

**Aplicação do modelo computacional para
magneto-acreção e ventos magneto-centrífugos no cálculo
de perfis de $H\alpha$ de estrelas T Tauri Clássicas**

Tatiana Moura Costa

2014



Universidade Federal de Minas Gerais - UFMG
Instituto de Ciências Exatas - ICEx
Programa de Pós Graduação em Física

Aplicação do modelo computacional para magneto-acreção e ventos
magneto-centrífugos no cálculo de perfis de $H\alpha$ de estrelas T Tauri Clássicas

Tatiana Moura Costa

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

Co-orientador: Prof. Dr^o. Gustavo Henrique Reis de Araújo Lima

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.

*“Desinventar objetos. O pente, por exemplo. Dar ao pente funções de não pentear.
Até que ele fique à disposição de ser uma begônia.”*

Manoel de Barros

Agradecimentos

Agradeço a todos que me apoiaram e me ajudaram a desenvolver esse trabalho. Dentre eles,

Agradeço aos meus orientadores, Silvia e Gustavo, por me aceitarem, ensinarem e apoiarem durante esse processo do mestrado. Sem vocês a conclusão desse trabalho não seria possível. Agradeço ao Luiz Paulo pela paciência e disponibilidade para minhas dúvidas.

Agradeço à minha família e amigos, por toda a “compreensão”, apoio e carinho nessa caminhada.

Aos companheiros do laboratório de Astrofísica, pela constante ajuda e pelos momentos de distração na sala do café. Em especial à Ariana, sempre companheira, e Alana (minha co-co-orientadora) por toda a ajuda.

Agradeço ao departamento de física, aos professores por toda a construção de conhecimento que me proporcionaram e aos amigos da física, que me ajudaram a assimilar os conteúdos. Por fim, agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro.

Resumo

Estrelas T Tauri clássicas são estrelas jovens ($< 10^6$ anos), de baixa massa ($< 2M_{\odot}$) e que apresentam intensas linhas de emissão em seu espectro. Essas linhas são produzidas, em grande parte, na magnetosfera, região na qual ocorre acreção de massa devido à interação disco-estrela. A interação se faz através do forte campo magnético estelar que interrompe o disco circunstelar. As linhas de campo magnético levam o gás do disco para a superfície da estrela, formando assim um funil de acreção. Devido a processos de aquecimento deste funil, a temperatura chega a valores onde a probabilidade que ocorra emissão da linha de $H\alpha$ seja significativa. As linhas de campo magnético também levam a matéria contida no disco para fora do mesmo através de ventos magneto-centrífugos.

O objetivo deste trabalho foi modelar os perfis de emissão da linha $H\alpha$ de estrelas jovens que possuem parâmetros estelares bem conhecidos. O modelo leva em consideração uma magnetosfera acoplada radiativamente a um vento de disco. Ele utiliza um campo magnético dipolar e axissimétrico. Com os mecanismos descritos no modelo de Lima et al. (2010), conseguimos reproduzir linhas de $H\alpha$ que se assemelham aos perfis observados das estrelas T Tauri clássicas AA Tau e TW Hya, validando assim o modelo utilizado.

Palavras-chave: Estrelas T Tauri Clássicas, disco de acreção, perfis de $H\alpha$, acreção magnetosférica, ventos de disco.

Abstract

Classical T Tauri stars are young ($< 10^6$ yr), low mass ($< 2M_{\odot}$) stars that present strong spectral lines in emission. These lines originate mainly in the stellar magnetosphere, due to the accretion of gas from a circumstellar disk. The star-disk interaction is mediated by the intense stellar magnetic field that truncates the disk. Magnetic field lines drive gas from the disk to the star, forming accretion columns, which are heated to temperatures where the $H\alpha$ emission probability is significant. Magnetic field lines also take away material from the disk, through magneto-centrifugally driven winds.

The goal of this dissertation was to model $H\alpha$ emission line profiles of young star-disk systems with well known physical parameters. We used the Lima et al. (2010) model that includes a dipolar and axisymmetric stellar magnetosphere radiatively coupled to a disk wind. We successfully reproduced the $H\alpha$ line profiles of the classical T Tauri stars AA Tau and TW Hya, validating the theoretical emission line model.

Keywords: Classical T Tauri stars, disk accretion, $H\alpha$ line profile, accretion magnetospheric, disk wind.

Sumário

Resumo	I
Abstract	II
Lista de Figuras	VII
Lista de Tabelas	VIII
1 Introdução	1
1.1 Formação Estelar	1
1.2 Estrelas T Tauri	4
1.2.1 Objetivo	8
2 Transferência radiativa	10
2.1 Definições básicas	10
2.1.1 Intensidade específica	10
2.1.2 Intensidade média	11
2.1.3 Fluxo	11
2.1.4 Densidade de energia	12
2.2 Coeficientes de absorção e emissão	12
2.2.1 Absorção, emissão e espalhamento	12
2.2.2 Opacidade	14
2.2.3 Coeficiente de emissão	16
2.2.4 Relações de Einstein	16
2.3 Função-fonte e a Equação de transferência	19
2.4 Equilíbrio Termodinâmico Local	20

2.4.1	Equação de Excitação de Boltzmann	21
2.4.2	Equação de Saha	22
2.5	Formação de linhas espectrais	23
2.6	Não-equilíbrio termodinâmico local	25
2.6.1	Taxas de Colisão	26
2.6.2	Taxas Radiativas	27
2.7	Átomo de 2 níveis	28
2.8	Método de Sobolev	30
3	Fluxos Magneto-Hidrodinâmicos	35
3.1	Acreção magnetosférica	36
3.2	Ventos de disco	39
4	Modelo Computacional	44
4.1	Script	45
4.1.1	CVMOD	46
4.1.2	FLUX	46
4.2	Arquivo de configuração: <i>config</i>	47
4.2.1	Exemplo de arquivo de configuração: AA Tau	49
4.2.2	Arquivo de saída: AA Tau	51
4.3	Código auxiliar: <i>diskwind</i>	52
5	Resultados e Conclusões	54
5.1	Resultados	55
5.1.1	AA Tau	55
	Modelagens do perfil de emissão da linha $H\alpha$	56
	Comparando com outro modelo da literatura	58
	Variando o campo magnético	62
5.1.2	TW Hya	63
	Modelagens do perfil de emissão da linha $H\alpha$	65
	Comparando com outra modelagem	67
	Variando o período	72
	Variando o campo magnético	74

<i>SUMÁRIO</i>	V
5.2 Conclusões	79
Referências Bibliográficas	81

Lista de Figuras

1.1	Diagrama Hertzsprung-Russell no colapso	3
1.2	Diagrama Hertzsprung-Russell na pré Sequência Principal	5
1.3	Perfis de linha $H\alpha$	7
1.4	Representação da acreção magnetosférica	8
2.1	Intensidade específica	11
2.2	Coefficientes de Einstein	17
2.3	Níveis de energia do átomo de hidrogênio	23
3.1	Esquema da magnetosfera	38
3.2	Estrutura de temperatura dentro do funil de acreção	39
3.3	Esquema do processo de aceleração magneto-centrífuga	41
3.4	Modelo vento-x	41
5.1	Perfis $H\alpha$ da estrela AA Tau observados	56
5.2	Perfis $H\alpha$ da estrela AA Tau com variação de vários parâmetros simultaneamente	57
5.3	Perfis observados e modelados da estrela AA Tau	59
5.4	Modelo de linhas de emissão de $H\alpha$ da AA Tau com magnetosfera e vento de disco.	60
5.5	Variações de linhas de $H\alpha$ de AA Tau observados devido à variação do campo magnético.	61
5.6	Variação da linha de $H\alpha$ de AA Tau devido à variação do campo magnético.	62
5.7	Perfis $H\alpha$ da estrela TW Hya observados.	65
5.8	Perfis $H\alpha$ da estrela TW Hya com variação de parâmetros simultâneos.	66

5.9 Perfis $H\alpha$ da estrela TW Hya com largura inferiores em relação aos perfis observados.	67
5.10 Perfis $H\alpha$ da estrela TW Hya com variações de temperatura	68
5.11 Perfis observados e modelados da estrela TW Hya	69
5.12 Perfil modelado com apenas componente magnetosférica da estrela TW Hya comparado aos perfis observados	70
5.13 Perfil da estrela TW Hya modelado por Muzerolle et al. (2000)	72
5.14 Linhas de He I observadas por Dupree et al. (2012) que comprovam a existência de vento na estrela TW Hya	73
5.15 Análise simultânea das linhas de He I, $H\alpha$ e $H\beta$ observadas por Dupree et al. (2012) que comprovam a existência de vento na estrela TW Hya	73
5.16 Perfis $H\alpha$ da estrela TW Hya com períodos distintos	74
5.17 Perfis $H\alpha$ da estrela TW Hya com campos magnéticos distintos	75

Lista de Tabelas

5.1	Parâmetros e suas variações da estrela AA Tau retirados da literatura	56
5.2	Parâmetros dos modelos apresentados na Fig. 5.2	58
5.3	Parâmetros do modelo de linhas de emissão de $H\alpha$ da AA Tau calculado por Esau et al. (2014)	61
5.4	Parâmetros dos modelos apresentados na Fig. 5.8	67
5.5	Parâmetros dos modelos apresentados na Fig. 5.9	71
5.6	Parâmetros dos modelos apresentados na Fig. 5.10	71
5.7	Parâmetros dos modelos apresentados na Fig. 5.16	74
5.8	Parâmetros utilizados no modelo para a estrela AA Tau	76
5.9	Parâmetros utilizados no modelo para a estrela TW Hya	77
5.10	Parâmetros de TW Hya da literatura	78

Capítulo 1

Introdução

1.1 Formação Estelar

As estrelas formam-se devido a um processo de colapso e fragmentação das nuvens moleculares interestelares, as quais concentram grandes densidades de poeira e gás (principalmente hidrogênio molecular). A grande densidade superficial das nuvens moleculares faz com que elas sejam resfriadas devido a emissão causada pela colisão entre átomos e moléculas. Além disso, a alta opacidade dessas nuvens faz com que a taxa de aquecimento por radiação externa seja bem baixa, resultando em nuvens frias. A grande densidade e a baixa temperatura facilitam o processo de colapso e formação estelar. Porém, campos magnéticos e turbulências suportam essas nuvens contra a gravidade, podendo impedir assim o rápido colapso.

Modelos dinâmicos são necessários para o entendimento da formação estelar, porém, são difíceis de serem construídos, pois existem limitações na dinâmica como as incertezas no tratamento das equações de energia e o conhecimento insatisfatório das condições iniciais do

colapso (Hartmann 2008).

Para que ocorra o colapso, a gravidade precisa vencer a pressão térmica. À medida que o colapso ocorre, regiões centrais se fragmentam, atingindo os critérios necessários para a formação estelar. É suposto que nesse estágio o campo magnético se desacople do gás.

Um dos critérios para ocorrer a fragmentação é o critério de Jeans (Hartmann 2008). Ele descreve a massa mínima para que ocorra o colapso, sendo dependente das propriedades locais da nuvem. Este critério considera uma nuvem esférica ligada gravitacionalmente.

Considerando uma nuvem densa, esférica e homogênea, com massa M , raio R e densidade ρ , temos que $M \propto R^3 \rho$ e a energia potencial por unidade de massa é $U \simeq \frac{GM}{R} \propto R^2 \rho$. A energia cinética por unidade de massa de uma partícula nessa nuvem é $K \simeq c_s^2$, onde $c_s \simeq (\frac{P}{\rho})^{1/2}$ é a velocidade do som no gás. Para haver o colapso e a formação de uma estrela é necessário que $U \simeq K$, o que ocorre para dimensões R_J , tais que $R_J \propto \frac{c_s}{(\rho)^{1/2}}$, onde R_J é chamado raio de Jeans. A massa mínima para que ocorra a contração é a massa de Jeans, $M_J \propto R_J^3 \rho \propto \frac{c_s^3}{\rho^{1/2}}$ ou

$$M_J \propto T^{3/2} \rho^{-1/2} \mu^{-3/2} \quad (1.1)$$

onde foi considerado $c_s^2 \propto \frac{kT}{\mu}$ (de acordo com a teoria cinética dos gases), sendo μ o peso molecular médio do gás, T a temperatura e ρ a densidade. Outros processos que afetam a massa de Jeans são campos magnéticos e turbulências.

O início do colapso é isotérmico, ou seja, toda energia potencial gravitacional gerada durante o colapso é irradiada. Então, durante o colapso da nuvem de gás, o aumento da densidade com temperatura constante resulta no aumento da fragmentação em corpos menores, pois a massa de Jeans decresce. Esse processo continua até o ponto em que a nuvem se torna opticamente espessa. A partir desse momento, que para uma estrela de $1M_\odot$ é $\sim 10^4$ anos, o colapso deixa de ser isotérmico e passa a ser adiabático. Sendo assim, a temperatura e a pressão aumentam o suficiente para frear o colapso em queda livre e cessa a fragmentação, já que a massa de Jeans aumenta.

Matéria continua caindo no núcleo, desencadeando um segundo colapso que, por sua vez, leva à dissociação do hidrogênio molecular. A acreção continua de forma quase estacionária (Bate et al. 2014). A taxa de colapso no núcleo aproxima-se de um equilíbrio hidrostático, e, ao seu redor, há uma fotosfera de poeira aquecida pelo mesmo. Este objeto, de aproximadamente 10^5 anos para uma estrela com massa final de $1M_\odot$, é identificado como uma

protoestrela e é visível no infravermelho. Nesse momento, a taxa de evolução passa a ser controlada pela taxa na qual a estrela ajusta-se termicamente ao colapso. Acima da fotosfera de poeira, o material encontra-se em queda-livre isotérmica, caindo tanto no núcleo hidrostático quanto ao redor para formar um disco circunstelar, que se forma devido ao momento angular contido no núcleo da nuvem inicial. A temperatura aumenta gradativamente, a fotosfera de poeira é evaporada e a acreção através do disco continua. Entre $10^5 - 10^6$ anos, quando a luminosidade da protoestrela se torna quase constante (Figura 1.1), o acréscimo de massa ocorre de maneira quase-estacionária. Nesse ponto, a temperatura no interior da protoestrela aumenta o suficiente para iniciar a “queima” do deutério (cerca de 10^6K). Entretanto, há apenas uma pequena quantidade de deutério para “queimar” ($[D/H] \sim 2.5 \times 10^{-5}$, onde $[D/H]$ representa a fração de deutério por hidrogênio (Stahler 1988), com isso a luminosidade decresce e a temperatura permanece praticamente constante.

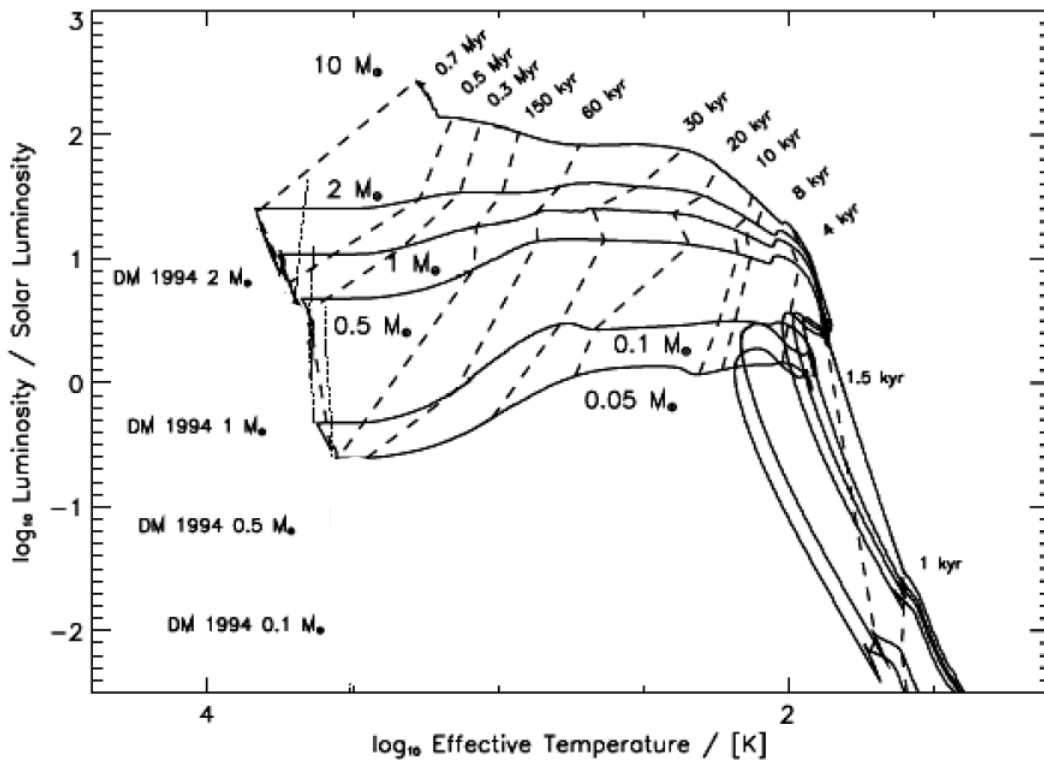


Figura 1.1: Trajetórias evolutivas teóricas de colapsos gravitacionais para nuvens de 0,05, 0,1, 0,5, 1, 2, e $10 M_{\odot}$ que passam pela fase protoestelar (linhas sólidas). As linhas tracejadas mostram os tempos desde o instante inicial do colapso. As linhas fracas e pontilhadas são trajetórias evolutivas de pré-sequência principal para estrelas de 0,1, 0,5, 1, e $2 M_{\odot}$. (Wuchterl & Tscharnuter 2003).

Evidências teóricas e observacionais indicam que os discos ao redor das estrelas jovens são um resultado da formação estelar (Hartmann 2005). Esses sistemas evoluem em alguns milhões de anos com seu material primordial, para discos de detritos (formados por colisões entre sólidos criados nos discos) e/ou sistemas planetários. Essa evolução do disco depende fortemente da massa da estrela, pois quanto menor a massa da estrela, menor sua eficiência energética para dispersar o disco ao seu redor. Os prazos mais longos de manutenção desses discos favorecem a formação de sistemas planetários (Carpenter et al. 2006). O gás contido neles é tanto acretaado na estrela, quanto jogado para fora do disco, através de um vento de disco (Machida et al. 2014).

Após a queima do deutério, a evolução atingiu a fase quase estática conhecida como Pré-Sequência Principal, quando a estrela central torna-se opticamente visível, momento em que o objeto passa a ser denominada uma estrela T Tauri ($M_* < 2M_\odot$) ou Ae/Be de Herbig ($2M_\odot < M_* < 8M_\odot$). Uma estrela de $1M_\odot$ chega nessa fase com uma idade de $\sim 10^6$ anos. Essa fase é ilustrada no diagrama Hertzsprung-Russell (HR), que representa a relação existente entre a luminosidade de uma estrela e sua temperatura efetiva (Fig. 1.2).

A formação estelar não é um processo eficiente, porque as nuvens moleculares são dispersadas, principalmente, pela energia liberada pelas estrelas massivas na vizinhança, antes de uma fração significativa de gás ser convertida em estrelas (Hartmann 2008).

1.2 Estrelas T Tauri

Estrelas T Tauri Clássicas (ETTCs) são estrelas jovens (≤ 10 Manos) de baixa massa ($< 2 M_\odot$) com tipo espectral de F a M (temperatura efetiva entre 7000 e 3000 K) (Ménard & Bertout 1999). Tais estrelas surgem quando o núcleo da nuvem molecular que lhes deu origem torna-se opticamente visível. Esses objetos são subdivididos em duas categorias: Estrelas T Tauri clássicas (ETTC) e Estrelas T Tauri fracas (ETTF). White & Basri (2003) estabeleceram critérios para classificar as ETTC, critérios estes que dependem do tipo espectral da estrela. Elas se diferenciam pela largura equivalente da linha $H\alpha$ em emissão, pois as ETTCs apresentam $H\alpha$ intensa e alargada (acima de 270 km/s), evidência da acreção a partir de um disco circunstelar, enquanto as ETTFs não. O foco deste trabalho é a modelagem e análise de perfis de linha de emissão de $H\alpha$ de duas ETTCs.

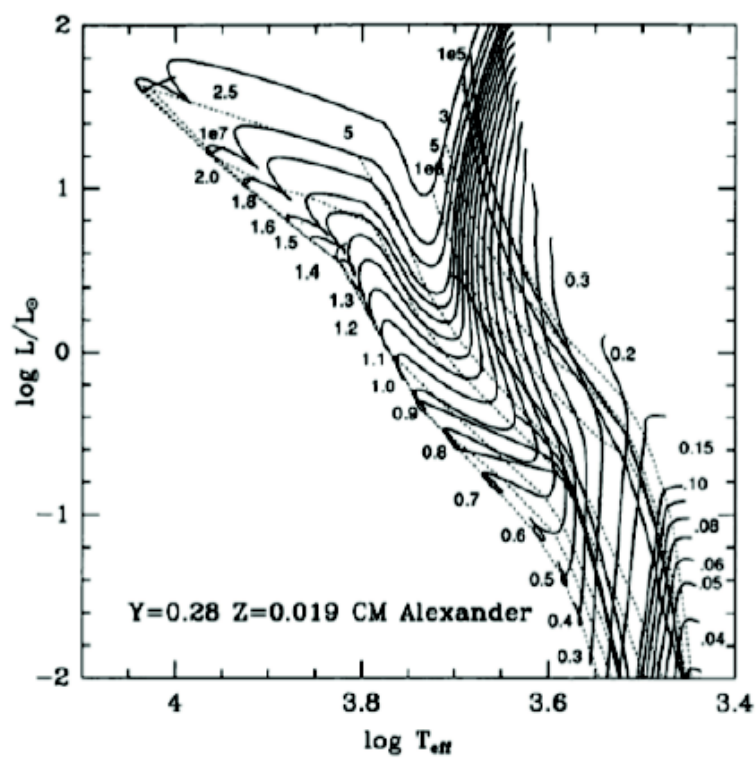


Figura 1.2: Trajetórias evolutivas clássicas da pré-sequência principal computadas para estrelas de várias massas entre 0,3 e 2,5 M_{\odot} . As linhas pontilhadas representam as isócronas, em milhões de anos, e as linhas contínuas a evolução das estrelas referente a sua massa em M_{\odot} (D'Antona & Mazzitelli 1994).

Estrelas T Tauri clássicas são descritas como objetos na pré sequência principal, envoltos por um disco circunestelar. São identificadas pela variabilidade fotométrica e espectroscópica e pela presença de linhas de emissão intensas. São caracterizadas pelo excesso no ultravioleta e no infravermelho, em relação à fotosfera estelar, presença de manchas frias e quentes na superfície e emissão de raios-X (Ingleby et al. 2013). Algumas dessas características ocorrem devido ao forte campo magnético gerado por esses objetos.

Evidências da atividade circunestelar são observadas nos perfis P Cygni, que são caracterizados por fortes linhas de emissão com desvio para o vermelho e absorção desviada para o azul. A componente de absorção é formada numa região, chamada de vento de disco, onde o material possui componente de velocidade projetada no sentido da linha de visada. Já a componente de emissão é formada no funil de acreção, região na qual o material se afasta do observador. Há também os perfis P Cygni invertido, com a linha de emissão com desvio para o azul e absorção desviada para o vermelho. Esse ocorre em objetos que não apresentam ventos de disco significativos e, os fótons produzidos na mancha quente são absorvidos pela magnetosfera (Edwards et al. 1994). A Figura (1.3) mostra alguns exemplos de perfis de linha de $H\alpha$ de algumas estrelas T Tauri Clássicas.

O disco circunestelar não chega a encostar na estrela, ele é truncado pelo forte campo magnético a alguns raios estelares acima da superfície da estrela (Koenigl (1991) e Figura 1.4). Se este truncamento ocorrer antes do raio de corotação (local onde a velocidade angular kepleriana é igual à velocidade angular da estrela) o material circunestelar é levado à estrela por meio das linhas de campo magnético e cai na mesma, formando manchas quentes nas regiões de choque. Próximo à superfície da estrela o campo magnético é multipolar, porém, próximo ao raio de truncamento, a componente dipolar domina, pois as componentes de multipolos decaem mais rapidamente do que o dipolo com a distância. As linhas de campo levam o material, tanto para a superfície da estrela, quanto para fora do sistema estrela-disco (Hartmann et al. 1994). O que determinará estes eventos será onde as linhas de campo se fecham. Além desse processo, há eventos de recombinação magnética, já que as linhas de campo estão ancoradas em regiões distintas do disco, que por sua vez possuem velocidades diferentes da velocidade de rotação da estrela (exceto no raio de corotação) (Shu et al. 1994b).

