}$

Tabela 3.4: Taxas de excitação do Si^+ pela RCF.

Transições envolvendo os níveis $^2P_{1/2}$ – $^2P_{3/2}$ podem ser provocadas diretamente através de colisões com partículas presentes no meio, elétrons ou átomos de hidrogênio neutro.

Para a força de colisão média entre os níveis de estrutura fina utilizamos os valores calculados por Dufton e Kingston (1991). Como a força de colisão média da transição $^2P_{1/2}$ – $^2P_{3/2}$ varia muito pouco com a temperatura, decidimos estender o cálculo dos autores para temperaturas mais baixas do que as fornecidas no artigo como $\gamma\ (\log(T_{cin})<3.6) = cte = 5.58$.

As taxas de colisão por átomos de hidrogênio neutro foram tiradas de Roueff (1990).

A figura 3.6 ilustra as taxas de colisão para o Si^+.

A seguir consideramos o povoamento indireto induzido pelo campo ultravioleta. Como referência adotamos o campo UV da Galáxia dado por Gondhalekar et al. (1980), levando em conta no cálculo os termos $3s^23p\ ^2P^o$, $3s3p^2\ ^4P$, $3s3p^2\ ^2D$, $3s^24s\ ^2S$, $3s3p^2\ ^2S$, $3s^23d\ ^2D$, $3s3p^2\ ^2P$, $3s^25s\ ^2S$ e

$3s^24d\ ^2D$, perfazendo um total de 16 níveis ao se incluir o desdobramento devido à estrutura fina; as energias correspondentes foram tiradas de Martin e Zalubas (1983). As probabilidades de transição correspondentes às transições proibidas entre os níveis $^2P_{1/2,3/2}$-$^4P_{1/2,3/2,5/2}$ foram extraídas de Calamai, Smith e Bergeson (1993), ao passo que para as demais transições permitidas utilizamos os valores dados por Verner et al. (1996). A taxa de excitação indireta pelo campo UV obtida foi $\Gamma_{1/2-3/2} = 1.05\ 10^{-9}\ s^{-1}$.

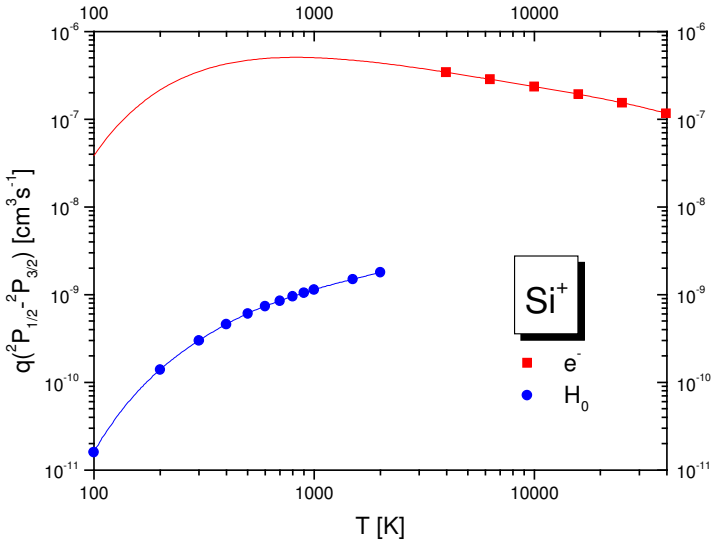


Figura 3.6: Taxas de colisão do Si^+ com vários parceiros de colisão.

Outro mecanismo de povoamento investigado foi colisão induzida por elétrons para os níveis mais excitados. Para acessar a importância desse processo realizamos cálculos teste para várias temperaturas diferentes incluindo colisões eletrônicas entre todos os 7 primeiros níveis de energia (as forças de colisão médias foram tiradas de Dufton e Kingston, 1991, as principais encontram-se na figura 3.7), comparando os povoamentos relativos com os obtidos levando-se em consideração apenas os 2 níveis pertencentes ao termo fundamental ^2P. Os testes revelaram que a discrepância obtida foi insignificante para T < 30.000 K, onde a diferença chega a cerca de 5%.

A figura 3.8 mostra os cálculos dos povoamentos relativos sob diversas situações físicas distintas obtidos utilizando-se os dados atômicos descritos acima.

Cálculos similares foram realizados anteriormente por Keenan et al. (1985). Testes sobre as mesmas situações físicas consideradas pelos autores mostraram acordo razoável, embora seja difícil fazer uma análise mais quantitativa, uma vez que no artigo não aparecem tabelas de pontos. Acreditamos que os cálculos aqui apresentados sejam mais confiáveis, uma vez que utilizamos dados atômicos recentes.

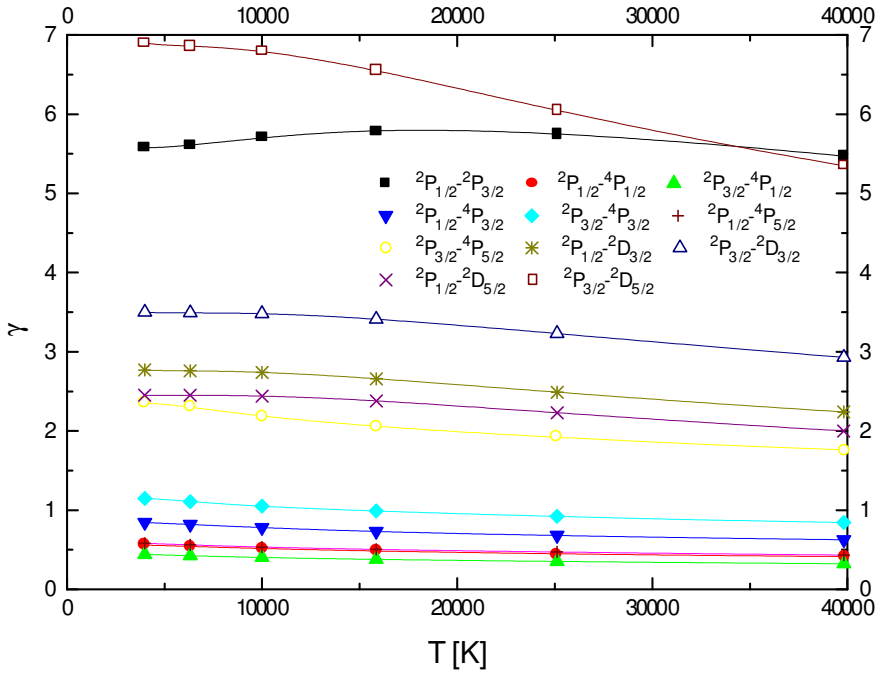


Figura 3.7: Forças de colisão médias envolvendo os níveis excitados do Si^+.

Como o termo fundamental do Si^+ é composto de apenas dois níveis, é fácil encontrar uma fórmula que aproxime bastante bem o povoamento relativo:

$$\frac{n_2}{n_1} \cong \frac{\Gamma_{12} + n_e q_{12}^e + n_H q_{12}^H}{n_e q_{21}^e + n_H q_{21}^H + A_{21}} \tag{3.8}$$

onde,

$$\begin{aligned} A_{21} &= 2.17\ 10^{-4}\ \ s^{-1} \\ \Gamma_{12}^{Galáxia} &= 1.05\ 10^{-9}\ \ s^{-1} \\ q_{21} &= \tfrac{1}{2}\ q_{12}\ e^{\frac{413.272}{T}} \qquad\qquad T\ em\ K \end{aligned} \tag{3.9}$$

e os coeficientes q_{12}^e e q_{12}^H podem ser extraídos da figura 3.6 .

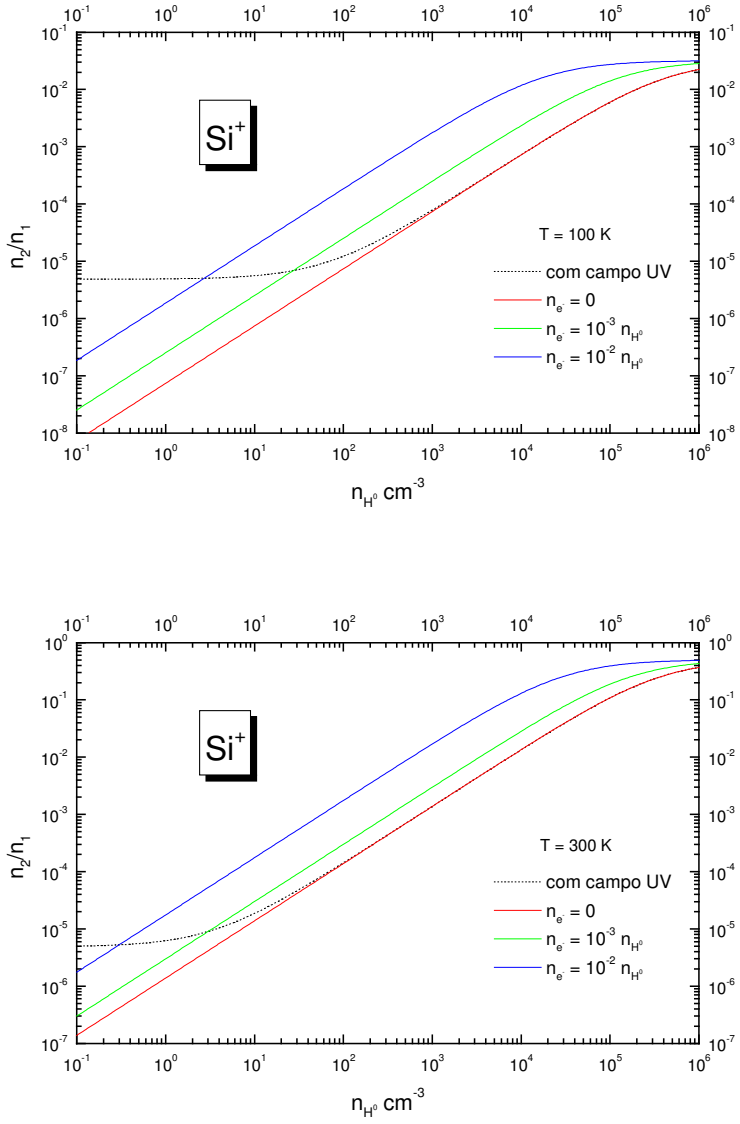
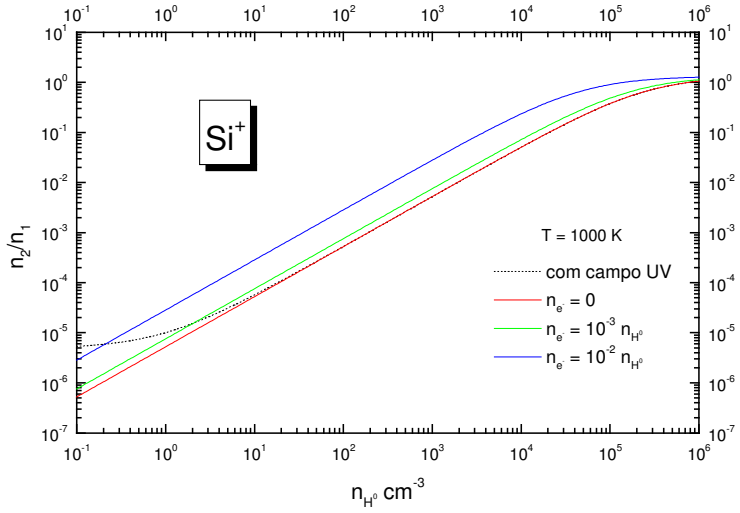


Figura 3.8: Razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do Si^+ sob diferentes condições físicas.



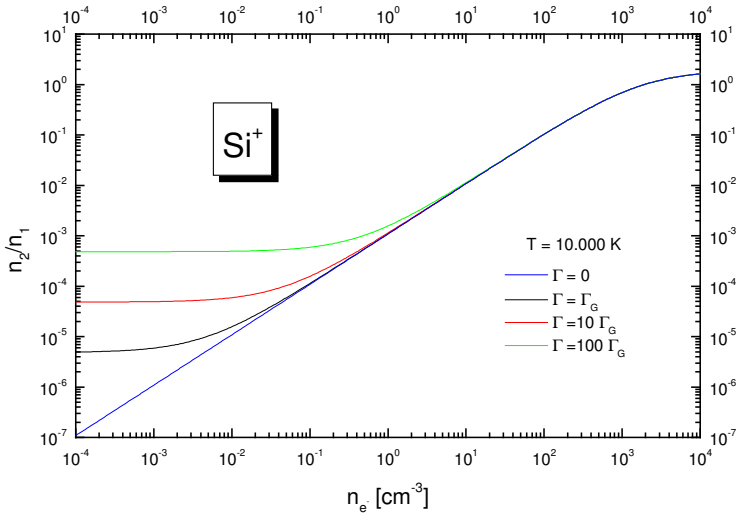


Figura 3.8: continuação

4. Razões de Densidades de Coluna

Neste capítulo nos ocuparemos em descrever com maiores detalhes como se determinam as densidades de coluna a partir do espectro observado, bem como reunir os dados coletados na literatura referentes às razões das densidades de coluna dos níveis de estrutura fina.

4.1 A física das linhas em absorção

A densidade de coluna N (cm^{-2}) é uma medida da quantidade de material acumulado por unidade de área projetada ao longo da linha de visada:

$$N = \int n dl \tag{4.1}$$

onde n é a densidade volumétrica do meio (cm^{-3}).

