

Ministério de Ciência e Tecnologia
Observatório Nacional

Tese para obtenção do título de Doutor em Astronomia

*Acréscimo e momento
angular em estrelas jovens
de baixa massa*

Giovanni Pinzón Estrada

Orientador:
Dr. Ramiro de la Reza

Rio de Janeiro, maio de 2006.

a minha querida cazuca

Agradecimentos

Expresso minha imensa gratidão ao Dr. Ramiro de la Reza que sempre orientou minha pesquisa com determinação e espírito aventureiro, apoiado em sua vasta experiência como pesquisador e como homem. Por orientar meu caminho tanto dentro quanto fora do ON. Esta tese não poderia ter sido feita sem a sua ajuda.

Meus sinceros agradecimentos aos amigos que conheci durante meus estudos. À Isa Oliveira por sua alegria contagiosa, pela firmeza de seu espírito e à sua avó, a senhora Lola, por ter essas mãos tão cheias de amor. À Flavia Requeijo, Cissa, Leda, Carolina, Eduardão, Ricardo, Bia, Luciana, Patricia, Vinicius e Wagner pelo tempo compartilhado. Agradeço especialmente a meu amigo Javier Camperi, com quem dividi a sala e com quem tantas coca-colas bebi. A Germán Racca pelos papos sobre formação estelar no seu apartamento do Flamengo, acompanhados de mates e marlboros. A Patricio Lagos por ter sempre o código certo para tudo. À Maria Fernanda por compartilhar comigo uma parte de sua vida.

Agradeço também às pessoas do Observatório de Jena. Ao professor Dr. Ralph Neuhäuser pela ajuda, tanto profissional quanto pessoal durante meu estágio na Alemanha. Ao Dr. Eike Guenther, do observatório em Tautenburg pela ajuda com a autocorrelação. À minha querida amiga Ana Bedalov pelas Vodka-O no café em frente ao AIU. A Tobias Schmidt por aguentar as perguntas chatas sobre IRAF. A Matthias Ammler, Manuela Viese, Katharina Schreyer, Mark Hempel, Akemi Tamanai, Tristan Roell e Sebastian Krause por serem tão cordiais e gentis. À Nadja Knoll por tornar meus dias e noites mais alegres e coloridos.

A meu querido amigo Andreas Seifahrt pela grata companhia durante as noites de observação em Wendelstein. Por sua ajuda com a fotometria das estrelas em aglomerados abertos e pela paciência e facilidade que tem para explicar o que no começo parece complicado.

Aos novos amigos do ON, Mereanne, Aldinez, Andrea, Marisela, Nobar, Carolina e Jerónimo por tornarem o primeiro andar numa pequena América Latina unida na hora do café. À Raquel por seus suspiros tão cheios de ternura. Finalmente à Tatiana Guimarães por ser a amiga incondicional e cheia de pilha.

O desenvolvimnto deste projeto de tese não poderia ter acontecido sem o auxílio das agências de fomento CAPES (Brasil) e DAAD (Alemanha).

Resumo

Nesta tese consideramos dois temas relativos à evolução das estrelas de baixa massa. De um lado, a evolução da rotação equatorial das estrelas, do momento angular, dos indicadores de radiação X, e de outro, da acreção do gás do disco na superfície estelar. Em ambos casos foi dada uma ênfase à evolução durante a fase pós-T Tauri, entre 8 e 30 Ma. Observações foram realizadas para medir as taxas de acreção em estrelas de 9 aglomerados jovens e determinar períodos fotométricos de rotação em algumas estrelas de associações. Também foram utilizadas observações feitas por outros autores, mas pela primeira vez com o objetivo de medir a acreção.

Os principais resultados obtidos aqui são: a partir de 3 associações de idades diferentes (TW Hya (TWA) de 8 Ma, o grupo em movimento de Beta Pictoris (BPMG) de 11 Ma, e de Tucana/Horologium (Tuc/HorA) com 30 Ma) confirmamos, especialmente para estrelas com massas entre 1.5 e 2.6 M_{\odot} , a presença de um aumento de rotação estelar (*spin up*) entre 8 e 30 Ma, esperada em modelos teóricos. Encontramos também que o momento angular específico é conservado neste período. Com respeito aos indicadores de raios X, L_X e L_X/L_B , mostramos que nos grupos mais jovens, TWA e BPMG, esta radiação encontra-se saturada, como é o caso em aglomerados mais jovens de estrelas T Tauri, como Orion (1-3 Ma). Determinamos que a desaturação só acontece a 30 Ma para estrelas G e F com massas maiores. Isto é devido ao fato de que nessa idade as camadas convectivas destas estrelas alcançam pela primeira vez sua estabilidade (menor tamanho), e isto é independente das altas rotações que estas estrelas possam obter a esta idade.

Estabelecemos um modelo geral de evolução do momento angular desde a etapa T Tauri até a idade do Sol. Consideramos aqui os efeitos de contração gravitacional, acreção, interação magnética estrela-disco, rotação diferencial no interior estelar, entre o núcleo radiativo e o envoltório convectivo e efeitos dos ventos estelares magnéticos.

Para medir a acreção juntamos uma coleção de aglomerados abertos e associações estelares afim de ter em conta todos os ambientes possíveis que possam agir e limitar o tempo de vida dos discos. Encontramos que as associações estelares dos subgrupos de Sco-Cen, Lower Centaurus Crux e de Upper Centaurus Lupus, com ~ 16 Ma ainda tem uma acreção ativa importante. No entanto a acreção em Horologium a 30 Ma é quase 100 vezes menor. O fim do gás nos discos deve acontecer entre 16 e 30 Ma. Este resultado estende, pela primeira vez, o tempo de vida do gás do valor comumente apresentado na literatura de ~ 10 Ma, fato que pode ser importante para as teorias de formação de planetas gasosos gigantes. Encontramos também que nossos resultados, tanto da rotação (*spin up*) como da acreção, são compatíveis com modelos recentes da evaporação final do gás do disco em tempos curtos de ~ 100000 anos (UV-Switch) produzido pela radiação ionizante direta da estrela central nas etapas finais da acreção.

Abstract

Two main themes related to low mass stars evolution have been developed in this thesis. On one hand, the evolution of the equatorial rotation velocity, the angular momentum evolution, the behavior of the main X-rays indicators L_X and L_X/L_B ; and on the other hand, the gas accretion from the disk to the stellar surface. An emphasis has been given in both cases to the evolution during the post-T Tauri phase between 8 Myr and 30 Myr. Observations were made in order to measure the accretion rate for stars in 9 young open clusters and to measure the photometric rotation periods of some stars in associations. Observations made by other authors were also used, however, for the first time to measure accretion rates.

The main results obtained are: by studying 3 associations with different ages, TW Hya (TWA, 8 Myr), the Beta Pic Moving Group (BPMG, 11 Myr) and the Tucana/Horologium (Tuc/HorA, 30 Myr), we confirmed the presence of a spin up between 8 Myr and 30 Myr, specially for stars with masses from 1.5 to 2.6 M_\odot , as predicted by theoretical models. We also found that the specific angular momentum is conserved during this time interval. As far as the X-ray indicators are concerned, we show that this radiation is saturated in the younger associations, TWA and BPMG, as is the case in T Tauri stars in the even younger Orion Nebula Cluster (1-3 Myr). We found that desaturation begins to happen only at 30 Myr for G and F type stars with larger masses. This is due to the fact that at this age, the convective layers of these stars attain for the first time their stability (minor size) and this is independent of the high rotations obtained by these stars at this age.

We establish a general angular momentum evolution model, since the T Tauri phase up to the age of the Sun. We considered here the following mechanisms: stellar contraction, star-disk magnetic interaction, differential rotation between the radiative core and the convective envelope and stellar magnetic winds.

To measure accretion we used stellar clusters and associations in order to dispose of all the possible environments that could operate and reduce the disks lifetimes. We found that active accretion is present in the associations of the two sub-groups of Sco-Cen, Lower centaurus Crux and Upper Centaurus Lupus, with ages of ~ 16 Myr. However, accretion at 30 Myr in Horologium is nearly 100 times smaller. The end of the gas in the disks appears then to happen between ~ 16 and 30 Myr. This result extends, for the first time, the lifetime of the gas in the disks from the value of ~ 10 Myr commonly presented in the literature. This could be an important fact for theories of giant gas planet formation. We also found that our results from rotation (*spin up*) and from accretion, are compatible with recent models for a rapid final disk gas evaporation in ~ 100000 yr (UV-Switch). This is produced by a direct ionization radiation from the central star in the last stages of accretion.



Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	iii
Sumário	iv
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	xiii
Introdução	1
1 Rotação em estrelas post-T Tauri em associações	11
1.1 Motivação	11
1.2 Massas e raios estelares	12
1.3 Determinação das velocidades equatoriais médias	12
1.4 Função de Massa Inicial (IMF)	15
1.5 Distribuição de $v \sin(i)$ com a idade	17
1.6 Um teste estatístico	17
1.7 Rotação e raios-X	20
2 Observações e Redução	37
2.1 Períodos fotométricos de estrelas Post-T Tauri em associações	37
2.1.1 Magnitudes Instrumentais	39
2.1.2 Fotometria diferencial	41
2.1.3 Determinação dos períodos	45
2.2 Fotometria na banda U_J	51
2.2.1 A amostra observada	51
2.2.2 Fotometria UVI_C	60
3 Evolução do momento angular	65
3.1 Evolução do momento angular nas CTTS	68
3.1.1 Descrição do modelo	69
3.1.2 Comparação com um modelo padrão	79

3.2	Evolução do momento angular nas PTTS	82
3.2.1	Rotação diferencial no interior estelar	84
3.2.2	Vento magnetizado	85
3.2.3	Descrição do modelo geral, desde CTTS até o Sol	87
4	Acresção e tempo de vida dos discos	95
4.1	Luminosidade de acresção a partir de fotometria no filtro U_J	97
4.1.1	Diagrama H-R	98
4.1.2	Diagrama cor-cor: U-V vs V-I	99
4.1.3	A relação de <i>Gullbring</i>	100
4.2	Luminosidade de acresção a partir do velamento	103
4.2.1	O velamento	106
4.2.2	O velamento a partir da autocorrelação (AC)	108
4.2.3	Luminosidades de acresção	120
4.3	O fim da acresção	122
4.3.1	A escala temporal curta	122
4.3.2	A escala temporal longa	125
4.3.3	Medidas de acresção	125
4.3.4	Acresção. Os nossos resultados	130
5	Conclusões	139
	Bibliografia	146

Lista de Figuras

1	Frequências de rotação ($\Omega_* = 2\pi/P$) para estrelas CTTS e WTTS em Taurus (triângulos cheios e abertos, respectivamente). As CTTS foram obtidas no levantamento COYOTESII (Bouvier et al.1995) e as WTTS correspondem a observações de estrelas em aglomerados do Hemisfério Norte feitas por Foerster (2005). Adicionalmente, os nossos períodos para cinco PTTS na associação GAYA1 (~ 30 Ma) estão representados com círculos abertos para o filtro-V e círculos pretos para o filtro-I, α -Per (quadrados negros) (Prosser 1992), Plêiades (quadrados abertos) (Soderblom et al. 1993), Hyades (círculos abertos) (Radick et al.1987) e o Sol. As trajetórias evolutivas correspondem ao modelo apresentado no capítulo 3 para os tempos de vida de disco $t_F = 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10$ e 40 Ma. O Sol está representado pelo símbolo \odot	5
1.1	Distribuições de $v \sin(i)$ ($km \times s^{-1}$) para as três associações TW Hya (TWA), BPMG e Tucana-Horologium. As velocidades equatoriais médias $v_0(eq)$ para os modos de alta e baixa rotação (HRM e LRM) indicadas em cada painel, foram calculadas usando o método descrito em Chandrasekhar & Munch (1950) com $a = 5 km \times s^{-1}$. Para ajustar o HRM em Tuc/HorA usamos $a = 10 km \times s^{-1}$	14
1.2	Comparação das distribuições de massa com a IMF adotada. A linha pontilhada corresponde ao histograma de TWA, traços curtos a BPMG e longos a Tuc/HorA. A IMF está representada pela linha contínua. O número de estrelas em cada associação e o intervalo de massa obtido a partir das diferenças entre IMF e a distribuição de massa observada está indicado na parte inferior.	16
1.3	Distribuição de $v \sin(i)$ em $km \times s^{-1}$. Os histogramas branco e cinza representam valores observados e simulados, respectivamente (ver texto)	18
1.4	Teste K-S aplicado na distribuição de $v \sin(i)$ com a massa estelar nas associações TWA e BPMG. O teste encontra o ponto para o qual a diferença entre a fração de triângulos (TWA) e a fração de quadrados (BPMG) é um máximo. O máximo acontece no quadrante superior direito, no qual a probabilidade de confiança na hipótese nula foi a menor.	19
1.5	Comparação das distribuições BPMG (quadrados) e Tuc/HorA (octágonos) usando um teste K-S	20

1.6	Distribuição de $v \sin(i)$ com a massa estelar nas associações TWA e BPMG e Tuc/HorA. Símbolos abertos indicam valores observados e símbolos em preto correspondem a dados simulados aleatoriamente (ver texto).	21
1.7	L_x vs massa estelar nas associações: TWA (triângulos), BPMG (quadrados) e Tuc/HorA (octógonos grandes). Estrelas com tipos espectrais F e G estão representadas por símbolos em preto. Os limites superiores são indicados por setas.	22
1.8	análoga a figura 1.7 mas para L_x/L_b	23
1.9	Evolução esquemática de $\langle L_x \rangle$ para HRM e LRM. Símbolos em preto correspondem a dados analisados por Feigelson et al.(2003) em ONC. A linha sólida representa o efeito dínamo válido para estrelas de baixa rotação. Os símbolos abertos correspondem as associações: TWA (Triângulos), BPMG (quadrados) e círculos abertos (Tuc/HorA).	26
1.10	análoga a figura 1.9, mas para L_x/L_b	26
1.11	Valores médios de $\log L_X$ em função da idade para o modo de baixa rotação (LRM). Símbolos em preto, correspondem a estrelas T Tauri (idade $\leq 10^7$ a) e estrelas que chegaram na sequência principal (idade $\geq 10^7$ a) observadas por Flaccomio et al.(2003a)	27
1.12	análoga a figura 1.11, mas para L_x/L_b	27
1.13	Valores médios do de $\log L_X$ como função da idade, para o modo de alta rotação (HRM). Os símbolos em preto correspondem a estrelas T Tauri (idade $\leq 10^7$ a) e estrelas que chegaram na sequência principal (idade $\geq 10^7$ a) observadas por Flaccomio et al.(2003a)	28
1.14	análoga a figura 1.13, mas para L_x/L_b	28
2.1	Distribuições de períodos fotométricos (painel inferior) e $v \sin(i)$ (painel superior) para CTTS (linha contínua) e WTTS (linha tracejada) na amostra COYOTES II (tabela 5 de Bouvier et al.1995).	38
2.2	Obtenção de períodos usando TF do sinal observado. O fluxo estelar $F(t)$ é multiplicado pela janela temporal $W(t)$ resultando o fluxo observado $D(t)$. No espaço de Fourier, a convolução do espectro observado $f(\nu)$ com a janela espectral $w(\nu)$ corresponde ao periodograma $d(\nu)$	45
2.3	Curva de luz MZLup no filtro I. As magnitudes diferenciais foram obtidas usando o método descrito em 2.1.2	49
2.4	Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para MZLup no filtro-I. O padrão da janela aparece no periodograma centrado na frequência $\nu = 1/P = 0.22$ Hz.	49
2.5	Curva de luz MZLup no filtro V.	50
2.6	Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para MZLup no filtro-V.	50
2.7	Curva de luz MZLup no filtro B.	50
2.8	Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para MZLup no filtro-I. O padrão da janela no periodograma aparece neste filtro convoluído com uma frequência similar a qual provavelmente é simplesmente ruído. Mesmo com este comportamento ainda é possível observar o padrão da janela centrado na frequência $\nu = 1/P = 0.32$ Hz	51
2.9	Curva de luz para MZLup nos filtros BVI . A fase foi construída usando um período de 4.5d nos três filtros.	52
2.10	Curva de luz HD143677 no filtro V.	53

2.11	Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para HD 143677 no filtro-V.	53
2.12	Curva de luz para HD143677 nos filtros BVI	54
2.13	Curva de luz HD117884 no filtro I.	55
2.14	Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para HD 117884 no filtro-I.	55
2.15	Curva de luz para HD117884 nos filtros BVI	56
2.16	Curva de luz para 7833-11471 no filtro V.	57
2.17	Janela Espectral 7833-11471 no filtro-V	57
2.18	Curva de luz para TYC 7833-1147-1 nos filtros BVI	58
2.19	Curva de luz para CD-2211315 no filtro I.	59
2.20	Janela Espectral CD-2211315 no filtro-I	60
2.21	Curva de luz para CD-22 11315 nos filtros BVI	61
3.1	Estrela T-Tauri clássica (CTTS).	70
3.2	Duas linhas poloidais usadas na derivação da equação 3.2	71
3.3	linhas de campo na corona de um disco com rotação kepleriana. A diferença do deslocamento angular na direção ϕ é maior quanto maior for a diferença de rotação entre o disco e a estrela.	75
3.4	Evolução rotacional durante o caminho de Hayashi ($t < 3.0$ Ma) para uma estrela fria (K-M) de uma massa solar segundo o modelo de freamento por disco descrito no texto. Soluções com campo estelar permeando uma região limitada do disco se indicam em cor azul ($\beta = 0.001$), enquanto as soluções com campo estelar permeando todo o disco são indicadas em preto ($\beta = 1.0$) e em vermelho ($\beta = 0.1$). Três diferentes campos de referência foram usados: $B_0 = 2000G$ (linha contínua), $B_0 = 1500G$ (linha pontilhada) e $B_0 = 1000G$ (linha tracejada). A condição inicial $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_\odot$ para uma massa inicial do disco $M_D = 0.05M_\odot$ foi utilizada em todos os casos.	78
3.5	Evolução ao longo do caminho de Hayashi para uma estrela fria (K-M) de uma massa solar segundo o modelo clássico de freamento por disco (Cameron & Campbell 1993). As curvas em preto correspondem $B_0 = 8G$ (traços longos) e $B_0 = 80G$ (traços curtos) e $B_0 = 800G$ (linha contínua) com $M_D = 0.05M_\odot$. As curvas tracejadas em vermelho correspondem a soluções com $M_D = 0.1M_\odot$ com $B_0 = 80G$. Em todos os casos foi utilizada a condição inicial $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_\odot$. No regime de campo fraco ($\sim 8G$) a contração regula a rotação. Assim que o campo aumenta um estado de <i>locking</i> ou de freio é alcançado após o primeiro milhão de anos. Os raios de corotação R_{co} e de truncamento R_T do disco, divididos pelo raio da estrela estão indicados no painel inferior direito.	83

- 3.6 Evolução rotacional desde a linha de nascimento até a idade do Sol para uma estrela de $1M_{\odot}$ sujeita a interação magnética durante a era T Tauri e a ventos e interação com o núcleo radiativo na etapa post-T Tauri. As diferentes curvas em cada painel correspondem a cinco tempos de vida do disco: $t_F = 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10$ e 40 milhões de anos. **A**: frequência angular de rotação. **B**: velocidade equatorial, **C**: raio estelar R_* segundo o modelo de Siess (2000) para $1M_{\odot}$ e $Z=0.02$. Adicionalmente, o raio de truncamento R_T obtido é indicado. **D**: torques magnético e de acreção para os casos limites $t_F = 0.2$ (curva pontilhada) e 40 Ma (curva continua). O torque magnético foi avaliado no limite de geometria fechada do campo i.e. $\beta = 1$. Resulta interessante o fato que a escala de tempo de freio magnético é da ordem de $10^5 a$, levemente menor do que a duração da acreção governada por $t_{acc} = 10Ma$. A condição inicial $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_{\odot}$ foi usada em todos os casos. O campo magnético não mostrado aqui segue um comportamento similar a Ω_* e foi mantido menor do que $2kG$ ao longo das simulações. O torque de desacoplamento freia a zona convectiva num tempo da ordem de $\tau_c = 20Ma$ mas o vento magnetizado age após dos 40 Ma, época na qual a estrela entra na sequência principal. 92
- 3.7 Continuação da figura 3.6 O painel superior esquerdo mostra a queda exponencial da taxa de acreção, o direito $k^2 = I_*/M_*R_*^2$ segundo o modelo de Siess (2000) para uma estrela de $1M_{\odot}$ com $Z=0.02$. Os painéis inferiores correspondem aos torques interno T_{DEC} e de vento T_{WIND} para os valores de $t_f = 0.2, 1.0, 5.0, 10$ e 40 Ma. No começo da evolução, a interação entre a zona convectiva e o núcleo radiativo acelera rapidamente a região convectiva mas após do primeiro milhão de anos o freio devido a desacoplagem começa a agir. Tanto o torque devido a um vento T_{WIND} quando T_{DEC} dependem fortemente da velocidade angular de rotação. 93
- 4.1 Diagrama H-R para estrelas desavermelhadas usando a lei de extinção de Rieke & Lebofsky (1985). Símbolos numéricos com barras de erro indicam estrelas nos aglomerados abertos Berk97, Bui2, Tr37, NGC884 e NGC1502. Os símbolos restantes correspondem a estrelas post-T Tauri nas associações: MBM12($\sim 2Ma$) (números'), TWA($\sim 8Ma$), Horologium($\sim 30Ma$) (números*), UCL e LCC (quadrados abertos) ($\sim 15-22$ Ma e $17-23$ Ma respectivamente). A sequência principal (MS) é indicada com a linha com traços longos. No caso dos grupos LCC e UCL, temos incluído várias medidas feitas nas estrelas PDS66 (18 medidas), HD141521 (3) e HD119022 (2). As trajetórias evolutivas e as isócronas são o modelos de Siess (2000). As trajetórias evolutivas correspondem, de direita a esquerda, aos valores: $0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0$ e $5.0 M_{\odot}$ para uma metalicidade $Z=0.02$ 101

- 4.2 Diagrama U-V vs V-I para estrelas desavermelhadas em aglomerados abertos (números com barras de erro) e Post-T Tauri nas associações: TWA(~ 8 Ma), Horologium(~ 30 Ma) (números*), UCL e LCC (círculos pretos) ($\sim 15-22$ Ma e $17-23$ Ma respectivamente). A curva contínua corresponde à sequência principal de Kenyon & Hartmann (1995). Círculos abertos em LCC e UCL indicam várias medidas feitas nas estrelas PDS66 (18 medidas), HD141521 (3) e HD119022 (2). Somente as estrelas situadas à esquerda e acima da sequência principal de KH95 foram utilizadas para o cálculo das luminosidades de acreção. 104
- 4.3 Painel esquerdo: $LkH_{\alpha}264$ em alta resolução (FOCES) num intervalo 6010-6040Å junto com a padrão HD131977 sem degradar. Painel direito: $LkH_{\alpha}264$ em baixa resolução no intervalo 6010-6110Å junto com a padrão HD131977 degradada para a resolução do CAFOS. 111
- 4.4 Espectros em alta (acima) e baixa (abaixo) resolução para $LkH_{\alpha}264$. O painel do médio corresponde ao espectro em alta resolução da estrela RXJ0255.4+2005 114
- 4.5 Espectros em baixa resolução. 115
- 4.6 Autocorrelação (AC) do espectro de $LkH_{\alpha}264$ em alta resolução com a padrão HD131977 ao longo das bandas (1) 6010-6500Å, (2) 6700-6860Å e (3) 7000-7500Å. A altura do máximo pico da AC decai com λ (as três curvas contínuas) indicando um decréscimo no velamento r com o comprimento de onda como era de se esperar ($r = OP/PP$ onde OP é a altura da AC estrela do programa-padrão e PP a altura da AC padrão-padrão). A curva tracejada representa a AC dos espectros padrão-padrão na banda (1). O deslocamento horizontal dos máximos nas AC's é devido ao movimento espacial relativo entre a padrão e o objeto não estudado neste trabalho. O nosso interesse é a razão entre as alturas relativas à altura da AC da padrão em cada banda. 123
- 4.7 Autocorrelação de RXJ0255.4+2005 em alta resolução com a padrão HD131977 ao longo das duas bandas 6010-6500Å e 6600-6800Å. O máximo da AC decai com λ (linhas contínuas). A curva tracejada representa a AC dos espectros padrão-padrão na banda 6010-6500Å. 124
- 4.8 Taxas de acreção observadas como função da idade para CTTS em Taurus, ChaI e ρ Oph segundo Calvet, Hartmann & Strom (2000). A idade média dos objetos de **Classe-I** foi assumida igual a 0.1 Ma e está indicada com a barra de erro na parte superior esquerda. 126
- 4.9 Taxa de acreção como função do tempo, obtida a partir da solução da equação do disco usando MHD (Calvet, Hartmann & Strom 2000) para uma massa inicial de disco $M_D = 0.1M_{\odot}$ e um raio inicial de 10 AU. As linhas tracejadas correspondem, de esquerda para direita, aos raios de truncamento $R_T = 12, 40$ e 120 AU, correspondentes a separações de binárias de 30, 100 e 300 AU). Estrelas binárias se indicam com círculos abertos. A linha grossa contínua corresponde ao caso de um sistema disco-estrela isolado. 127

