

Aquecimento em Colunas de Acreção de Estrelas T Tauri

Alana Paixão de Sousa

2 de março de 2011



Universidade Federal de Minas Gerais - UFMG

Instituto de Ciências Exatas - ICEx

Programa de Pós Graduação em Física

Aquecimento em Colunas de Acreção de Estrelas T Tauri

Alana Paixão de Sousa

Orientadora: Prof. Dr^a. Silvia Helena Paixão Alencar

Co-orientadora: Prof. Dr^a. Maria Jaqueline Vasconcelos

Dissertação apresentada ao departamento de Física da Universidade Federal de Minas Gerais, para a obtenção de Título de Mestre em Física

Área de Concentração: Astrofísica.

2 de março de 2011

*“Mas se você escutar bem de perto, você pode ouvi-los sussurar o seu legado. Vá em frente,
abaixe-se. Escute, está ouvindo? - Carpe - ouve? - Carpe, carpe diem...”*

Sociedade dos Poetas Mortos

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que me incentivaram e apoiaram ao longo do desenvolvimento deste trabalho. Entre estes,

Agradeço às minhas orientadoras, Silvia e Jaqueline, por toda paciência e sugestões e por tudo que pude aprender com elas.

À minha família por todo apoio e por sempre acreditar em mim.

Ao Thoni, pela compreensão e apoio em todos os momentos e por me ajudar sempre que preciso.

Aos amigos da astrofísica pelos momentos na sala de café e por toda ajuda na hora necessária. Em especial ao Gustavo, por sempre me ajudar com seu conhecimento e experiência.

Aos amigos da física, na UFMG e na UESC. Obrigada a todos os amigos em geral, por proporcionar alguma diversão durante todo esse período.

À Shirley e à Clarice pela disposição em sempre ajudar.

Por fim, agradeço à CAPES pelo apoio financeiro.

Resumo

Estrelas jovens de baixa massa que ainda mostram sinais de acreção, ou seja, estrelas T Tauri clássicas (ETTCs), apresentam um número significativo de linhas de emissão em seu espectro. Essas linhas de emissão são produzidas em colunas de acreção e são modeladas para obter parâmetros físicos do sistema disco-estrela, tal como a taxa de acreção de massa. No entanto, a estrutura de temperatura das colunas de acreção ainda está em aberto. Apresentamos neste trabalho um estudo do perfil de temperatura destas colunas encontradas em torno de ETTCs. Consideramos objetos estelares jovens ($\sim 10^6$ anos) e de baixa massa ($M_* \lesssim 2 M_\odot$), que têm discos de acreção em rotação kepleriana. Adotamos um modelo de acreção magnetosférica, onde a estrela central tem um campo magnético de dipolo que interrompe o disco em uma distância de alguns raios estelares ($r_{tr} \leq 0,1$ UA) desde a estrela, perto do raio de co-rotação. A acreção do gás segue as linhas de campo magnético estelar desde r_{tr} até a estrela. Para determinarmos o perfil de temperatura no funil, usamos a primeira lei da termodinâmica resolvida para o átomo de hidrogênio em um estado estacionário. Este resultado nos fornece a equação de calor que foi resolvida, juntamente com as equações de taxas de transição para o átomo de hidrogênio, considerando os mecanismos de excitação e desexcitação colisional (com prótons e elétrons), recombinação radiativa, transição espontânea, ionização colisional e fotoionização. Usamos como processos de aquecimento, a compressão adiabática estudada por Martin (1996) e também o aquecimento por raios-X, proveniente da estrela central, e como mecanismos de resfriamento consideramos as linhas de CaII e MgII e o efeito de bremsstrahlung. Com esses mecanismos, determinamos a estrutura de temperatura para as colunas de acreção e os principais processos físicos que aquecem e resfriam o gás. Encontramos também que a taxa de acreção de massa e a luminosidade de raios-X, são os parâmetros de maior importância para o perfil de temperatura do gás.

Palavras-chave: Estrelas T Tauri, disco de acreção, colunas de acreção.

Abstract

Young low mass stars that show signs of accretion, the classical T Tauri stars (CTTSs), present a significant number of emission lines in their spectra. These emission lines, thought to be produced in accretion columns, are often modelled in order to obtain physical parameters of the star-disk system, such as the mass accretion rate. However, the temperature structure of accretion columns is still poorly understood. In this work, we present a study of the temperature profile of accretion columns found around CTTSs. We consider young stellar objects ($\sim 10^6$ year) of low mass ($M_* \lesssim 2 M_\odot$), which have accretion disks in keplerian rotation. We adopt a magnetospheric accretion model, where the central star has a dipole magnetic field that disrupts the disk at a distance from the star ($r_{tr} \leq 0.1$ AU) near the co-rotation point. The accreting gas follows stellar magnetic field lines from r_{tr} to the central star. In order to determine the temperature profile in the accretion column, we use the first law of thermodynamics, solved for the hydrogen atom in a steady state. This result gives us the heat equation, which was solved with the rate equation for the hydrogen atom, considering the processes of collisional excitation and de-excitation (with protons and electrons), radiative recombination, spontaneous transition, collisional ionization and photoionization. We use adiabatic compression as a heating mechanism, following Martin (1996), but we also analyze heating by X-rays, coming from the star. We consider as cooling mechanisms emission by Ca II and Mg II lines and bremsstrahlung. We then obtain the temperature structure for accretion funnels and the main physical processes which heat and cool the gas. We also found that the accretion rate of mass and the X-ray luminosity, are the most important parameters for the thermal structure of gas.

Keywords: T Tauri star, accretion disks, accretion funnels.

Conteúdo

Resumo	I
Abstract	II
Lista de Figuras	VII
Lista de Tabelas	VIII
1 Introdução	1
1.1 Estrelas T Tauri	5
1.1.1 Discos Protoplanetários	6
1.1.2 Colunas de Acreção	8
1.2 Campos magnéticos em objetos jovens	10
1.3 Objetivos	11
2 Equação do Calor	13
2.1 Equação do calor em coordenadas cilíndricas	16
2.2 Equação de transição entre níveis do átomo de hidrogênio	19
3 Processos de Transição e Equações das Taxas	21
3.1 Processos de transição colisional	22
3.1.1 Excitação e desexcitação colisional com prótons e elétrons	23
Taxas de excitação e desexcitação colisional	24
3.1.2 Ionização colisional	28
Taxas de ionização colisional	29
3.2 Processos de transição radiativa	30

3.2.1	Fotoionização	30
	Taxas de fotoionização	31
3.2.2	Recombinação	33
	Taxas de recombinação	34
3.2.3	Transições espontâneas	35
	Taxas de decaimento espontâneo	35
3.3	Equações de população e depopulação	37
4	Processos de Aquecimento e Resfriamento	40
4.1	Fontes de Aquecimento	42
4.1.1	Compressão Adiabática	43
4.1.2	Fotoionização	44
4.1.3	Raios-X	44
4.2	Fontes de Resfriamento	49
4.2.1	Bremsstrahlung	49
4.2.2	Linhas de CaII e MgII	50
5	Método Numérico	52
5.1	Equações <i>stiff</i>	52
5.2	Código	53
5.2.1	Programa principal	53
5.2.2	<i>Subrotina Derivs</i>	55
5.2.3	<i>Subrotina Arco</i>	58
5.2.4	<i>Subrotina Jacobn</i>	58
6	Resultados e Conclusões	63
6.1	Perfil de temperatura sem aquecimento por Raios-X	64
6.2	Perfil de temperatura com aquecimento por raios-X	65
6.3	Taxas de aquecimento	68
6.4	Taxas de resfriamento	70
6.5	Taxas de aquecimento e resfriamento devido às linhas de Ca II e Mg II	70
6.6	Parâmetros do sistema	71
6.7	Perfil de temperatura para diferentes valores dos parâmetros do sistema	74

<i>CONTEÚDO</i>	V
6.8 Conclusões	75
6.9 Perspectivas	77
A Fluxograma	79
B Tabela de Símbolos	81
Referências Bibliográficas	85

Lista de Figuras

1.1	Distribuição de energia espectral durante a fase de formação de uma estrela de baixa massa	3
1.2	Esquema ilustrativo para evolução de objetos estelares jovens de baixa massa	4
1.3	Perfis de $H\alpha$ de algumas estrelas T Tauri	6
1.4	Modelo de acreção magnetosférica	7
1.5	Imagem do objeto HH30 pelo telescópio espacial Hubble	8
1.6	Esquema para a dependência da taxa de acreção com o tempo para objetos jovens	10
2.1	Coordenadas do tubo de gás	17
3.1	Níveis de energia do átomo de hidrogênio.	23
4.1	Taxas de aquecimento e resfriamento obtidas por Martin (1996)	42
4.2	Acreção magnetosférica para um campo de dipolo	43
6.1	Perfil de temperatura no tubo sem aquecimento por raios-X - Com e sem as linhas de Ca II e Mg II e perfil de temperatura obtido por Martin (1996) . .	64
6.2	Perfil de Temperatura considerando apenas compressão adiabática	65
6.3	Perfil de temperatura obtido por Hartmann et al. (1982)	66
6.4	Perfil de temperatura com aquecimento por raios-X - $L_X = 10^{31}$ erg/s	67
6.5	Perfil de temperatura no tubo, para diferentes luminosidades de raios-X	67
6.6	Taxas de aquecimento	69
6.7	Taxas de aquecimento por compressão adiabática e por raios-X para diferentes luminosidades de raios-X	69
6.8	Taxas de resfriamento	70

6.9	Taxas de resfriamento e aquecimento, devido às linhas de Ca II e Mg II	71
6.10	Densidade de hidrogênio ao longo do tubo	72
6.11	Taxas de ionização a partir do nível $2p$	73
6.12	Densidade populacional por nível do átomo de hidrogênio	73
6.13	Estrutura de temperatura ao longo do funil - Variando a temperatura inicial na base da coluna	74
6.14	Estrutura de temperatura ao longo do funil - Variando o raio de truncamento do disco	76
6.15	Estrutura de temperatura ao longo do funil - Variando a taxa de acreção de massa	76

Lista de Tabelas

3.1	Coeficientes para a expressão analítica (3.15)	26
3.2	Coeficientes para a expressão analítica (3.16)	26
3.3	Coeficientes para a expressão analítica (3.37)	30
3.4	Coeficientes de recombinação radiativa	34
4.1	Características de erupções de algumas estrelas jovens (Favata et al. 2005) . .	46
5.1	Valores para as funções no ponto inicial	54
5.2	Parâmetros do sistema	54
B.1	Símbolos usados na dissertação.	81

Capítulo 1

Introdução

A formação de uma estrela de baixa massa, ou seja, estrelas semelhantes ao Sol, com massa $M_* \approx 0,2 - 2 M_\odot$, é geralmente discutida por meio de processos gravitacionais e hidrodinâmicos, que acontecem em diferentes condições e localidades do espaço. Tipicamente, uma estrela se forma a partir da fragmentação de grandes nuvens moleculares formadas principalmente por hidrogênio, dando origem a nuvens menores. Estas nuvens possuem núcleos de gás denso que colapsam por um processo de instabilidade gravitacional, formando em seu centro um objeto denso, que é a proto-estrela. A proto-estrela aumenta sua massa, através do gás acumulado em sua volta que continua a cair no sistema por um período de $10^5 - 10^6$ anos.

A formação de estrelas por meio da fragmentação da nuvem original foi proposta com o intuito de se explicar estrelas com massas $\leq 10 M_\odot$, uma vez que a massa das nuvens que se condensam são muitas ordens de grandeza maiores que a massa das estrelas formadas. À medida que essas nuvens originais colapsam, seus fragmentos tornam-se instáveis e colapsam mais rápido que o restante da nuvem. O processo de fragmentação só termina quando a massa dos fragmentos alcança a massa típica de uma estrela (Shu et al. 1987).

Devido à falta de mecanismos eficientes de perda de momento angular durante a fase de formação da proto-estrela, ocorre a formação de um disco composto por gás e poeira

que a circunda. A formação desses discos é um processo importante em torno de estrelas de baixa massa. Mesmo que a nuvem progenitora apresente baixa taxa de rotação, esta será aumentada durante o colapso que, acredita-se, acontece em uma escala de tempo muito curta, comparada a escala de tempo dinâmica do sistema, de maneira que não exista tempo para o transporte do momento angular. Somente a partir de Lynden-Bell & Pringle (1974), este modelo de formação estelar com disco de acreção passou a ser considerado, ganhando um formalismo teórico e foi usado para explicar certas características observadas em estrelas jovens de baixa massa. Mapeamentos da nebulosa de Órion (Hillenbrand et al. 1998), mostram que quase 70% de uma amostra de 1600 estrelas apresentavam indícios da presença de um disco circunstelar. Destas, mais estrelas de baixa massa apresentaram sinais de discos que estrelas com massas maiores do que $3 M_{\odot}$ e estrelas com massas maiores que $10 M_{\odot}$ não apresentaram evidências da presença de disco. Isto indica que, se estrelas mais massivas se formam com discos de acreção, a sua evolução é mais rápida do que observado em estrelas de baixa massa. Lembrando que a nebulosa de Órion é ainda muito jovem, com ~ 1 milhão de anos. Para regiões com idades mais avançadas a evidência de estrelas de baixa massa com disco é muito menor (Meyer 2009).

As fases evolutivas de objetos estelares jovens (desde a formação até a idade zero da sequência principal-ZAMS) são geralmente classificadas de acordo com sua distribuição de energia espectral (DEE). Esta classificação foi primeiramente proposta por Lada (1987) e posteriormente ampliada por André & Montmerle (1994) para incluir objetos extremamente jovens e ainda muito embebidos. Abaixo esquematizamos as principais características associadas a cada fase de evolução do sistema de estrela e disco em formação e na Figura (1.1) mostramos as DEE correspondentes:

Classe 0 - São proto-estrelas em fases iniciais com idade estimada em $\sim 10^4$ anos, ainda bastante embebidas na nuvem progenitora. Usualmente apresentam envelopes massivos e frios ao seu redor com tamanho estimado de 10^3 a 10^4 UA e jatos altamente colimados. Apresentam pouca emissão no infravermelho e nenhuma emissão no óptico; a maior parte de sua emissão está no sub-milímetro.

Classe I - São objetos com idade de $\sim 10^5$ anos. A maior parte do material do envelope já sedimentou no disco ou caiu na estrela. O disco tem extensão de poucas centenas de

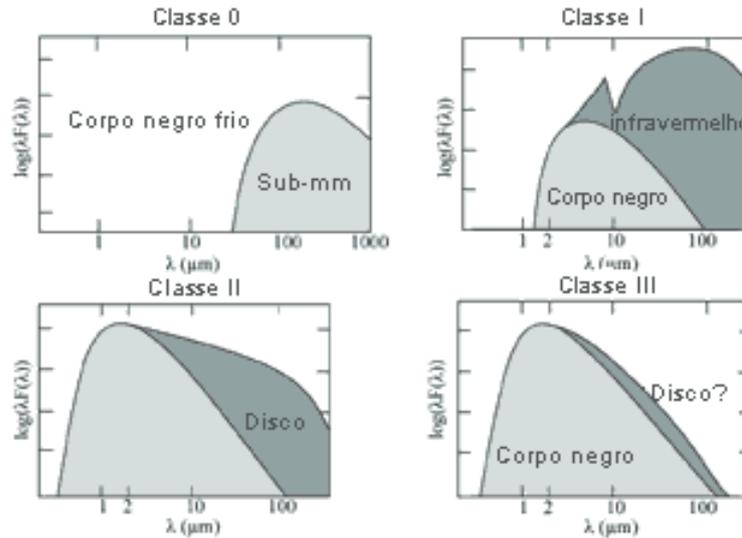


Figura 1.1: Esquema ilustrativo da evolução da distribuição de energia espectral durante a fase de formação de uma estrela de baixa massa. Figura adaptada de <http://www.phys.unsw.edu.au/jacara/pilotscience.php>.

UA. São fortes emissores no infravermelho distante e ainda apresentam jatos.

Classe II - Já são objetos opticamente revelados, normalmente conhecidos como estrelas T Tauri clássicas. Sua DEE apresenta uma fotosfera estelar mais excesso do rádio ao infravermelho e no ultravioleta. Estes excessos são explicados pela presença do disco e também pela acreção do gás do disco pela estrela central, respectivamente. São fortes emissores na banda de raios-X e possuem idade estimada entre $10^5 - 10^6$ anos. Os membros mais jovens dessa classe podem apresentar jatos e todos normalmente possuem ventos com taxa de perda de material de $\sim 10^{-9} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$. Por serem não obscurecidos, podem ser localizados no diagrama Hertzsprung-Russel (HR) e comparadas com caminhos evolutivos teóricos.

Classe III - As estrelas nessa fase de evolução são conhecidas como estrelas T Tauri de linhas fracas. Apresentam uma distribuição espectral simples de corpo negro, não possuindo sinal de disco de acreção ou o disco é muito tênue para ser detectado. Assim como a classe II, essa classe está bem localizada no diagrama HR, embora algumas delas já estejam muito próximas da sequência principal. A perda do disco desde a classe II para a classe III é acompanhada pela formação de planetas, que pode ser um

dos mecanismos de dispersão do disco de acreção (Papaloizou & Terquem 1999).

Na Figura (1.2) vemos a evolução desde o núcleo da nuvem até um possível sistema planetário. Em (1.2 a) inicialmente temos uma nuvem molecular apresentando regiões (núcleos) mais densas. Em (1.2 b) ocorre o colapso dos núcleos densos, formando protoestrelas em seu centro (classe 0). Em (1.2 c) já temos a presença de uma protoestrela numa fase menos embebida, apresentando sinais de disco de acreção (classe I). Em (1.2 d) temos a fase de estrela T Tauri clássica (classe II) opticamente visível. Em (1.2 e) temos a fase de estrela T Tauri de linhas fracas (classe III) com disco de acreção bastante tênue. Por fim, temos a evolução para um possível sistema planetário (1.2 f).

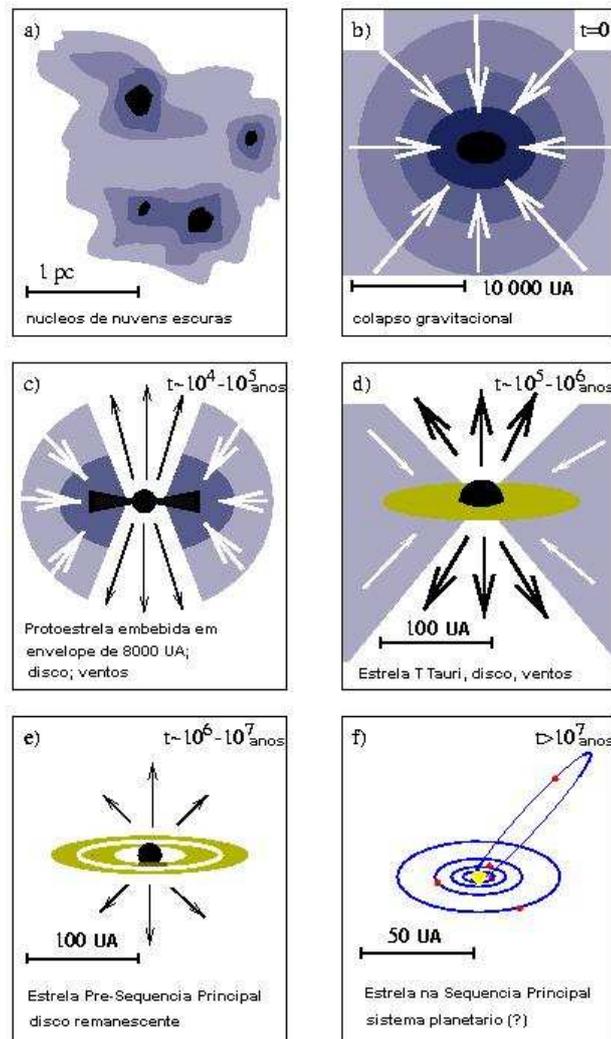


Figura 1.2: Evolução de objetos estelares jovens de baixa massa, onde temos ilustrações da estrutura do sistema em torno do objeto estelar em cada fase evolutiva, bem como a evolução do disco de acreção. Figura adaptada de Hogerheijde (1998).

1.1 Estrelas T Tauri

As estrelas do tipo T Tauri são estrelas pertencentes às classes II e III segundo a classificação de Lada (1987). Nesta seção abordaremos apenas a categoria de estrelas T Tauri clássicas que é a classe de interesse para o presente trabalho.

As T Tauri clássicas são consideradas estrelas jovens ($\sim 10^6$ anos), de baixa massa ($\leq 2 M_{\odot}$) e possuem tipo espectral F-M. Estes objetos caracterizam-se pelo excesso de emissão no infravermelho e no ultravioleta, presença de manchas frias (provenientes da atividade magnética) e manchas quentes (associadas a processos de acreção do gás do disco para a estrela). Frequentemente, estas estrelas apresentam perfil P Cygni (linha de emissão com desvio para o vermelho e com absorção desviada para o azul) e perfil P Cygni inverso (linha de emissão com desvio para o azul e absorção desviada para o vermelho). A Figura (1.3) mostra alguns perfis da linha de $H\alpha$ do hidrogênio de algumas estrelas T Tauri, analisados por Muzerolle et al. (1998b). Esses perfis são bastante alargados, com velocidades de ~ 300 km/s. Onde podemos ver o perfil P Cygni em DR Tau, com absorção no azul e perfil P Cygni inverso em DN Tau com absorção deslocada para o vermelho.

Objetos jovens de todas as classes são conhecidos por serem fortes emissores nas bandas de raios-X. As primeiras descobertas de raios-X, em estrelas jovens, foram feitas na década de 80 pelo *Einstein X-ray Observatory* em objetos de classe II e III, ou seja, objetos menos embebidos (Feigelson & Decampli 1981). Emissão de raios-X em objetos pertencentes à classe I foi descoberta posteriormente pelo *ASCA* e pelo *ROSAT* (Koyama et al. 1996; Grosso et al. 1997), e mais recentemente foi feita a descoberta de raios-X em objetos mais embebidos (classe 0) pelo *Chandra Órion Ultra-Deep Project* (COUP) (Prisinzano et al. 2008).

A forte emissão em raios-X dos objetos jovens é explicada como resultado da intensa atividade coronal do objeto (Feigelson et al. 1991). Observações em raios-X de objetos jovens são ideais para a compreensão de questões sobre o surgimento do campo magnético estelar. Não se sabe se esse campo é fóssil ou se é gerado por dínamo interno emergente (Güdel & Nazé 2009), semelhante ao Sol. A emissão de raios-X é explicada como uma emissão térmica do gás altamente aquecido por violentos eventos de reconexão magnética, análogos às erupções solares, porém mais intensas por um fator de 10^1 a 10^6 (Feigelson & Montmerle 1999). Com a presença das erupções, a luminosidade de raios-X pode variar

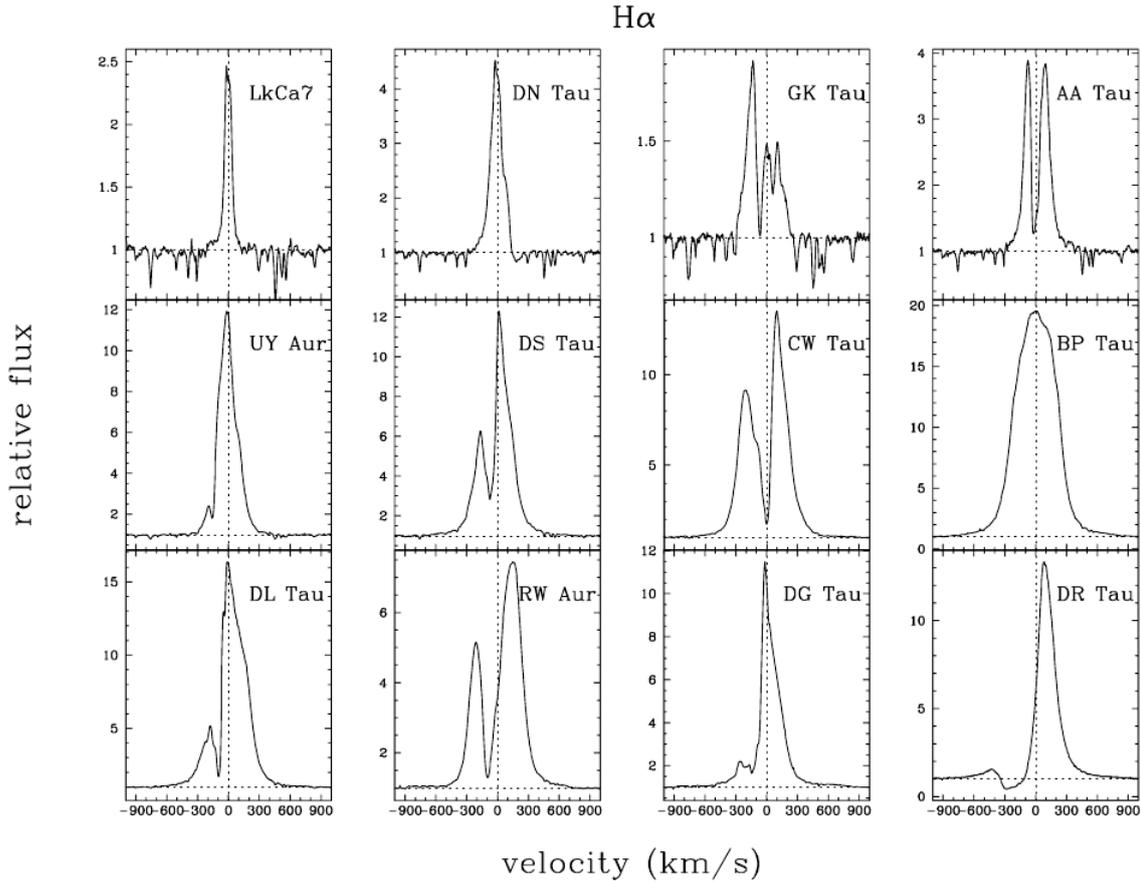


Figura 1.3: Perfis de $H\alpha$ de algumas estrelas T Tauri, que mostram as linhas alargadas para essas estrelas (Muzerolle et al. 1998b).

bastante, podendo chegar até 10^{32} erg/s. Isto será discutido em mais detalhes no Capítulo (5).

As principais características das estrelas T Tauri podem ser explicadas por um sistema composto por um disco de acreção, uma estrela central, magnetosfera e vento. A parte mais interna deste sistema pode ser vista na Figura (1.4) que também mostra o tipo de emissão característica de cada região. Nas subseções seguintes detalhamos algumas dessas estruturas como o disco de acreção e as colunas de acreção na interface entre o disco e a estrela.