Se a linha encontra-se suficientemente resolvida no espectro, a densidade de coluna pode ser obtida diretamente (e.g. Spitzer, 1978):

$$N = \frac{m_e c^2}{\pi e^2 \lambda_0^2 f} \int \tau(\lambda) d\lambda \tag{4.2}$$

e a profundidade óptica da linha é dada por:

$$\frac{F_l(\lambda)}{F_c(\lambda)} = e^{-\tau(\lambda)} \tag{4.3}$$

onde F_l é o fluxo observado na linha e F_c é o fluxo do contínuo extrapolado (figura 4.1).

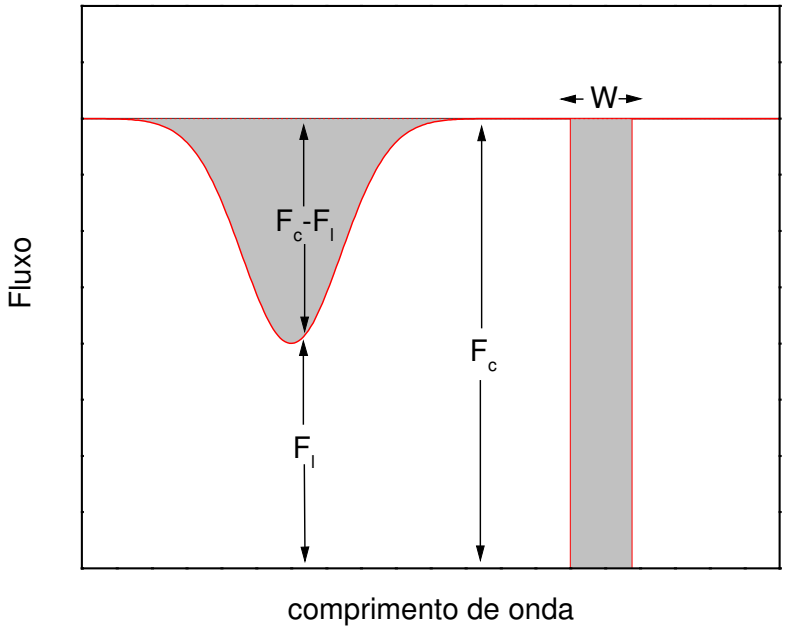


Figura 4.1: Diagrama esquemático de uma linha em absorção.

Entretanto na prática isso raramente é possível, uma vez que não dispomos de um perfil instrumental muito mais estreito do que o perfil da linha. O que é observado na realidade corresponde a um fluxo aparente, que é a convolução do fluxo real com o perfil instrumental:

$$F_a(\lambda) = [F_c(\lambda)e^{-\tau(\lambda)}] \otimes \varphi(\Delta\lambda) \tag{4.4}$$

O alargamento do perfil da linha pode ser causado por diversos fatores, dentre eles o alargamento natural devido ao princípio da incerteza de Heisenberg nos níveis de energia. Nesse caso o perfil resultará num perfil Lorentziano (e.g. Peterson, 1997):

$$\phi(\lambda) = \frac{\gamma_i / \pi}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \gamma_i^2} \tag{4.5}$$

onde γ_i é a constante de amortecimento da linha:

$$\gamma_i = \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} \sum_{j<i} A_{ij} \tag{4.6}$$

e a somatória é sobre todos os níveis abaixo do nível superior i da transição. Se o nível inferior l também sofre alargamento natural devemos então utilizar:

$$\Gamma = \gamma_i + \gamma_l \tag{4.7}$$

Outro mecanismo importante de alargamento do perfil da linha é o alargamento Doppler causado pelo movimento térmico das partículas na direção do observador com uma distribuição Maxwelliana de velocidades:

$$P(v_z) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} e^{-v_z^2/2\sigma^2} = \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} e^{-v_z^2/b^2} \tag{4.8}$$

onde b é o *parâmetro Doppler*:

$$b = \sqrt{2}\sigma = \left(\frac{2kT}{\mu m_p}\right)^{1/2} \tag{4.9}$$

e μ é o peso atômico do íon responsável pela absorção.

Assim, o perfil resultante da linha será a convolução do perfil Lorentziano com a distribuição Maxwelliana de velocidades, de modo que a seção de choque de absorção pode ser escrita:

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0^2}{c} \frac{1}{(\pi b^2)^{1/2}} \frac{\Gamma}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-v_z^2/b^2} dv_z}{(\lambda - \lambda_0 - \lambda_0 v_z / c)^2 + \Gamma^2} \tag{4.10}$$

No núcleo da linha o perfil será aproximadamente Gaussiano, ao passo que nas asas a contribuição do perfil Lorentziano dominará.

Esta equação pode ser simplificada fazendo a mudança de variáveis $y = v_z / b$ e definindo $\Delta\lambda_0 = \lambda_0 b / c$; em termos das quantidades adimensionais $a = \Gamma / \Delta\lambda_0$ e $x = \dfrac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_0}$ teremos:

$$\sigma(\lambda) = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0}{b} U(a, x) \tag{4.11}$$

onde introduzimos a *função de Voigt normalizada*:

$$U(a,x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x-y)^2 + a^2} \tag{4.12}$$

A *largura equivalente* de uma linha de absorção é definida por (figura 4.1):

$$W(\lambda_0) = \int \frac{F_c(\lambda) - F_l(\lambda)}{F_c(\lambda)} d\lambda \tag{4.13}$$

Esta quantidade nos dá uma medida da fração de energia removida do contínuo, e não é afetada se ao invés do verdadeiro fluxo da linha $F_l(\lambda)$ utilizamos o equivalente $F_a(\lambda)$ observado em baixa resolução. Observe-se que aqui largura equivalente está expressa no referencial de repouso da região absorvente, entretanto o que é efetivamente observado é:

$$W_{obs}(\lambda_0) = W(\lambda_0)(1 + z_{abs}) \tag{4.14}$$

Substituindo (4.3) em (4.13):

$$W(\lambda_0) = \int (1 - e^{-\tau(\lambda)}) d\lambda \tag{4.15}$$

Uma vez que,

$$\tau(\lambda) = \int n(l)\sigma(\lambda) dl = N\sigma(\lambda) \tag{4.16}$$

temos:

$$W(\lambda_0) = \frac{\lambda_0 b}{c} \int \{1 - \exp[-\tau_0 U(a,x)]\} dx \tag{4.17}$$

onde a profundidade óptica no centro da linha é:

$$\tau_0 = \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{f\lambda_0}{b} N \tag{4.18}$$

A equação 4.17 nos dá então a relação entre a densidade de coluna N e a largura equivalente $W(\lambda_0)$ medida no espectro, denominada *curva de crescimento*. A figura 4.2 nos dá uma idéia dessa curva tomando-se o caso particular da linha λ 1548 Å do C IV, de onde podemos distinguir três regimes distintos:

a) <u>Linha não-saturada</u>: se a linha é fraca, $\tau_0 << 1$, a expansão em série de (4.17) resulta numa relação linear entre $W(\lambda_0)$ e N:

$$W(\lambda_0) = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} f\lambda_0^2 N \tag{4.19}$$

Esta situação ocorre quando cada íon vê essencialmente toda a radiação do contínuo, de modo que a fração de energia absorvida é proporcional ao número total de íons. Se o número de íons intervenientes for grande, aqueles mais próximos da fonte do contínuo blindarão o restante da nuvem de parte da radiação, de modo que a fração total de energia absorvida será menor do que a esperada pela relação linear.

b) <u>Linha saturada</u>: se a absorção é tão significativa a ponto de praticamente absorver toda a radiação no centro da linha então nos encontramos no regime em que a linha é dita *saturada*. Uma vez que a probabilidade do fóton ser absorvido cai exponencialmente ao longo do núcleo Gaussiano da linha, podemos assumir numa análise simples que aproximadamente todos os fótons são absorvidos para um certo $x < x^*$ e nenhum para $x > x^*$, com x^* determinado pela condição:

$$\tau_0 U(a, x^*) = 1 \tag{4.20}$$

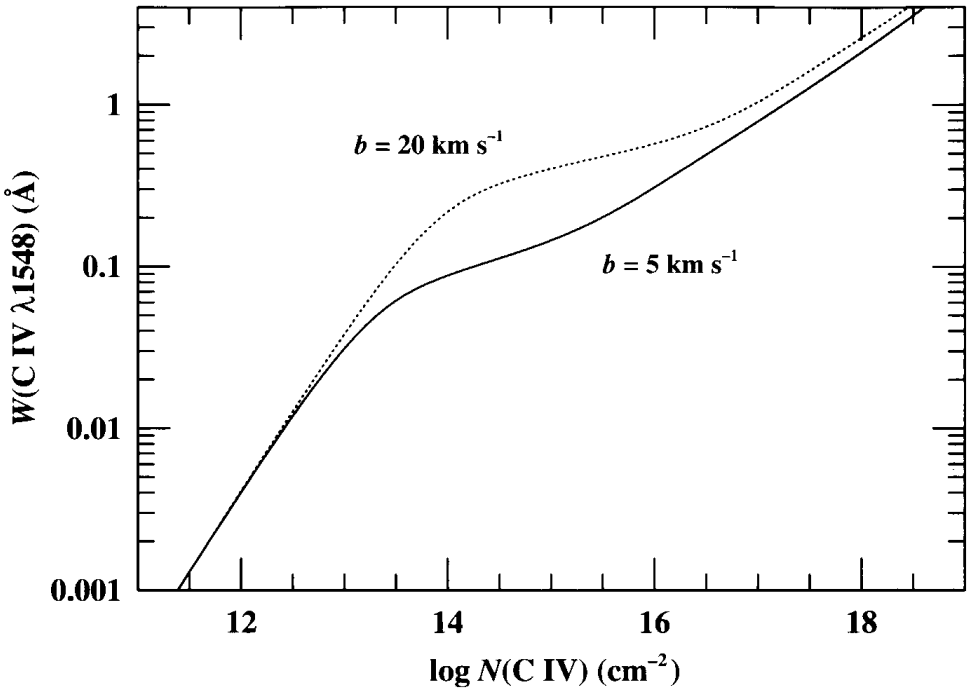


Figura 4.2: Curva de crescimento para a linha λ = 1548 Å do C IV.
Extraído de Peterson (1997).

Na região em que o núcleo Gaussiano domina:

$$U(a, x^*) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^{*2}} \tag{4.21}$$

De modo que usando a condição (4.20) e substituindo em (4.17) temos:

$$W(\lambda_0) \propto \sqrt{\ln(\tau_0)} \tag{4.22}$$

A curva de crescimento atinge um platô (figura 4.2), fazendo com que pequenas incertezas na determinação de $W(\lambda_0)$ resultem num erro enorme em N. Além disto é necessário conhecer o valor do parâmetro Doppler b.

O valor de b pode ser determinado tomando-se a razão das larguras equivalentes de duas linhas do mesmo íon, porém cada qual com um valor valor diferente do produto λf, uma vez que linhas com um valor maior de λf saturam mais rapidamente. Esse é o chamado *método da razão dos dubletos*.

c) Linha fortemente saturada: Se a absorção for tão intensa a ponto de absorver completamente o núcleo da linha, podemos aproximar o perfil de Voigt pela contribuição da Lorenztiana nas asas:

$$U(a, x^*) \approx \frac{a}{\pi x^{*2}} \tag{4.23}$$

Usando novamente a condição (4.20) obtemos:

$$W(\lambda_0) \propto \sqrt{\tau_0} \tag{4.24}$$

A linha atinge então a chamada *parte amortecida* da curva de crescimento, onde a dependência de $W(\lambda_0)$ é com a raiz quadrada de N.

Se a linha que estamos observando encontrar-se no regime b) teremos então que a nossa determinação da densidade de coluna estará seriamente comprometida, possibilitando-nos apenas colocar um limite inferior através da extrapolação da relação linear da curva de crescimento (4.19) .

Podemos investigar a presença de saturação numa linha se dispomos no espectro de mais de uma linha do mesmo íon com diferentes valores do produto λf através do *método da profundidade óptica aparente* (Savage e Sembach, 1991).

O método consiste em obter para cada pixel a profundidade óptica aparente:

$$\tau_a(v) = \ln \frac{F_c(v)}{F_a(v)} \tag{4.25}$$

relacionando-a com a densidade de coluna aparente:

$$N_a(v) = \frac{m_e c}{\pi e^2} \frac{\tau_a(v)}{\lambda f} \tag{4.26}$$

Uma vez que a profundidade óptica aparente subestima a verdadeira profundidade óptica de linhas fortes e não resolvidas, a densidade de coluna aparente inferida será menor do que para linhas mais fracas. Isso é ilustrado na figura 4.3, onde as linhas mais fortes do Ni II fornecem densidades de coluna menores.