A intensidade do campo magnético é verificada pelo alargamento de linhas sensíveis ao

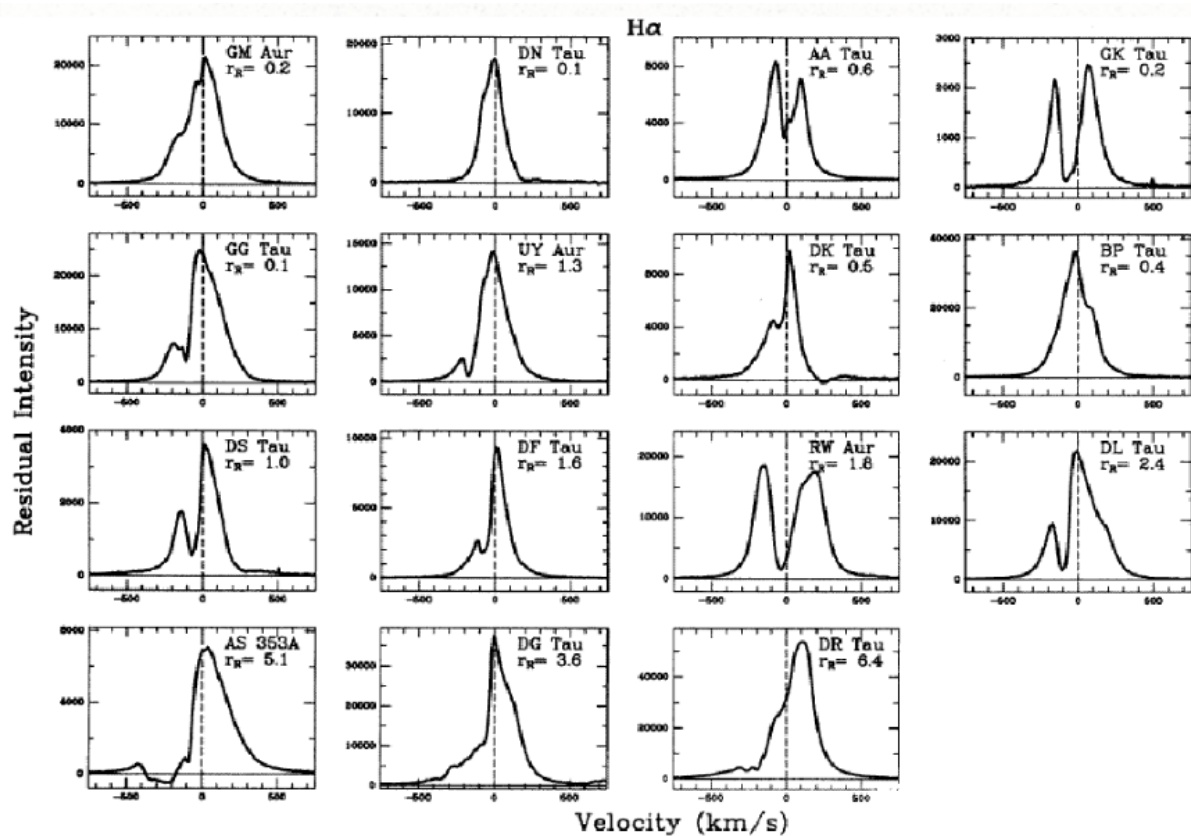


Figura 1.3: Perfis de H α de várias estrelas T Tauri clássicas. Nota-se que esses perfis são bem largos, mostrando regiões com velocidades que ultrapassam 300 km/s (Edwards et al. 1994).

campo magnético, devido ao efeito Zeeman. Os campos magnéticos dessas estrelas são da ordem de kG (Johns-Krull 2007a), por isto são capazes de interromper o disco circunestelar acima da fotosfera. A intensidade desse campo é devido ao fato das estrelas de baixa massa serem totalmente, ou em sua maior parte, convectivas (Donati et al. 2008).

O material acretado do disco através das linhas de campo alcança a estrela praticamente em velocidade de queda-livre partindo do raio de corotação (\sim alguns raios estelares), o que explica as larguras observadas nos perfis de linha. A taxa de acreção de massa geralmente varia de 10^{-9} a $10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$ (Gullbring et al. 1998). A medida dessa taxa de acreção é obtida pelos excessos de luminosidade, no óptico e no ultravioleta, que causam velamento nas linhas espectrais. O excesso no contínuo emitido pela mancha quente provoca esse velamento nas linhas de absorção, fazendo com que as mesmas aparentam uma intensidade menor, comparada à linha formada.

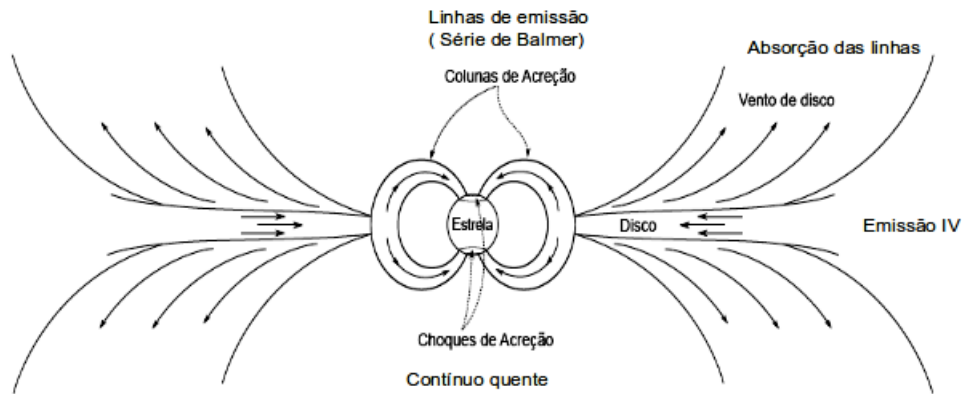


Figura 1.4: Modelo de magneto-acreção onde o raio de truncamento do disco é próximo ao raio de corotação kepleriana. A matéria dentro do raio de corotação cai na estrela e, além desse raio o material, é ejetado em forma de um vento de disco. A matéria é acretada e ejetada através das linhas de campo magnético (Lima 2010 adaptado).

1.2.1 Objetivo

Este trabalho tem como objetivo testar e validar o modelo computacional de cálculo de linha de emissão de $H\alpha$, descrito em Lima et al. (2010), aplicando o modelo a casos reais de estrelas T Tauri clássicas com parâmetros estelares e circunstelares bem determinados.

Nos capítulos 2 e 3, descrevemos a teoria envolvida no trabalho. No capítulo 4, há a descrição do modelo computacional utilizado. Por fim, o capítulo 5 expõe os resultados,

análises e as conclusões referentes a esse trabalho.

Capítulo 2

Transferência radiativa

Para o entendimento do processo de análise das linhas de emissão de $H\alpha$, é necessário o estudo da interação da radiação com a matéria e, conseqüentemente, da formação das linhas espectrais. Neste capítulo mostraremos a teoria de transferência radiativa e a aproximação utilizada para o cálculo dos perfis de linha. As referências utilizadas nesse capítulo foram Rose (1998), Mihalas & Weibel-Mihalas (1999), Zeilik et al. (1998), Ostlie & Carroll (2006) e Lima (2010).

2.1 Definições básicas

2.1.1 Intensidade específica

A intensidade específica I_ν é definida como a quantidade de energia transportada através de uma área dS , na direção \hat{n} , dentro de um ângulo sólido $d\omega$, com frequência dentro do intervalo $(\nu, \nu + d\nu)$, num intervalo de tempo dt .

Seja θ o ângulo entre a direção do feixe e o vetor normal à superfície ($dS \cos \theta = \hat{n} \cdot$

$d\vec{S}$). A energia desse feixe é dada por

$$\delta E = I_\nu dS \cos\theta d\omega d\nu dt, \quad (2.1)$$

A Fig. 2.1 representa um feixe arbitrário como descrito acima.

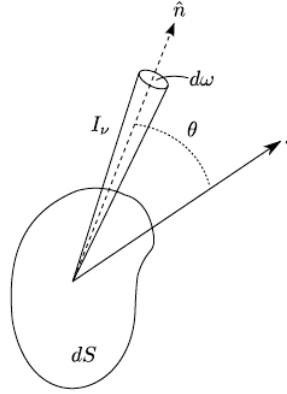


Figura 2.1: Radiação saindo do elemento de área dS na direção \hat{n} e atravessando um ângulo sólido $d\omega$. θ é o ângulo entre a normal à superfície (\hat{s}) e \hat{n} (Lima 2010).

$E_\nu d\nu$ é a quantidade de energia que os feixes de luz carregam numa trajetória qualquer num intervalo de tempo dt . A intensidade específica deste feixe é definida como

$$I_\nu \equiv \frac{\partial I}{\partial \nu} \equiv \frac{E_\nu d\nu}{dS \cos\theta d\omega d\nu dt}. \quad (2.2)$$

2.1.2 Intensidade média

A intensidade específica varia com a direção, dificultando assim os cálculos. A intensidade média simplifica a situação, já que se trata de uma média simples de I_ν sobre todos os ângulos sólidos, isto é

$$J_\nu \equiv \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} I_\nu \sin\theta d\theta d\phi. \quad (2.3)$$

2.1.3 Fluxo

O fluxo é definido como a taxa líquida de energia com frequência entre ν e $\nu + d\nu$ que atravessa uma área da atmosfera, dado por

$$F_\nu d\nu = \int I_\nu d\nu \cos\theta d\omega = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} I_\nu d\nu \sin\theta \cos\theta d\theta d\phi. \quad (2.4)$$

O conceito de fluxo é importante por se tratar da energia recebida da estrela pelo observador. Caso não haja sumidouros ou fontes no caminho percorrido pelos raios, a intensidade

específica é invariante com a distância. Sendo a intensidade específica isotrópica, o fluxo é nulo. Portanto o fluxo indica a direção de propagação da potência radiativa líquida ou a medida da anisotropia do campo de radiação.

2.1.4 Densidade de energia

A quantidade de energia que atravessa um volume infinitesimal V é dada pela Eq. 2.1. Considerando o comprimento percorrido por um fóton igual a l , o tempo que eles estarão contidos em V é $dt = l/c$. Além disso temos que $dV = l dS \cos\theta$. Logo podemos reescrever a Eq. 2.1 como

$$\delta E = \frac{1}{c} I_\nu d\omega d\nu,$$

assim

$$E_\nu d\nu = \frac{1}{c} \int_V dV \int I_\nu d\omega d\nu. \quad (2.5)$$

Se supormos o limite do volume cada vez menor, podemos considerar I_ν independente da posição em V , então as integrações podem ser realizadas separadamente.

Considere $U_\nu = E_\nu/V$ a densidade de energia. Com isso temos que

$$U_\nu = \frac{1}{c} \oint I_\nu d\omega = \frac{4\pi}{c} J_\nu. \quad (2.6)$$

2.2 Coeficientes de absorção e emissão

2.2.1 Absorção, emissão e espalhamento

As probabilidades de interação entre a radiação e a matéria dependem de características do meio e da radiação. A radiação é tratada, em boa parte dos casos, como um conjunto de partículas: os fótons. A cada energia de um fóton ($h\nu$) corresponde um momento associado $h\nu/c$, onde h é a constante de Planck, $h\nu$ a energia associada à radiação e c a velocidade da luz. Dessa forma, podem ocorrer colisões em que o fóton transfere energia e momento para outras partículas. As principais interações que ocorrem na matéria com fótons são:

Fotoionização (ou absorção ligado-livre): Um átomo absorve um fóton com energia suficiente para liberar elétrons do seu estado ligado. O elétron sai do átomo com energia cinética que, ao interagir com o meio, se transforma em energia cinética

do gás. Nesse processo o fóton que interagiu com o átomo é destruído. O processo inverso é conhecido como recombinação, onde o elétron livre se liga ao átomo liberando radiação com energia igual a soma das energias cinética e de ligação do elétron.

Fotoexcitação (ou absorção ligado-ligado): Um átomo absorve um fóton com energia suficiente para que um elétron consiga fazer a transição de um nível de menor energia para outro de maior energia, permanecendo ligado ao átomo. No processo inverso, o átomo é perturbado numa possível colisão e um elétron sai de um nível de maior energia e vai para um de menor energia, liberando um fóton.

Fotoexcitação com ionização: Um átomo absorve um fóton e um elétron faz a transição para um nível mais energético. Depois, o átomo sofre colisão e esse elétron é liberado do mesmo, aumentando a energia térmica do meio. O processo inverso é a recombinação de um elétron inicialmente livre.

Absorção livre-livre: Um elétron livre não pode absorver um fóton porque a conservação de energia e momento não podem ser satisfeitas simultaneamente durante o processo, pois o elétron possui spin $1/2$ enquanto o spin do fóton é zero (não conservando assim o momento angular). No entanto, se um íon carregado estiver na sua proximidade, o acoplamento eletromagnético entre ele e o elétron transfere momento e energia entre eles, tornando o processo possível. O processo inverso é conhecido como bremsstrahlung, onde um elétron emite um fóton quando interage com um íon.

Diferentemente dos casos acima, quando há espalhamento, o fóton não é destruído. Ele apenas interage com a partícula, podendo ou não produzir variação no estado de excitação dela. Nestes casos o fóton reaparece numa direção diferente com uma pequena variação de energia. Com isso, praticamente não há variação da energia térmica do meio, pois não há contribuições como nos casos de absorção e emissão. Alguns exemplos de espalhamento são:

Espalhamento coerente (ou efeito Rayleigh): Ocorre quando a direção de propagação do fóton é modificada pela interação entre ele e um centro espalhador. Para que esse processo ocorra, é necessário que a energia do fóton seja muito menor que as energias de transição entre estados de um átomo ou molécula.

Efeito Compton (ou espalhamento inelástico): Trata-se do espalhamento do

fóton por um elétron livre do material. Há transferência de parte da energia e do momento do fóton para o elétron, e um fóton com a energia restante é espalhado em outra direção.

Espalhamento Thompson: Quando uma onda eletromagnética passa por um elétron, o campo elétrico faz o elétron oscilar. Um elétron oscilando irradia em todas as direções, ou seja, o elétron espalha parte da energia da onda incidente.

Transição com emissão de fóton: Um átomo absorve um fóton capaz de excitar um elétron. Este volta para o estado energético de origem, emitindo um fóton com energia e direção alteradas. Isso ocorre porque os níveis de energia não são infinitamente finos, com isso, qualquer perturbação mínima muda a energia do elétron dentro do nível, e faz com que a energia do fóton emitido seja diferente da energia do fóton incidente.

As interações da radiação com a matéria, descritas acima, provocam mudanças na intensidade da radiação incidente. Isso faz com que a estrela, quando considerada como um corpo negro, seja uma aproximação. Porém, é uma aproximação razoável, pois mesmo com as linhas de absorção e emissão existentes nos espectros das estrelas, decorrentes de tais interações, seu espectro é facilmente ajustado com a curva de um corpo negro, que possui sua temperatura descrita pela relação de Stefan-Boltzmann. Essa relação define a temperatura efetiva que uma estrela possuiria caso fosse um corpo negro, ou seja, um corpo ideal que irradia energia na mesma taxa que absorve. Tal relação é descrita por

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \quad (2.7)$$

onde L é a luminosidade emitida pelo objeto, R seu raio, σ a constante de Stefan-Boltzmann e T_e sua temperatura efetiva.

A seguir será descrito como ocorrem as variações no feixe de luz, verificadas nos espectros observados.

2.2.2 Opacidade

Um feixe de luz, ao atravessar um gás, pode sofrer processos de absorção ou espalhamento dos seus fótons. A mudança de intensidade dI_ν de um raio com frequência entre ν e $\nu + d\nu$ que atravessa uma gás com densidade ρ , é proporcional à intensidade do feixe I_ν e à distância ds por ele percorrida, dada por

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho I_\nu ds, \quad (2.8)$$

onde κ_ν é a opacidade, que descreve a absorção e a dispersão de radiação em um meio. Tal propriedade possui dependência com a frequência da radiação. Em geral, a opacidade de um gás é uma função de sua composição, densidade e temperatura.

A distância média percorrida entre duas colisões sucessivas das partículas de um gás é chamada de caminho-livre médio (l). Este conceito vem da teoria cinética dos gases, que é válida tanto para fótons quanto para átomos. Considerando o meio com densidade populacional n e seção de choque σ_ν , o caminho-livre médio é dado por

$$l = \frac{1}{n\sigma_\nu} = \frac{1}{\kappa_\nu \rho}, \quad (2.9)$$

pois, tanto $n\sigma_\nu$ quanto $\kappa_\nu \rho$ podem ser pensados como a fração de fótons espalhados por metro.

A profundidade óptica (τ_ν) está relacionada com a opacidade da seguinte forma

$$d\tau_\nu = -\kappa_\nu \rho ds. \quad (2.10)$$

A diferença da profundidade óptica entre o feixe de radiação na posição inicial ($s = 0$) e a posição final, após percorrer uma distância s é

$$\Delta\tau_\nu = \tau_{\nu,f} - \tau_{\nu,0} = -\int_0^s \kappa_\nu \rho ds. \quad (2.11)$$

Para um raio de luz que atinge o topo da fotosfera, $\tau_{\nu,f} = 0$, então $0 - \tau_\nu = -\int_0^s \kappa_\nu \rho ds$ e

$$\tau_\nu = \int_0^s \kappa_\nu \rho ds, \quad (2.12)$$

onde o subscrito “0” indica a profundidade óptica na posição inicial do raio de luz a uma distância s ($s > 0$) a partir do topo da fotosfera.

Da equação 2.8, obtemos

$$I_\nu = I_{\nu,0} e^{-\int_0^s \kappa_\nu \rho ds}. \quad (2.13)$$

Combinando as equações (2.12) e (2.13), temos que

$$I_\nu = I_{\nu,0} e^{-\tau_\nu}. \quad (2.14)$$

Analisando a Equação acima e considerando um gás uniforme com opacidade e densidade constantes, numa distância de um caminho-livre médio (Eq. 2.9) a intensidade cai exponencialmente por um fator de e^{-1} .

Se $\tau_\nu \gg 1$, o meio é considerado opticamente espesso. Se $\tau_\nu \ll 1$, o meio é opticamente fino. Como a profundidade óptica depende da frequência da radiação, o meio pode ser opticamente fino para uma frequência e para outra não.

2.2.3 Coeficiente de emissão

Além dos processos de absorção e espalhamento, um feixe de luz pode sofrer processos que adicionem fótons a ele. O aumento da intensidade dI_ν que essa adição provoca é proporcional à distância ds que o raio de luz percorre e à densidade ρ do gás, com isso temos que

$$dI_\nu = j_\nu \rho ds, \quad (2.15)$$

onde j_ν é o coeficiente de emissão do gás.

Considerando todos os processos que modificam a intensidade do feixe e as equações (2.15) e (2.8), podemos obter um resultado geral para a variação da intensidade da radiação dado por

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho I_\nu ds + j_\nu \rho ds. \quad (2.16)$$

A relação entre as taxas nas quais ocorrem os processos de emissão e absorção determina a mudança da intensidade do feixe de luz.

2.2.4 Relações de Einstein

Segundo a lei de *Kirchhoff*, a absorção e a emissão de um corpo são iguais, para um dado comprimento de onda. Sendo a absorção e a emissão de radiação processos inversos, um meio que possui dificuldade em absorver fótons de uma determinada frequência, terá também dificuldade de emití-los.

Os coeficientes de Einstein caracterizam processos microscópicos de emissão e absorção implícitos na lei de Kirchoff (vide figura 2.2).

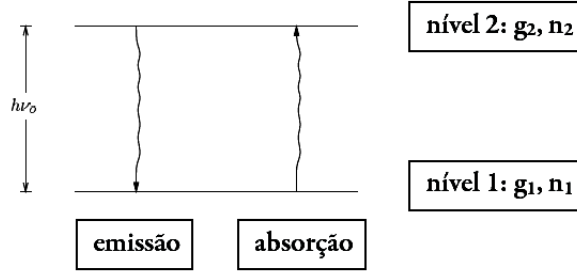


Figura 2.2: Considerando dois estados de energia, temos que os g 's representam os pesos estatísticos (ou degenerescência de cada nível) e n 's as populações em cada nível.

Será considerado que o estado de menor energia é caracterizado pelo índice i com seu peso estatístico representado por g_i , e para o nível de maior energia o estado será j com sua respectivo peso estatístico g_j . Existem três processos fundamentais e esses podem ser descritos em termos dos coeficientes de Einstein. São eles: Absorção, emissão espontânea e emissão estimulada, que serão descritos a seguir.

Absorção: Processo onde um elétron no átomo sofre uma transição eletrônica do estado i para o estado j . Caracterizado pelo coeficiente B_{ij} , conhecido como probabilidade de absorção, este processo é definido como o número de fótons absorvidos com energia $h\nu_{ij}$ por unidade de volume e por unidade de tempo dado por

$$r_{ij} = n_i \phi_\nu B_{ij} I_\nu (d\omega/4\pi) d\nu, \quad (2.17)$$

onde n_i é a densidade de átomos no estado i e ϕ_ν o perfil de absorção da linha (Sec. 2.5). A quantidade $n_i \phi_\nu$ representa a quantidade de átomos capazes de absorver fótons com energia $(\nu, \nu + d\nu)$. A taxa com que a energia é absorvida de um feixe incidente de luz por unidade de volume é

$$a_\nu I_\nu = (4\pi)^{-1} B_{ij} h\nu_{ij} n_i \phi_\nu I_\nu, \quad (2.18)$$

onde a_ν é o coeficiente macroscópico de absorção, dado por

$$a_\nu = (4\pi)^{-1} B_{ij} h\nu_{ij} n_i \phi_\nu. \quad (2.19)$$

A transição inversa do nível j , de maior energia, para o nível i , de menor energia, pode ocorrer por dois processos diferentes:

Emissão espontânea: É caracterizada pelo coeficiente A_{ji} , que representa a probabilidade

de tal processo ocorrer. A taxa de emissão de energia por unidade de volume da emissão espontânea é dada por

$$\eta_{\nu}^{esp} = (4\pi)^{-1} n_j A_{ji} h\nu_{ij} \psi_{\nu}, \quad (2.20)$$

onde ψ_{ν} é o perfil de emissão de linha.

Emissão estimulada: Este processo representa a transição induzida pelo próprio campo de radiação, caracterizado por B_{ji} , probabilidade da emissão estimulada acontecer. A taxa de emissão estimulada depende da intensidade do campo de radiação incidente. A taxa com que o processo de emissão estimulada adiciona energia ao campo de radiação por unidade de volume é

$$\eta_{\nu}^{est} = (4\pi)^{-1} n_j B_{ji} h\nu_{ij} \psi_{\nu} I_{\nu}. \quad (2.21)$$

Dentre as diferenças entre os dois processos de emissão, há aquela que se refere à distribuição angular da radiação emitida por ambos. A emissão espontânea é isotrópica, enquanto a emissão estimulada possui distribuição angular que depende de I_{ν} .

As relações entre os coeficientes de Einstein (A_{ji}, B_{ij}, B_{ji}) podem ser encontradas supondo equilíbrio termodinâmico, entretanto, são válidas para todas as condições físicas. Em um meio em ET, a quantidade de energia absorvida do feixe deve ser igual à taxa de energia sendo adicionada ao feixe, e portanto as taxas de absorção e de emissão devem ser iguais, $B_{ij}n_i I_{\nu} = B_{ji}n_j I_{\nu} + A_{ji}n_j$, ou

$$\left(\frac{n_i}{n_j}\right) B_{ij} I_{\nu} = B_{ji} I_{\nu} + A_{ji}. \quad (2.22)$$

A razão n_i/n_j pode ser encontrada através da equação de Boltzmann (Eq. 2.30) e sabendo que na condição de ET, $I_{\nu} \equiv B_{\nu}$, podemos transformar a equação acima em

$$B_{\nu} = \frac{A_{ji}}{B_{ji}} \left(\frac{B_{ij}g_i}{B_{ji}g_j} e^{h\nu_{ji}/kT} - 1 \right)^{-1}. \quad (2.23)$$

Comparando as equações (2.29) e (2.23), encontramos as seguintes relações entre os coeficientes de Einstein

$$\frac{A_{ji}}{B_{ji}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \Rightarrow A_{ji} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji} \quad (2.24)$$

e

$$\frac{B_{ij}g_i}{B_{ji}g_j} = 1 \Rightarrow B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} B_{ji}. \quad (2.25)$$

Essas relações são conhecidas como relações de Einstein, e apesar de terem sido encontradas utilizando a condição de ET, elas são independentes do meio e dependem apenas das propriedades físicas do átomo. Os coeficientes de absorção e emissão de uma determinada transição podem ser obtidos com pelo menos um dos coeficientes de Einstein. Os coeficientes e relações de Einstein, entretanto, são válidos apenas para transições entre dois estados ligados. Para transições do tipo ligado-livre devem-se utilizar as relações de Einstein-Milne,

$$F(v) = \frac{2h\nu^3}{c^2} G(v) \quad (2.26)$$

e

$$p_\nu = \frac{4\pi g_1 m_e^2 v^2 c^2}{h^3 \nu^3 g_0} F(v), \quad (2.27)$$

onde v é a velocidade que o elétron adquire quando ionizado, p_ν a probabilidade de fotoionização do átomo por radiação de frequência dentro do intervalo $(\nu, \nu + d\nu)$, $F(v)$ é a probabilidade de recombinação espontânea e $G(v)$ a probabilidade de recombinação estimulada, ambas por elétrons com velocidades no intervalo $(v, v + dv)$.