-
- 4.10 Taxas de acreção como função do tempo segundo observações feitas por Sicilia-Aguilar et al.(2005). Embora a dispersão seja alta, uma tendência é evidente. Os erros no cálculo de \dot{M} estão entre 2 e 3 unidades da escala vertical. Os círculos pretos grandes correspondem ao aglomerado jovem Tr 37. A linha contínua representa o valor esperado segundo a solução para a densidade de gás em um disco viscoso. Os círculos pretos rodeados por círculos maiores correspondem a algumas estrelas G com acreção ativa de disco. 127
- 4.11 Taxas de acreção em estrelas jovens pertencentes a aglomerados e associações. CTTS em Taurus (Triângulos brancos, Gullbring et al.1998), Tr37 (Triângulos pretos, Sicilia-Aguilar et al.2004), ρ -Oph (círculos pretos), η -Cha (círculos brancos), MBM12 (números'), TW Hya (TWA), Horologium (números*), UCL e LCC (quadrados) e estrelas em aglomerados (símbolos numéricos). Para PDS66 a média de 18 observações no filtro U está indicada com o quadrado preto com barra de erro. As duas estrelas de LCC/UCL indicadas com F são estrelas *flare* (Gershberg et al.1999). 128
- 4.12 Este gráfico é similar a figura 4.11. Aqui as quatro estrelas de LCC/UCL (duas conhecidas como *flare* e duas suspeitas a terem sido influenciadas por *flares* durante as medidas de U) foram eliminadas. Os pontos (quadrados abertos) com valores de dM/dt mais baixos em LCC/UCL correspondem a estrelas com H_α em emissão segundo Mamajek, Meyer & Liebert (2002) (ver tabela 4.7) 129
- 4.13 Representação esquemática do vento de disco produzido por fotoevaporação direta segundo Alexander, Clarke & Pringle (2006). A radiação ionizante emitida pela estrela cria uma zona ionizada sobre a superfície do disco. Nesta zona, o gás não está ligado gravitacionalmente e por isto flui facilmente para fora. 132
- 4.14 Razão HeII/CIV como função do tempo (Alexander, Clarke & Pringle 2005). 132

Lista de Tabelas

1	Valores de momento angular específico $j = J/M$ em diferentes estágios durante a formação das estrelas. O momento angular do Sol é da ordem de 10^7 vezes menor do que o momento angular das nuvens moleculares.	4
2.1	Estrelas post-T Tauri do SACY monitoradas fotometricamente nos filtros BVI. A coluna AS significa a associação à qual pertence a estrela: 1 GAYA1 (Tuc/HorA), 2 GAYA2 (~ 20 Ma), 4 YSSA (≤ 10 Ma), 6 BPMG (11 Ma) e 8 AnA (50 Ma).	40
2.2	Resultados do algoritmo B05 para as 14 observações no filtro I da estrela jovem MZLup. As colunas <i>Object</i> e <i>Err-Obj</i> são a magnitude diferencial de MZ Lup e o erro, respectivamente. O desvio padrão (std.dev) das (CS) e o erro médio (avg.erro) são muito parecidos após algumas iterações. A primeira coluna é o tempo medido em fração de JD (O ponto zero para a Data Juliana é JD=2453160.00)	44
2.3	Parâmetros rotacionais derivados com Period 04 v.1.0 . A coluna P.Zero indica o valor médio das magnitudes diferenciais (coluna object na tabela 2.2). A amplitude do pico máximo esta indicada com A_{max} . O erro no período é obtido a través de: $\Delta P = \frac{1}{\nu^2} \Delta \nu$	49
2.4	Lista das estrelas membros de aglomerados abertos observadas com MONICA. Na coluna CL os números indicam o aglomerado ao qual pertence a estrela, assim: 1=NGC1502, 2=NGC884, 3=NGC457, 4=Trumpler37(Tr37), 5=NGC869, 6=Biurakan2, 7=NGC6871, 8=Roslund4 e 9=Berkeley87. As idades, os tipos espectrais sem ± 1 e os excessos de cor $E(B-V)$ foram obtidos do catálogo de Dias et al. (2002). A classificação espectral com incertezas ± 1 foi obtida usando T_{eff} , calculando esta última a partir do V-I desvermelhado e interpolando KH95. A extinção em cada filtro foi calculada usando a lei de extinção RL85 (ver texto)	62
2.5	Estrelas padrão <i>Landolt</i> para a noite 05-08-08.	63
2.6	Magnitudes instrumentais como função das aberturas 5, 8 e 10 pixels para a estrela padrão <i>Landolt</i> 114 670 durante a noite 05-08-08	63
2.7	constantes fotometricas usadas na transformação ao sistema padrão UVI.	64
4.3	Estrelas FEROS usadas como padrão no cálculo do velamento.	117

4.4	Resultados da autocorrelação dos espectros de MBM12. Com exceção do objeto <i>RXJ0258.3+1947</i> foram definidos intervalos de largura $\Delta\lambda$ ao longo dos quais a AC foi calculada. O velamento r em cada intervalo $\Delta\lambda$ está dado pela fração OP/PP. A última coluna corresponde à média sobre todos os canais considerados em cada caso e o erro respectivo foi assumido igual ao desvio padrão.	118
4.5	Larguras equivalentes de objeto EW_O e de padrão EW_P para algumas linhas nos espectros em alta resolução. O velamento r foi obtido a partir da relação $r = EW_O/EW_P$. A média do velamento sobre todas as linhas consideradas é $\bar{r} = 0.55 \pm 0.25$ para <i>LkH$_{\alpha}$264</i> e $\bar{r} = 0.35 \pm 0.15$ para <i>RXJ0255.4+2005</i> . Estes valores são consistentes com o velamento obtido usando o método AC na tabela 4.4	121
4.6	Taxas de acreção em unidades de M_{\odot}/a para membros de MBM12 obtidas usando as equações 4.1 e 4.18.	122
4.7	Membros pre-sequência principal de LCC e UCL segundo Mamajek, Meyer & Liebert (2002). As magnitudes U, V correspondem a observações do projeto SACY feitas com o fotômetro FOTRAP no Observatório Pico dos Dias (OPD). A coluna t, M_* corresponde a idade em milhões de anos (Ma) e a massa em M_{\odot} , respectivamente. Para estrelas com excesso de emissão no filtro-U, foi usada a relação de <i>Gullbring</i> para medir a taxa de acreção dM/dt em unidades de M_{\odot}/a . As colunas F e I indicam se a fonte é <i>flare</i> (F) ou fonte IRAS (I). A extinção visual A_V (mag), a largura equivalente de H_{α} (\AA) e a paralaxe secular π_{sec} correspondem a medidas feitas por Mamajek, Meyer & Liebert (2002).	134

Introdução

As estrelas de baixa massa ($M < 2M_{\odot}$) nascem a partir da fragmentação de nuvens de hidrogênio molecular. Na *Via Láctea*, estas nuvens situam-se principalmente ao longo do plano galáctico. A nuvem de Taurus por exemplo, encontra-se a uma distância de 140 pc enquanto a nebulosa de Orion (ONC¹) está a 450 pc. Os tamanhos vão desde fração até dezenas de pc. A teoria da formação estelar sugere que condensações de gás da nuvem entram em um estado gravitacionalmente instável e colapsam rapidamente para formar estrelas. A conservação do momento angular controla o colapso, fornecendo a formação de um disco de acreção, a partir do qual o material da nuvem circunstellar cai dentro da região estelar em um processo conhecido como acreção do disco.

O paradigma aceito atualmente sugere que a evolução do momento angular das estrelas jovens desde o momento em que os núcleos estão imersos na nuvem até a sequência principal está caracterizada pelas mudanças observadas nas distribuições espectrais de energia (SED). Durante a fase inicial do colapso quando a energia é inteiramente devida a contração gravitacional o objeto estelar jovem (YSO) chama-se de **Classe 0** (André 1993). Estes objetos de Classe 0 são muito luminosos no infravermelho e no submilimétrico apresentando também fluxos de material e jatos (Bachiller 1996). O raio para uma estrela de uma massa solar neste estágio é da ordem de $5R_{\odot}$ e a taxa de acreção da ordem de $10^{-5}M_{\odot}/a$. Os SEDS dos objetos de **Classe I** apresentam larguras enormes, com excessos em $2.2 \mu\text{m}$. Este excesso de infravermelho é provavelmente emitido pelo disco. Objetos de Classe I não tem em principio, fluxos ou jatos tão frequentes como os da Classe 0, mas apresentam taxas de acreção da ordem de $10^{-7}M_{\odot}/a$.

Assim que a estrela se forma, ou bem que é opticamente visível, é classificada como de **Classe II** e pode ser localizada no diagrama Hertzsprung-Russell (H-R) em um ponto ao longo da linha de nascimento ou *birth line*. A linha de nascimento dá lugar ao começo da

¹Em geral ao longo do texto utilizaremos as siglas tal como são conhecidas na literatura

era T Tauri na qual as estrelas interagem magneticamente com seus discos. Este é o caso das estrelas T Tauri clássicas (CTTS²) as quais representam uma etapa intermediária entre fontes embebidas na nuvem e estrelas de tipo solar. As CTTS tem idades compreendidas entre 1 milhão de anos até alguns poucos milhões de anos. Foram observadas pela primeira vez nas vizinhanças do complexo de nuvens moleculares de Taurus-Aurigae e ρ Ophiucus. No cenário aceito da formação de estrelas de baixa massa, as CTTS representam um papel principal. As características destas estrelas refletem um ponto intermediário entre o nascimento e o estado atual de nosso Sol. Adicionalmente a este interesse, existem outras motivações para estudar as estrelas T Tauri. De uma perspectiva teórica, a interação disco-estrela é muito atrativa e fundamental nas teorias de formação de ventos em discos e da acreção circumstelar. A semelhança entre CTTS é outro ponto importante a ser estudado. São iguais todas as CTTS? Que efeito teria esta semelhança nas teorias de formação planetária?

Existe uma classificação das estrelas T Tauri em dois grupos, as clássicas (CTTS) e as fracas (WTTS). A divisão foi feita empiricamente baseada em observações. A natureza jovem destes dois grupos foi estabelecida usando a linha de absorção do Li I $\lambda 6707$ como indicador de juventude, selecionando de uma mostra de estrelas jovens, as estrelas com larguras equivalentes maiores do que $200\text{m}\text{\AA}$. Estrelas com esta característica são muito jovens pois o Li decresce rapidamente assim que a estrela se aproxima da sequência principal. De outra parte, as CTTS se diferenciam das WTTS pela largura equivalente da linha de H_{α} em emissão. As CTTS possuem $EW > 10\text{\AA}$, no entanto, as WTTS apresentam EW menores do que 10\AA . CTTS e WTTS têm propriedades comuns como a variabilidade ótica e os níveis altos de emissão X. A principal diferença reside no fato que as CTTS apresentam espectros com um nível fotosférico acima do nível estelar em comprimentos de onda curtos (UV) e também no infravermelho. Atualmente, têm-se estabelecido que a diferença entre CTTS e WTTS reside no fato que as CTTS apresentam um disco circumstelar ativo, no sentido da acreção, enquanto que as WTTS não. Neste cenário as CTTS exibem acreção de disco ativa responsável pelos excessos em ultravioleta e infravermelho. Nas CTTS as linhas intensas em emissão como H_{α} , CaII H e K, entre outras, originam-se no fluxo de acreção ao redor da estrela.

Assim que uma quantidade considerável de gás do disco se transfere para a estrela através de acreção, esta aumenta a sua rotação pois o freio magnético não é mais eficiente. Neste estágio, chamado de post-T Tauri (PTTS), as estrelas jovens passam a maior parte de suas vidas antes de chegar na sequência principal (MS). As estrelas do tipo post-T Tauri são estrelas com idades entre ~ 5 e 100 milhões de anos, com massas similares a do Sol e se encontram assim em uma etapa intermediária entre as CTTS e a sequência principal. É ampla a literatura que se refere as etapas T Tauri e MS. No entanto, a etapa PTTS continua sendo uma área pouco explorada. O motivo é muito simples: só recentemente

²chamadas assim após o prototipo T Tau ser observado por Joy (1945)

estão sendo identificadas boas representantes de pós-T Tauris. A descoberta de post-T Tauri em associações tem sido importante neste sentido. Uma das associações mais estudadas atualmente é TW Hya (TWA) (as referências correspondentes à descoberta desta associação estão em: de la Reza et al. 1989; Gregorio-Hetem et al. 1992). Esta associação tem uma idade de 8 milhões de anos (de la Reza, Jilinski & Ortega 2006), conta com 24 membros e se encontra a uma distância média de 50 pc da Terra (Torres et al. 2003, Zuckermann & Song 2004).

O problema do momento angular

Uma das questões ainda em aberto na formação estelar tem a ver com o problema do momento angular em estrelas jovens de baixa massa. Por décadas tem sido reconhecido que o momento angular nas nuvens moleculares é várias ordens de magnitude maior do que o momento angular do Sol hoje. Na literatura este fato observacional é conhecido como o *o problema do momento angular*³(Spitzer 1978). O momento angular específico $j = J/M$ para nuvens com tamanhos moderados ($\sim 0.05\text{pc}$) é da ordem de $10^{21} \text{ cm}^2/\text{s}$ e de $10^{24} \text{ cm}^2/\text{s}$ para nuvens maiores ($\sim 10\text{pc}$). Em contraste, o momento angular específico típico de uma estrela da pré-sequência principal está no intervalo $j = 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^2/\text{s}$. É claro que há um mecanismo que regula o momento angular eficientemente. Na Tabela 1.1 listamos valores característicos de momento angular específico para diferentes estágios evolutivos.

Em objetos de Classe 0 a perda de momento angular é transferido para fora do objeto através do campo magnético, em forma de fluxos bipolares (Shu et al. 1988). Apesar disso, a rotação observada é consideravelmente maior do que em objetos de Classe I. As estrelas T Tauri Clássicas (CTTS já definidas) rodam mais lentamente do que as estrelas T Tauri fracas (WTTS), nas quais o gás do disco desapareceu quase completamente. Nas CTTS a componente meridional do campo magnético estelar fornece a transferência de momento angular desde a estrela até o disco: as linhas que conectam a estrela com a porção do disco fora do raio de corotação produzem uma componente azimutal de campo em direção oposta à rotação estelar. Na superfície da estrela então é aplicado um torque que age freando a estrela. As WTTS não apresentam disco de acreção e conseqüentemente exibem rotação maior do que as CTTS.

³Consideremos uma nuvem molecular de uma massa solar, cilíndrica com comprimento $d \sim 10\text{pc}$ e raio $R = 0.2\text{pc}$ a qual gira em torno do eixo transversal com a rapidez angular da nossa galáxia ($\Omega_G \sim 10^{-15} \text{ s}^{-1}$). Se esta nuvem colapsasse para formar uma estrela de uma massa solar, o raio da nuvem deveria decrescer por um factor de 10^7 ao longo de todo o colapso. Em ausência de torques aplicados sobre a nuvem a velocidade angular deveria aumentar por um factor de 10^{14} , o que conduziria a uma contradição pois a velocidade equatorial seria da ordem de $v_{eq} \sim 6 \times 10^8 \text{ cm/s}$, a qual equivale a 20% da velocidade da luz!. Obviamente, existem torques aplicados sobre a nuvem, os quais regulam a rotação durante a evolução ao longo da pré-sequência principal (PMS).

Objeto	$J/M(cm^2s^{-1})$
Nuvens moleculares ($< 1pc$)	$10^{21} - 10^{22}$
Binárias ($P < 10^4yr$)	$10^{20} - 10^{21}$
Binárias ($P < 10yr$)	$10^{19} - 10^{20}$
Binárias ($P < 3yr$)	$10^{18} - 10^{19}$
Disco (100AU, estrela central $1M_{\odot}$)	10^{20}
Orbita de Júpiter	10^{20}
Estrela PMS (a média em ONC)	10^{17}
ZAMS (média em aglomerados jovens)	3×10^{16}
Sol	10^{15}

TABELA 1: Valores de momento angular específico $j = J/M$ em diferentes estágios durante a formação das estrelas. O momento angular do Sol é da ordem de 10^7 vezes menor do que o momento angular das nuvens moleculares.

O problema do momento angular é então resolvido durante a PMS pela interação magnética das estrelas com seus discos e eventualmente pela transferência interna de momento angular dentro da estrela, mas apesar disto o momento angular de uma estrela PMS é ainda três vezes maior do que uma estrela da ZAMS (ver tabela 1). Não somente ao longo da PMS as estrelas experimentam perdas de momento angular. Quando as estrelas chegam na ZAMS, o momento angular pode ser perdido via um vento magnetizado pois a escala de tempo para este processo é menor do que a escala de tempo de contração gravitacional, fato descoberto por Weber & Davis (1967). Estrelas no aglomerado de α -Per (idade: 50-80 Ma) apresentam velocidades equatoriais projetadas da ordem de $200kms^{-1}$ enquanto que estes valores caem para menos de $10kms^{-1}$ nas Hyades (~ 600 Ma). A perda de momento angular específico segundo Kawaler (1988) e outros autores é proporcional ao cubo da frequência angular de rotação estelar i.e. $dJ/dt \sim \Omega_*^3$ se os períodos são longos (lei de *Skumanich*) e proporcional a $\omega_{sat}^2 \Omega_*$ se os períodos curtos. Onde ω_{sat} é a frequência na qual acredita-se que o dínamo estelar se satura.

Na figura 1 mostramos a frequência angular de rotação para algumas estrelas jovens de tipo solar com massas entre 0.83 e $1.2M_{\odot}$ pertencentes a grupos com idades diferentes. As frequências foram derivadas a partir de medidas de períodos de rotação obtidos da literatura para estrelas CTTS (triângulos cheios) e WTTS (triângulos brancos) na nuvem de Taurus (COYOTESII Bouvier et al.1995), alguns membros de MBM12 (símbolos numéricos com linha) (Broeg et al.2006), α -Per (quadrados cheios) (Prosser 1992), Plêiades (quadrados brancos) (Soderblom et al.1993) e Hyades (círculos abertos) (Radick et al.1987). Adicionalmente incluímos com círculos abertos as nossas medidas de períodos para cinco PTTS na associação GAYA1 (~ 30 Ma) as quais são descritas no capítulo 2. A dispersão na rotação ao longo da PMS é evidente, caracterizada pela existência de uma etapa de aceleração angular ou *spin up* seguida de uma desaceleração ou *spin down* a partir dos 40 Ma, idade compatível com previsões dos modelos teóricos de Siess & Livio (1997). Estrelas membros do grupo α -Per (~ 40 Ma) apresentam as maiores frequências angulares de rotação da amostra toda considerada na figura. É de se esperar

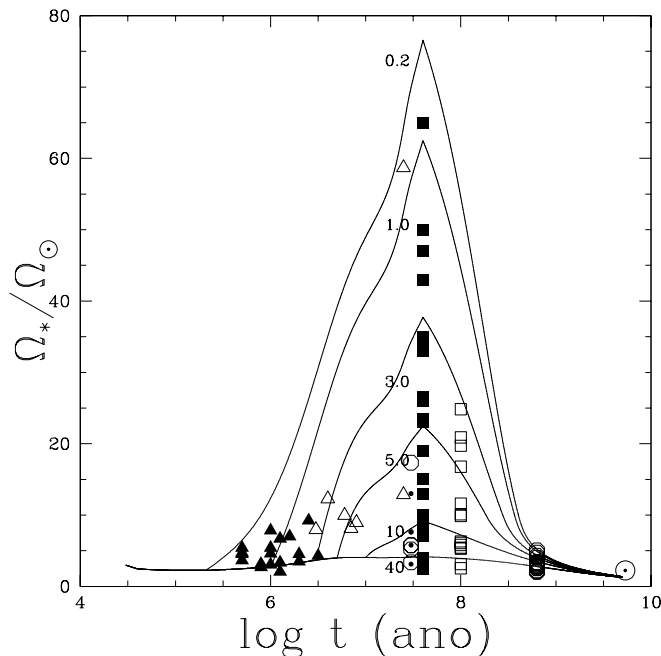


FIGURA 1: Frequências de rotação ($\Omega_* = 2\pi/P$) para estrelas CTTS e WTTS em Taurus (triângulos cheios e abertos, respectivamente). As CTTS foram obtidas no levantamento COYOTESII (Bouvier et al.1995) e as WTTS correspondem a observações de estrelas em aglomerados do Hemisfério Norte feitas por Foerster (2005). Adicionalmente, os nossos períodos para cinco PTTS na associação GAYA1 (~ 30 Ma) estão representados com círculos abertos para o filtro-V e círculos pretos para o filtro-I, α -Per (quadrados negros) (Prosser 1992), Plêiades (quadrados abertos) (Soderblom et al. 1993), Hyades (círculos abertos) (Radick et al.1987) e o Sol. As trajetórias evolutivas correspondem ao modelo apresentado no capítulo 3 para os tempos de vida de disco $t_F = 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10$ e 40 Ma. O Sol está representado pelo símbolo \odot .

que por esta época o *spin up* da rotação tenha afetado a maioria das estrelas que iniciaram a evolução rotacional freiadas pelo disco e que o perderam durante os primeiros milhões de anos. Na realidade não é claro quando o fim do disco gasoso acontece, mas recentes resultados da literatura sugerem 10 milhões de anos (ver por exemplo Sicilia-Aguilar et al.2005). Nesta tese estudamos a possibilidade de esta idade ser um pouco maior que dez milhões de anos (capítulo 4). As trajetórias evolutivas mostradas na figura 1 correspondem a um modelo desenvolvido nesta tese, o qual inclui algumas das principais contribuições que governam a evolução do momento angular durante a contração desde o nascimento até a idade do Sol. Consideramos o freio magnético por um disco, o torque sobre a zona convectiva devido ao atrito com um núcleo radiativo interno e a perda de momento angular através de ventos magnéticos. Cada curva corresponde a tempos de vida de disco $t_F = 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10$ e 40 milhões de anos. Uma descrição detalhada do modelo é feita no capítulo 3.

Discos de acreção

Os discos protoplanetários, especialmente aqueles em volta de estrelas de baixa massa sempre tiveram um atrativo especial para a ciência. Este atrativo está motivado pelo desejo de explicar a origem de nosso sistema Solar. Foi assim que nasceu no século XIX, na mente de Laplace, o primeiro modelo de formação através de um disco que tinha sido proposto para explicar a origem do sistema solar. A ciência teve que esperar até quase o fim do século XX para conseguir observar pela primeira vez, na faixa ótica, um disco resolvido em volta da estrela de tipo A β -Pictoris (Smith & Terrile 1984) com uma idade de 11.2 Ma (Ortega et al. 2004). Este disco foi visualizado mediante a técnica da coronografia. A excitação produzida por este fato resultou na publicação de algumas centenas de trabalhos sobre este sistema estrela-disco. No entanto, contrariamente ao entusiasmo inicial, poucos discos foram descobertos com idades superiores a 5 Ma (idade que marcaria o início da etapa post-T Tauri). Atualmente não mais de quinze discos foram observados diretamente. As principais razões disto são de um lado, os curtos tempos de vida dos discos em comparação com a escala de tempo da evolução estelar, e de outro a dificuldades relacionadas com a técnica coronográfica.

Os discos protoplanetários formados junto com a estrela durante o colapso da nuvem molecular, devido à conservação do momento angular inicial, foram chamados de primordiais. Estes discos formados pelo gás e poeira iniciais da nuvem formadora, têm uma distribuição homogênea destes dois componentes com uma razão gás/poeira ~ 100 , valor similar a da matéria interestelar. Estes são os discos das estrelas CTTS com idades até ~ 5 Ma. Pouquíssimos discos tipo T Tauri são conhecidos com idades maiores que 5 Ma. Aqui o levantamento do Pico dos Dias (PDS) teve um papel fundamental, já que fora a estrela CTTS clássica TW Hya isolada de nuvens que era conhecida antes do PDS (Herbig 1978; Rucinski & Krautter 1983), o PDS descobriu as únicas três estrelas de tipo CTTS conhecidas com idades maiores que 5 Ma. Tratam-se de Hen(3,600)A (de la Reza et al. 1989) e PDS66 (Gregorio-Hetem et al. 1992). Hen(3,600) ou TWA3A faz parte de TWA com uma idade de 8 Ma e PDS66 foi considerada por Mamajek et al. (2002) como sendo uma estrela do subgrupo Lower Centaurus Crux (LCC) da Associação OB de Sco-Cen com uma idade de pouco mais de 13 Ma. Cabe mencionar que a estrela CTTS binária espectroscópica V 4046 Sgr (Quast et al. 2002; Stempels & Gahm 2004) está sendo proposta como membro da associação de β -Pictoris (BPMG) de 11 Ma (Torres et al. 2006). Até o momento, a binária espectroscópica V4046 Sgr seria então uma outra CTTS mais velha.