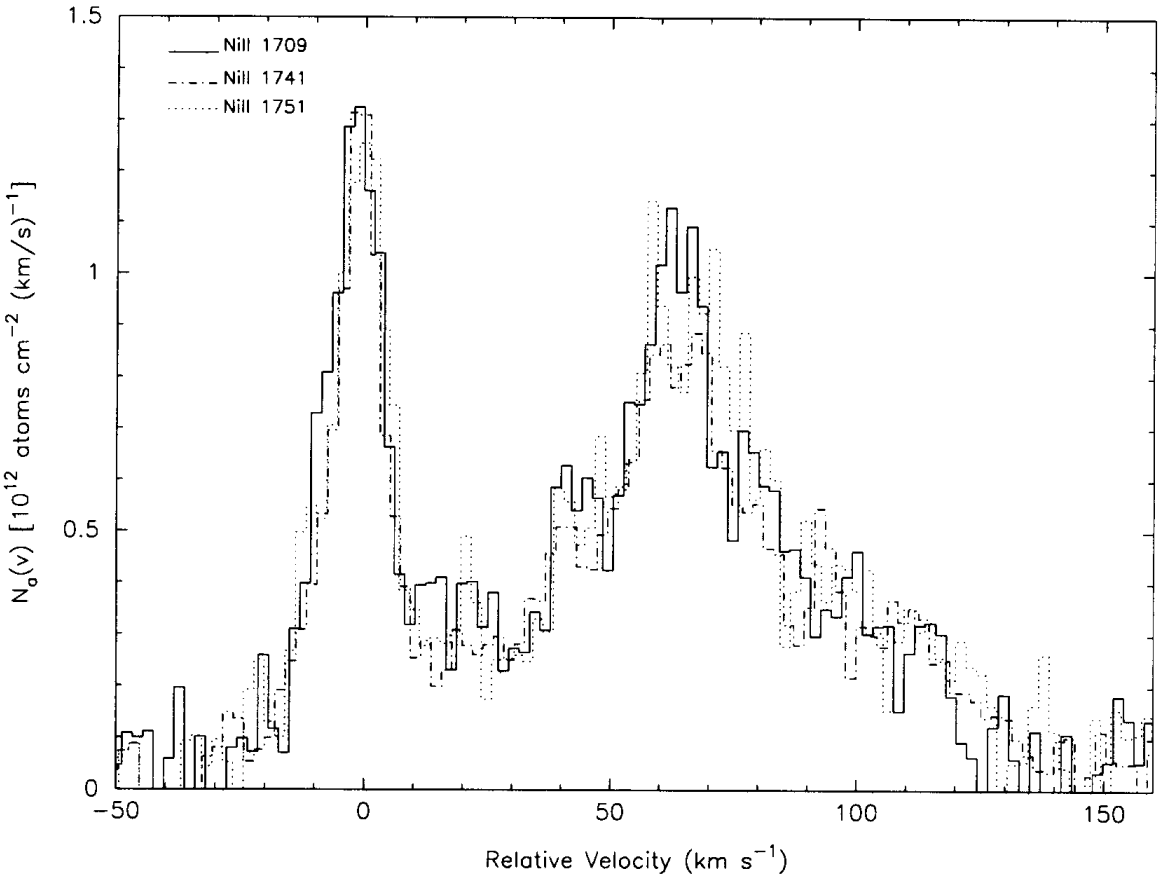


Figura 4.3: Densidades de coluna aparentes para linhas do Ni II.
Extraído de Prochaska e Wolfe (1997).

Podemos obter a densidade de coluna total através da integração direta de (4.26):

$$N_a = \int N_a(v)dv \tag{4.27}$$

Se a linha encontrar-se fortemente saturada o valor obtido será apenas um limite inferior para a verdadeira densidade de coluna N, com a vantagem de fornecer um valor melhor (i.e., maior) do que a simples extrapolação da região linear da curva de crescimento (4.19) .

4.2 Dados observacionais

A tabela 4.1 reúne os dados observacionais relativos às razões das densidades de coluna das linhas provenientes dos níveis de estrutura fina do C^0 e C^+ disponíveis na literatura.

Com exceção das medidas de Ge, Bechtold e Black (1997) obtidas no MMT, todas as observações foram feitas no telescópio de 10 m Keck I.

Isso não é de se surpreender, na seção 2.3 vimos que a largura equivalente esperada da linha proveniente do estado excitado deveria ser extremamente baixa, o que muitas vezes é abaixo do limite de detecção no espectro. O principal fator limitante que impede a detecção de linhas extremamentes fracas é a relação sinal/ruído encontrada na prática, posto que o QSO de fundo é uma fonte de luz tênue ($m_V > 17$), não obstante sua alta luminosidade intrínsica.

Quando a linha proveniente do estado excitado é fraca demais para ser detectada, o melhor que se pode fazer é colocar um limite superior na densidade de coluna N^*. Esse limite é obtido tomando-se a largura equivalente da linha igual ao erro $\sigma(W)$ - causado pela relação sinal/ruído do espectro e também ao se fitar o contínuo do QSO – na região linear da curva de crescimento (4.19).

No caso do C^+ as linhas medidas são $\lambda\lambda$ 1334Å, 1335Å . Infelizmente nas regiões intervenientes do QSO a linha do C II λ 1334Å proveniente do estado fundamental frequentemente encontra-se fortemente saturada. Como o multipleto seguinte em λ 1037Å inevitavelmente cai na floresta de Lyman, não é possível derivar densidades de coluna N confiáveis através de uma análise da curva de crescimento. Nesse caso o melhor que se pode fazer é derivar um limite inferior para N através do método da profundidade óptica aparente, por exemplo.

No caso do C^0 os multipletos observados encontram-se em λ 1657Å e λ 1560Å (figuras 4.4 e 4.5). Uma vez que o potencial de ionização do C^0 é menor do que o do hidrogênio, este será dificilmente detectado, uma vez que o estágio de ionização predominante será o C^+. Os três sistemas listados na tabela 4.1 correspondem aos únicos sistemas em absorção nos quais foi detectado C^0.

nº	objeto	z_{em}	z_{abs}	espécie	log N^{*} [a]	log N	N^{*}/N [a]	ref. [b]
1	Q1756+23	1.721	1.6748	C^0	< 12.24 [c]	13.15	< 0.124	1
2a	Q1331+17	2.084 [d]	1.77638	C^0	12.59	13.10	0.31 ± 0.03	2
2b	Q1331+17	2.084 [d]	1.77654	C^0	11.95	12.86	0.125 ± 0.004	2
3	Q0013-00	2.0835	1.9731	C^0	13.26	13.65	0.39 ± 0.07	3
3	Q0013-00	2.0835	1.9731	C^+	14.28	16.43	$(7.0 \pm 3.2)\ 10^{-3}$	3
4	Q0149+33	2.43	2.140	C^+	< 12.60	> 14.62	$< 9.57\ 10^{-3}$	4
5	Q2348-14	2.94	2.279	C^+	13.21	> 14.61	$< 3.95\ 10^{-2}$	4
6	Q2231-00	3.02	2.652	C^+	12.90	15.41	$(3.09 \pm 0.75)\ 10^{-3}$	5
7	Q1946+76	2.994	2.8443	C^+	< 12.46	> 14.14	$< 2.09\ 10^{-2}$	6
8	Q0636+68	3.18 [d]	2.9034	C^+	< 12.00	14.66 [e]	$< 2.17\ 10^{-3}$	7
9	Q0347-38	3.23	3.025	C^+	13.48	> 15.03	$< 2.82\ 10^{-2}$	4
10	Q2212-16	3.992	3.6617	C^+	< 12.90	> 14.53	$< 2.34\ 10^{-2}$	6
11	Q2237-06	4.559	4.0803	C^+	< 12.53	> 14.89	$< 4.37\ 10^{-3}$	6
12	Q1202-07	4.7	4.3829 [f]	C^+	< 13.05	> 14.96	$< 1.24\ 10^{-2}$	8

Tabela 4.1: Dados observacionais referentes às razões de densidades de coluna para o C^0 e C^+ coletadas na literatura.

[a] Limites superiores são no nível de confiança 2σ.

[b] 1: Roth e Bauer (1999); 2: Songaila et al. (1994b); 3: Ge, Bechtold e Black (1997); 4: Prochaska e Wolfe (1998); 5: Prochaska (1999); 6: Lu et al. (1996b); 7: Songaila et al. (1994a), 8: Lu et al. (1996a).

[c] Limite superior 2σ fornecido em comunicação particular com o autor.

[d] Extraído do Nasa/Ipac Extragalactic Database (nedwww.ipac.caltech.edu/).

[e] Lu et al. (1996b) contestam esse valor, achando melhor utilizar $N > 1.5\ 10^{14}\ cm^{-2}$.

[f] Esse objeto corresponde ao sistema DLA mais distante já detectado.

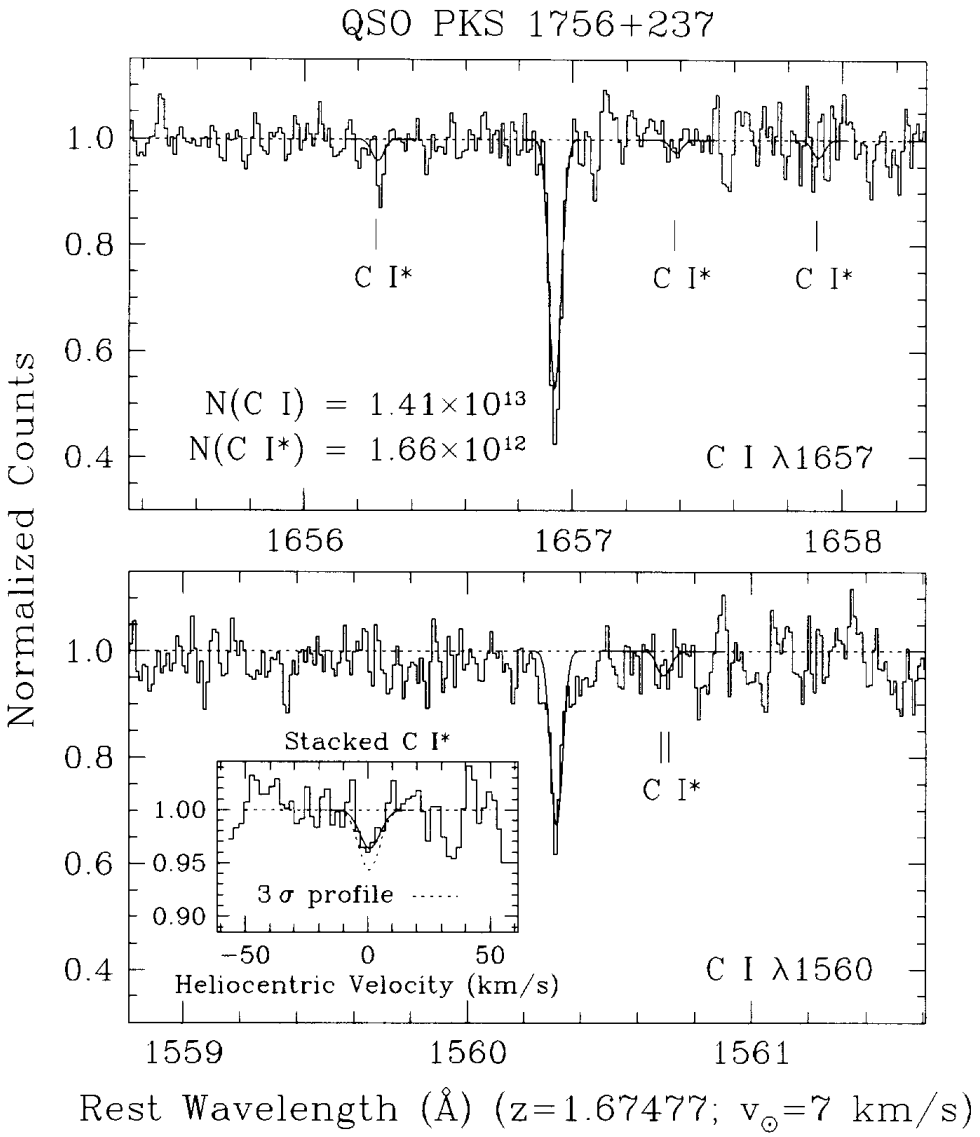


Figura 4.4: Espectro do QSO Q1756+23 mostrando as linhas de estrutura fina do C^0 em absorção.

Extraído de Roth e Bauer (1999).

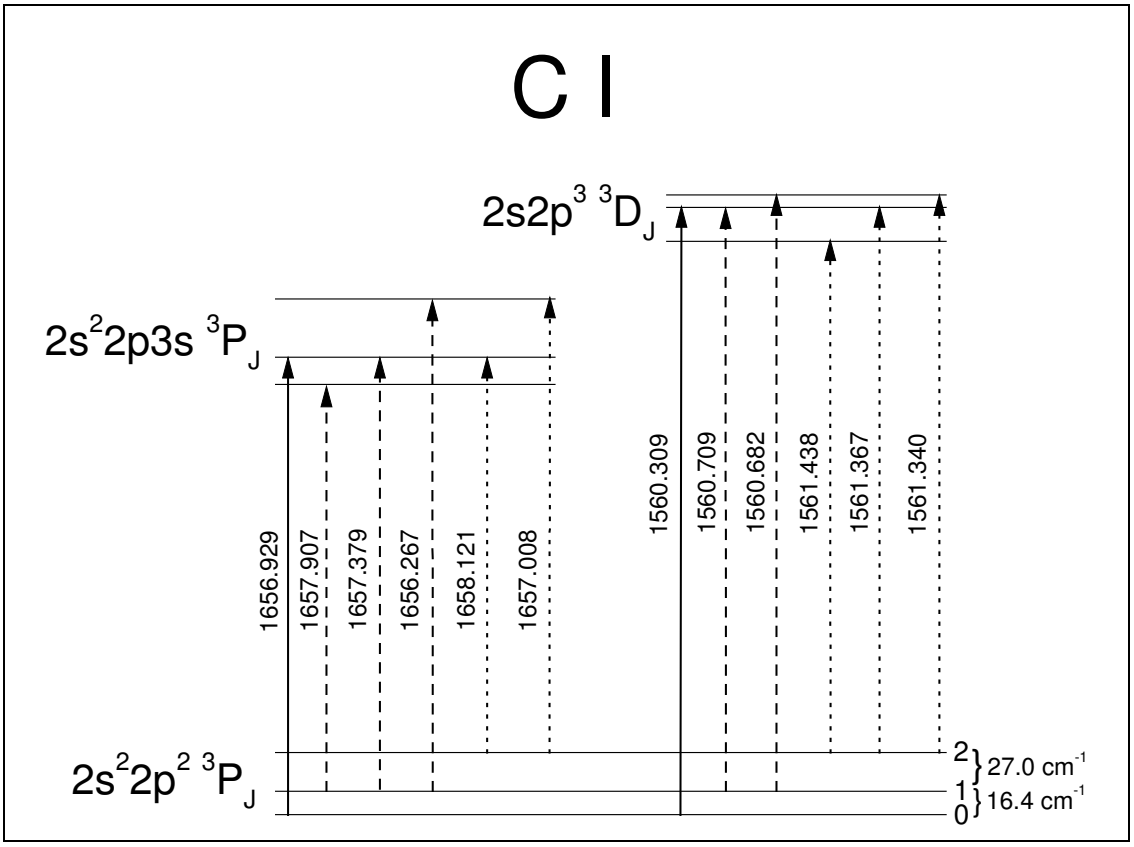


Figura 4.5: As linhas de estrutura fina do C I.
(os níveis de estrutura fina não estão em escala).