1.1.1 Discos Protoplanetários

A emissão no infravermelho fornece uma estimativa da quantidade de poeira em torno da proto-estrela formada. Desta forma, quanto mais evoluído o objeto, menor é a quantidade de material ao seu redor e conseqüentemente menor é a emissão no infravermelho. Uma grande quantidade de T Tauri clássicas apresentam discos de acreção, que também são chamados de

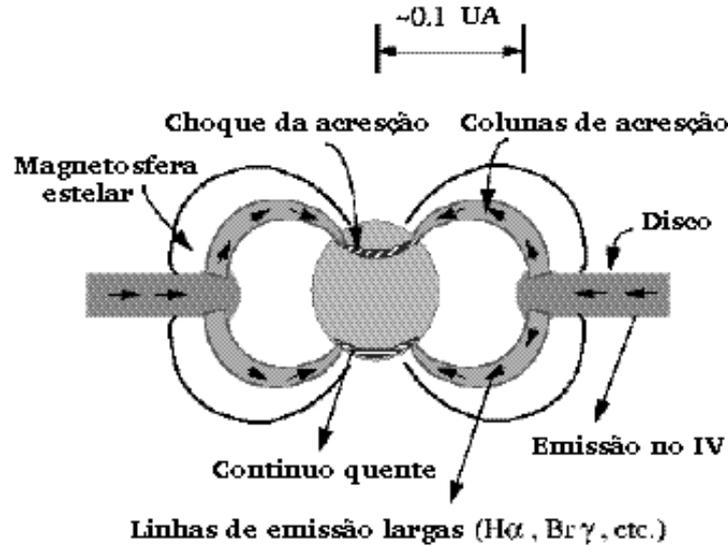


Figura 1.4: Modelo para a magnetosfera de uma estrela T Tauri clássica, formada por uma estrela central jovem circundada por um disco de acreção. Vemos ainda as colunas de acreção do gás da parte interna do disco para a estrela.

discos protoplanetários, dado que se tratam dos possíveis progenitores de sistemas planetários como o Sistema Solar. Esses discos chegam a ter extensão de centenas de UA (Edwards et al. 1987; Hartigan et al. 1995).

O disco de acreção não toca a superfície estelar, como foi proposto por Lynden-Bell & Pringle (1974). Sabe-se hoje que o disco protoplanetário é interrompido em um dado raio ($r_{tr} \leq 0,1$ UA) próximo à superfície estelar, devido à presença do campo magnético da estrela central. Para isto, a estrela deve possuir um campo magnético suficientemente forte, para que a pressão magnética seja igual ou superior à pressão do material em acreção no disco. Entretanto, para o gás seguir as linhas de campo, este deve estar acoplado ao campo. Isto exige, na região do raio de truncamento, temperaturas suficientemente altas ($T \geq 1000K$). Temperaturas desta ordem garantem a ionização dos átomos, e conseqüentemente o acoplamento entre os íons e o campo magnético. Esta é uma condição satisfeita pelas estrelas T Tauri. A matéria segue as linhas do campo magnético da estrela, a partir desse raio de truncamento, até se chocar com a superfície da estrela central. Dessa maneira, formam-se na região entre a estrela e o disco “tubos de matéria”, em forma de funis que também são chamados de colunas de acreção.

Este modelo de acreção magnetosférica explica características observacionais vistas em

estrelas T Tauri clássicas. Em particular, o disco de acreção explica a distribuição espectral inferida para esta classe de estrelas. Por serem opticamente visíveis, as T Tauri clássicas permitem observações diretas dos discos de acreção. Na Figura (1.5) vemos uma das mais conhecidas imagens de um objeto estelar jovem onde temos um disco de perfil e também a presença de um jato bipolar. Nesta imagem vemos a evolução dos jatos ao longo dos anos.

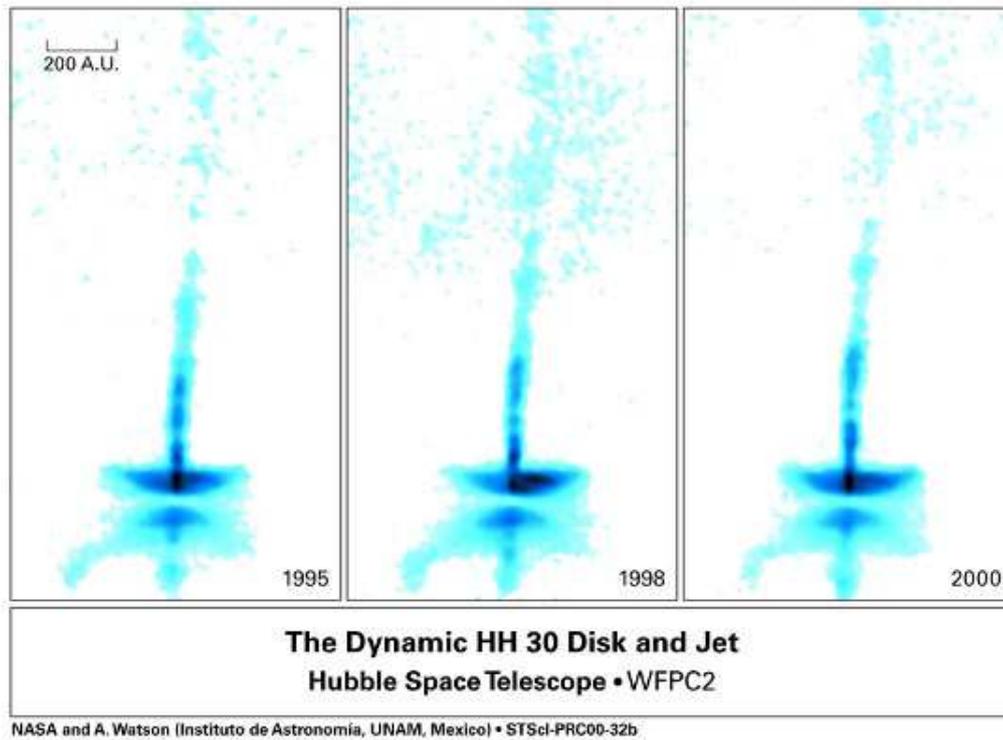


Figura 1.5: Imagem do objeto HH30 pelo telescópio espacial Hubble. A faixa escura em cada imagem é identificada como o disco de acreção da estrela central, visto de lado. Obtiveram-se imagens desse objeto em diferentes anos, que mostram a evolução do jato formado.

1.1.2 Colunas de Acreção

O modelo de acreção magnetosférica prevê a formação de estruturas em forma de colunas ou tubos na região de interface entre o disco e a estrela central. Acredita-se que o gás na região de truncamento siga as linhas do campo magnético, adquirindo velocidades próximas à velocidade de queda livre, chocando-se finalmente com a superfície estelar. Este modelo para estrelas T Tauri foi adaptado a partir de modelos para estrelas de nêutrons (Camenzind 1990; Koenigl 1991).

Com a presença das colunas de acreção é possível explicar o perfil P Cygni inverso característico de muitas estrelas T Tauri clássicas. O choque do gás, proveniente do disco, na superfície da estrela provoca um aumento na temperatura local, formando o que é chamado de mancha quente. Os fótons produzidos durante o choque são absorvidos (na linha de visada) pelo gás no funil, que explica a absorção desviada para o vermelho no perfil P Cygni inverso. As linhas de emissão alargadas também não poderiam ser explicadas pelo modelo de interface de Lynden-Bell & Pringle (1974), que prevê uma desaceleração da velocidade do material próximo à superfície da estrela. Nas colunas de acreção, o gás adquire velocidade de queda livre, o que é consistente com as velocidades medidas a partir de dados observacionais (ver Figura 1.3). O choque do gás em alta velocidade na superfície da estrela devido à acreção também explica o excesso de emissão no contínuo do ultravioleta. A variabilidade no contínuo é explicada pelas manchas quentes formadas durante o choque de acreção, que mudam de posição à medida que a estrela gira, podendo aparecer e desaparecer da linha de visada.

A acreção do gás do disco é um processo que domina, durante muito tempo, a evolução de objetos jovens. A taxa de acreção de massa não é constante durante a evolução de uma estrela jovem mas, pelo contrário, varia muito com o tempo. Cálculos teóricos predizem taxas de acreção iniciais, na fase ainda muito embebida, da ordem de $10^{-4} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ que diminuirão com o tempo. Para as T Tauris, estudos revelam que as taxas de acreção em geral são menores que $10^{-6} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Beckwith et al. 1990), embora existam casos específicos em que as taxas de acreção são bastante altas ($10^{-5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) (Schulz 2005). A Figura (1.6) ilustra a dependência da taxa de acreção com o tempo, desde a classe 0 até a classe III, onde normalmente já não existem quantidades significativas de acreção. A linha pontilhada mostra a taxa de acreção para o cenário de formação estelar padrão, onde a taxa de acreção permanece constante durante toda evolução, variando apenas com a massa e raio da estrela. A linha tracejada representa os resultados teóricos mais realistas, onde cada fase da evolução estelar apresenta uma taxa de acreção característica. A linha contínua mostra algumas variações adicionais como na fase T Tauri e *outbursts* do tipo FU Ori¹.

¹FU Ori são objetos em uma fase de formação estelar muito variável, porém poucas estrelas são observadas com esta característica, de forma que, acredita-se, esta é uma fase muito rápida durante a formação estelar.

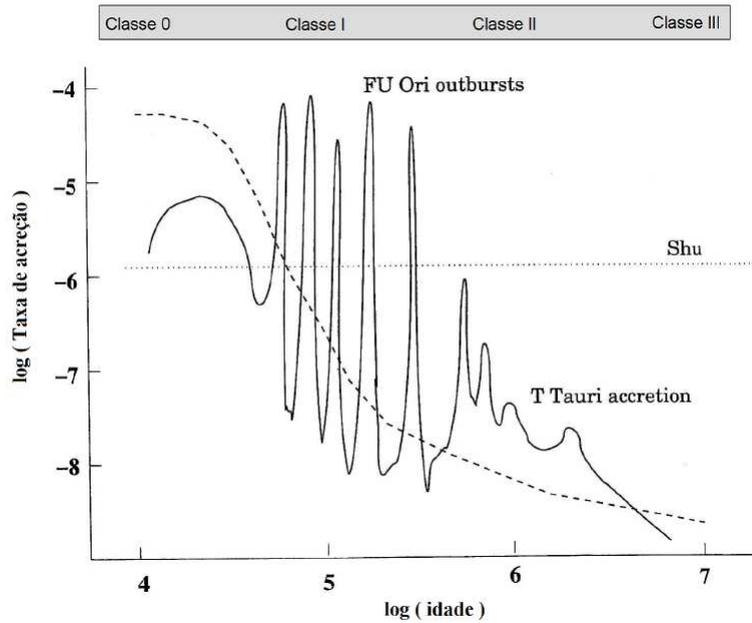


Figura 1.6: Esquema para a dependência da taxa de acreção com o tempo para objetos jovens. Todos esses resultados são apenas para estrelas de baixa massa. Figura adaptada de Schulz (2005).

1.2 Campos magnéticos em objetos jovens

A presença do campo magnético é de fundamental importância para a evolução dos objetos jovens, sendo necessário para a acreção do gás do disco pela estrela central, e para a formação de ventos e jatos. Dessa forma, a evidência de campo magnético em objetos jovens é importante para a compreensão de todos esses processos.

Observações de estrelas de baixa massa em estágios iniciais de evolução, ou seja, desde a fase de proto-estrela até a ZAMS, mostram altos níveis de atividade magnética, que incluem fortes campos magnéticos cobrindo uma boa parte da superfície estelar e reconexões magnéticas vistas nas bandas de raios-X e em rádio (Feigelson & Montmerle 1999).

Devido à dificuldade do estudo direto de campos magnéticos, indicadores da sua presença, tais como manchas frias e radiação de alta energia produzida por reconexões do campo magnético, podem ser usados. Dados fotométricos e imageamento Doppler mostram uma distribuição desigual de grandes manchas frias em objetos estelares jovens, o que sugere que o campo magnético na superfície é complexo e multipolar, de forma semelhante ao do Sol.

Com o auxílio de técnicas baseadas no efeito Zeeman, é possível medir a intensidade média desses campos magnéticos. Johns-Krull (2007) fez uma análise de campos magnéticos

de 14 estrelas T Tauri clássicas, encontrando valores desde 1,12 até 2,90 kG. Essas medidas mostram que estrelas T Tauri são cobertas por fortes campos magnéticos de ordens de kG, o que favorece o cenário da acreção magnetosférica. Outros trabalhos revelam valores típicos para o campo magnético de $\sim 2,5$ kG e geometrias complexas para regiões muito próximas à superfície da estrela e em regiões mais distantes com campos mais fracos ($\sim 0,1$ kG) e com estruturas globalmente mais organizadas (Bouvier et al. 2007, para revisão). Com dados do ESPaDOs (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars) foi possível mapear a topologia do campo magnético das estrelas jovens V2129 Oph (com massa de $\sim 1,35 M_{\odot}$) e BP Tau (com massa de $\sim 0,7 M_{\odot}$) (Donati et al. 2007, 2008), encontrando que V2129 Oph possui campo magnético predominantemente octupolar de 1,2 kG, com a componente dipolar muito fraca de somente 0,35 kG (Donati et al. 2007). BP Tau apresentou-se, diferentemente de V2129 Oph, com forte componente de dipolo do campo magnético, chegando a 1,2 kG, e possuindo ainda uma forte componente octupolar de 1,6 kG (Donati et al. 2008).

1.3 Objetivos

Estrelas T Tauri clássicas apresentam um número significativo de linhas de emissão em seu espectro. Essas linhas, produzidas nas colunas de acreção, são normalmente modeladas para obter parâmetros físicos do sistema disco-estrela, tais como a taxa de acreção de massa. Um grande problema do modelo de acreção magnetosférica é explicar os perfis de temperatura inferidos das colunas de acreção. Martin (1996) calculou esses perfis propondo como mecanismos de aquecimento a compressão adiabática das linhas de campo magnético, fotoionização de Balmer e difusão ambipolar. Apesar disso, ele não obteve um resultado satisfatório, encontrando temperaturas abaixo das necessárias para explicar as linhas de emissão alargadas que são observadas.

Os mecanismos de aquecimento para a região das colunas de acreção ainda estão em aberto. Neste trabalho, examinamos o balanço entre aquecimento e resfriamento das colunas de acreção em torno de estrelas T Tauri clássicas para obter o perfil de temperatura na região. Determinamos também as taxas de aquecimento e resfriamento dessas colunas. Consideramos os mecanismos de aquecimento por compressão adiabática e fotoionização estudados por Martin (1996). Além disto, consideramos o aquecimento por raios-X (Glassgold

et al. 2004, 1997; Shang et al. 2002), já que estrelas jovens possuem alta luminosidade nesta faixa do espectro. E consideramos como mecanismos de resfriamento os íons de Ca II e Mg II, que também podem funcionar como fontes de aquecimento, e ainda o mecanismo de bremsstrahlung (transição livre-livre).

Esse trabalho está dividido em 6 capítulos. Neste, apresentamos uma visão geral sobre o sistema analisado. No Capítulo (2), obtemos a equação de calor (com a qual calculamos o perfil de temperatura) resolvida para um gás de hidrogênio em estado estacionário e também acoplamos esta equação a equações de taxa de transição do átomo de hidrogênio. No Capítulo (3), apresentamos todos os processos de transição colisional e radiativos pertinentes à resolução das equações de taxa. No Capítulo (4), discutimos os processos de aquecimento e resfriamento adotados aqui. No Capítulo (5), expomos o método numérico utilizado para a resolução das equações, bem como detalhes da construção do programa usado. Por fim, no Capítulo (6), apresentamos os resultados e conclusões obtidos.

Capítulo 2

Equação do Calor

Como já ressaltado anteriormente, o principal objetivo deste trabalho é obter o perfil de temperatura em toda extensão das colunas de acreção de uma estrela T Tauri clássica. Para alcançá-lo, precisamos resolver a equação de calor para o átomo de hidrogênio em um estado estacionário. A equação do calor, e por sua vez, a temperatura do gás ao longo do tubo de acreção, podem ser obtidas através da primeira lei da termodinâmica:

$$dE + PdV = dQ, \quad (2.1)$$

onde, P e V são a pressão e o volume do gás, respectivamente, e E e Q são a energia interna e o calor adicionados ao gás. Sendo m a massa do gás, em termos das variáveis específicas:

$$\varepsilon = \frac{E}{m}, \quad v = \frac{V}{m}, \quad q = \frac{Q}{m}, \quad (2.2)$$

e usando a densidade do gás $\rho = \frac{m}{V}$, então, a primeira lei da termodinâmica torna-se:

$$d\varepsilon + Pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = dq. \quad (2.3)$$

Considerando um elemento de fluido em movimento na descrição lagrangeana (estamos interessados nas trocas de calor nesse elemento de fluido), a primeira lei da termodinâmica transforma-se na equação de energia lagrangeana (Castor 2004),

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + P\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{dq}{dt}. \quad (2.4)$$

Podemos escrever o termo do lado direito como:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dt} = \frac{1}{\rho V} \frac{dQ}{dt} = \frac{q^*}{\rho}, \quad (2.5)$$

sendo $q^* = \frac{1}{V} \frac{dQ}{dt}$, a taxa de energia gerada por unidade de volume e será dada pela diferença entre os termos que ajudam a aquecer o gás e os termos que resfriam o gás, ou seja, $q^* = \Gamma - \Lambda$, onde Γ representa a taxa de aquecimento por unidade de volume e Λ representa a taxa de resfriamento por unidade de volume. Assim,

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + P \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\Gamma - \Lambda}{\rho}. \quad (2.6)$$

Usando a definição de derivada total na descrição lagrangeana para um fluido em movimento,

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f,$$

podemos escrever a Equação (2.6) como:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon + P \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] = \frac{\Gamma - \Lambda}{\rho}. \quad (2.7)$$

Considerando o gás no tubo em um estado estacionário, podemos fazer: $\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0$ e também, $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0$. Então:

$$\rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \varepsilon + \rho P \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \Gamma - \Lambda, \quad (2.8)$$

como, $\varepsilon = \frac{E}{m}$ e definindo $U = \frac{E}{V}$, ou seja, U é a energia interna por unidade de volume, podemos reescrever a equação acima na forma,

$$\rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{U}{\rho} \right) + \rho P \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \Gamma - \Lambda, \quad (2.9)$$

e esta é uma equação de calor geral, que determina a estrutura térmica de um fluido qualquer no estado estacionário (Martin 1996).

Supomos que na região das colunas de acreção o gás seja formado por hidrogênio. Assim, a densidade populacional de hidrogênio será:

$$n_H = \frac{\rho}{\mu m_H}, \quad (2.10)$$

onde μ e m_H são o peso molecular médio e a massa do átomo de hidrogênio, respectivamente.

Devemos levar em conta a energia de ligação do átomo de hidrogênio, ou seja, a energia interna por unidade de volume será dada pela soma da energia cinética por unidade de volume com a energia de ligação por unidade de volume:

$$U = U_{\text{cinética}} + U_{\text{ligação}}, \quad (2.11)$$

com,

$$U_{\text{cinética}} = \frac{3}{2}n_H kT \quad \text{e} \quad U_{\text{ligação}} = \sum_j n_j E_j, \quad (2.12)$$

onde, k é a constante de Boltzmann, T é a temperatura do gás no funil, n_j é a densidade de partículas no nível j e E_j é a energia de ligação do átomo de hidrogênio no nível j . Veremos no Capítulo (3) que j é composto pelos números quânticos $n\ell$ que determinam o estado do elétron no átomo. A energia cinética acima foi obtida usando a aproximação de gás ideal, uma vez que o gás de hidrogênio tem um comportamento próximo ao de um gás ideal.

Podemos definir a pressão do gás usando a equação de estado para gás ideal, ou seja, $P = n_H kT$. Inserindo esta equação juntamente com a Equação (2.10), na (2.9), encontramos:

$$n_H \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{U}{n_H} \right) + n_H^2 kT \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{n_H} \right) = \Gamma - \Lambda. \quad (2.13)$$

Definindo,

$$f_j = \frac{n_j}{n_H}, \quad (2.14)$$

como a densidade fracional de partículas no estado j , e substituindo a energia interna por unidade de volume (Equação 2.12) na Equação (2.13),

$$n_H \left(\frac{3}{2} k \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T + \sum_j E_j \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j \right) + n_H^2 kT \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{n_H} \right) = \Gamma - \Lambda. \quad (2.15)$$

Sabendo que,

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{n_H} \right) = - \frac{\vec{\nabla} n_H}{n_H^2},$$

então, finalmente encontramos a equação de calor na forma desejada para um gás de hidrogênio em um estado estacionário:

$$\frac{3}{2} n_H k \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = kT \vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H - n_H \sum_j E_j \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j + \Gamma - \Lambda. \quad (2.16)$$

O termo do lado esquerdo vem da energia cinética do gás. O primeiro termo do lado direito representa o aquecimento devido à compressão adiabática sofrida pelo gás ao longo

do funil que será discutido no Capítulo (4). O segundo termo do lado direito é proveniente da energia de ligação, este termo será relacionado com as equações de taxas para o átomo de hidrogênio que estão detalhadas na Seção (2.2). Com esta equação é possível determinar o perfil de temperatura no tubo de acreção.

2.1 Equação do calor em coordenadas cilíndricas

Com o intuito de resolver a Equação (2.16), reescreveremos o termo do lado esquerdo e o primeiro termo do lado direito, desta equação, em coordenadas cilíndricas (R, Z, Φ) , dessa forma isolamos a derivada da temperatura em função dos demais parâmetros da equação. Fazemos então,

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = v_R \frac{\partial T}{\partial R} + v_Z \frac{\partial T}{\partial Z}, \quad (2.17)$$

onde v_R e v_Z são as componentes da velocidade na direção de R e Z , respectivamente. O termo em Φ foi anulado, pois consideramos que o funil possui geometria axial em torno do eixo Z . Podemos ainda escrever a Equação (2.17) em termos de θ , que é o ângulo entre a distância radial r do centro da estrela até a coluna de acreção e o plano médio do disco (ver Figura 2.1). Assim,

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = v_R \frac{dT}{d\theta} \frac{d\theta}{dR} + v_Z \frac{dT}{d\theta} \frac{d\theta}{dZ}. \quad (2.18)$$

A geometria de um campo magnético de dipolo é determinada por Ghosh et al. (1977),

$$r = r_m \cos^2 \theta, \quad (2.19)$$

onde r_m é o raio de truncamento do disco, ou ainda, é o raio da linha de campo magnético no plano médio do disco (em $Z = 0$), como visto na Figura (2.1).

Pela Figura (2.1) e usando a Equação (2.19), as coordenadas Z e R poderão ser escritas como:

$$Z = r_m \cos^2 \theta \sin \theta, \quad (2.20)$$

$$R = r_m \cos^3 \theta. \quad (2.21)$$

A velocidade poloidal do gás no tubo, paralela às linhas do campo magnético, pode ser projetada nas direções de \hat{R} e \hat{Z} (Hartmann et al. 1994),

$$\vec{v}_p = -\frac{v_p}{(4 - 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \left[3 \sin \theta \cos \theta \hat{R} + (2 - 3 \cos^2 \theta) \hat{Z} \right], \quad (2.22)$$

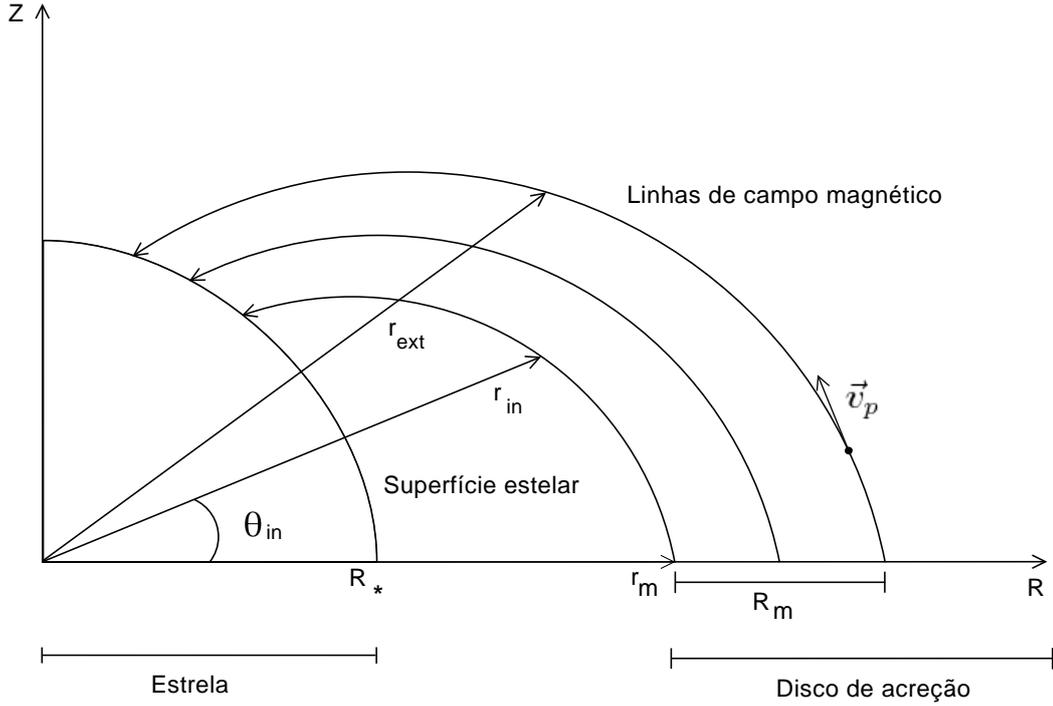


Figura 2.1: Coordenadas do funil: posição de r , θ , r_m no sistema, o raio mais interno do tubo é r_{in} e o raio mais externo da coluna de acreção é r_{ext} , \vec{v}_p é a velocidade poloidal do gás e R_m é a largura da coluna no plano médio do sistema.

com,

$$v_p = \left[2GM_* \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_m} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.23)$$

chamando,

$$D = (4 - 3 \cos^2 \theta)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.24)$$

então, v_R e v_Z serão dados por:

$$v_R = -\frac{v_p}{D} 3 \sin \theta \cos \theta \quad \text{e} \quad v_Z = -\frac{v_p}{D} (2 - 3 \cos^2 \theta). \quad (2.25)$$

Derivando as Equações (2.20) e (2.21), com relação a θ , e substituindo suas inversas na Equação (2.18), juntamente com as Equações (2.25), obtemos que:

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T = \frac{2v_p}{r_m D \cos \theta} \frac{dT}{d\theta}. \quad (2.26)$$

Agora, reescrevendo o primeiro termo do lado direito da Equação (2.16), usando a Equação (2.10), obtemos:

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H = \frac{1}{\mu m_H} \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho, \quad (2.27)$$

e usando coordenadas cilíndricas de forma semelhante a Equação (2.18),

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H = \frac{1}{\mu m_H} \left(v_R \frac{d\rho}{d\theta} \frac{d\theta}{dR} + v_Z \frac{d\rho}{d\theta} \frac{d\theta}{dZ} \right). \quad (2.28)$$

Novamente usando as derivadas inversas das Equações (2.20) e (2.21), com as Equações (2.25), encontramos:

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H = \frac{1}{\mu m_H} \frac{2v_p}{r_m D \cos \theta} \frac{d\rho}{d\theta}. \quad (2.29)$$

A densidade do gás no funil é dada por Hartmann et al. (1994) em termos da taxa de acreção de massa,

$$\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi \left(\frac{1}{r_{mi}} - \frac{1}{r_{me}} \right)} \frac{r^{-5/2}}{(2GM_*)^{1/2}} \frac{(4 - 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}{\sin \theta}, \quad (2.30)$$

onde, \dot{M} é a taxa de acreção de massa desde o disco para a estrela, G é a constante gravitacional, M_* é a massa da estrela central, r_{mi} e r_{me} são, respectivamente, o raio mais interno e o raio mais externo da coluna de acreção medidos no plano médio do sistema. Essa equação foi obtida supondo um fluido em um estado estacionário, mas essa dinâmica do gás é válida, em geral, apenas para os íons. Não é esperado que o gás no tubo esteja completamente ionizado, porém espera-se que o gás neutro esteja suficientemente acoplado aos íons do gás parcialmente ionizado para que a Equação (2.30) seja válida também para o gás neutro (Martin 1996).