Um outro tipo de disco é conhecido como disco do tipo *debris*. Mesmo que pareçam seguir uma evolução natural a partir dos discos das CTTS, eles apresentam uma estrutura diferente dos discos do tipo T Tauri. Aqui a homogeneidade gás-poeira não existe mais. O gás está quase completamente consumido mas a poeira tem um destino diferente. A

poeira teve anteriormente a possibilidade de se agregar e formar partículas maiores da ordem do quilômetro (planetesimais). Estes planetesimais colidiram energeticamente entre si produzindo uma nova geração de poeira fina observada hoje. Provavelmente o disco *debris* mais jovem aparece em TWA em volta da estrela HR4796A (TWA11A), com uma idade de oito milhões de anos, com um tipo de disco chamado de anular. Outros discos *debris* são do tipo β *Pictoris* como é o caso das estrelas β Pic e AU Mic com idades de 11.2 Ma. Outros tipos diferentes de discos *debris* mais velhos são bem conhecidos como é o caso por exemplo de ϵ Eridani. Considera-se que a idade média destes discos se encontra entre 300 e 400 Ma. No entanto, discos muito mais velhos que o Sol são conhecidos, como é o caso de τ Cet, com uma idade de ~ 10 Ga.

Como mencionado, os discos começam a sua evolução a partir de uma mistura homogênea de gás e de poeira primordial. Desde o início o gás é acretaado sobre a superfície estelar mediante uma queda balística dentro de tubos magnéticos conectando a estrela e o disco. Somente o gás conduzido pelos campos magnéticos cai na estrela. Mesmo que esta queda possa aumentar a rotação estelar, o freio magnético entra em ação se contrapondo a este aumento da rotação. Assim a rotação estelar se mantém relativamente baixa e constante. Além da perda de gás via acreção, o gás pode ser perdido diretamente do disco (assim como a poeira) mediante dois processos: a fotoevaporação (Johnstone, Hollenbach & Bally 1998) e as colisões estelares (Armitage & Clarke 1997; Clarke & Pringle 1991; Scally & Clarke 2001). O primeiro processo acontece quando o disco está exposto a uma forte radiação de uma estrela OB vizinha. O segundo pode acontecer nas regiões centrais de aglomerados. Estes três mecanismos; acreção, fotoevaporação e colisões representam perda de gás do disco, mas além da perda de gás, este pode ficar retido no disco num dos o vários planetas gigantes.

A presença de gás é de todas as maneiras fundamental para a formação de planetas gigantes. Isto independente da teoria de formação planetária considerada. Por exemplo, no caso da teoria mais difundida, conhecida como *core accretion* (Mizuno 1980), é necessária primeiro a formação de um núcleo sólido formado pela acumulação de planetesimais. Quando este núcleo forma uma massa da ordem de 10 a 20 massas terrestres, este é capaz de captar o gás próximo e formar um planeta gigante. Por outro lado, a teoria conhecida como *instabilidade do gás* poderia formar ainda muito mais rapidamente planetas gigantes (Cameron 1978; Boss 1997).

Qual é o tempo de vida dos discos protoplanetários? Primeiramente, os discos têm dois componentes (gás e poeira) e ambos têm destinos diferentes. Se examinamos de um lado a poeira vemos que no caso dos discos *debris* ela é de uma geração secundária e que estes discos provavelmente têm um fim depois de 300 a 400 Ma em geral. No entanto, existem alguns discos *debris* que ainda estão presentes na faixas de idades de Ga. O próprio sistema solar pode ser considerado como um resto de um disco *debris* no qual ainda existe uma poeira fina de tipo zodiacal, de tamanho maior que a da matéria interestelar, além

de grandes quantidades de asteróides e de objetos transneptunianos. De uma maneira prática poderíamos afirmar que um disco de poeira não teria fim. Isto não é o caso do gás. Os tempos de vida dos discos, na realidade se referem a tempos de vida do gás. Como mencionado anteriormente, a idade de ~ 10 Ma aparece constantemente na literatura como tempo de vida dos discos gasosos. Este valor é obtido geralmente a partir de observações de estrelas de aglomerados abertos jovens.

O objetivo desta tese

São duas as principais motivações desta tese. A primeira é estudar a evolução do momento angular das estrelas de baixa massa durante os primeiros anos de vida até a idade do Sol, dando uma ênfase especial à evolução rotacional durante o *Caminho de Hayashi*.

A segunda motivação é a procura do fim da acreção como indicador dos tempos de vida dos discos no que diz respeito à componente gasosa. Para isto utilizamos associações de estrelas PTT junto com aglomerados para medir e comparar os tempos de vida do gás. Estamos colocando a possibilidade que os discos de estrelas em aglomerados e em associações sejam idênticos na sua natureza intrínseca. Independente disto, e mesmo admitindo que não teríamos nenhuma condição de afirmar que os discos em aglomerados e associações sejam diferentes *a priori*, o fato de considerar estas duas populações permite colocar juntos todos os possíveis cenários que limitariam a vida do gás nos discos protoplanetários. Duas propriedades diferenciam a natureza dos aglomerados abertos das associações. Por um lado os membros dos aglomerados geralmente estão ligados gravitacionalmente. Este não é o caso das associações que são grupos em movimento, geralmente coevos onde não existe nenhuma interação gravitacional entre seus membros. Por outro lado, suas origens podem ser diferentes. Os aglomerados são formados pelo colapso gravitacional, no caso das associações, alguns autores sugerem que estas estruturas (ao menos aquelas formadas por poucos membros com pequenas massas) poderiam ser formadas pela interação de remanescentes de supernova com uma nuvem interestelar (Ortega et al. 2002, 2004; de la Reza, Jilinski & Ortega 2006; Meioli et al. 2006). Por outro lado, tanto aglomerados quanto associações, frequentemente exibem uma mistura de duas populações de massas estelares. Um aglomerado jovem normalmente está formado por estrelas massivas de tipos OB e de uma população de estrelas de baixa massas com tipos G, K e M (exemplo ONC), mas existem aglomerados jovens contendo somente estrelas de baixa massa como Taurus. Em associações, esta diversidade de massas estelares existe. Por exemplo, este é o caso dos subgrupos da associação OB de Sco-Cen: Lower Centaurus Crux (LCC) e Upper Centaurus Lupus (UCL) onde estrelas B estão misturadas a estrelas PTT de baixa massa (Mamajek, Meyer & Liebert 2002). Mas associações menores como TWA, BPMG e Tuc/Hor estão formadas somente de estrelas de baixa massa.

A partir do estudo de estrelas em aglomerados jovens abertos e em associações estelares estaríamos considerando todos os ambientes possíveis que determinam a vida dos discos gasosos. Todos os mecanismos estariam representados. De um lado, eventuais colisões em regiões densas de aglomerados, a presença de ventos estelares fortes no caso das estrelas OB e eventualmente, diferentes condições de formação. Finalmente, uma relação muito procurada entre acreção e rotação poderia ser estabelecida utilizando os modelos rotacionais conjuntamente com os resultados para o fim da acreção.

Rotação em estrelas post-T Tauri em associações

Os grupos comóveis de estrelas post-T Tauri em associações próximas são objetos excelentes para estudar a fase de *spin-up* durante a evolução na pré-sequência principal. Devido a sua proximidade e a sua baixa extinção no visual, consequência de seu trafegar solitário, longe da nuvem formadora, estes grupos não eram tão populares em formação estelar até a descoberta da associação TW Hya (TWA $\sim 8Ma$), onde um dos membros TWA1 é uma estrela T Tauri clássica com um disco de acreção muito bem estudado.

Com o objetivo de testar relações entre rotação, atividade e discos antes da chegada das estrelas na sequência principal, consideramos três associações com distâncias menores do que 100 pc. A associação TW Hydrae (TWA) com uma idade de 8 milhões de anos (Ma), o grupo comóvel β Pictoris (BPMG) com uma idade de 11.2 Ma e uma combinação das associações Tuc/HorA em trinta milhões de anos. As idades destes grupos determinadas por outros autores usando o diagrama Hertzsprung-Russell (HR) e recentemente confirmadas aplicando calibrações dinâmicas (Ortega et al. 2002, 2004; de la Reza et al. 2006), permitem construir um cenário observacional o qual, até agora, não tinha sido feito com associações. A lista total de alvos encontra-se na tabelas 1.1, 1.2 e 1.3.

1.1 Motivação

No cenário atual da evolução do momento angular em estrelas jovens de baixa massa (capítulo 3), existem algumas questões em aberto, tais como a bimodalidade na rotação observada em estrelas com massas maiores do que $0.4M_{\odot}$ membros da nuvem de Orion (ONC $\sim 1Ma$). A razão desta bimodalidade ainda é incerta. Herbst et al. (2001) e Rebull (2001) têm sugerido que a bimodalidade está relacionada com o mecanismo de freamento magnético entre a estrela e o disco. Stassun et al. (1999) pelo contrário, não encontraram evidência forte de freamento magnético em ONC. Rebull et al. (2004) argumentam que são necessárias mais medidas afim de estabelecer relações entre períodos de rotação e discos.

Outra questão consiste na existência de altos valores de taxas de rotação para estrelas de baixa massa ($M < 0.6M_{\odot}$) nas Pléiades ($\sim 100\text{Ma}$) (Soderblom 1993). Stassun et al. (1999) encontraram que a distribuição de velocidades rotacionais projetadas $v\sin(i)$ nas Pléiades é similar a de ONC, indicando que características na rotação por volta dos 100 Ma foram estabelecidas durante o primeiro milhão de anos.

O ponto de partida da nossa análise é a massa estelar. Fazemos *a priori* uma separação do intervalo de massa observado $0.1\text{-}2.6M_{\odot}$ em dois modos de alta *High Mode* (HM) e baixa massa *Low Mode* (LM) a esquerda e a direita do valor $1.5M_{\odot}$. Esta divisão foi feita em vista das distribuições de $v\sin(i)$ apresentadas na figura 1.1 e define por sua vez modos de alta (HRM) e baixa (LRM) rotação. Isto será explicado detalhadamente nas seções seguintes. As massas e os raios são calculados a partir da fotometria obtida da literatura usando o modelo evolutivo de Siess (2000).

1.2 Massas e raios estelares

Infelizmente ainda não existe uma calibração da massa com parâmetros fotométricos para estrelas da pré-sequência principal. Nestas circunstâncias e como os modelos em geral conduzem a resultados similares, escolhemos um só modelo (Siess et al. 2000) para obter as massas e os raios de todos os membros das associações consideradas. Isto tem sido feito para massas entre 0.1 e $2.5M_{\odot}$ usando dados fotométricos de estrelas individuais. Seguindo a recomendação de Stauffer (2001) usamos sempre que possível as cores $V - I_c$ e quando não, $B - V$. As massas e os raios derivados desta maneira encontram-se na tabelas 1.1, 1.2 e 1.3.

1.3 Determinação das velocidades equatoriais médias

A distribuição das velocidades equatoriais projetadas $\phi(v\sin(i)) = \phi(y)$, está relacionada com a função de distribuição $f(v)$ de velocidades equatoriais reais através de uma equação integral (Chandrasekhar & Much 1950):

$$\phi(y) = y \int_y^{\infty} \frac{f(v)dv}{v\sqrt{v^2 - y^2}} \quad (1.1)$$

onde tem se assumido que os eixos de rotação das estrelas membros de cada associação estão distribuídos aleatoriamente no espaço. Não é tarefa fácil obter $f(v)$ a partir de $\phi(y)$

quando a amostra tem poucos dados. A inversão da equação 1.1 foi feita para 235 membros das Plíades (Queloz et al.1998). O caso de estrelas em aglomerados mais jovens do que 100 Ma é bem diferente, pois as amostras são menores. Utilizamos a sugestão feita por Chandrasekhar & Munch (1950) quando as amostras têm poucos dados. Assumimos uma forma paramétrica para $f(v)$ e no lugar de inverter (1.1), fazemos a integral e comparamos com o $\phi(v\sin(i))$ observado. Se as integrais não coincidem, mudamos o parâmetro em $f(v)$ até conseguir a convergência. Seguindo Brown (1950), definimos $f(v)dv$ como a probabilidade de ocorrência de v entre v e $v+dv$ igual a $dv/2a$ para $v > v_0 - a$ e $v < v_0 + a$ e igual a zero para os outros valores de v . O retângulo centrado em v_0 tem altura igual a $1/2a$ e uma largura total $2a$. Para comparar com as observações, usamos a distribuição acumulativa $\Phi(y) = \int \phi(y)dy$. Na figura 1.1 são apresentados seis histogramas com as distribuições dos $v\sin(i)$ obtidos da literatura (referências nas tabelas 1.1, 1.2 e 1.3). As linhas tracejadas representam o melhor ajuste das distribuições $\phi(v\sin(i))$, usando o método descrito acima. Para o *Low Rotation Mode* (LRM) ¹ obtivemos: $v_0(eq) = 28 \pm 5, 25 \pm 5$ e $32 \pm 5 \text{ km} \times \text{s}^{-1}$ para TWA, BPMG e Tuc/HorA respectivamente. No modo da alta rotação *High Rotation Mode* (HRM) conseguimos ajustar uma curva somente no caso de Tuc/HorA, onde um claro pico começa a aparecer em comparação com TWA e BPMG. Isto devido à natureza do modo de alta rotação em TWA, onde só duas estrelas foram detectadas até hoje e BPMG onde o nosso procedimento de ajuste não se aplica. Embora estas considerações, encontramos $v_0(eq) = 113 \pm 5, 139 \pm 5$ e $159 \pm 5 \text{ km} \times \text{s}^{-1}$ para o HRM. Estes valores assim como as idades se encontram na figura 1.1.

Levando em conta as idades sucessivas destas associações, um *spin-up* médio aparece para o HRM no entanto, o LRM parece não variar com a idade. Resultado de acordo com a lentidão na evolução de estrelas de baixa massa, em comparação com as de massa maior. O *spin-up* acontece entre 8 e 30 Ma, perto do máximo *spin-up* previsto até 40 Ma pelos modelos teóricos (Siess & Livio 1997). Neste sentido os modos de alta massa poderiam ser usados como *girocronômetros* sincronizados com o padrão de *spin* em diferentes associações. Uma ferramenta poderosa que poderia ajudar nos cálculos de idades de uma associação examinando só seu conteúdo de estrelas de alta massa.

Usando os valores de $v_0(eq)$ junto com os raios médios $\langle R \rangle$ para cada associação, determinamos os períodos médios de rotação e o momento angular específico médio: $J/M = \langle k_{tot}^2 \times v_0(eq) \times \langle R \rangle \rangle$ onde k_{tot} é o radio de giro total (zonas convectiva e radiativa) dados por o modelo de Siess (2000). Na tabela 1.4 se encontram os valores para J/M em $\text{cm}^2 \times \text{s}^{-1}$, $v_0(eq)$ e $\langle M \rangle$. Em baixa massa as estrelas estão freiadas com $v_0(eq) \sim 28, 25$ e 32 km/s pelo menos durante os primeiros trinta milhões de anos. Em alta massa, as estrelas desenvolvem claramente um *spin-up*.

¹o valor representativo da velocidade média v_0 nos dois casos alto e baixo modo, pode ser obtida multiplicando a média dos $v\sin(i)$ por um factor $4/\pi$ (Chandrasekhar & Munch 1950).

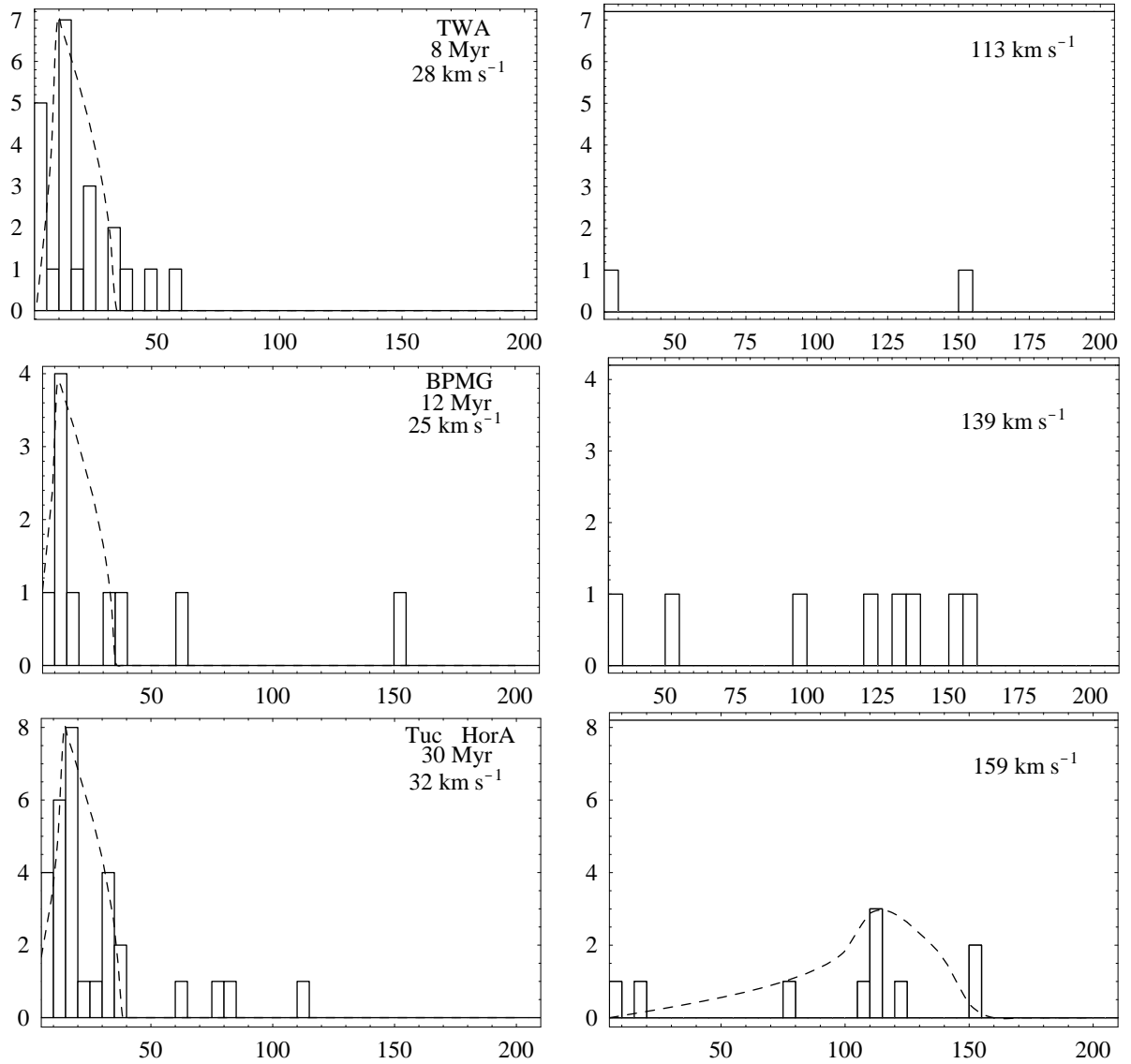


FIGURA 1.1: Distribuições de $v \sin(i)$ ($\text{km} \times \text{s}^{-1}$) para as três associações TW Hya (TWA), BPMG e Tucana-Horologium. As velocidades equatoriais médias $v_0(eq)$ para os modos de alta e baixa rotação (HRM e LRM) indicadas em cada painel, foram calculadas usando o método descrito em Chandrasekhar & Munch (1950) com $a = 5 \text{ km} \times \text{s}^{-1}$. Para ajustar o HRM em Tuc/HorA usamos $a = 10 \text{ km} \times \text{s}^{-1}$.

1.4 Função de Massa Inicial (IMF)

O número de estrelas em associações listadas nas tabelas 1.1, 1.2 e 1.3 não é completo. Temos selecionado a partir da literatura todos os prováveis e possíveis membros de cada grupo, onde futuras pesquisas poderiam retirar ou adicionar alguns destes membros. Por outro lado, a pertença é uma função da massa estelar pelo qual alguns novos membros possivelmente serão descobertos em futuras observações. Com o objetivo de determinar o número de estrelas que são candidatas a serem descobertas, assumimos um espectro de massas que segue uma função *universal* de massa, pelo menos em associações. Esta hipótese está baseada na idéia que todos os grupos considerados poderiam ter iniciado a formação estelar pela mesma época. Ortega et al. (2002,2004), mostraram que BPMG foi formado em 11.2 ± 0.3 Ma provavelmente pela ação exercida por uma frente de choque remanescente de uma supernova originada na associação *Sco-Cen*. Este parece ser também o caso de TWA (8.3 ± 0.8 Ma) (de la Reza et al. 2006). Estas idades foram obtidas mediante o cálculo do confinamento de órbitas retrógradas em 3 dimensões utilizando um potencial Galáctico generalizado.

Consideramos somente estrelas com massas entre $0.1-2.6M_{\odot}$. Não são levadas em conta algumas estrelas anãs marron que têm sido detectadas nos grupos estudados. Por exemplo, os casos de TWA5B, GSC 8047-0232B e HR7329B (Neuhäuser & Guenther 2004). A presença de binariedade na amostra (em TWA quase todas elas !!) não é considerada para o análise da IMF.

Como IMF escolhemos aquela sugerida por Scalo (1998) mas, antes de ajustar esta IMF aos dados, temos que levar em conta que as distribuições de massa observadas não são uniformes nas três associações. TWA se ajusta bem no intervalo de $(0.1-0.25)M_{\odot}$ mas BPMG e Tuc/HorA pelo contrário, apresentam altas massas. Supondo que TWA é completa em baixa massa é possível ajustar a função de Scalo usando os dados para as três associações:

$$\xi(m) = k \left\{ \begin{array}{ll} D_0 m^{D_1} & \text{Se } 0.1M_{\odot} \leq m \leq 1.0M_{\odot} \\ D_0 m^{D_2} & \text{Se } 1.0M_{\odot} \leq m \leq 2.6M_{\odot} \end{array} \right\} \quad (1.2)$$

onde k é uma constante e D_1 e D_2 correspondem as pendientes logarítmicas da IMF em cada intervalo. $D_0 = 32$ é uma constante que envolve a idade do disco Galáctico (Miller & Scalo 1979). Scalo (1998) determinou os valores: $D_1 = -0.2 \pm 0.5$ e $D_2 = -1.7 \pm 0.5$ para o intervalo $0.1-10M_{\odot}$ na sua IMF. Obtemos o melhor ajuste com as observações usando $D_1 = 0.1$ e $D_2 = -1.4$. Na figura 1.2 mostramos os resultados do ajuste mencionado para as três associações TWA, BPMG e Tuc/HorA adotando sempre um *bin* de $0.5M_{\odot}$.