5. Condições Físicas

Neste capítulo procuraremos determinar as condições físicas presentes nas regiões em absorção dos QSOs com base nas razões de densidades de coluna das linhas de estrutura fina observadas (tabela 4.1). Embora o estudo detalhado dessas regiões requeira que a modelemos através de um código de fotoionização apropriado, as razões de povoamento dos níveis de estrutura fina inferidas nos permitem tirar conclusões gerais que não dependem do modelo particular construído.

Procuraremos aqui determinar ou impor limites nas densidades eletrônica e de hidrogênio neutro, bem como na intensidade do fluxo de radiação ultravioleta presentes. Ao longo deste capítulo assumiremos como hipótese de trabalho que a lei de temperatura da RCF é dada pelo modelo cosmológico padrão (2.5). A RCF é tratada com maiores detalhes no capítulo 6 .

5.1 Sistemas DLA

A maioria dos objetos para os quais existem dados observacionais disponíveis na literatura (tabela 4.1) corresponde a essa classe de sistema em absorção.

Infelizmente na maior parte dos objetos só foi possível inferir limites superiores nas razões de povoamento dos níveis de estrutura fina do C^+, por conseguinte possibilitando-nos apenas determinar limites superiores para os valores das densidades e intensidade do campo UV. Na tabela 5.1 mostramos os limites superiores obtidos para as densidades eletrônica e de hidrogênio neutro (calculadas em T = 100 K e T = 1000 K), bem como para a intensidade do campo UV presente (expressa como um fator constante f_G que multiplica o campo da Galáxia).

Os valores de n_{e^-}, n_{H^0} e f_G aqui derivados impõem fortes limites superiores nas condições físicas do gás, uma vez que cada um desses parâmetros é calculado supondo-se que cada efeito atuando isoladamente produz a razão de povoamento observada. Se em realidade os vários mecanismos de povoamento forem igualmente importantes, e além disso o povoamento verdadeiro dos níveis for muito menor do que o limite superior observado, os valores de n_{e^-}, n_{H^0} e f_G serão muito menores.

	n_e^- [cm^{-3}]		n_H^0 [cm^{-3}]		campo UV
nº	T = 100 K	T = 1000 K	T = 100 K	T = 1000 K	f_G
4	0.081	0.112	34	12	239
5	0.348	0.472	147	52	1002
7	0.180	0.247	76	27	524
9	0.244	0.334	104	37	710
10	0.202	0.277	86	30	589
11	0.037	0.051	16	6	109
12	0.106	0.146	45	16	310

Tabela 5.1: Limites superiores nas densidades volumétricas e na intensidade do campo UV nos sistemas DLA com base nas linhas do C II.
O nível de confiança é 2σ. A RCF não foi considerada.

Não levamos em consideração hidrogênio molecular, uma vez que tentativas de detecção de H_2 em sistemas DLA resultaram infrutíferas, impondo severos limites na fração de hidrogênio molecular presente - $f \equiv 2N(H_2)/[2N(H_2)+N(H)]$: $f < 4\ 10^{-6}$ (Black, Chaffee e Foltz, 1987), $f < 1.3\ 10^{-4}$ (Lanzetta, Wolfe e Turnshek, 1989), $f < 3\ 10^{-6}$ (Levshakov et al., 1992).

A baixa fração de hidrogênio molecular observada nos sistemas DLA pode ser um efeito de viés, uma vez que sistemas com quantidades substanciais de poeira – propícios à formação de H_2 – podem obscurecer o QSO de fundo (Fall e Pei, 1993), excluindo-o de surveys ópticos.

O sistema z_{abs} = 2.8110 na direção do QSO PKS 0528-250 constitui uma exceção, tendo sido encontrado H_2 com fração de hidrogênio molecular $f \cong 2\ 10^{-3}$ (Foltz, Chaffee e Black, 1988). Entretando, como esse sistema se encontra associado ao QSO (z_{em} = 2.779 < z_{abs}) , suas condições físicas não podem ser tomadas como representativas dos sistemas DLA.

Prótons também não foram considerados, uma vez que a taxa de colisão só se torna comparável às outras taxas de colisão a temperaturas muito mais altas do que as tipicamente encontradas nos sistemas DLA (figura 3.3).

Podemos ainda corrigir os limites derivados na tabela 5.1 incluindo-se os efeitos da RCF (tabela 5.2).

	n_e^- [cm^{-3}]		n_H^0 [cm^{-3}]		campo UV
nº	T = 100 K	T = 1000 K	T = 100 K	T = 1000 K	f_G
4	0.081	0.112	34	12	238
5	0.347	0.471	147	52	1000
7	0.177	0.243	75	27	516
9	0.240	0.328	102	36	698
10	0.189	0.259	80	28	551
11	0.013	0.019	6	2	40
12	0.072	0.099	30	11	211

Tabela 5.2: Limites superiores nas densidades volumétricas e na intensidade do campo UV nos sistemas DLA com base nas linhas do C II incluindo-se a RCF.
O nível de confiança é 2σ.

Notamos que para os dois últimos objetos da amostra que se encontram a $z > 4$, os efeitos da RCF alteram significativamente os valores derivados anteriormente.

Os dados observacionais nos permitem então impor restrições com relação às condições físicas tipicamente encontradas nos sistemas DLA: $n_{e^-} < 10^{-1}$ cm^{-3}, $n_{H^0} < 100$ cm^{-3} e a intensidade do fluxo de radiação UV deve ser menor do que três ordens de grandeza em relação ao campo UV da Galáxia.

Como em geral os sistemas DLA são extremamente neutros, podemos obter uma estimativa preliminar para o tamanho característico da região absorvente, l ~ N(H) / n_H ~ N(HI) / n_{H^0}, e para a massa, $M \sim m_{p^+} n_{H^0} l^3$. A tabela 5.3 mostra os limites inferiores obtidos para o tamanho característico e massa das regiões absorventes adotando os valores de densidade de hidrogênio neutro da tabela 5.2 para T = 100 K. Em geral podemos dizer que l > 1 pc e M > 1 $M_\odot$ (ou M > 10 $M_\odot$), com exceção do sistema nº 11 onde foi possível derivar limites mais restritivos resultantes do limite observacional mais severo na razão de povoamento n^*/n (tabela 4.1).

nº	N(HI) [cm^{-2}]	l [pc]	M [$M_\odot$]
4	20.5 [a]	3.0	22.8
5	20.56 [b]	0.8	1.9
7	20.27	0.8	1.0
9	20.7 [b]	1.6	10.2
10	20.20	0.6	0.5
11	20.5	17.0	695.8
12	20.6	4.3	58.2

Tabela 5.3: Limites inferiores nas dimensões características e massas dos sistemas DLA com base nas linhas do C II.
Densidades de coluna de hidrogênio neutro tiradas das referências na tabela 4.1, exceto:
[a] extraído de Wolfe et al. (1995) e [b] extraído de Pettini et al. (1994).
O nível de confiança é 2σ.

Para o sistema de C I descoberto por Roth e Bauer (1999) – objeto nº 1 da amostra – derivamos limites superiores para a densidade de hidrogênio neutro n_{H^0} (T=10K) < 370 cm^{-3} e para a intensidade do campo UV f_G < 16, ambos calculados sem levar em consideração a RCF. Entretanto, podemos notar da figura 3.1 que a taxa de colisão de C^0 com átomos de hidrogênio neutro varia bastante para T ~ 10 K. Por exemplo, se T = 15 K: n_{H^0} (T=15K) < 109 cm^{-3}. Para temperaturas maiores teremos ainda n_{H^0} (T=100K) < 16 cm^{-3} e n_{H^0} (T=1000K) < 6.8 cm^{-3}.

Limites mais interessantes são obtidos ao se levar em conta os efeitos da RCF, uma vez que para esse sistema ela será responsável pela maior parte do povoamento observado, reservando pouco espaço para os outros efeitos. Com a RCF obtivemos n_{H^0} (T=10K) < 18 cm^{-3}, n_{H^0} (T=15K) < 5.3 cm^{-3}, n_{H^0} (T=100K) < 0.78 cm^{-3}, n_{H^0} (T=1000K) < 0.33 cm^{-3} e f_G < 0.77 .

Não procuramos obter limites para a dimensão da região absorvente ou de sua massa tendo em vista que não há determinação confiável da densidade de coluna de hidrogênio neutro desse sistema na literatura.

Para o restante dos sistemas DLA da amostra – objetos nº 2a e 3 – as razões de povoamento puderam ser determinadas observacionalmente, ao invés de apenas limites superiores. A figura 5.1 mostra as densidades de hidrogênio neutro determinadas - para T = 100 K e T = 1000 K - como função da intensidade do campo UV (a RCF foi incluída).

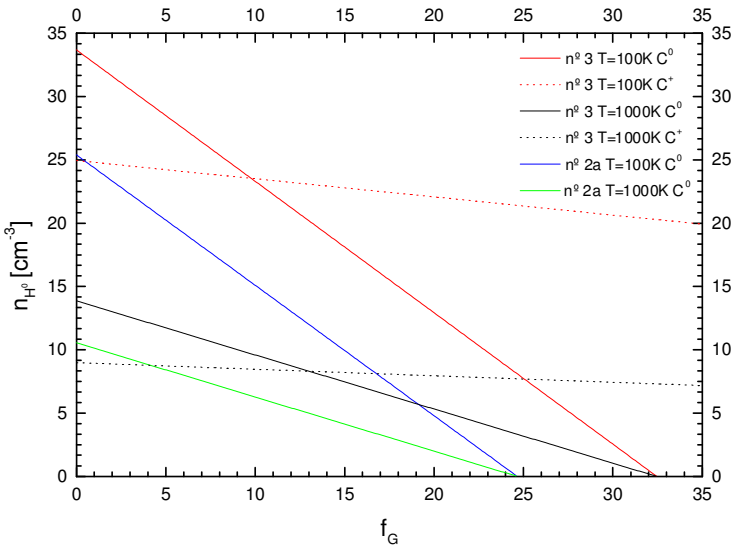


Figura 5.1: Densidades volumétricas dos sistemas DLA como função da intensidade do campo UV presente.
O campo UV é expresso como um fator constante f_G que multiplica o campo da Galáxia de Gondhalekar et al. (1980).

Para o sistema 2a deveremos ter n_{H^0} (T=100K) < 25 cm^{-3}, n_{H^0} (T=1000K) < 11 cm^{-3} e f_G < 25 . Adotando N(HI) = 1.5 10^{21} cm^{-2} (Pettini et al., 1994; Chaffee, Black e Foltz, 1988) teremos para T = 100 K, l > 19 pc e M > 4500 $M_\odot$, ao passo que se T = 1000 K, l > 44 pc e M > 23.000 $M_\odot$.

Embora o sistema nº 3 possua hidrogênio molecular detectado (Ge e Bechtold, 1997), este não foi considerado, pois a abundância fracional é baixa $f = 0.22$ e as taxas de colisão com hidrogênio molecular são menores do que as correspondentes com hidrogênio atômico neutro (figuras 3.1 e 3.3).

Note que nesse sistema foi possível observar tanto as linhas do C I quanto do C II, possibilitando duas medidas independentes das condições físicas presentes. Como tanto o C^0 quanto o C^+ encontram-se na mesma região de ionização podemos tomar a densidade de hidrogênio neutro e a intensidade do campo UV como o ponto onde as duas retas se cruzam na figura 5.1; para os dois valores de temperatura adotados deveremos ter um campo de radiação UV presente uma ordem de grandeza mais intenso do que o campo UV da Galáxia.

No modelo de fotoionização construído por Ge, Bechtold e Black (1997) utilizando o código CLOUDY: T = 100 K, n_{H^0} = 21.0 cm^{-3}, f_G = 17.0 e n_{e^-} = 1.05 10^{-2} cm^{-3}. Densidades eletrônicas dessa ordem diminuem um pouco a densidade de hidrogênio neutro determinada pelas retas tracejadas na figura 5.1, como mostra a figura 5.2 .