As Equações (2.26) e (2.27) são a generalização das relações de Einstein e são análogas, para o contínuo, das Equações (2.24) e (2.25) e da mesma maneira, são independentes das propriedades do meio; dependem apenas das características atômicas, e portanto, permanecem válidas fora da condição de ETL.

2.3 Função-fonte e a Equação de transferência

Dividindo a equação (2.16) por $-\kappa_\nu \rho ds$, conseguimos visualizar melhor a relação entre os processos de emissão e absorção que ocorrem num feixe qualquer, ou seja:

$$\frac{-1}{\kappa_\nu \rho} \frac{dI_\nu}{ds} = I_\nu - \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}.$$

A razão entre o coeficiente de emissão e o coeficiente de absorção é chamada de **função fonte**, $S_\nu \equiv j_\nu / \kappa_\nu$. Essa função descreve como os fótons são removidos e substituídos do feixe original. A função fonte possui as mesmas unidades da intensidade. Portanto, em termos da função fonte temos,

$$\frac{-1}{\kappa_\nu \rho} \frac{dI_\nu}{ds} = I_\nu - S_\nu. \quad (2.28)$$

A equação acima, chamada de equação de transferência radiativa, nos informa o comportamento de um feixe de luz ao atravessar um determinado meio. Se a intensidade do feixe não variar, ou seja, se o lado direito da equação for igual a zero, a intensidade é igual a função-fonte, $S_\nu = I_\nu$. Se a intensidade for maior que a função fonte, então dI_ν/ds é menor que zero, isso significa que a intensidade do feixe diminui com a distância. Por outro lado, se a intensidade for menor que a função fonte, a intensidade aumenta com a distância.

No caso especial da radiação de corpo negro, tanto as partículas quanto os fótons encontram-se em equilíbrio termodinâmico, ou seja, os processos de emissão e absorção ocorrem na mesma taxa. Neste caso, a intensidade da radiação é descrita pela função de Planck, $I_\nu = B_\nu$. A função de Planck é representada por

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/KT) - 1}. \quad (2.29)$$

Além disso, a intensidade, nesse caso, não varia com a distância. Com isso, temos que $I_\nu = S_\nu$. Assim, no equilíbrio termodinâmico, a função fonte é igual a função de Planck, $S_\nu = B_\nu$.

2.4 Equilíbrio Termodinâmico Local

Não há equilíbrio termodinâmico nas estrelas devido ao fluxo de energia emitido em suas superfícies. Mas, se as variações das propriedades do gás forem desprezíveis ao longo do caminho-livre médio do fóton, e das partículas que compõem a atmosfera, podemos aplicar uma aproximação chamada Equilíbrio Termodinâmico Local (ETL). Na fotosfera, em geral, isso só é válido para os átomos, pois os fótons escapam da mesma.

Nessa aproximação, consideramos que todas as propriedades do material naquele pequeno volume estão com os mesmos valores que no caso do equilíbrio termodinâmico. Ou seja, os gradientes das propriedades do meio são muito pequenos. Em outras palavras, após a absorção de radiação, se o tempo necessário para transferir energia entre as partículas for menor que o tempo da ocorrência de emissão de radiação, pode-se dizer que o sistema encontra-se em equilíbrio termodinâmico local.

Os processos importantes considerados neste trabalho envolvem colisões entre partículas e a interação da matéria com o campo de radiação. Quando o sistema pode ser considerado em ETL, utiliza-se a distribuição Maxwelliana para as velocidades dos átomos, pois esta é função apenas da massa das partículas e da temperatura cinética do meio. Já para o campo de radiação, para um sistema em ETL, sua determinação é dada pela função de Planck, pois esta só depende da temperatura radiativa do meio. Portanto, se as partículas estiverem se movendo seguindo a distribuição de Maxwell, e o campo obedecer a distribuição de Planck, podemos dizer que as temperaturas cinéticas e radiativas são iguais, e então o meio está em ETL. Esta situação só ocorrerá se o meio estiver isolado adiabaticamente.

O equilíbrio termodinâmico local só é válido em interiores estelares ou após uma certa profundidade na atmosfera estelar, pois em ambas as regiões a radiação se termaliza para a função de Planck. Porém, mais perto da superfície estelar, o campo de radiação deixa de ser isotrópico, pois quase a totalidade dos fótons está saindo da estrela. A anisotropia do campo de radiação é condição suficiente para tirar o sistema do equilíbrio. A hipótese de ETL é, geralmente, utilizada como uma primeira aproximação nos problemas envolvendo campos de radiação na superfície estelar.

2.4.1 Equação de Excitação de Boltzmann

O gás na atmosfera estelar pode ser tratado como um gás ideal, pois são regiões de baixa densidade. Para conhecermos as características desse gás como pressão, densidade e opacidade é necessário obtermos o número de ocupação atômica de cada nível (sendo um nível ligado ou um estado ionizado). Um sistema considerado em ETL pode ser completamente determinado conhecendo-se a temperatura T e a densidade eletrônica N_e . No equilíbrio termodinâmico, numa temperatura T , os átomos são distribuídos entre seus níveis ligados de acordo com a *função distribuição de Boltzmann*.

A equação de Boltzmann fornece o número de átomos em um estado excitado relativo ao número de átomos no estado fundamental. Seja $n_{i,j}$ a densidade populacional de átomos nos estados de excitação i e de ionização j . Se $j=0$, o átomo está neutro, se $j=1$, o átomo foi ionizado uma vez, e assim sucessivamente. De acordo com a equação de Boltzmann, a razão entre as populações de dois estados excitados pode ser escrita como

$$\frac{n_{i,j}}{n_{0,j}} = \frac{g_i}{g_0} \exp(-\chi_i/kT), \quad (2.30)$$

onde g_i é a degenerescência do nível de excitação i e χ_i é a energia do fóton que corresponde à diferença de energia entre os níveis. A equação acima considera o meio em ETL.

É interessante conhecermos o número de átomos numa certa excitação específica em relação ao número total de estado ionizados. Para isso é necessário somar à Eq. 2.30 todos os níveis da seguinte forma

$$n_j = \sum_i n_{i,j} = \left(\frac{n_{0,j}}{g_0} \right) \sum_i g_i e^{(-\chi_i/kT)} = \left(\frac{n_{0,j}}{g_0} \right) U_j(T) \quad (2.31)$$

onde

$$U_j(T) \equiv \sum_i g_i e^{(\chi_i/kT)} \quad (2.32)$$

conhecida como função partição.

2.4.2 Equação de Saha

Acima dos estados ligados, ditos discretos, existe um contínuo em que os elétrons não estão ligados aos átomos e os mesmos possuem energia cinética diferente de zero. A energia necessária para retirar um elétron do seu estado ligado é chamada de *potencial de ionização* χ_I . Para descrever a ionização dos átomos utilizamos a equação de Saha, que fornece as populações relativas entre dois estados adjacentes de ionização, dada por

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} = \frac{2Z_{i+1}}{n_e Z_i} \left(\frac{2\pi m_e K T}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_I/kT}, \quad (2.33)$$

onde N_i é a densidade populacional dos íons, T a temperatura, χ_i o potencial de ionização do estado de energia mais baixo e n_e é a densidade populacional de elétrons livres (quando n_e aumenta, ocorre recombinação e o número de átomos no estado de maior ionização diminui). A função de partição Z representa a soma ponderada do número de maneiras que um átomo pode arranjar seus elétrons e permanecer com a mesma energia. Com isso, Z_i e Z_{i+1} representam as funções partição do átomo em seus estágios inicial e final de ionização.

A combinação das equações (2.30) e (2.33) expressa o número de átomos disponíveis capazes de realizar uma determinada transição, o que possibilita a produção de uma dada

linha espectral. Para este trabalho, o interesse encontra-se na linha de $H\alpha$ (série de Balmer - Fig. 2.3).

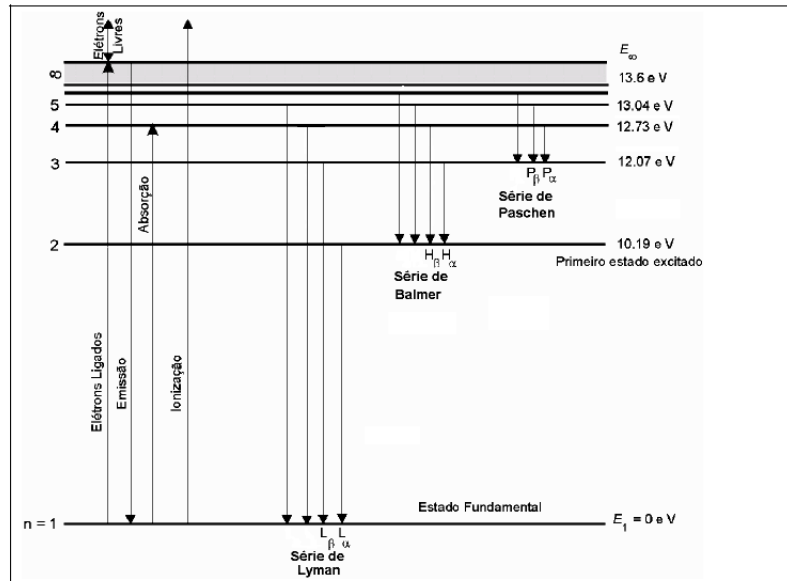


Figura 2.3: Diagrama de níveis atômicos de energia do átomo de hidrogênio (Sousa 2011).

A condição de ETL é apenas uma primeira aproximação para os cálculos iniciais das populações atômicas reais. Veremos como estudar sistemas fora do equilíbrio na Sec. 2.6.

2.5 Formação de linhas espectrais

As linhas espectrais se formam quando há transições ligado-ligado em um determinado átomo. Tanto átomos quanto íons podem ser excitados por processos de colisões, modificando as energias cinéticas das partículas envolvidas, ou por radiação, quando ocorre a absorção de um fóton com energia correspondente à diferença de energia entre 2 níveis. Logo, o perfil de linha representa a variação da densidade de fluxo (intensidade) com o comprimento de onda.

Quando ocorre transição eletrônica de um átomo isolado, há liberação/absorção de fótons com energia igual a diferença entre os níveis envolvidos, ou seja, com comprimento de onda referente à transição. Porém, os perfis não são infinitamente finos, pois existem vários processos que produzem uma incerteza nos níveis de energia dos átomos, e cada um destes processos produz um alargamento de linha. Logo, a morfologia do perfil de linha depende de vários processos físicos que ocorrem no meio. Dentre esses processos estão:

- Alargamento natural

Esse processo é dito natural pois o princípio da incerteza de Heisenberg diz que um orbital atômico não possui um nível de energia bem definido. Este mecanismo ocorre até mesmo nos átomos totalmente isolados.

- Alargamento térmico

É provocado pela distribuição de velocidades dos átomos em um determinado meio. A distribuição é Maxwelliana, se as partículas estiverem em ETL, e depende da temperatura cinética do local e da massa das partículas em movimento. As partículas em um gás movem-se aleatoriamente, e a componente da velocidade dos átomos ao longo da linha de visada produz deslocamento Doppler na radiação emitida ou absorvida, o que alarga as linhas espectrais.

- Alargamento por colisão

Campos elétricos de íons próximos e colisões também perturbam os orbitais atômicos. Neles pode-se considerar que a onda eletromagnética, sendo absorvida ou emitida, sofre perturbação durante uma colisão. Isso provoca um alargamento nos perfis espectrais da linha. Dentre esses alargamentos por pressão, temos o alargamento por efeito Stark quadrático, que ocorre devido a colisões entre átomos e partículas carregadas, e o alargamento de Van der Waals, que ocorre devido a colisão entre átomos neutros. A temperatura e a densidade determinam a importância dos alargamentos térmico e por pressão.

- Alargamento por efeito Doppler

Esse alargamento ocorre devido ao movimento de rotação da estrela. A medida que a estrela gira, os feixes de luz serão deslocados tanto para o azul (quando a estrela estiver se aproximando) quanto para o vermelho (quando a estrela estiver se afastando).

As linhas de absorção ocorrem quando um gás frio está entre a fonte de radiação contínua e o observador. As linhas escuras que se observam no espectro são referentes aos comprimentos de onda absorvidos pelo gás. Já as linhas de emissão são produzidas quando um átomo (ou mesmo um íon ou uma molécula) passa de um estado excitado para um estado de energia menos excitado, emitindo um fóton. Os espectros de emissão são emitidos por

um gás incandescente, a baixa pressão, cujos átomos foram excitados por algum processo físico. Neste caso, dois tipos de linhas podem ser produzidos: as permitidas, que são produzidas em transições entre estados em circunstâncias físicas normais, e as linhas proibidas, que correspondem a transições que precisam de um tempo grande para ocorrer, ou seja, são muito improváveis. Somente em meios rarefeitos, onde a taxa de colisões é baixa, elas são observadas, pois nesta situação um elétron tem tempo suficiente para que a transição ocorra.

2.6 Não-equilíbrio termodinâmico local

A condição de ETL é uma aproximação que, muitas vezes, não é adequada. Por isso iremos tratar de maneira mais correta a questão da formação de linhas espectrais. O campo de radiação não-local e as taxas de colisão entre átomos, íons e elétrons num determinado volume influenciam as densidades populacionais de cada estado de um átomo. A taxa de variação da densidade populacional de uma espécie química k é dada por

$$\frac{\partial n_{ik}}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_{ik} \vec{v}) + \sum_{j \neq i} n_{jk} P_{ji}^k - n_{ik} \sum_{j \neq i} P_{ij}^k, \quad (2.34)$$

onde n_{ik} é a densidade populacional da espécie k com partículas no nível i em um volume fixo, P_{ij}^k é a taxa de transição total do nível i para o nível j . O primeiro termo da eq. acima representa o fluxo de partículas, já o segundo termo é o somatório da taxa de transição de todos os níveis para o nível i e o terceiro é o somatório da transição do nível i para qualquer outro nível. A taxa de transição total é a soma das taxas de transição por radiação e por colisão. No caso estacionário, a Equação (2.34) torna-se

$$\sum_{j \neq i} n_{jk} P_{ji}^k - n_{ik} \sum_{j \neq i} P_{ij}^k - \nabla \cdot (n_{ik} \vec{v}) = 0, \quad (2.35)$$

e se considerarmos o meio como estático,

$$\sum_{j \neq i} n_{jk} P_{ji}^k - n_{ik} \sum_{j \neq i} P_{ij}^k = 0. \quad (2.36)$$

Se somarmos a Equação (2.34) sobre todos os estados i possíveis da espécie k , e se $N_k = \sum_i n_{ik}$, os termos com as taxas de transição se anulam e teremos

$$\frac{\partial N_k}{\partial t} + \nabla \cdot (N_k \vec{v}) = 0, \quad (2.37)$$

que, se multiplicarmos pela massa m_k da espécie k , nos dará a equação de continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.38)$$

Mas antes de podermos resolver as equações acima, precisamos encontrar as taxas totais de transição entre dois níveis.

2.6.1 Taxas de Colisão

O estudo deste trabalho envolve regiões de plasma ionizado e, nesta situação, as colisões entre partículas carregadas são predominantes sobre os outros tipos de colisões. Podemos considerar apenas as colisões com elétrons, pois as colisões são proporcionais às velocidades das partículas e, as velocidades eletrônicas são maiores que as velocidades dos átomos.

O número total de colisões que produzem uma transição do nível i para o nível j é dado por

$$n_i C_{ij} = n_i n_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) f(v) v dv, \quad (2.39)$$

onde $\sigma_{ij}(v)$ é a seção reta de colisão, v_0 a velocidade mínima necessária para se ter uma energia igual a $h\nu_{ij}$, correspondente à transição e $f(v)$ a distribuição de velocidade Maxwelliana. Em equilíbrio temos que $n_i^* C_{ij} = n_j^* C_{ji}$, que nos permite calcular a taxa de de-excitação ($j \rightarrow i$) como (ver eq. 2.30)

$$n_j C_{ji} = n_j \left(\frac{n_i}{n_j} \right)^* C_{ij} = n_j \left(\frac{g_i e^{h\nu_{ij}/KT}}{g_j} \right) C_{ij}, \quad (2.40)$$

onde C_{ij} e C_{ji} são, respectivamente, as taxas de excitação e de-excitação por colisão. As grandezas n_i^* / n_j^* e n_i / n_j são as populações em estados dentro e fora do ETL, respectivamente.

A taxa de ionização por colisão do nível i é dada por

$$n_i C_{ik} = n_i n_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{ij}(v) f(v) v dv, \quad (2.41)$$

e a taxa de recombinação para o nível i é

$$n_k C_{ki} = n_k \left(\frac{n_i}{n_k} \right)^* C_{ik} = n_i^* C_{ik}, \quad (2.42)$$

onde n_i^* é calculado usando densidades reais de elétrons e íons, isto é,

$$\left(\frac{n_i}{n_k}\right)^* \equiv n_e \Phi_{ik}(T).$$

onde $\Phi_{ik}(T)$ representa o fator de Saha-Boltzmann para o estado de ionização i do átomo da espécie k a temperatura T . Os valores de C_{ij} (taxa de excitação) e C_{ik} (taxa de ionização) podem ser encontrados de maneira experimental ou calculados através da mecânica quântica. Maiores detalhes podem ser encontrados em Mihalas & Weibel-Mihalas (1999).

2.6.2 Taxas Radiativas

O número de transições do nível i para o nível superior j , induzidas por radiação, a uma determinada frequência ν , é

$$n_i R_{ij} = n_i B_{ij} \int \phi_\nu J_\nu d\nu = 4\pi n_i \int \alpha_{ij}(\nu) (h\nu)^{-1} J_\nu d\nu, \quad (2.43)$$

onde $\alpha_{ij}(\nu)$ é a seção reta de fotoexcitação do átomo para a transição $i \rightarrow j$ e R_{ij} representa a taxa de excitação por radiação. A equação acima pode ser simplificada, caso o nosso referencial se mova com a mesma velocidade do material, da seguinte forma

$$n_i R_{ij} = n_i B_{ij} \int \phi_\nu J_\nu d\nu \equiv n_i B_{ij} \bar{J}_{ij} = n_i 4\pi \alpha_{ij} \bar{J}_{ij} / h\nu_{ij}, \quad (2.44)$$

onde \bar{J} representa a intensidade média do feixe e ϕ_ν o perfil de linha. Se o referencial do laboratório estiver se movendo com velocidade diferente da do material, a definição de \bar{J} torna-se bem mais complexa e ganha uma dependência angular. Com isso, temos que calcular as integrais sobre o ângulo sólido, ou seja,

$$\bar{J}_{ij} = (4\pi)^{-1} \int d\nu \oint d\omega \phi[\nu(1 - \hat{n} \cdot \vec{v}/c)] I(\hat{n}, \nu). \quad (2.45)$$

No processo contrário, o total de transições de um estado superior j para um estado inferior i é dado pelo número de emissões estimuladas somado ao número de emissões espontâneas. O número de emissões estimuladas é dado por

$$n_j B_{ji} \int \phi_\nu J_\nu d\nu = n_j \left(\frac{g_i B_{ij}}{g_j}\right) \bar{J}_{ij} = n_j \left(\frac{4\pi}{h\nu_{ij}}\right) \left(\frac{g_i \alpha_{ij}}{g_j}\right) \bar{J}_{ij}. \quad (2.46)$$

Enquanto o número de emissões espontâneas é dado por

$$n_j A_{ji} \int \phi_\nu d\nu = n_j \left(\frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2}\right) = n_j \left(\frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2}\right) \left(\frac{4\pi}{h\nu_{ij}}\right) \left(\frac{g_i \alpha_{ij}}{g_j}\right). \quad (2.47)$$

Assim, o número total de transições $j \rightarrow i$ é dado por

$$n_j R_{ji} = n_j (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij}) = n_j \left(\frac{4\pi}{h\nu_{ij}} \right) \left(\frac{g_i \alpha_{ij}}{g_j} \right) \left(\frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} + \bar{J}_{ij} \right), \quad (2.48)$$

onde R_{ji} é a taxa de de-excitação por radiação.

Considerando agora as transições ligado-livre, a taxa de fotoionização é

$$n_i R_{ik} = n_i 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{ik}(\nu) (h\nu)^{-1} J_\nu d\nu. \quad (2.49)$$

Já o número de recombinações espontâneas pode ser encontrado se argumentarmos que, numa situação de equilíbrio termodinâmico, o número de recombinações é igual ao número de fotoionizações corrigido do fator $(1 - e^{-h\nu/kT})$ de recombinação estimulada. Nesse caso, $J_\nu \equiv B_\nu$, e

$$(n_k R_{ki})_{esp}^* = n_i^* 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{ik}(\nu) (h\nu)^{-1} B_\nu (1 - e^{-h\nu/kT}) d\nu. \quad (2.50)$$

Sabendo que em equilíbrio termodinâmico, $(n_i^* R_{ik}) = (n_k^* R_{ki,esp.}) + (n_k^* R_{ki,est.})$, então

$$(n_k R_{ki})_{est}^* = n_i^* 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{ik}(\nu) (h\nu)^{-1} B_\nu e^{-h\nu/kT} d\nu. \quad (2.51)$$

Para os processo de excitação/fotoionização do tipo $i \rightarrow j$, onde j é um estado qualquer ligado ou livre, podemos simplificar a notação e escrever

$$R_{ij} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{ij}(\nu) (h\nu)^{-1} J_\nu d\nu, \quad (2.52)$$

e para processos de de-excitações/recombinações do tipo $j \rightarrow i$, escrever

$$R_{ji} = 4\pi \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha_{ij}(\nu)}{h\nu} \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + J_\nu \right) e^{-h\nu/kT} d\nu. \quad (2.53)$$

2.7 Átomo de 2 níveis

O modelo de átomo de dois níveis, apesar de incompleto, oferece uma aproximação razoável para algumas linhas. Quando o acoplamento entre dois níveis, l e u , é muito mais forte que o acoplamento entre estes níveis e os outros, ou entre estes níveis e o contínuo, a equação de equilíbrio radiativo para o nível l é

$$n_l \left(B_{lu} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{lu} \right) = n_u \left(A_{ul} + B_{ul} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{ul} \right). \quad (2.54)$$

Utilizando a equação acima, podemos obter um valor para a razão (n_l/n_u) . Considerando a taxa de emissão espontânea, a opacidade e utilizando as equações de Einstein, temos que a função fonte da linha é

$$S_l = \frac{n_u A_{ul}}{n_l B_{lu} - n_u B_{ul}} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\left(\frac{n_l g_u}{n_u g_l} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (2.55)$$

S_l é independente dos perfis de linha, pois foi considerado que os perfis de absorção são iguais aos perfis de emissão. Se substituirmos o valor de (n_l/n_u) dado pela Equação (2.54) em (2.55), chegamos a

$$S_l = \frac{\int \phi_\nu J_\nu d\nu + \varepsilon' B_\nu}{1 + \varepsilon'} \equiv (1 - \varepsilon) \bar{J}_\nu + \varepsilon B_\nu, \quad (2.56)$$

onde

$$\varepsilon' \equiv C_{ul}(1 - e^{-h\nu/kT})/A_{ul} \quad (2.57)$$

e

$$\varepsilon \equiv \varepsilon'/(1 + \varepsilon'). \quad (2.58)$$

\bar{J} representa a componente de espalhamento não coerente da função fonte e $\varepsilon' B_\nu$ a componente térmica, que representa os fótons que são criados quando um átomo é excitado por colisão, e, então, de-excitados por emissão de radiação. O termo ε' no denominador representa os fótons destruídos por uma de-excitação colisional depois que uma foto-excitação ocorre. O termo de espalhamento representa o termo não-local enquanto os dois termos citados acima descrevem o acoplamento da radiação com o reservatório térmico local.