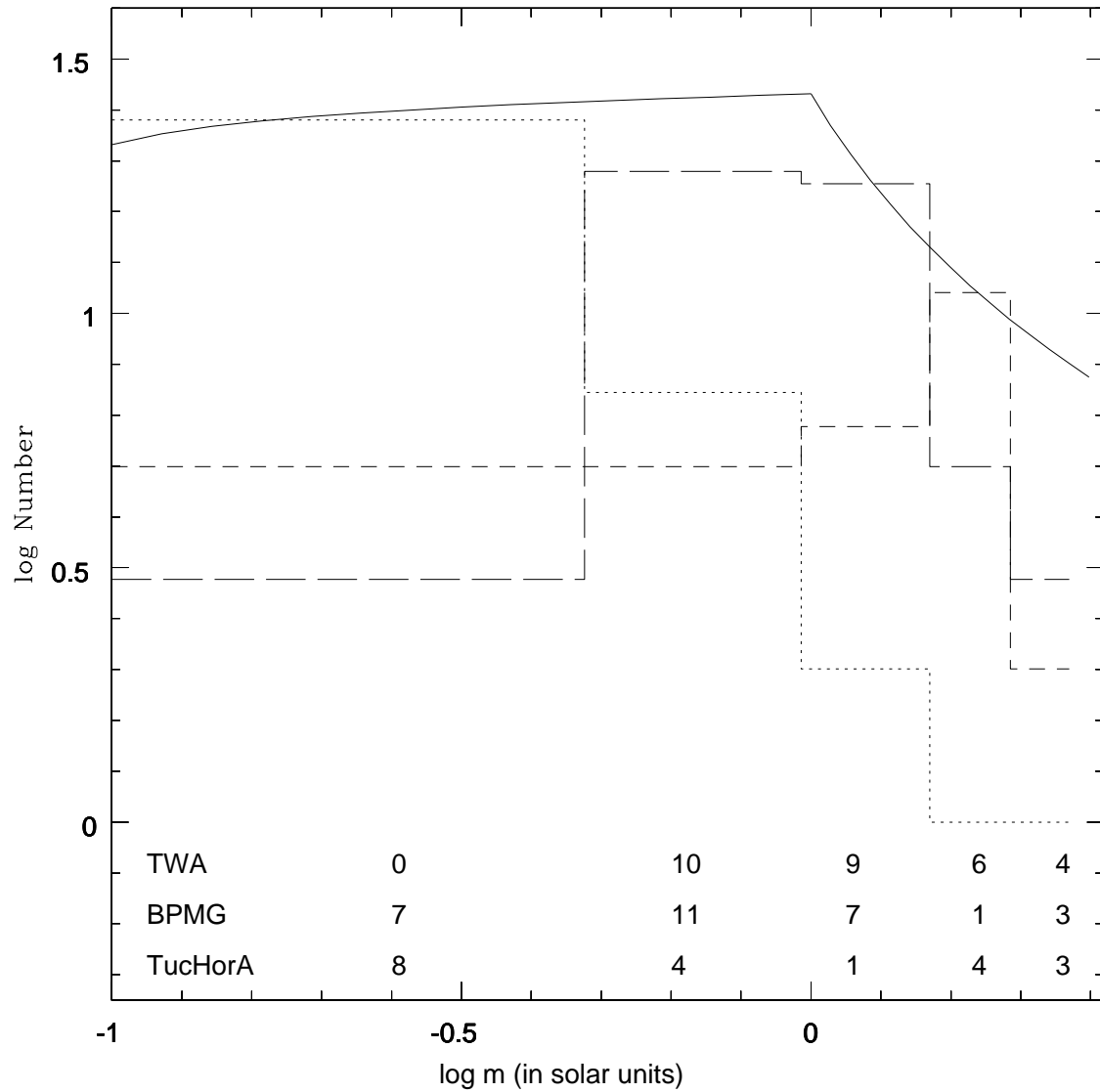


FIGURA 1.2: Comparação das distribuições de massa com a IMF adotada. A linha pontilhada corresponde ao histograma de TWA, traços curtos a BPMG e longos a Tuc/HorA. A IMF está representada pela linha contínua. O número de estrelas em cada associação e o intervalo de massa obtido a partir das diferenças entre IMF e a distribuição de massa observada está indicado na parte inferior.

O número de estrelas candidatas a serem descobertas em cada associação, se estas seguem a IMF da equação 1.2 é dado pela diferença entre o número de estrelas entre a IMF e as distribuições observadas. Estes números aparecem na parte inferior da Figura 1.2.

1.5 Distribuição de $v\sin(i)$ com a idade

Usando o número de estrelas *faltantes* dado pela equação 1.2 junto com os valores de $v\sin(i)$ observados tentamos agora completar os histogramas apresentados na figura 1.1. Para isto simulamos valores de $v\sin(i)$ para as estrelas *faltantes* incluídas agora no análise. Isto foi feito multiplicando as velocidades equatoriais médias obtidas na seção 1.3 por valores aleatórios de $0 < v\sin(i) < 1$. A maioria dos testes feitos produziram resultados similares pois os valores aleatórios estão modulados por $v_0(eq)$. Um resultado típico é mostrado na figura 1.3. O comportamento das distribuições de $v\sin(i)$ com a idade é compatível com uma evolução durante os primeiros trinta milhões de anos, com aceleração angular diferente de zero. Esta afirmação não pode ser estendida a idades maiores ou menores do intervalo 8-30 Ma, porque a distribuição de $v\sin(i)$ em ONC não apresenta valores altos de $v\sin(i)$ para massas abaixo de $0.6M_{\odot}$. O caso contrário acontece nas Pléiades, onde têm sido observados $v\sin(i)$ altos para massas maiores do que $0.6M_{\odot}$. Além do anterior, nosso cálculo está feito com valores médios, considerando as propriedades globais da associação e não de cada um dos seus membros.

1.6 Um teste estatístico

Com o objetivo de quantificar a aceleração das associações durante os primeiros trinta milhões de anos, usamos o test de Kolmogorov-Smirnov (K-S) em duas dimensões: massa e $v\sin(i)$. Este teste é levemente diferente do tradicional K-S em uma dimensão porque não é possível definir uma função de distribuição acumulativa em duas dimensões. Seguindo Press et al.(1994), o discriminador pode ser visualizado em um quadrante que contém todos os pontos da distribuição bi-dimensional. Comparamos separadamente TWA-BPMG e BPMG-Tuc/HorA.

Para comparar as populações de duas associações com idades diferentes, desenvolvemos um algoritmo que calcula o ponto no diagrama $v\sin(i)$ versus massa para o qual a diferença entre as distribuições em dois quadrantes diferentes é máxima. As diferenças são quantificadas da seguinte maneira: em cada quadrante o número de pontos de cada associação

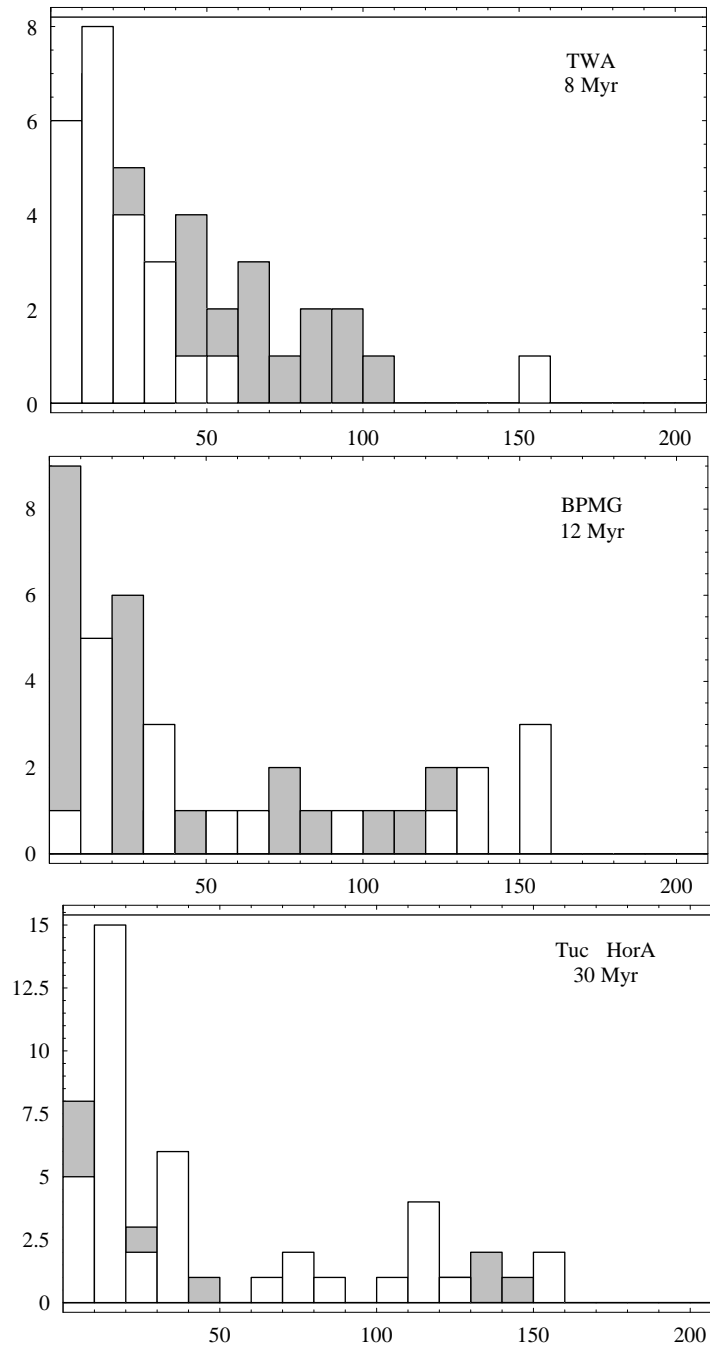


FIGURA 1.3: Distribuição de $v \sin(i)$ em $\text{km} \times \text{s}^{-1}$. Os histogramas branco e cinza representam valores observados e simulados, respectivamente (ver texto)

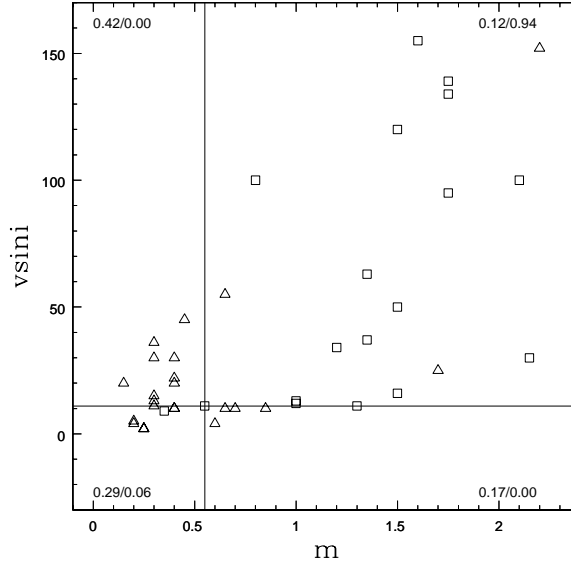


FIGURA 1.4: Teste K-S aplicado na distribuição de $vsin(i)$ com a massa estelar nas associações TWA e BPMG. O teste encontra o ponto para o qual a diferença entre a fração de triângulos (TWA) e a fração de quadrados (BPMG) é um máximo. O máximo acontece no quadrante superior direito, no qual a probabilidade de confiança na hipótese nula foi a menor.

é contado e dividido pelo número total de pontos (sem considerar o ponto original). Posteriormente fazemos a subtração do resultado obtido em cada uma das duas associações. O quadrante que apresenta a maior diferença é a região onde a máxima diferença entre as duas distribuições está acontecendo. Na figura 1.4 por exemplo, mostramos os resultados na comparação de TWA (triângulos) com BPMG (quadrados). Somente mostramos o ponto centrado nas estrelas de BPMG, já que os resultados são completamente similares para TWA. Em cada quadrante a comparação das diferenças das frações correspondentes é indicada. O quadrante superior direito da figura 1.4 corresponde aos maiores valores de $vsin(i)$ e massa, sendo um dos quadrantes que apresenta as maiores diferenças. Na figura 1.5 mostramos o mesmo tipo de resultados, mas entre BPMG e Tuc/HorA, os quais também indicam o quadrante superior direito como aquele para o qual as diferenças são as maiores. O eixo está localizado em $\sim 0.6M_{\odot}$ quando utilizamos a distribuição TWA porque este grupo tem membros principalmente de baixa massa. Este não é o caso de BPMG o Tuc/HorA onde o ponto central está localizado em $1.3M_{\odot}$, valor similar ao nosso diferenciador dos modos alto e baixo, $1.5M_{\odot}$. Este último dá um suporte em certa maneira a nosso critério *a priori* para dividir a rotação em dois modos.

Os resultados das comparações de estrelas simuladas mais as observadas entre TWA e BPMG mostram-se na figura 1.6. Um claro *spin up* para massas maiores que $1.5M_{\odot}$

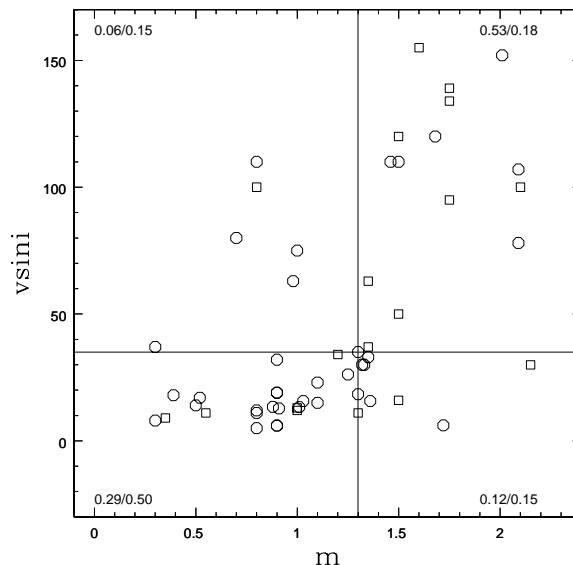


FIGURA 1.5: Comparação das distribuições BMPG (quadrados) e Tuc/HorA (octágonos) usando um teste K-S

e evidente. Um teste K-S em duas dimensões para o caso de estrelas observadas (não simuladas) é compatível com a presença de uma aceleração dominada por estrelas do HRM nas três associações estudadas.

1.7 Rotação e raios-X

Um dos principais motivos das observações de estrelas pré-sequência principal em raios-X, é a procura de correlações com a rotação estelar com o fim de obter informação sobre o mecanismo do dínamo envolvido. Antes de apresentar as nossas análises da luminosidade na banda-X de estrelas post-T Tauri, comentamos brevemente os resultados em ONC ($\sim 1\text{Ma}$) com o fim de encontrar possíveis relações na rotação em diferentes idades.

Três estudos sobre emissão de raios-X em ONC têm sido feitos recentemente. Feigelson et al.(2003) e Flaccomio et al.(2003a e b) encontraram que a rotação nas estrelas de ONC está perto do limite de saturação $\log L_X/L_b \sim -3$ (valor de saturação da relação linear ao longo da seqüência principal mostrada na figura 2.0. L_b é a luminosidade bolométrica). Por outro lado, os valores médios obtidos por Feigelson et al.(mostrados na figura 2.0) apresentam valores menores do que -3, sugerindo um regime supersaturado.

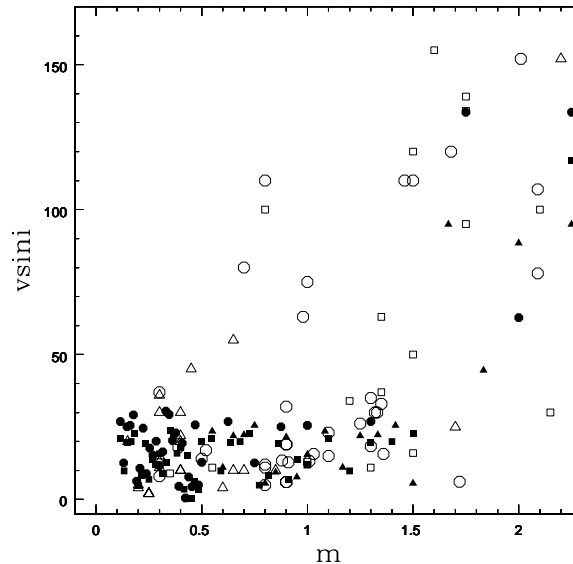


FIGURA 1.6: Distribuição de $v \sin(i)$ com a massa estelar nas associações TWA e BPMG e Tuc/HorA. Símbolos abertos indicam valores observados e símbolos em preto correspondem a dados simulados aleatoriamente (ver texto).

Nas relações do fluxo na banda X com a rotação, Flaccomio et al. não achou nenhuma, mas Feigelson et al. encontraram uma relação sutil entre períodos de rotação e de luminosidade X que é inversa à relação linear observada na sequência principal. Na figura 2.0 podemos observar que os dados de Feigelson et al. mostram os valores menores de $\log L_X/L_b$ para o HRM. Em um recente trabalho, Stassun et al. (2004) analisou novamente todos os dados de ONC, os resultados principais são os seguintes: (1) A maioria das estrelas com períodos de rotação medidos encontram-se no regime de supersaturação. (2) A relação com a rotação é confirmada no sentido que estrelas com velocidades rotacionais altas, apresentam altos valores de luminosidade-X. (3) De acordo com o observado por Feigelson et al. e por Flaccomio et al., L_X aumenta com a massa estelar. (4) As estrelas com sinais de acreção apresentam os menores valores de L_X indicando indiretamente que existe um freio devido a presença do disco de acreção em volta da estrela.

Existe então uma indicação geral que estrelas centrais e não os discos, são as responsáveis pela emissão de raios-X em estrelas jovens. Escolhemos L_X/L_b e L_X como indicadores da luminosidade-X. Estes valores foram obtidos das observações publicadas e observadas pelo satélite ROSAT sempre que foi possível, quando não, calculamos as luminosidades usando as distâncias da literatura (*Hipparcos*) para os membros das associações. O cálculo dos fluxos foi feito usando $F_X = C(8.31 + 5.30 \times HR1) \times 10^{-12}$, onde C é a contagem do

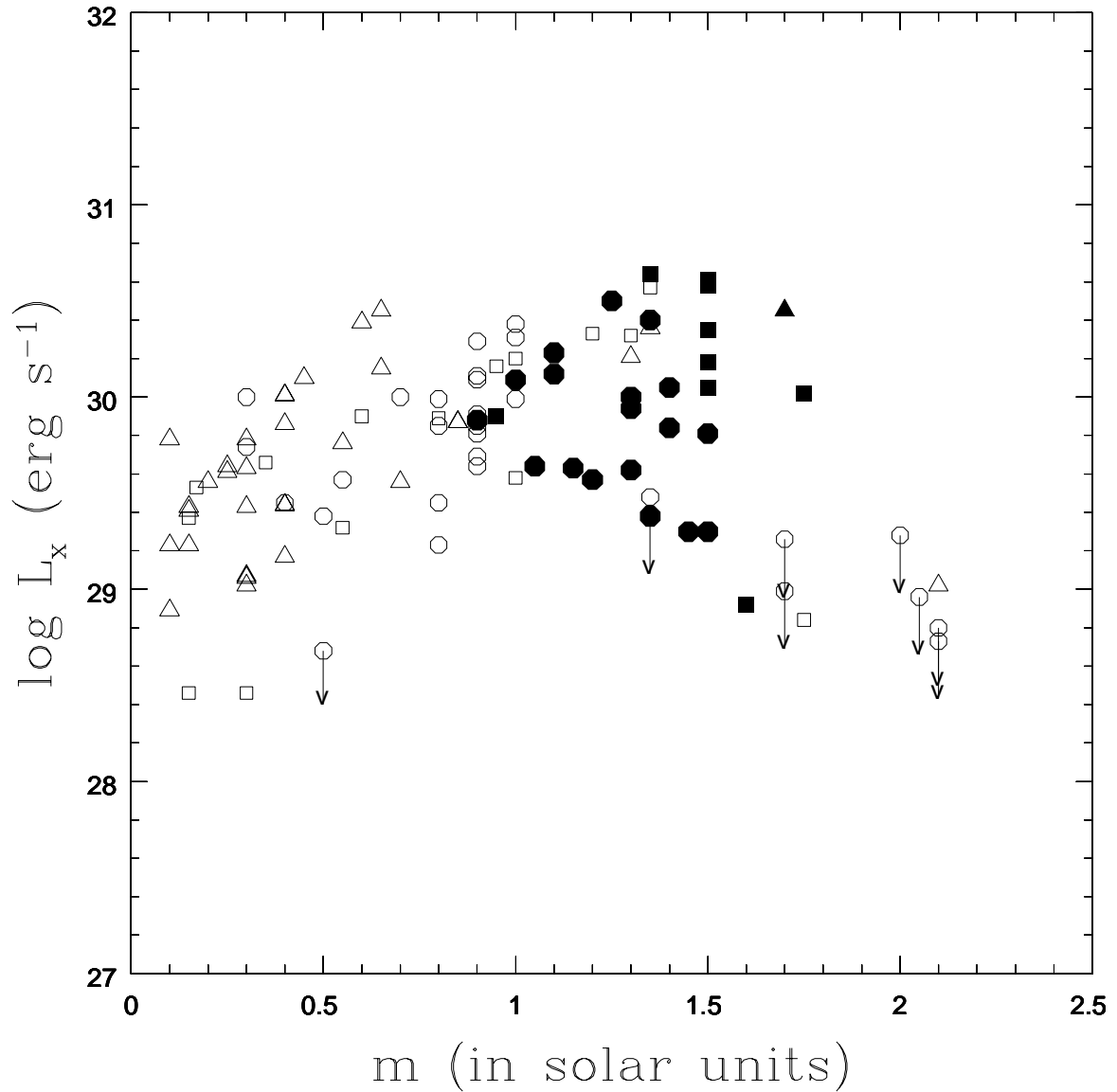
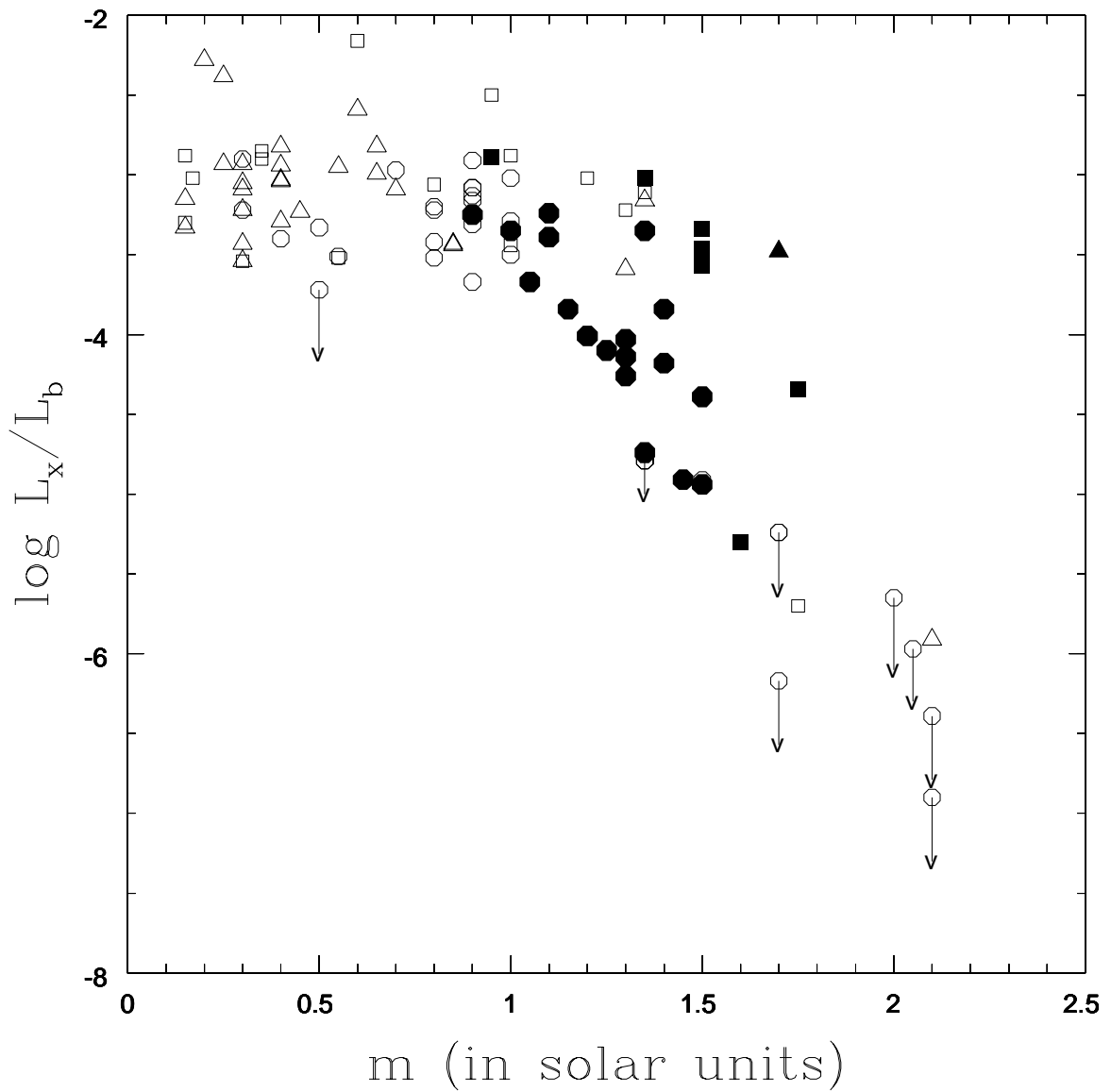


FIGURA 1.7: L_x vs massa estelar nas associações: TWA (triângulos), BPMG (quadrados) e Tuc/HorA (octógonos grandes). Estrelas com tipos espectrais F e G estão representadas por símbolos em preto. Os limites superiores são indicados por setas.