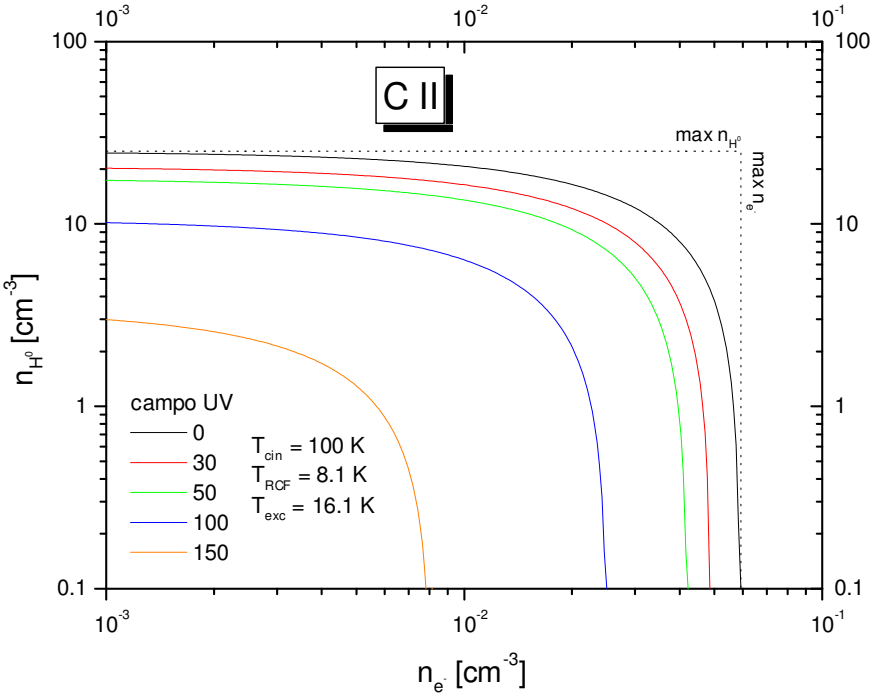


Figura 5.2: Densidades volumétricas e intensidades do campo UV que reproduzem a razão das linhas do C II no sistema DLA observado Ge, Bechtold e Black (1997).
O campo UV é expresso como um fator constante que multiplica o campo da Galáxia de Gondhalekar et al. (1980).

Adotando T = 100 K, da figura 5.1 temos $n_{H^0} < 25$ cm^{-3} (inferido das linhas de C II); como N(HI) = 5.0 10^{20} cm^{-2} (Ge e Bechtold, 1997) teremos l > 6.5 pc e M > 170 $M_\odot$. O valor $n_{H^0} = 21.0$ cm^{-3} determinado por Ge, Bechtold e Black (1997) implica em l = 7.7 pc e M = 240 $M_\odot$.

5.2 Sistemas LL

Os sistemas LL diferem significativamente dos sistemas DLA por estarem consideravelmente ionizados. A observação das linhas de estrutura fina nesses sistemas nos permite então inferir a densidade eletrônica do meio.

Supõe-se que esses sistemas estejam situados no halo da galáxia, sendo fotoionizados por um campo ultravioleta de fundo. A existência desse campo ultravioleta de fundo é inferida a partir da ausência de absorção substancial da radiação do QSO em comprimentos de onda mais curtos que a linha Ly α em emissão, o que leva a crer que o meio intergalático se encontra significativamente ionizado (Gunn e Peterson, 1965).

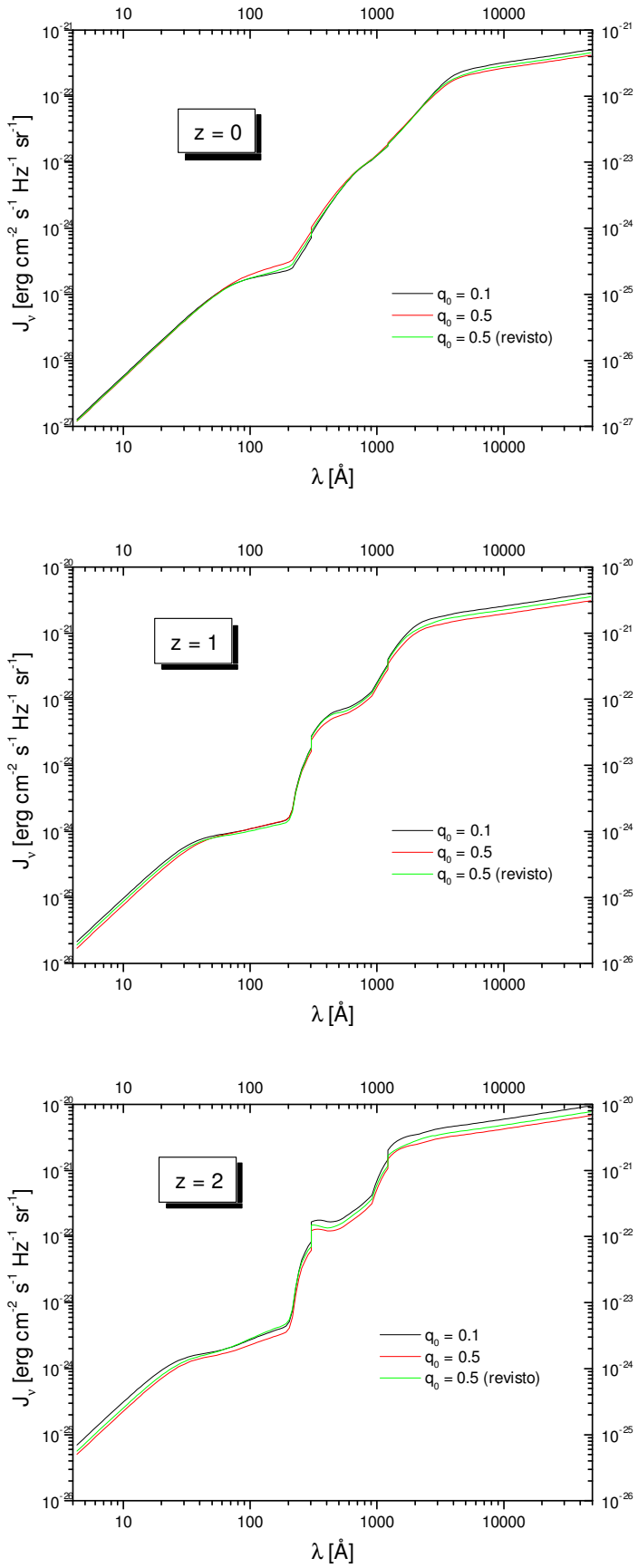


Figura 5.3: Intensidade média do campo UV de fundo.

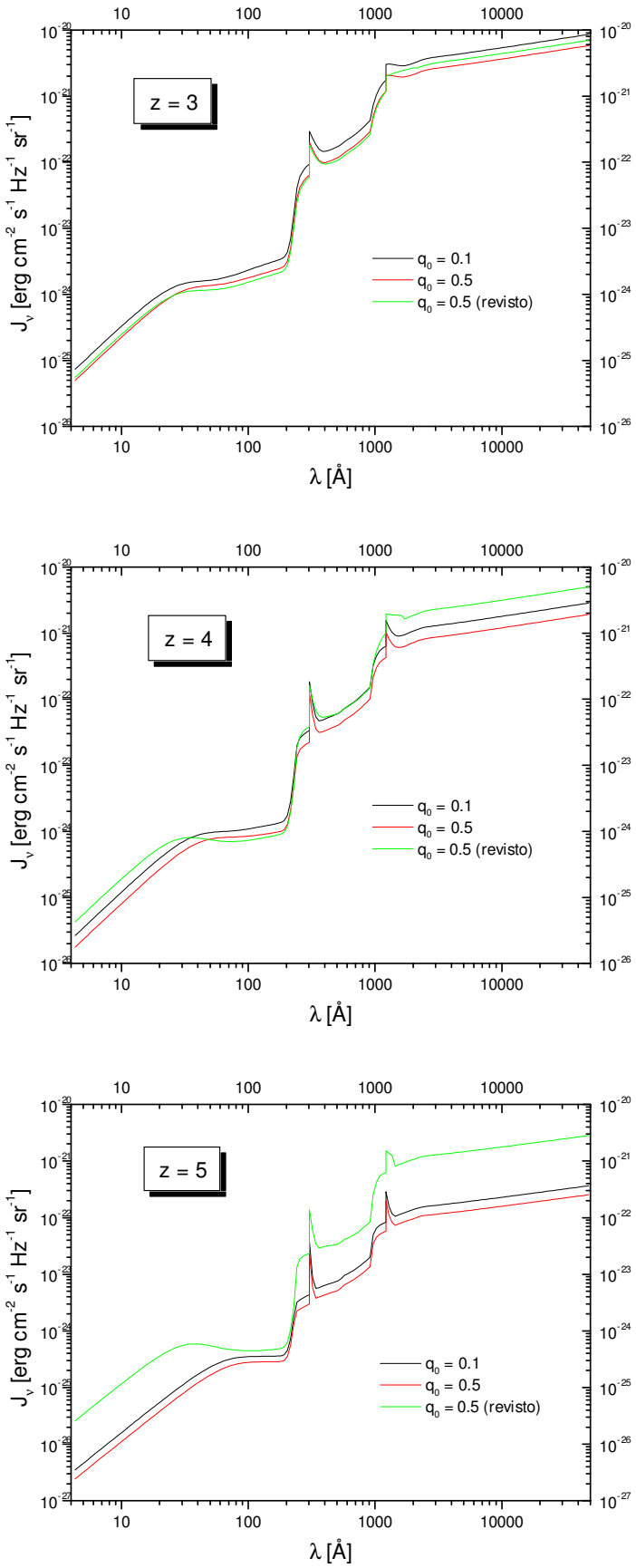


Figura 5.3: continuação

Uma possível fonte para essa radiação de fundo seria o fluxo integrado de todos os QSOs; a figura 5.3 mostra o campo ultravioleta de fundo calculado adicionando-se a radiação de todos os QSOs como função do redshift (Madau, Haardt e Rees, 1998; Haardt e Madau, 1996) para cosmologias com q_0 = 0.1, 0.5 . A linha verde (adotada nos cálculos mais adiante) refere-se ao modelo revisto com a função de luminosidade dos QSOs conforme descrita no artigo original (Madau, Haardt e Rees, 1998). Notamos que o campo difere significativamente de uma lei de potência devido à absorção de parte da radiação dos QSOs pelo meio intergalático.

Entretanto a aplicação desse campo em modelos de fotoionização que tentam explicar as densidades de coluna observadas em sistemas LL não produz resultados satisfatórios. Um dado modelo de fotoionização é caracterizado pelo *parâmetro de ionização*, definido como a razão da densidade de fótons capazes de ionizar o hidrogênio pela densidade total de hidrogênio do meio:

$$U \equiv \frac{\Phi_H}{n_H c} \tag{5.1}$$

onde Φ_H é o fluxo de fótons capazes de ionizar o hidrogênio.

Modelos com o campo UV de fundo requerem U ~ 10^{-2} para explicar as densidades de coluna observadas, o qual substituído na definição de U (5.1) juntamente com o valor de Φ_H implica em densidades da ordem $n_H < 10^{-2}$ cm^{-3}. Densidades baixíssimas dessa ordem implicam numa região absorvente enorme, com tamanhos característicos l ~ 20 kpc (Gruenwald e Viegas, 1993). Se o tamanho característico dessas regiões é semelhante ao tamanho dos aglomerados globulares da Galáxia, então a densidade de hidrogênio deveria ser n_H ~ 10 cm^{-3}, e o modelo de fotoionização com o campo UV de fundo não explicaria as densidades de coluna observadas a menos que uma fonte adicional local de radiação esteja presente.

A razão das densidades de coluna das linhas de estrutura fina permite determinar diretamente a densidade volumétrica do meio. A construção de um modelo de fotoionização para o sistema LL nº 6 da amostra levando-se em consideração a determinação de densidade das linhas de estrutura fina implica num campo de radiação muito mais intenso do que o campo UV de fundo (Prochaska, 1999).

Outra evidência contra o campo UV de fundo como única fonte ionizante dos sistemas LL é fornecida pelo QSO HS 1700+6416. Espectros UV obtidos com o telescópio espacial Hubble, juntamente com espectros ópticos obtidos do chão, permitiram determinar densidades de coluna para as espécies CNO dos sistemas LLs na direção desse QSO em vários estágios de ionização: O^{+2} – O^{+5}, N^{+} – N^{+4}, C^{+} – C^{+3} (Vogel e Reimers, 1993). A observação de uma mesma espécie em

diferentes estágios de ionização impõe restrições ao campo de radiação ionizante, e nesse caso não foi possível ajustar as densidades de coluna observadas com o campo UV de fundo calculado somando-se a radiação de todos os QSOs. A determinação posterior da densidade de coluna do He^0 (Reimers e Vogel, 1993) impossibilitou os autores de contruírem qualquer modelo que explicasse com sucesso simultaneamente as densidades de coluna dos metais e do He^0.

Um modelo bem-sucedido em explicar os sistemas LLs na direção do QSO HS 1700+6416 é o modelo do halo quente, no qual as regiões em absorção do QSO são identificadas como nuvens frias e densas imersas num halo quente da galáxia e sendo fotoionizadas pelo campo de radiação do mesmo (Viegas e Friaça, 1995). A figura 5.4 ilustra o campo de radiação nesse caso; note que a intensidade do campo sofre variações por várias ordens de grandeza num intervalo pequeno de comprimento de onda.