Utilizando a equação de transferência radiativa de Schwarzschild-Milne (King & Florance 1964), a intensidade média é definida por

$$J_\tau(\tau_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu) E_1(|\tau'_\nu - \tau_\nu|) d\tau'_\nu, \quad (2.59)$$

onde E_1 é conhecida como primeira *integral exponencial*, que, no caso geral, é definida como

$$E_n(x) = \int_1^\infty t^{-n} e^{-xt} dt = n^{n-1} \int_x^\infty t^{-n} e^{-t} dt. \quad (2.60)$$

Encontramos assim a solução da equação de transferência. Para que a solução fique mais realista, é necessário acrescentar o contínuo ao modelo atômico. Com isso, há também o acréscimo dos processos de ionização por colisão e por radiação dos níveis ligados, e os processos de recombinação radiativo ou por colisão para cada um dos níveis ligados.

As equações de equilíbrio estático tornam-se

$$n_l \left(B_{lu} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{lu} + R_{lk} + C_{lk} \right) = n_u \left(A_{ul} + B_{ul} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{ul} \right) + n_l^* (R_{kl} + C_{lk}) \quad (2.61)$$

e

$$n_u \left(A_{ul} + B_{ul} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{ul} + R_{uk} + C_{uk} \right) = n_l \left(B_{ul} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{lu} \right) + n_u^* (R_{ku} + C_{uk}), \quad (2.62)$$

para o nível inferior e superior, respectivamente. Como no caso anterior, podemos encontrar o valor de (n_l/n_u) das Equações (2.61) e (2.62), e substituir na Equação (2.55), para obter

$$S_l = \frac{\int \phi_\nu J_\nu d\nu + \varepsilon' B_\nu(T) + \theta}{1 + \varepsilon' + \eta}, \quad (2.63)$$

onde ε' continua sendo dado pela Equação (2.57),

$$\eta = \frac{n_l^* (R_{uk} + C_{uk}) + (R_{kl} + C_{lk}) - (g_l/g_u) n_u^* (R_{lk} + C_{lk}) (R_{ku} + C_{uk})}{A_{ul} [n_l^* (R_{kl} + C_{lk}) + n_u^* (R_{ku} + C_{uk})]} \quad (2.64)$$

e

$$\theta = \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} \right) \left(\frac{g_l}{g_u A_{ul}} \right) \frac{n_u^* (R_{lk} + C_{lk}) (R_{ku} + C_{uk})}{[n_l^* (R_{kl} + C_{lk}) n_u^* (R_{ku} + C_{uk})]}. \quad (2.65)$$

O primeiro termo do numerador da Equação (2.63) representa o termo de espalhamento. O segundo termo depende da temperatura cinética dos elétrons, por isso representa a componente térmica da função-fonte e representa a taxa com que fótons são criados por excitação colisional. O terceiro termo é proporcional à taxa com que ocorre ionização multiplicado pela fração de elétrons que sofre recombinação. No denominador o segundo termo representa os fótons destruídos por de-excitação do estado superior para o estado fundamental por colisão. O terceiro termo representa a taxa total de ionização do nível superior para o contínuo multiplicado pela fração de elétrons que sofre recombinação para o nível fundamental, destruindo o fóton correspondente à transição de u para l , que foi o responsável pela foto-excitação do átomo no momento inicial.

2.8 Método de Sobolev

Na equação de transporte radiativo, como já analisada, é preciso levar em conta que os processos de emissão e absorção são afetados pelo movimento do gás. Isso faz com que haja

uma dependência entre a posição e velocidade do gás e o fluxo radiativo, cuja solução é extremamente difícil, sendo necessário o uso de aproximações. Uma das aproximações utilizadas é o método de Sobolev, que consiste em resolver problemas de transferência radiativa em sistemas com movimento. Este método tem uma generalização para um sistema em três dimensões.

Este método baseia-se no conceito de “superfície de velocidade constante”, pois, quando a velocidade do fluxo é maior que a velocidade térmica do gás, a radiação de cada frequência, vista por um observador fixo, pode ser considerada como uma superfície matemática.

A equação de transferência para um átomo de dois níveis movendo-se em três dimensões, detalhada por Rybicki (1970), pode ser escrita como

$$\hat{n} \cdot \nabla I(\vec{r}, \hat{n}, \nu) = -\kappa(\vec{r})\phi \left[\nu - \frac{\nu_0}{c} \hat{n} \cdot \vec{v}(\vec{r}) \right] [I - S], \quad (2.66)$$

$I(\vec{r}, \hat{n}, \nu)$ é a intensidade específica num ponto \vec{r} , na direção definida pelo vetor unitário \hat{n} com frequência ν e $\vec{v}(\vec{r})$ é a velocidade do material. A quantidade

$$\kappa(\vec{r}) = \frac{h\nu_0}{4\pi} B_{12}n_1(\mathbf{r}), \quad (2.67)$$

é a opacidade da linha integrada, onde ν_0 é a frequência central da linha, B_{12} é o coeficiente de Einstein e n_1 é a população do nível mais baixo.

A solução formal da equação de transferência (Eq. 2.66) em um ponto arbitrário \vec{r} e direção \hat{n} é

$$\begin{aligned} I(\vec{r}, \hat{n}, \nu) = & \int_0^R \kappa_{lu}(\vec{r} - \hat{n}l)\phi \left[\nu - \frac{\nu_0}{c} \hat{n} \cdot \vec{v}(\vec{r} - \hat{n}l) \right] S(\vec{r} - \hat{n}l) e^{-\int_0^l \kappa_{lu}(\vec{r} - \hat{n}l')\phi \left[\nu - \frac{\nu_0}{c} \hat{n} \cdot \vec{v}(\vec{r} - \hat{n}l') \right] dl'} dl \\ & + I_\nu^{inc} e^{-\int_0^l \kappa_{lu}(\vec{r} - \hat{n}l')\phi \left[\nu - \frac{\nu_0}{c} \hat{n} \cdot \vec{v}(\vec{r} - \hat{n}l') \right] dl'}, \end{aligned} \quad (2.68)$$

onde l é a distância ao longo do raio que passa em \vec{r} na direção oposta a \hat{n} e I_ν^{inc} a intensidade incidente gerada no ponto R , limite da integração (Rybicki & Hummer 1978).

Sobolev observou que a solução da Equação (2.68) pode ser simplificada se o sistema analisado possuir gradientes de velocidade do meio suficientemente grandes, comparadas à velocidade do som neste mesmo meio. Nesse caso, o perfil de linha $\phi(\vec{r}, \nu)$ é, em geral, uma função bem estreita e vai se comportar como uma função- δ de Dirac para a variável l ou l' . Com isso, ao longo de uma determinada direção, a intensidade de radiação só varia com

frequência ν em pontos isolados de ressonância. Esses pontos ocorrem onde o deslocamento Doppler é o valor exato para que ocorra absorção ou emissão de radiação com frequência ν . O efeito Doppler acontece devido à velocidade do material. A ressonância ocorre no ponto onde o argumento ϕ da equação (2.68) é igual a ν_0 , ou seja,

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v'}{c}, \quad (2.69)$$

onde $v' \equiv \vec{v} \cdot \hat{n}$ é a velocidade do material projetada na linha de visada. Com esse método, a solução da equação de transferência é simplificada, pois interage apenas com alguns poucos pontos ressonantes ao longo de uma determinada direção.

Para que essa aproximação seja válida, é necessário que a região de ressonância seja muito estreita. A espessura da região de ressonância Δl pode ser estimada derivando a equação (2.69), e considerando que o gradiente de v' seja constante em seu interior, de modo que

$$\Delta l = \frac{c}{\nu_0} \frac{\Delta \nu}{|dv'/dl|}, \quad (2.70)$$

onde $\Delta \nu$ é a largura do perfil de linha. Se consideramos $|dv'/dl| \approx v_0/l_0$, onde v_0 é a velocidade típica do material e l_0 é o comprimento de escala típico do meio, e aproximarmos que a largura do perfil de linha é causada pelo alargamento térmico na região, então $\Delta \nu = \nu_0 c_s/c$, onde c_s é a velocidade do som no meio. Substituindo na equação (2.70), temos que

$$\frac{\Delta l}{l_0} \approx \frac{c_s}{v_0}. \quad (2.71)$$

Segundo a equação acima, para que a largura da zona de ressonância seja estreita o suficiente para que o método de Sobolev seja válido, é necessário que a velocidade macroscópica do meio seja muito maior que a velocidade do som. Por essa razão a aproximação de Sobolev muitas vezes é chamada de *aproximação supersônica*.

De acordo com o método de Sobolev, a intensidade integrada média está relacionada com a função fonte da seguinte forma (Rybicki & Hummer 1978),

$$\bar{J} = [1 - \beta(\vec{r})]S(\vec{r}) + F(\vec{r}), \quad (2.72)$$

onde

$$\beta(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1 - e^{-\tau(\vec{r}, \hat{n})}}{\tau(\vec{r}, \hat{n})} d\omega \quad (2.73)$$

e

$$F(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{1 - e^{-\tau(\vec{r}, \hat{n})}}{\tau(\vec{r}, \hat{n})} \left[\sum_{j=1}^N S(\vec{r}_j) (1 - e^{-\tau(\vec{r}_j, \hat{n})}) e^{-\sum_{i=1}^{j-1} \tau(\vec{r}_i, \hat{n})} \right]. \quad (2.74)$$

A função $\beta(\vec{r})$ é a probabilidade que um fóton possui de escapar da vizinhança de \vec{r} sem sofrer nenhuma absorção ou espalhamento. $\vec{F}(\vec{r})$ representa o acoplamento radiativo entre o material em \vec{r} e todos os N pontos ressonantes ao longo da direção \hat{n} . O termo

$$e^{-\sum_{i=1}^{j-1} \tau(\vec{r}_j, \hat{n})}$$

representa a extinção da radiação ao atravessar as N superfícies ressonantes entre os pontos \vec{r} e \vec{r}_j .

Com a ajuda das Equações (2.56) e (2.72) e utilizando a aproximação do átomo de dois níveis, é possível encontrar o valor da função-fonte. A solução deve ser obtida iterativamente, pois o termo $\vec{F}(\vec{r})$ faz com que o problema se torne não-local. Para isso, consideramos um valor inicial de $\vec{F}(\vec{r})=0$, e calculamos a função-fonte correspondente. Então, podemos calcular um valor para $\vec{F}(\vec{r})$ que é utilizado para calcular um novo valor para S , e assim sucessivamente. Este procedimento converge rapidamente porque o termo não-local, geralmente, tem apenas uma fraca contribuição para a função fonte.

A aproximação de Sobolev é uma boa aproximação para os fenômenos de transferência radiativa e estudos da formação de linha nos perfis das ETTCs. No Cap. 5 serão mostrados perfis observados de duas ETTCs comprovando que seus perfis possuem larguras típicas de várias centenas de km s^{-1} . Essa característica é um indício de que o material possui velocidade supersônica. Li & Wilson (1999), supondo que o funil de acreção fosse isotérmico, adotaram o valor de 25 km s^{-1} para a velocidade do som no funil de acreção.

No estudo das ETTCs consideramos duas regiões da estrela, a fotosfera e a região do anel de acreção, ambas emitindo como corpos negros. A região onde o material em acreção se choca com a fotosfera da estrela encontra-se a uma temperatura maior que sua fotosfera. Com isso, a solução para a intensidade média ganha mais dois termos, e torna-se

$$\bar{J} = [1 - \beta(\vec{r})]S(\vec{r}) + \beta_c(\vec{r})I_* + \beta_{ch}(\vec{r})I_{ch} + F(\vec{r}) \quad (2.75)$$

onde

$$\beta_c(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\omega_c} \frac{1 - e^{-\tau(\vec{r}, \hat{n})}}{\tau(\vec{r}, \hat{n})} e^{-\sum_{i=1}^N \tau(\vec{r}_j, \hat{n})} d\omega \quad (2.76)$$

e

$$\beta_{ch}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\omega_{ch}} \frac{1 - e^{-\tau(\vec{r}, \hat{n})}}{\tau(\vec{r}, \hat{n})} e^{-\sum_{i=1}^N \tau(\vec{r}_j, \hat{n})} d\omega. \quad (2.77)$$

A integral β_c é calculada sobre o ângulo sólido na região da superfície da estrela, e em β_{ch} sobre a região de choque na base da magnetosfera. A probabilidade de um fóton em \vec{r} atingir a fotosfera da estrela ou o anel de acreção sem sofrer absorção ou espalhamento é representada pelas integrais β_c e β_{ch} . As intensidades específicas I_c e I_{ch} , referentes à fotosfera da estrela e à região de choque, foram consideradas regiões que emitem como corpos negros. Com isso, as intensidades podem ser substituídas pelas funções de Planck para as temperaturas da fotosfera e do anel de acreção. Juntando as equações (2.56) e (2.75), e isolando S , encontramos que a função-fonte pode ser escrita como

$$S = \frac{(\beta_c(\vec{r})I_* + \beta_{ch}(\vec{r})I_{ch} + F)(1 - \varepsilon) + \varepsilon B(T)}{\beta + \varepsilon - \beta\varepsilon}, \quad (2.78)$$

onde T é a temperatura em \vec{r} . Nesse caso, também, a solução deve ser obtida iterativamente.

Capítulo 3

Fluxos Magneto-Hidrodinâmicos

Os campos magnéticos têm um papel importante na evolução inicial das estrelas. Na fase de protoestrela, para objetos de baixa massa, os campos magnéticos são capazes de interromper o disco circunestelar e canalizar o material para a superfície estelar (Bouvier et al. 2007b). Esses campos magnéticos são gerados por meio de processos de dínamo e possuem intensidades na ordem de kG. A maior parte da detecção dos campos magnéticos é feita através do efeito Zeeman (Johns-Krull 2007a). O campo magnético provoca um deslocamento das linhas espectrais de um sistema devido ao desdobramento dos níveis de energia. As componentes geradas pelo desdobramento são polarizadas mesmo se a linha original não o é. O monitoramento dos sinais que o efeito Zeeman provoca é feito, por exemplo, através da espectropolarimetria.

Atualmente, os modelos de acreção magnetosférica são um consenso para descrever as estrelas T Tauri Clássicas (Hartmann et al. 1994). Esses modelos preveem que o campo magnético forte de tais estrelas trunca o disco circunestelar próximo ao raio de corotação, impedindo assim que o mesmo chegue à estrela. A matéria canalizada segue as linhas de campo que se fecham na superfície da estrela. Nesse processo há transferência de momento angular da estrela para o disco. Próximo ao raio de corotação encontram-se linhas abertas

do campo magnético, que geram os ventos de disco.

A seguir mostraremos como esses dois processos ocorrem.

3.1 Acreção magnetosférica

O modelo de acreção magnetosférica para o estudo de ETTC foi adaptado a partir do modelo de pulsares de Ghosh & Lamb (1979). Neste trabalho foi utilizado esse modelo e considerado que o campo magnético predominante na região da magnetosfera é dipolar.

As técnicas para o estudo do campo magnético, baseadas no efeito Zeeman, comprovam que as ETTCs possuem campos magnéticos fortes e irregulares em sua superfície (Donati et al. 2010). Polarização circular é observada em várias regiões, dentre elas, as regiões onde ocorrem os choques. Observa-se esse fenômeno a partir das linhas de emissão, que mapeiam a topologia da região. A intensidade do campo magnético permite a existência do truncamento do disco de acreção, a alguns raios estelares.

O estudo das linhas de emissão das ETTCs indica que o material circunstelar cai na superfície da estrela a centenas de km s^{-1} , sendo tal evidência verificada a partir das larguras destas linhas. As altas velocidades são adquiridas pelo material, que inicia a queda a alguns raios estelares. Essa evidência espectroscópica fortalece o modelo de magneto-acreção.

Quando a matéria atinge a superfície da estrela, gera uma mancha quente, devido ao choque (Bouvier et al. 1995). Esse processo termaliza a região do choque, criando as chamadas manchas quentes, exatamente onde o campo magnético intercepta a superfície estelar. Esse fenômeno é a fonte do excesso de ultravioleta e óptico observado nesses objetos.

O estudo das linhas mais energéticas da série de Balmer é o mais adequado para verificar os sinais da magneto-acreção, pois elas possuem uma tendência maior de mostrar a componente de absorção deslocada para o vermelho. Isso indica que as linhas são formadas numa região onde o material está em queda em direção à estrela (Edwards et al. 1994).

O raio de truncamento ocorrerá na região onde a pressão magnética é igual a pressão dinâmica do material, ou seja

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{\rho v^2}{2}, \quad (3.1)$$

onde ρ é a densidade e v a velocidade do material sofrendo acreção. Considerando que a

acrecção seja esfericamente simétrica, a equação acima pode ser reescrita como

$$B^2 = \frac{\dot{M}_{acr} v}{R_T^2}, \quad (3.2)$$

onde \dot{M}_{acr} é a taxa de acreção de massa. Para um campo totalmente dipolar, próximo de R_T , temos que $B(r) = B_*(R_*/r)^3$, sendo B_* o campo magnético na superfície da estrela e R_* o raio da estrela. A velocidade do material é aproximadamente a velocidade de queda livre. Assim, temos que o raio de truncamento é

$$\frac{R_T}{R_*} = \Gamma \left(\frac{B_*^4 R_*^5}{2GM_* \dot{M}_{acr}^2} \right)^{1/7}, \quad (3.3)$$

onde G é a constante gravitacional e M_* a massa da estrela.

A acreção magnetosférica não ocorre necessariamente de forma esfericamente simétrica, como a Equação (3.3) sugere. Apesar disso, a razão entre os parâmetros da estrela e da acreção continuam valendo para acreção não-esférica, sendo necessário apenas que se multiplique a Equação (3.3) por um fator Γ , com valor da ordem de unidade. A determinação desse valor possui dependência com a geometria do sistema, o que dificulta a determinação precisa do raio de truncamento.

O movimento do material do disco, caso este esteja suficientemente ionizado, é controlado principalmente pelo campo magnético da estrela, ou seja, o material segue as linhas de campo indo em direção à fotosfera da estrela. Isso ocorre para raios menores que o raio de truncamento, região na qual as linhas de campo se fecham na superfície da estrela.

As linhas de campo magnético que ligam a estrela a uma região do disco exterior ao raio de corotação, terão uma tendência de transferir momento angular da estrela para o disco, desacelerando o giro da estrela, e acelerando o giro do disco (Romanova et al. 2014). Esta é uma maneira eficiente da estrela perder momento angular durante sua evolução até a perda do seu material circunstelar.

A acreção só ocorrerá nas estrelas que possuem o raio de truncamento inferior ao raio de corotação, pois além dessa região a velocidade angular das linhas de campo magnético (que giram com a mesma velocidade que a estrela), é maior que a do disco. Então, quando o material passa a seguir as linhas de campo para ir em direção à estrela, sua velocidade angular aumenta e ele passa a girar com velocidade superior à velocidade Kepleriana; consequentemente, a força centrífuga sobre o material passa a ser maior que a força gravitacional,

o que faz o material ir para uma região mais exterior do disco, impedindo o processo de acreção (Lima 2010).

Como mencionado acima, as ETTCs tendem a perder parte do seu momento angular para o disco circunstelar. Mas, para que haja uma situação de equilíbrio com este cenário, é necessário que linhas de campo magnético cruzem o disco na região exterior ao raio de corotação, ao mesmo tempo que a acreção ocorre seguindo as linhas na região interior a esse raio. Uma diferença, mesmo pequena, entre as velocidades de rotação do disco e do campo magnético provoca dentro de alguns ciclos um processo de reconexão magnética (van Ballegoijen 1994). Essas reconexões liberam a energia magnética armazenada nas linhas de campo. E essa energia liberada pode fazer com que haja erupções altamente energéticas e/ou aquecimento da matéria nos funis de acreção ou mesmo no disco.

A Figura (3.1) ilustra o esquema da acreção, considerando apenas a componente magnetosférica. As linhas de emissão permitidas são produzidas no funil de acreção.

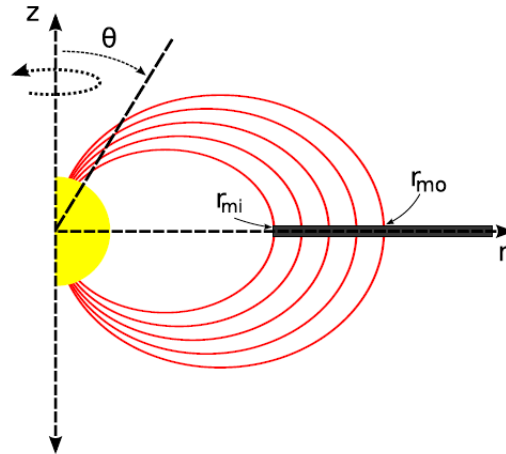


Figura 3.1: O esquema acima representa a magnetosfera (delimitada entre os pontos r_{mi} e r_{mo}) projetada no plano poloidal. A componente da fotosfera é representada pela região amarela, o disco pelo retângulo preto e as linhas de campo magnético (dipolar) pelas linhas vermelhas (Lima 2010).

Há dois estudos de estruturas de temperatura dentro das colunas de acreção, Martin (1996) e Hartmann et al. (1994), que se assemelham apenas no fato da taxa de acreção de massa ser um fator determinante. O modelo do Hartmann et al. (1994) consegue reproduzir os perfis de linha observados de forma consistente, porém suas soluções foram feitas utilizando uma lei de temperatura ajustada de maneira ad-hoc, baseada em ajustes de temperatura

máxima manipuladas pelo o usuário ao invés de considerar os parâmetros físicos. Já o modelo do Martin (1996) foi desenvolvido de forma auto-consistente, mas não obteve resultados satisfatórios ao ser comparado com as observações. Neste trabalho utilizamos o método descrito em Hartmann et al. (1994) e um exemplo da estrutura de temperatura dentro do funil de acreção está apresentado na Fig. 3.2.

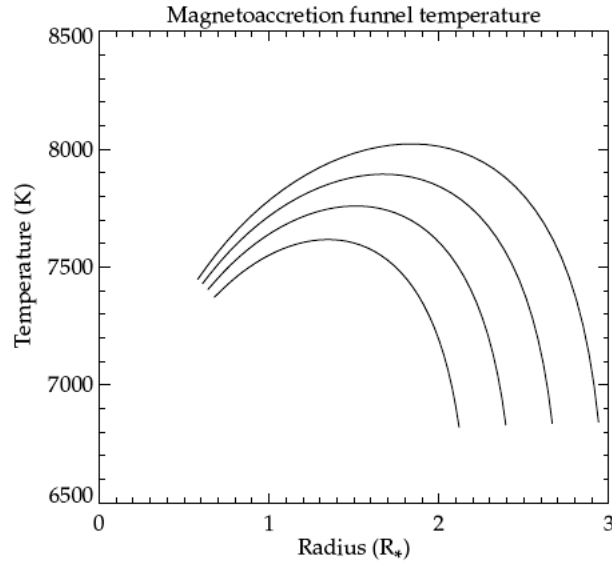


Figura 3.2: Esquema de uma estrutura de temperatura dentro da coluna de acreção. R representa a posição radial de um ponto dentro do funil em unidades de R_* (Hartmann et al. 1994).

3.2 Ventos de disco

A classe de modelos mais aceita para explicar os ventos de disco foi proposta por Blandford & Payne (1982), mas no contexto de discos de acreção ao redor de buracos negros. Esse modelo ajuda a entender os processos de formação e colimação dos jatos durante a fase de formação estelar. Após a elaboração desse modelo, mecanismos similares foram propostos para explicar a origem dos jatos em objetos estelares jovens.

As considerações da solução proposta por Blandford & Payne (1982) levam em conta que há um disco de acreção ao redor do objeto central que gira com velocidade kepleriana. É suposto que as linhas de campo magnético estejam ancoradas no disco de acreção, nas condições de magneto-hidrodinâmica (MHD) ideal. Na situação de MHD ideal, o sistema

é considerado como possuindo condutividade infinita, aproximação razoável, pois o meio estudado é composto, basicamente, de elétrons e íons (plasma). O termo de difusividade magnética é zero e, portanto, não há difusão do campo magnético dentro dessa região. Além disso, a componente poloidal da velocidade deve ser menor que a velocidade de Alfvén (velocidade com que uma onda transversal se propaga ao longo das linhas de campo magnético) na base do disco.

Essa solução sugere que qualquer perturbação no disco que possa provocar movimentos verticais do seu material será capaz de acelerá-lo ao longo das linhas de campo magnético. Mas esse lançamento só ocorrerá caso as linhas de campo façam um ângulo igual ou inferior a 60° com a superfície do disco. Caso essa condição seja satisfeita, as linhas de campo levam o material a alturas cada vez mais elevadas acima da superfície do disco.

Considerando o modelo aplicado a este trabalho, a aceleração ocorre quando não há mais equilíbrio entre as forças centrífuga e gravitacional sentidas pela partícula e a força centrífuga passa a ser a força dominante. Devido à ionização do material, as linhas de campo magnético tornam-se um caminho natural por onde ocorre a aceleração. A Figura (3.3) ilustra esta situação (o referencial adotado para análise desse sistema é um referencial não inercial).