Definindo a constante,

$$C = \frac{\dot{M}}{4\pi \left(\frac{1}{r_{mi}} - \frac{1}{r_{me}} \right) (2GM_*)^{1/2}}, \quad (2.31)$$

então,

$$\rho = Cr^{-5/2} \frac{(4 - 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}{\sin \theta}. \quad (2.32)$$

Derivando ρ em relação a θ e substituindo na Equação (2.29), obtemos:

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H = \frac{2v_p C}{\mu m_H r_m^{7/2} \cos^5 \theta} \left(\frac{5}{\cos^2 \theta} + \frac{3}{D^2} - \frac{1}{\sin^2 \theta} \right). \quad (2.33)$$

Substituindo as Equações (2.26) e (2.33) na equação de calor para o átomo de hidrogênio (Equação 2.16), encontramos:

$$\frac{3}{2} n_H k \left(\frac{2v_p}{r_m D \cos \theta} \frac{dT}{d\theta} \right) = \frac{2kT v_p C}{\mu m_H r_m^{7/2} \cos^5 \theta} \left(\frac{5}{\cos^2 \theta} + \frac{3}{D^2} - \frac{1}{\sin^2 \theta} \right) \quad (2.34)$$

$$-n_H \sum_j E_j \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j + \Gamma - \Lambda,$$

e finalmente, obtemos a equação do calor em termos da derivada da temperatura em relação a θ , ou seja,

$$\begin{aligned} \frac{dT}{d\theta} = & \frac{D}{3n_H} \frac{2TC}{\mu m_H r_m^{5/2} \cos^4 \theta} \left(\frac{5}{\cos^2 \theta} + \frac{3}{D^2} - \frac{1}{\sin^2 \theta} \right) \\ & + \frac{Dr_m \cos \theta}{3n_H k v_p} \left(-n_H \sum_j E_j \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j + \Gamma - \Lambda \right). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Esta equação foi resolvida numericamente usando um programa em Fortran 77/90. Detalhes de sua resolução serão vistos no Capítulo (5).

2.2 Equação de transição entre níveis do átomo de hidrogênio

Os níveis energéticos de um átomo podem ser populados ou depopulados, de acordo com os processos que ocorrem no sistema, como por exemplo, colisões com elétrons que podem levar a uma excitação nos níveis atômicos. A população e a depopulação dos níveis de um átomo de um gás em movimento, de forma geral, é governada pela equação abaixo,

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}) + n_j \sum_{j' \neq j} R_{j,j'} - \sum_{j' \neq j} n_{j'} R_{j',j} = 0, \quad (2.36)$$

onde R (s^{-1}) é a taxa de população ou depopulação, devido a processos colisionais e radiativos que serão discutidos no próximo capítulo. $R_{j,j'}$ pode ser compreendido como a probabilidade por unidade de tempo de que uma partícula sofra uma transição do nível j para o nível j' (Maciel 2002). Esta equação mostra que a taxa de mudança de n_j é determinada pelo fluxo de partículas dentro de um volume fixo ($\vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v})$) e pela taxa de transição de todos os níveis j' para o nível j , por processos atômicos (Mihalas & Weibel-Mihalas 1999). O primeiro somatório da Equação (2.36) representa a soma de todos os processos que depopulam o nível j e o segundo termo representa a soma de todos os processos que populam o nível j .

Para um estado estacionário $\frac{\partial n_j}{\partial t} = 0$. Reescrevendo o segundo termo do lado esquerdo da Equação (2.36),

$$\vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_j + n_j \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (2.37)$$

como $n_j = n_H f_j$ (Equação 2.14), então:

$$\vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (n_H f_j) + n_H f_j \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (2.38)$$

e aplicando a propriedade do gradiente de produto,

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}) &= n_H \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j + f_j \vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H + n_H f_j \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \\
&= n_H \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j + f_j \vec{\nabla} \cdot (n_H \vec{v}) \\
&= n_H \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j + \frac{f_j}{\mu m_H} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}),
\end{aligned} \tag{2.39}$$

onde, usamos a Equação (2.10), no último passo. Pela equação de conservação de massa (equação de continuidade), para um estado estacionário,

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \tag{2.40}$$

então,

$$\vec{\nabla} \cdot (n_j \vec{v}) = n_H \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j, \tag{2.41}$$

substituindo na Equação (2.36),

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j = \sum_{j' \neq j} f_{j'} R_{j',j} - f_j \sum_{j' \neq j} R_{j,j'}. \tag{2.42}$$

Com esta última equação conseguimos escrever o quarto termo do lado direito da equação de calor (Equação 2.35) em termos das equações das taxas de população e depopulação dos níveis do átomo de hidrogênio. Por outro lado, esse termo pode ser reescrito em coordenadas cilíndricas de maneira semelhante as Equações (2.18) e (2.28):

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j = \left(v_R \frac{d\theta}{dR} + v_Z \frac{d\theta}{dZ} \right) \frac{df_j}{d\theta}, \tag{2.43}$$

chamando,

$$J = v_R \frac{d\theta}{dR} + v_Z \frac{d\theta}{dZ} \tag{2.44}$$

e voltando a Equação (2.42), obtemos:

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j = J \frac{df_j}{d\theta} = \sum_{j' \neq j} f_{j'} R_{j',j} - f_j \sum_{j' \neq j} R_{j,j'}. \tag{2.45}$$

Esta equação precisa ser resolvida e seu resultado deve ser substituído na Equação (2.35). Os processos de transição radiativos e colisionais envolvidos e os níveis do átomo de hidrogênio considerados estão detalhados no próximo capítulo.

Capítulo 3

Processos de Transição e Equações das Taxas

Neste capítulo obtemos as equações de taxas de população e depopulação (termos à direita da Equação 2.45) para diferentes níveis do átomo de hidrogênio: O primeiro termo do lado direito da equação de transição representa a população do nível j , devido às transições de um nível j' para o nível j . No segundo termo do lado direito acontece justamente o contrário, ou seja, as transições partem do nível j para um determinado nível j' , caracterizando a depopulação do nível j .

O átomo de hidrogênio é o sistema ligado mais simples da natureza, e também um dos mais importantes, é composto por um núcleo carregado positivamente (próton) e um elétron, que pode ocupar o estado fundamental ou algum estado excitado do átomo. O estado de um átomo ligado é caracterizado por números quânticos. O número quântico principal n é inteiro e assume os valores $n = 1, \dots, \infty$. O momento angular orbital do elétron é quantizado e representado pelo número quântico ℓ , que pode assumir qualquer valor inteiro até $n - 1$. O terceiro número quântico é o m_ℓ , que é o número quântico magnético ($m_\ell = 0, \pm 1, \dots, \pm \ell$). Por

fim, temos o número quântico de spin do elétron ($s = \pm 1/2$). O momento angular orbital ℓ , pode ser representado pelas letras s, p, d, f, g, \dots . Por exemplo, o estado fundamental é caracterizado por $n = 1$ e $l = 0$. Usando a notação de orbitais esse estado poderá ser representado por $1s$ apenas.

A energia de ligação para o átomo de hidrogênio é prevista pelo formalismo quântico definido pela equação de Schrödinger, onde considera-se a interação eletromagnética entre o elétron e o próton como uma força central. Os valores permitidos para a energia total, E_n dependem somente do número quântico n :

$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV}, \quad (3.1)$$

Com as definições dos números quânticos vemos que o índice j , nas equações, é representado por $n\ell$, ou seja, $1s, 2s, 2p, \dots$ que define o estado do átomo. Devido à degenerescência, a energia de ligação ou potencial de ionização E_j na Equação (2.12), terá energia correspondente a E_n apenas.

A Figura (3.1), mostra o diagrama de energia para o átomo de hidrogênio, com a energia aumentando desde o estado fundamental para o contínuo. Cada coluna é representada por um momento angular orbital constante. Nesta figura também vemos algumas das possíveis transições radiativas no átomo de hidrogênio. Essas transições usualmente são agrupadas em séries. A primeira série é a de Lyman. Toda transição da série de Lyman de emissão populam o estado fundamental e emitem fótons na região do ultravioleta do espectro eletromagnético. A segunda série é a de Balmer. Nesta, o elétron desloca-se sempre para o nível de energia $n = 2$. Esta é a única série que emite em comprimentos de onda do visível. As outras séries (Paschen, Bracket, ...) estão associadas a emissões nas regiões do infravermelho.

Consideramos, neste trabalho, apenas três níveis do átomo de hidrogênio, $1s, 2s, 2p$ e mais o contínuo. Para chegarmos às equações das taxas para os níveis considerados, usamos os processos colisionais e radiativos descritos nas Seções (3.1) e (3.2), respectivamente.

3.1 Processos de transição colisional

Em um gás de hidrogênio, as propriedades intrínsecas do gás são fortemente dependentes da natureza dos processos de colisão dos átomos de hidrogênio com partículas livres pertencentes ao gás, como por exemplo, elétrons e prótons provenientes dos processos de ionização

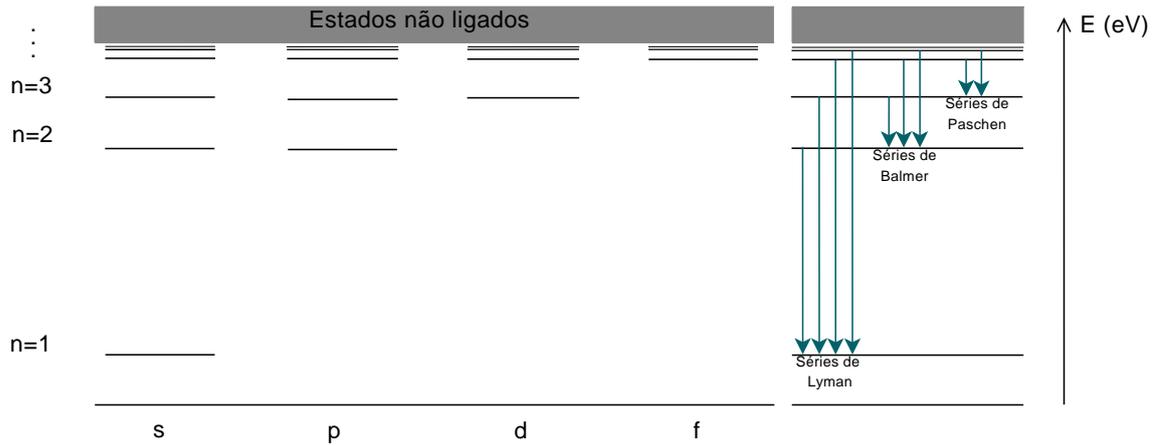


Figura 3.1: Níveis de energia do átomo de hidrogênio.

do gás.

Um gás em alta temperatura pode possuir elétrons livres com energia cinética bastante alta, facilitando colisões. Essas colisões podem ocasionar transição ou até mesmo ionização a partir dos níveis atômicos do hidrogênio presente no gás.

Os processos colisionais podem popular ou depopular os níveis do átomo de hidrogênio através de:

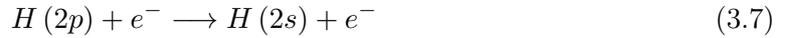
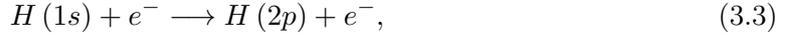
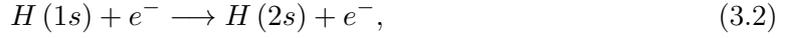
- Excitação
- Desexcitação
- Ionização

Para esses processos, levamos em conta tanto as colisões com elétrons quanto as colisões com prótons. Porém devido à baixa velocidade dos prótons comparado à velocidade dos elétrons no gás, a colisão com elétrons é muito mais importante.

3.1.1 Excitação e desexcitação colisional com prótons e elétrons

Quando o átomo é atingido por um elétron ou um próton, o átomo pode sofrer uma transição em seus níveis de energia dependendo da energia da colisão. Se o elétron ligado ao núcleo sai de níveis mais baixos de energia para níveis mais elevados, então, o elétron absorveu energia da partícula livre passando por um processo de excitação colisional. Se, com a colisão, o elétron ligado perdeu energia para a partícula, então o elétron sofre desexcitação, ou seja, vai para níveis mais baixos de energia.

Em colisões com elétrons podemos ter as seguintes reações para os níveis do átomo de hidrogênio adotados neste trabalho:



Nas reações (3.2) e (3.3), o elétron, inicialmente no estado fundamental (1s), ganha energia com a colisão indo para estados mais excitados (2s ou 2p). Na reação (3.4), o elétron também ganha energia, saindo do nível 2s para o nível 2p. Com a colisão, o elétron ligado, nas reações (3.5) e (3.6), perde energia e sofre desexcitação voltando para o estado fundamental e, na reação (3.7), o elétron também perde energia, porém, vai do nível 2p para o nível 2s.

Consideramos colisões com prótons apenas para transições entre os níveis 2s e 2p, que são transições que não necessitam de grandes quantidades de energia para que ocorram. Assim, teremos apenas as reações:



Na reação (3.8), o elétron ganha energia saindo do nível 2s para o 2p. Na reação (3.9), ocorre o processo inverso, ou seja, o elétron perde energia passando do nível 2p para o 2s.

Em todos os processos de colisão citados acima, o elétron ou o próton que colidem com o átomo permanecem livres.

Taxas de excitação e desexcitação colisional

É conveniente escrever as taxas colisionais ou probabilidade de transição por colisão, em termos dos coeficientes de transição colisional, dados em unidades de volume por tempo, que

são, em geral, dependentes das seções de choque para as transições envolvidas no processo de colisão. As taxas de transições colisionais por unidade de tempo, serão, então, da forma:

$$(R_{j,j'})_{\text{trans. colis.}} = \gamma_{j \rightarrow j'}^k n_k s^{-1}. \quad (3.10)$$

onde n_k é a densidade numérica de partículas, e k é representado por e ou p , para colisões com elétrons ou prótons, respectivamente. Representamos o coeficiente da taxa de excitação e desexcitação colisional por $\gamma_{j \rightarrow j'}^k$, ou seja, o elétron ligado ao núcleo sai do nível j para o j' após uma colisão do átomo com um próton ou um elétron.

De forma geral, o coeficiente da taxa de excitação colisional com elétrons é dado por Mihalas & Weibel-Mihalas (1999), em unidades de cm^3s^{-1} :

$$\gamma_{j \rightarrow j'}^e = n_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{j \rightarrow j'}(v) f(v) v dv, \quad (3.11)$$

onde $\sigma_{j \rightarrow j'}$ é a seção de choque de colisão, v_0 é a velocidade correspondente à energia necessária para que a transição entre os níveis j e j' ocorra e n_e é a densidade populacional de elétrons livres, dada por:

$$n_e = x_e n_H \quad (3.12)$$

onde x_e é a abundância de elétrons ou fração de elétrons no gás, $f(v)$ é a distribuição de velocidades Maxwelliana, definida como:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{1/2} v^2 \exp(-m_e v^2 / 2kT) \quad (3.13)$$

Scholz & Walters (1991) calcularam os coeficientes das taxas colisionais com elétrons e obtiveram expressões analíticas para transições partindo do estado fundamental para os níveis $2s$ e $2p$, com coeficientes tabelados para vários intervalos de temperatura:

$$\gamma_{1s \rightarrow i}^e = \Gamma_{1s \rightarrow i}(T) \exp\left(\frac{-E_{1s \rightarrow i}}{kT}\right) \quad i = 2s \text{ ou } 2p, \quad (3.14)$$

onde $E_{1s \rightarrow i} = E_i - E_{1s} = 10,2 \text{ eV}$ é a energia necessária para a transição entre o nível $1s$ e o nível $2s$ ou $2p$ e $\Gamma_{1s \rightarrow i}$ são expressões analíticas simples dadas para os níveis $2s$ e $2p$, respectivamente:

$$\Gamma_{1s \rightarrow 2s}(T) = \exp(b_0 + b_1 y + b_2 y^2 + b_3 y^3 + b_4 y^4 + b_5 y^5) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (3.15)$$

e

$$\Gamma_{1s \rightarrow 2p}(T) = \exp(c_0 + c_1 y + c_2 y^2 + c_3 y^3 + c_4 y^4 + c_5 y^5) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (3.16)$$

Tabela 3.1: Coeficientes para a expressão analítica (3.15) em um intervalo de temperatura de 2×10^3 a 6×10^4 K.

b_i	$T = 2 \times 10^3 - 6 \times 10^4$ K
b_0	$-3,299613 \times 10^1$
b_1	$1,858848 \times 10^1$
b_2	$-6,052265$
b_3	$8,603783 \times 10^{-1}$
b_4	$-5,717760 \times 10^{-2}$
b_5	$1,451330 \times 10^{-3}$

Tabela 3.2: Coeficientes para a expressão analítica (3.16) em um intervalo de temperatura de 2×10^3 a 6×10^4 K.

c_i	$T = 2 \times 10^3 - 6 \times 10^4$ K
c_0	$-1,630155 \times 10^2$
c_1	$8,795711 \times 10^1$
c_2	$-2,057117 \times 10^1$
c_3	$2,359573$
c_4	$-1,339059 \times 10^{-1}$
c_5	$3,021507 \times 10^{-3}$

com $y = \ln(T)$ e os coeficientes b_i e c_i com $i = 0,1,\dots,5$ dados nas Tabelas (3.1) e (3.2), respectivamente, para um intervalo de temperatura de $2 \times 10^3 - 6 \times 10^4$ K.

Usando a Equação (3.10), as taxas de excitação colisional com elétron, a partir do estado fundamental para os níveis $2s$ e $2p$, são dadas, respectivamente, por:

$$(R_{1s,2s})_{\text{excit. colis.}} = \gamma_{1s \rightarrow 2s}^e n_e s^{-1}, \quad (3.17)$$

$$(R_{1s,2p})_{\text{excit. colis.}} = \gamma_{1s \rightarrow 2p}^e n_e s^{-1}. \quad (3.18)$$

Em equilíbrio termodinâmico (ET), o processo de excitação deve equilibrar a desexcitação, de modo que pelo princípio de balanço detalhado, $n_j^* R_{j,j'} = n_{j'}^* R_{j',j}$, onde as variáveis com (*) estão em ET. Com esta equação, podemos encontrar a relação entre os termos de excitação e desexcitação, uma vez que as taxas colisionais são propriedades atômicas, ou

seja, possuem o mesmo valor no ET e fora do ET. Fazendo,

$$R_{j',j} = \frac{n_j^*}{n_{j'}^*} R_{j,j'}, \quad (3.19)$$

onde

$$\left(\frac{n_j}{n_{j'}} \right)^* = \frac{g_j}{g_{j'}} \exp \left(\frac{E_{j \rightarrow j'}}{kT} \right)$$

é a equação de Boltzmann e $E_{j \rightarrow j'} = E_{j'} - E_j$, g_j e $g_{j'}$ são os pesos estatísticos no nível j e j' , ou seja, representam a quantidade de diferentes estados com a mesma energia E_j ou $E_{j'}$.

Então a Equação (3.19), ficará:

$$R_{j',j} = \frac{g_j}{g_{j'}} \exp \left(\frac{E_{j \rightarrow j'}}{kT} \right) R_{j,j'}. \quad (3.20)$$

Partindo dos níveis $2s$ e $2p$ para o nível $1s$, as taxas de desexcitação colisional com elétron serão, respectivamente:

$$(R_{2s,1s})_{\text{desexc. colis.}} = \frac{g_{1s}}{g_{2s}} \exp \left(\frac{E_{1s \rightarrow 2s}}{kT} \right) (R_{1s,2s})_{\text{excit. colis.}} s^{-1} \quad (3.21)$$

e

$$(R_{2p,1s})_{\text{desexc. colis.}} = \frac{g_{1s}}{g_{2p}} \exp \left(\frac{E_{1s \rightarrow 2p}}{kT} \right) (R_{1s,2p})_{\text{excit. colis.}} s^{-1}, \quad (3.22)$$

sendo que $g_{1s} = 2$, $g_{2s} = 2$ e $g_{2p} = 6$. Substituindo as Equações (3.17) e (3.18), juntamente com a Equação (3.14), encontramos:

$$(R_{2s,1s})_{\text{desexc. colis.}} = n_e \Gamma_{1s \rightarrow 2s} s^{-1} \quad (3.23)$$

e

$$(R_{2p,1s})_{\text{desexc. colis.}} = \frac{1}{3} n_e \Gamma_{1s \rightarrow 2p} s^{-1}. \quad (3.24)$$

Os coeficientes das taxas para transições colisionais entre estados de energia degenerados (reações 3.4, 3.7, 3.8 e 3.9), ou seja, transições do tipo $n\ell$ para $n\ell'$ (como por exemplo, colisão com um elétron partindo do nível $2s$ para o $2p$, onde o nível de energia permanece o mesmo, porém, mudando o momento angular orbital), não podem ser calculados de maneira tradicional pois $\Delta E = E_{j'} - E_j = 0^1$, o que leva a seções de choque infinitas.

Resultados finitos foram obtidos por Pengelly & Seaton (1964) introduzindo um limite no parâmetro de impacto R (ao invés de R variar até o infinito como acontece onde $\Delta E \neq 0$,

¹Em espectroscopia de alta resolução se pode ver uma pequena diferença de energia de $4,372 \times 10^{-6}$ eV entre os níveis $2s$ e $2p$, a qual foi desconsiderada nos cálculos.

para níveis de energia degenerados R será limitado ao raio de Debye) no cálculo da seção de choque. Com as seções de choque finitas, Pengelly & Seaton (1964) resolveram a Equação (3.11) obtendo expressões analíticas de simples resolução:

- Para colisão com elétron partindo do nível $2p$ para o $2s$,

$$\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e = 2,38 \times 10^{-4} T^{-1/2} \times \left[11,84 + \log T + \log \left(\frac{T}{n_e} \right) \right]. \quad (3.25)$$

- Para colisões com próton partindo do nível $2p$ para o $2s$,

$$\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p = 7,22 \times 10^{-3} T^{-1/2} \times \left[-14,9 + \log T + \log \left(\frac{T}{n_e} \right) \right]. \quad (3.26)$$

e pelo princípio de balanço detalhado,

$$\gamma_{2s \rightarrow 2p}^e = 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e, \quad (3.27)$$

$$\gamma_{2s \rightarrow 2p}^p = 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p. \quad (3.28)$$

Dessa forma as taxas de transições para níveis de energia degenerados, em unidades de s^{-1} , são:

$$(R_{2p,2s})_{\text{trans. colis.}}^e = \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e n_e \quad s^{-1}, \quad (3.29)$$

$$(R_{2s,2p})_{\text{trans. colis.}}^e = 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e n_e \quad s^{-1}, \quad (3.30)$$

$$(R_{2p,2s})_{\text{trans. colis.}}^p = \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p n_p \quad s^{-1}, \quad (3.31)$$

$$(R_{2s,2p})_{\text{trans. colis.}}^p = 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p n_p \quad s^{-1}, \quad (3.32)$$

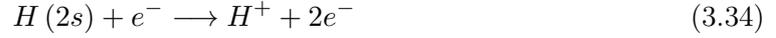
onde a população de prótons no gás é dada em termos da fração de ionização do átomo de hidrogênio, ou seja, $n_p = f_c n_H$.

3.1.2 Ionização colisional

O processo de ionização ocorre quando um elétron ligado ao átomo é removido desde um dos estados discretos para o contínuo (níveis não-ligados, com energia cinética finita).

Os elétrons livres no gás e com alta energia cinética, ao colidirem com os átomos de hidrogênio podem transferir energia suficiente para o elétron ligado de forma que este supere a energia de ligação de um determinado nível, fazendo com que o elétron no nível seja ejetado

do átomo. Consideramos que é possível ionizar o átomo colisionalmente a partir de todos os níveis adotados. Por isso teremos as seguintes reações para a ionização colisional acontecer:



Na reação (3.33), o átomo inicialmente possui um elétron ligado no nível fundamental e, com a colisão com o elétron livre, o elétron ligado escapa deixando o átomo ionizado. Nas reações (3.34) e (3.35), o átomo também é ionizado por colisão, porém os elétrons ligados estavam inicialmente nos níveis $2s$ e $2p$, respectivamente.

Taxas de ionização colisional

De maneira similar às taxas de excitação colisional vistas na Seção (3.1.1), Scholz & Walters (1991) obtiveram uma expressão analítica para o cálculo dos coeficientes das taxas de ionização colisional para o estado fundamental (reação 3.33), dada por:

$$\gamma_{1s \rightarrow c}^e = \Gamma_{1s \rightarrow c} \exp\left(\frac{-E_{1s}}{T}\right), \quad (3.36)$$

$E_{1s} = 13,6$ eV é o potencial de ionização do nível $1s$ e com,

$$\Gamma_{1s \rightarrow c}(T) = \exp(a_0 + a_1 y + a_2 y^2 + a_3 y^3 + a_4 y^4 + a_5 y^5 + a_6 y^6) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}. \quad (3.37)$$

Os coeficientes a_i com $i = 0, 1, \dots, 6$ são dados na Tabela (3.3) para um intervalo de temperatura de 2×10^3 a $1 \times 10^8 K$ e $y = \ln(T)$. Então a taxa de ionização colisional a partir do nível fundamental será:

$$(R_{1s,c})_{\text{ioniz. colis.}} = \gamma_{1s \rightarrow c}^e n_e \text{ s}^{-1}. \quad (3.38)$$

Para ionização a partir dos níveis $2s$ e $2p$ (reações 3.34 e 3.35) usamos expressões analíticas para os coeficientes de ionização obtidas por Janev et al. (1987):

$$\gamma_{2 \rightarrow c} = 7,37 \times 10^{-10} T^{1/2} \exp\left(\frac{-39471}{T}\right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad (3.39)$$

onde os níveis $2s$ e $2p$ possuem o mesmo valor para o coeficiente de ionização, pois possuem níveis de energia degenerados, por isso representamos os níveis $j = n\ell$ apenas por n , que neste caso é igual a 2.