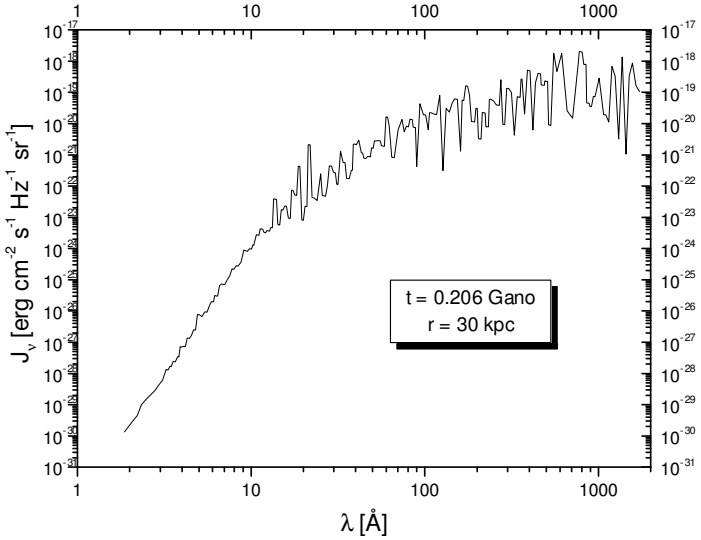
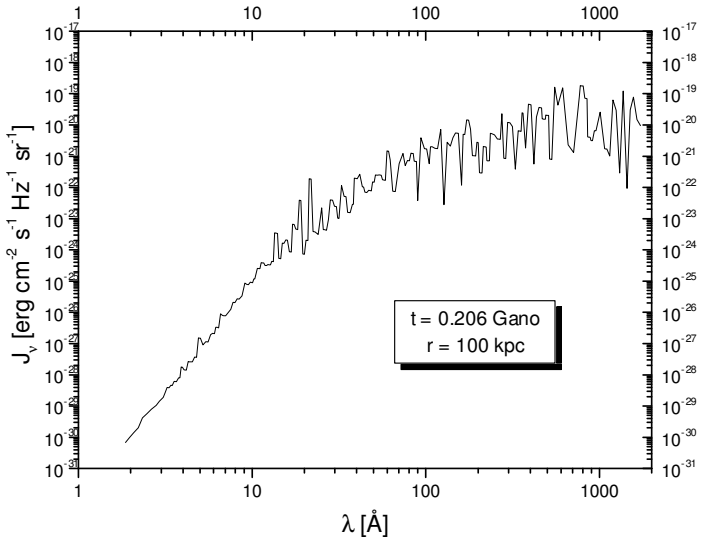
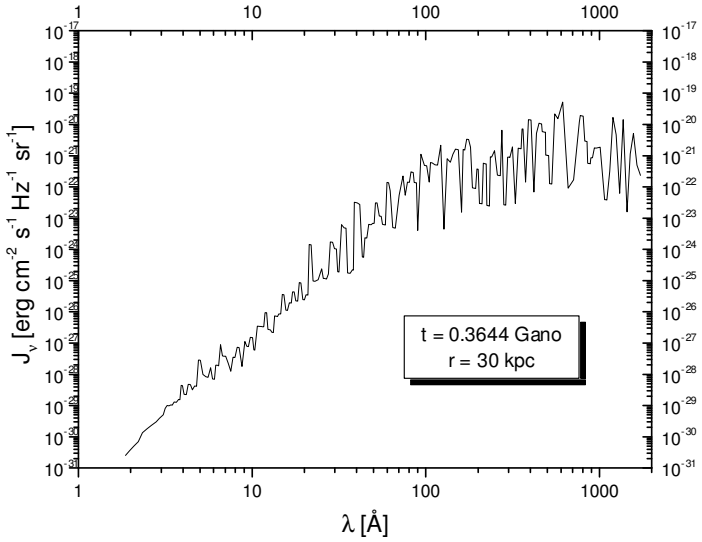


Figura 5.4: Intensidade média do campo de radiação presente no halo quente de uma galáxia jovem.
Os campos foram calculados para diferentes valores da idade da galáxia e em várias distâncias do centro da mesma, conforme descrito no artigo original (Viegas e Friaça, 1995).





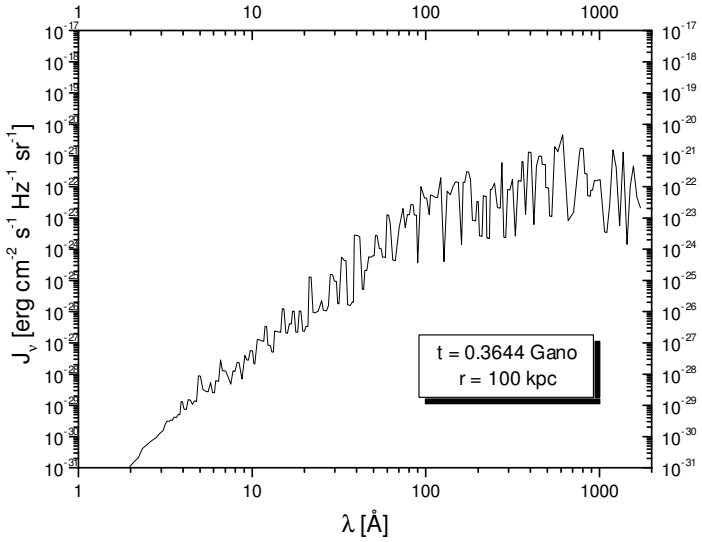


Figura 5.4: continuação

Nos dois sistemas LL da amostra – objetos nº 6 e 8 (tabela 4.1) – procurou-se medir as linhas do C II.

A tabela 5.4 mostra as taxas de excitação indireta do nível de estrutura fina do C^+ pelo campo UV nos modelos de halo quente discutidos. Consideramos todas as transições listadas em Verner et al. (1996), até $\lambda \sim 400$ Å.

t [Gano]	r [kpc]	Γ_{12} [s^{-1}]
0.206	30	$7.70\ 10^{-10}$
0.206	100	$6.93\ 10^{-11}$
0.3644	30	$1.52\ 10^{-11}$
0.3644	100	$1.37\ 10^{-12}$

Tabela 5.4: Taxas de excitação indireta do C^+ pelos campos UV dos modelos de halo quente.

No sistema LL nº 6 da amostra, o povoamento dos níveis de estrutura fina observado $n^*/n = (3.09 \pm 0.75)\ 10^{-3}$ permite determinar a densidade eletrônica do meio n_{e^-} (T=10^4K) = (7.7 ± 1.9) 10^{-2} cm^{-3}. Se levarmos em consideração a RCF e colisões com prótons ($n_{p^+} = n_{e^-}$, uma vez que o meio se encontra bastante ionizado) o resultado altera pouco: n_{e^-} (T=10^4K) = (6.9 ± 1.8) 10^{-2} cm^{-3}. Este valor encontra-se em bom acordo com o determinado por Prochaska (1999): n_{e^-} = (6.5 ± 1.3) $10^{-2}cm^3$, embora o autor não diga em que temperatura foi calculado. Se tivermos uma temperatura um pouco mais alta: n_{e^-} (T=2.10^4K) = (8.6 ± 2.2) 10^{-2} cm^{-3} (com a RCF e $n_{p^+} = n_{e^-}$).

O campo UV não interfere na determinação da densidade eletrônica, pois em T = 10^4 K temos $q_{12}^{e^-} = 9.2\ 10^{-8}\ cm^3 s^{-1}$, e portanto $n_{e^-} q_{12}^{e^-} >> \Gamma_{12}$ para os modelos de halo quente considerados (tabela 5.4). Para um campo de Haardt-Madau no redshift do sistema - z=2.652 - Γ_{12}=1.41 10^{-12} s^{-1}, ou seja, menor ainda do que o correspondente para os modelos de halo quente.

Para o sistema nº 8 derivamos o limite superior n_{e^-}(T=10^4K) < 4.3 10^{-2} cm^{-3} e n_{e^-}(T=2.10^4K)<5.3 10^{-2} cm^{-3} (incluindo a RCF e $n_{p^+} = n_{e^-}$).

6. A Radiação Cósmica de Fundo

6.1 Introdução

Desde a sua descoberta acidental por Penzias e Wilson (1965), a radiação cósmica de fundo tem sido uma das evidências mais importantes em favor do modelo cosmológico do Big Bang.

Essa radiação é o remanescente de uma época em que o universo era predominantemente ionizado e opaco à radiação devido a espalhamento Thomson com elétrons livres. À medida que o universo se expandiu, a radiação se resfriou até que em torno de $z \approx 1000$ sua temperatura caiu a $T \sim 3000$ K, impossibilitando-a de ionizar o hidrogênio e portanto desacoplando-a da matéria.

Porém, a existência da RCF foi prevista teoricamente muito antes da descoberta de Penzias e Wilson. Em 1948 Gamow e colaboradores, investigando a síntese dos elementos químicos no universo primordial, perceberam que restaria uma radiação cósmica de fundo de espectro térmico com uma temperatura presente que eles estimaram $T \sim 5$ K (Alpher, Bethe e Gamow, 1948; Gamow, 1948; Alpher e Herman, 1949).

É curioso notar que no mesmo volume do Physical Review em que Gamow (1946) publicou o seu primeiro paper sobre o modelo do Big Bang, Dicke et al. (1946) colocaram um limite superior de $T < 20$ K na temperatura de *matéria cósmica*.

Infelizmente pouca atenção era reservada à RCF. De fato, ela foi detectada antes mesmo dos trabalhos teóricos de Gamow e colaboradores! Medidas das linhas de absorção provenientes do primeiro estado excitado da molécula de CN recém identificada no meio interestelar apontava uma temperatura de excitação $T = 2.73$ K (Adams, 1941; McKellar, 1941). Entretanto nenhum significado físico era atribuído a esta temperatura, uma vez que se imaginava que a excitação se dava por efeitos colisionais.

Não obstante as inúmeras oportunidades perdidas tanto no lado teórico quanto observacional, desde a identificação da RCF por Penzias e Wilson várias de suas propriedades previstas pelo modelo do Big Bang de Gamow foram posteriormente confirmadas (para um resumo das primeiras medidas veja Thaddeus, 1972), vindo a culminar com as medidas recentes do satélite COBE.

6.2 A lei de temperatura

Os modelos mais simples do Big Bang fazem três previsões básicas acerca das propriedades da RCF: que ela deve ser homogênea e isotrópica (depois de descontados efeitos locais, tais como rotação galática), deve apresentar um espectro em forma de corpo negro e deve se resfriar a medida que o universo se expande de acordo com a lei $T = T_0(1+z)$.

Recentemente o advento do satélite COBE permitiu verificar com precisão imprecedentes a isotropia (Smoot et al., 1992) e a forma espectral (Mather et al., 1994) da RCF, sendo que a análise dos dados obtidos pelo equipamento FIRAS abordo do satélite forneceram o valor da sua temperatura presente $T_0 = 2.728 \pm 0.002$ K (o erro corresponde a 1σ, Fixsen et al., 1996).

Vale a pena notar que medidas de linhas em absorção da molécula de CN presente em nuvens difusas galácticas situadas na linha de visada de estrelas brilhantes próximas fornecem o valor $T_0 = 2.729^{+0.023}_{-0.031}\ K$ (Roth, 1992; Roth, Meyer e Hawkins, 1993; Roth e Meyer, 1995), consistindo numa medida independente da RCF fora do ambiente local da Terra.

Entretanto para comprovar a lei de temperatura prevista pelo modelo cosmológico padrão faz-se necessário a medida da temperatura da RCF a distâncias cosmológicas, por intermédio das linhas em absorção dos QSOs. Modelos mais gerais que o modelo cosmológico padrão fornecem uma lei de temperatura do tipo (Lima, Silva e Viegas, 1999):

$$T(z) = T_0(1+z)^{1-\beta} \qquad 0 \le \beta \le 1 \tag{6.1}$$

onde β é um parâmetro a ser ajustado pelas observações. Limites impostos pela nucleossíntese primordial restringem o valor dessa parâmetro para $\beta < 0.13$ (Birkel e Sarkar, 1997).

A lei de temperatura é uma propriedade importante da RCF acessível unicamente através da medida das linhas em absorção dos QSOs. Além disso, uma vez que cada uma das regiões absorventes interpostas na linha de visada do QSO encontra-se em um dado ponto do universo, essas medidas também tem o potencial de testar a *homogeneidade* da RCF.

Até hoje, nos artigos da literatura tem-se admitido tacitamente como correta a lei de temperatura do modelo padrão, embora ela não tenha sido suficientemente comprovada observacionalmente. A não comprovação dessa lei implicaria em sérias consequências para o modelo cosmológico padrão, uma vez que nem mesmo a presença de uma costante cosmológica altera a lei de temperatura prevista (2.5).

A seguir, analizaremos as determinações de T(z) à partir das linhas de C I e C II dadas na tabela 4.1 .

Além das linhas de C I e C II, linhas em absorção provenientes de transições rotacionais moleculares também podem fornecer um valor para T(z). Infelizmente até hoje só foram encontrados 4 sistemas em absorção dos QSOs apresentando linhas moleculares (Wiklind e Combes 1994, 1995, 1996a, 1996b). Em um deles foi possível derivar $T_{exc} = 4 \pm 2\ K$ (o erro é 3σ) em z = 0.89 (Wiklind e Combes 1996b), portanto em acordo com o valor previsto pelo modelo padrão (T = 5.16 K) apenas no nível de confiança 2σ. No entanto, como o parâmetro de impacto da galáxia interveniente deve ser próximo de zero para que as linhas moleculares sejam vistas no espectro do QSO, o contínuo pode ter sofrido alguma alteração devido a um efeito de lente gravitacional, mudando as larguras equivalentes medidas.

6.3 Impondo limites em T(z)

Vamos aqui mostrar como podemos investigar a lei de temperatura da RCF por intermédio das razões de povoamento dos níveis de estrutura fina n^*/n de C^0 e C^+ obtidas observacionalmente.

Supondo que a RCF seja o único mecanismo de excitação presente no meio, teremos que o povoamento dos níveis de C^0 e C^+ (que estão em equilíbrio com a RCF) será dado pela lei de Bolzmann:

$$\frac{n^*}{n} = \frac{g^*}{g}\, e^{-\frac{\chi}{kT}} \tag{6.2}$$

podemos assim definir uma *temperatura de excitação* pela equação acima, ou seja:

$$\begin{aligned} T_{exc} &\equiv \frac{23.596}{\ln(3/(n^*/n))} \qquad C^0 \\ T_{exc} &\equiv \frac{91.247}{\ln(2/(n^*/n))} \qquad C^+ \end{aligned} \tag{6.3}$$

onde a temperatura é dada em K.