Para que haja a formação de jatos, o vento deve ser colimado. Isso ocorre quando uma tensão imposta pelas linhas de campo magnético é superior à força centrífuga sentida pelo material, o que faz com que o vento comece a ser colimado pelo campo magnético toroidal, gerando assim os jatos proto-estelares observados. A maior parte da energia e momento angular do disco são extraídos por torques magnéticos, e transferidos para o campo magnético e para os jatos bipolares.

A Figura (3.4) representa um esquema da geometria do campo magnético e o fluxo de gás no modelo ventos-X, desenvolvido por Shu et al. (1994a). Neste modelo o vento é produzido numa pequena região perto da borda interna do disco de acreção, conhecida como ponto-X, e é acelerado devido à interação do disco e do campo magnético da própria protoestrela. Este modelo difere do modelo de ventos de disco padrão, onde o vento é produzido numa região extensa do disco de acreção e é acelerado através de um campo magnético de larga escala que permeia o disco, ou através do campo magnético gerado pelo próprio disco.

Neste trabalho os cálculos para o modelo de vento de disco consideram as aproximações

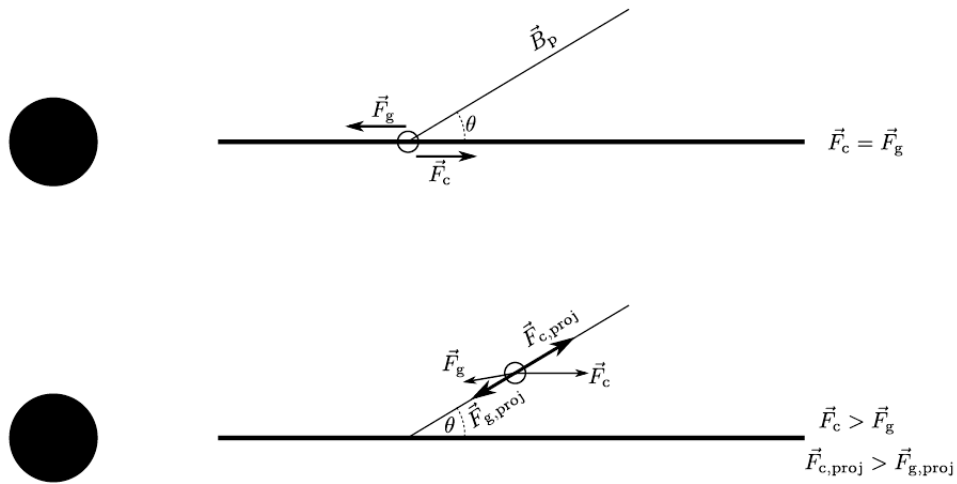


Figura 3.3: Esquema do processo de aceleração magneto-centrífuga (Cerqueira 2001). Na figura superior não há aceleração, pois as forças da gravidade e centrífuga se equilibram. Já na figura inferior, a força gravitacional diminui em relação à centrífuga, produzindo uma aceleração do material ao longo das linhas de campo magnético. Isso se deve ao fato de que as linhas de campo magnético estão ancoradas ao disco de acreção e giram com a mesma velocidade kepleriana do disco e, à medida que a distância ao centro da estrela aumenta, a força gravitacional diminui em relação à centrífuga.

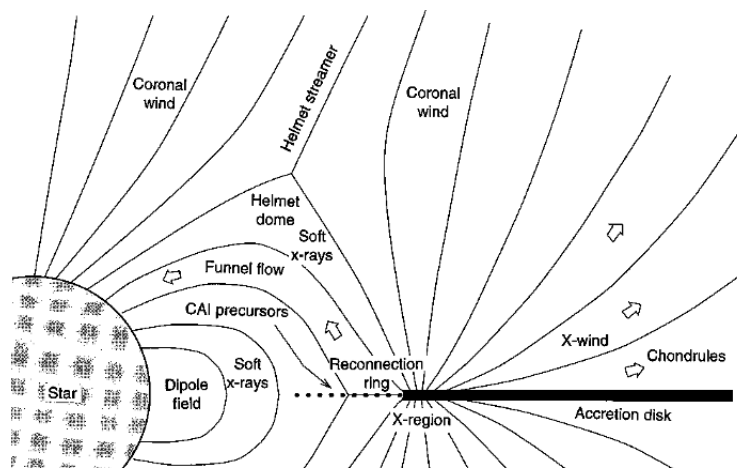


Figura 3.4: Esquema do modelo vento-x, mostrando tanto a acreção quanto o vento de disco. (Shu et al. 1997)

definidas por Ghosh & Lamb (1979), ou seja, utilizamos modelo MHD ideal, axi-simétrico, um disco de acreção com velocidade Kepleriana e com seu fluxo estacionário. A partir dessas aproximações é possível obter as componentes da velocidade, supondo uma forma para o campo magnético poloidal, e a densidade, por conservação de massa.

Para o cálculo do vento de disco, consideramos as seguintes equações:

1) Equação de indução

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3.4)$$

onde \mathbf{B} é o campo magnético e \mathbf{v} é a velocidade do material dentro do fluxo.

2) Equação de movimento

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (3.5)$$

onde ρ é a densidade de matéria, p é a pressão do gás e Φ o potencial gravitacional.

3) Conservação da massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.6)$$

e

4) Conservação do fluxo magnético

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.7)$$

As quatro equações acima representam a aproximação de MHD ideal. Além dessas, temos as equações considerando o estado estacionário, onde quatro grandezas se conservam ao longo das linhas de campo magnético. São elas:

1) Velocidade angular

$$\Omega_0 = \Omega - \frac{k B_\phi}{r}, \quad (3.8)$$

onde k é uma constante de conversão. Quando $B_\phi = 0$, Ω_0 se iguala a velocidade angular do gás.

2) Energia específica

$$E = \frac{v^2}{2} + c_s^2 \ln \rho - \frac{GM_*}{(r^2 + z^2)^{1/2}} - r^2 \Omega_0 \Omega, \quad (3.9)$$

Esta é a constante de Bernoulli, que representa a energia ao longo da direção de movimento.

3) Momento angular por unidade de massa

$$l = r^2 \Omega - \frac{r B_\phi}{4\pi \eta}, \quad (3.10)$$

4) Razão fluxo de massa por fluxo magnético é

$$\eta = \rho k = \rho \frac{v_p}{B_p}, \quad (3.11)$$

onde p representa a componente poloidal. Se combinarmos essas equações chegamos na equação que o modelo de vento resolve (Lima 2010), dada portanto

$$\xi^2 T - 2\xi^2 T m + [\xi^2(T - V) - (\lambda - \xi^2)^2]m^2 + 2\xi^2 V m^3 - \xi^2 V m^4 = 0, \quad (3.12)$$

onde $\xi(\chi)$ é a função que representa a trajetória percorrida pelo material ao longo das linhas de campo e (χ) é a posição da partícula dentro do fluxo, T e V são variáveis auxiliares e m é conhecido como o quadrado do número de Mach Alfvénico, dado portanto

$$m = \frac{4\pi\rho v_p^2}{B_p^2}. \quad (3.13)$$

Com o valor de m podemos encontrar as velocidades poloidal e toroidal e a densidade por conservação de massa. Assim temos

$$f_p = \frac{m(1 + \xi^2)^{1/2}}{\kappa\xi(\xi - \chi\xi)}, \quad (3.14)$$

$$f_\phi = \frac{\xi^2 - m\lambda}{\xi(1 - m)} \quad (3.15)$$

são funções adimensionais que representam as componentes da velocidade. Com o auxílio da equação de conservação de massa ($\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0$) chegamos em uma expressão para a densidade dentro do vento dada por

$$(\rho f)(z = 0) = \rho f \xi \left(\xi(\chi) - \chi \frac{d\xi}{d\chi} \right) \quad (3.16)$$

onde $z = 0$ representa o valor da densidade na base do disco.

Capítulo 4

Modelo Computacional

Como mencionado no Cap. 1 estrelas T Tauri clássicas são identificadas, dentre outros aspectos, pelo excesso no ultravioleta e no infravermelho e pela presença de manchas quentes. Esse cenário pode ser explicado pela acreção magnetosférica, onde as linhas de campo magnético levam matéria do disco circunstelar ao objeto central (Koenigl 1991). Esse material alcança velocidades próximas à velocidade de queda livre, explicando assim as larguras observadas nas linhas de emissão da série de Balmer. Com base nessas observações Hartmann et al. (1994) desenvolveram um modelo computacional capaz de calcular perfis de linha a partir da teoria de magneto-acreção em estrelas T Tauri.

Nesse modelo a acreção é controlada pelo campo magnético dipolar com simetria axial (Fig. 3.1). É considerado o eixo-z como eixo de simetria do sistema (no qual a estrela gira) e simetria no plano-xy. O disco de acreção é considerado opaco, com espessura finita e sua componente de emissão é desprezada na região do visível. A superfície estelar é dividida em fotosfera e região de choque, ambas emitindo como corpo negro. O funil de acreção, ou magnetosfera, é limitado pelas linhas de campo magnético que cruzam o disco entre r_{mi} e r_{mo} que equivalem, respectivamente, ao R_T e R_{co} , e é dividido em uma grade com vários pontos. A quantidade de pontos dentro da magnetosfera é definida pelo número de linhas

de campo magnético, e pela quantidade de pontos que existem ao longo de cada uma destas linhas de campo.

Dentre as aproximações do modelo, o gás acrescido à estrela é totalmente composto por hidrogênio. Para o cálculo das populações atômicas utiliza-se o átomo de dois níveis mais o contínuo. E com o auxílio do método de Sobolev (Cap. 2), calcula-se a função-fonte, opacidade e intensidade média em cada um dos pontos da grade.

Para o cálculo dos parâmetros citados acima é necessário que, inicialmente, tenha-se os valores da temperatura, densidade e velocidade em cada ponto da grade.

Na Fig. 1.4 observamos outra estrutura nas estrelas T Tauri: o vento de disco. Essa outra componente é verificada através das absorções desviadas para o azul nos perfis de linha. Lima et al. (2010) implementaram o código de Hartmann et al. (1994) acrescentando a componente de vento de disco à análise teórica das linhas de emissão. Com essa implementação foi possível fazer uma análise teórica das linhas de emissão de $H\alpha$ considerando as componentes da magnetosfera e do vento de disco simultaneamente.

4.1 Script

Para o cálculo das linhas espectrais é necessário rodar um script escrito em *python*, criado pelo Dr. Gustavo Lima. Para rodar tal script há algumas opções que devem ser colocadas inicialmente e outras que, caso não sejam informadas, serão usados os valores padrões. Para verificar todas as opções disponíveis para se usar na linha de comando, é só utilizar a opção “-h”, ou seja, basta digitar:

```
>script.py -h
```

Os parâmetros mais importantes são:

-I: inclinação do sistema disco-estrela, em graus.

-s: o nome a ser dado para a estrela para o qual se deseja o perfil de linha.

-S: gera a grade de pontos que será utilizada para a magnetosfera ou para o vento de disco. Procura as superfícies ressonantes que serão utilizadas pela aproximação de Sobolev no cálculo das funções-fonte em cada um dos pontos da grade e calcula as propriedades físicas em cada um dos pontos. Após encontrar todos os pontos ressonantes ao ponto principal, e seus gradientes de velocidade, as informações são gravadas, junto com as coordenadas de cada um destes pontos, num arquivo binário

chamado `surfaces.dat`.

-**T**: um inteiro que define o tipo de temperatura e de geometria. (1) Apenas magnetosfera, (2) só vento de disco, (3) só vento de disco com uma dada temperatura mínima, (4) só vento de disco isotérmico, (5) magnetosfera e vento de disco, (6) magnetosfera e vento de disco com uma dada temperatura mínima e (7) vento de disco isotérmico e magnetosfera.

- **MHR**: taxa de aquecimento que será usada para o cálculo da temperatura dentro da magnetosfera (default=1.e-3).

- **WHR**: taxa de aquecimento que será usada para o cálculo da temperatura dentro do vento de disco (default=1.e-4).

Por exemplo:

```
>script.py -I 75 -S -s AATau -T 5
```

O resultado será de uma estrela com o nome 'AATau', com inclinação de 75 graus e, no cálculo do perfil, será considerado tanto a magnetosfera quanto o vento de disco. Nessa linha de comando também será gerada a grade de pontos. Caso se trate da mesma estrela, e se não houver modificação em suas estruturas de temperatura, a grade de pontos pode ser omitida e, a gerada anteriormente será novamente considerada para, por exemplo, mudar a inclinação do sistema.

O `script.py` gerencia os códigos abaixo:

4.1.1 CVMOD

Este código, inicialmente proposto por Hartmann et al. (1994) e complementado por Lima et al. (2010), é composto por várias rotinas, sendo que a maioria delas foi escrita em *C++* e algumas escritas em *Fortran77*. Os principais arquivos são os arquivos de configuração, e o arquivo com as informações atômicas necessárias para o cálculo das linhas espectrais. O CVMOD é um código capaz de calcular o perfil de linha levando em conta ao mesmo tempo a magnetosfera e o vento de disco, de maneira consistente.

4.1.2 FLUX

Este código, proposto por Muzerolle et al. (2001), calcula os perfis de linha fazendo a integração da intensidade específica ao longo de todo o feixe de radiação, e também considerando

os alargamentos térmico, natural, Stark e de van der Waals.

4.2 Arquivo de configuração: *config*

O arquivo de entrada *config* contém todos os parâmetros necessários de configuração do *CVMOD*. Caso esse arquivo não exista, o próprio *CVMOD* o gera ao rodar pela primeira vez, com todas as opções e parâmetros padrões de configuração. Abaixo serão descritas as principais opções e parâmetros de entrada pelo programa:

- **Velocity Law:** Define o tipo de sistema a ser modelado pelo *CVMOD*. Magnetosfera (1), representa um sistema com a estrela, disco de acreção e colunas de acreção, apenas. Vento de disco (6), representa um sistema com estrela, disco, e vento de disco sendo ejetado. Magnetosfera + Vento de disco (7), onde consideramos as componentes magnetosférica e de vento de disco simultaneamente nos cálculos. Algumas outras opções existem, mas não foram utilizadas neste trabalho, e, portanto, não serão descritas.
- **Job Type:** Define o tipo de tarefa a ser realizada pelo *CVMOD*. A tarefa (1) é utilizada para calcular as posições das superfícies ressonantes para cada um dos pontos da grade do sistema. A tarefa (2) calcula as funções fonte em cada um dos pontos da grade. A tarefa (3) calcula o perfil de linha desejado. A tarefa (4) calcula as densidades populacionais dos níveis eletrônicos necessários para gerar a linha desejada. A tarefa (5) gera a grade do pontos do sistema estudado. Para obter um perfil de linha partindo do zero, devemos, nesta ordem, criar a grade de pontos (5), encontrar as superfícies ressonantes para cada um dos pontos da grade (1), calcular as densidades populacionais dos níveis responsável por gerar a linha espectroscópica desejada (4), as funções fonte desta linha em cada um dos pontos da grade (2), e, por último, o perfil da linha espectroscópica (3).
- **StellarRadInRsun:** Raio da estrela (R_*) em unidades de raio solar R_\odot .
- **StellarMassMsun:** Massa da estrela (M_*) em unidades de massa solar M_\odot .
- **TempStar:** Temperatura da fotosfera da estrela (T_{fot}) em K.
- **TempRing:** Temperatura dos anéis de acreção na superfície da estrela (T_{ch}) em K.

- **DiskwindInnerX0**: Raio interno da região de lançamento do vento de disco sobre o disco de acreção (r_{di}) em unidades de raio estelar (R_*).
- **DiskwindOuterX0**: Raio externo da região de lançamento do vento de disco sobre o disco de acreção (r_{do}) em unidades de raio estelar (R_*).
- **DiskwindZHeight**: Limite da altura do vento de disco (Z_{max}) em unidades de raio estelar (R_*).
- **DiskwindRho0**: Densidade fiducial do vento de disco (ρ_0) em unidades de g cm^{-3} . A densidade fiducial representa a densidade que o primeiro ponto, na base do vento de disco, teria se $r_{di} = 1$.
- **MassFlow**: Taxa de acreção de massa \dot{M}_{acr} em unidades de g s^{-1} .
- **InnerR0**: Raio interno em que a magnetosfera cruza o disco de acreção (r_{mi}) em unidades de raio estelar (R_*).
- **OuterR0**: Raio externo em que a magnetosfera cruza o disco de acreção (r_{mo}) em unidades de raio estelar (R_*).
- **MaxIterations**: Número de iterações que serão feitas ao se calcular os valores das funções-fonte para cada um dos pontos.
- **NSourceX**: Número de trajetórias ou linhas de campo magnético consideradas.
- **NSourceZ**: Número de pontos ao longo de cada trajetória.
- **NSourcePhi**: Número de ângulos azimutais ao redor de um ponto qualquer da grade.
- **NSourceTheta**: Número de ângulos polares ao redor de um ponto qualquer da grade.
- **NSourceStep**: Número de passos ao longo de um feixe que parte de um ponto qualquer da grade.
- **NProfileVelocity**: Número de velocidades ou frequências que formam o perfil de linha.
- **NProfileAngle**: Número de ângulos azimutais ao redor da origem da grade polar que define os raios de luz, e que é utilizada durante o cálculo dos perfis de linha.

- **NProfileRadii**: Número de circunferências centradas na origem da grade polar que define os raios de luz, e que é utilizada durante o cálculo dos perfis de linha.
- **NProfileStep**: Número de pontos ao longo de cada um dos raios de luz utilizados durante o cálculo dos perfis de linha.
- **First Velocity**: Velocidade inicial do perfil de linha em km s^{-1}
- **Last Velocity**: Velocidade final do perfil de linha em km s^{-1}
- **Inclination**: Inclinação do sistema em relação à linha de visada, em graus.

Os parâmetros **NSourceZ** e **NSourceX** definem a quantidade de pontos que formam a grade no *plano-xy* que será utilizada. E esse tamanho da grade pode ser redefinido através de um opção de compilação do código. Para cada um desses pontos é necessário saber as componentes do vetor velocidade, a temperatura, a densidade do gás, densidade de elétrons, densidade populacional dos níveis atômicos responsáveis pela transição, função-fonte e intensidade média de radiação. Existem valores padrões para alguns parâmetros descritos acima. Para maiores detalhes, veja (Lima et al. 2010).

4.2.1 Exemplo de arquivo de configuração: AA Tau

```
# Lines with an initial # need not contain an =
# Lines with an initial '\n' (i.e., empty lines) are allowed.
# All other lines must contain an '=' sign, and it must occur before any
# (optional) '#'. The part of the line after the '#' is ignored.
# Don't use '#' or '=' as part of a label name.

# Except where numerically keyed selections are in use, '0' (zero) means no, and '1' (one) means yes.

VERBOSE =8 # Put the number of a code listed below to control verbose output.
# 0:NONE,1:SURFACE,2:DIAG,3:FIELD,4:VELTABLE,5:INT,6:JBAR,7:GRAD,8:SOURCE,9:PROFILE,10:SOURCESURFACE,11:GRID,12:CROSSING,13:MONITOR
# Warning: using 2:DIAG for a normally dimensioned job can easily fill a disk.
AUXVERBOSE =2 # Put the number of a code listed below to control verbose output for special point.
SPECIAL_I =-1 # The 'i' index of the source grid point where AUXVERBOSE level will be used. (-1 => don't use)
SPECIAL_J =-1 # The 'j' index of the source grid point where AUXVERBOSE level will be used. (-1 => don't use)

VELOCITY_LAW =7 # Put the number of a code listed below to select a cv model.
# Velocity law also dictates the geometry: 0:RADIAL,1:MAGNETO,2:INFALL,3:HUMMER,4:ROTMAGNETO,5:MAGNETOTABLE,6:DISKWIND,7:MAGNETO + DISKWIND

ATMOSPHERE_TYPE =0 # 0:Blackbody,1:Atmosphere

# Indicate what phase of a cv job you want to run by selecting one of the codes listed in the accompanying comment.
JOB_TYPE =5 # 0:ignore, 1:surface, 2:source, 3:profile, 4:ioneql, 5:makegrid
```

```

USE_GRID_FILE =0 # Use the information in GRID_FILENAME for densities and temperatures over the grid.
USE_TEMPERATURES_ONLY =0 # Use the information in GRID_FILENAME only for temperatures over the grid.
GRID_FILENAME =grid.dat # A file of densities and temperatures over the grid.
SURFACES_FILENAME =surfaces.AATau # A file of binary surface information.
VELOCITY_FILENAME =diskwindxcv.AATau # A file of velocity data, currently used in MAGNETOTABLE and DISKWIND
PROF_VEL_FILENAME =profveltable # A file of a list of velocities at which line profile intensities are to be found.
ATMOSPHERE_FILENAME =ABaur_Atmo.dat # A file containing the frequencies and fluxes emitted from the star.

# Physical parameters.
STELLAR_RAD_IN_RSUN =2.10 # Stellar radius in Rsun.
STELLAR_MASS_IN_MSUN =0.80 # Stellar mass in Msun.
MAX_RADIUS =3. # All computation occurs within this number of stellar radii,
# unless overridden by DISKWIND outer corner, or OUTER_RO.
TEMP_STAR =4.0e3 # Temperature of stellar photosphere.
TEMP_RING =8.0e3 # Only consulted in magnetosphere cases.
RADIATION_TEMP =4.0e3 # For IONEQL.
TEMP_GAS =4.0e3 # Ignored if USE_GRID_FILE or USE_TEMPERATURES_ONLY is yes.
FIXED_EPSILON =-1. # Set this to negative to disable.

# Atomic parameters when using atom file (currently when and only when ELEMENT==1).
USE_ATOM_FILE =1 # 1 means yes, 0 means no.
DO_MULTI =0 # 1 means yes, 0 means no. Multi means derive source from n(lower), n(upper).
ELEMENT =1 # Use the atomic number.
ATOM_FILENAME =hydrogen.dat # The name of the file containing atomic parameters.
LOWERLEVEL =2 # For H
UPPERLEVEL =3 # For H

# Line values needed if not using atom file.
ABUNDANCE =1 # Set this fudge factor to one if using atom file.
OSCILLATOR =0.649 #
C_UPPERLEVEL =6.55e-8 #
A_UPPERLEVEL =6.22e7 #
FREQUENCY =0. # If zero, determine from WAVELENGTH.
WAVELENGTH =5.890e-5 # cm

# Parameters to control photospheric profile:
# correction=1-LINE_DEPTH*((1-LINE_WING)*exp(-x*x)+LINE_WING/((1+x)**2)),
# x=v/LINE_DOPPLER_WIDTH, v=velocity from line center.
LINE_DEPTH = 0.0 #
LINE_DOPPLER_WIDTH = 100 # km/s
LINE_WING = 0.0 #

# Used in magnetosphere and diskwind.
SUPPRESS_ROTATION =0 #
DO_HOTSPOT =0 #
HOTSPOTPHI1 =0. # in degrees
HOTSPOTPHI2 =0. # in degrees

# Used in diskwind
DISKWIND_INNER_XO =7.90 #
DISKWIND_OUTER_XO =40.0 #
DISKWIND_Z_HEIGHT =35.0 #
DISKWIND_A =0.430 #
DISKWIND_B =-0.200 #
DISKWIND_RH00 =2.65e-11 #
DISKWIND_TDMAX =3.27e3 #

# Magnetosphere stuff.