FIGURA 1.8: análoga a figura 1.7 mas para L_x/L_b .

ROSAT e HR1 o *hardness ratio* (Jensen et al.1998) e com $F_b = 2.48 \times 10^{-5} \times 2.512 \times 10^{-(V+BC)}$, onde V é a magnitude visual observada (tabelas 1.1, 1.2 e 1.3) e BC a correção bolométrica tirada da sequência principal do Kenyon & Hartmann (1995) em diante KH95. A resolução do ROSAT para binárias é próxima a F_X dividido por 2. Todos os valores L_X e L_X/L_b são apresentados na tabelas 1.1, 1.2 e 1.3. Para estabelecer a relação entre L_X e rotação, calculamos períodos de rotação representativos usando $v_0(eq)$ e os raios obtidos em §1.3 e §1.2, respectivamente. Os períodos médios são mostrados na tabela 1.4. Uma representação gráfica das luminosidades encontra-se nas figuras 1.9 e 2.0, onde temos incluído resultados em ONC (Feigelson et al.2003) com o objetivo de fazer uma comparação. A linha indica o comportamento observado na sequência principal devido ao dínamo ($\alpha - \omega$).

Nas figuras 1.9 e 2.0, podemos ver que o indicador de atividade (L_X) não apresenta mudanças claras entre o LRM e o HRM com exceção de Tuc/HorA. As variações são muito mais evidentes quando usamos o indicador L_X/L_b . Em primeiro lugar encontramos que em contraste com ONC, o LRM em TWA e BPMG apresenta saturação de L_X/L_b , aparentemente isto poderia ser devido a ausência de discos de acreção nessas estrelas. Notamos também que é observada uma pequena dessaturação para o HRM em BPMG, não para o caso de TWA, onde o HRM depende só da estrela G5 (TWA19). Por dessaturação, entendemos o decrescimento progressivo dos indicadores de raios-X com respeito aos valores saturados. Isto acontece primeiro no HRM envolvendo por isso massas e $v_0(eq)$ grandes. A dessaturação aparece claramente pouco depois da idade de Tuc/HorA (~ 30 Ma), fato obtido usando ambos indicadores. As figuras 1.11, 1.12, 1.13 e 1.14 mostram as variações desses indicadores como função da idade para os dois modos. Nessas figuras mostramos também os valores de Flaccomio et al.(2003a) para estrelas T Tauri com idades entre um e sete milhões de anos e estrelas da sequência principal com idades até 140 Ma. Os nossos dados preenchem bem o buraco observacional entre dez e trinta milhões de anos.

A dependência dos raios-X com a massa mostra uma tendência similar a observada em ONC por Feigelson et al.(2003) (figuras 1.7 e 1.8). Embora os membros de TWA e BPMG apresentem em geral, valores de L_X/L_b similares independentes da massa, a luminosidade-X em Tuc/HorA decai rapidamente para $M \sim 1.1M_\odot$, ou seja, para estrelas G, F e A. Isto apesar do número de estrelas F em Tuc/HorA ser maior do que em BPMG. Outra característica importante é que as estrelas F em BPMG têm valores maiores de L_X/L_b em Tuc/HorA. Devemos notar que com o aumento da massa e porém da temperatura, as camadas convectivas diminuem (Pinsonneault et al.2001). Examinando a tendência observada para L_X/L_b , vemos que a queda começa por volta de $\log(L_X/L_b) \sim -4.0$, valor representativo dos tipos espectrais $\sim G3 - F8$ com $v \sin(i)$ da ordem de $100 \text{ km} \times s^{-1}$. A partir deste resultado, podemos inferir que a dessaturação acontece em ~ 30 Ma, o que coincide com a idade de Tuc/HorA e que é um efeito devido ao começo da estabilização das camadas convectivas (onde as camadas convectivas adquirem sua dimensão mínima durante a evolução antes da sequência principal). Esta estabilização é amplamente con-

hecida e tem sido analisada por vários autores (Cameron et al.1995; Keppens et al.1995; Siess & Livio 1997). A espessura das camadas convectivas é tão pequena, que um aumento na rotação é incapaz de manter valores altos de L_X/L_b segundo o dínamo estelar.

Nas figuras 1.7 e 1.8 as duas estrelas mais quentes de BPMG com tipos espectrais F2 ($v \sin(i) = 155 \text{ km s}^{-1}$) e A7 ($v \sin(i) = 134 \text{ km s}^{-1}$) apresentam valores de L_X/L_b muito baixos em contradição com o nosso efeito de idade. A dessaturação é então sensível só para tipos espectrais G e F tardios. Estrelas A exibem sempre valores de L_X/L_b independentes da idade. Este fato está de acordo com estudos feitos por outros autores usando o *hardness ratio* HR1 como um indicador de L_X . (Kastner et al.2003; Suchkov et al.2003). De fato, Kastner et al.(2003) estudaram as mesmas associações de estrelas post-T Tauri analisadas neste trabalho, e detectaram uma queda de HR1 para estrelas G e F em Tuc/HorA com relação a BPMG. Eles também encontraram que os valores de HR1 das associações são menores que os apresentados por estrelas mas jovens T Tauri. Suchkov et al.(2003) fizeram uma análise cuidadosa da radiação X em estrelas F com dados do *Hipparcos*. Eles encontraram que um pequeno grupo com radiações-X muito altas ($\log L_X > 30.4$) está dominado por estrelas jovens. Em nosso caso, encontramos que três estrelas F estão incluídas neste intervalo em BPMG e uma só em Tuc/HorA. Em TWA encontramos que TWA1 (K7) apresenta um valor de L_X grande.

Em resumo, o decaimento da luminosidade-X com a idade parece estar relacionado com propriedades intrínsecas da estrela e não com a presença do disco, fato que foi sugerido por Kastner et al. (2003) de maneira independente. De fato, só algumas estrelas nas associações estudadas aqui apresentam discos, o exemplo mais conhecido é TW Hya (TWA1), com um disco provavelmente nos estágios finais, um outro caso é a componente do sistema binário Hen 600A (TWA3A). Os discos observados nas estrelas TWA11A e em β Pictoris são de natureza diferente dos discos das estrelas T Tauri, a poeira no disco inclui poeira de segunda geração neste estágio post T Tauri (Weinberger et al.2003). Os discos são chamados de tipo *debris*. Nas figuras 1.10, 1.11, 1.12 e 1.13 mostramos a dependência da luminosidade-X com a idade. O HRM mantém os valores L_X/L_b constantes até 30 Ma. Após o qual começa a dessaturação, primeiro para estrelas G e F. Este efeito, segundo o discutido acima é próprio da estrela coincidindo com as predições dos modelos evolutivos e tem relação com o mínimo do tamanho da zona convectiva.

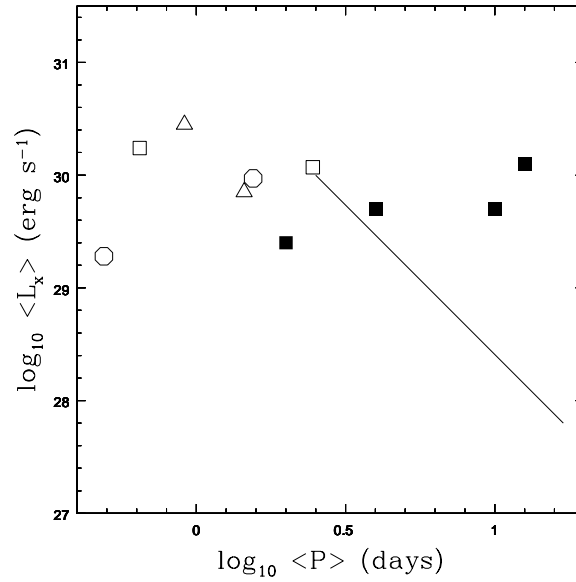


FIGURA 1.9: Evolução esquemática de $\langle L_x \rangle$ para HRM e LRM. Símbolos em preto correspondem a dados analisados por Feigelson et al.(2003) em ONC. A linha sólida representa o efeito dínamo válido para estrelas de baixa rotação. Os símbolos abertos correspondem as associações: TWA (Triângulos), BPMG (quadrados) e círculos abertos (Tuc/HorA).

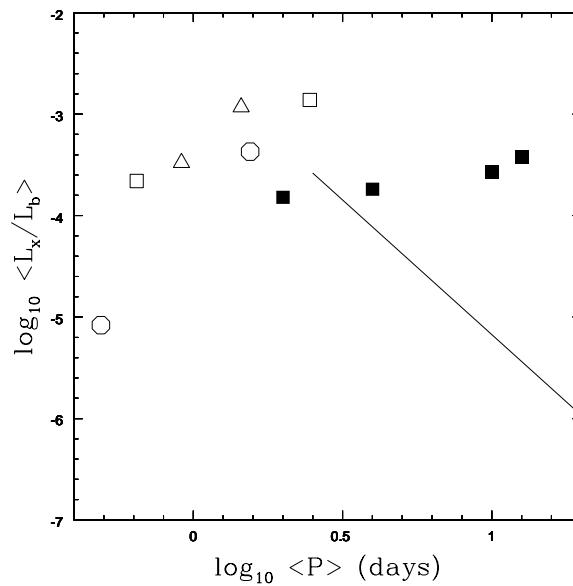


FIGURA 1.10: análoga a figura 1.9, mas para L_x/L_b .

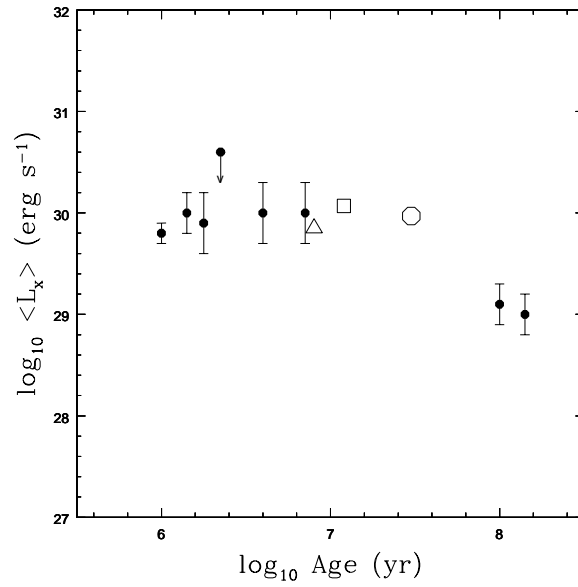


FIGURA 1.11: Valores médios de $\log L_X$ em função da idade para o modo de baixa rotação (LRM). Símbolos em preto, correspondem a estrelas T Tauri (idade $\leq 10^7$ a) e estrelas que chegaram na sequência principal (idade $\geq 10^7$ a) observadas por Flaccomio et al.(2003a)

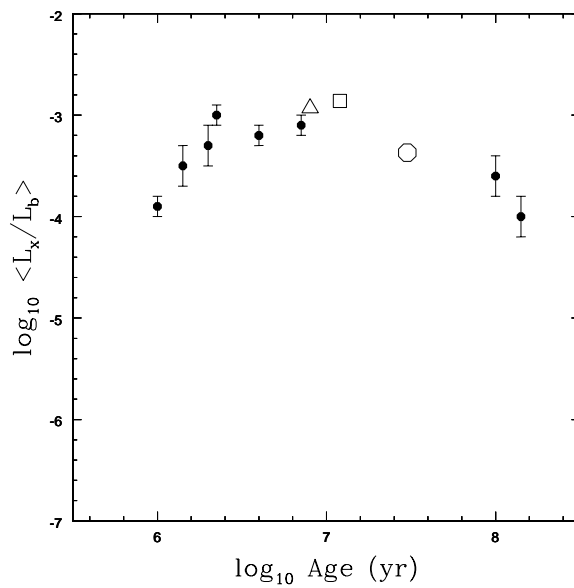


FIGURA 1.12: análoga a figura 1.11, mas para L_x/L_b .

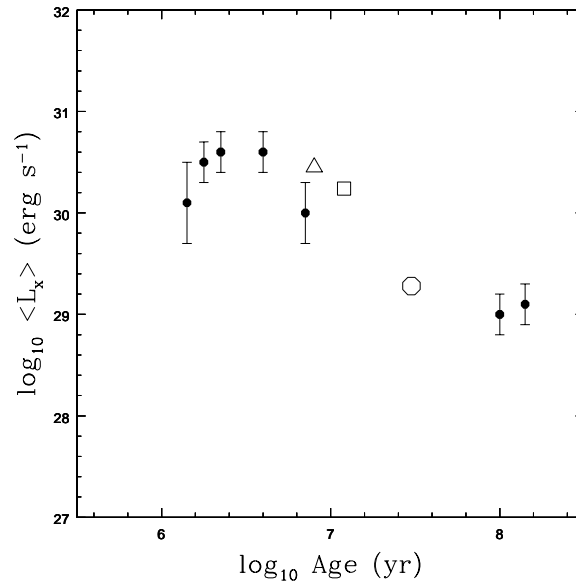


FIGURA 1.13: Valores médios do de $\log L_X$ como função da idade, para o modo de alta rotação (HRM). Os símbolos em preto correspondem a estrelas T Tauri (idade $\leq 10^7$ a) e estrelas que chegaram na sequência principal (idade $\geq 10^7$ a) observadas por Flaccomio et al.(2003a)

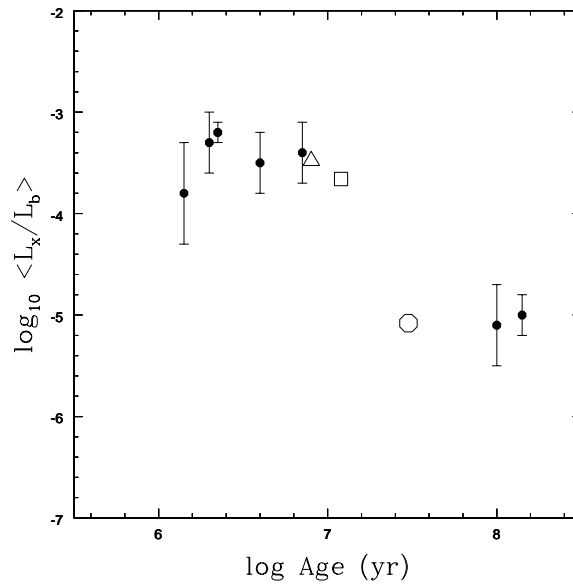


FIGURA 1.14: análoga a figura 1.13, mas para L_x/L_b .

TABELA 1.1: Membros possíveis e prováveis de TWA. As velocidades rotacionais projetadas $vsin(i)$ em km/s correspondem à referência Ref. indicada na última coluna e a medidas feitas por Jayawardhana (200?). Referências: (1) Zuckerman & Webb 2000; (2) Zuckerman et al. 2001b; (3) Stelzer & Neuhäuser 2001; (4) Stelzer & Neuhäuser 2000; (5) Torres et al. 2000; (6) Song, Zuckerman & Bessel 2003,2004.

ID	SpT	V	B-V	V- I_c	M(M_\odot)	R(R_\odot)	$vsin(i)$	d(pc)	$\log L_x$	$\log L_x/L_b$	Ref.
TWA Hya:TWA1	K7e	10.92	0.97	1.70	0.60	1.0	4,10.6	56.4	30.39	-2.59	1,2
CD-29° 8887A:TWA2A	M2e	11.07	1.48	2.24	0.30	0.70	13,12.8	43	29.43	-3.54	1,2
CD-29° 8887B:TWA2B	M2	2.80	0.15	0.6	...	43	29.43	...	1,2,3
Hen 3-600A:TWA3A	M3e	12.04	1.49	2.94	0.15	0.55	20,11.6	35	29.23	-3.33	1,2
Hen 3-600B:TWA3B	M3.5	13.70	...,12.2	3.60	≤ 0.1	≤ 0.5	...	35	29.23	...	1,2,3
HD 98800A:TWA4A	K4/K5	9.41	1.15	1.51	0.85	1.15	10	46.7	29.87	-3.43	1,2
HD 98800B:TWA4B	K7+M1	9.94	1.28	...	0.85	0.70	...	46.7	29.87	-3.44	1
CD-33° 7795A:TWA5A	M1.5	11.54	1.48	2.62	0.30	0.70	36,59	48	29.78	-3.05	1,3
CD-33° 7795B:TWA5B	M8.5	20.40	...	4.60	≤ 0.1	≤ 0.5	...	48	29.78	...	1,2
TYC 7183-1477-1:TWA6	K7	11.62	1.31	1.68	0.65	1.05	55,79.5	77	30.15	-2.82	1,2,3
TYC 7190-2111-1:TWA7	M1	11.65	1.46	2.44	0.25	0.70	2, ≤ 5	38	29.64	-2.38	1,2,3
TWA 8A	M2	13.30	1.46	2.41	0.25	0.70	2, ≤ 5	21	1,2,3
TWA 8B	5,11.2	21	1,3
CD-36° 7429A:TWA9A	K5	11.26	1.26	1.62	0.70	1.00	10,11.3	50.3	29.56	-3.09	1,2,3
CD-36° 7429B:TWA9B	M1	14.00	1.42	2.58	0.20	0.60	4,8.4	50.3	29.56	-2.28	1,2,3
1RXS J123504.4-413629:TWA10	M2.5	12.96	1.43	2.47	0.25	0.80	2,6.3	57	29.61	-2.93	1,2,3
HR4796A:TWA11A	A0	5.78	0.00	...	2.10	1.65	152,...	67.1	29.02	-5.91	1,4
HR4796B:TWA11B	M2.5	13.30	0.30	0.75	...,12.1	67.1	29.02	-3.22	1,3
RXS J1121.1-3845:TWA12	M2	12,85?	1.50	2.25	0.30	0.75	15,16.2	32	29.06	-2.93	1,3
RXS J1121.3-3447S:TWA13A	M1e	11.46	1.44	1.97	0.40	0.80	10,10.5	38	29.44	-3.03	1,2
RXS J1121.3-3447S:TWA13B	M2e	12.40	1.44	1.97	0.40	0.80	10,10.3	38	29.44	-3.04	1,2
1RXS J111325.1-452344:TWA14	M0	11.85	...	2.85	0.15	0.60	...,43.1	46	29.41	-3.15	1,3
1RXS J123420.1-481514:TWA15A	M1.15	13.51	...	2.16	0.40	0.80	22,21.3	119	30.01	-2.82	1,3
1RXS J123420.1-481514:TWA15B	M2	14.00	...	2.19	0.40	0.80	30,32.3	119	30.01	...	1,3
1RXS J123456.1-453808:TWA16	M1.5	11.64	...	2.13	0.30	0.80	11,7.9	66	29.63	-3.43	1,3
1RXS J132046.5-461139:TWA17	K5	11.69	...	1.92	0.45	0.90	45,49.7	133	30.10	-3.23	1,3
1RXS J132137.0-442133:TWA18	M0.5	12.08	...	1.98	0.40	0.80	20,24.1	98	29.86	-3.29	1,3

Continua na página seguinte

Tabela 1.1 continuação

ID	SpT	V	B-V	V- I_c	M(M_\odot)	R(R_\odot)	$v \sin(i)$	d(pc)	$\log L_x$	$\log L_x/L_b$	Ref.
HD102458:TWA19A	G5	9.14	0.70	0.70	1.70	2.40	25,48.7	104.0	30.45	-3.48	1,3
1RXS J114724.3-495250:TWA19B	K7	11.06	...	1.69	0.65	1.05	10,...	104.0	30.45	-2.99	1,3
A2-146:TWA20	M2	13.40	...	2.30	0.30	0.70	30,...	50	29.07	-3.09	3
TYC 8599-0697:TWA21	M1	9.79	1.00	...	1.30	1.50	...	69	30.21	-3.59	5
SSS 101726.7-535428:TWA22	M5	...	1.80	...	≤ 0.1	0.30	...,9.7	22	28.89	...	5
SSS 120727.4-324700:TWA23	M1	12.67	1.48	...	0.40	0.85	...,14.8	37	29.17	-2.94	5
TYC 8644-0822:TWA24	K3	10.26	0.95	...	1.35	1.55	...,13.0	95	30.36	-3.16	5
TYC 7760-0283:TWA25	M0	11.36	1.40	...	0.55	0.95	...,11.8	44	29.76	-2.95	5

TABELA 1.2: Membros possíveis e prováveis de BPMG. As velocidades rotacionais projetadas $v \sin(i)$ em km/s correspondem à referencia Ref. indicada na última coluna e a medidas feitas por Jayawardhana (200?). Referências: (1) Zuckerman & Webb 2000; (2) Zuckerman et al. 2001b; (3) Stelzer & Neuhäuser 2001; (4) Stelzer & Neuhäuser 2000; (5) Torres et al. 2000; (6) Song, Zuckerman & Bessel 2003,2004. A binariedade está indicada com o símbolo '.

ID	SpT	V	B-V	V- I_c	M(M_\odot)	R(R_\odot)	$v \sin(i)$	d(pc)	$\log L_x$	$\log L_x/L_b$	Ref.
HR9	F2	6.19	...	0.46	1.60	2.20	155,...	39.10	28.92	-5.30	1
51 Eri	F0	5.22	...	0.34	1.75	1.80	95,...	29.80	30.02	-4.34	1
GJ 3305	M0.5	10.59	1.90		≤ 0.1	≤ 0.38	...,5.3	29.80	30.23	-2.49	1
HIP 23309	M0/1	10.01	...	1.79	0.55	0.90	11,5.8	26.30	29.32	-3.52	1
HD 35850	F7	6.30	...	0.62	1.50	2.20	50,...	26.80	30.35	-3.52	1
BetaPic	A3	3.85	...	0.20	1.75	1.70	139,...	19.30	1
AO Men	K6/7	9.77	...	1.34	1.00	1.25	13,16	38.50	30.20	-2.88	1
V343Nor	K0	8.14	...	0.93	1.30	1.70	11,...	39.80	30.32	-3.22	1
V343NorB	...	14.80	...	2.90	0.15	0.45	...	39.80	2
HR6070	A0	4.80	...	1.01	2.15	1.70	30,...	43.00	1
HD155555A	G5	7.21	...	0.81	1.35	1.80	37,...	31.40	30.64	-3.02	1
HD155555B	K0	8.08	...	1.09	1.20	1.30	34,...	31.40	30.33	-3.02	1
HD155555C	M4.5	12.71	...	2.69	0.17	0.50	...	31.40	29.53	-3.02	1
HD164249	F5	7.01	...	0.53	1.50	2.20	...	46.90	30.58	-3.48	1
HR6749	A5	5.67	...	0.26	1.80	1.80	...	43.90	1
HD172555	A7	4.78	...	0.20	1.75	1.70	134	29.20	28.84	-5.70	1
CD-64° 1208'	K7	9.54	...	1.55	0.80	1.10	150,102.7	29.20	29.89	-3.06	1
PZ Tel	K0	8.25	...	0.85	1.35	1.85	63,...	49.70	30.57	-3.11	1
HR 7329	A0	5.05	...	0.04	2.10	1.65	150,...	47.70	1
HR7329B	M7/8	11.93	47.70	1
HD181327	F5.5	7.03	...	0.53	1.50	1.70	16,...	50.60	1
GJ799	M4.5e	11.02	...	2.90	0.15	0.70	...,10.6	10.20	29.37	-2.88	1
GJ803	M1e	8.81	...	2.10	0.35	0.75	9,...	9.90	29.66	-2.85	1
HD199143	F8	7.34	...	0.62	1.50	2.20	120,...	47.70	30.61	-3.34	1
BD-17° 6128	K7/M0	10.60	...	1.30	1.00	1.25	12,14.6	47.70	29.58	-3.44	1
HD 14082 B	G2	7.75	0.62	...	1.50	1.30	...	34.00	30.05	-3.46	2
HD 14082	F8	6.99	0.52	...	1.50	1.10	...	39.40	30.18	-3.57	2

Continua na página seguinte

Tabela 1.2 continuação

ID	SpT	V	B-V	V- I_c	M(M_\odot)	R(R_\odot)	$v \sin(i)$	d(pc)	$\log L_x$	$\log L_x/L_b$	Ref.
BD+30 397A	G9/K0	10.12	1.21	...	0.95	1.75	...	42.30	29.90	-2.89	2
BD+30 397B	K5/K6	12.44	1.40	...	0.60	1.70	...	42.30	29.90	-2.16	2
BD+05 378	G9/K0	10.37	1.22	...	0.95	1.75	...,9.3	40.50	30.16	-2.50	2
GJ 3322'	M1/M2	11.50	1.50	...	0.35	1.65	...,A7.7 B2.0	32.10	29.60	-2.90	2
GJ 871.1A	M2	12.16	1.51	...	0.30	1.65	...	23.60	28.46	-3.54	2
GJ 871.1B	M3/M4	13.43	1.58	...	0.15	1.65	...	23.60	28.46	-3.30	2

TABELA 1.3: Membros possíveis e prováveis de Tuc/HorA. As velocidades rotacionais projetadas $v \sin(i)$ em km/s correspondem à referência Ref. indicada na última coluna e a medidas feitas por Jayawardhana (200?). Referências: (1) Zuckerman & Webb 2000; (2) Zuckerman et al. 2001b; (3) Stelzer & Neuhäuser 2001; (4) Stelzer & Neuhäuser 2000; (5) Torres et al. 2000; (6) Song, Zuckerman & Bessel 2003,2004.