Tabela 3.3: Coeficientes para a expressão analítica (3.37) em um intervalo de temperatura de 2×10^3 a 1×10^8 K.

a_i	$T = 2 \times 10^3 - 1 \times 10^8 K$
a_0	$-9,61443 \times 10^1$
a_1	$3,79523 \times 10^1$
a_2	$-7,96885$
a_3	$8,83922 \times 10^{-1}$
a_4	$-5,34513 \times 10^{-2}$
a_5	$1,66344 \times 10^{-3}$
a_6	$-2,08888 \times 10^{-5}$

Assim as taxas de ionização colisional a partir dos níveis $2s$ e $2p$ serão dadas por:

$$(R_{2,c})_{\text{ioniz. colis.}} = \gamma_{2 \rightarrow c}^e n_e \text{ s}^{-1}, \quad (3.40)$$

3.2 Processos de transição radiativa

Nesta seção serão discutidos os principais processos radiativos de ionização do hidrogênio. Consideramos processos de ionização por absorção de fótons, ou seja fotoionização, e também usamos o processo inverso, ou seja, as recombinações radiativas com a captura de um elétron por um íon formando um átomo em um nível j . Consideramos também o decaimento espontâneo emitindo um fóton.

3.2.1 Fotoionização

O processo de fotoionização (ou transição ligado-livre) consiste em o elétron ligado ao átomo, ser removido para estados não-ligados através da absorção de um fóton.

Com a fórmula de Rydberg para espectros de emissões atômicas (considerando o estado final ionizado), ou seja, $\frac{1}{\lambda_n} = \frac{R_H}{n^2}$ e $\nu = \frac{c}{\lambda}$, vemos que a fotoionização do átomo de hidrogênio só acontecerá se a frequência ν do fóton absorvido for igual ou maior do que a frequência ν_n do nível de energia n do estado j , como pode ser visto na equação abaixo:

$$\nu_n = \frac{R_H c}{n^2}, \quad (3.41)$$

onde $R_H = 1,09737 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ é a constante de Rydberg para o hidrogênio e c é a velocidade da luz no vácuo. Por exemplo, a frequência mínima para fotoionizar o átomo desde o estado fundamental (limite de Lyman) é $\nu_1 = 3,288 \times 10^{15} \text{Hz}$.

A fotoionização do hidrogênio a partir do estado fundamental não será considerada neste trabalho. Estrelas T Tauri em geral têm fotosferas com temperaturas $\lesssim 5000 \text{K}$ (Ruden et al. 1990), de forma que os fótons necessários para a ionização do átomo desde o estado fundamental (fótons no contínuo de Lyman) devem ser de alta energia (nas bandas do ultravioleta e raios-X). Neste trabalho consideramos, inicialmente, os raios-X apenas em processos de aquecimento do gás. A ionização por raios-X será incluída, nas equações de taxas, em trabalhos futuros. Analisamos apenas a fotoionização desde os níveis $2s$ e $2p$ (séries de Balmer) que são representados pelas reações abaixo:



Na reação (3.42), o átomo está inicialmente no nível $2s$, absorvendo um fóton com energia $h\nu$ e ejetando o elétron ligado para níveis não-ligados, deixando o átomo ionizado por fotoionização. Na reação (3.43) acontece o mesmo processo, porém o elétron fotoioniza a partir do nível $2p$.

Taxas de fotoionização

As taxas de fotoionização serão da forma:

$$(R_{j,c})_{\text{fotoion.}} = P_j, \quad (3.44)$$

P_j (s^{-1}) é a probabilidade por unidade de tempo para a fotoionização do átomo a partir do nível j acontecer.

Para o processo de fotoionização, consideramos que os fótons absorvidos pelos átomos são provenientes da radiação da fotosfera estelar, como também da radiação da mancha quente presente na estrela. A mancha quente é causada pelo choque do gás aquecido proveniente do próprio processo de acreção de matéria do disco para a estrela, na superfície da estrela.

Segundo Ruden et al. (1990), a taxa de fotoionização em unidades de s^{-1} é dada por $P_j = Wg_j$, considerando que a radiação estelar diminui com a distância radial desde a estrela

por causa da diluição geométrica e da absorção, onde W é o fator de diluição padrão para uma estrela e g_j é a taxa de absorção. Para o caso da radiação da fotosfera da estrela e da mancha, a taxa de fotoionização é (Shang et al. 2002):

$$P_j = W_* g_{j,*} + W_h g_{j,h}, \quad (3.45)$$

onde os termos com índices (*) e (h) representam as taxas provenientes da fotoionização desde a radiação da fotosfera estelar e da mancha quente, respectivamente.

Usamos um modelo de mancha quente anular de Ostriker & Shu (1995), com co-latitudes θ_1 e θ_2 e cobrindo uma fração de $F_h = \cos \theta_1 - \cos \theta_2$ da área superficial da estrela. Calculamos a intensidade média de radiação da mancha quente como um corpo negro de temperatura efetiva T_h e com aproximação do fator de diluição por Shang et al. (2002), onde:

$$T_h^4 = \frac{L_h}{F_h 4\pi R_*^2 \sigma_B}, \quad (3.46)$$

sendo σ_B a constante de Stefan-Boltzmann e L_h a luminosidade da mancha de acreção, dado por Hartmann et al. (1994):

$$L_h = \frac{GM_* \dot{M}}{R_*} \left(1 - \frac{2R_*}{r_{mi} + r_{me}} \right) \quad (3.47)$$

e

$$W_h = F_h \frac{R_*^2}{4r^2}, \quad (3.48)$$

onde R_* é o raio da estrela e r é dado pela Equação (2.19). O correspondente fator de diluição para a fotosfera estelar será:

$$W_* = (1 - F_h) \frac{R_*^2}{4r^2}. \quad (3.49)$$

As taxas de absorção ($g_{j,*}$ e $g_{j,h}$) foram obtidas usando um espectro de corpo negro nas temperaturas da fotosfera da estrela e da mancha quente e em termos das seções de choque de transição de um nível j para o contínuo, $\alpha_j(\nu)$, dadas, respectivamente, por Shang et al. (2002):

$$g_{j,*} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha_j(\nu)}{h\nu} B_\nu(T_*) d\nu, \quad (3.50)$$

e

$$g_{j,h} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha_j(\nu)}{h\nu} B_\nu(T_h) d\nu, \quad (3.51)$$

onde $B_\nu(T_*)$ e $B_\nu(T_h)$ são funções de Planck que descrevem a radiância espectral emitida por um corpo negro, definida como:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (3.52)$$

Usamos as seções de choque analíticas obtidas por Karzas & Latter (1961) para o átomo de hidrogênio, que foram resolvidas por Martin (1996) para os níveis $2s$ e $2p$.

$$[\sigma_{2s}(\nu)]_{fotoion.} = A_{2s} \left(\frac{\nu_B}{\nu}\right)^5 \left(\frac{\nu}{\nu_B} + 3\right) \exp\left[\frac{-4 \arctan(2\sqrt{E})}{\sqrt{E}}\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-2\pi}{\sqrt{E}}\right)\right]^{-1} \quad (3.53)$$

e

$$[\sigma_{2p}(\nu)]_{fotoion.} = A_{2p} \left(\frac{\nu_B}{\nu}\right)^5 \left[1 + 8\frac{\nu_B}{\nu} \left(\frac{\nu}{\nu_B} + 3\right)\right] \exp\left[\frac{-4 \arctan(2\sqrt{E})}{\sqrt{E}}\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-2\pi}{\sqrt{E}}\right)\right]^{-1}, \quad (3.54)$$

onde $E = \frac{1}{4} \left(\frac{\nu}{\nu_B} - 1\right)$, $\nu_B = 8.22 \times 10^{14} \text{Hz}$ é a frequência no contínuo de Balmer, $A_{2s} = 1,10 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ e $A_{2p} = 1,22 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ são constantes provenientes dos parâmetros do sistema, como por exemplo a carga e a massa do elétron.

3.2.2 Recombinação

Uma transição descendente acontece pelo processo em que um átomo inicialmente ionizado se recombina com um elétron livre emitindo o excesso de energia na forma de um fóton, com frequência referente ao nível em que o elétron se recombina, formando um átomo composto. Teremos as seguintes reações de recombinação que populam os níveis $2s$ e $2p$:



Nas reações (3.55) e (3.56) o íon H^+ captura um elétron formando um átomo no primeiro estado excitado e emitindo um fóton de energia $h\nu$.

Tabela 3.4: Coeficientes de recombinação radiativa

		$(\alpha_{n,\ell})_{recomb.} \text{ (cm}^3\text{s}^{-1}\text{)}$		
n	ℓ	$T_R = 1000\text{K}$	$T_R = 3000\text{K}$	$T_R = 10000\text{K}$
1	0	$5,185 \times 10^{-13}$	$5,185 \times 10^{-13}$	$1,582 \times 10^{-13}$
2	0	$7,611 \times 10^{-14}$	$7,611 \times 10^{-14}$	$2,342 \times 10^{-14}$
2	1	$2,044 \times 10^{-13}$	$2,044 \times 10^{-13}$	$5,356 \times 10^{-14}$
3	0	$2,562 \times 10^{-14}$	$2,562 \times 10^{-14}$	$7,816 \times 10^{-15}$
3	1	$7,770 \times 10^{-14}$	$7,770 \times 10^{-14}$	$2,038 \times 10^{-14}$
3	2	$8,547 \times 10^{-14}$	$8,547 \times 10^{-14}$	$1,735 \times 10^{-14}$

Taxas de recombinação

As taxas de recombinação ou probabilidade de recombinação, em unidades de s^{-1} , são escritas em termos dos coeficientes de recombinação σ_j , em unidades de cm^3s^{-1} .

$$(R_{c,j})_{recomb.} = n_e \sigma_j, \quad (3.57)$$

Os coeficientes das taxas de recombinação radiativa usados foram obtidos por Boardman (1964) para diferentes temperaturas. Para obter esses coeficientes, foi usado o princípio de balanço detalhado para encontrar as seções de choque de recombinação, a partir das seções de choque de fotoionização de Karzas & Latter (1961), obtendo-se,

$$(\sigma_{n,\ell})_{recomb.} = \left(\frac{\nu}{\nu_n}\right)^2 \left(\frac{\nu_n}{\nu - \nu_n}\right) \frac{\alpha^2}{2} \frac{2\ell + 1}{n^2} (\sigma_{n,\ell})_{fotoion.}, \quad (3.58)$$

onde α é a constante de estrutura fina e ν_n é a frequência correspondente ao potencial de ionização do nível de energia n . Os coeficientes das taxas foram integrados a partir de:

$$\alpha_j = \int_0^\infty v (\sigma_j)_{recomb.} f(v) dv, \quad (3.59)$$

onde $f(v)$ é a função de distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann, dado pela Equação (3.13).

Um resumo dos resultados obtidos por Boardman (1964) são mostrados na Tabela (3.4) para diferentes temperaturas (desde 10^3K até 10^4K) e também para diferentes níveis de energia n e momento angular orbital ℓ .

Usando os dados da Tabela (3.4), teremos as seguintes taxas de recombinação para as

reações (3.55) e (3.56):

$$(R_{c,2s})_{recomb.} = n_e \alpha_{2s} \left(\frac{T_R}{T} \right)^{1/2} \text{ s}^{-1} \quad (3.60)$$

e

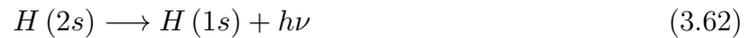
$$(R_{c,2p})_{recomb.} = n_e \alpha_{2p} \left(\frac{T_R}{T} \right)^{1/2} \text{ s}^{-1}, \quad (3.61)$$

onde T_R é a temperatura de referência para os dados da tabela.

3.2.3 Transições espontâneas

Denomina-se de transição espontânea, o processo em que um átomo em um estado excitado, decai espontaneamente para um estado de energia mais baixa, emitindo um fóton durante esse processo.

As emissões espontâneas adotadas estão representadas abaixo:



Nas reações acima, ocorrem emissões de fótons após o decaimento do elétron do nível $2s$ (ou $2p$) para o estado fundamental.

Taxas de decaimento espontâneo

As taxas de transições espontâneas são dadas pelos coeficientes de emissão espontânea de Einstein $A_{j \rightarrow j'}$ (que são a probabilidade, por unidade de tempo, de ocorrência de uma transição de um estado excitado para outro estado de energia mais baixa em um átomo), multiplicados pela probabilidade do elétron escapar do nível j , β_j , sem sofrer nenhuma absorção ou colisão, definida por Martin (1996):

$$\beta_j = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \frac{1 - e^{-\tau_j}}{\tau_j} d\Omega. \quad (3.64)$$

Como $\Omega = \int \int \cos \theta d\theta d\phi$,

$$\beta_j = \frac{1}{2} \int \frac{1 - e^{-\tau_j}}{\tau_j} \cos \theta d\theta \quad (3.65)$$

onde τ_j é profundidade óptica, dada por:

$$\tau_j = \kappa \lambda_0 \left(\cos \theta \frac{dv}{ds} \right)^{-1}, \quad (3.66)$$

com o coeficiente de absorção κ ,

$$\kappa = \frac{\lambda_0^2}{8\pi} A_{j \rightarrow j'} \left(\frac{g_j}{g_{j'}} - \frac{n_j}{n_{j'}} \right) n_{j'}. \quad (3.67)$$

Neste conjunto de equações; λ_0 é o comprimento de onda de repouso da linha e g é o peso estatístico. Os índices j e j' representam respectivamente, o nível superior e inferior da transição espontânea. O gradiente de velocidade (dv/ds) é definido ao longo da direção do fluxo e pode ser reescrito em termos de θ ,

$$\frac{dv}{ds} = \frac{dv}{d\theta} \frac{d\theta}{ds}. \quad (3.68)$$

O comprimento de arco da curva definida pela Equação (2.19), é por definição:

$$s = \int |d\vec{l}|$$

onde $d\vec{l}$ é o vetor deslocamento ao longo da curva, que em coordenadas polares é dado por:

$$d\vec{l} = \left(\frac{dr}{d\theta} \hat{r} + r\hat{\theta} \right) d\theta,$$

de forma que o comprimento de arco, desde um θ_i inicial até um θ_f final, seja então:

$$s = \int_{\theta_i}^{\theta_f} \sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta} \right)^2} d\theta. \quad (3.69)$$

O módulo da velocidade ao longo do funil é:

$$v = \sqrt{v_R^2 + v_Z^2}, \quad (3.70)$$

onde as velocidades nas direções de R e Z são dadas pelas Equações (2.25).

Para as reações (3.62) e (3.63) as taxas de transição espontânea serão portanto:

$$(R_{2s,1s})_{trans. \text{ espont.}} = A_{2s \rightarrow 1s} \beta_{2s} \text{ s}^{-1} \quad (3.71)$$

e

$$(R_{2p,1s})_{trans. \text{ espont.}} = A_{2p \rightarrow 1s} \beta_{2p} \text{ s}^{-1}. \quad (3.72)$$

Os coeficientes de Einstein são tabelados onde, $A_{2s \rightarrow 1s} = 8,2249 \text{ s}^{-1}$ e $A_{2p \rightarrow 1s} = 6,2576 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ (Green et al. 1957). Como o tempo de vida do nível é dado pelo inverso do coeficiente de Einstein, vemos que o tempo de vida do nível $2s$ é bastante alto com relação ao tempo de vida do nível $2p$, dessa forma o decaimento espontâneo é mais eficaz para o nível $2p$.

3.3 Equações de população e depopulação

Uma vez que $n_H = \sum_j n_j$, então, pela Equação (2.14),

$$\sum_j f_j = 1. \quad (3.73)$$

Esta é uma equação de vínculo muito útil para a resolução do sistema de equações vistas a seguir.

Para os três primeiros níveis ligados do átomo de hidrogênio mais o contínuo, a equação de vínculo (3.73) poderá ser resolvida para o nível $1s$,

$$f_{1s} = 1 - (f_{2s} + f_{2p} + f_c), \quad (3.74)$$

dessa forma, obtemos diretamente da equação de vínculo a densidade fracional do nível $1s$. Derivando-a com relação a θ , encontramos a primeira equação para as taxas de transição no nível $1s$:

$$\frac{df_{1s}}{d\theta} = - \left(\frac{df_{2s}}{d\theta} + \frac{df_{2p}}{d\theta} + \frac{df_c}{d\theta} \right). \quad (3.75)$$

Multiplicando-a por J (Equação 2.44), encontramos a Equação (2.45) para o nível $1s$, como função das derivadas das densidades fracionais dos demais níveis:

$$J \frac{df_{1s}}{d\theta} = - \left(J \frac{df_{2s}}{d\theta} + J \frac{df_{2p}}{d\theta} + J \frac{df_c}{d\theta} \right). \quad (3.76)$$

Com os processos de transições detalhados nas seções anteriores, podemos escrever as equações de taxas de população e depopulação (Equação 2.45) para os demais níveis do átomo de hidrogênio considerados.

Para os níveis $2s$, $2p$ e o contínuo c os termos de população são dados respectivamente por:

$$\begin{aligned} \sum_{j' \neq 2s} f_{j'} R_{j',2s} &= f_{1s} (R_{1s,2s})_{\text{excit. colis.}} + f_{2p} (R_{2p,2s})_{\text{desexcit. colis.}}^e \\ &+ f_{2p} (R_{2p,2s})_{\text{desexcit. colis.}}^p + f_c (R_{c,2s})_{\text{recomb.}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{j' \neq 2p} f_{j'} R_{j',2p} &= f_{1s} (R_{1s,2p})_{\text{excit. colis.}} + f_{2s} (R_{2s,2p})_{\text{excit. colis.}}^e \\ &+ f_{2s} (R_{2s,2p})_{\text{excit. colis.}}^p + f_c (R_{c,2p})_{\text{recomb.}} \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} \sum_{j' \neq c} f_{j'} R_{j',c} &= f_{1s} (R_{1s,c})_{\text{ioniz. colis.}} + f_{2s} (R_{2s,c})_{\text{ioniz.colis.}} + f_{2p} (R_{2p,c})_{\text{ioniz. colis.}} \\ &+ f_{2s} (R_{2s,c})_{\text{fotoion.}} + f_{2p} (R_{2p,c})_{\text{fotoion.}}, \end{aligned}$$

em termos dos coeficientes de transição,

$$\sum_{j' \neq 2s} f_{j'} R_{j',2s} = f_{1s} n_e \gamma_{1s \rightarrow 2s}^e + f_{2p} n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + f_{2p} n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p + f_c n_e \alpha_{2s}, \quad (3.77)$$

$$\sum_{j' \neq 2p} f_{j'} R_{j',2p} = f_{1s} n_e \gamma_{1s \rightarrow 2p}^e + f_{2s} n_e \gamma_{2s \rightarrow 2p}^e + f_{2s} n_H f_c \gamma_{2s \rightarrow 2p}^p + f_c n_e \alpha_{2p}, \quad (3.78)$$

$$\sum_{j' \neq c} f_{j'} R_{j',2p} = f_{1s} n_e \gamma_{1s \rightarrow c} + f_{2s} n_e \gamma_{2s \rightarrow c} + f_{2p} n_e \gamma_{2p \rightarrow c} + f_{2s} P_{2s} + f_{2p} P_{2p}. \quad (3.79)$$

Os termos de depopulação dos níveis $2s$, $2p$ e o contínuo c , serão respectivamente:

$$\begin{aligned} f_{2s} \sum_{j' \neq 2s} R_{2s,j'} &= f_{2s} [(R_{2s,1s})_{\text{desexcit. colis.}} + (R_{2s,2p})_{\text{excit. colis.}}^e + (R_{2s,2p})_{\text{excit. colis.}}^p \\ &+ (R_{2s,1s})_{\text{trans. espont.}} + (R_{2s,c})_{\text{fotoion.}} + (R_{2s,c})_{\text{ioniz. colis.}}], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{2p} \sum_{j' \neq 2p} R_{2p,j'} &= f_{2p} [(R_{2p,1s})_{\text{desexcit. colis.}} + (R_{2p,2s})_{\text{desexcit. colis.}}^e + (R_{2p,2s})_{\text{desexcit. colis.}}^p \\ &+ (R_{2p,1s})_{\text{trans. espont.}} + (R_{2p,c})_{\text{fotoion.}} + (R_{2p,c})_{\text{ioniz. colis.}}] \end{aligned}$$

e

$$f_c \sum_{j' \neq c} R_{c,j'} = f_c [(R_{c,2s})_{\text{recomb.}} + (R_{c,2p})_{\text{recomb.}}],$$

em termos dos coeficientes,

$$\begin{aligned} f_{2s} \sum_{j' \neq 2s} R_{2s,j'} &= f_{2s} [n_e \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e + n_e \gamma_{2s \rightarrow 2p}^e + n_e \gamma_{2s \rightarrow c} \\ &+ A_{2s \rightarrow 1s} \beta_{2s} + P_{2s} + n_H f_c \gamma_{2s \rightarrow 2p}^p], \end{aligned} \quad (3.80)$$

$$\begin{aligned} f_{2p} \sum_{j' \neq 2p} R_{2p,j'} &= f_{2p} [n_e \gamma_{2p \rightarrow 1s}^e + n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \\ &+ A_{2p \rightarrow 1s} \beta_{2p} + P_{2p} + n_e \gamma_{2p \rightarrow c}] \end{aligned} \quad (3.81)$$

e

$$f_c \sum_{j' \neq c} R_{c,j'} = f_c [n_e \alpha_{2s} + n_e \alpha_{2p}]. \quad (3.82)$$

Assim as equações das taxas para os níveis $2s$, $2p$, e o contínuo c , são, de acordo com Equação (2.45), dadas pela diferença entre os termos de população com os de depopulação:

$$\begin{aligned} J \frac{df_{2s}}{d\theta} = & n_e f_{1s} \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e \exp\left(\frac{E_{1s \rightarrow 2s}}{kT}\right) + n_e f_{2p} \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_H f_c f_{2p} \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \\ & + n_e f_c \alpha_{2s} - f_{2s} (n_e \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e + 3n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_e \gamma_{2s \rightarrow c} \\ & + A_{2s \rightarrow 1s} \beta_{2s} + P_{2s} + 3n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p), \end{aligned} \quad (3.83)$$

$$\begin{aligned} J \frac{df_{2p}}{d\theta} = & n_e f_{1s} 3\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e \exp\left(\frac{E_{1s \rightarrow 2p}}{kT}\right) + n_e f_{2s} 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_H f_c f_{2s} 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \\ & + n_e f_c \alpha_{2p} - f_{2p} (n_e \gamma_{2p \rightarrow 1s}^e + n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_e \gamma_{2p \rightarrow c} \\ & + A_{2p \rightarrow 1s} \beta_{2p} + P_{2p} + n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p) \end{aligned} \quad (3.84)$$

e

$$\begin{aligned} J \frac{df_c}{d\theta} = & n_e f_{1s} \gamma_{1s \rightarrow c} + n_e f_{2s} \gamma_{2s \rightarrow c} + n_e f_{2p} \gamma_{2p \rightarrow c} + f_{2s} P_{2s} \\ & + f_{2p} P_{2p} - f_c (n_e \alpha_{2s} + n_e \alpha_{2p}), \end{aligned} \quad (3.85)$$

onde nas Equações (3.83) e (3.84) escrevemos os processos inversos em termos de seus correspondentes, como mostrado nas seções anteriores.

O somatório do segundo termo do lado direito da Equação (2.35) será expandido em termos das equações (3.76), (3.83), (3.84) e (3.85). Assim,

$$\sum_j E_j \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_j = \sum_j E_j J \frac{df_j}{d\theta} = E_{1s} J \frac{df_{1s}}{d\theta} + E_{2s} J \frac{df_{2s}}{d\theta} + E_{2p} J \frac{df_{2p}}{d\theta} + E_c J \frac{df_c}{d\theta}. \quad (3.86)$$

As equações de taxas também foram resolvidas numericamente. Detalhes dos procedimentos adotados estão descritos no Capítulo (5).

Capítulo 4

Processos de Aquecimento e Resfriamento

Neste capítulo tratamos dos processos de aquecimento e resfriamento do gás presente no tubo de acreção. Como vimos no Capítulo (2), as taxas de aquecimento e resfriamento por unidade de volume são representados respectivamente por Γ e Λ na equação de calor (Equação 2.35).

O gás nas colunas de acreção pode ser aquecido ou resfriado por fontes de várias origens. Martin (1996) considerou em seu trabalho algumas dessas fontes, como por exemplo:

Difusão ambipolar - Por causa do movimento relativo entre as partículas carregadas e as partículas neutras no gás, estas acabam sendo friccionadas, o que resulta na redução da velocidade relativa existente entre estas partículas. O resultado disso é o aquecimento friccional do gás no tubo de acreção. O aquecimento por difusão ambipolar depende da força agindo sobre as partículas neutras devido a colisões com os íons e também depende da velocidade relativa entre os íons e as partículas neutras (Shang et al. 2002).

Linhas de transição de elementos pesados - Martin (1996) considerou as linhas de transição de vários elementos pesados (O I, Fe II, C II, S I e o N I) como fontes de resfri-

amento. Para todos esses íons, considerou-se o equilíbrio termodinâmico local. Todas as taxas e transições desses íons são encontradas em Hollenbach & McKee (1989).

Emissão de fótons de Lyman ($Ly\alpha$) - Emissão de um fóton devido à transição do nível $2p$ para o estado fundamental pode causar o resfriamento do gás. A taxa de resfriamento é dada como função da taxa de decaimento radiativo espontâneo, da energia necessária para a transição ocorrer e da população do nível $2p$ (Shang et al. 2002).

Emissão proibida de dois-fótons - A transição de dois-fótons envolve a emissão simultânea de dois fótons por um átomo em um processo de transição totalmente proibida¹, onde a soma das energias de cada fóton deverá ser igual a energia necessária para transição entre os níveis acontecer (Ferland & Straley 2006). A transição espontânea do nível $2s$ para o $1s$ do átomo de hidrogênio e que pode ocasionar o resfriamento do gás, caracteriza uma emissão totalmente proibida, de maneira que a transição só acontece por colisão ou emissão de dois fótons. A emissão de dois-fótons só acontece se o tempo de vida do nível $2s$ for pequeno o suficiente para ser permitida pelo princípio de incerteza (Kwok 2007).

As taxas de aquecimento e resfriamento, para diferentes fontes usadas por Martin (1996), estão detalhadas na Figura (4.1). Algumas dessas taxas (fontes descritas acima) possuem valores muito baixos comparados com as demais, não influenciando na termodinâmica do gás, de forma que podemos descartá-las deste modelo. Os termos de aquecimento e resfriamento usados por Martin (1996) e que influenciaram na temperatura estão detalhados nas Seções (4.1) e (4.2). Esses mecanismos serão adotados neste modelo de perfil de temperatura juntamente com o aquecimento por raios-X que também está detalhado na Seção (4.1).