```

```

DENSITY_FACTOR =1. # Densities in MAGNETOTABLE velocity table get multiplied by this.
MASS_FLOW =6.62e17 # gm/s, this is the handle on densConst.
INNER_RO =7.14 # radius where inner field line intersects disk plane.
OUTER_RO =7.85 # radius where outer field line intersects disk plane.
BEQ =2.5e3 # equatorial stellar magnetic field in Gauss.
POL_VEL_INNER =3.0e-3 # initial poloidal velocity on the inner field line in units of (G*Mstar/Rstar).
OMEGASK =0.26 # ratio of omega(star) to omega(Keplerian).
XLIN =1.34 # specific angular momentum for the inner field line in units of (G*Mstar/Rstar)^(1/2).

# Rybicki and Hummer stuff
RH_TAU0 = 0.1 #

# Source function dimensions.
MAX_ITERATION =4 # See cvdim.h for maximum allowable dimensions.
NSOURCE_X =40 #
NSOURCE_Z =40 #
NSOURCE_PHI =40 #
NSOURCE_THETA =40 #
NSOURCE_STEP =500 # This parameter is overridden in magnetosphere case.
SOURCE_THETASTAR_FRAC =2 # Number of rays on star is NSOURCE_THETA/SOURCE_THETASTAR_FRAC.

# Profile dimensions.
PROF_VEL_FACTOR =1.0 # If negative, scale values in PROF_VEL_TABLE by max velocity
NPROFILE_VELOCITY =60 #
NPROFILE_ANGLE =40 #
NPROFILE_RADII =50 # This is the total number of radii, including NPROFILE_STAR_RADII.
NPROFILE_STAR_RADII =20 #
NPROFILE_STEP =600 # This parameter is overridden in magnetosphere case.
FIRST_VELOCITY = -400. # km/s
LAST_VELOCITY = 400. #
INCLINATION =90. # 90o is equator-on, 0o is pole-on. Ordinarily control using -i command line.

# Can use these with JOB_TYPE 0, ordinarily JOB_TYPE!=0 overrides these.
USE_SAVED_SURFACES =0 # 0 means don't use SURFACES_FILENAME as a surface file, 1 means do.
SAVE_SURFACES =1 #
USE_SAVED_SOURCE =0 # 0 means don't use SOURCE_NAME as source function, 1 means do.
SAVE_SOURCE =1 # 0 means don't save source function to SOURCE_NAME (overwrites), 1 means do.
DO_PROFILE =0 #
DO_IONEQL =0 #

```

4.2.2 Arquivo de saída: AA Tau

Após rodar o *script* o programa retorna os seguintes parâmetros:

```

! stellar mass: 0.80, stellar radius: 2.10

! system inclination: 75.0

! Using star as a blackbody. Photospheric temperature: 4000

! Magnetosphere and disk wind.

! Magnetosphere

```

```

! inner radius: 6.44, outer radius: 7.85
! mass accretion rate: 1.499371e-08 Msun yr^-1
! heating rate: 1.000000e-01
! minimum temperature: 5965, maximum temperature: 7570

! Disk wind
! inner radius: 7.90, outer radius: 20.00
! maximum height: 35.00
! Coeficients A: 0.430, B: -0.200
! Disk wind launching angle: 33.42 degrees
! Lambda: 2.000000e+01, Kappa: 1.200000e-01
! fiducial density: 3.000000e-11 g cm^-3
! mass loss rate: 1.325693e-09 Msun yr^-1
! heating rate: 4.000000e-04
! minimum temperature: 5411, maximum temperature: 7823

! Hydrogen line profile

! transition lower level: 2, upper level: 3
! central line frequency: 4.566800e+14

! Grid size: 951 x 693mogno:AA Tau/201407:53 >

```

4.3 Código auxiliar: *diskwind*

O método para encontrar a solução auto-similar do vento magneto-centrífugo desenvolvido por Blandford & Payne (1982) é utilizado na rotina denominada *diskwind*. O único arquivo de entrada se chama *inbp*, e contém apenas duas linhas de dados. A primeira linha contém o número de pontos contidos na solução, e o limite em z da solução. A segunda linha contém os coeficientes C e D que definem a trajetória do vento, e os valores das constantes adimensionais ζ e λ , que representam a razão entre o fluxo de matéria e o fluxo magnético, e o momento angular específico, respectivamente. Abaixo temos um exemplo do que o arquivo

contém:

500 35.00

0.630e+00 -0.200e+00 2.8000e-01 5.000e+01

A solução auto-similar do vento é calculada de forma que, para um conjunto de pontos ao longo de uma trajetória definida por $\chi(\xi) = C\xi^2 + D\xi - (C + D)$, é encontrada uma equação do quarto grau dada pela Eq. 3.12. As soluções imaginárias são consideradas nulas.

Depois de encontrada a solução auto-similar as densidades auto-similares são calculadas em cada um dos pontos. O arquivo de saída gerado chama-se *diskwindxcv* e deve estar no mesmo diretório do *CVMOD*.

Capítulo 5

Resultados e Conclusões

Como explicado no capítulo 1, estrelas T Tauri são identificadas, por exemplo, pela variabilidade fotométrica e espectroscópica. Estudos mostraram que tal variabilidade pode estar relacionada com atividades relativas à acreção do material circunstelar, atividade estelar ou ocultação da estrela pelo material do disco (Herbst et al. 1994). Natta & Whitney (2000) previram que a ocultação deve ser consequência de como vemos o sistema estrela-disco, ou seja, da inclinação do disco em relação a nossa linha de visada.

Coletamos da literatura parâmetros físicos das estrelas T Tauri Clássicas AA Tau e TW Hya, para que fosse possível modelar os perfis de linha $H\alpha$ observados. Tais perfis, comparados aos dados observacionais, nos fornecem a validação do modelo computacional utilizado.

No Cap. 4 verificamos que há uma enorme quantidade de parâmetros necessários para obter os perfis. A escolha dos dois objetos citados acima, AA Tau e TW Hya, deve-se ao fato de que os mesmos possuem uma grande quantidade de parâmetros determinados observacionalmente, isso faz com que diminua a quantidade de parâmetros livres. Os parâmetros que ainda não são possíveis de determinar tornaram-se nossos valores de manipulação para a obtenção de perfis semelhantes aos observados. São eles: temperatura máxima da mag-

netosfera (T_{mag}) e do vento de disco (T_{vento}) e a razão entre a taxa de perda e acreção de massa ($\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$).

5.1 Resultados

5.1.1 AA Tau

AA Tau é uma estrela T Tauri clássica com idade de aproximadamente 1,5 milhões de anos e tipo espectral K7 (Donati et al. 2010). Possui massa de $0,8 \pm 0,1 M_{\odot}$, raio de $1,9 \pm 0,2 R_{\odot}$ e inclinação de $75 \pm 5^{\circ}$ (Ingleby et al. 2013). Utilizando a técnica de espectropolarimetria, Donati et al. (2010) mediram um dipolo magnético variando de 2 a 3 kG, inclinado de $\simeq 20^{\circ}$ com o eixo de rotação da estrela e com origem, presumidamente, no dínamo gerado pela estrela. Análises das propriedades da acreção, feitas por Ingleby et al. (2013), indicam um valor de $1,5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ para a taxa de acreção de massa de AA Tau.

Estes foram alguns dos parâmetros utilizados para a modelagem dos perfis de $H\alpha$, os demais estão listados na Tabela 5.8 e seus significados estão especificados no Cap 4. Na Tabela 5.1 estão valores dos parâmetros e suas variações. Tais variação devem-se tanto à variabilidade da própria estrela quanto aos diferentes métodos utilizados para a obtenção dos parâmetros.

O período de rotação da estrela é de $8,22 \pm 0,03$ dias (Bouvier et al. 2007a). Assim, temos que o raio de corrotação (R_{co}) é $7,6 \pm 0,3 R_{*}$, pois consideramos a terceira lei de Kepler:

$$R_{co} = \left(\frac{GM_* P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (5.1)$$

Considerando a variação do campo magnético e da taxa de acreção de massa (Tabela 5.1), temos que o raio de truncamento é $10 \pm 4 R_{*}$, onde os cálculos foram baseados na Equação 3.3. O raio de truncamento pode encontra-se dentro do raio de corrotação, ou seja, $R_{co} > R_T$.

Os perfis de linha de $H\alpha$ da estrela AA Tau apresentados neste trabalho foram comparados com as observações espectroscópicas realizadas de 10 de outubro a 2 de dezembro de

Parâmetros	Cox et al. (2013)	Donati et al. (2010)	Bouvier et al. (1999)	Bouvier et al. (2003)	Ingleby et al. (2013)
$R_*(R_\odot)$	-	2,0	$1,85 \pm 0,15$	$1,85 \pm 0,15$	2,1
$M_*(M_\odot)$	-	0,7	0,85	-	0,8
$T_{\text{tot}}(K)$	4000	4000	4030 ± 30	-	4000
$r_{di}(R_*)$	-	7,6	8,8	8,8	-
$\dot{M}_{acr}(M_\odot/\text{ano})$	-	$2,5\text{e-}10 - 3,2\text{e-}9$	$3, \text{e-}9 - 5, \text{e-}8$	$1\text{e-}8 - 1\text{e-}9$	$1,5\text{e-}8$
$r_{mi}(R_*)$	-	-	-	3	-
$r_{mo}(R_*)$	-	-	-	8	-
P (dias)	8,2	$8,22 \pm 0,03$	8,4	8,2	-
B_* (kG)	-	2 - 3	-	-	-
$i(^{\circ})$	71 ± 1	70 ± 10	75	70 ± 10	-

Tabela 5.1: Parâmetros e suas variações da estrela T Tauri clássica AA Tau obtidos da literatura.

2004 no ESO, em La Silla descritas em Bouvier et al. (2007a), nas quais foram obtidos 22 espectros de alta resolução com o espectrógrafo HARPS e o telescópio de 3,6 m do ESO. Os resultados das observações são apresentados na Figura 5.1.

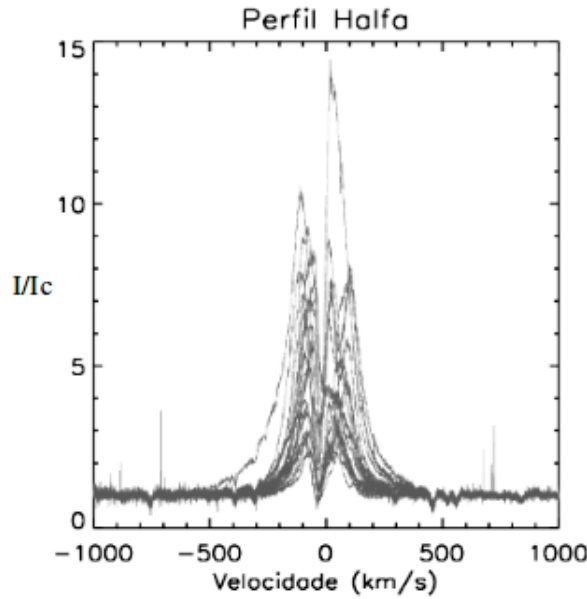


Figura 5.1: Perfis de emissão da linha de $H\alpha$ da estrela AA Tau observados em La Silla, no período de 10 de outubro a 2 de dezembro de 2004 e descritos em Bouvier et al. (2007a). São 22 espectros de alta resolução obtidos com o espectrógrafo HARPS e o telescópio de 3,6 m do ESO.

Modelagens do perfil de emissão da linha $H\alpha$

Para construirmos um perfil da linha $H\alpha$ semelhante aos obtidos por Bouvier et al. (2007a), utilizamos o modelo de Lima et al. (2010) e variamos os parâmetros de AA Tau obtidos da

literatura de maneira que o resultado concordasse com os perfis observados. Os parâmetros principais para essa modelagem são: temperatura máxima da magnetosfera (T_{mag}), temperatura máxima do vento de disco (T_{vento}), tamanho da magnetosfera (R_{mag}), inclinação do sistema disco-estrela (i), taxa de acreção de massa (\dot{M}_{acr}) e a razão entre a taxa de perda de massa e a taxa de acreção de massa ($\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$).

A Figura 5.2 contém seis modelos de perfis de $H\alpha$ com parâmetros distintos. Observando os perfis de cores azul claro e verde, notamos que ambos não se assemelham aos dados observacionais. Ambos possuem temperaturas máximas da magnetosfera ou do vento de disco abaixo de 7000 K. Possivelmente essa temperatura está abaixo do valor mínimo para que um número significativo de átomos de hidrogênio tenha energia suficiente para fazer a transição analisada. Com isso, tomamos o valor de 7000 K como limite mínimo de T_{vento} e T_{mag} para nosso modelo. Comparando o perfil rosa com o azul, concluímos que uma menor inclinação do sistema ($i=60^\circ$, rosa) produz um pico desviado para o azul muito abaixo do observado, eliminando assim, com esse conjunto de parâmetros, uma inclinação $\leq 60^\circ$. Para essa conclusão, testamos vários parâmetros com inclinação de 60° e os perfis não apresentaram bons ajustes.

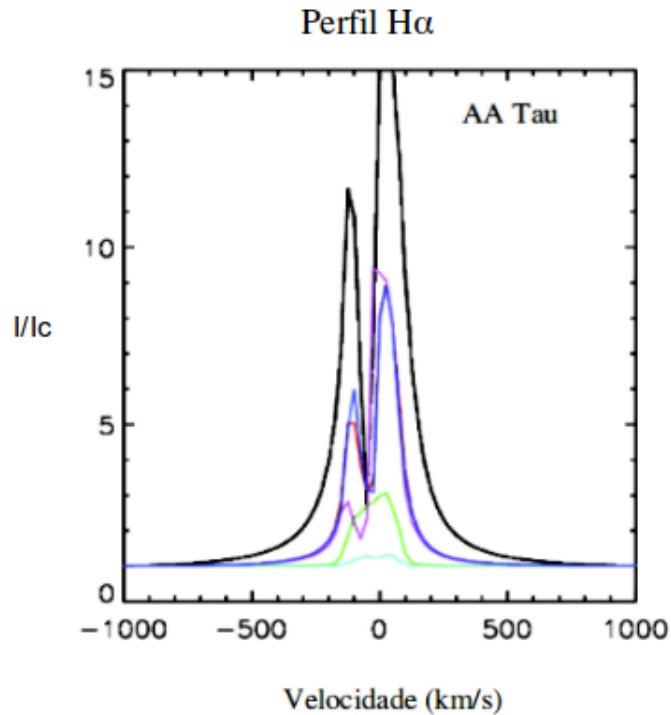


Figura 5.2: Modelos para perfis de linha de emissão de $H\alpha$ para a ETTC AA Tau. Os parâmetros estão descritos na Tabela 5.2.

Cores	Inclinação	R_{mag}	\dot{M}_{acr}	T_{mag}	T_{vento}	$\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$
Preto	70°	7-7,55 R_*	1,5 x 10 ⁻⁸ M _☉ /ano	7300 K	7200 K	0,22
Verde	70°	7-7,55 R_*	1,5 x 10 ⁻⁸ M _☉ /ano	6600 K	8200 K	0,22
Vermelho	70°	7-7,55 R_*	1,5 x 10 ⁻⁸ M _☉ /ano	7100 K	8500 K	0,22
Azul claro	70°	7-7,55 R_*	1,5 x 10 ⁻⁸ M _☉ /ano	8900 K	7000 K	0,27
Rosa	60°	7-7,55 R_*	1,5 x 10 ⁻⁸ M _☉ /ano	7100 K	7600 K	0,27
Azul	70°	7-7,55 R_*	1,5 x 10 ⁻⁸ M _☉ /ano	7100 K	8300 K	0,15

Tabela 5.2: Referente à Fig. 5.2. R_{mag} refere-se ao tamanho da magnetosfera, \dot{M}_{acr} à taxa de acreção de massa, T_{mag} à temperatura máxima da magnetosfera, T_{vento} à temperatura máxima do vento de disco, $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$ à razão entre as taxas de perda e acreção de massa.

O melhor ajuste obtido está representado na Figura 5.3. O perfil possui a morfologia, intensidade e largura semelhantes aos perfis observados. A componente da magnetosfera, em vermelho, indica que a maior parte da emissão da linha de H α ocorre na magnetosfera para AA Tau. O perfil azul representa tanto a componente da magnetosfera quanto a componente do vento de disco. Nele podemos verificar a absorção desviada para velocidades negativas devido ao vento de disco. Ambos os perfis foram contruídos com o mesmo conjunto de parâmetros (i , R_{mag} , \dot{M}_{acr} e T_{mag}).

Comparando com outro modelo da literatura

Esau et al. (2014) apresentaram modelos fotométricos e espectroscópicos da estrela T Tauri Clássica AA Tau. Os modelos espectroscópicos se basearam nos perfis de linha de H α , H β e H γ , utilizando o código TORUS (Harries 2000), (Kurosawa et al. 2006). Os dados observacionais como base de comparação são os mesmos utilizados neste trabalho (Bouvier et al. 2007a). Analisaremos apenas seus modelos referentes à linha de H α , pois nosso intuito é comparar nosso resultado com os apresentados por Esau et al. (2014).

As componentes consideradas no modelo de Esau et al. (2014) são: a fotosfera, a magnetosfera, o disco de acreção e o vento de disco. Para o cálculo dos perfis eles utilizaram a solução da equação de equilíbrio estatístico (Klein & Castor 1978), a aproximação de Sobolev e o método detalhado em Symington et al. (2005) e Kurosawa et al. (2006).

As diferenças geométricas entre os modelos consistem na inclinação da componente do dipolo magnético em relação ao eixo de rotação da estrela, presente no modelo utilizado no

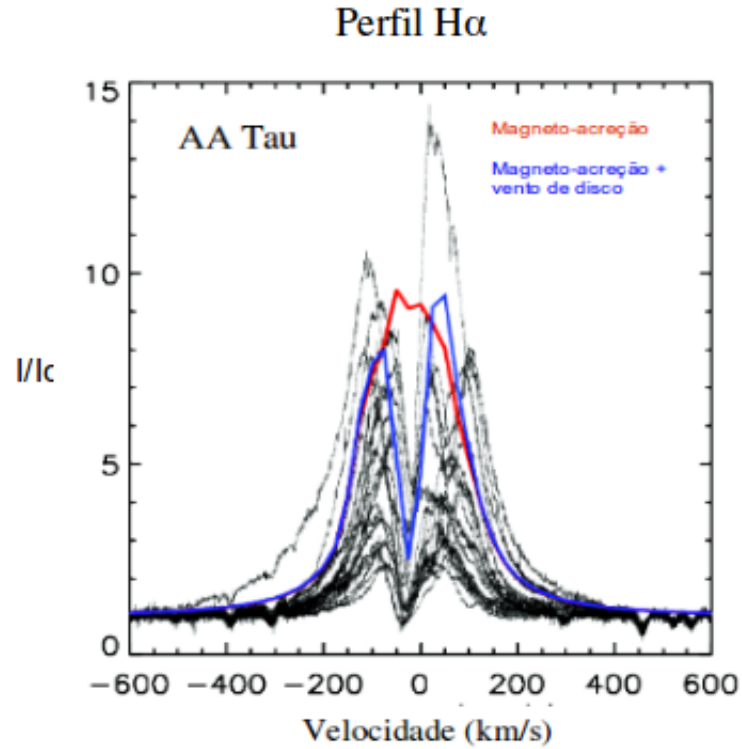


Figura 5.3: Linhas de emissão de H α da ETTC AA Tau obtidas com o espectrógrafo HARPS (ESO) (Bouvier et al. 2007a) apresentadas em cinza. Em azul o perfil modelado, considerando as componentes de magnetosfera e vento de disco. O perfil vermelho representa apenas o modelo da magnetosfera. Os dois perfis possuem os mesmos parâmetros: $i = 75^\circ$, $R_{mag} = 7-7,55R_*$, $\dot{M}_{acr} = 1,5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $T_{mag} = 7200$ K. O modelo que incluiu o vento de disco foi calculado com $T_{vento} = 7300$ K e $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} = 0,15$.

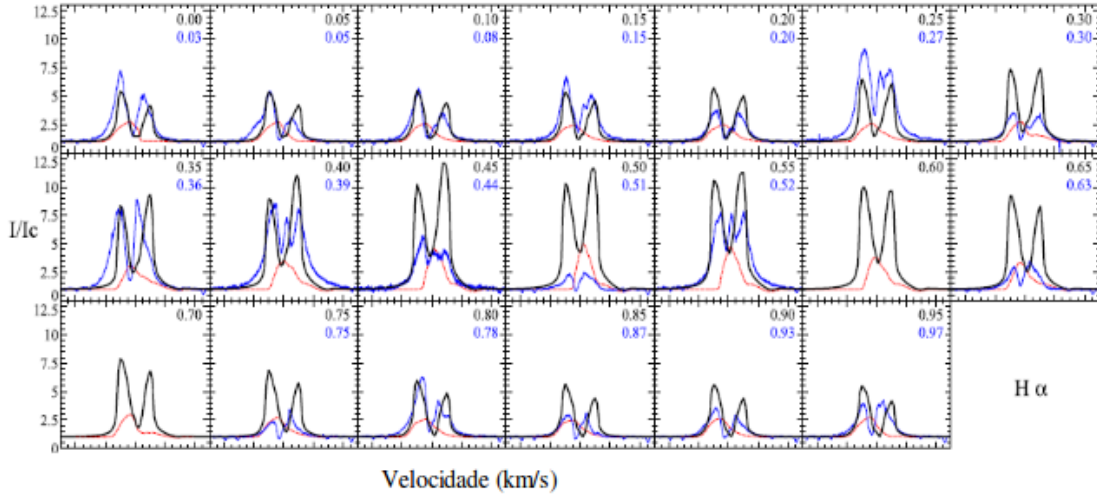


Figura 5.4: Modelo de linhas de emissão de $H\alpha$ da ETTC AA Tau com magnetosfera e vento de disco em preto, apenas magnetosfera em vermelho, onde $T_{mag} = 8500$ K, $T_{vento} = 7900$ K e $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} = 0,10$ (Esau et al. 2014). Em azul, observações obtidas com o espectrógrafo HARPS (ESO) (Bouvier et al. 2007a).

trabalho desenvolvido por Esau et al. (2014) e ausente em Lima et al. (2010), e a inclinação das linhas de campo magnético do vento em relação ao disco de acreção, distintas nos modelos de Lima et al. (2010) e Esau et al. (2014).

Os parâmetros: inclinação do sistema disco-estrela, massa, temperatura da fotosfera, período e campo magnético possuem o mesmo valor em ambas as modelagens. Enquanto os demais parâmetros, apesar de possuírem valores diferentes, encontram-se dentro dos erros contidos na literatura e apresentados na Tabela 5.1. A Figura (5.4) e a Tabela (5.3) apresentam os resultados obtidos por Esau et al. (2014). Já os nossos resultados são apresentados na Figura (5.3) e a Tabela (5.8). Os parâmetros não encontrados na literatura, como T_{mag} , T_{vento} e $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$ são obtidos pelos programas e possuem valores distintos entre os dois códigos analisados. Em Esau et al. (2014), em seus melhores resultados, $T_{mag} = 8500$ K, $T_{vento} = 7900$ K e $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} = 0,10$. Enquanto no nosso melhor resultado, $T_{mag} = 7200$ K, $T_{vento} = 7300$ K e $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} = 0,15$.

Nossos resultados não foram analisados em fase, como os descritos em Esau et al. (2014) e apresentados na Figura 5.4, pois o modelo utilizado neste trabalho é axissimétrico, ou seja, não é possível considerar a inclinação entre o campo magnético e o eixo de simetria de rotação da estrela, e conseqüentemente os perfis que calculamos não variam com a rotação

Parâmetros	Valores
$R_*(R_\odot)$	1,85
$M_*(M_\odot)$	0,8
$T_{phot}(K)$	4000
$r_{di}(R_*)$	8,8
$\dot{M}_{acr}(M_\odot/ano)$	$1 \times 10^{-9} - 1 \times 10^{-8}$
$r_{mi}(R_*)$	5,2 - 7,6
$r_{mo}(R_*)$	8,8
P (dias)	8,22
B_* (kG)	2 - 3
$i(^{\circ})$	75
$\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$	0,1
θ (ângulo entre o eixo de rotação e o B_* , em graus)	10 - 40

Tabela 5.3: Parâmetros do modelo de linhas de emissão de $H\alpha$ da ETTC AA Tau realizado por Esau et al. (2014).

do sistema.

Os dois modelos, Esau et al. (2014) e Lima et al. (2010), concordam na necessidade da componente do vento de disco para reproduzir as linhas de emissão de $H\alpha$ da estrela AA Tau observadas. Analisando o perfil médio obtido por Esau et al. (2014) em relação a intensidade, largura e morfologia, verificamos que esse se assemelha ao nosso perfil modelado. As diferenças são devidas à diferença entre os valores nos parâmetros obtidos pelos programas, por possuírem modelos distintos.

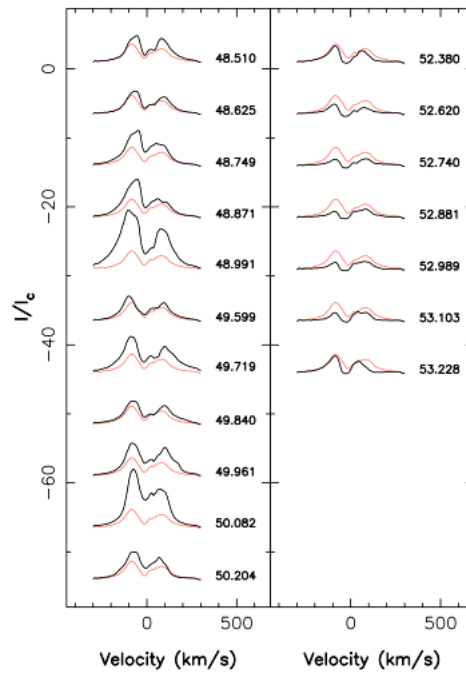


Figura 5.5: Variações da linha de $H\alpha$ de AA Tau em dezembro de 2008 (lado esquerdo) e janeiro de 2009 (lado direito). Figura obtida de Donati et al. (2010). Espectros em vermelho representam o perfil médio, o que enfatiza a variabilidade da estrela.