ID	SpT	V	B-V	V- I_c	M(M_\odot)	R(R_\odot)	$v \sin(i)$	d(pc)	$\log L_x$	$\log L_x/L_b$	Ref.
HD1466	F8	7.45	0.54	0.59	1.3	1.25	18	40.9	29.62	-4.14	1,2
HIP1910	M0	11.47	1.39	1.95	0.4	0.50	18,19	46.3	29.45	-3.4	1,2
HIP1993	K7	11.47	1.35	1.81	0.5	0.60	17,7.1	37.4	≤ 28.68	≤ -3.72	1,2,3,4
HD2884	B9	4.38	-0.07	0.00	2.1	1.65	107	42.8	≤ 28.80	≤ -6.39	1,2,3,4
HD2885	A2+A7	4.55	0.15?	0.25	1.7	1.50	6	52.8	≤ 28.99	≤ -6.17	1,2,3,4
HD3003	A0	5.06	0.04	0.00	2.1	1.65	78	46.5	≤ 28.73	≤ -6.90	1,2,3,4
HD3221	K4	9.63	1.05	1.38	0.8	0.80	110,127.5	45.9	29.99	-3.2	1,2
CPD-64120	K1e	10.29	0.86	1.01	0.9	0.95	32,30.2	59	30.09	-2.91	5
HD8558	G6	8.5	0.68	0.77	1.1	1.05	15	49	30.12	-3.39	5
HD9054	K2	9.07	0.91	1.01	0.9	0.95	6	37	29.81	-3.31	5
GSC8047-0232	K3	10.87	0.95	1.08	0.9	0.90	19	89	30.11	-3.08	5
HD12039	G4/G5	8.07	0.65	...	1.2	1.15	...	42.4	29.57	-4.01	6
CD-53386	K3e	11.02	0.96	1.12	0.9	0.90	19	117	30.29	-3.08	5
HD12894	F4	6.43	0.36	0.43	1.5	1.45	110	47	29.3	-4.94	5
HD13183	G5	8.63	0.65	0.76	1.1	1.05	23	50	30.23	-3.24	5
CD-60416	K5	10.68	1.16	1.43	0.8	0.80	12,10.1	45	29.85	-3.22	5
HD13246	F7	7.5	0.52	0.6	1.3	1.25	35	45	30.00	-4.26	5
GSC8056-0482	M3e	12.11	1.48	2.33	0.3	0.40	37,34.2	42	29.74	-2.9	5
GSC8491-1194	M3e	12.21	1.49	2.4	0.3	0.40	8,12.8	40	30.00	-3.22	5
CD-53544	K6e	10.21	1.26	1.6	0.7	0.70	80,82.2	40	30.00	-2.97	5
GSC8497-0995	K6e	10.97	1.23	1.48	0.8	0.75	5,6.7	48	29.23	-3.52	5
GSC8862-0019	K4e	11.67	1.04	1.25	0.9	0.85	6	98	29.85	-3.13	5
CD-65149	K2e	10.19	0.83	...	1.0	1.00	75	84	30.31	-3.02	5
GSC84999-0304	M0e	12.09	1.25	1.54	0.8	0.75	11	77	29.45	-3.42	5
TYC 5882-11691	K3/K4	10.17	1.01	...	0.9	0.95	...	51	30.35	-3.36	6
HD30051	F5	7.12	0.41	...	1.5	1.50	...	58.1	29.81	-4.39	6
HD35114	F7/F8	7.39	0.51	...	1.4	1.40	...	45.7	30.05	-3.84	6

Continua na página seguinte

Tabela 1.3 continuação

ID	SpT	V	B-V	V- I_c	M(M_\odot)	R(R_\odot)	$v \sin(i)$	d(pc)	$\log L_x$	$\log L_x/L_b$	Ref.
TYC 7600-0516	K1	9.58	0.84	...	0.85	1.00	...	53	29.98	-3.25	6
TYC 7065-0879	K4/K5	11.23	1.09	...	0.9	0.90	...	70	29.69	-3.25	6
HD40216	F7	7.46	0.49	...	1.4	1.40	...	54.3	29.84	-4.18	6
HD43989	F9	7.95	0.54	...	1.35	1.35	...	49.8	30.40	-3.35	6
HD44627	K1	9.13	0.86	...	1	1.00	...	45.5	29.99	-3.29	6
HD49855	G3	8.94	0.7	...	1.15	1.10	...	56.5	29.63	-3.84	6
HD55279	G7	10.11	0.96	...	0.9	1.00	...	64.1	29.88	-3.25	6
HD174429	K0	8.25	0.78	0.85	1	1.00	63	49.6	30.38	-3.5	1,2,3,4
HD177171	F7	5.16	0.53	0.63	1.25	1.20	26	52.4	30.50	-4.1	1,2,3,4
HD181296	A0	5.05	0.02	...	2.05	1.65	150	47.6	≤ 28.96	≤ -5.97	1,2,3,4
HD181327	F5	7.03	0.48	0.53	1.35	1.35	16	50.6	≤ 29.38	≤ -4.74	1,2,3,4
HD191869S	F6.5	7.93	0.49	0.54	?	1.35	33	65.3	29.48	-4.79	1,2,3,4
HD191869N	...	8.07	...	0.57	1.35	1.30	30	65.3	29.48	-4.79	1,2,3,4
HD200798	A5	6.69	0.24	0.28	1.7	1.50	120	66.4	≤ 29.26	≤ -5.24	1,2,3,4
HD202917	G5	8.68	0.69	0.8	1	1.05	13	45.8	30.09	-3.35	1,2,3,4
HD202947	K0	8.91	0.85	1.05	0.9	0.95	13	46	29.91	-3.16	1,2,3,4
HIP107345	M1	11.62	1.4	1.83	0.5	0.60	14	42.3	29.38	-3.33	1,2,3,4
HD207575	F6	7.22	0.51	0.56	1.3	1.30	30	45.1	29.94	-4.03	1,2,3,4
HD207964	F3	5.9	0.39	0.46	1.5	1.45	110	46.5	29.30	-4.91	1,2,3,4
PPM366328	K0	9.67	0.8	1	0.55	0.90	...	50	29.57	-3.51	1,2,3,4
HD222259S	G5/G8	8.49	0.78	0.78	1.05	1.05	16	46.2	29.64	-3.67	1,2,3,4
HD222259N	...	9.73	1.14	...	0.9	0.90	13	46.2	29.64	-3.67	1,2,3,4
HD224392	A1	5.01	0.06	0.06	2	1.60	152	48.7	≤ 29.28	≤ -5.65	1,2,3,4

TABELA 1.4: Valores médios característicos de baixo e alto modo de rotação estelar, indicados na forma LRM/HRM. Da esquerda para a direita: idade, (em Ma), massa, raio, velocidade equatorial média (em km/s), momento angular específico médio $\langle J/M \rangle$, períodos médios (em dias), luminosidades em raios-X (em erg/s) e a média das luminosidades-X dividida pelas luminosidades bolométricas. O número total de estrelas em cada caso é indicado na última coluna.

Associação	idade(Ma)	$\langle M_* \rangle / M_\odot$	$\langle R_* \rangle / R_\odot$	$\langle v_0(eq) \rangle$	$\langle J/M \rangle (cm^2 \times s^{-1})$	$\langle \log P \rangle$ (d)	$\langle \log L_X \rangle$	$\langle \log L_x / L_b \rangle$	N
TWA	8	0.42/1.90	0.8/2.03	28/113	$1.6 \times 10^{17} / 1.6 \times 10^{18}$	0.16/-0.04	29.85/30.45	-2.93/-3.48	31/2
BPMG	12	0.67/1.68	1.20/1.79	25/139	$2.1 \times 10^{17} / 1.7 \times 10^{18}$	0.39/-0.19	30.07/30.24	-2.86/-3.66	19/13
Tuc/HorA	30	0.96/1.77	0.98/1.54	32/159	$2.2 \times 10^{17} / 1.7 \times 10^{18}$	0.19/-0.31	29.97/29.28	-3.37/-5.08	41/8

Observações e Redução

As estrelas de maior massa nas três associações estudadas no capítulo anterior, desenvolvem um claro *spin-up* entre oito e trinta milhões de anos devido à contração gravitacional e muito provavelmente à perda de gás no disco, o qual tem se esvaziado bem antes da chegada das estrelas na sequência principal. Esta perda de gás, principalmente por acreção sobre a estrela, diminui a intensidade do freio magnético. Assim, qualquer cenário que tente explicar a evolução do momento angular em estrelas jovens precisa estabelecer a conexão entre rotação e acreção circunstelar. Neste capítulo descrevemos brevemente observações feitas encaminhadas a compreender a relação entre rotação e acreção durante a PMS. Em primeiro lugar, nos referiremos à obtenção de períodos fotométricos em algumas estrelas PTTS membros do SACY, baseados na técnica da fotometria diferencial. Posteriormente explicaremos de forma breve, as observações no ótico feitas para estrelas em alguns aglomerados abertos do Hemisfério Norte. Também discutiremos os passos mais significativos para a obtenção da fotometria absoluta UVI_c nesta amostra. Estas magnitudes, em particular a U, serão utilizadas no capítulo 4 para calcular taxas de acreção.

2.1 Períodos fotométricos de estrelas Post-T Tauri em associações

Além da massa e do raio, o período de rotação das estrelas é uma quantidade básica para o estudo da evolução do momento angular. As estrelas T Tauri são variáveis em todos os comprimentos de onda (Appenzeller & Mundt 1989). Originalmente a variabilidade foi introduzida por Joy (1945) como um critério para classificar estrelas T Tauri. Herbig (1962) encontrou variações periódicas com períodos que variam entre fração de dias até alguns dias. Hoffmeister (1965) foi o primeiro a sugerir que estas variações sejam devidas a modulação rotacional produzida por uma mancha escura sobre a superfície estelar. Estas manchas são comunemente interpretadas como devidas à atividade magnética e seguem a rotação estelar solidariamente regulando o fluxo registrado aqui na Terra. A interpretação

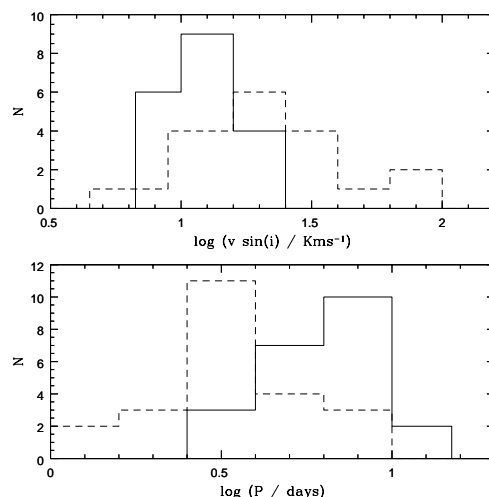


FIGURA 2.1: Distribuições de períodos fotométricos (painel inferior) e $v \sin(i)$ (painel superior) para CTTS (linha contínua) e WTTS (linha tracejada) na amostra COYOTES II (tabela 5 de Bouvier et al.1995).

de Hoffmeister tem sido confirmada pelas observações e tem se demonstrado que se a mancha possui um padrão estável, é possível achar um período de rotação confiável que não se encontra contaminado pela inclinação da estrela com respeito a linha de visada, como acontece no caso das medidas de $v \sin(i)$. A incerteza na determinação dos períodos pode ser menor ou da ordem de 1%. Vogel & Kuhl (1981) mediram períodos para uma amostra grande de estrelas jovens. Ficou claro desde esta época, que existe uma grande dispersão nos valores por volta de 1 Ma ou menos. Na década dos noventa Edwards (1993) e Bouvier et al.(1995) obtiveram curvas de luz com períodos entre fração de dia até dias, para uma amostra de CTTS. A figura 2.1 corresponde à distribuição de períodos e $v \sin(i)$ de estrelas na região Tauri-Aurigae obtida no levantamento COYOTES-II feito por Bouvier et al.(1995). É claro que as CTSS ($\langle P \rangle = 7\text{d}$) têm rotação menor do que as WTTS ($\langle P \rangle = 4\text{d}$). A mesma distinção acontece com a distribuição de $v \sin(i)$.

É bem conhecida a escassez de períodos fotométricos entre as CTTS mais velhas e as estrelas PTTS em aglomerados abertos com idades de ~ 50 Ma. Bouvier, Forestini & Allain (1997) notaram que precisamente no estágio PTTS, acontecem as mudanças mais importantes na rotação estelar devido ao surgimento de um núcleo radiativo o qual permite intercambios internos de momento angular na estrela. Esta transferência interna de momento deve se refletir nos períodos de rotação. Usando um modelo para a evolução rotacional em combinação com observações em aglomerados, eles concluíram que o momento angular pode se transportar eficientemente nos interiores radiativos das estrelas post-T Tauri mais rápidas.

Períodos em estrelas post-T Tauri foram inicialmente medidos somente em aglomerados com idades bem definidas. Com o aparecimento da fotometria e da espectroscopia multiobjetos, as observações em aglomerados se incrementaram consideravelmente devido à possibilidade de observar a totalidade das estrelas de um aglomerado particular durante somente uma noite. No caso das PTTS em associações, novos dados de períodos foram obtidos, mas desta vez sem o uso da técnica multiobjetos. Por causa das distâncias a estas associações serem menores que 100 pc em geral e os movimentos próprios grandes, as PTTS em associações aparecem muito dispersas no céu, portanto a técnica multiobjetos não pode ser usada.

Com o objetivo de medir períodos de rotação no intervalo $\sim 10\text{-}30$ Ma, monitoramos fotometricamente 36 estrelas pertencentes a associações estelares observadas dentro do projeto SACY. A idéia com o monitoramento é a procura de modulações periódicas nas curvas de luz devido à presença de manchas sobre a superfície estelar. O monitoramento foi realizado com o telescópio Zeiss 0.6m do LNA ao longo de 5 missões entre os anos 2003 e 2004. A metade das noites durante a missão de outubro de 2003 foi perdida por condições climáticas. As noites foram em termos gerais, altamente variáveis e na maioria delas, com umidade alta, fato que limitou notavelmente o seguimento fotométrico; somente durante as missões de junho de 2004 foi possível observar durante noites completas. Usamos 3 filtros óticos V, I e B durante as observações para medir variações em diferentes comprimentos de onda. O detector utilizado foi o CCD105 com um fator de escala de $0.37''/\text{pixel}$, equivalente a um campo de visão de $12.7' \times 12.7'$. Levamos sempre o detector a um nível de contagens perto da saturação a qual acontece com 30000 contagens. Isto nos permitiu obter imagens com razões sinal-ruído S/N acima de 100^1 com tempos de exposição da ordem de 100s nos filtros V e I e um pouco mais longos para o filtro B. Na tabela 2.1 incluímos só aquelas estrelas que foram observadas pelo menos durante três noites ao longo de todas as missões.

Calculamos períodos somente para as estrelas que foram observadas no mínimo durante oito noites, usando um método baseado na transformada de Fourier das curvas de luz. Objetos observados em menos de dez noites, apresentaram picos máximos similares ao ruído do sinal, reduzindo a confiabilidade da medida. Descrevemos a seguir a obtenção das curvas de luz, deixando para a seção §2.1.3 o cálculo dos períodos.

2.1.1 Magnitudes Instrumentais

A redução das imagens CCD foi feita segundo o procedimento padrão, incluindo subtração do *overscan*, *bias* e correção por *flat field*. Foram determinadas as magnitudes

¹ $S/N \sim \frac{c}{\sqrt{c}}$ onde c é a contagem

estrela	AS	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	V	noites
CD-50 7600		13 ^h 14 ^m 23.9 ^s	-50 ^h 54 ^m 02 ^s	10.39	23,24,25jun04
CD-41 7947		13 ^h 34 ^m 31.9 ^s	-42 ^h 09 ^m 31 ^s	9.64	5,6,7,8jun04
HD 117884	1	13 ^h 34 ^m 20.2 ^s	-52 ^h 40 ^m 36 ^s	9.32	5,6,7,8jun04,23,24,25jun04
CD-48 8486		13 ^h 47 ^m 50.5 ^s	-49 ^h 02 ^m 06 ^s	10.89	5,6,7,8jun04
HD 120812		13 ^h 52 ^m 47.8 ^s	-46 ^h 44 ^m 09 ^s	9.59	5,6,7,8jun04
CD-67 5422		14 ^h 06 ^m 2.8 ^s	-58 ^h 32 ^m 45 ^s	10.8	5,6,7,8jun04
7833-11471	1	15 ^h 01 ^m 16.5 ^s	-43 ^h 39 ^m 31 ^s	10.88	5,6,7,8,23,24,25jun04,1,3,4,5,6ago04
CD-52 6550		15 ^h 18 ^m 01.8 ^s	-53 ^h 17 ^m 29 ^s	10.14	5,6,7,8jun04
8696 1949	2	15 ^h 41 ^m 31.1 ^s	-52 ^h 30 ^m 30 ^s	11.07	5,6,7,8jun04,1,3,4,5,6ago04
HD 143358	1	16 ^h 01 ^m 7.9 ^s	-32 ^h 54 ^m 53 ^s	9.71	5,6,7,8,24,25jun04,1,3,4,5,6ago04
MZ Lup	1	16 ^h 01 ^m 09.0 ^s	-33 ^h 20 ^m 14 ^s	10.95	5,6,7,8,23,24,25jun04,1,3,4,5,6ago04
BD-19 4288		16 ^h 01 ^m 58.2 ^s	-20 ^h 08 ^m 12 ^s	10.59	5,6,7,8jun04
CD-22 11315	1	16 ^h 03 ^m 35.5 ^s	-22 ^h 45 ^m 56 ^s	10.96	5,6,7,8,23,24,25jun04,3,5,6ago04
HD 143677	1	16 ^h 03 ^m 45.3 ^s	-43 ^h 55 ^m 49 ^s	9.68	1,2,3 out03,6,7jun04,1,3,5,6ago04
7855 1106	1	16 ^h 03 ^m 52.5 ^s	-39 ^h 39 ^m 01 ^s	11.25	5,6,7jun04
7334 0429	1	16 ^h 04 ^m 30.6 ^s	-32 ^h 07 ^m 29 ^s	10.88	5,6,7,23,24,25jun04
CD-38 10866	1	16 ^h 05 ^m 45.0 ^s	-39 ^h 06 ^m 07 ^s	10.55	5,6,7,23,24,25jun04
CD-25 11330		16 ^h 05 ^m 50.6 ^s	-25 ^h 33 ^m 14 ^s	10.93	5,6jun04
V1002Sco	4-1	16 ^h 12 ^m 40.5 ^s	-18 ^h 59 ^m 28 ^s	10.91	5,6,23,24,25jun04,3,5,6ago04
CD-22 11432		16 ^h 14 ^m 11.1 ^s	-23 ^h 05 ^m 36 ^s	10.66	5,6jun04
HD 175897A	1	19 ^h 01 ^m 06.9 ^s	-58 ^h 53 ^m 30 ^s	8.49	6,23,25jun04,1,3,4,5,6ago04
HD 178085	8-1	19 ^h 10 ^m 57.9 ^s	-60 ^h 16 ^m 19 ^s	8.34	1,3,4,5,6ago04
HD 180445	1	19 ^h 18 ^m 12.5 ^s	-38 ^h 23 ^m 04 ^s	8.46	6jun04,1,3,4,5,6ago04
HD 191849A	1	20 ^h 13 ^m 52.8 ^s	-45 ^h 09 ^m 49 ^s		1,2,3 out03,1,3,4,5,6ago04
AT MicS	6	20 ^h 41 ^m 51.1 ^s	-32 ^h 26 ^m 10 ^s	11.1	1,2,3 out03,8jun04,1,3,4,5,6ago04
AU Mic	6	20 ^h 45 ^m 09.3 ^s	-31 ^h 20 ^m 24 ^s	8.73	1,2,3 out03,8jun04,1ago04
HD 358623	6	20 ^h 56 ^m 02.7 ^s	-17 ^h 10 ^m 54 ^s	10.46	1,2,3 out03
HD 199065		20 ^h 57 ^m 22.4 ^s	-59 ^h 04 ^m 33 ^s	8.4	1,2,3 out03
HD 220054M		23 ^h 21 ^m 52.6 ^s	-69 ^h 42 ^m 12 ^s	9.91	1,2,3 out03
CD-86 0147		23 ^h 27 ^m 49.2 ^s	-86 ^h 13 ^m 19 ^s	9.29	1,2,3 out03
HD 987M		00 ^h 13 ^m 52.81 ^s	-74 ^h 41 ^m 17 ^s	8.78	1,2,3 out03
HD 3221MZ		00 ^h 34 ^m 51.1 ^s	-61 ^h 54 ^m 58 ^s	9.61	1,2,3 out03
HD 8558M		01 ^h 23 ^m 21.11 ^s	-57 ^h 28 ^m 50 ^s	8.51	1,2,3 out03
8043 0814 1		01 ^h 37 ^m 20.8 ^s	-49 ^h 11 ^m 44 ^s	10.42	1,2,3 out03
HD 10922		01 ^h 46 ^m 13.0 ^s	-46 ^h 56 ^m 52 ^s	9.35	1,2,3 out03
CD-60 416M		02 ^h 07 ^m 32.1 ^s	-59 ^h 40 ^m 21 ^s	10.68	1,2,3 out03

TABELA 2.1: Estrelas post-T Tauri do SACY monitoradas fotometricamente nos filtros BVI. A coluna AS significa a associação à qual pertence a estrela: **1** GAYA1 (Tuc/HorA), **2** GAYA2 (~ 20 Ma), **4** YSSA (≤ 10 Ma), **6** BPMG (11 Ma) e **8** AnA (50 Ma).

instrumentais para todas as estrelas do campo usando a tarefa DAOPHOT do IRAF. Foi feita a contagem do fluxo dentro de um raio pré-definido. O nível do céu foi determinado dentro de um anel concêntrico em torno de cada estrela do campo para posteriormente subtrair este valor da contagem total observada. Usualmente, o raio interno do anel para a determinação do fundo do céu foi 2 pixels maior em comparação com o raio da abertura.

Com o fim de determinar o período da variabilidade fotométrica, somente são importantes as variações relativas. Devido a isto, realizamos fotometria diferencial. Esta técnica tem a vantagem de reduzir as mudanças de brilho devido à extinção atmosférica por causa das noites não serem fotométricas. A fotometria diferencial ou relativa funciona bem quando: 1) No campo observado, a estrela do programa para a qual queremos determinar a variação de brilho aparece rodeada por estrelas com brilhos similares e constantes e 2) Quando a estrela do programa é observada ao longo de um grande número de noites.

Após calcular as magnitudes instrumentais, aplicamos um algoritmo desenvolvido por Broeg et al.(2005) (em diante B05) para fazer a fotometria diferencial. Este algoritmo, não escolhe *na mão* as estrelas de comparação (CS) a serem usadas como tipicamente é feito, mas determina recursivamente as melhores estrelas de comparação baseado nas magnitudes instrumentais.

Como saber quais CS usar?

Geralmente a fotometria diferencial usa a estrela do programa e uma ou duas CS que são aproximadamente constantes ao longo das noites. A subtração das magnitudes instrumentais da estrela do programa e a CS para cada noite, permite eliminar o efeito da extinção atmosférica como mencionamos acima. Mas ficam no ar duas perguntas: 1) Porque não usar todas as estrelas que aparecem no campo em lugar de uma só? e 2) Qualquer estrela brilhante no campo é uma boa CS?

Precisamente para resolver estas questões usamos um algoritmo que utiliza todas as estrelas do campo como CS's e **decide** quais delas são boas CS e quais não, baseado no fato de que uma boa CS tem um brilho amplamente constante. No passo seguinte, o brilho médio das CS selecionadas é comparado com o brilho médio da estrela do programa.