Vasconcelos et al. (2002) calcularam o aquecimento do gás devido ao amortecimento de ondas Álfven². Eles obtiveram com este trabalho taxas relevantes para interferir no perfil de temperatura do gás, mas para isto, essas ondas deviam ser geradas em todo tubo de acreção, o que é um problema, já que as ondas Álfven se formam no choque do gás proveniente do tubo com a superfície da estrela. Por isso, não consideramos o amortecimento de ondas

¹Uma emissão permitida deve satisfazer a condição em que $\Delta\ell = \pm 1$, ou seja, deve existir uma diferença de 1 nos momentos angulares orbitais dos níveis envolvidos na transição. No caso da transição $2s$ para $1s$ $\Delta\ell = 0$ e $\Delta m = 0$, caracterizando uma transição totalmente proibida.

²Ondas Álfven são ondas magnéticas que se movem ao longo das linhas de campo magnético. Essas ondas são geradas por perturbações no campo magnético ou por reconexões das linhas de campo.

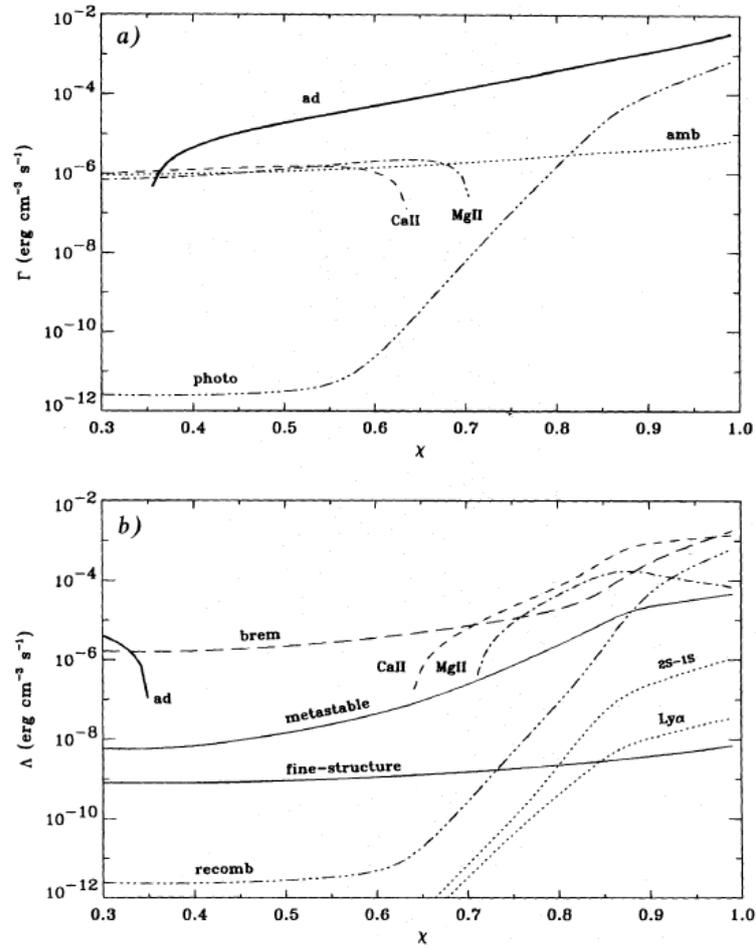


Figura 4.1: Taxas de aquecimento e resfriamento obtidas por Martin (1996), onde vemos todas as fontes de aquecimento e resfriamento usados por ele, ou seja, tanto as taxas que influenciaram, quanto as que não tiveram influência no perfil de temperatura. a) Taxas de aquecimento. b) Taxas de resfriamento.

Álfven como fonte de aquecimento neste trabalho.

4.1 Fontes de Aquecimento

Usamos como fontes de aquecimento, a compressão adiabática e a fotoionização estudadas por Martin (1996) e também acrescentamos o aquecimento devido a raios-X emitidos pela estrela central, já que estrelas jovens possuem alta luminosidade nesta faixa do espectro.

A função de aquecimento por unidade de volume Γ será dada pela soma de todos esses processos de aquecimento, exceto o aquecimento por compressão adiabática, que já está

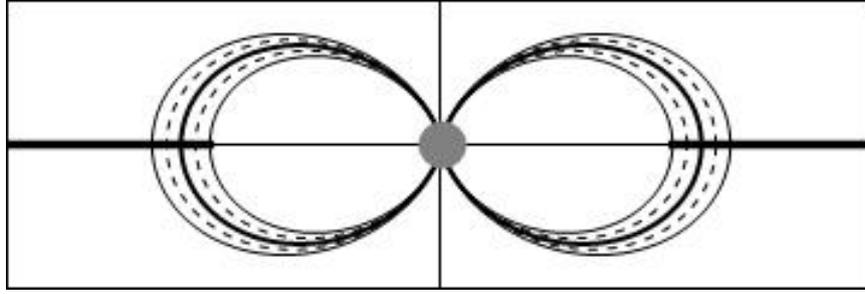


Figura 4.2: Acreção magnetosférica para um campo de dipolo cujas linhas são descritas pela Equação (2.19).

implícito na equação de calor. Assim,

$$\Gamma = \Gamma_{\text{Fot}} + \Gamma_{\text{RX}}, \quad (4.1)$$

onde Γ_{Fot} é a taxa de aquecimento devido à fotoionização dos átomos de hidrogênio no gás e está detalhada na Subseção (4.1.2) e Γ_{RX} é o aquecimento causado pela absorção de raios-X no funil de acreção, que está detalhado na Subseção (4.1.3).

4.1.1 Compressão Adiabática

Em uma transformação adiabática, nenhum calor é adicionado ou perdido durante a compressão ou expansão de um gás, ou seja, não há trocas de calor entre o sistema e o meio exterior. Segundo a primeira lei da termodinâmica (Equação 2.1), para uma transformação adiabática, todo trabalho realizado sobre o gás ou pelo gás resulta no aumento ou na diminuição da energia interna e conseqüentemente resulta no aumento ou diminuição da temperatura do sistema, dependendo se o gás está sendo comprimido ou se expandindo, respectivamente.

Consideramos que o gás no funil de acreção sofre compressão adiabática (uma vez que não há trocas de calor com o meio externo, todos os termos de aquecimento e resfriamento usados aqui são gerados dentro do próprio sistema). Dessa forma o termo de trabalho na equação de calor, ou seja, o primeiro termo do lado direito da equação é o termo de aquecimento devido à geometria do tubo de acreção, como pode ser visto na Figura 4.2, que foi gerada usando a equação que descreve a geometria das linhas do campo magnético de dipolo (Equação 2.19). Vemos que o gás parte do disco, afunilando até chocar-se com a superfície da estrela. Assim

o aquecimento devido à geometria do fluxo está implícito na equação de calor:

$$\Gamma_{\text{Adiab}} = kT\vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H. \quad (4.2)$$

4.1.2 Fotoionização

Como vimos, a fotoionização consiste no processo onde o elétron ligado ao átomo é removido para estados livres através da absorção de um fóton. Esta é uma maneira de se transferir energia da estrela para o gás nas colunas de acreção (Kwok 2007), pois a energia do fóton estelar absorvido pelo átomo, depois de parte ter sido usada para superar o potencial de ionização do estado, é convertida em energia cinética para o elétron livre. O elétron transfere essa energia ao gás circundante por meio de colisões, dessa forma aumentando a temperatura do gás.

De forma semelhante às equações obtidas para o coeficiente de fotoionização no Capítulo (3), o aquecimento do gás por fotoionização será governado por fótons provenientes da fotosfera estelar e também da mancha anular que é causada pelo choque de acreção. Assim os termos de aquecimento serão dados por (Shang et al. 2002):

$$\Gamma_{\text{Fot}2s} = n_{2s}k(W_*g_{*,2s}T_* + W_hg_{h,2s}T_h) \text{ erg cm}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4.3)$$

e

$$\Gamma_{\text{Fot}2p} = n_{2p}k(W_*g_{*,2p}T_* + W_hg_{h,2p}T_h) \text{ erg cm}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (4.4)$$

para fotoionização partindo do nível $2s$ e $2p$, respectivamente. Os fatores de diluição (W_* e W_h) são determinados pelas Equações (3.49) e (3.48) e as taxas de absorção ($g_{*,j}$ e $g_{h,j}$) são dadas pelas Equações (3.50) e (3.51).

Portanto a taxa de aquecimento por fotoionização por unidade de volume será dada pela soma das taxas de aquecimento do nível $2s$ e do nível $2p$. Ou seja,

$$\Gamma_{\text{Fot}} = \Gamma_{\text{Fot}2s} + \Gamma_{\text{Fot}2p}. \quad (4.5)$$

4.1.3 Raios-X

Como discutido no Capítulo (1), objetos estelares jovens em todos os estágios de evolução (classes 0 até III) emitem em comprimentos de onda de raios-X, e apresentam alta luminosidade nessa faixa do espectro, que varia de 10^{28} a 10^{32} erg/s. Por isso, o aquecimento devido

a raios-X produzidos pela estrela central pode afetar diretamente o perfil de temperatura nas colunas de acreção. Trabalhos anteriores mostram que a quantidade de raios-X observada em estrelas T Tauri é suficiente para ionização e aquecimento do disco de acreção (Glassgold et al. 1997, 2004; Igea & Glassgold 1999) e do vento do disco (Shang et al. 2002; Panoglou et al. Comunicação Privada).

Supomos que os raios-X sejam produzidos na coroa super aquecida da estrela central. Dados observacionais mostram que estrelas T Tauri emitem nos comprimentos de ondas maiores da faixa de raios-X do espectro, chamados de raios-X moles e em comprimentos de ondas menores dessa faixa, que chamamos de raios-X duros.

Acredita-se que os raios-X duros são originados durante eventuais erupções que ocorrem devido à eventos de reconexão de *loops* magnéticos, liberando grandes quantidades de energia armazenadas no campo magnético. Os raios-X moles são produzidos na coroa da estrela que está na fase quiescente, ou seja, sem a presença de muitas erupções e também no choque de acreção do gás. Essas erupções na superfície de estrelas jovens indicam a presença de intensa atividade magnética nessa fase de evolução da estrela.

Em estrelas T Tauri clássicas típicas, as componentes de raios-X moles e duros apresentam temperaturas do plasma da ordem de $kT_X \approx 1$ keV e $kT_X \approx 2 - 5$ keV, respectivamente. Para essas bandas de energia do espectro de raios-X, teremos luminosidade de raios-X correspondentes a $L_X \approx 10^{28} - 10^{30}$ erg/s para bandas menos energéticas e $L_X \approx 10^{31} - 10^{32}$ erg/s para bandas mais energéticas. Inicialmente usamos, em nosso modelo, espectro de raios-X com energia característica $kT_X = 2$ keV e luminosidade de raios-X, $L_X = 10^{31}$ erg/s. Este é um valor típico para uma estrela jovem com aproximadamente 1 massa solar com erupções típicas em um intervalo de 4-6 dias (Wolk et al. 2005).

Favata et al. (2005) analisaram erupções de raios-X observados pelo COUP (*Chandra Orion Ultra-deep Project*), o que lhes permitiu determinar alguns parâmetros físicos da estrutura das erupções, como por exemplo, o seu tamanho, densidade eletrônica, luminosidade de raios-X a meia altura do *loop*, temperatura do pico e o campo magnético mínimo necessário para confinar as erupções do plasma nos *loops* magnéticos. Os parâmetros derivados para cada evento de reconexão estão detalhados na Tabela (4.1). Na primeira coluna está identificada a referência segundo o catálogo oficial do COUP, que pode ser encontrado em <http://www.astro.psu.edu/coup/>, e na terceira e quarta colunas estão a massa e o raio da

Tabela 4.1: Características de erupções de algumas estrelas jovens (Favata et al. 2005)

Ref.	$T_{pc}(10^8 \text{ K})$	$M_*(M_\odot)$	$R_*(R_\odot)$	$L_X(\text{erg s}^{-1})$	$L(10^{10} \text{ cm})$	$n_e(10^{10} \text{ cm}^{-3})$	$B(\text{G})$
28	2,08	0,53	2,30	$1,00 \times 10^{32}$	55	4,70	180
43	1,42	0,40	2,92	$1,30 \times 10^{31}$	112	0,50	51
90	2,70	0,52	2,51	$2,40 \times 10^{32}$	7,2	146	1170
141	1,77	2,11	3,30	$1,90 \times 10^{31}$	13,7	16,0	310
223	1,70	1,19	2,79	$5,80 \times 10^{31}$	48,3	4,0	154
262	2,70	1,13	1,58	$4,10 \times 10^{31}$	198	0,40	62
454	2,19	2,35	4,58	$2,60 \times 10^{31}$	323	0,14	32
597	0,87	1,49	2,01	$7,00 \times 10^{30}$	22	5,40	128
649	2,06	0,40	2,17	$2,20 \times 10^{31}$	64	1,80	113
669	2,03	1,52	2,59	$3,40 \times 10^{31}$	92	1,10	88
752	3,39	0,54	1,67	$1,90 \times 10^{32}$	65	5,40	250
848	2,70	0,29	1,98	$4,00 \times 10^{31}$	162	0,50	70
891	2,70	2,43	4,58	$1,10 \times 10^{32}$	173	1,60	120
960	1,15	0,24	2,16	$9,80 \times 10^{31}$	3,7	260	1020
971	2,26	0,69	3,28	$9,70 \times 10^{31}$	35	7,90	250
976	2,70	0,18	0,91	$3,20 \times 10^{31}$	76	1,50	120
1246	2,70	0,23	1,62	$7,20 \times 10^{31}$	40	560	240
1410	2,70	0,36	0,51	$3,70 \times 10^{31}$	110	1,00	95
1568	2,70	2,55	3,99	$7,80 \times 10^{32}$	3,7	120	3480
1608	2,58	0,48	1,76	$1,60 \times 10^{31}$	82	1,00	96

estrela em unidades solares, também obtidos do site, respectivamente.

Quando um fóton de raios-X interage com um átomo do gás nas colunas de acreção, produz um fotoelétron, com alta velocidade e com energia $E - I$, onde E é a energia do fóton e I é o potencial de ionização do átomo. Este elétron, chamado de primário, pode colidir com outros átomos do gás e produzir um elétron secundário. As taxas de ionização primária e secundárias são somadas para produzir a taxa de ionização total por raios-X, e por isso, tanto os elétrons secundários quanto os primários são usados para produzir aquecimento no gás. Porém, alguns trabalhos mostram que as taxas de aquecimento produzidas por elétrons primários são muito baixas, podendo ser descartadas dos cálculos (Krolik & Kallman 1983; Shang et al. 2002).

A taxa de aquecimento devido aos raios-X por unidade de volume é calculada por Panoglou et al. (Comunicação Privada):

$$\Gamma_{RX} = \eta H_X n_H, \quad (4.6)$$

onde η é a eficiência no aquecimento e H_X é a taxa atenuada de deposição de energia de raios-X.

A eficiência no aquecimento é descrita como uma função da fração eletrônica x_e :

$$\eta = 1 + \frac{\eta_0 - 1}{1 + cx_e^a}, \quad (4.7)$$

Os coeficientes que aparecem na equação são tabelados por Dalgarno et al. (1999), sendo $\eta_0 = 0,113$, $c = 7,76$ e $a = 0,673$ para um gás de hidrogênio.

A taxa de deposição H_X é dada em termos do fluxo de raios-X (Shang et al. 2002):

$$H_X = \int_{E_0}^{\infty} F_X(E) \sigma_{pe}(E) \exp(-\sigma_{pe}(E) N_H) dE, \quad (4.8)$$

onde E_0 é o valor mínimo de energia do fóton ($E_0 = 0,1$ keV, segundo Shang et al. 2002), F_X é o fluxo de raios-X, N_H é a densidade colunar de hidrogênio e $\sigma_{pe}(E)$ é a seção de choque de absorção fotoelétrica. Usamos uma lei de potência para calcular $\sigma_{pe}(E)$, dada por Glassgold et al. (1997) e Shang et al. (2002):

$$\sigma_{pe}(E) = \sigma_{pe}(1\text{keV}) \left(\frac{\text{keV}}{E} \right)^p. \quad (4.9)$$

Para a abundância solar, $p = 2,485$ e $\sigma_{pe}(1\text{keV}) = 2,27 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$.

A densidade colunar N_H é dada pela integral da densidade de hidrogênio:

$$N_H = \int_0^r n_H dr, \quad (4.10)$$

com r dado pela Equação (2.19).

O fluxo de raios-X é modelado como um espectro térmico, ou seja, um espectro de corpo negro, o qual depende só da temperatura (Panoglou et al. Comunicação Privada):

$$\begin{aligned} F_X(E) &= \frac{dL_X(E)}{dE} \\ &= \left(\frac{L_X}{kT_X} \right) \exp\left(\frac{-E}{kT_X} \right). \end{aligned}$$

Supondo a estrela esférica, o fluxo a uma distância r da estrela será:

$$F_X(E) = \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{L_X}{kT_X} \right) \exp\left(\frac{-E}{kT_X} \right). \quad (4.11)$$

Substituindo na Equação (4.8), encontramos:

$$H_X = \frac{1}{4\pi r^2} \int_{E_0}^{\infty} \left(\frac{L_X}{kT_X} \right) \exp\left(\frac{-E}{kT_X}\right) \sigma_{pe}(E) \exp(-\sigma_{pe}(E) N_H) dE, \quad (4.12)$$

para facilitar a resolução da integral fizemos uma mudança de variáveis, definindo:

$$\xi = \frac{E}{kT_X}, \quad d\xi = \frac{dE}{kT_X}, \quad (4.13)$$

e substituindo a Equação (4.9):

$$H_X = \frac{1}{4\pi r^2} \int_{\xi_0}^{\infty} L_X \sigma_{pe}(kT_X) \xi^{-p} \exp[-(\xi + \tau_X \xi^{-p})] d\xi, \quad (4.14)$$

onde $\xi_0 = \frac{E_0}{kT_X}$ e

$$\tau_X = \sigma_{pe}(kT_X) N_H \quad (4.15)$$

é a profundidade óptica de raios-X em kT_X . Dessa forma, podemos separar a parte independente de ξ da integral,

$$H_X = H_0(r) I_p(\xi_0, \tau_X), \quad (4.16)$$

com,

$$H_0(r) = \frac{L_X \sigma_{pe}(kT_X)}{4\pi r^2} \quad (4.17)$$

e

$$I_p(\xi_0, \tau_X) = \int_{\xi_0}^{\infty} \xi^{-p} \exp[-(\xi + \tau_X \xi^{-p})] d\xi. \quad (4.18)$$

Shang et al. (2002), derivou (usando o método do gradiente) uma fórmula analítica para essa integral, encontrando:

$$I_p \approx \left(\frac{2\pi}{p^2 \tau_X + \xi_m^{p+1}} \right)^{1/2} \xi_m^{-(p-2)/2} \exp[-(\xi_m + \tau_X \xi_m^{-p})], \quad (4.19)$$

onde ξ_m satisfaz a equação algébrica:

$$\xi_m^p (p + \xi_m) = p\tau_X, \quad (4.20)$$

que resolvemos usando o método de Newton, com passo inicial $\xi_m = (p\tau_X)^{1/(p+1)}$, e com precisão de 10^{-6} . Esta solução para a integral I_p é válida para $\tau_X > \tau_0 = \frac{1}{p} \xi_0^p (p + \xi_0) = 10^{-4}$, que é uma condição verificada para o modelo.

4.2 Fontes de Resfriamento

Usamos como fontes de resfriamento o processo conhecido como Bremsstrahlung (radiação livre-livre) e também as linhas de Mg II e Ca II, que foram estudados por Martin (1996).

Assim como os termos de aquecimento, a função de resfriamento é obtida através da soma de todos os processos de resfriamento considerados no sistema, ou seja,

$$\Lambda = \Lambda_{\text{Brem}} + \Lambda_{\text{MgII}} + \Lambda_{\text{CaII}}, \quad (4.21)$$

onde Λ_{Brem} , Λ_{MgII} , Λ_{CaII} são as taxas de resfriamento devido à radiação de frenagem, às linhas de Mg II e às linhas de Ca II, respectivamente. As taxas de resfriamento devido aos processos citados estão detalhadas nas subseções seguintes.

4.2.1 Bremsstrahlung

O processo de bremsstrahlung consiste na emissão de radiação devido à aceleração de uma carga em um campo de Coulomb de outra partícula carregada. A emissão de radiação por bremsstrahlung acontece em gases muito quentes, pois estes podem possuir elétrons livres e íons provenientes de processos de ionização, facilitando a interação entre íons e elétrons. Por tratarem-se de processos envolvendo partículas livres, o bremsstrahlung também é conhecido como emissão livre-livre.

Partículas carregadas quando aceleradas ou desaceleradas emitem radiação (fótons). Sempre que um elétron passa perto de um íon, ele é defletido e conseqüentemente desacelerado emitindo radiação. Consideramos o processo de bremsstrahlung térmico, que leva em consideração as diferentes características do par elétron-íon (como por exemplo, a distância entre eles e a velocidade do elétron). Com esse processo de desaceleração o gás perde energia e resfria. A perda de energia total, por unidade de volume e por unidade de tempo, devido a este processo é dada por Rybicki & Lightman (1987):

$$\Lambda_{\text{Brem}} = \frac{(2\pi k)^{1/2} 2^4 e^6}{(3m_e)^{3/2} \hbar c^3} T^{1/2} n_e n_p \bar{g}_{\text{ff}}, \quad (4.22)$$

onde \bar{g}_{ff} é o fator de Gaunt (fator de correção do regime clássico para o quântico).

4.2.2 Linhas de CaII e MgII

De acordo com Martin (1996), as linhas de CaII e MgII são uma importante fonte de aquecimento e resfriamento, atuando no sistema como um termostato. As taxas de aquecimento e resfriamento devido às linhas de Ca II e Mg II são dadas por:

$$\Lambda_{j,j'} = h\nu A_{j',j} n_j Z_{j,j'}, \quad (4.23)$$

onde $A_{j',j}$ é o coeficiente de emissão espontânea e $Z_{j,j'}$ é um termo radiativo, dado por Mihalas (1978), que é determinante para saber se as linhas ajudarão a resfriar ou a aquecer o gás no tubo:

$$Z_{j,j'} = \beta_{j,j'} \left(1 - \frac{I}{S_{j,j'}} \right), \quad (4.24)$$

sendo I , o campo de radiação externo (aproximado como uma função de Planck), $\beta_{j,j'}$ a probabilidade de escape do nível j' (Equação 3.64) e $S_{j,j'}$ a função fonte da linha, ou seja, é a razão entre a emissividade e a opacidade da linha. Segundo Shine & Linsky (1974), a função fonte é dada por:

$$S_{j,j'} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_{j'} n_j}{g_j n_{j'}}. \quad (4.25)$$

Dessa forma, $Z_{j,j'}$ será dado por:

$$Z_{j,j'} = \beta_{j,j'} \left[1 - \frac{g_j n_{j'}}{g_{j'} n_j} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT} - 1\right)} \right]. \quad (4.26)$$

A taxa de aquecimento ou resfriamento devido às linhas será dada pela soma de todas as transições possíveis de j' para j . Para valores positivos de $Z_{j,j'}$, a linha está irradiando mais energia do que absorvendo, e então o resfriamento do gás ocorre. Por outro lado, para valores negativos de $Z_{j,j'}$, a energia é transferida do campo de radiação para o gás, dessa forma, ocorre o aquecimento do gás.

Para determinarmos $Z_{j,j'}$ e conseqüentemente a taxa de aquecimento ou resfriamento devido a essas linhas, é preciso conhecer as densidades populacionais dos níveis (n_j). De forma semelhante ao átomo de hidrogênio, para obtermos as densidades populacionais dos níveis resolvemos a equação de taxa (Equação 2.36), porém para esses íons consideramos o meio em equilíbrio termodinâmico local, ou seja:

$$n_j \sum_{j' \neq j} R_{j,j'} - \sum_{j' \neq j} n_{j'} R_{j',j} = 0. \quad (4.27)$$

Essa equação foi resolvida usando processos colisionais e radiativos, de maneira semelhante ao átomo de hidrogênio.

Resolvemos apenas para as linhas de MgII, da maneira descrita acima, considerando três níveis ligados para esse átomo. Baseado nos resultados, para essas linhas, obtidos por Martin (1996), ver Figura (4.1), aproximamos às linhas de CaII a partir do resultado obtido para o MgII, ou seja;

$$\Lambda_{\text{CaII}} = \alpha \Lambda_{\text{MgII}}, \quad (4.28)$$

onde α é uma constante que melhor ajuste o resultado para CaII a partir de MgII.

Capítulo 5

Método Numérico

Neste capítulo detalhamos os procedimentos numéricos utilizados para resolução do sistema de equações visto nos Capítulos (2), (3) e (4), e também explicamos a rotina do programa construído para a resolução das mesmas.

5.1 Equações *stiff*

As Equações (2.35), (3.83), (3.84) e (3.85) são equações diferenciais acopladas, ou seja, são equações dependentes uma das outras, e também são equações ditas *stiff*. Em matemática, uma equação *stiff* é uma equação diferencial para a qual alguns métodos numéricos de resolução de equações diferenciais são instáveis, a menos que o tamanho do passo seja extremamente pequeno, o que exige um tempo computacional muito grande. É difícil definir qual função é *stiff* mas, de maneira geral, uma equação diferencial do tipo *stiff* possui termos que fazem a solução variar rapidamente. Normalmente uma equação *stiff* tem a forma:

$$y' = f(y) \tag{5.1}$$

Existem alguns métodos numéricos de resolução de sistemas de equações do tipo *stiff*, como por exemplo, variações do método de Runge-Kutta, onde o mais usado deles é o

método de Rosenbrock, que também é conhecido como método de Kaps-Rentrop. Usamos este método para a resolução do nosso sistema de equações, que é um método compatível para o mais complicado sistema de equações, e que requer pouco tempo computacional. Este método busca soluções do tipo:

$$y(x_0 + h) = y_0 + \sum_{i=1}^s c_i k_i, \quad (5.2)$$

onde k_i é um fator de correção, c_i é um parâmetro constante independente do problema, y_0 é a função no ponto inicial, x_0 é a variável de integração também no ponto inicial e h o tamanho do passo.

Para este método usamos as *subrotinas* descritas em Press et al. (1992). De forma geral, o método resolve as equações variando o tamanho do passo e também exige o cálculo do jacobiano das funções, ou seja a derivada das funções em relação a todas as variáveis dependentes do sistema de equações, ou seja, precisamos das derivadas de cada uma das equações, $J \frac{df_{1s}}{d\theta}$, $\frac{df_{2s}}{d\theta}$, $J \frac{df_{2p}}{d\theta}$, $J \frac{df_c}{d\theta}$ e $\frac{dT}{d\theta}$ em relação a cada variável, f_{2s} , f_{2p} , f_c , T e também em relação à variável de integração θ .