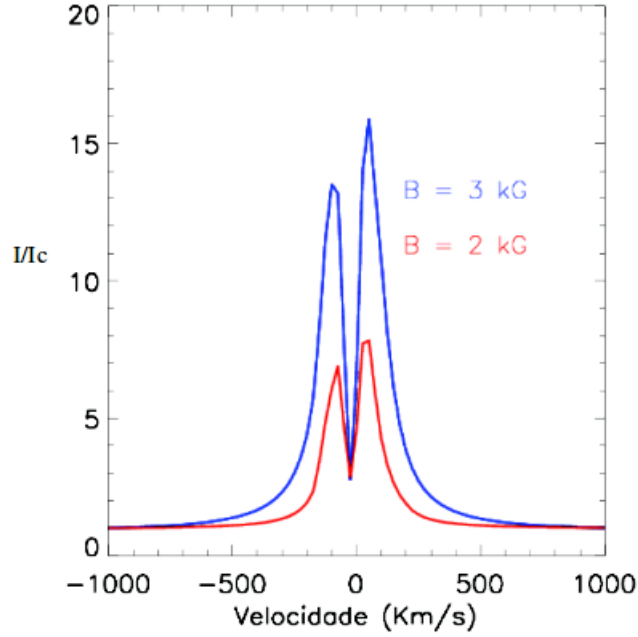


Figura 5.6: Os perfis azul e vermelho representam a linha de emissão de $H\alpha$ considerando o campo magnético igual a 3 kG e 2 kG respectivamente. Ambos foram calculados com $i = 75^\circ$, $\dot{M}_{acr} = 1,5 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $T_{vento} = 7974$ K, $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} = 0,08$ e $T_{mag} = 7453$ K. O tamanho da magnetosfera para o cálculo do perfil azul é $R_{mag} = 7,14-7,85R_*$ e para o perfil vermelho $R_{mag} = 6,44-7,85R_*$.

Variando o campo magnético

Outro conjunto de dados utilizados para comparação dos nossos perfis modelados com os observados foram obtidos por Donati et al. (2010). Eles mediram o campo magnético de AA Tau em duas épocas diferentes (dezembro de 2008 e janeiro de 2009), e os valores de cada época foram próximos, variando entre 2 e 3 kG. As observações mostram que o perfil de $H\alpha$ variou sua intensidade, mas manteve sua morfologia na linha de emissão. Os detalhes estão na Figura 5.5.

Na Figura 5.6, estão representados os perfis modelados que têm como intuito reproduzir as observações feitas por Donati et al. (2010). Para a construção desses perfis, foram mantidos fixos todos os parâmetros, exceto o tamanho da magnetosfera, que possui seu raio interno determinado pela Equação (3.3) e seu raio externo delimitado pelo raio de corotação (Eq. 5.1). Utilizamos os valores extremos dos campos magnéticos obtidos, 2 e 3 kG. Utilizando a Equação (3.3), para $B_* = 2$ kG temos $R_T = 9,2 \pm 4,0R_*$ e para $B_* = 3$ kG,

temos $R_T = 11,0 \pm 4,0 R_*$. Comparando os perfis obtidos com os observados por Donati et al. (2010) adotamos os raios de truncamento de $R_T = 6,44 R_*$ e $R_T = 7,14 R_*$ para os campos magnéticos de 2 e 3 kG, respectivamente. Os valores dos raios de truncamento foram escolhidos, dentro da faixa dos erros, de forma que os perfis teóricos fossem condizentes com a morfologia dos perfis observados.

Na Figura 5.5 verificamos que as intensidades máximas medidas são, aproximadamente, 10 e 3, obtidas nos anos de 2008 e 2009, respectivamente. Enquanto em nossos resultados obtivemos perfis com intensidades maiores, de 15 e 7, para campos magnéticos de 3 e 2 kG, respectivamente (Fig. 5.6). Essa maior intensidade está relacionada com as temperaturas máximas da magnetosfera e do vento de disco. Nesse modelo, ambos os perfis possuem $T_{mag} = 7453$ K e $T_{vento} = 7974$ K. Esses valores são maiores comparados ao perfil escolhido como o melhor ajuste ($T_{mag} = 7203$ K e $T_{vento} = 7347$ K). Já a largura (eixo velocidade), obtida por Donati et al. (2010), possui uma variação de 100 a 400 km s⁻¹, enquanto os nossos resultados possuem uma variação de 200 a 400 km s⁻¹, valores esses dentro dos obtidos observacionalmente.

Um campo magnético mais forte faz com que a magnetosfera trunque o disco de acreção em um local mais afastado da estrela, comparado a um campo magnético mais fraco. Isso faz com que o funil fique mais estreito, pois mantivemos o raio externo da magnetosfera fixo no valor próximo do raio de corotação. A análise da Figura 5.6 demonstra que um maior campo magnético reproduz um perfil mais intenso para essa configuração de parâmetros. Esse resultado tem como justificativa o fato de que, considerando a mesma taxa de acreção de massa para ambas as magnetosferas, o funil de acreção para um maior campo magnético possuirá maior densidade, já que sua magnetosfera é mais estreita.

5.1.2 TW Hya

TW Hya é uma estrela T Tauri clássica, com idade de aproximadamente 8 milhões de anos e com tipo espectral K7 (Weinberger et al. 2002). Possui massa de $0,7 \pm 0,2 M_\odot$ (Pontoppidan et al. 2008), raio de $1,0 \pm 0,1 R_\odot$ (Donati et al. 2011), inclinação de $10^\circ \pm 5^\circ$ (Batalha et al. 2002) e taxa de acreção de massa de 10^{-9} a $10^{-8} M_\odot/\text{ano}$ (Qi et al. 2004). A componente dipolar do seu campo magnético, medida por Donati et al. (2011), possui os

valores de 0,7 e 0,4 kG, medidas estas feitas em março de 2008 e março de 2010. As variações dos valores citados podem ser vistas na Tabela (5.10).

Apesar de ser mais velha que a maioria das T Tauri clássicas, TW Hya ainda possui um disco de acreção relativamente massivo, visível no infravermelho e em comprimentos de onda de rádio (Qi et al. 2004).

TW Hya possui forte linha de emissão de $H\alpha$, típica de sistemas que possuem acreção de massa. Além de intensas, as linhas de emissão são muito variáveis (Rucinski & Krautter 1983). Apresenta também grande variabilidade fotométrica, com períodos detectados que variam de 2 a 9 dias (Siwak et al. 2011).

O raio de truncamento, calculado a partir da Equação (3.3), possui o valor de $6 \pm 1 R_*$ para $B_* = 0,7$ kG e $4 \pm 1 R_*$ para $B_* = 0,4$ kG.

Setiawan et al. (2008), a partir de observações espectroscópicas, mostraram que a variação da velocidade radial de TW Hya possui uma periodicidade de $3,56 \pm 0,02$ dias. A interpretação por eles proposta dos seus dados indicariam que um planeta gigante orbitando esta estrela seria responsável por tal variabilidade. Essa proposta foi rebatida por Huélamo et al. (2008), propondo que a variação da velocidade radial seja causada por manchas na superfície da estrela e não por um planeta gigante. Suas observações confirmam o mesmo período obtido por Setiawan et al. (2008).

Dupree et al. (2012), utilizando dados de observações do satélite de raios-x *Chandra*, verificaram que ocorre um pico claro no periodograma correspondente a 4,744 dias. Já Siwak et al. (2011) interpretaram, de forma preliminar, que TW Hya apresentava variabilidade fotométrica que varia de 2 a 9 dias e que isso se deve às instabilidades do disco de acreção. A partir de análises obtidas pelo satélite MOST, Siwak et al. (2011) detectaram um período mais curto de $1,3 \pm 0,1$ dias.

Os perfis de linha de $H\alpha$ da estrela TW Hya apresentados neste trabalho foram comparados com as observações espectroscópicas realizadas num período de aproximadamente dois anos, em La Silla descritas em Alencar & Batalha (2002), nas quais foram obtidos uma amostra de 42 espectros de alta resolução com o espectrógrafo FEROS e o telescópio de 1,52 m do ESO.

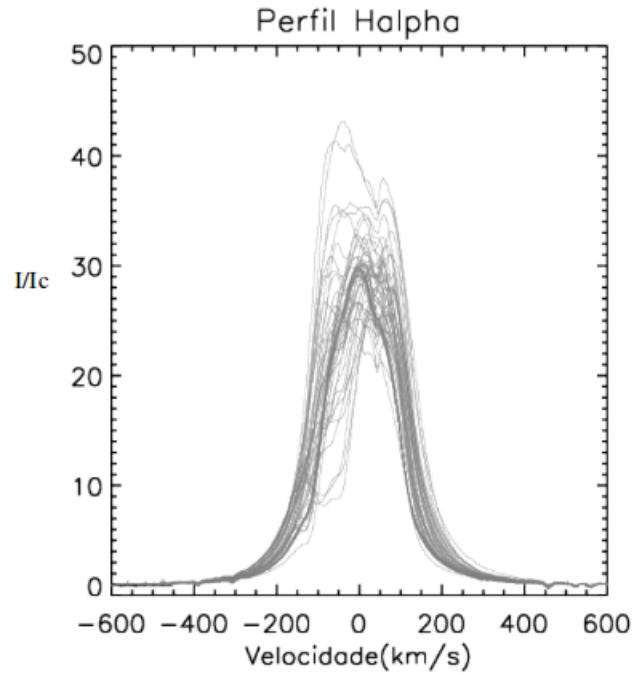


Figura 5.7: Perfis de emissão da linha de $H\alpha$ da estrela TW Hya observados em La Silla, no período de aproximadamente dois anos e descritas em Alencar & Batalha (2002). São 42 espectros de alta resolução obtidos com o espectrógrafo FEROS e o telescópio de 1,52 m do ESO.

Modelagens do perfil de emissão da linha $H\alpha$

Para construirmos um perfil da linha $H\alpha$ semelhante aos obtidos por Alencar & Batalha (2002), utilizamos o modelo de Lima et al. (2010) e variamos os parâmetros de TW Hya contidos na literatura de maneira que o resultado se encontrasse dentro dos perfis observados. Na Figura 5.8, que representa tanto a componente magnetosférica quanto a componente do vento de disco, observamos três perfis com os parâmetros i , R_{mag} e \dot{M}_{acr} fixos. O perfil azul não possui semelhança com os demais perfis observados. Isso pode refletir um erro para o valor de $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$, adotado (0,46), que se encontra muito acima do considerado ideal ($\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} \sim 0,10$ (Lima 2010)). Já o perfil verde destoa dos demais devido à alta temperatura da magnetosfera; o que gera emissão em excesso nas asas da linha. Apesar do perfil vermelho possuir os valores condizentes com a literatura de $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$ e temperatura máxima da magnetosfera (Muzerolle et al. 2001), sua inclinação, de 18° , encontra-se acima do valor medido para essa estrela ($i=7^\circ$, Qi et al. (2004) e Huélamo et al. (2008)).

A figura 5.9 apresenta apenas a componente da magnetosfera de três perfis que possuem i , R_{mag} e \dot{M}_{acr} fixos. Verificamos que magnetosferas muito largas ($R_{mag} = 3$ a $8,45 R_*$) geram

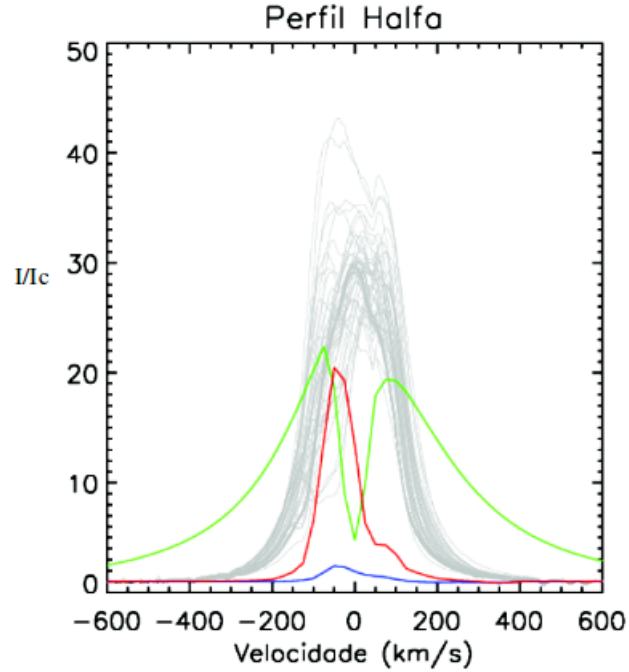


Figura 5.8: Os parâmetros dos modelos estão apresentados na Tabela 5.4. As linhas de emissão de $H\alpha$ de TW Hya em cinza foram observadas com o espectrógrafo FEROS usando o telescópio ESO 1,52 m (Alencar & Batalha 2002).

perfis de linha mais estreitos do que os observados. Essa largura está associada à região onde o campo magnético trunca o disco nessa modelagem, pois ele encontra-se muito próximo à estrela ($3 R_*$). Essa proximidade faz com que o gás seja acelerado por distâncias pequenas, atingindo pequenas velocidades, produzindo assim perfis com larguras menores. A diferença entre os três perfis ilustrados nessa figura está nos valores das temperaturas máximas em suas componentes e na razão $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$. A variação de $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$ é pequena. Por essa razão, a variação observada nesse conjunto de perfis reflete principalmente a variação da temperatura da magnetosfera. Quanto maior a temperatura, mais intenso o perfil.

A Figura 5.10 representa perfis apenas com a componente da magnetosfera. Do perfil preto ao vermelho, verificamos que quanto menor a temperatura máxima da magnetosfera menos intenso é o perfil e mais próximo do observado ele se encontra. Já o perfil azul demonstra que, mesmo com a temperatura próxima ao valor do melhor ajuste, uma magnetosfera mais larga não reproduz bem os resultados observados.

Nossos melhores perfis modelados, considerando tanto a componente da magnetosfera quanto a componente do vento de disco, estão representadas na Figura 5.11 e possuem T_{mag}

Cores	Inclinação	R_{mag}	\dot{M}_{acr}	T_{mag}	T_{vento}	$\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$
Azul	18°	3-6,3 R_*	1,8 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	7600 K	7500 K	0,46
Verde	18°	3-6,3 R_*	1,8 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	12400 K	9800 K	0,11
Vermelho	18°	3-6,3 R_*	1,8 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	10700 K	9800 K	0,11

Tabela 5.4: Referente à Fig. 5.8. R_{mag} refere-se ao tamanho da magnetosfera, \dot{M}_{acr} à taxa de acreção de massa, T_{mag} à temperatura máxima da magnetosfera, T_{vento} à temperatura máxima do vento de disco, $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$ à razão entre as taxas de perda e acreção de massa.

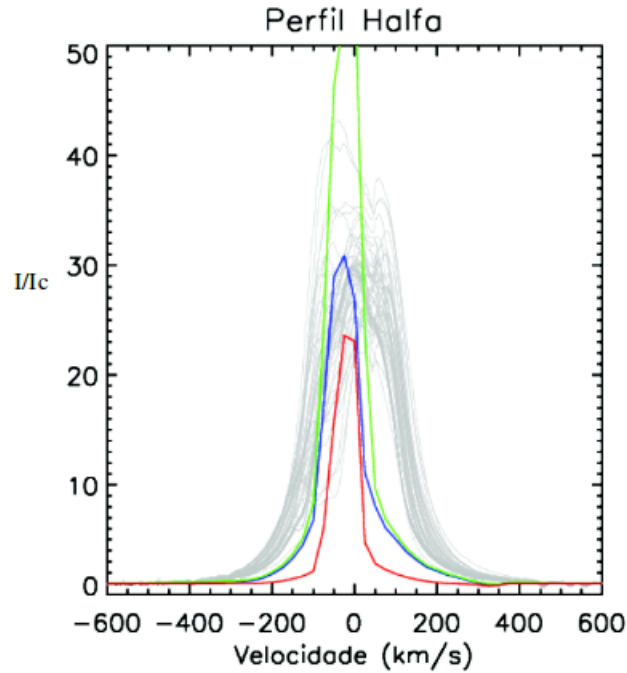


Figura 5.9: Os parâmetros dos modelos estão apresentados na Tabela 5.5. As linhas de emissão de H α de TW Hya em cinza foram observadas com o espectrógrafo FEROS usando o telescópio ESO 1,52 m (Alencar & Batalha 2002).

= 8194 K, $T_{vento} = 8877$ K e $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr} = 0,12$. Comparando este resultado com os dados observacionais obtidos por Alencar & Batalha (2002), verificamos que a componente do vento de disco não é significativa na linha de H α de TW Hya. Para um melhor ajuste, a Figura (5.12) representa o perfil de TW Hya apenas com a componente magnetosférica e com $T_{mag} = 8271$ K.

Comparando com outra modelagem

A Figura (5.13) representa um modelo de acreção magnetosférica aplicado a TW Hya por Muzerolle et al. (2000). Neste modelo, Muzerolle et al. (2000) consideraram uma magne-

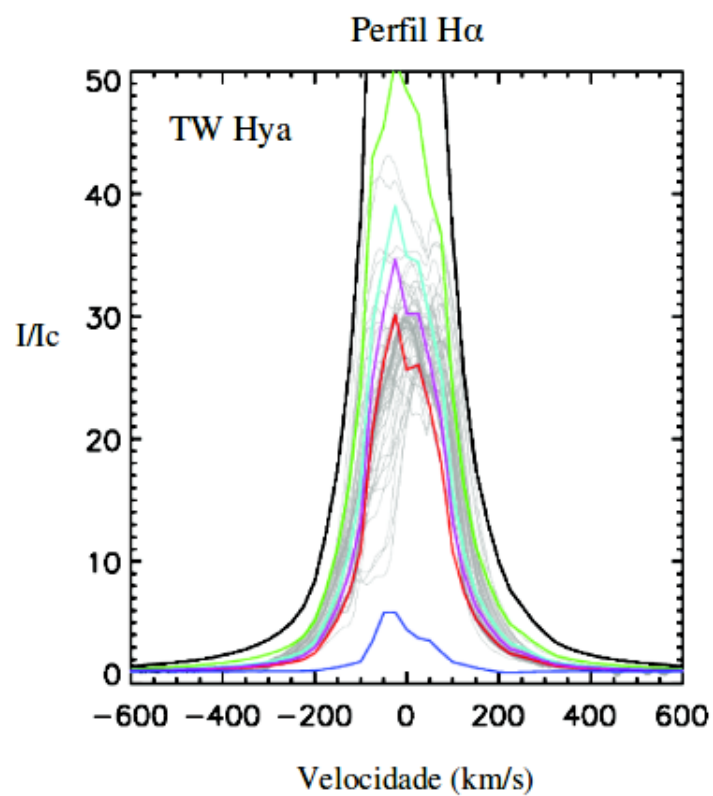


Figura 5.10: Os parâmetros dos modelos estão apresentados na Tabela 5.6. As linhas de emissão de H α de TW Hya em cinza foram observadas com o espectrógrafo FEROS usando o telescópio ESO 1,52 m (Alencar & Batalha 2002).

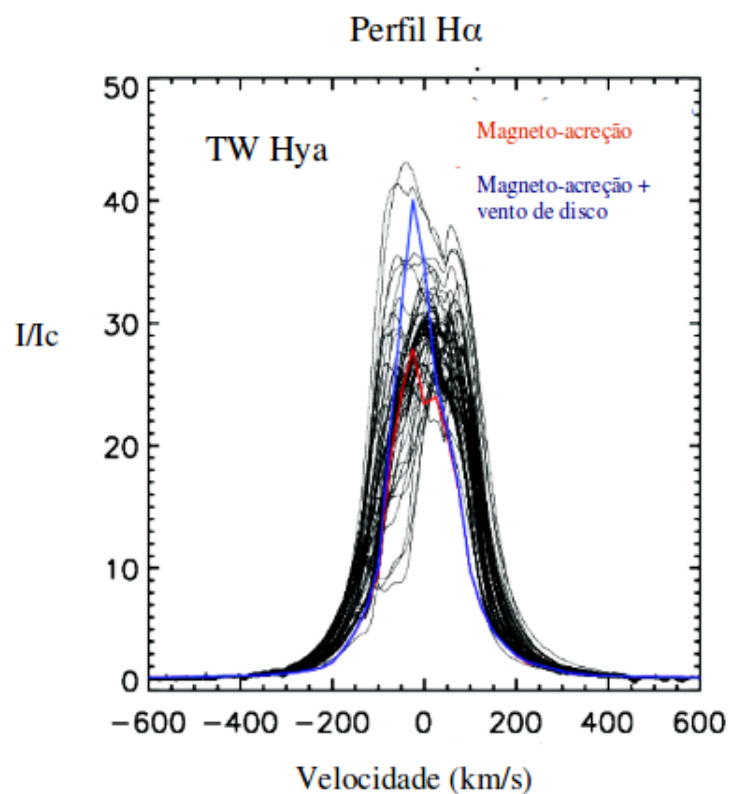


Figura 5.11: O perfil azul representa tanto a componente de magneto-acreção quanto a de vento de disco. Já o perfil vermelho possui apenas a componente magnetosférica. Os parâmetros utilizados estão descritos na Tabela 5.9. As linhas de emissão de $H\alpha$ de TW Hya em preto foram observadas com o espectrógrafo FEROS usando o telescópio ESO 1,52 m (Alencar & Batalha 2002).

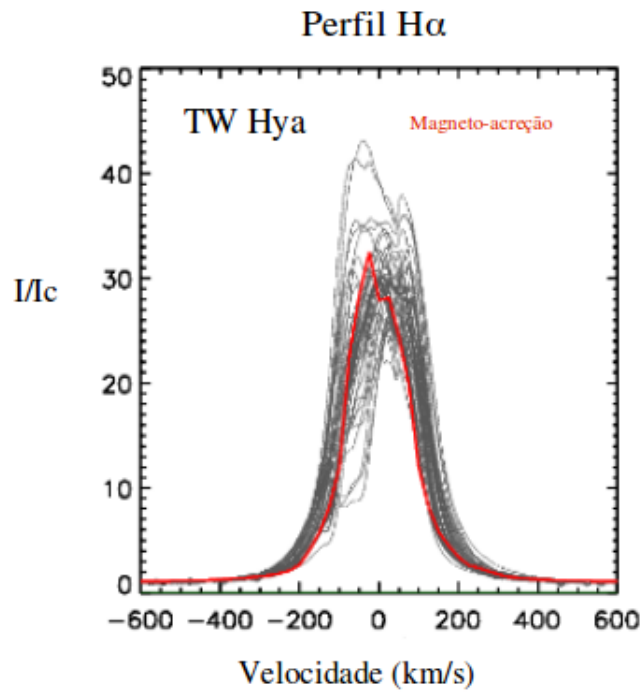


Figura 5.12: Perfil modelado com apenas a componente de magneto-acreção com um melhor ajuste em relação às observações feitas por (Alencar & Batalha 2002). Parâmetros: $i=7^\circ$, $R_{mag} = 5-5,5R_*$, $\dot{M}_{acr} = 1,58 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$ e $T_{mag} = 8271$ K. As linhas de emissão de H α de TW Hya em preto foram observadas com o espectrógrafo FEROS usando o telescópio ESO 1,52 m (Alencar & Batalha 2002).

Cores	Inclinação	R_{mag}	\dot{M}_{acr}	T_{mag}	T_{vento}	$\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$
Azul	7°	3-8,45 R_*	6,8 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	9400 K	7300 K	0,07
Verde	7°	3-8,45 R_*	6,8 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	9400 K	8700 K	0,15
Vermelho	7°	3-8,45 R_*	6,8 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8100 K	7400 K	0,10

Tabela 5.5: Referente à Fig. 5.9. R_{mag} refere-se ao tamanho da magnetosfera, \dot{M}_{acr} à taxa de acreção de massa, T_{mag} à temperatura máxima da magnetosfera, T_{vento} à temperatura máxima do vento de disco, $\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$ à razão entre as taxas de perda e acreção de massa.

Cores	Inclinação	R_{mag}	\dot{M}_{acr}	T_{mag}
Preto	7°	5-5,5 R_*	1,58 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8800 K
Verde	7°	5-5,5 R_*	1,58 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8600 K
Azul claro	7°	5-5,5 R_*	1,58 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8400 K
Rosa	7°	5-5,5 R_*	1,58 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8300 K
Vermelho	7°	5-5,5 R_*	1,58 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8200 K
Azul	7°	4,3-6,2 R_*	1,58 x 10 ⁻⁹ M _☉ /ano	8200 K

Tabela 5.6: Referente à Fig. 5.10. R_{mag} refere-se ao tamanho da magnetosfera, \dot{M}_{acr} à taxa de acreção de massa, T_{mag} à temperatura máxima da magnetosfera.

tosfera com o tamanho de 5 - 5,5 R_* e duas inclinações para o sistema disco-estrela, 45° e 60°. Utilizando o mesmo tamanho de magnetosfera, inclinação de 7° e acrescentando a componente de vento de disco, obtivemos o resultado representado na Figura (5.11). Sem a componente do vento de disco, obtivemos a Figura (5.12).