2.1.2 Fotometria diferencial

O princípio da fotometria diferencial é muito simples. Se S_1^0 e S_2^0 são os fluxos originados por alguma fonte distante nos instantes de tempo 1 e 2, os fluxos medidos sobre a superfície

da terra são: $S_1 = R_1 S_1^0$ e $S_2 = R_2 S_2^0$ onde R_1 e R_2 representam a perda de fluxo devido à atmosfera. No caso de uma atmosfera cinza $R_1 = R_2 = R$ e a magnitude diferencial m_D pode se escrever como:

$$m_D = m_1 - m_2 = -2.5 \log \frac{S_1}{S_2} = -2.5 \log \frac{S_1^0}{S_2^0} \quad (2.1)$$

onde m_1 e m_2 são as magnitudes instrumentais. A equação 2.1 independe de R , o que significa que os efeitos de extinção se cancelam. No caso de várias estrelas de comparação CS no mesmo campo, a magnitude diferencial é:

$$m_D = m - \langle m \rangle_{CS} = m - \frac{1}{N} \sum_i^N c_i m_i^{CS} = -\frac{1}{0.4} (\log S_o^0 - \frac{1}{N} \sum_i^N c_i \log S_i^{0,CS}) \quad (2.2)$$

onde os fluxos das N estrelas de comparação (CS) são indicados como $S_i^{0,CS}$ e o fluxo da estrela do programa como S_o^0 . A equação 2.2 compara a estrela do programa com uma estrela artificial ou *virtual* que tem magnitude dada pela média das estrelas *reais* de comparação. algoritmo, esta expressão é independente da extinção R se a atmosfera é cinza e se todos os objetos são observados com massas de ar parecidas. Na equação 2.2 os c_i não tem restrição nenhuma. O caso particular $c_i = 1$ corresponde à média aritmética, mas o algoritmo B05 usa um $c_i \neq 1$ estando as médias calculadas com uma função peso que é inversamente proporcional à dispersão das magnitudes das CS em relação à média. Isto é, $c_i \propto 1/\sigma_i^2$ onde σ_i é o desvio padrão de cada CS em relação à média. O desvio padrão é calculado em B05 de forma iterativa usando aproximações sucessivas. O valor inicial é dado pela dispersão dos erros nas magnitudes instrumentais ao redor do valor central. O erro no cálculo da magnitude instrumental é:

$$err_i = \sqrt{(flux_i / Gain + A\sigma_i^2 + A^2\sigma_i^2 / nsky_i)} = 1.0857 \times err_i / flux_i \quad (2.3)$$

onde A é a abertura em pixels, σ o desvio padrão do fundo do céu, $nsky$ é o número de pixels utilizados para avaliar o fundo do céu e $flux$ é o fluxo fotométrico para uma abertura determinada. A equação 2.3 é utilizada para calcular um valor inicial de c_i , o que permite conhecer a magnitude diferencial m_D inicial em 2.2. Este valor de m_D é melhorado de forma interativa usando um novo c_i a cada vez, construído a partir do desvio padrão das CS's. O processo pára, quando a diferença entre dois c_i sucessivos seja constante. A tabela 2.2 mostra uma saída típica do algoritmo. A melhor estrela de comparação resulta ser CS2 para a qual as filas *std.dev* e *avg.erro* coincidem na terceira

decimal e a pior a CS5 por exibir convergência só em décimas de magnitude, mas todas as 5 CS têm sido usadas na avaliação da magnitude diferencial (coluna *object*). As variações dessa coluna não são superiores a uma décima de magnitude.

Usando o B05 derivamos as magnitudes diferenciais para cinco PTTS membros de associações do SACY e construímos as curvas de luz para os três diferentes filtros BVI. Seleccionamos para todas as fontes, as curvas de luz mais representativas, ou seja aquelas com maior S/N. A qualidade das curvas de luz é medida no espaço de Fourier como sendo proporcional à relação das alturas de maior pico e da média dos máximos secundários. Esta relação depende fortemente do número de observações. Adotamos o critério de variabilidade seguinte: a estrela é variável quando o desvio padrão da magnitude média sobre todas as noites seja três vezes maior do que o desvio padrão da magnitude média da CS virtual da equação 2.2. A maioria das curvas de luz no filtro B apresentam razões S/N pequenas. Este fato é devido a que atividade cromosférica e em particular *flares* são mais claramente visíveis em comprimentos de onda curtos. Os dados no filtro B confirmam os níveis da atividade cromosférica observada nos outros dois filtros.

As curvas de luz são apresentadas em função de duas variáveis independentes: o tempo e a fase. Cada curva de luz mostra a diferença de magnitude entre a estrela do programa e a magnitude média da estrela de comparação *virtual* CS da equação 2.2, *vs* o tempo (JD) ou a fase (Φ) das observações. Por causa da periodicidade do sinal recebido, a variabilidade pode ser medida tanto na escala de tempo quanto em uma escala de fase. A cada instante de observação (Data Juliana em unidades de 2453160.00), corresponde uma fase de acordo com a equação seguinte:

$$\Phi = \frac{1}{P} [t - (JD_i + P \times INT[\frac{t - JD_i}{P}])] \quad (2.4)$$

onde Φ ($0 \leq \Phi \leq 1$) é a fase observada, P é o período e JD_i é o instante de referência, geralmente dado pela data da primeira observação. A fase é uma função crescente do tempo com um valor inicial dado por $\Phi = 0$. A vantagem de trabalhar com a fase é que a não simultaneidade da aquisição dos dados não aparece. Os dados aparecem ordenados no tempo, fechando os vacuos ou *gaps* presentes nas curvas de luz com JD como variável independente, isto devido ao termo $P \times INT[\frac{t - JD_i}{P}]$ onde INT indica a função parte inteira. Observações feitas em épocas muito posteriores à primeira observação JD_i são ordenadas em fase juntando desta forma toda a informação de um ciclo só.

star number →	1		2	3	4	5	6	
CS number →	Object	Err-Obj	CS 1	CS 2	CS 3	CS 4	CS 5	
2.57849	1	-2.0439	0.0088	-0.4427	0.1544	2.1407	-0.4859	1.0118
3.57132	2	-1.9957	0.0090	-0.4240	0.1766	2.0838	-0.5131	0.9967
4.57999	3	-2.0137	0.0088	-0.4359	0.1615	2.0117	-0.4651	1.0018
5.61853	4	-2.0724	0.0203	-0.4657	0.2191	2.0058	-0.4934	0.9076
20.61421	5	-2.0037	0.0088	-0.4161	0.1883	2.0350	-0.5392	1.1272
21.49792	6	-1.9991	0.0060	-0.3916	0.1742	2.1024	-0.5480	1.0178
22.55340	7	-2.0239	0.0058	-0.4137	0.1830	2.0179	-0.5326	1.1435
59.54311	8	-2.0673	0.0063	-0.3879	0.1605	2.0080	-0.5235	1.1215
61.45323	9	-2.0267	0.0056	-0.4002	0.1532	2.0711	-0.5213	1.1304
61.45469	10	-2.0429	0.0050	-0.4177	0.1628	2.0899	-0.5175	1.0992
62.64968	11	-2.0370	0.0059	-0.3782	0.1628	2.0422	-0.5409	1.0961
63.48495	12	-2.0427	0.0062	-0.4068	0.1498	2.1071	-0.5199	1.1252
63.48634	13	-2.0405	0.0050	-0.3868	0.1518	1.9590	-0.5005	1.1192
64.50296	14	-2.0538	0.0085	-0.4004	0.1597	2.0201	-0.5146	1.1251
star number →	1		2	3	4	5	6	
CS number →	Object	Err-Obj	CS 1	CS 2	CS 3	CS 4	CS 5	
std. dev.:	0.0239		0.0243	0.0188	0.0505	0.0229	0.0720	
avg. erro:	0.0079		0.0130	0.0154	0.0619	0.0128	0.0283	
instr. mag:	15.2307		16.9512	17.3642	19.1989	16.8884	18.3074	
diff. mag:	-2.0331		-0.4120	0.1684	2.0496	-0.5154	1.0731	
weights:			2.41E-1	4.04E-1	5.59E-2	2.72E-1	2.75E-2	

TABELA 2.2: Resultados do algoritmo B05 para as 14 observações no filtro I da estrela jovem MZLup. As colunas *Object* e *Err-Obj* são a magnitude diferencial de MZ Lup e o erro, respectivamente. O desvio padrão (std.dev) das (CS) e o erro médio (avg.erro) são muito parecidos após algumas iterações. A primeira coluna é o tempo medido em fração de JD (O ponto zero para a Data Juliana é JD=2453160.00)

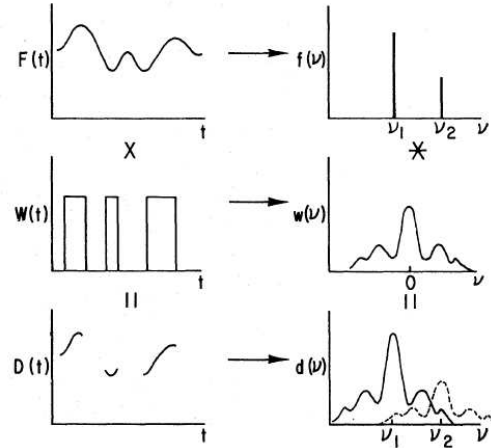


FIGURA 2.2: **Obtenção de períodos usando TF do sinal observado.** O fluxo estelar $F(t)$ é multiplicado pela janela temporal $W(t)$ resultando o fluxo observado $D(t)$. No espaço de Fourier, a convolução do espectro observado $f(\nu)$ com a janela espectral $w(\nu)$ corresponde ao periodograma $d(\nu)$.

2.1.3 Determinação dos períodos

Por causa da variabilidade, as magnitudes diferenciais m_D seguem em geral uma distribuição não aleatória mostrando uma tendência oscilatória. Com o fim de determinar o período desta tendência, usamos um método baseado na transformada de Fourier do sinal observado. Descrevemos a seguir as características principais do método e a aplicação a estrelas com o maior número de observações da tabela 2.1.

Periodogramas usando a Transformada de Fourier (TF)

Os métodos para extrair as frequências da variabilidade das curvas de luz, devidas seja a rotação, ou às variações nas velocidades radiais, estão baseados na análise do chamado periodograma, ou TF das observações. Os picos observados no periodograma correspondem a frequências presentes nos dados. A dificuldade principal é a presença de frequências falsas devido a observações periódicas. Para evitar este problema, é importante selecionar os picos de maior amplitude e subtrair iterativamente deles um sinal periódico no domínio do tempo até obter o nível de S/N desejado. A figura 2.2 mostra de maneira simplificada o princípio do método desenvolvido inicialmente por Gray & Desikachary (1973). Nesta figura, $F(t)$ é o fluxo da estrela, $D(t)$ são os dados observacionais (m_D) e $W(t)$ a janela temporal durante a qual as medidas foram feitas. Porque das observações estão moduladas pela janela, temos que:

$$D(t) = F(t) \times W(t) \quad (2.5)$$

Chamamos as transformadas de Fourier dessas funções $f(\nu)$, $d(\nu)$ e $w(\nu)$. O periodograma $d(\nu)$ é definido através de:

$$d(\nu) = f(\nu) * w(\nu) \quad (2.6)$$

onde o asterisco indica convolução. Se $F(t)$ pode se expressar como a soma de um número finito de sinusoidais, então o periodograma $d(\nu)$ resulta ser uma combinação linear das transformadas da janela:

$$d(\nu) = \delta_1(\nu - \nu_1) * w(\nu) + \delta_2(\nu - \nu_2) * w(\nu) + \dots + \delta_N(\nu - \nu_N) * w(\nu) \quad (2.7)$$

onde cada termo na superposição corresponde à transformada da janela reescalada por uma δ de Dirac com a qual esta convoluída. No caso mais simples, quando existe uma frequência só, o periodograma consiste na transformada da janela transladada para essa frequência.

Com esta interpretação do periodograma, a obtenção das N frequências pode ser feita como segue: 1) Construir a janela espectral $w(\nu)$ e o periodograma $d(\nu)$. 2) Procurar o padrão da janela no periodograma. 3) Transladar a janela até ajustar o periodograma. 4) Normalizar a janela até obter a mesma altura do periodograma na frequência particular. 5) Determinar a altura do pico máximo do periodograma 6) Subtrair a janela normalizada do periodograma. É importante notar que qualquer uma das frequências presentes na janela espectral pode ser usada na escolha da frequência particular.

Resultados

Todas as frequências foram calculadas usando o código **Period 04 v.1.0** desenvolvido por Patrick Lenz². Usamos este código porque ele foi particularmente desenhado para a análise estatística de séries de tempo com vácuos ou *gaps* (observações não sucessivas). O sinal é definido em **Period 04 v.1.0** como a amplitude do pico máximo e o ruído como a média da amplitude em um intervalo de frequência determinado, contendo o pico máximo. Simulações numéricas feitas por Kuschnig et al.(1997) mostram que a razão S/N no deveria estar abaixo de 4.0 para ter uma boa confiabilidade no cálculo do período. Desafortunadamente não é o nosso caso, onde somente um objeto tem $S/N \geq 4.0$. Apesar deste critério, nós calculamos os períodos usando este programa para as estrelas com um número de observações superior a oito. Os resultados se encontram na tabela 2.3.

²Instituto de Astronomia, Universidade de Vienna

O baixo sinal ruído depende também das estrelas de comparação CS. O processo utilizado minimiza o erro na fotometria diferencial por causa da média ponderada usada para construir a CS artificial. Como discutimos na seção anterior, o método permite manipular CS desconhecidas pois elas são rejeitadas se forem variáveis devido aos c_i serem inversamente proporcionais a $1/\sigma_i^2$. Mas o método não diferencia a extinção em cada filtro, adotando assim uma mesma lei independente do comprimento de onda (Broeg et al.2005). No filtro B as estrelas de comparação em geral são bem diferentes do que a estrela do programa se os tipos espectrais são diferentes, o que introduz uma fonte de erro na construção das curvas de luz. Por isto, neste filtro o S/N é maior do que nos outros dois filtros.

Apresentamos na tabela 2.3 resultados para cinco estrelas pós-T Tauri, para as quais, com exceção de MZLup, não se conhecem outros valores de períodos na literatura. Teríamos gostado de ter obtido um número maior de medidas de períodos fotométricos para estrelas em diferentes idades para assim ter uma indicação do *spin-up* observacional. No entanto, esta tarefa requer um tempo considerável de telescópio e boas condições fotométricas. Esta condição é especificamente difícil no LNA.

MZ Lup

A variabilidade da estrela MZLup no filtro-V foi reportada por Wichmann et al.(1998) calculou um período de 3.78d. Nós obtemos um valor diferente baseados na análise de dados fotométricos obtidos durante 14 noites, encontrando uma frequência de $\nu = 0.22\text{Hz}$ nos filtros V e I. Nas figuras 2.3, 2.5 e 2.7 mostramos as magnitudes diferenciais *vs* a data juliana para o conjunto total das observações nos filtros V e I. Adicionalmente, temos traçado nessas figuras, uma curva sinusoidal com frequência $\nu = 0.22\text{Hz}$ equivalente a um período de 4.5 dias. No filtro-B o período resultante é consideravelmente menor: 3.1d, fato que atribuímos a que neste filtro a variabilidade própria das estrelas jovens se faz mais evidente, tendo menor razão S/N do que nos filtros V e I. A janela espectral é muito similar para frequências $\nu \leq 3.0$ em todos os filtros, apresentando amplitude máxima $A=1$ para $\nu = 0$ além de uma serie de máximos secundários. O padrão da janela espectral $w(\nu)$ é visível em todos os periodogramas (diferentes filtros) estando trasladada para a frequência 0.22 Hz nos filtros V e I e para a frequência 0.32 no filtro B. No periodograma no filtro-B é difícil distinguir qual é o pico máximo, devido a existência de pelo menos dois candidatos suplementários. Adotamos o maior deles o qual tem uma amplitude 0.058. Uma frequência similar, provavelmente $\nu = 0.29$ tem se misturado no periodograma e como consequência a frequência de 0.32 Hz aparece modulada. As curvas de luz com a fase Φ como variável independente, mostram a variabilidade de MZLup ao longo das 14 observações.

HD 143677

Para este objeto contamos com nove observações. O periodograma no filtro-V apresenta duas frequências prominentes, sendo a maior delas em 0.132 Hz. A variabilidade é evidente no filtro-V. No entanto, nos outros dois filtros existe uma tendência a seguir a curva de luz em V. Isto por causa de um menor número de observações para I e B. As noites de 1,2 e 3 de outubro de 2003 foram muito úmidas, e a cúpula teve que ser fechada após meia noite. Por isto, foi dada uma preferência às observações somente em um filtro (V).

HD 117884

A variabilidade deste objeto foi analisada utilizando nove observações. A janela espectral é muito similar em todos os filtros, apresentando três picos à direita de $\nu = 0$ Hz. Este padrão é visível no periodograma estando centrado em $F = \nu = 0.280$ Hz, mas em superposição com uma o um conjunto de frequências parecidas, o que dá ao periodograma um aspecto modulado. Adotamos $\nu = 0.280$ Hz como a frequência procurada.

TYC 7833-1147-1

Esta estrela foi observada 13 vezes entre 2003 e 2004. O periodograma no filtro-V mostra claramente que o pico máximo acontece na frequência $F = \nu = 0.204$ Hz. As amplitudes em todos os filtros são menores do que 0.05 mag.

CD-22 11315

A figura 2.19 mostra a curva de luz no filtro-I para as 12 observações feitas para este objeto. Esta estrela apresenta a maior rotação entre as cinco analisadas. O periodograma possui dois picos de altura similar após 0.4 Hz. O de maior amplitude corresponde à frequência $F = \nu = 0.501$ Hz.

objeto	filtro	P.Zero	ν (Hz)	A_{max}	S/N	P(d)
MZLup	V	-2.036	0.22 ± 0.01	0.027	2.61	4.5 ± 0.2
	I	-2.036	0.22 ± 0.01	0.039	3.50	4.5 ± 0.2
	B	-2.902	0.32 ± 0.03	0.053	1.97	3.1 ± 0.3
HD143677	V	-3.177	0.13 ± 0.03	0.105	2.44	7.7 ± 1.8
	I	-4.039	0.12 ± 0.04	0.080	2.01	8.3 ± 2.8
HD117884	V	-5.415	0.22 ± 0.04	0.087	2.13	4.5 ± 0.8
	I	-5.547	0.29 ± 0.03	0.106	3.20	3.4 ± 0.4
	B	-4.869	0.21 ± 0.04	0.076	2.04	4.8 ± 0.9
TYC7 833-1147-1	V	-3.465	0.20 ± 0.02	0.059	3.59	5.0 ± 0.5
	I	-4.229	0.29 ± 0.01	0.018	1.70	3.4 ± 0.2
CD-2211315	V	-4.079	0.67 ± 0.01	0.013	1.74	1.5 ± 0.1
	I	-3.847	0.50 ± 0.01	0.072	4.56	2.0 ± 0.1

TABELA 2.3: Parâmetros rotacionais derivados com **Period 04 v.1.0**. A coluna P.Zero indica o valor médio das magnitudes diferenciais (coluna object na tabela 2.2). A amplitude do pico máximo esta indicada com A_{max} . O erro no período é obtido a través de: $\Delta P = \frac{1}{\nu^2} \Delta \nu$

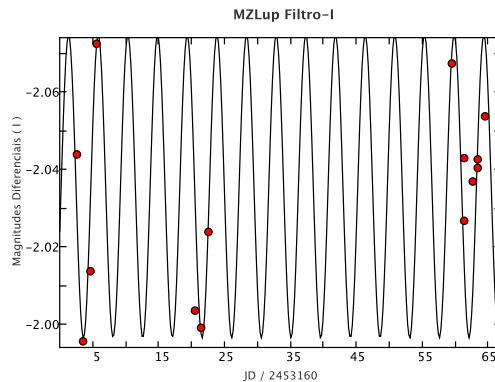


FIGURA 2.3: Curva de luz **MZLup** no filtro I. As magnitudes diferenciais foram obtidas usando o método descrito em 2.1.2

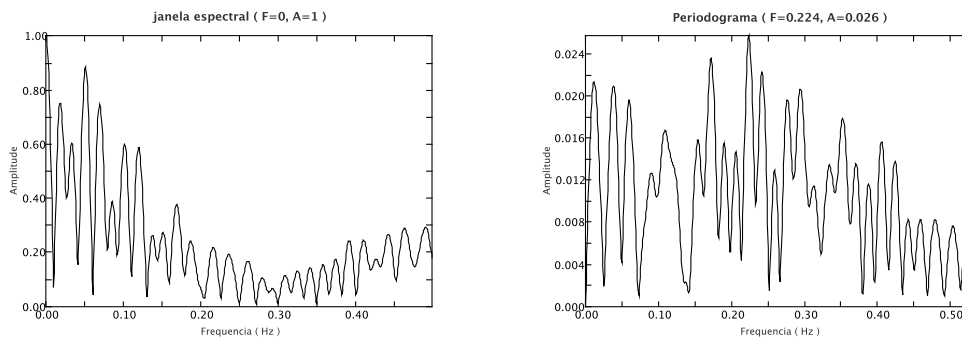
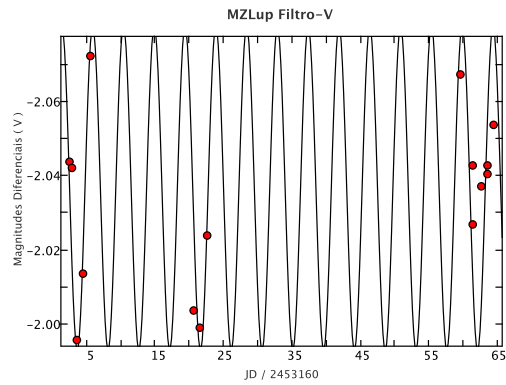
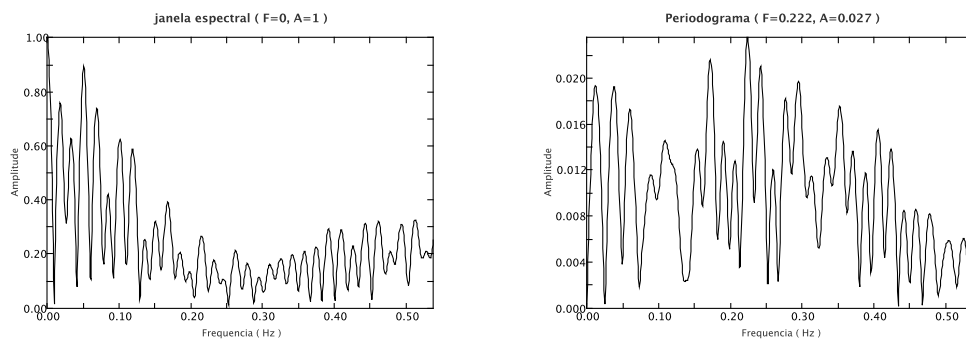
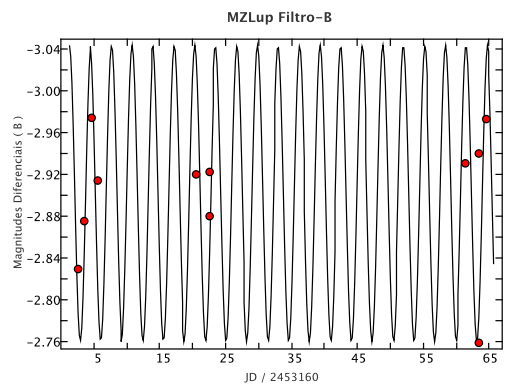


FIGURA 2.4: Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para **MZLup** no filtro-I. O padrão da janela aparece no periodograma centrado na frequência $\nu = 1/P = 0.22$ Hz.

FIGURA 2.5: Curva de luz **MZLup** no filtro V.FIGURA 2.6: Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para **MZLup** no filtro-V.FIGURA 2.7: Curva de luz **MZLup** no filtro B.

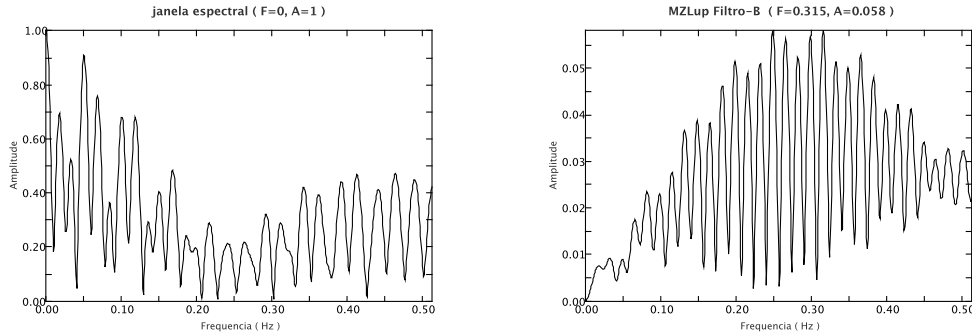


FIGURA 2.8: Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para **MZLup** no filtro-I. O padrão da janela no periodograma aparece neste filtro convoluído com uma frequência similar a qual provavelmente é simplesmente ruído. Mesmo com este comportamento ainda é possível observar o padrão da janela centrado na frequência $\nu = 1/P = 0.32$ Hz

2.2 Fotometria na banda U_J

O estudo sobre a evolução temporal da taxa de acreção em estrelas membros de aglomerados abertos jovens está baseado em observações no ótico feitas usando a camera MONICA³ no telescópio de 0.8m de la Universidad de München (Alemanha) entre agosto e setembro de 2005, no observatório de *Wendelstein*. Foi realizada fotometria VI_c (em diante VI) e ultravioleta U .