5.2 Código

Para a resolução do sistema de equações construímos um programa em fortran 77/90. Como já ressaltado, todas as equações diferenciais e integrais foram resolvidas usando *subrotinas* retiradas de Press et al. (1992). O programa basicamente é constituído de uma parte principal de onde chamamos *subrotinas* que procedem à resolução das equações e que por sua vez, chamam as demais *subrotinas* destinadas ao cálculo dos parâmetros necessários para a resolução das equações. No Apêndice A encontra-se um fluxograma do programa, que será descrito nas seções seguintes.

5.2.1 Programa principal

No programa principal, são definidos os valores para as funções no ponto inicial, como mostrado na Tabela (5.1). Tomamos como ponto inicial a base do disco, ou seja as funções são integradas de um θ_i (inicial) definido na base da coluna até um θ_f (final) perto da superfície da estrela. O ângulo θ varia como definido anteriormente, na Figura (2.1). O θ_f

Tabela 5.1: Valores para as funções no ponto inicial

função	valor inicial
f_{2si}	1×10^{-16}
f_{2pi}	1×10^{-14}
f_c	1×10^{-8}
T_i	3000 K
θ_i	0,34

é definido em termos do raio no plano médio do disco, ou seja, o raio de truncamento r_m , fazendo a aproximação que no final da coluna $r \approx R_*$ (r definido pela Equação 2.19):

$$\theta_f = \arccos \left(\sqrt{\frac{R_*}{r_m}} \right), \quad (5.3)$$

onde inicialmente fazemos $r_m = r_{in}$, ou seja, o raio de truncamento do disco é o raio mais interno da coluna de acreção.

No programa, as funções no ponto inicial são representadas por:

$$y_{start}(1) = f_{2Si}; \quad y_{start}(2) = f_{2Pi}; \quad y_{start}(3) = f_{ci}; \quad y_{start}(4) = T_i$$

Para a integração das equações usamos valores padrão para parâmetros adotados para o disco e a estrela. Estes parâmetros estão indicados na Tabela (5.2).

Tabela 5.2: Parâmetros do sistema

Parâmetro	valor
M_*	0,8 M_\odot
R_*	2 R_\odot
T_*	4000 K
\dot{M}	$10^{-7} M_\odot \text{ano}^{-1}$
r_{in}	3,38 R_*
r_{ext}	5 R_*

Precisamos resolver quatro equações diferenciais, ou seja teremos como resultado quatro variáveis. Assim, definimos no programa principal a quantidade e quais são as variáveis que devem ser obtidas como resultado. Cada variável é representada por $y(n)$, com $n = 1,2,3,4$,

dessa forma definimos:

$$y(1) = f_{2s}; \quad y(2) = f_{2p}; \quad y(3) = f_c; \quad y(4) = T,$$

e o número de variáveis entra como parâmetro, onde $nvar = 4$. Colocamos como parâmetro também a precisão dos cálculos ($\varepsilon = 1 \times 10^{-3}$) para a integração do sistema de equações.

5.2.2 Subrotina *Derivs*

Definidas as condições iniciais e os parâmetros do sistema, o programa chama as rotinas de integração iniciando pela *subrotina odeint*. Esta subrotina tem a função de linearizar matrizes e nela é chamada uma outra *subrotina* denominada *derivs*. Na *derivs*, entramos com todas as equações a serem resolvidas, ou seja, Equações (2.35), (3.83), (3.84) e (3.85), que são definidas no programa como:

$$dydx(1) = J \frac{df_{2s}}{d\theta}; \quad dydx(2) = J \frac{df_{2p}}{d\theta}; \quad dydx(3) = J \frac{df_c}{d\theta}; \quad dydx(4) = \frac{dT}{d\theta},$$

onde a variável de integração passa a ser x . Nesta *subrotina*, devem ser definidos todos os termos pertinentes à resolução do sistema de equações. Dessa forma, iniciamos com o cálculo do potencial de ionização de cada nível (Equação 3.1), seguindo com o cálculo das variáveis C e D (Equações 2.24 e 2.31) e com o cálculo do raio da trajetória do gás, ou seja, resolvemos a Equação (2.19).

Subrotinas Denshidro e Colis

Chamamos uma *subrotina* (*Denshidro*) para calcular as densidades no gás, ou seja, calculamos n_H , ρ , n_e , e conseqüentemente x_e . De retorno a *derivs*, calculamos J , ou seja resolvemos as Equações (2.44), (2.25), (2.23), e também calculamos as derivadas em relação a θ das Equações (2.20) e (2.21). Chamamos uma nova *subrotina* denominada de *Colis* para o cálculo das taxas devido a transições colisionais. Como os processos de excitação estão escritos em termos dos processos de desexcitação, calculamos apenas as taxas para esses últimos processos, ou seja, nessa subrotina resolvemos as Equações (3.15), (3.16), (3.23), (3.24), (3.25) e (3.26).

Subrotina Ioncolis

Calculamos diretamente na *derivs* as taxas de recombinação radiativa para os níveis $2s$ e $2p$, usando as Equações (3.60) e (3.61). Em seguida, criamos uma *subrotina (Ioncolis)* para calcular a taxa de ionização colisional que, como visto no Capítulo (3) é igual para os níveis $2s$ e $2p$. Assim resolvemos apenas as Equações (3.36), (3.37) e (3.38).

Subrotina Foto

Chamamos a *subrotina Foto* para calcular as taxas devido à fotoionização. Iniciamos com o cálculo da temperatura da mancha quente, para isso calculamos a luminosidade de acreção (Equação 3.47) e resolvemos a Equação (3.46), e a temperatura efetiva da estrela é dada na Tabela (5.2). Calculamos as densidades de partículas nos níveis $2s$ e $2p$ usando a Equação (2.14). Calculamos a fração da estrela coberta pela mancha, F_h , onde θ_1 é obtido quando $r_m = r_{in}$ e θ_2 é dado quando $r_m = r_{ext}$ sendo r , nos dois casos, aproximadamente o raio da estrela. Assim:

$$\theta_1 = \arccos \sqrt{\frac{1}{3,38}} \quad \text{e} \quad \theta_2 = \arccos \sqrt{\frac{1}{5}}. \quad (5.4)$$

Em seguida, calculamos os fatores de diluição para a região da mancha e também para a fotosfera estelar (Equações 3.48 e 3.49). As taxas de absorção, Equações (3.50) e (3.51), resolvidas tanto para os níveis $2s$ e $2p$, fornecem um total de quatro equações. Essas equações são dadas por integrais. Dessa forma usamos um novo método numérico para a resolução das mesmas, o método de Romberg, que é uma versão melhorada do método de trapézios. Criamos uma *função* para cada integrando de cada uma das equações. Em cada uma dessas *funções* resolvemos as equações para a função de Planck (Equação 3.52) e para as seções de choque de fotoionização (Equações 3.53 e 3.54). Cada uma dessas funções retorna o integrando de uma das equações para taxa de absorção e dessa forma, procede-se com a integração usando as *subrotinas* do método de Romberg de Press et al. (1992). As integrais são resolvidas desde o limite de Balmer ($\nu = 8,223 \times 10^{14}$ Hz) até o limite de Lyman ($\nu = 3,288 \times 10^{15}$ Hz). Com todas as taxas de absorção calculadas, resolvemos as taxas de fotoionização, ou seja, calculamos a Equação (3.45) tanto para o nível $2s$ quanto para o nível $2p$.

Subrotina Prob

De volta à *derivs*, criamos a *subrotina Prob* para o cálculo da probabilidade de escape (Equação 3.64). Esta equação também é dada por uma integral, ou seja, para ela também criamos uma *função* para o nível $2s$ e outra para o $2p$, para resolver o integrando da equação. Em cada uma dessas *funções*, calculamos as Equações (3.66), (3.67) e (3.68), integrando-as em θ , usando também o método de Romberg (Press et al. 1992).

Subrotina Aqueci

Seguimos com o cálculo das taxas de aquecimento, dadas pela Equação (4.1). Assim, em uma nova subrotina, calculamos as taxas de aquecimento devido à fotoionização, ou seja, resolvemos as Equações (4.3), (4.4) e (4.5). Calculamos as taxas de aquecimento devido aos raios-X. Para isso, dentro da *subrotina* para o aquecimento, chamamos uma outra chamada de *Xray* para essa finalidade, e nesta, definimos a luminosidade de raios-X, que conforme discutido no Capítulo (4), podemos variar de 10^{28} a 10^{32} erg s⁻¹. Calculamos a densidade colunar de hidrogênio, Equação (4.10), onde novamente usamos as *subrotinas* de integração do método de Romberg. Calculamos a seção de choque, a eficiência no aquecimento e a profundidade óptica (Equações 4.7, 4.9 e 4.15, respectivamente). Criamos uma rotina baseada no método de Newton para encontrar a raiz da Equação (4.20), com precisão de 10^{-6} . Com a raiz encontrada, calculamos a expressão analítica (4.19) e também a expressão para H_0 (Equação 4.17). Dessa forma, calculamos a atenuação por raios-X, Equação (4.16), e a taxa de aquecimento por raios-X, Equação (4.6).

Na *derivs*, também calculamos separadamente o primeiro termo do lado direito da equação do calor. Como discutido no Capítulo (4), este termo representa o aquecimento devido à compressão adiabática. Este cálculo é feito para quantificar a importância da compressão adiabática para as colunas de acreção. Também calculamos as Equações (3.74) e (3.75), para obter f_{1s} em termos das demais densidades, que, como foi discutido no Capítulo (3), tem a vantagem de evitar mais uma equação diferencial para resolver.

Subrotina Resfr

Na *derivs* criamos a *subrotina Resfr* para as taxas de resfriamento. Nesta, calculamos a taxa de resfriamento devido à radiação livre-livre (bremsstrahlung) pela Equação (4.22) e

chamamos uma *subrotina* (*ResMgII*) para o cálculo das taxas de resfriamento devido às linhas de Mg II, ou seja, resolvemos as Equações (4.23), (4.26) e (4.27). Com o resultado para as linhas de Mg II, aproximamos a solução para as linhas de Ca II, Equação (4.28), com $\alpha = 1,5$.

5.2.3 *Subrotina Arco*

Com isso finalizamos a *derivs* voltando para *odeint*. Chamamos a *subrotina Arco* para calcular o comprimento de arco do funil, ou seja, resolvemos a Equação (3.69). Esta equação foi resolvida analiticamente e inserida no programa, com a finalidade de poupar tempo computacional. Calculamos também nessa *subrotina* a variável que chamamos de χ , que é a razão entre os comprimentos de arco em cada θ e o comprimento de arco total da coluna, ou seja,

$$\chi = \frac{S_0}{S_T}, \quad (5.5)$$

onde S_0 é o comprimento de arco em cada θ , que é dado pela Equação (3.69), com limites de integração entre θ_i e o θ em que o sistema está sendo resolvido naquele momento. O comprimento de arco total, S_T , é obviamente constante durante todo o processo de integração, pois é calculado com limites de integração fixos, ou seja, entre θ_i e θ_f . Os resultados obtidos no programa serão analisados em função dessa variável χ .

5.2.4 *Subrotina Jacobn*

Chamamos então a *subrotina Jacobn*. Esta tem a finalidade de calcular o jacobiano das equações, ou seja, nessa *subrotina* precisamos entrar com a derivada de cada uma das equações $dydx(i)$ em termos de suas variáveis dependentes $y(i)$. Para isso, definimos, no programa a seguinte notação para essas derivadas, $dfdx(i,j)$, onde $f = dydx(i)$ e j representa a variável em relação à qual a derivada está sendo feita. Para as derivadas em relação a θ usamos a notação $dfdx(i)$. Então entramos com as seguintes equações:

- Derivadas de $dydx(1)$ em relação a cada uma das variáveis dependentes:

$$\begin{aligned}
dfdy(1,1) &= - \left[n_e \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e + 3n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_e \gamma_{2 \rightarrow c} + \beta_{2s} A_{2s \rightarrow 1s} + P_{2s} \right. \\
&\quad + 3n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p + \frac{d\beta_{2s}}{df_{2s}} f_{2s} A_{2s \rightarrow 1s} + f_{2s} \frac{dP_{2s}}{df_{2s}} \\
&\quad \left. + n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e \right], \tag{5.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdy(1,2) &= n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p - \frac{d\beta_{2s}}{df_{2p}} f_{2s} A_{2s \rightarrow 1s} \\
&\quad - n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e, \tag{5.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdy(1,3) &= n_H f_{2p} \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p + n_e \alpha_{2s} - 3n_H f_{2s} \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p - \frac{d\beta_{2s}}{df_c} f_{2s} A_{2s \rightarrow 1s} \\
&\quad - n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e, \tag{5.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdy(1,4) &= f_{1s} n_e \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) \frac{1,184 \times 10^5}{T^2} + n_e f_{2p} \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e}{dT} \\
&\quad + f_{1s} n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) \frac{d\gamma_{2s \rightarrow 1s}^e}{dT} + f_c f_{2p} n_H \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p}{dT} \\
&\quad + n_e f_c \frac{d\alpha_{2s}}{dT} - f_{2s} \left(n_e \frac{d\gamma_{2s \rightarrow 1s}^e}{dT} + 3n_e \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e}{dT} \right. \\
&\quad \left. + 3f_c n_H \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p}{dT} + n_e \frac{d\gamma_{2 \rightarrow c}}{dT} \right). \tag{5.9}
\end{aligned}$$

- Derivadas de $dydx(2)$ em relação a cada uma das variáveis dependentes:

$$\begin{aligned}
dfdy(2,1) &= n_e 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_H f_c 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p - \frac{d\beta_{2p}}{df_{2s}} f_{2p} A_{2p \rightarrow 1s} \\
&\quad - 3\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right), \tag{5.10}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdy(2,2) &= - \left[n_e \gamma_{2p \rightarrow 1s}^e + n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_e \gamma_{2 \rightarrow c} + \beta_{2p} A_{2p \rightarrow 1s} + P_{2p} \right. \\
&\quad + n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p + \frac{d\beta_{2p}}{df_{2p}} f_{2p} A_{2p \rightarrow 1s} + f_{2p} \frac{dP_{2p}}{df_{2p}} \\
&\quad \left. + n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) 3\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e \right], \tag{5.11}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdy(2,3) &= n_H f_{2s} 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p + n_e \alpha_{2p} - n_H f_{2p} \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p - \frac{d\beta_{2p}}{df_c} f_{2p} A_{2p \rightarrow 1s} \\
&\quad - n_e \exp \left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T} \right) 3\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e, \tag{5.12}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
df dy(2,4) &= f_{1s} n_e 3 \gamma_{2p \rightarrow 1s}^e \exp\left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T}\right) \frac{1,184 \times 10^5}{T^2} + n_e f_{2s} 3 \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e}{dT} \\
&+ f_{1s} n_e \exp\left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T}\right) 3 \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e}{dT} + f_c f_{2s} n_H 3 \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p}{dT} \\
&+ n_e f_c \frac{d\alpha_{2p}}{dT} - f_{2p} \left(n_e \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e}{dT} + n_e \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e}{dT} \right. \\
&\left. + f_c n_H \frac{d\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p}{dT} + n_e \frac{d\gamma_{2 \rightarrow c}}{dT} \right). \tag{5.13}
\end{aligned}$$

- Derivadas de $dy dx(3)$ em relação a cada uma das variáveis dependentes:

$$df dy(3,1) = n_e \gamma_{2 \rightarrow c} + P_{2s} - n_e \gamma_{1 \rightarrow c} + f_{2s} \frac{dP_{2s}}{df_{2s}}, \tag{5.14}$$

$$df dy(3,2) = n_e \gamma_{2 \rightarrow c} + P_{2p} - n_e \gamma_{1 \rightarrow c} + f_{2p} \frac{dP_{2p}}{df_{2p}}, \tag{5.15}$$

$$df dy(3,3) = -(n_e \gamma_{1 \rightarrow c} + n_e \alpha_{2p} + n_e \alpha_{2s}), \tag{5.16}$$

$$\begin{aligned}
df dy(3,4) &= n_e f_{1s} \frac{d\gamma_{1 \rightarrow c}}{dT} + n_e f_{2s} \frac{d\gamma_{2 \rightarrow c}}{dT} + n_e f_{2p} \frac{d\gamma_{2 \rightarrow c}}{dT} \\
&- f_c n_e \left(\frac{d\alpha_{2p}}{dT} + \frac{d\alpha_{2s}}{dT} \right). \tag{5.17}
\end{aligned}$$

- Derivadas de $dy dx(4)$ em relação a cada uma das variáveis dependentes:

$$\begin{aligned}
df dy(4,1) &= \frac{2}{3} \left\{ \frac{1}{kJ} [df dy(1,1) (E_{1s} - E_{2s}) + df dy(2,1) (E_{1s} - E_{2p}) \right. \\
&\left. + df dy(3,1) (E_{1s} - E_c)] + \frac{1}{n_H k J} \left(\frac{d\Gamma}{df_{2s}} - \frac{d\Lambda}{df_{2s}} \right) \right\}, \tag{5.18}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
df dy(4,2) &= \frac{2}{3} \left\{ \frac{1}{kJ} [df dy(1,2) (E_{1s} - E_{2s}) + df dy(2,2) (E_{1s} - E_{2p}) \right. \\
&\left. + df dy(3,2) (E_{1s} - E_c)] + \frac{1}{n_H k J} \left(\frac{d\Gamma}{df_{2p}} - \frac{d\Lambda}{df_{2p}} \right) \right\}, \tag{5.19}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
df dy(4,3) &= \frac{2}{3} \left\{ \frac{1}{kJ} [df dy(1,3) (E_{1s} - E_{2s}) + df dy(2,3) (E_{1s} - E_{2p}) \right. \\
&\left. + df dy(3,3) (E_{1s} - E_c)] + \frac{1}{n_H k J} \left(\frac{d\Gamma}{df_c} - \frac{d\Lambda}{df_c} \right) \right\}, \tag{5.20}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
df dy(4,4) &= \frac{2}{3} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} + \frac{1}{kJ} [df dy(1,4) (E_{1s} - E_{2s}) + df dy(2,4) (E_{1s} - E_{2p}) \right. \\
&\left. + df dy(3,4) (E_{1s} - E_c)] + \frac{1}{n_H k J} \left(\frac{d\Gamma}{dT} - \frac{d\Lambda}{dT} \right) \right\}. \tag{5.21}
\end{aligned}$$

- Derivadas de $dydx(1)$, $dydx(2)$, $dydx(3)$ e $dydx(4)$ em relação a θ , ou seja, derivadas em relação a x , que é a derivada de segunda ordem das funções citadas:

$$\begin{aligned}
dfdx(1) = & -n_e \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e \exp\left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T}\right) [dydx(1) + dydx(2) + dydx(3)] \\
& + n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e dydx(2) + \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \left[dydx(3) n_H f_{2p} + \frac{dn_H}{d\theta} f_c f_{2p} \right. \\
& \left. + dydx(2) f_c n_H \right] + n_e \alpha_{2s} dydx(3) - dydx(1) [n_e \gamma_{2s \rightarrow 1s}^e \\
& + 3n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_e \gamma_{2 \rightarrow c} + \beta_{2s} A_{2s \rightarrow 1s} + P_{2s} + 3n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p] \\
& - f_{2s} \left[\frac{dP_{2s}}{d\theta} + \frac{d\beta_{2s}}{d\theta} A_{2s \rightarrow 1s} + \frac{dn_H}{d\theta} 3f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \right. \\
& \left. + dydx(3) 3n_H \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \right], \tag{5.22}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdx(2) = & -n_e 3\gamma_{2p \rightarrow 1s}^e \exp\left(\frac{-1,184 \times 10^5}{T}\right) [dydx(1) + dydx(2) + dydx(3)] \\
& + n_e 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^e dydx(1) + 3\gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \left[dydx(3) n_H f_{2s} + \frac{dn_H}{d\theta} f_c f_{2s} \right. \\
& \left. + dydx(1) f_c n_H \right] + n_e \alpha_{2p} dydx(3) - dydx(2) [n_e \gamma_{2p \rightarrow 1s}^e \\
& + n_e \gamma_{2p \rightarrow 2s}^e + n_e \gamma_{2 \rightarrow c} + \beta_{2p} A_{2p \rightarrow 1s} + P_{2p} + n_H f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p] \\
& - f_{2p} \left[\frac{dP_{2p}}{d\theta} + \frac{d\beta_{2p}}{d\theta} A_{2p \rightarrow 1s} + \frac{dn_H}{d\theta} f_c \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \right. \\
& \left. + dydx(3) n_H \gamma_{2p \rightarrow 2s}^p \right], \tag{5.23}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdx(3) = & -n_e \gamma_{1 \rightarrow c} [dydx(1) + dydx(2) + dydx(3)] + n_e \gamma_{2 \rightarrow c} [dydx(1) + dydx(2)] \\
& + dydx(1) P_{2s} + \frac{dP_{2s}}{d\theta} f_{2s} + dydx(2) P_{2p} + \frac{dP_{2p}}{d\theta} f_{2p} \\
& - dydx(3) n_e (\alpha_{2s} + \alpha_{2p}), \tag{5.24}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dfdx(4) = & \frac{2}{3} \left\{ dydx(4) \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} - T \left(\frac{d\rho}{d\theta} \right)^2 \frac{1}{\rho^2} + T \frac{d^2 \rho}{d\theta^2} \frac{1}{\rho} + [dfdx(1) (E_{1s} - E_{2s}) + dfdx(2) \right. \\
& (E_{1s} - E_{2p}) + dfdx(3) (E_{1s} - E_c)] \frac{1}{kJ} - \frac{dJ}{d\theta} \frac{1}{kJ^2} [dydx(1) (E_{1s} - E_{2s}) \\
& + dydx(2) (E_{1s} - E_{2p}) + dydx(3) (E_{1s} - E_c)] + \left(\frac{d\Gamma}{d\theta} - \frac{d\Lambda}{d\theta} \right) \frac{1}{n_H k J} \\
& \left. - \frac{dn_H}{d\theta} (\Gamma - \Lambda) \frac{1}{n_H^2 k J} - \frac{1}{n_H k J^2} \frac{dJ}{d\theta} (\Gamma - \Lambda) \right\}. \tag{5.25}
\end{aligned}$$

Todas as derivadas necessárias para resolver as equações acima, apesar de omitidas aqui, também foram inseridas nessa *subrotina*. Com isso encerramos a *jacobn* e o programa segue com os procedimentos para a resolução das equações diferenciais (*subrotinas Ludcamp*,

Lubksb e *stiff*), dando um total de 650 pontos como resultado para cada variável armazenada, que são salvas pela *subrotina resultados*. Cada etapa de integração requer uma chamada a *jacobn* e três chamadas a *Derivs* (uma para obter $dydx(i)$ antes da *subrotina stiff*, que salvará esse resultado inicial, mais duas dentro de *stiff*). Todos os resultados foram analisados utilizando programas construídos em IDL como função da variável χ definida pela Equação (5.5).

Capítulo 6

Resultados e Conclusões

Neste capítulo apresentamos os resultados obtidos com a resolução da equação do calor e das demais equações pertinentes a sua resolução. Determinamos o perfil de temperatura obtido com e sem raios-X, assim como as taxas de aquecimento e resfriamento em todo o tubo de acreção, dentre outros parâmetros.

Os perfis de temperatura mostrados abaixo foram calculados para o raio interno do sistema $r_m = r_{in}$ e com os parâmetros definidos na Tabela (5.2). Todos os perfis estão em termos da variável χ , definida pela Equação (5.5), onde $\chi = 0,3$ representa o início do tubo, próximo ao disco, e $\chi = 1$ o final do tubo, próximo à superfície da estrela. Os parâmetros adotados nesse modelo são para um objeto estelar jovem, ainda na fase pré-sequência principal, com massa próxima a uma massa solar e taxa de acreção de massa de $10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ (Tabela 5.2). Este valor para taxa de acreção representa um valor medido para T Tauri clássicas de altas taxas de acreção. Ele foi utilizado apenas para ser possível comparar nossos resultados com os obtidos por Martin (1996). Valores em torno de $10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ são mais representativos para T Tauri clássicas em geral.

6.1 Perfil de temperatura sem aquecimento por Raios-X

Para comparação dos nossos resultados com os resultados obtidos por Martin (1996), inicialmente calculamos o perfil de temperatura sem aquecimento adicional por raios-X, e com a inclusão das fontes de aquecimento e resfriamento, indicadas por ele, que possuem influência na estrutura de temperatura do gás.

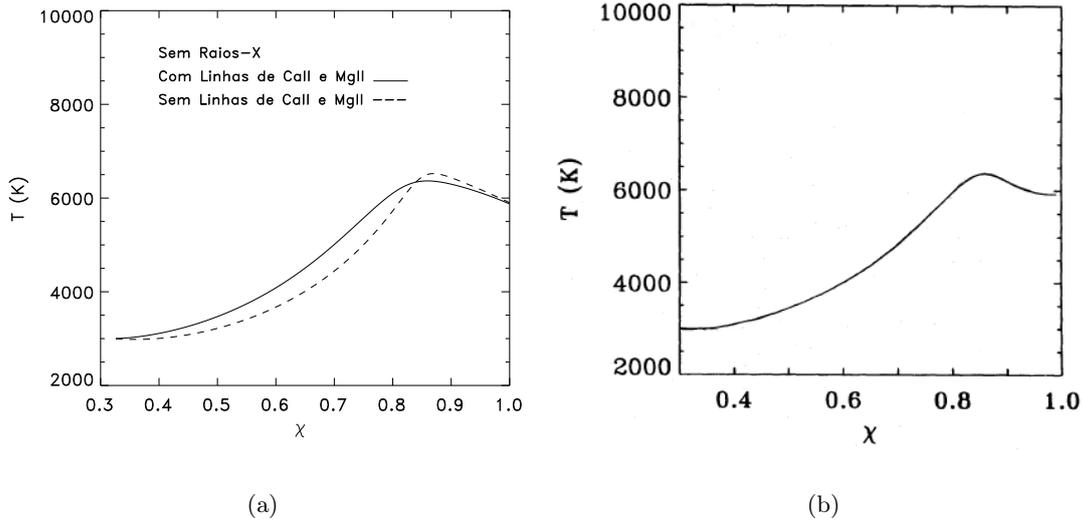


Figura 6.1: Estrutura térmica do gás em todo o tubo de acreção, para a linha de fluxo mais interna ($r_m = r_{in}$). (a) A curva tracejada representa o perfil de temperatura calculado sem as linhas de Mg II e Ca II e a curva sólida é o perfil calculado com essas linhas. As duas curvas foram obtidas sem o aquecimento adicional por raios-X. (b) Perfil obtido por Martin (1996) com as linhas de Ca II e Mg II.