Essa temperatura de excitação fornece apenas um limite superior na temperatura da RCF no redshift onde foi observado n^*/n, posto que se incluirmos outros efeitos que também contribuem

para o povoamento do nível excitado (e.g., colisões, fluorescência) teremos que ter um valor menor de temperatura para reproduzir a mesma razão de povoamento n^*/n observada.

As primeiras medidas de T_{exc} foram extremamente imprecisas. Aquelas baseadas nas linhas do C II apenas colocaram um limite superior de 45 K em z = 2.5 (Bahcall, Joss e Lynds, 1973). Mais tarde Meyer et al. (1986) utilizando as linhas do C I colocaram um limite superior de 16 K num sistema em absorção em z = 1.776. Observando esse mesmo sistema (13 horas de exposição no telescópio Keck I), Songaila et al. (1994b) obtiveram um valor mais preciso de T_{exc} (tabela 4.1) além de terem conseguido resolver o sistema em duas componentes a z = 1.77638 e z = 1.77654 .

A tabela 6.1 e a figura 6.1 mostram os valores de T_{exc} derivados dos dados observacionais coletados na literatura e listados na tabela 4.1 . A título de comparação incluímos também a lei de temperatura do modelo cosmológico padrão, bem como a prevista por outros modelos. O gráfico mostra que até aqui os valores obtidos encontram-se em perfeito acordo com a previsão do modelo padrão, no sentido de que todos os limites superiores encontram-se acima da reta prevista pelo modelo padrão do Big Bang.

nº	z_{abs}	T_{exc} [K]	T(z) [K]
1	1.6748	< 7.4	7.297
2a	1.77638	10.4 ± 0.5	7.574
2b	1.77654	7.4 ± 0.8	7.574
3	1.9731	11.6 ± 1.0	8.111
3	1.9731	16.1 ± 1.4	8.111
4	2.140	< 17.1	8.566
5	2.279	< 23.3	8.945
6	2.652	14.1 ± 0.5	9.963
7	2.8443	< 20.0	10.487
8	2.9034	< 13.4	10.648
9	3.025	< 21.4	10.980
10	3.6617	< 20.5	12.717
11	4.0803	< 14.9	13.859
12	4.3829	< 18.0	14.685

Tabela 6.1: Temperaturas de excitação derivadas dos dados observacionais coletados na literatura.
As barras de erro correspondem a 1σ, ao passo que os limites superiores são no nível de confiança 2σ. A última coluna indica a temperatura prevista pelo modelo cosmológico padrão.

Entretanto podemos notar que certos pontos encontram-se perigosamente próximos do valor previsto pelo modelo padrão (o limite de Roth e Bauer, Songaila et al. (1994b) e Lu et al. (1996b) em z = 4.08), de modo que qualquer outro efeito adicional deslocaria o ponto para baixo da reta. Cabe ainda verificar se ao se levar em consideração todos os mecanismos de povoamento os pontos desceriam para a reta, ou se manteriam acima dela para os casos em que só foi possível obter limites superiores em T_{exc}. Isso só poderia ser feito resolvendo-se as equações de equilíbrio completas e paralelamente utilizando-se um código de fotoionização apropriado a fim de determinar as condições físicas presentes nas regiões responsáveis pelas linhas de absorção.

Ge, Bechtold e Black (1997) utilizaram o código de fotoionização Cloudy e corrigiram os efeitos locais na temperatura de excitação, obtendo T = 7.9 ± 1.0 K em z = 1.9731, em excelente acordo com o valor T = 8.105 ± 0.030 K esperado pela lei de temperatura do modelo cosmológico padrão.

A seguir passaremos a discutir a influência de efeitos adicionais de excitação sobre os limites na temperatura da RCF.

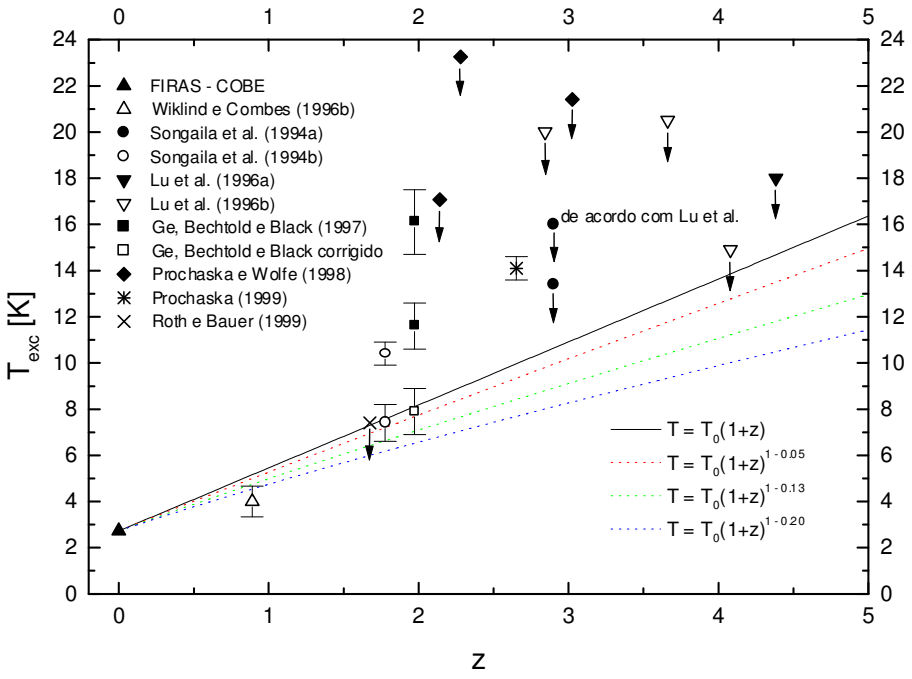


Figura 6.1: Limites superiores na temperatura da RCF.
As barras de erro correspondem a 1σ, ao passo que os limites superiores são no nível de confiança 2σ.

6.4 Correções devido a mecanismos adicionais de povoamento

Nesta seção calcularemos as correções para as estimativas da temperatura da RCF discutidas anteriormente sob diversas situações físicas que possam estar presentes na região de absorção.

Inicialmente consideremos os pontos obtidos através das linhas do C I (que estão a z < 2). Uma vez que o C^0 só é encontrado em regiões extremamente neutras, teremos que os mecanismos adicionais de excitação serão colisões com átomos de hidrogênio neutro e fluorescência.

A figura 6.2 ilustra a correção de temperatura para vários valores distintos de densidade de hidrogênio neutro do meio. O formato dos pontos segue o mesmo padrão da figura 6.1, e para cada sistema em absorção estão plotados dois valores: o mais a direita corresponde à temperatura de excitação derivada da razão de povoamento n^*/n observada, ao passo que o a esquerda está colocado na temperatura correspondente ao esperado pela previsão do modelo padrão do Big Bang no redshift onde foi medido n^*/n.

A curva de isodensidade que passa pelo ponto a esquerda então indica o valor da densidade de hidrogênio neutro necessária para corrigir o ponto observado precisamente para a posição esperada pelo modelo padrão. Se a densidade for maior do que esse valor a temperatura da RCF será mais baixa que a prevista pelo modelo padrão, enquanto que se ela for menor a correção não será grande o suficiente para abaixar o ponto, implicando numa temperatura mais quente, ou ainda indicando a existência de algum outro mecanismo de excitação importante em ação.

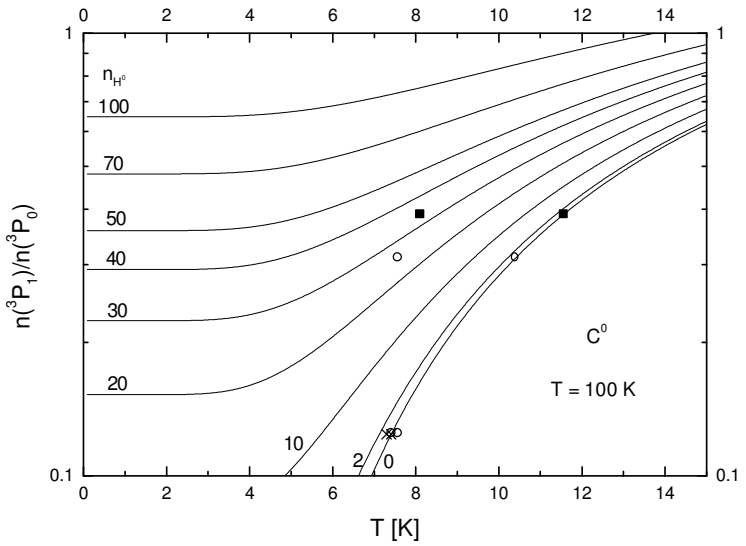


Figura 6.2: Correções na temperatura da RCF como função da densidade de hidrogênio neutro.

Observe que a temperatura de excitação determinada por Songaila et al. (1994b) é em realidade ligeiramente menor que a temperatura esperada pelo modelo padrão; evidentemente não é possível deslocar o ponto para a região a direita do gráfico por nenhum tipo de efeito adicional.

Devemos também levar em consideração a correção devida ao povoamento causado por um possível campo ultra-violeta presente. Se a excitação devido a fluorescência for relevante, teremos que o valor da densidade derivado através da figura 6.2 será em realidade menor (veja figura 5.1).

Com relação às linhas do C II, teremos que nos sistemas DLA, usualmente identificados com discos de galáxias espirais (Wolfe et al., 1986), o principal mecanismo de excitação será colisão com átomos de hidrogênio neutro, ao passo que nos sistemas LL – tipicamente mais ionizados - teremos colisões com elétrons livres do meio.

A figura 6.3 ilustra as correções de temperatura para as observações pertinentes aos sistemas LL como função da densidade eletrônica do meio. A temperatura do gás típica dos sistemas LL adotada foi de 10^4 K.

O campo UV não influencia as correções aqui determinadas, pois as taxas de excitação indiretas derivadas para o campo dos modelos de halo quente na tabela 5.4 implicam em $n_e q_{12} >> \Gamma_{12}$ para os valores de densidade aqui envolvidos, uma vez que em T = 10^4 K a taxa de excitação por elétrons é $q_{12} = 9.2\ 10^{-8}\ cm^3\ s^{-1}$.

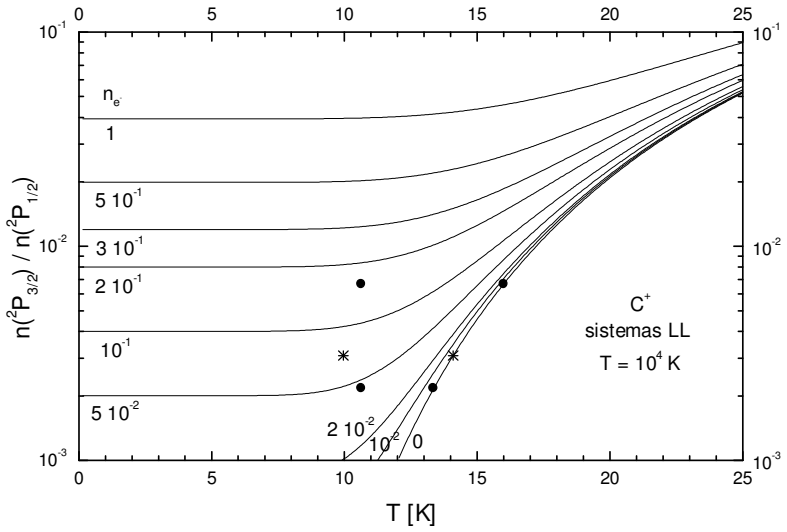


Figura 6.3: Correções na temperatura da RCF sob condições típicas dos sistemas LL.

A figura 6.4 mostra as correções para os sistemas DLA como função da densidade de hidrogênio neutro do meio. A temperatura típica do gás adotada foi de 100 K. A maioria das

temperaturas de excitação são apenas limites superiores, e, portanto, os valores de densidade de hidrogênio neutro aqui determinados estão sobreestimados. Como a T = 100 K a taxa de excitação por átomos de hidrogênio neutro é q_{12} = 6.5 10^{-10} cm^3 s^{-1}, teremos que para as densidades envolvidas o efeito do campo UV da Galáxia (Gondhalekar et al., 1980) não será significativo, pois como vimos na seção 3.4, Γ_{12} = 9.2 10^{-11} s^{-1}.

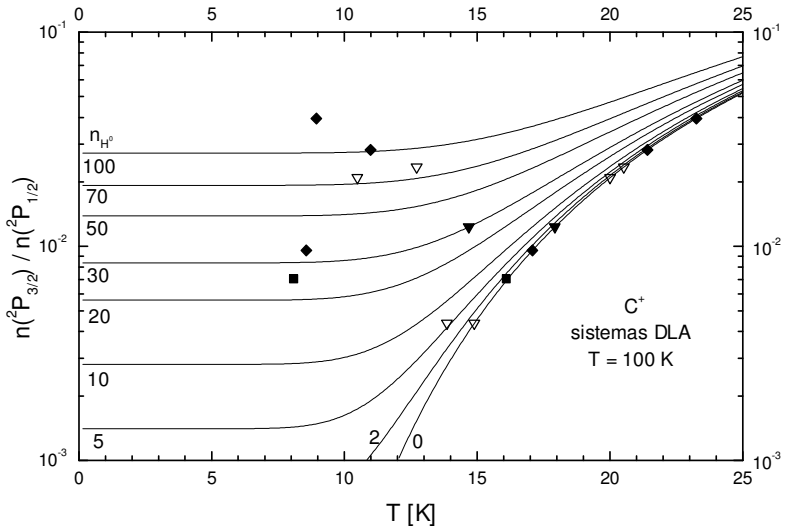


Figura 6.4: Correções na temperatura da RCF sob condições típicas dos sistemas DLA.