Apesar de reproduzir muito bem o perfil observado de TW Hya, a taxa de acreção de massa utilizada por Muzerolle et al. (2000) possui o valor mínimo encontrado na literatura (5 x 10⁻¹⁰ M_☉/ano). E hoje acredita-se que essa estrela possua em geral uma taxa de acreção maior que esse valor utilizado. Para compensar essa baixa taxa de acreção, um alto valor de temperatura máxima da magnetosfera foi necessário (12000 K). Além disso as inclinações utilizadas por Muzerolle et al. (2000) são valores muito acima dos considerados como corretos na literatura. Isso mostra que utilizar modelos de ajustes de linha sem restringir parâmetros com valores medidos observacionalmente pode gerar resultados errados para os parâmetros determinados apenas com a teoria. Já na nossa melhor modelagem (Fig. 5.12), foi utilizada uma taxa de acreção de massa no valor de 1,58 x 10⁻⁹ M_☉/ano com uma temperatura máxima da magnetosfera de 8271 K e um valor de inclinação dentro da faixa de valores

medidos na literatura.

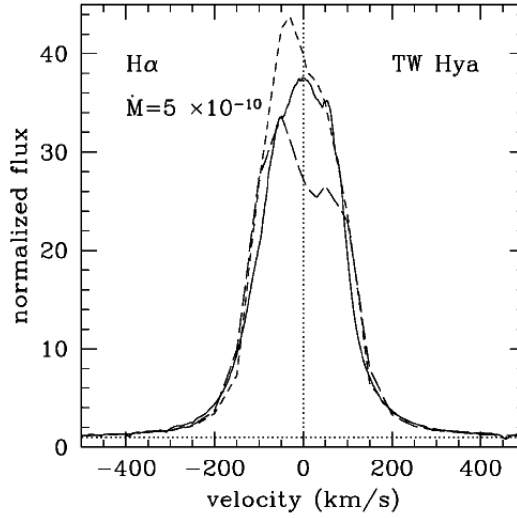


Figura 5.13: A linha sólida representa um perfil $H\alpha$ observado. A linha tracejada é o modelo obtido por Muzerolle et al. (2000) deste mesmo perfil com os seguintes parâmetros: $M_* = 0,7 M_\odot$, $R_* = 1 R_\odot$, $T_{ef} = 4000$ K, $\dot{M}_{ac} = 5 \times 10^{-10} M_\odot/\text{ano}$, $R_T = 5 - 5,5 R_*$, $T_{max} = 12000$ K e $V_{rot} = 23 \text{ km s}^{-1}$. As linhas tracejadas de menor e maior intensidades representam modelos com ângulos de inclinação de 45° e 60° , respectivamente (Muzerolle et al. 2000).

Mesmo com um melhor ajuste com apenas a componente da magnetosfera, Dupree et al. (2012) verificaram, a partir da análise da linha de He I $\lambda 10830$ (Figura 5.14), a existência de um vento considerável em TW Hya. Este vento, entretanto, não influencia com tanta intensidade a linha de $H\alpha$ (ver Figura 5.15).

Variando o período

A variação nos valores dos períodos interfere no cálculo do raio de corotação (Equação 5.1), que usamos como valor limite do raio externo da magnetosfera. A Figura 5.16 representa ajustes de três perfis, azul, verde e vermelho com tamanhos de magnetosfera (R_{mag}) de $5-5,95R_*$, $5-8,25R_*$ e $5-9,95R_*$, respectivamente. Podemos verificar que, mantendo os demais parâmetros constantes, quanto mais afastado da estrela encontra-se o raio de corotação menos intenso é seu perfil de linha, pois suas colunas de acreção tornam-se menos densas.

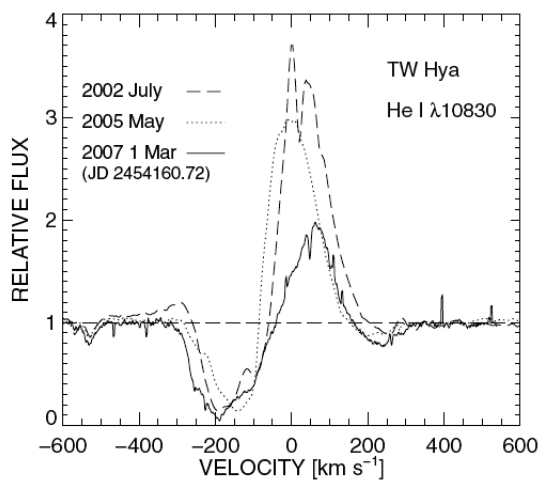


Figura 5.14: Espectro de He I λ 10830 obtido no Gemini-S em março de 2007 comparado com os espectros obtidos com Keck/NIRSPEC (Dupree et al. 2005). A emissão de 2007 é mais fraca e a absorção do vento estende-se a velocidades mais altas do que nas observações anteriores.

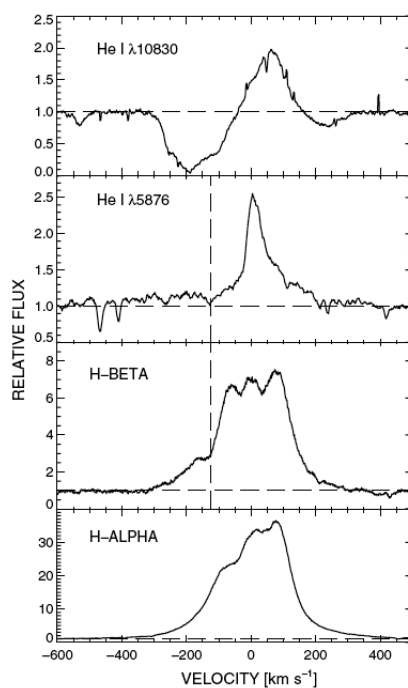


Figura 5.15: Evidência de vento na linha de He I λ 10830, na absorção intensa desviada para o azul, enquanto na linha de H α não há forte evidência de vento (Dupree et al. 2012).

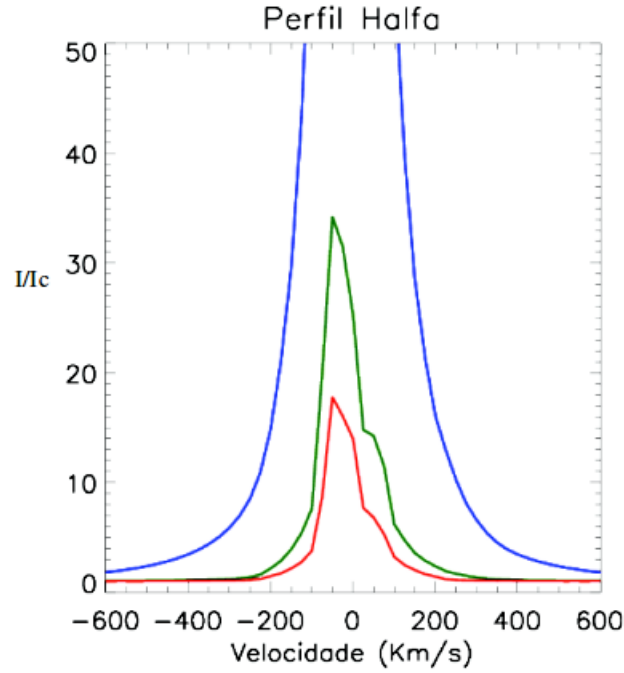


Figura 5.16: Os perfis acima possuem o mesmo raio de truncamento inicial e diferenciam-se apenas pelo raio de corotação. Os parâmetros dos modelos estão apresentados na Tabela 5.7.

Cores	Inclinação	R_{mag}	\dot{M}_{acr}	T_{mag}
Azul	7°	$5-6R_*$	$1,58 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$	9900 K
Verde	7°	$5-8R_*$	$1,58 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$	9900 K
Vermelho	7°	$5-10R_*$	$1,58 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$	9900 K

Tabela 5.7: Referente à Fig. 5.16. R_{mag} refere-se ao tamanho da magnetosfera, \dot{M}_{acr} à taxa de acreção de massa, T_{mag} à temperatura máxima da magnetosfera.

Variando o campo magnético

A componente de dipolo do campo magnético foi medida por Donati et al. (2011) em duas épocas diferentes, março de 2008 e março de 2010, obtendo 0,4 e 0,7 kG, respectivamente. Essas observações, utilizando a técnica de espectropolarimetria, foram realizadas com o espectropolarímetro ESPaDOnS no telescópio de 3,6 m do CFHT.

A Figura 5.17 mostra que, para um campo magnético de 0,7 kG, o conjunto de parâmetros utilizados na nossa modelagem são equivocados, pois seu resultado não concorda com os perfis observados. Como ETTCs são estrelas muito variáveis, possivelmente quando o campo magnético de 0,7 kG foi medido, TW Hya possuía uma taxa de acreção de massa diferente

da utilizada neste modelo, o que muda as temperaturas da magnetosfera e do vento de disco, modificando assim a estrutura dos perfis.

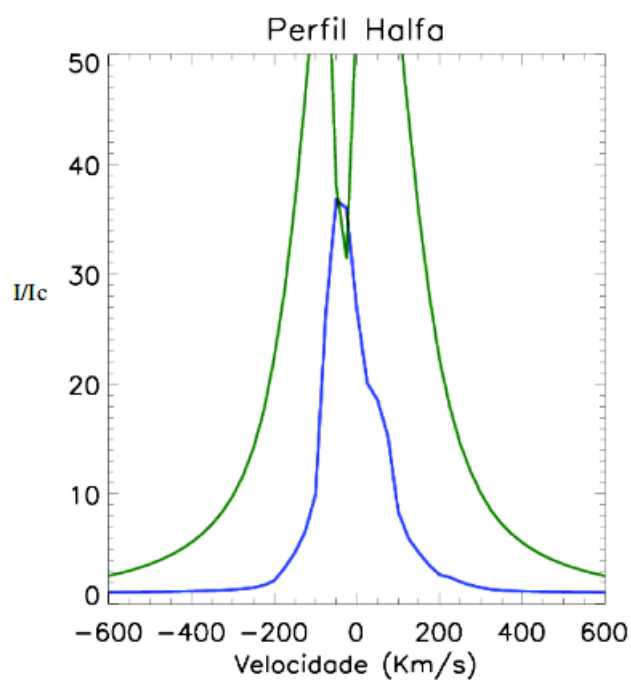


Figura 5.17: Os perfis acima possuem o mesmo raio de corotação, porém seus discos são truncados a distâncias diferentes. Em azul $R_{mag} = 4,3-6,2R_*$, em verde $R_{mag} = 6-6,2R_*$. Ambos possuem $\dot{M}_{acr} = 1,58 \times 10^{-9} M_{\odot}/ano$, $i = 7^{\circ}$ e $T_{mag} = 9500$ K.

Parâmetros	Modelo
Velocity Law	Magnetosfera + vento de disco
MaxIterations	4
NSourceX	40
NSourceZ	40
NSourcePhi	40
NSourceTheta	40
NSourceStep	500
NProfileVelocity	60
NProfileAngle	40
NProfileRadii	50
NProfileStep	600
$R_*(R_\odot)$	2,10
$M_*(M_\odot)$	0,80
$T_{tot}(K)$	4000
$T_{ch}(K)$	8000
$r_{di}(R_*)$	7,60
$r_{do}(R_*)$	20,0
$Z_{max}(R_*)$	35,0
$\rho_0(g\ cm^{-3})$	5,0e-11
$M_{acr}(g\ s^{-1})$	9,45e17
$r_{mi}(R_*)$	7,00
$r_{mo}(R_*)$	7,55
$i(^{\circ})$	75
$T_{mag,min}(K)$	5801
$T_{mag,max}(K)$	7203
$T_{vento,min}(K)$	5248
$T_{vento,max}(K)$	7347
$\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$	0,15

Tabela 5.8: Parâmetros utilizados no programa CVMOD para gerar o perfil da ETTC AA Tau, representado na Figura 5.3. O significado de cada parâmetro está especificado no capítulo 4.

Parâmetros	Modelo
Velocity Law	Magnetosfera + vento de disco
MaxIterations	4
NSourceX	40
NSourceZ	40
NSourcePhi	40
NSourceTheta	40
NSourceStep	500
NProfileVelocity	60
NProfileAngle	40
NProfileRadii	50
NProfileStep	600
$R_*(R_\odot)$	1,10
$M_*(M_\odot)$	0,80
$T_{tot}(K)$	4000
$T_{ch}(K)$	8000
$r_{di}(R_*)$	5,55
$r_{do}(R_*)$	50,0
$Z_{max}(R_*)$	35,0
$\rho_0(g\ cm^{-3})$	1,0e-11
$M_{acr}(g\ s^{-1})$	1,0e17
$r_{mi}(R_*)$	5,00
$r_{mo}(R_*)$	5,50
$i(^{\circ})$	7
$T_{mag,min}(K)$	6564
$T_{mag,max}(K)$	8194
$T_{vento,min}(K)$	5196
$T_{vento,max}(K)$	8877
$\dot{M}_{perda}/\dot{M}_{acr}$	0,12

Tabela 5.9: Parâmetros utilizados no programa CVMOD para gerar o perfil da ETTC TW Hya, representado na Figura 5.11. O significado de cada parâmetro está especificado no capítulo 4.

Tabela 5.10: Parâmetros de TW Hya da literatura.

Parâmetros	¹ Qi	² Pontoppidan	³ Ingleby	⁴ Donati	⁵ Muzerolle	⁶ Dupree	⁷ Siwak	⁸ Alencar	⁹ Batalha	¹⁰ Huelamo	¹¹ Krull
$R_*(R_\odot)$	-	-	1,1	1,1	-	0,8	1,0	1,0	0,8	0,9	1,0
$M_*(M_\odot)$	0,6	$0,7 \pm 0,2$	0,8	0,8	-	-	0,72	0,7	0,7	-	0,74
$T_{rot}(K)$	-	-	4000	-	-	4000	-	-	-	-	-
$r_{dz}(R_*)$	-	-	-	8,3	-	-	-	-	-	-	-
$M_{acr}(M_\odot/\text{ano})$	10^{-9} a 10^{-8}	5×10^{-10} a 5×10^{-9}	$1,8 \times 10^{-9}$	$1,25 \times 10^{-9}$	5×10^{-10}	-	-	$2,3 \pm 0,5 \times 10^{-9}$	$1,0 \times 10^{-9}$ a $4,5 \times 10^{-8}$	-	$0,2 \times 10^{-8}$
$r_{ni}(R_*)$	-	-	-	4 ± 1	-	4,5	-	-	4 -12	-	-
P (dias)	-	-	-	3,56	-	4,74	2 - 9	$3,75 \pm 0,45$	$4,4 \pm 0,4$	$3,56 \pm 0,02$	2,2
B_* (kG)	-	-	-	$0,4 \text{ e } 0,7$	-	-	-	-	-	-	-
$i(^{\circ})$	$7^{\circ} \pm 1^{\circ}$	$4,3^{\circ} \pm 1,0^{\circ}$	-	10	-	-	-	18 ± 10	10 ± 5	7	-

¹ Qi et al. (2004).² Pontoppidan et al. (2008).³ Ingleby et al. (2013).⁴ Donati et al. (2011).⁵ Muzerolle et al. (2000).⁶ Dupree et al. (2012).⁷ Siwak et al. (2011).⁸ Alencar & Batalha (2002).⁹ Batalha et al. (2002).¹⁰ Huelamo et al. (2008).¹¹ Johns-Krull (2007b).

5.2 Conclusões

As estrelas apresentadas neste trabalho possuem fortes campos magnéticos capazes de truncar o disco circunstelar a alguns raios estelares. Nessa região, o gás segue as linhas de campo caindo na estrela com velocidades de queda livre, formando uma coluna de acreção e, após o raio externo dessa coluna, ejetando o gás em forma de vento de disco. Utilizando desse formalismo e do modelo proposto por Hartmann et al. (1994) e modificado por Muzerolle et al. (1998) e Lima et al. (2010), modelamos perfis de linha de emissão de $H\alpha$ para duas ETTCs e estudamos como a variação dos parâmetros do modelo influenciam os perfis.

Variando os parâmetros medidos na literatura e comparando com dados observacionais, obtivemos os seguintes resultados:

- Limites mínimos para valores de temperaturas máximas tanto da magnetosfera quanto do vento de disco para a estrela AA Tau.
- Valores aproximados para tamanhos de magnetosfera da estrela TW Hya.
- Valores para razão entre a taxa de perda de massa e a taxa de acreção de massa para as duas estrelas analisadas.
- Diminuímos a margem de erro para o valor do raio de truncamento da AA Tau, pois alguns valores possíveis não reproduziam perfis semelhantes aos observados.

Comparamos nossos melhores resultados com outros modelos apresentados na literatura e verificamos semelhanças significativas na intensidade, largura e morfologia dos perfis. Essas semelhanças ocorreram para o modelo de TW Hya proposto por Muzerolle et al. (2000), que entretanto possuía parâmetros de entrada muito diferentes dos nossos. Apesar das semelhanças, os valores que utilizamos foram condizentes com os valores medidos na literatura, o que não era o caso do modelo proposto por Muzerolle et al. (2000). No caso de AA Tau comparamos nossos resultados com os de Esau et al. (2014). Apesar de parâmetros de entrada semelhantes, os resultados de temperaturas e da razão entre a taxa de perda de massa e a taxa de acreção de massa obtidos foram diferentes.

Com as comparações entre os modelos, concluímos que para obter um resultado teórico confiável é necessário restringir o maior número possível de parâmetros com dados observa-

cionais de qualidade, para diminuir o número máximo de incógnitas. Isso leva a melhores ajustes para aqueles parâmetros que não podem ser determinados observacionalmente.

As estrelas AA Tau e TW Hya são objetos muito estudados, com isso obtivemos muitos parâmetros já determinados e contidos na literatura. Com tais restrições, conseguimos validar o modelo utilizado neste trabalho e apresentado em Lima et al. (2010).

Como continuação deste trabalho, pretendemos melhorar o código no sentido geométrico, permitindo que haja inclinação entre o eixo de rotação da estrela e o campo magnético. Após essa mudança os perfis poderão ser analisados em fase, como ocorre de fato nas estrelas observadas. Há também interesse em implementar mudanças na equação de transferência, no sentido a aumentar os níveis de energia do átomo de hidrogênio e permitir análises de outras linhas da série da Balmer e de Paschen.

Referências Bibliográficas

Alencar, S. H. P. & Batalha, C. 2002, *apj*, 571, 378

Batalha, C., Batalha, N. M., Alencar, S. H. P., Lopes, D. F., & Duarte, E. S. 2002, *apj*, 580, 343

Bate, M. R., Tricco, T. S., & Price, D. J. 2014, *MNRAS*, 437, 77

Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883

Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Bouvier, T., et al. 2007a, *aap*, 463, 1017

Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M., & Romanova, M. M. 2007b, *Protostars and Planets V*, 479

Bouvier, J., Chelli, A., Allain, S., et al. 1999, *aap*, 349, 619

Bouvier, J., Covino, E., Kovo, O., et al. 1995, *aap*, 299, 89

Bouvier, J., Grankin, K. N., Alencar, S. H. P., et al. 2003, *aap*, 409, 169

Carpenter, J. M., Mamajek, E. E., Hillenbrand, L. A., & Meyer, M. R. 2006, *apjl*, 651, L49

Cerqueira, A. H. 2001, Tese de doutorado, Universidade de Sao Paulo

Cox, A. W., Grady, C. A., Hammel, H. B., et al. 2013, *apj*, 762, 40

D'Antona, F. & Mazzitelli, I. 1994, *APJS*, 90, 467

Donati, J.-F., Gregory, S. G., Alencar, S. H. P., et al. 2011, *MNRAS*, 417, 472

Donati, J.-F., Jardine, M. M., Petit, P., et al. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 384, 14th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, ed. G. van Belle, 156

- Donati, J.-F., Skelly, M. B., Bouvier, J., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 1347
- Dupree, A. K., Brickhouse, N. S., Cranmer, S. R., et al. 2012, *apj*, 750, 73
- Dupree, A. K., Brickhouse, N. S., Smith, G. H., & Strader, J. 2005, *APJL*, 625, L131
- Edwards, S., Hartigan, P., Ghandour, L., & Andrulis, C. 1994, *aj*, 108, 1056
- Esau, C. F., Harries, T. J., & Bouvier, J. 2014, *ArXiv e-prints*
- Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1979, *apj*, 232, 259
- Gullbring, E., Hartmann, L., Briceno, C., & Calvet, N. 1998, *apj*, 492, 323
- Harries, T. J. 2000, *MNRAS*, 315, 722
- Hartmann, L. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 337, *The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars*, ed. R. Ignace & K. G. Gayley, 3
- Hartmann, L. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 384, *14th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. G. van Belle, 71
- Hartmann, L., Hewett, R., & Calvet, N. 1994, *apj*, 426, 669
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J., & Weinstein, D. 1994, *AJ*, 108, 1906
- Huélamo, N., Figueira, P., Bonfils, X., et al. 2008, *aap*, 489, L9
- Ingleby, L., Calvet, N., Herczeg, G., et al. 2013, *apj*, 767, 112
- Johns-Krull, C. M. 2007a, in *IAU Symposium*, Vol. 243, *IAU Symposium*, ed. J. Bouvier & I. Appenzeller, 31–42
- Johns-Krull, C. M. 2007b, *apj*, 664, 975
- King, J. I. F. & Florance, E. T. 1964, *apj*, 139, 397
- Klein, R. I. & Castor, J. I. 1978, *apj*, 220, 902
- Koenigl, A. 1991, *apjl*, 370, L39
- Kurosawa, R., Harries, T. J., & Symington, N. H. 2006, *MNRAS*, 370, 580
- Li, J. & Wilson, G. 1999, *apj*, 527, 910

- Lima, G. H. R. A. 2010, Tese de doutorado, UFMG
- Lima, G. H. R. A., Alencar, S. H. P., Calvet, N., Hartmann, L., & Muzerolle, J. 2010, *aap*, 522, A104
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2014, *MNRAS*, 438, 2278
- Martin, S. C. 1996, *apj*, 470, 537
- Ménard, F. & Bertout, C. 1999, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, Vol. 540, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 341
- Mihalas, D. & Weibel-Mihalas, B. 1999, *Foundations of radiation hydrodynamics* (Courier Dover Publications)
- Muzerolle, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Hillenbrand, L. 2000, *APJL*, 535, L47
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 1998, *apj*, 492, 743
- Muzerolle, J., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *apj*, 550, 944
- Natta, A. & Whitney, B. A. 2000, *aap*, 364, 633
- Ostlie, D. A. & Carroll, B. W. 2006, *An introduction to modern astrophysics* (Addison-Wesley)
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., et al. 2008, *apj*, 684, 1323
- Qi, C., Ho, P. T. P., Wilner, D. J., et al. 2004, *APJL*, 616, L11
- Romanova, M. M., Lovelace, R. V. E., Bachetti, M., et al. 2014, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 64, *European Physical Journal Web of Conferences*, 5001
- Rose, W. K. 1998, *Advanced stellar astrophysics* (Cambridge University Press)
- Rucinski, S. M. & Krautter, J. 1983, *aap*, 121, 217
- Rybicki, G. B. & Hummer, D. G. 1978, *apj*, 219, 654

- Setiawan, J., Henning, T., Launhardt, R., et al. 2008, *NAT*, 451, 38
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994a, *apj*, 429, 781
- Shu, F. H., Najita, J., Ruden, S. P., & Lizano, S. 1994b, *apj*, 429, 797
- Shu, F. H., Shang, H., Glassgold, A. E., & Lee, T. 1997, *Science*, 277, 1475
- Siwak, M., Rucinski, S. M., Matthews, J. M., et al. 2011, *MNRAS*, 415, 1119
- Sousa, A. P. 2011, dissertation, UFMG
- Stahler, S. W. 1988, *apj*, 332, 804
- Symington, N. H., Harries, T. J., & Kurosawa, R. 2005, *MNRAS*, 356, 1489
- van Ballegooijen, A. A. 1994, *SSR*, 68, 299
- Weinberger, A. J., Becklin, E. E., Schneider, G., et al. 2002, *apj*, 566, 409
- White, R. J. & Basri, G. 2003, *apj*, 582, 1109
- Wuchterl, G. & Tscharnuter, W. M. 2003, *aap*, 398, 1081
- Zeilik, M., Gregory, S. A., & van Panhuys Smith, E. 1998, *Introductory astronomy and astrophysics*, Vol. 67 (Saunders College Publishing Fort Worth, TX)