Na Figura 6.1(a) vemos o perfil de temperatura sem resfriamento devido às linhas de Ca II e Mg II (linha tracejada) e com as linhas de Ca II e Mg II (linha sólida). Apesar da aproximação feita para calcular a contribuição da linha de Ca II para o perfil de temperatura (Capítulo 4), o resultado final concorda com o obtido em Martin (1996), que pode ser visto na Figura 6.1(b) para comparação. O pico de temperatura também não varia muito entre as duas curvas da Figura 6.1(a), uma diferença de apenas ~ 197 K, com a temperatura máxima chegando a pouco mais de 6500 K sem as linhas de Ca II e Mg II. Devido às linhas de Ca II e Mg II funcionarem como um termostato, observa-se que a curva sólida desloca-se para a esquerda, que é a região onde essas linhas funcionam como fontes de aquecimento, como será visto adiante, aumentando a temperatura do gás. Nos dois casos, o gás nas

proximidades da superfície da estrela é mais resfriado do que aquecido, ou seja os termos de resfriamento passam a superar os termos de aquecimento, o que provoca esse pico na temperatura observado nas curvas.

Para verificar a importância dos termos adicionais de aquecimento e resfriamento, consideramos somente o aquecimento devido à compressão adiabática na Equação do calor, isto é, resolvemos a Equação (2.16) sem os dois últimos termos do lado direito. Na Figura (6.2), vemos a importância da inclusão desses termos, sem os quais a temperatura do funil aumenta muito, com o gás comportando-se adiabaticamente.

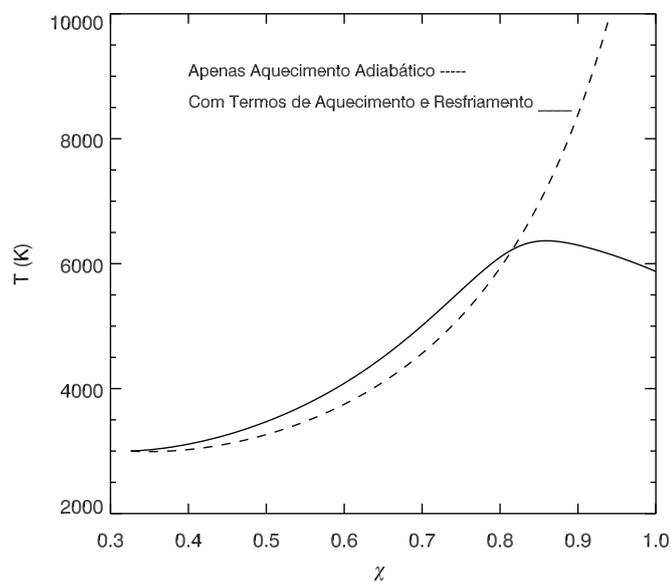


Figura 6.2: Perfil de temperatura nas colunas de acreção. Curva tracejada: sem os termos adicionais para aquecimento e resfriamento, com apenas a compressão adiabática. Curva sólida: com os termos adicionais.

6.2 Perfil de temperatura com aquecimento por raios-X

Apesar de todos os mecanismos de aquecimento e resfriamento considerados, o perfil de temperatura obtido, quando usado em modelos de transferência radiativa (Muzerolle et al. 1998a), não reproduz os perfis de linha observados em estrelas T Tauri clássicas. O modelo de temperatura de Hartmann et al. (1982), usado atualmente e que reproduz os perfis de linhas observados (Figura 6.3, onde também pode ser visto o perfil da Figura 6.1(a) para comparação), são ajustados de maneira *ad-hoc*, onde o valor máximo da temperatura no

funil é escolhido pelo usuário, ao invés de ser obtido de maneira física pelos parâmetros do sistema. Por isso, acreditamos que outras fontes poderiam ser acrescentadas ao modelo de Martin (1996), reproduzido neste trabalho, que poderiam ser importantes para as colunas de acreção e poderiam melhorar este modelo. Por isso incluímos os raios-X como fontes de aquecimento adicional para o tubo de acreção.

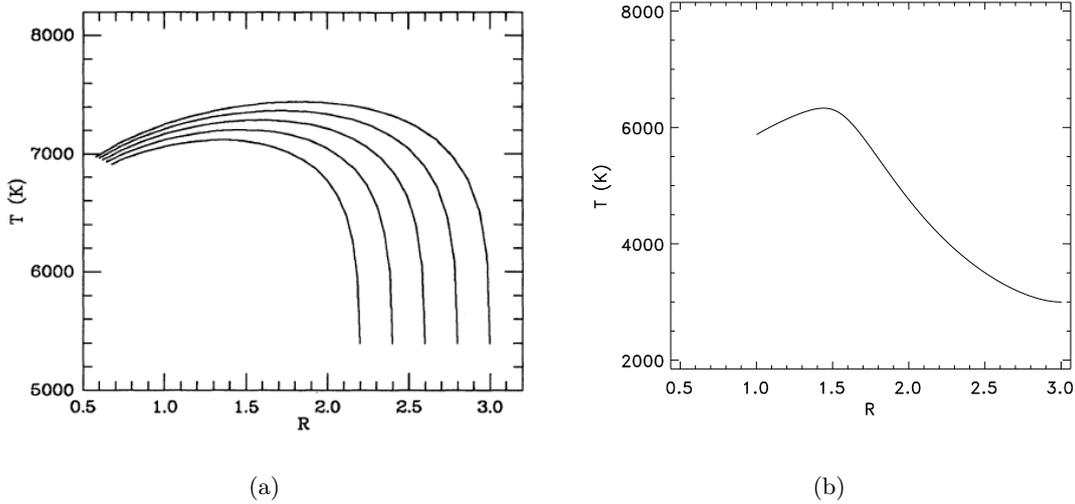


Figura 6.3: Perfil de temperatura nas colunas de acreção em função da distância R desde a estrela, onde em $R = 0,5$ está a estrela e a partir de $R = 2,2$ encontra-se o disco de acreção. (a) Perfil obtido por Hartmann et al. (1982) para diferentes linhas de fluxo. (b) Perfil de temperatura da Figura 6.1(a), curva sólida, para melhor comparação dos resultados.

Com a inclusão de raios-X, obtivemos a estrutura de temperatura mostrada na Figura (6.4). Este resultado foi calculado para uma luminosidade de raios-X igual a $L_X = 10^{31}$ erg/s e temperatura do plasma de $kT_X = 2$ keV. Esse é um valor padrão se considerarmos a estrela numa fase de poucas erupções. Com essa luminosidade, vemos que o gás é aquecido de forma não relevante por raios-X (comparado ao perfil sem raios-X).

Na Figura (6.5), vemos o perfil de temperatura para diferentes valores para a luminosidade de raios-X, variando desde $L_X = 10^{31}$ até 8×10^{32} erg/s (luminosidades com valores menores tiveram nenhuma influência no perfil de temperatura). Para comparar mostramos também o perfil sem aquecimento por raios-X. O aumento significativo da temperatura devido aos raios-X só é observado para luminosidades acima de 10^{31} erg/s, que conforme discutido no Capítulo (4), são luminosidades esperadas para o período de erupções estelares, o que a princípio limita o resultado a estrelas com alta luminosidade em raios-X. Entretanto,

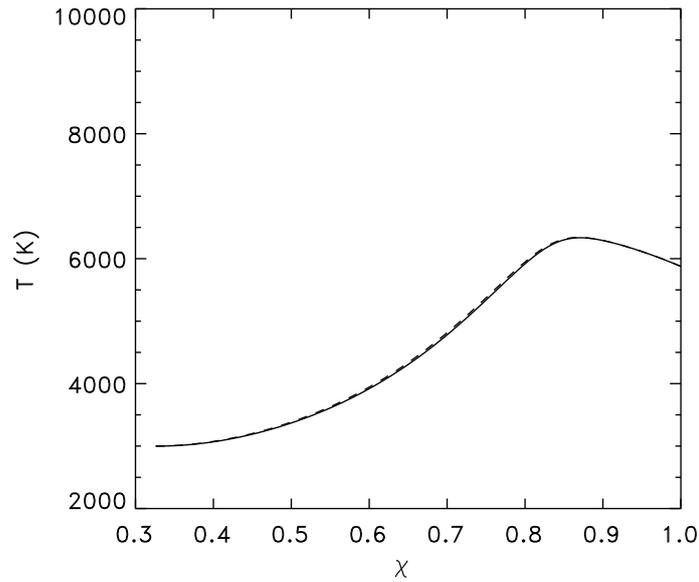


Figura 6.4: Estrutura térmica do gás em todo o tubo de acreção, para a linha de fluxo mais interna ($r_m = r_{in}$). Perfil com e sem raios-X, para uma luminosidade de raios-X de 10^{31} erg/s.

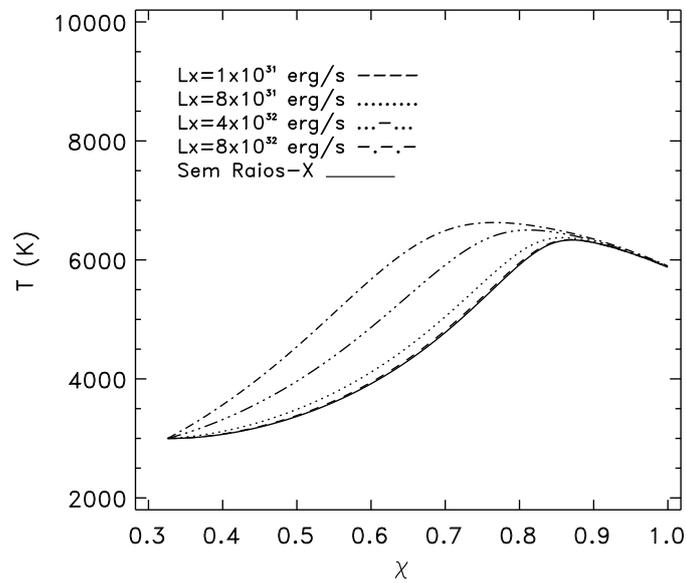


Figura 6.5: Estrutura térmica do gás em todo o tubo de acreção, para a linha de fluxo mais interna ($r_m = r_{in}$). Perfil para diferentes valores de L_X variando desde 1×10^{31} até 8×10^{32} erg/s, conforme legenda na figura.

observações mostram que em muitas estrelas T Tauri, as erupções são frequentes (em média, uma vez por semana) e podem durar de minutos a horas ou até mesmo dias, segundo as estatísticas do Chandra Orion Ultradeep Project (COUP) (Wolk et al. 2005). Podemos ver também altas luminosidades em algumas estrelas na Tabela (4.1), onde vemos casos de erupções extremas.

6.3 Taxas de aquecimento

As taxas de aquecimento estão detalhadas na Figura (6.6), onde podemos identificar as principais fontes de aquecimento. A compressão adiabática (linha sólida) domina em quase todo tubo de acreção, e é a fonte de aquecimento mais efetiva a partir de $\chi \approx 0,4$, o que leva a um aumento contínuo na temperatura. É importante notar que o aquecimento adiabático passa a acontecer apenas a partir de $\chi \approx 0,35$. Isto é uma consequência da própria geometria do fluxo de acreção, onde na base do disco o gás está expandindo, o que leva a um resfriamento do gás, pois o termo $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla} n_H)$ na equação do calor passa a agir como uma fonte de resfriamento. Este resfriamento devido à expansão adiabática, para $\chi \leq 0,35$, está identificado na Figura (6.8). A fotoionização (Figura 6.6, linha pontilhada), não é uma boa fonte de aquecimento, sendo um pouco mais importante no final do funil, próximo à superfície estelar. Devido à fotoionização ter apresentado esses baixos valores, não incluímos o processo inverso, ou seja, a recombinação radiativa (que funcionaria como fonte de resfriamento), que também apresentaria taxas muito baixas. Na Figura (6.6), a linha tracejada representa a taxa de aquecimento por raios-X, para $L_X = 10^{31}$ erg/s. Para este valor de luminosidade, a contribuição do aquecimento por raios-X não é muito relevante, principalmente nas regiões mais próximas à estrela, onde o aquecimento é dominado pela compressão adiabática.

A taxa de aquecimento por raios-X é diretamente proporcional à L_X . Dessa forma, quanto maior a luminosidade em raios-X maior será a taxa de aquecimento. Isto pode ser observado na Figura (6.7), onde o aquecimento perto do disco passa a ter uma maior influência dos raios-X, o que explica o aumento de temperatura para regiões mais próximas do disco à medida que a luminosidade de raios-X aumenta (ver Figura 6.5). Porém isso não significa que a taxa de aquecimento por raios-X seja maior nas proximidades do disco (como pode ser visto na própria figura). Todo tubo de acreção é quase que igualmente aquecido por raios-X, mas nas regiões próximas ao disco outras fontes de aquecimento não possuem

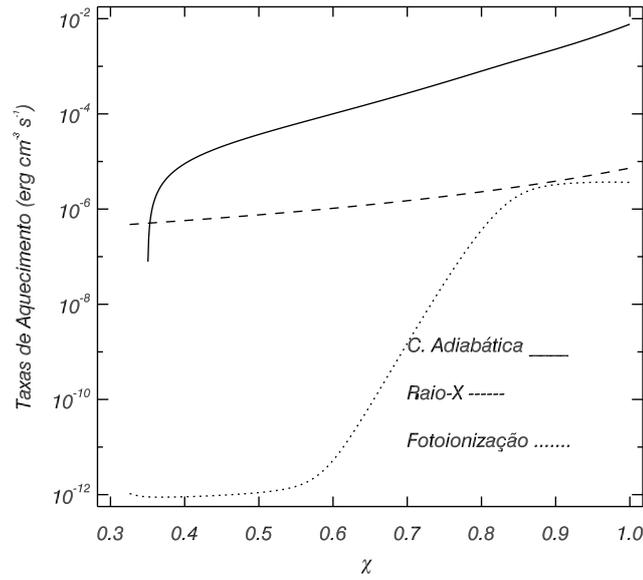


Figura 6.6: Taxas de aquecimento para o perfil de temperatura mostrado na Figura (6.4). Linha sólida: compressão adiabática. Linha pontilhada: fotoionização. Linha tracejada: raios-X.

valores apreciáveis, de forma que os raios-X passam a ser importantes nessa região do tubo.

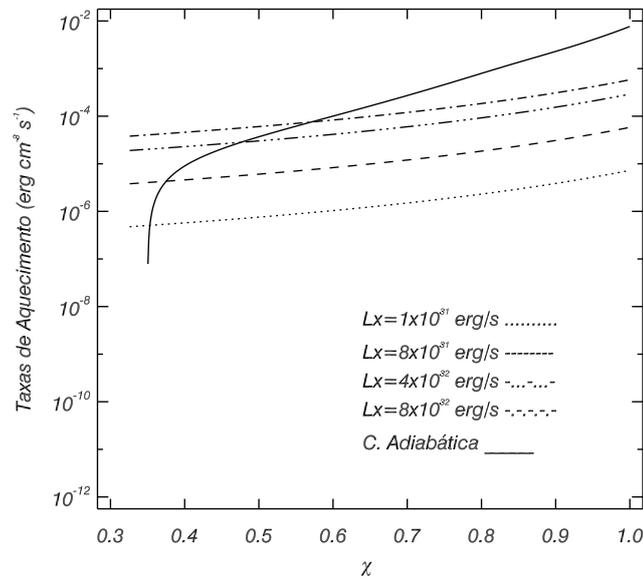


Figura 6.7: Taxas de aquecimento por compressão adiabática e por raios-X para diferentes luminosidades de raios-X, conforme Figura (6.5).

6.4 Taxas de resfriamento

As taxas de resfriamento são mostradas na Figura (6.8), onde vemos que a principal fonte de resfriamento é a emissão de radiação devido à transição livre-livre. Este é um efeito esperado para regiões em alta temperatura, onde devido à ionização dos átomos pesados (o que já é observado desde a base da coluna perto do disco), existem mais elétrons e íons disponíveis para interagirem entre si. A taxa de resfriamento por expansão adiabática só tem efeitos até $\chi \approx 0,35$, onde em apenas um pequeno valor de χ ela supera a radiação por bremsstrahlung.

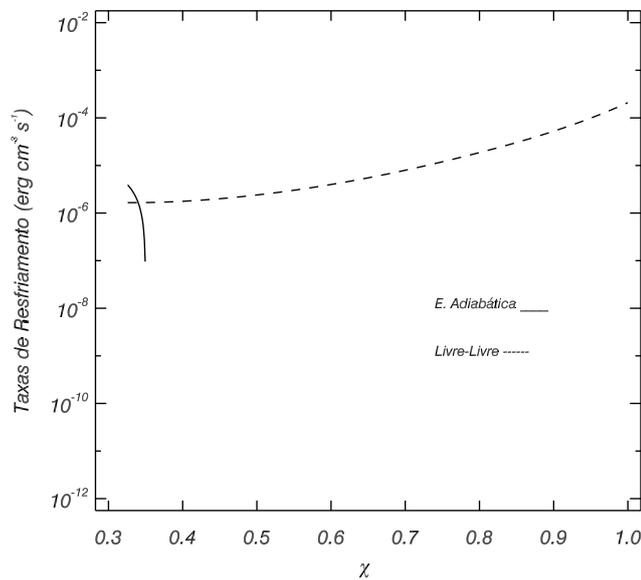


Figura 6.8: Taxas de resfriamento. Linha sólida: expansão adiabática. Linha tracejada: radiação por bremsstrahlung.

6.5 Taxas de aquecimento e resfriamento devido às linhas de Ca II e Mg II

Como mencionado no Capítulo (4), as linhas de Ca II e Mg II funcionam como um termostato para o gás: ora funcionam como fontes de aquecimento e ora como fontes de resfriamento. Em baixas temperaturas a desexcitação colisional supera o decaimento radiativo (pois o decaimento radiativo depende do campo de radiação), o que ocasiona o aquecimento do gás, uma vez que o elétron livre é acelerado ao colidir com o átomo. Já no decaimento

radiativo o gás libera fótons para o meio (o que ocasiona o resfriamento do gás). Em contraste, em temperaturas mais altas, o decaimento radiativo supera a desexcitação colisional, provocando o resfriamento do gás. Dessa forma, abaixo de $\chi \sim 0,65$ ($T \sim 4000$ K), as linhas de Mg II e as de Ca II funcionam como fontes de aquecimento e acima de $\chi \sim 0,65$ funcionam como fontes de resfriamento. Isto pode ser visto na Figura (6.9), onde mostramos o valor absoluto das taxas de aquecimento e resfriamento devido a essas linhas. É importante notar que devido ao aumento da temperatura nas proximidades do disco, provocado pela variação da luminosidade de raios-X (ver Figura 6.5), ocorre um deslocamento, na direção do disco, do ponto de transição de aquecimento para resfriamento devido às linhas de Mg II e Ca II.

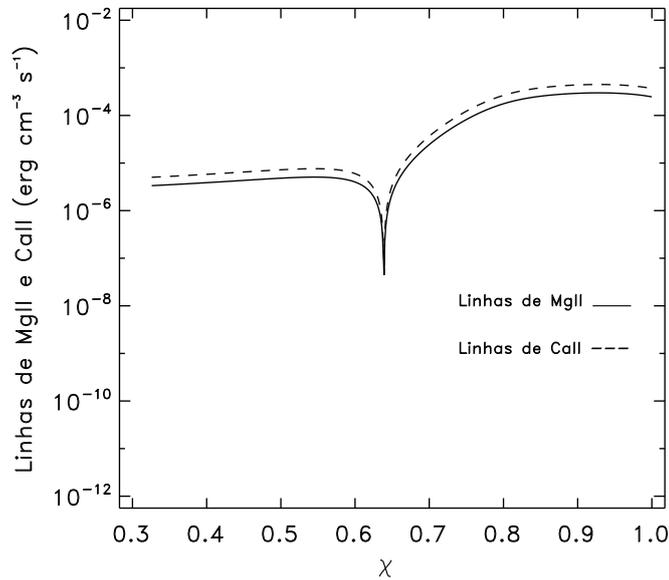


Figura 6.9: Taxas de resfriamento e aquecimento, devido às linhas de Ca II e Mg II. Linha sólida: Mg II. Linha tracejada: Ca II.

6.6 Parâmetros do sistema

A densidade de partículas na coluna é da ordem de 10^{12} cm^{-3} , com comportamento ao longo do funil descrito pela Figura (6.10). Vemos que a densidade é bastante alta no fluxo de acreção e não varia muito ao longo do funil, exceto próximo à estrela onde o afinilamento da coluna é mais intensificado. Altas densidades são de extrema importância para o resfriamento por bremsstrahlung e aquecimento por compressão adiabática.

A taxa de fotoionização, em unidades de s^{-1} , é mostrada juntamente com a taxa de

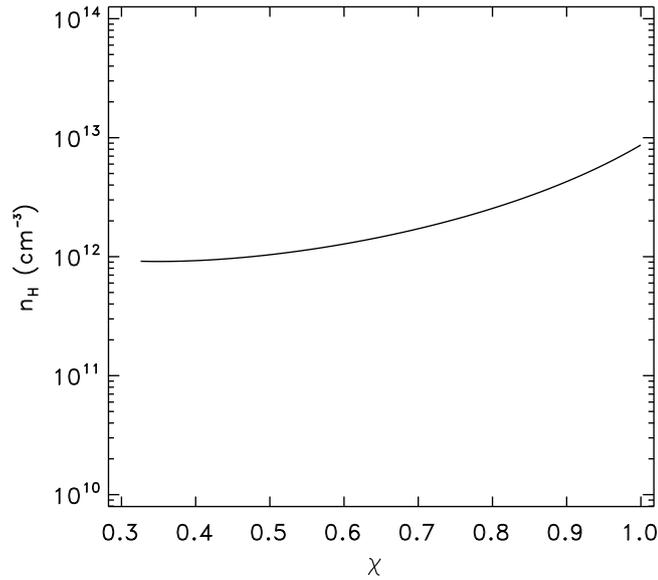


Figura 6.10: Densidade de hidrogênio ao longo do tubo de acreção, para $r_m = r_{in}$.

ionização colisional na Figura (6.11), para ionização do átomo de hidrogênio a partir do nível $2p$. O resultado para a taxa de fotoionização a partir do nível $2s$ é semelhante ao da taxa para o nível $2p$ e como vimos no Capítulo (3), as taxas de ionização colisional para os níveis $2s$ e $2p$ são iguais. A ionização colisional a partir do estado fundamental do átomo produziu resultados muito baixos, praticamente insignificantes para a ionização do gás. Isto revela que apesar da alta temperatura nas colunas de acreção, esta, não possui muitos elétrons energéticos o suficiente para superar, colisionalmente, a energia de ligação do estado fundamental do átomo de hidrogênio. A taxa de fotoionização é $\sim 10^3$ vezes maior que a taxa de ionização colisional, e estes resultados mostram que os fótons de Balmer são uma importante fonte de ionização para o gás.

Na Figura (6.12), apresentamos as densidades fracionais de população (Equação 2.14) nos níveis considerados do átomo de hidrogênio, que é simplesmente a densidade populacional no nível em relação à densidade total. Encontramos baixas frações de ionização do hidrogênio ao longo do funil, de forma que o gás está apenas parcialmente ionizado. A linha tracejada representa a população fracional no nível $2s$. A linha pontilhada é a densidade fracional para o nível $2p$. A população nesses níveis é devido, principalmente, às transições colisionais desde o estado fundamental. A linha sólida é a densidade fracional do contínuo, ou seja, é a fração de ionização dos átomos de hidrogênio. Apesar de omitido aqui, a maior parte da

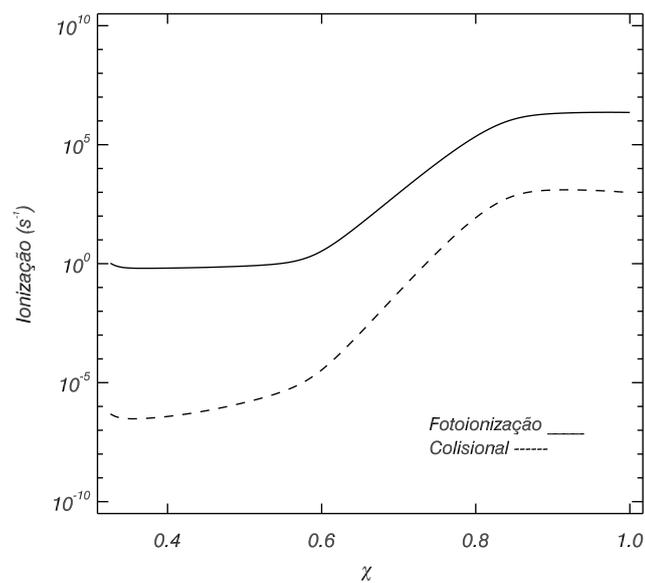


Figura 6.11: Taxas de ionização (multiplicadas pela densidade n_j) a partir do nível $2p$. Linha sólida: fotoionização. Linha tracejada: ionização colisional.

população do gás está no estado fundamental, ou seja, no nível $1s$.

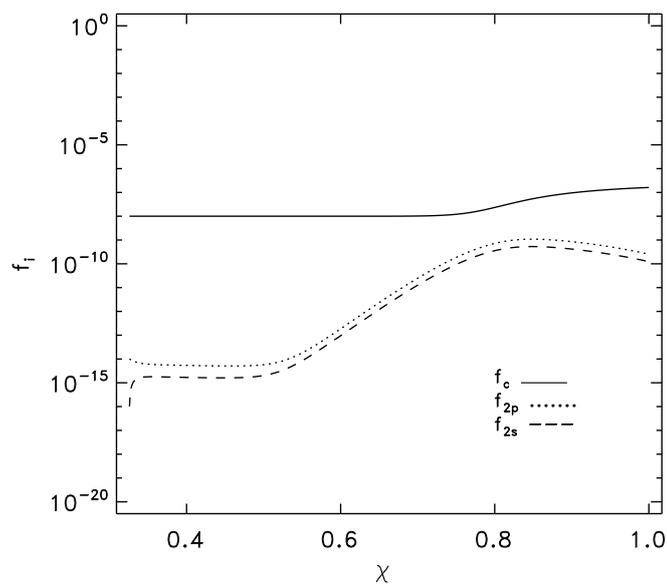


Figura 6.12: Densidade populacional por nível do átomo de hidrogênio.

6.7 Perfil de temperatura para diferentes valores dos parâmetros do sistema

É de grande interesse saber como varia o perfil de temperatura com os parâmetros do sistema escolhidos. A temperatura da estrela ($3000\text{K} \lesssim T_* \lesssim 5000\text{K}$) não apresentou muita importância no perfil de temperatura. Isto era de se esperar, uma vez que os fótons no contínuo de Balmer são provenientes principalmente da mancha quente provocada pelo choque de acreção (com $T_h \approx 8000\text{K}$ para o intervalo de T_* mostrado acima, ou seja, T_h é uma constante enquanto variamos a temperatura da estrela), de forma que a radiação proveniente da fotosfera estelar é termicamente pouco importante para o gás no funil.

A temperatura inicial, ou seja, a temperatura na base do disco, não muda o perfil de temperatura apreciavelmente em termos do pico de temperatura, que permanece quase que inalterado para diferentes valores da temperatura inicial. Isto pode ser visto na Figura (6.13), onde temos o perfil de temperatura para $T_i = 3000\text{K}$ (linha sólida), $T_i = 4000\text{K}$ (linha pontilhada) e $T_i = 5000\text{K}$ (linha tracejada). Quanto maior a temperatura na base do disco, mais uniforme é a temperatura ao longo do funil.