Para encerrar, concluímos que embora todas as medidas estejam em harmonia com a lei de temperatura prevista pelo modelo cosmológico padrão, uma comprovação definitiva só pode ser alegada ao se efetuar as correções devido aos mecanismos adicionais de povoamento. Modelando-se as regiões de absorção com um código de fotoionização podemos ter uma idéia do valor das variáveis que entram nas figuras 6.2 - 6.4, e dessa forma corrigir os valores de T_{exc} .

Do lado observacional, faz-se necessário a obtenção de dados melhores, uma vez que a maior parte das razões de densidades de coluna das linhas de estrutura fina disponíveis na literatura corresponde a apenas limites superiores. O C I é o termômetro ideal para se estimar a temperatura da RCF a altos redshifts, pois possui os níveis de estrutura fina pouco espaçados entre si, resultando numa taxa de excitação pela RCF maior (tabela 3.1). Um esforço em se tentar detectar um sistema a alto redshift exibindo absorção por linhas de C I seria bem recompensado, uma vez que os mecanismos adicionais de excitação não representariam uma parcela significativa do povoamento total.

7. Conclusões e Perspectivas

O resultado principal deste trabalho foi a obtenção de cálculos teóricos das razões de povoamento dos níveis de estrutura fina de espécies apropriadas no estudo das regiões de absorção dos QSOs. Nesses cálculos consideramos em detalhes os inúmeros processos de excitação (colisões, campo UV e RCF) utilizando dados atômicos reunidos na literatura recente.

A confrontação das razões de povoamento calculadas com as razões de densidades de coluna observadas coletadas na literatura permitiu apenas extrair informações gerais acerca das condições físicas (densidades eletrônicas e de hidrogênio neutro, intensidade do campo UV, temperatura da RCF) e propriedades (dimensões características e massas) dos sistemas DLA e LL. Isso se deve em grande parte à má qualidade dos dados observacionais, uma vez que para a maior parte das regiões em absorção foi possível determinar apenas limites superiores nas razões de densidade de coluna. Acreditamos que esses dados possam vir a ser suplantados no futuro próximo com a entrada em operação de mais espectrógrafos de alta resolução em telescópios de grande porte.

Uma análise mais completa dos sistemas em absorção dos QSOs – em particular dos sistemas DLA e LL – poderia ser feita modelando-os com um código de fotoionização acoplado com a resolução das equações de equilíbrio estatístico dos níveis de estrutura fina aqui discutidas. Vale a pena notar que para os poucos objetos onde isso foi feito na literatura (Ge, Bechtold e Black, 1997 e Prochaska, 1999) as duas análises foram realizadas separadamente.

Pretendemos dar continuidade a esse projeto no doutorado, onde incluiremos o código elaborado para resolver as equações de equilíbrio estatístico como uma subrotina de um código maior de fotoionização.

Esperamos com isto obter informações mais precisas tanto das condições físicas quanto das propriedades dos sistemas DLA e LL, fornecendo pistas acerca da sua natureza. Em particular a questão da fonte de ionização dos sistemas LL promete oferecer bastante campo de pesquisa.

Também esperamos obter uma resposta para a questão da lei de temperatura da RCF, pois o conhecimento das condições físicas presentes nas regiões em absorção nos permitirá efetuar as correções necessárias nas temperaturas de excitação medidas. Um passo largo nessa direção seria dado com a detecção de um sistema de C I a redshift alto ($z \sim 3$).

Referências

Adams, W.S., 1941: ApJ **93**, 11

Alpher, R.A. & Herman, R.C., 1949: Phys. Rev. **75**, 1089

Alpher, R.A., Bethe, H. & Gamow, G., 1948: Phys. Rev. **73**, 803

Anders, E. & Grevesse, N., 1989: Geochimica et Cosmochimica Acta **53**, 197

Bahcall, J.N. & Wolf, R.A., 1968: ApJ **152**, 701

Bahcall, J.N., Joss, P.C. & Lynds, R, 1973: ApJ **182**, L95

Birkel, M. & Sarkar, S., 1997: Astroparticle Phys. **6**, 197

Black, J.H., Chaffee Jr., F.H. & Foltz, C.B., 1987: ApJ **317**, 442

Blum, R.D. & Pradhan, A.K., 1992: ApJS **80**, 425

Calamai, A.G., Smith, P.L. & Bergeson, S.D., 1993: ApJ **415**, L59

Chaffee Jr., F.H., Black, J.H. & Foltz, C.B., 1988: ApJ **335**, 584

Cowie, L.L., Songaila, A., Kim, T. & Hu, E.M., 1995: AJ **109**, 1522

Cunto, W. & Mendoza, C., 1992: RMAA **23**, 107

Dicke, R.H., Beringer, R., Kyhl, R.L. & Vane, A.B., 1946: Phys. Rev. **70**, 340

Dufton, P.L. & Kingston, A.E., 1991: MNRAS **248**, 827

Fall, S.M. & Pei, Y.C., 1993: ApJ **402**, 479

Fan, X. et al., 1999: aceito no AJ (astro-ph/9903237)

Fixsen, D.J., Cheng, E.S., Gales, J.M., Mather, J.C., Shafer, R.A. & Wright, E.L., 1996: ApJ **473**, 576

Flower, D.R. & Launay, J.M., 1977: JPB **10**, nº 18, 3673

Foltz, C.B., Chaffee Jr., F.H. & Black, J.H., 1988: ApJ **324**, 267

Foster, V.J., Keenan, F.P. & Reid, R.H.G., 1996: A&A **308**, 1009

Galavís, M.E., Mendoza, C. & Zeippen, C.J., 1997: A&AS **123**, 159

Galavís, M.E., Mendoza, C. & Zeippen, C.J., 1998: A&AS **131**, 499

Gamow, G., 1946: Phys. Rev. **70**, 572

Gamow, G., 1948: Phys. Rev. **74**, 505

Ge, J. & Bechtold, J., 1997: ApJ **477**, L73

Ge, J., Bechtold, J. & Black, J.H., 1997: ApJ **474**, 67

Gondhalekar, P.M., Phillips, A.P. & Wilson, R., 1980: A&A **85**, 272

Gruenwald, R. & Viegas, S.M., 1993: ApJ **415**, 534

Gunn, J.E. & Peterson, B.A., 1965: ApJ **142**, 1633

Haardt, F. & Madau, P., 1996: ApJ **461**, 20

Hummer, D.G., Berrington, K.A., Eissner, W., Pradhan, A.K., Saraph, H.E. & Tully, J.A., 1993: A&A **279**, 298

Johnson, C.T., Burke, P.G. & Kingston, A.E., 1987: JPB **20**, 2553

Keenan, F.P., 1989: ApJ **339**, 591

Keenan, F.P., Johnson, C.T., Kingston, A.E. & Dufton, P.L., 1985: MNRAS **214**, 37p

Keenan, F.P., Lennon, D.J., Johnson, C.T. & Kingston, A.E., 1986: MNRAS **220**, 571

Lanzetta, K.M., Wolfe, A.M. & Turnshek, D.A., 1989: ApJ **344**, 277

Launay, J.M. & Roueff, E., 1977: A&A **56**, 289

Levshakov, S.A., Chaffee, F.H., Foltz, C.B. & Black, J.H., 1992: A&A **262**, 385

Lima, J.A.S., Silva, A.I. & Viegas, S.M.M., 1999: em preparação para submissão ao MNRAS

Lu, L., Sargent, W.L.W., Barlow, T.A., Churchill, C.W. & Vogt, S.S., 1996b: ApJS **107**, 475

Lu, L., Sargent, W.L.W., Womble, D.S. & Barlow, T.A., 1996a: ApJ **457**, L1

Lynds, R., 1971: ApJ **164**, L73

Madau, P., Haardt, F. & Rees, M.J., 1998: submetido ao ApJ (astro-ph/9809058)

Martin, W.C. & Zalubas, R., 1983: J. Phys. Chem. Ref. Data **12**, 323

Mather, J.C., Cheng, E.S., Cottingham, D.A., Eplee Jr., R.E., Fixsen, D.J., Hewagama, T., Isaacman, R.B., Jensen, K.A., Meyer, S.S., Noerdlinger, P.D., Read, S.M., Rosen, L.P., Shafer, R.A., Wright, E.L., Bennett, C.L., Boggess, N.W., Hauser, M.G., Kelsall, T., Moseley Jr., S.H., Silverberg, R.F., Smoot, G.F., Weiss, R. & Wilkinson, D.T., 1994: ApJ **420**, 439

McKellar, A., 1941: Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria **7**, 251

Meyer, D.M., 1994: Nature **371**, 13

Meyer, D.M., Black, J.H., Chaffee Jr., F.H., Foltz, C.B. & York, D.G., 1986: ApJ **308**, L37

Moore, C.E., 1949: NBS **467**, 21

Nahar, S.N. & Pradhan, A.K., 1997: ApJS **111**, 339

Nussbaumer, H., 1977: A&A **58**, 291

Osterbrock, D.E., 1989: Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei, University Science Books

Penzias, A.A. & Wilson, R.W., 1965: ApJ **142**, 419

Péquignot, D. & Aldrovandi, S.M.V., 1976: A&A **50**, 141

Peterson, B.M., 1997: An Introduction to Active Galactic Nuclei, Cambridge University Press, capítulo 12

Petitjean, P., Webb, J.K., Rauch, M., Carswell, R.F. & Lanzetta, K., 1993: MNRAS **262**, 499

Pettini, M., Smith, L.J., Hunstead, R.W. & King, D.L., 1994: ApJ **426**, 79

Prochaska, J.X. & Wolfe, A.M., 1997: ApJ **474**, 140

Prochaska, J.X. & Wolfe, A.M., 1998: aceito no ApJ (astro-ph/9810381)

Prochaska, J.X., 1999: ApJ **511**, L71

Rauch, M., 1998: ARA&A **36**, 267

Reimers, D. & Vogel, S., 1993: A&A **276**, L13

Roth, C.K, Meyer, D.M. & Hawkins, I, 1993: ApJ **413**, L67

Roth, C.K. & Meyer, D.M., 1995: ApJ **441**, 129

Roth, C.K., 1992: tese de doutorado, Northwestern University (disponível na WWW: www.ifa.hawaii.edu/postdocs/kroth/)

Roth, K.C. & Bauer, J.M., 1999: ApJ **515**, L57

Roueff, E. & Le Bourlot, J., 1990: A&A **236**, 515

Roueff, E., 1990: A&A **234**, 567

Sargent, W.L.W., Young, P.J., Boksenberg, A. & Tytler, D., 1980: ApJS **42**, 41

Savage, B.D. & Sembach, K.R., 1991: ApJ **379**, 245

Schröder, K., Staemmler, V., Smith, M.D., Flower, D.R. & Jaquet, R., 1991: JPB **24**, 2487

Seaton, M.J., Yan, Y., Mihalas, D. & Pradhan, A.K., 1994: MNRAS **266**, 805

Smeding, A.G. & Pottasch, S.R., 1979: A&AS **35**, 257

Smoot, G.F., Bennett, C.L., Kogut, A., Wright, E.L., Aymon, J., Boggess, N.W., Cheng, E.S., De Amici, G., Gulkis, S., Hauser, M.G., Hinshaw, G., Jackson, P.D., Janssen, M., Kaita, E., Kelsall, T., Keegstra, P., Lineweaver, C., Loewenstein, K., Lubin, P., Mather, J., Meyer, S.S., Moseley, S.H., Murdock, T., Rokke, L., Silverberg, R.F., Tenorio, L., Weiss, R. & Wilkinson, D.T., 1992: ApJ **396**, L1

Songaila, A. & Cowie, L.L., 1996: AJ **112**, 335

Songaila, A., Cowie, L.L., Hogan, C.J. & Rugers, M., 1994a: Nature **368**, 599

Songaila, A., Cowie, L.L., Vogt, S., Keane, M., Wolfe, A.M., Hu, E.M., Oren, A.L., Tytler, D.R. & Lanzetta, K.M., 1994b: Nature **371**, 43

Spitzer Jr., L., 1978: Physical Processes in the Interstellar Medium, John Wiley & Sons

Staemmler, V. & Flower, D.R., 1991: JPB **24**, 2343

Thaddeus, P., 1972: ARA&A **10**, 305

Verner, D.A., Barthel, P.D. & Tytler, D., 1994: A&AS **108**, 287

Verner, D.A., Verner, E.M. & Ferland, G.J., 1996: ADNDT **64**, 1

Viegas, S.M. & Friaça, A.C.S., 1995: MNRAS **272**, L35

Vogel, S. & Reimers, D., 1993: A&A **274**, L5

Wiklind, T. & Combes, F., 1994: A&A **286**, L9

Wiklind, T. & Combes, F., 1995: A&A **299**, 382

Wiklind, T. & Combes, F., 1996a: A&A **315**, 86

Wiklind, T. & Combes, F., 1996b: Nature **379**, 139

Wolfe, A.M., Lanzetta, K.M., Foltz, C.B. & Chaffee, F.H., 1995: ApJ **454**, 698

Wolfe, A.M., Turnshek, D.A., Smith, H.E. & Cohen, R.D., 1986: ApJS **61**, 249