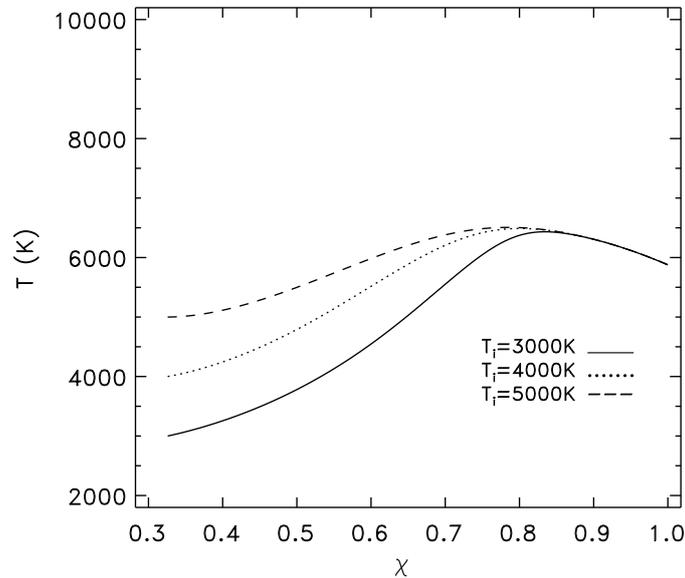


Figura 6.13: Estrutura de temperatura ao longo do funil para os dados da Tabela (5.2) e para $L_X = 10^{31}\text{ erg/s}$, variando a temperatura inicial de 3000 K até 5000 K.

O perfil de temperatura para diferentes linhas de fluxo está mostrado na Figura (6.14).

A linha sólida representa a linha mais interna do fluxo, onde $r_m = r_{in}$, que é a linha com a qual todos os cálculos mostrados até aqui foram feitos. A linha pontilhada representa a linha de fluxo média entre o raio mais interno e o mais externo da base do tubo de acreção (ver Figura 2.1 para referência), ou seja, $r_m = (r_{in} + r_{ext})/2$. A linha tracejada representa a linha de fluxo mais externa do tubo de acreção, onde $r_m = r_{ext}$.

Uma vez que a geometria do tubo domina o aquecimento em uma boa parte do tubo de acreção (para baixos valores da luminosidade de raios-X), as variáveis necessárias em seu cálculo são de extrema importância para o perfil de temperatura. Como a taxa de aquecimento por compressão adiabática é dependente de n_H , então o perfil de temperatura está fortemente relacionado com a densidade de hidrogênio, que por sua vez depende da taxa de acreção de massa \dot{M} , raio interno r_{mi} , raio externo r_{me} , e raio de truncamento r_m (o que explica a variação no perfil de temperatura na Figura (6.14), para diferentes r_m). Dentre estas variáveis, a taxa de acreção de massa é a de maior importância, pois a densidade n_H é diretamente proporcional a ela, de forma que um aumento (ou diminuição) na ordem de grandeza da taxa de acreção, ocasiona um aumento (ou diminuição) na ordem de grandeza da densidade de hidrogênio. Esta variação tem grande influência no perfil de temperatura do gás. Isto pode ser visto na Figura (6.15) onde variamos a taxa de acreção de massa de 10^{-6} até $10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$. Estes valores são todos possíveis para estrelas T Tauri clássicas. É observado na figura que, quanto menor a taxa de acreção, maior a temperatura máxima no funil. Apesar das taxas de aquecimento serem menores para taxas de acreção menores, as taxas de resfriamento são muito menos eficientes, o que no geral leva ao aquecimento do tubo.

6.8 Conclusões

Neste trabalho calculamos a estrutura térmica para o gás nas colunas de acreção em estrelas T Tauri clássicas. Usamos o formalismo do modelo de acreção magnetosférica, que sugere que a estrela possui um campo magnético suficientemente forte (~ 1 kG) para truncar o disco de acreção a uma distância de alguns raios estelares. A partir desse ponto, o gás passa a seguir as linhas de campo (suposto dipolar) e cai na estrela com velocidade de queda livre, formando colunas de acreção.

O perfil de temperatura, nessa região, foi obtido com a resolução da equação de calor aco-

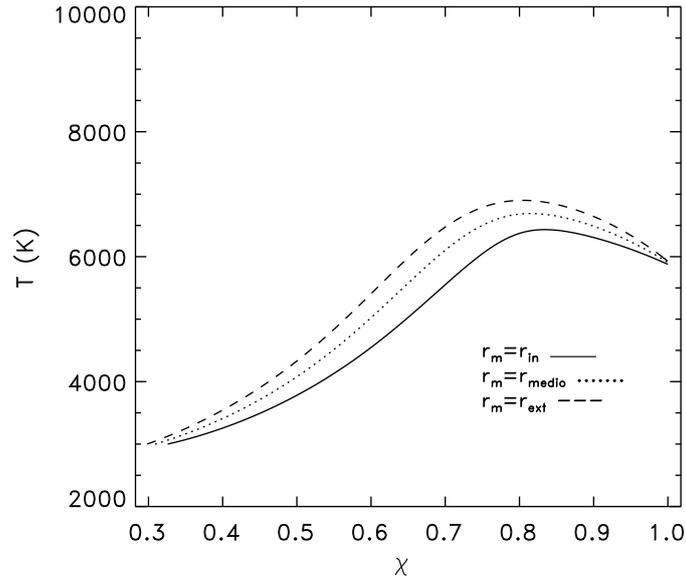


Figura 6.14: Estrutura de temperatura ao longo do funil para os dados da Tabela (5.2) e para $L_X = 10^{31}$ erg/s, variando o raio de truncamento.

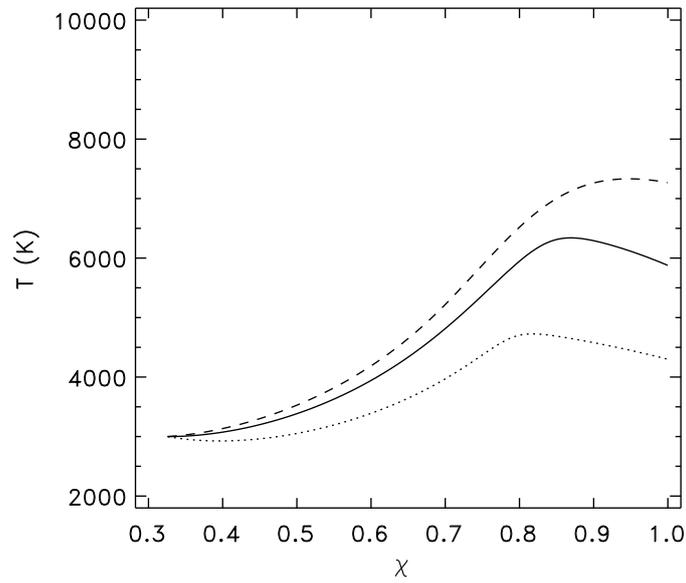


Figura 6.15: Estrutura de temperatura ao longo do funil para os dados da Tabela (5.2) e para $L_X = 10^{31}$ erg/s, variando a taxa de acreção de massa. Linha pontilhada: $\dot{M} = 10^{-6} M_\odot/\text{ano}$. Linha sólida: $\dot{M} = 10^{-7} M_\odot/\text{ano}$. Linha tracejada: $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$.

plada às equações de taxas de transições para o átomo de hidrogênio, considerando diferentes fontes de aquecimento e resfriamento. Obtivemos com isso os seguintes resultados:

- O gás no tubo de acreção é principalmente aquecido por compressão adiabática, que é um resultado da geometria do próprio tubo de acreção que tende a afunilar-se nas regiões mais próximas à estrela. A expansão adiabática também é importante para o resfriamento do gás, porém somente em uma região muito próxima do disco.
- Os raios-X mostraram-se uma importante fonte de aquecimento para altas luminosidades ($L_X > 10^{31}$ erg/s), ou seja, para estrelas em períodos de muitas erupções. Para luminosidades menores não foram observadas mudanças significativas no perfil de temperatura, apresentando taxas de aquecimento muito baixas. Quanto mais alta a luminosidade de raios-X, mais altas são as taxas de aquecimento por raios-X e mais o perfil de temperatura é influenciado por esta fonte, o que faz com que o pico de temperatura tenda a regiões mais próximas do disco.
- O gás é principalmente resfriado por radiação livre-livre e pelas linhas de Mg II e Ca II que funcionam como fontes de aquecimento e resfriamento, dependendo das condições da região do gás.
- A taxa de acreção de massa é um fator importante na definição do perfil de temperatura das colunas de acreção.
- O átomo de hidrogênio é principalmente ionizado por fótons no contínuo de Balmer, onde os processos de ionização colisional não são importantes.

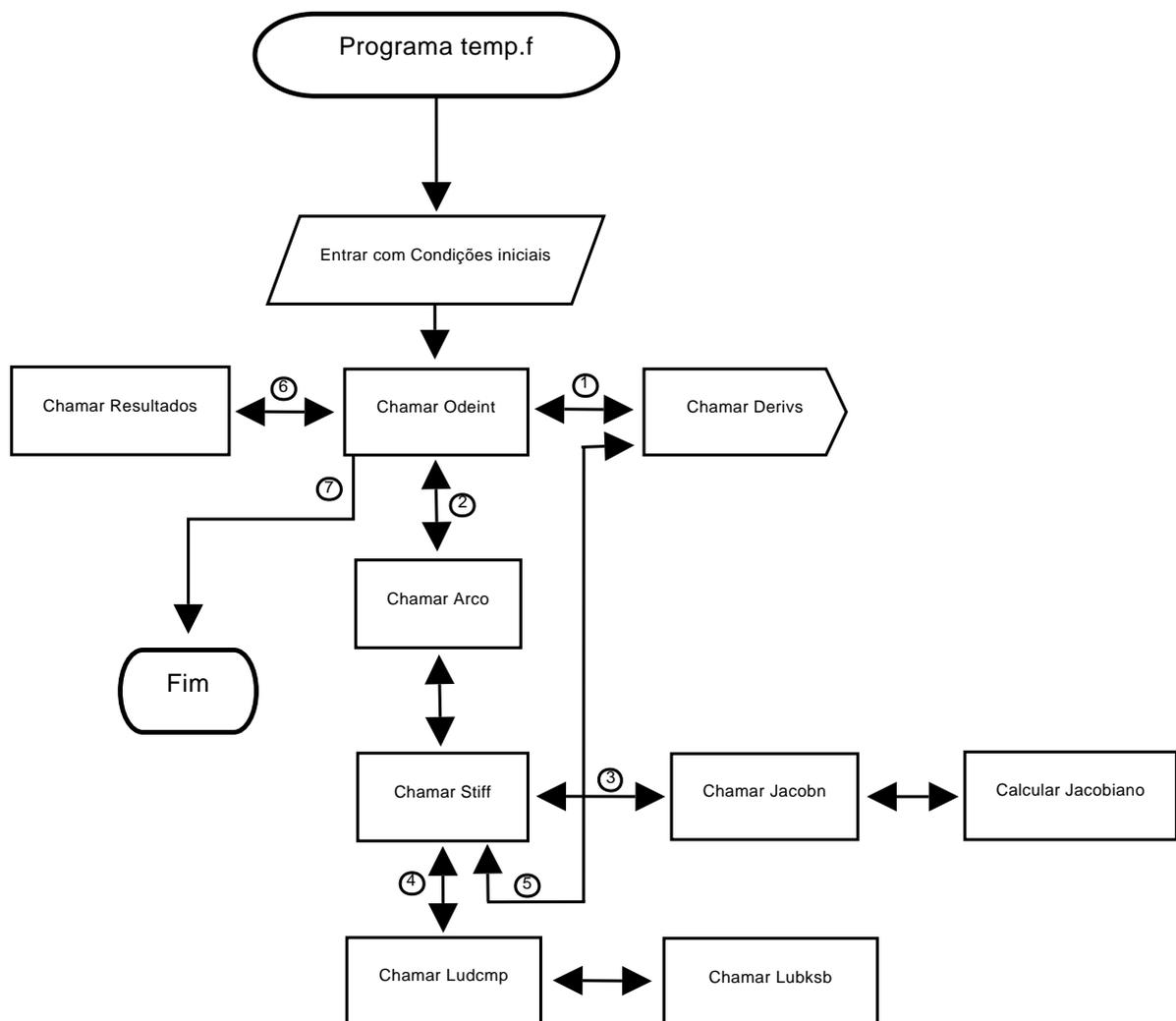
6.9 Perspectivas

Como discutido no Capítulo (3), incluímos os raios-X apenas como fonte de aquecimento para o gás. Porém, estes devem também ser incluídos como fonte de ionização para o átomo de hidrogênio presente no gás. Esta modificação pode provocar mudanças nos resultados referentes aos raios-X apresentados aqui, uma vez que o aquecimento por raios-X mostrou-se uma importante fonte de aquecimento, de forma que poderão ser importantes também na ionização do hidrogênio. Dessa forma, o próximo passo deste trabalho é acrescentar a ionização por raios-X as equações de taxas de transição para o átomo de hidrogênio (Equação 2.45).

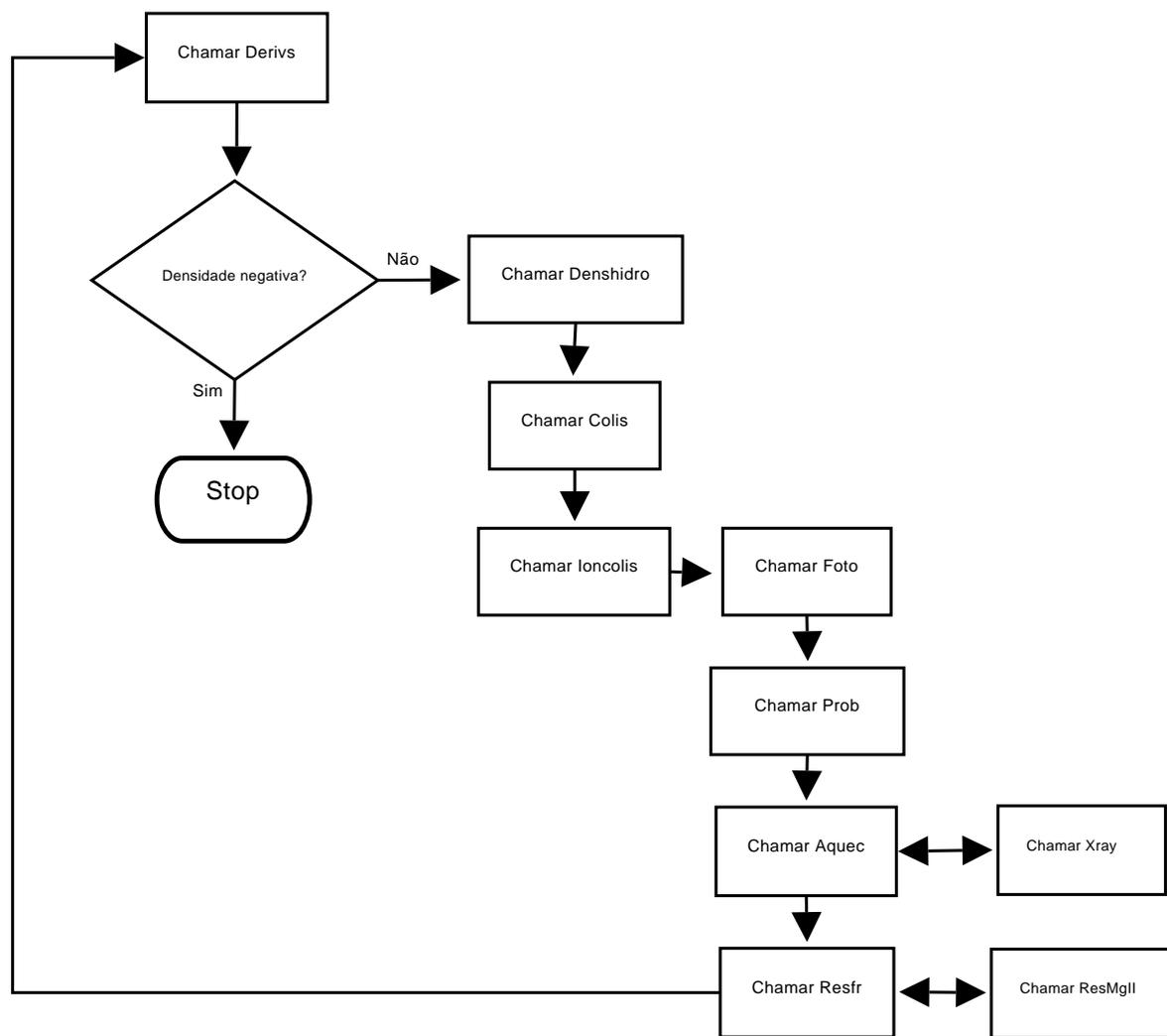
Posteriormente pretendemos aplicar o perfil de temperatura obtido com o aquecimento adicional por raios-X, ao modelo de cálculo de perfil de linha de emissão H_α em estrelas T Tauri clássicas (Lima et al. 2010), que atualmente utiliza um modelo de perfil de temperatura *ad-hoc* obtido por Hartmann et al. (1982). Vamos verificar se o perfil de temperatura, calculado neste trabalho de maneira autoconsistente, reproduz às linhas de H_α observadas em estrelas T Tauri clássicas.

Apêndice A

Fluxograma



Legenda: Odeint, Stiff, Ludcmp e Lubksb, são subrotinas do método de integração
Derivs e Jacobn, são subrotinas de entrada de equações e suas derivadas, respectivamente
Arco, subrotina para calcular comprimento de arco
Resultados, subrotina para salvar os dados de saída em arquivos



Legenda: Denshidro, Prob, Colis, Foto, Ioncolis, Aquec, Resfr, Xray e ResMgII, são subrotinas destinadas aos cálculos de parâmetros do sistema

Apêndice B

Tabela de Símbolos

Tabela B.1: Tabela de símbolos usados na dissertação.

Símbolo	Definição
$A_{j \rightarrow j'}$	Coefficiente de Einstein
α_j	Coefficiente de recombinação
$B_\nu(T)$	Função de Planck
β_j	Probabilidade de escape do nível j
C	Constante definida pela Equação (2.31)
c	Velocidade da luz no vácuo
D	Definido pela Equação (2.24)
ε	Energia específica
E	Energia interna
E	Energia do fóton
E_j	Energia de ligação do átomo de hidrogênio
e	Carga do elétron
η	Eficiência no aquecimento
f_j	Densidade fracional de partículas no estado j
$f(v)$	Distribuição de velocidades Maxweliana
F_h	Fração da estrela coberta por mancha quente

Continua na próxima página

Tabela B.1 –Continuação

Símbolo	Definição
F_X	Fluxo de raios-X
g_j	Peso estatístico para o nível j
G	Constante gravitacional
g_j	Taxa de absorção
\bar{g}_{ff}	Fator de Gaunt
Γ	Taxa de aquecimento por unidade de volume
$\gamma_{j \rightarrow j'}$	Coefficiente de transição do nível j para o j'
h	Constante de Planck
H_X	Taxa de deposição de energia
I	Campo de radiação externo
J	Definido pela Equação (2.44)
k	Constante de Boltzmann
κ	Coefficiente de absorção
L_X	Luminosidade de raios-X
L_h	Luminosidade da mancha quente
Λ	Taxa de resfriamento por unidade de volume
λ	Comprimento de onda
M_*	Massa da estrela
m_H	Massa do átomo de hidrogênio
\dot{M}	Taxa de acreção de massa
m	Massa do gás
m_e	Massa do elétron
μ	Peso molecular médio
N_H	Densidade colunar de hidrogênio
n_H	Densidade populacional de hidrogênio
n_j	Densidade de partículas no nível j
n_p	Densidade de prótons
n_e	Densidade eletrônica

Continua na próxima página

Tabela B.1 –Continuação

Símbolo	Definição
ν_n	Frequência do nível n
ν_B	Frequência de Balmer
P	Pressão
P_j	Probabilidade de fotoionização a partir de j
Q	Calor
q^*	Taxa de energia por unidade de volume
R_H	Constante de Rydberg
$R_{j \rightarrow j'}$	Taxa de transição do nível j para o j'
R_*	Raio da estrela
r_{ext}	Raio externo da coluna de acreção
r_{me}	Raio externo da coluna de acreção no plano médio
r_{in}	Raio interno da coluna de acreção
r_{mi}	Raio interno da coluna de acreção no plano médio
r	Distância radial da estrela até a tubo de acreção
r_m	Raio do plano médio
ρ	Densidade do gás
$S_{j,j'}$	Função fonte
s	Comprimento de arco
$\sigma_{j \rightarrow j'}$	Seção de choque do nível j para o j'
$\sigma_{pe}(E)$	Seção de choque de absorção
τ_X	Profundidade óptica de raios-X
τ_ν	Profundidade óptica para o nível
θ	Ângulo entre r e o plano médio do sistema
T	Temperatura
T_*	Temperatura da estrela
T_h	Temperatura da mancha quente
T_X	Temperatura do plasma
U	Energia interna por unidade de volume

Continua na próxima página

Tabela B.1 –Continuação

Símbolo	Definição
v_Z	Velocidade na direção de Z
v_R	Velocidade na direção de R
V	Volume do gás
v	Volume específico
v_p	Velocidade de queda livre
\vec{v}	Velocidade do gás
\vec{v}_p	Velocidade poloidal do gás
W_*	Fator de diluição da fotosfera estelar
W_h	Fator de diluição da mancha quente
x_e	Abundância de elétrons

Bibliografia

- André, P. & Montmerle, T. 1994, *ApJ*, 420, 837
- Beckwith, S., Sargent, A., Chini, R., & Guesten, R. 1990, *ApJ*, 99, 924
- Boardman, W. J. 1964, *ApJS*, 9, 185
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007, *Protostars and Planets V*, 479
- Camenzind, M. 1990, in *RVMA*, Vol. 3, 234–265
- Castor, J. 2004, *Radiation hydrodynamics* (Cambridge Univ Pr)
- Dalgarno, A., Yan, M., & Liu, W. 1999, *ApJS*, 125, 237
- Donati, J., Jardine, M. M., Gregory, S. G., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 1297
- Donati, J., Jardine, M. M., Gregory, S. G., et al. 2008, *MNRAS*, 386, 1234
- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., et al. 1987, *ApJ*, 321, 473
- Favata, F., Flaccomio, E., Reale, F., et al. 2005, *ApJS*, 160, 469
- Feigelson, E., Giampapa, M., & Vrba, F. 1991, in *The Sun in Time*, Vol. 1, 658–681
- Feigelson, E. D. & Decamp, W. M. 1981, *ApJ*, 243, L89
- Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1999, *AR&A*, 37, 363
- Ferland, G. & Straley, J. 2006, *ASP*, 118, 1176
- Ghosh, P., Pethick, C. J., & Lamb, F. K. 1977, *ApJ*, 217, 578
- Glassgold, A. E., Najita, J., & Igea, J. 1997, *ApJ*, 480, 344

- Glassgold, A. E., Najita, J., & Igea, J. 2004, *ApJ*, 615, 972
- Green, L. C., Rush, P. P., & Chandler, C. D. 1957, *ApJS*, 3, 37
- Grosso, N., Montmerle, T., Feigelson, E., et al. 1997
- Güdel, M. & Nazé, Y. 2009, *A&ARv*, 17, 309
- Hartigan, P., Edwards, S., & Ghandour, L. 1995, *ApJ*, 452, 736
- Hartmann, L., Avrett, E., & Edwards, S. 1982, *ApJ*, 261, 279
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *ApJ*, 426, 669
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Calvet, N., et al. 1998, *ApJ*, 116, 1816
- Hogerheijde, M. R. 1998, Ph.d. thesis, Leiden University
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Igea, J. & Glassgold, A. E. 1999, *ApJ*, 518, 848
- Janev, R., Langer, W., Post Jr, D., & Evans Jr, K. 1987, Elementary processes in hydrogen-helium plasmas: cross sections and reaction rate coefficients, Vol. 4
- Johns-Krull, C. M. 2007, *ApJ*, 664, 975
- Karzas, W. J. & Latter, R. 1961, *ApJS*, 6, 167
- Koenigl, A. 1991, *ApJ*, 370, L39
- Koyama, K., Hamaguchi, K., Ueno, S., Kobayashi, N., & Feigelson, E. 1996, *PASJ*, 48, L87
- Krolik, J. H. & Kallman, T. R. 1983, *ApJ*, 267, 610
- Kwok, S. 2007, *Physics and chemistry of the interstellar medium* (Univ Science Books)
- Lada, C. 1987, in *Star Forming Regions*, Vol. 115, 1–17
- Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *A&A*, 522, A104+
- Lynden-Bell, D. & Pringle, J. E. 1974, *RAS*, 168, 603

- Maciel, W. 2002, *Astrofísica do meio interestelar* (Edusp)
- Martin, S. 1996, *ApJ*, 470, 537
- Meyer, M. R. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 258, *IAU Symposium*, ed. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse, 111–122
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres*, ed. Hevelius, J.
- Mihalas, D. & Weibel-Mihalas, B. 1999, *Foundations of radiation hydrodynamics* (Oxford University Press)
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1998a, *ApJ*, 492, 743
- Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N. 1998b, *AJ*, 116, 455
- Ostriker, E. & Shu, F. 1995, *ApJ*, 447, 813
- Panoglou, D., Cabrit, S., Pineau des Forets, G., Garcia, P., & Ferreira. Comunicação Privada, A&A
- Papaloizou, J. & Terquem, C. 1999, *ApJ*, 521, 823
- Pengelly, R. & Seaton, M. 1964, *MNRAS*, 127, 165
- Press, W., Teukolsky, S., Vetterling, W., & Flannery, B. 1992, *Numerical recipes in Fortran 77: The art of scientific computing* (Cambridge University press)
- Prisinzano, L., Micela, G., Flaccomio, E., et al. 2008, *ApJ*, 677, 401
- Ruden, S., Glassgold, A., & Shu, F. 1990, *ApJ*, 361, 546
- Rybicki, G. & Lightman, A. 1987, *Radiative process in Astrophysics* (Wiley-VCH)
- Scholz, T. T. & Walters, H. R. J. 1991, *ApJ*, 380, 302
- Schulz, N. 2005, *From dust to stars: studies of the formation and early evolution of stars* (Springer Verlag)
- Shang, H., Glassgold, A. E., Shu, F. H., & Lizano, S. 2002, *ApJ*, 564, 853
- Shine, R. A. & Linsky, J. L. 1974, *SoPh*, 39, 49

Shu, F., Adams, F., & Lizano, S. 1987, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 25, 23

Vasconcelos, M. J., Jatenco-Pereira, V., & Opher, R. 2002, ApJ, 574, 847

Wolk, S., Harnden, F., et al. 2005, ApJS, 160, 423

Wolk, S. J., Harnden, Jr., F. R., Flaccomio, E., et al. 2005, ApJS, 160, 423