2.2.1 A amostra observada

Com base no catálogo de Dias et al.(2002) foram escolhidas 24 estrelas pertencentes a aglomerados abertos do Hemisfério Norte com idades entre um e trinta milhões de anos e com tipo espectral mais frio do que G0V. Estrelas frias preferivelmente de tipo K e M, pertencentes a aglomerados muito jovens e com algum indicador de acreção (presença da linha de H_α em emissão) são objetos ideais para fazer medidas de taxas de acreção de disco.

Esta amostra foi planejada para se observar durante as 6 noites de 03.08.05 até 08.08.05 mas devido as condições muito ruins do céu, com chuva, somente alguns poucos campos foram obtidos durante essa missão. Em uma segunda missão em setembro do mesmo ano

³MONICA (MONochromatic Image CAmera) Esta camera permite obter imageamento usando um detector CCD resfriado mediante LN_2 . O campo do detector é de 1024×1024 pixels com um tamanho de pixel de $24 \mu m$. O campo de visão $FOV = 8.5' \times 8.5'$ e a escala instrumental é $0.495''/\text{pixel}$.

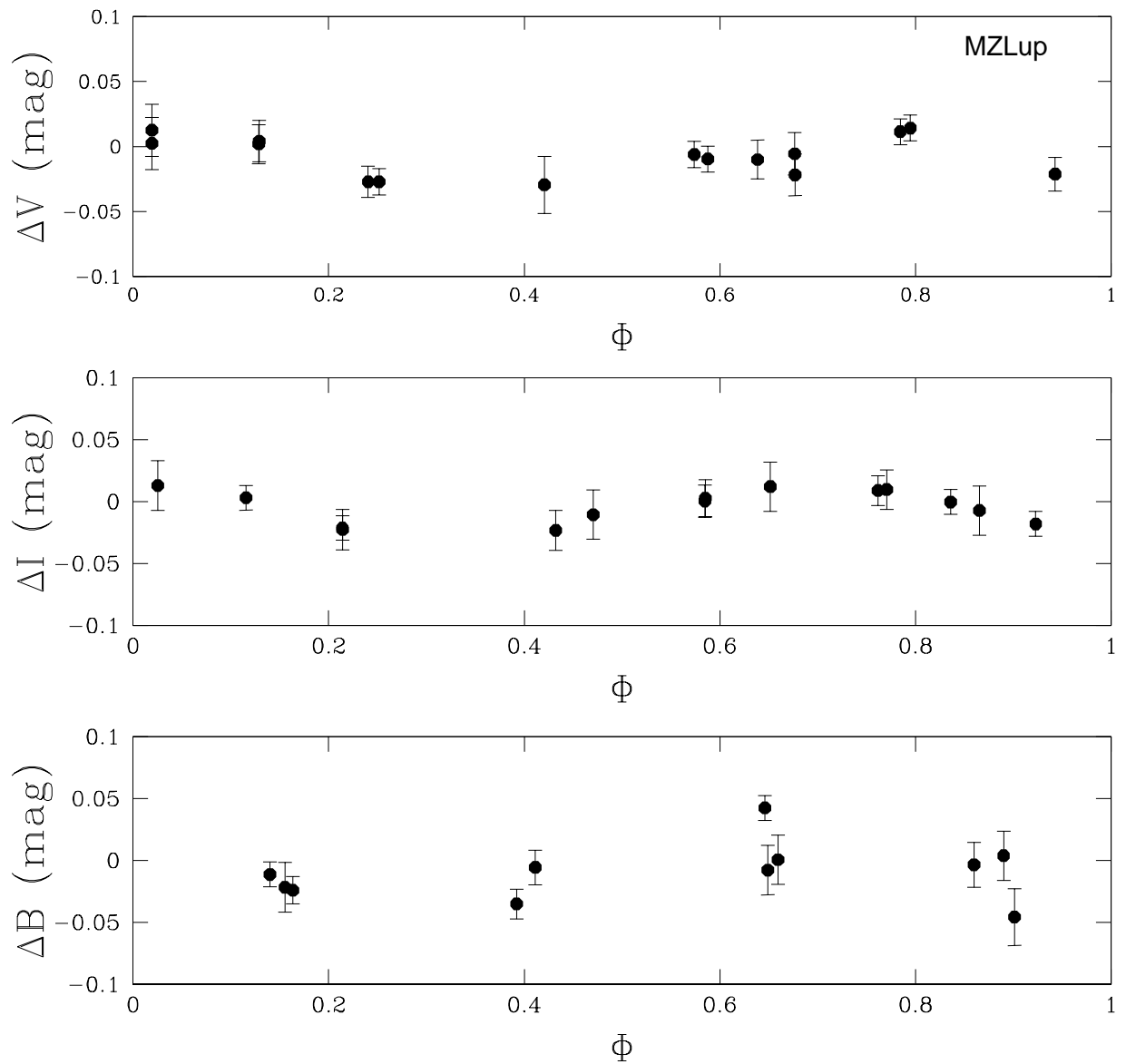
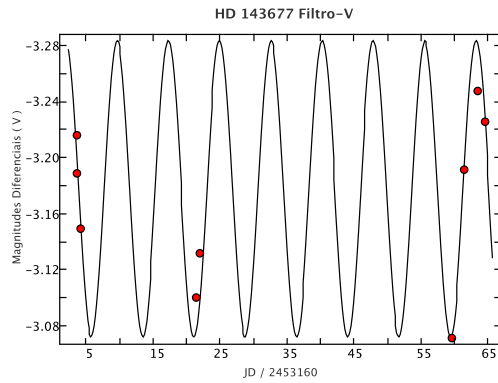
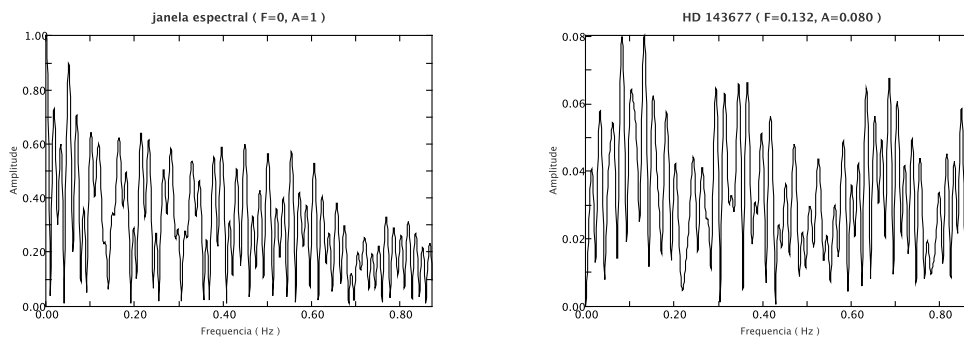


FIGURA 2.9: Curva de luz para MZLup nos filtros BVI. A fase foi construída usando um período de 4.5d nos três filtros.

FIGURA 2.10: Curva de luz **HD143677** no filtro V.FIGURA 2.11: Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para **HD 143677** no filtro-V.

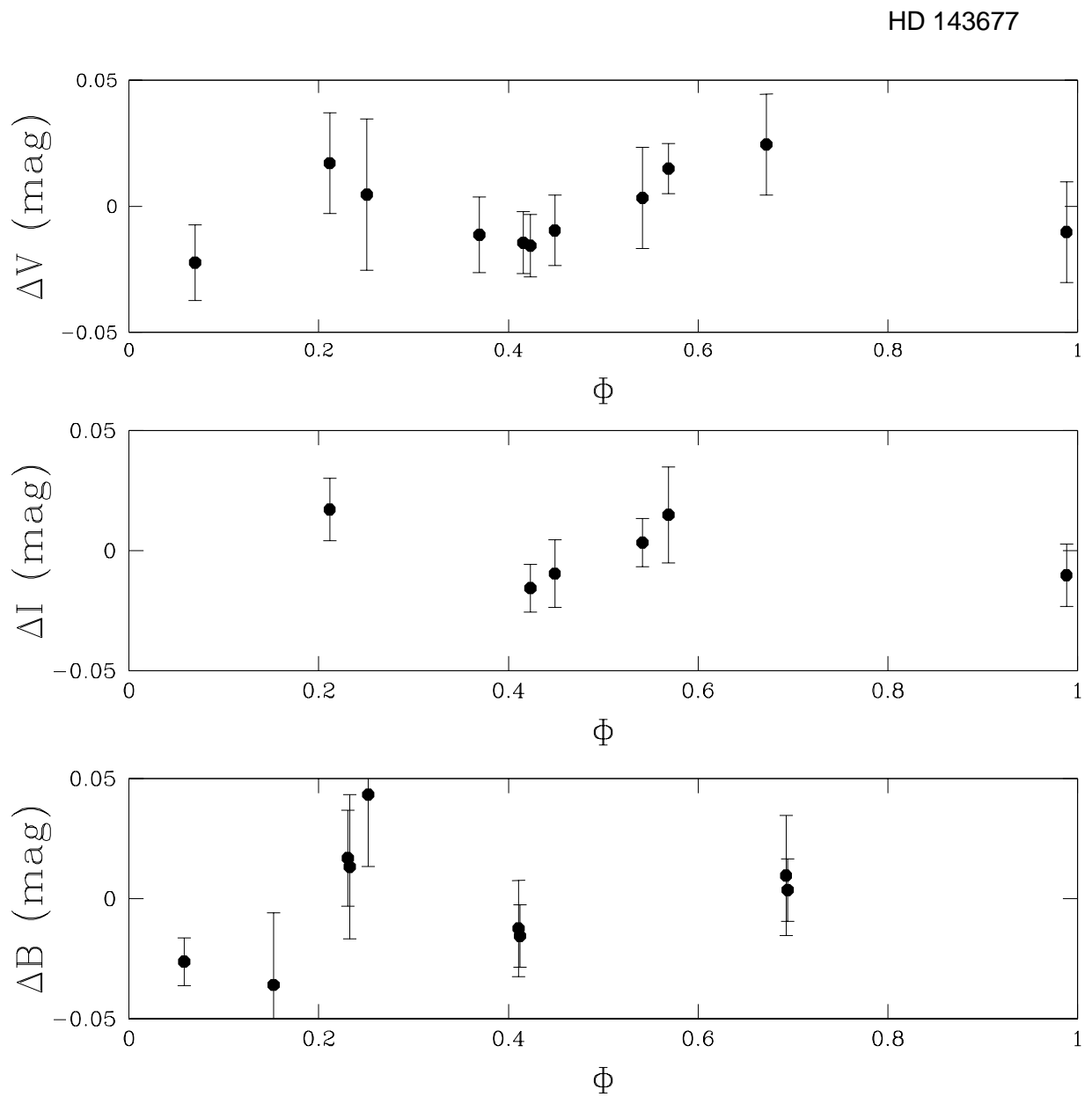
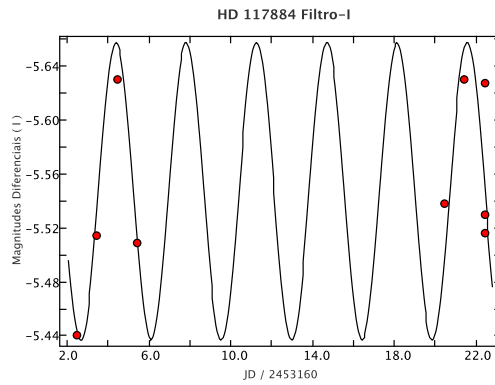
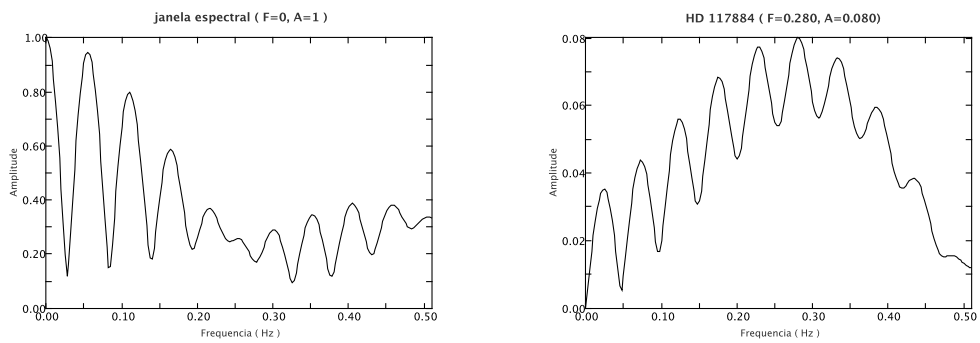
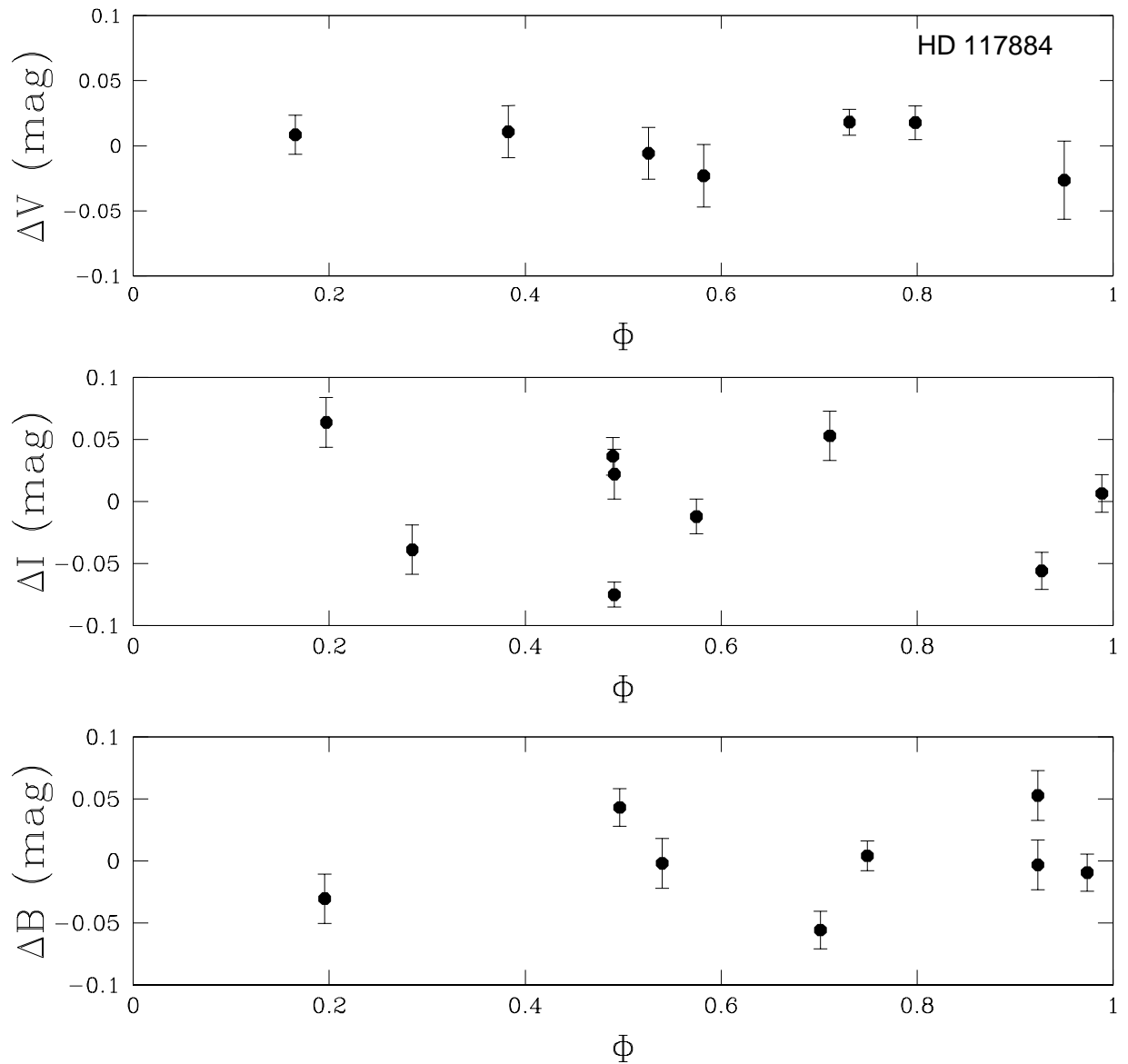


FIGURA 2.12: Curva de luz para HD143677 nos filtros BVI

FIGURA 2.13: Curva de luz **HD117884** no filtro I.FIGURA 2.14: Janela espectral (esquerda) e periodograma (direita) para **HD 117884** no filtro-I.

FIGURA 2.15: Curva de luz para HD117884 nos filtros **BVI**

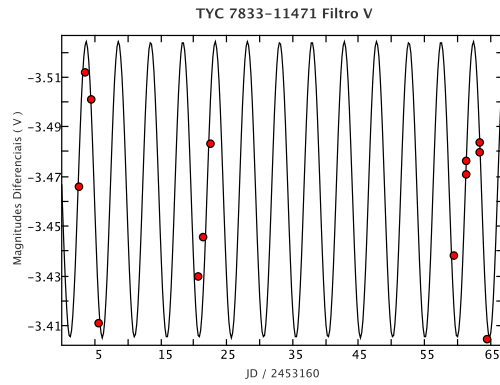


FIGURA 2.16: Curva de luz para 7833-11471 no filtro V.

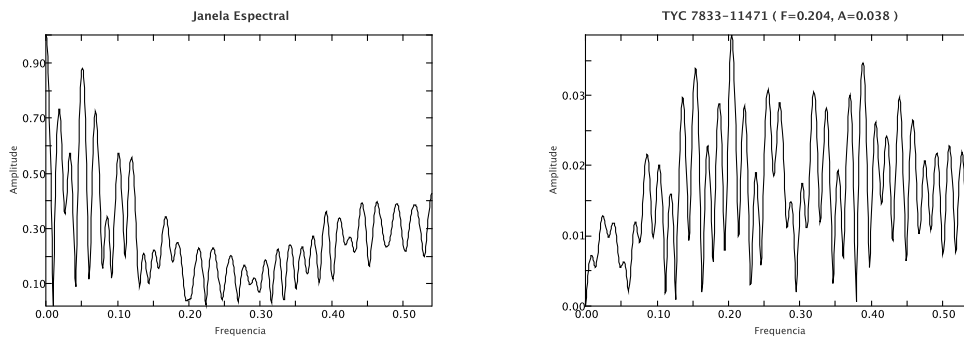
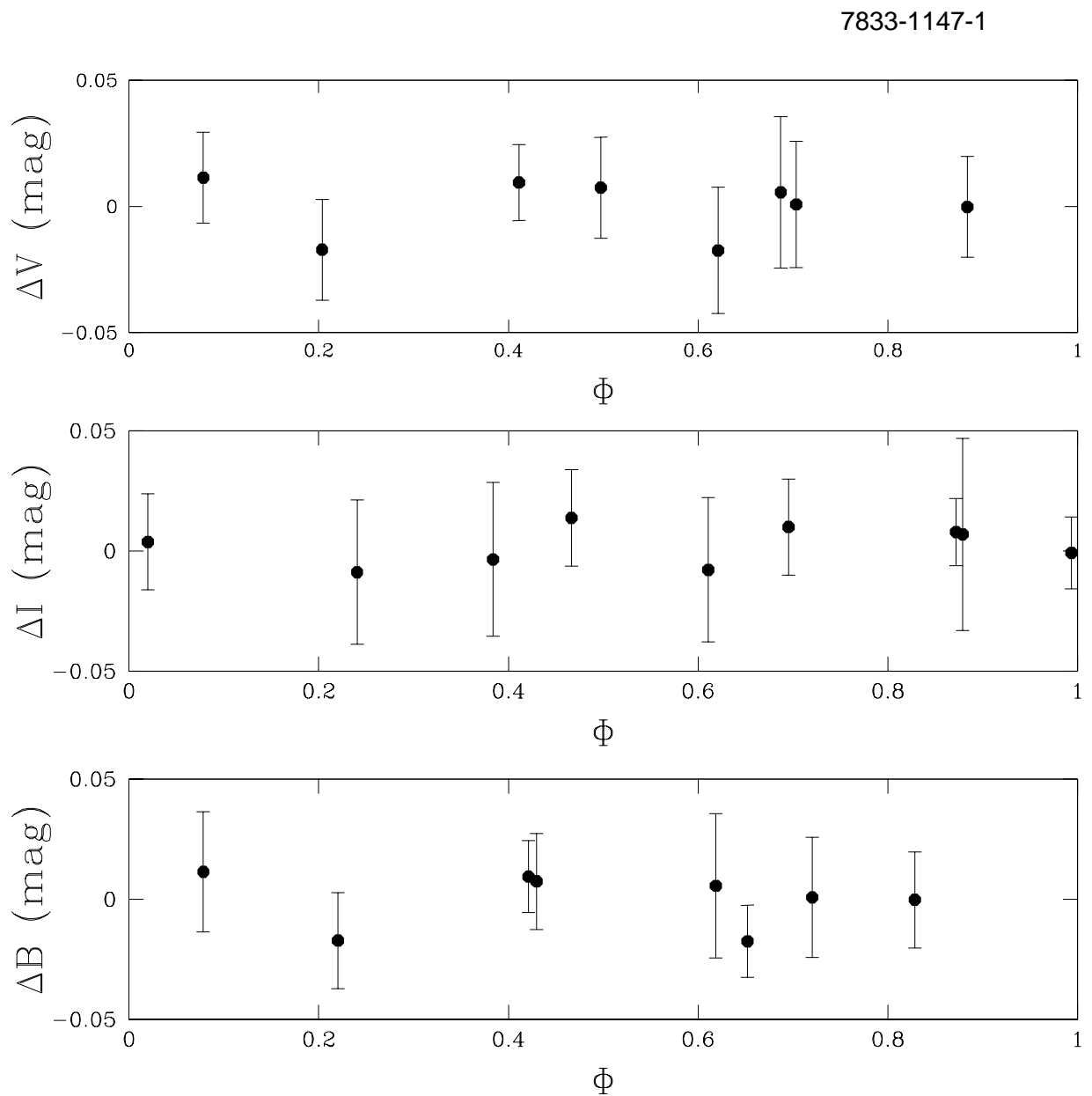


FIGURA 2.17: Janela Espectral 7833-11471 no filtro-V

FIGURA 2.18: Curva de luz para TYC 7833-1147-1 nos filtros **BVI**

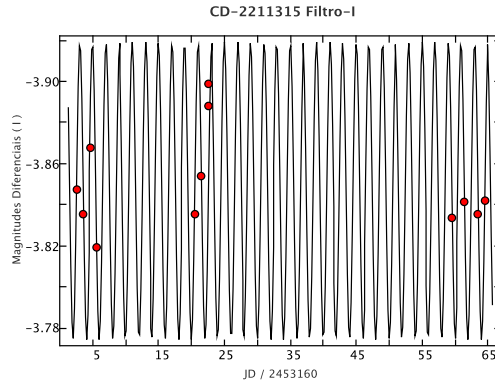


FIGURA 2.19: Curva de luz para CD-2211315 no filtro I.

foi observada pouco mais do 50% da amostra. A tabela 2.4 contém a lista do total de estrelas observadas com a MONICA juntando as duas missões.

Durante as observações tentamos sempre manter uma S/N acima de 100. Por isto os tempos de exposição no filtro U geralmente estiveram entre os 100 e os 1000 segundos. Como consequência disto, somente perto de quatro estrelas por noite ⁴ puderam ser observadas. Para calibrar as nossas medidas observamos em cada noite o conjunto das estrelas padrão *Landolt* mostradas na tabela 2.5. Escolhemos dois grupos de estrelas padrão, com altas e baixas declinações com o objetivo de ter um termo de massa de ar na transformação das magnitudes instrumentais para o sistema padrão. A metodologia das observações foi sempre observar padrão-alvo-padrão com o objetivo de acompanhar a evolução fotométrica da noite.

O processamento das imagens foi feito seguindo o procedimento padrão incluindo correção por *bias* e *flat field* (FF). As imagens de calibração por campo plano ou FF foram analisadas usando o método descrito por Gössl & Riffeser (2002), no qual os erros resultantes devido a campos planos inadequados são subtraídos, tanto das imagens de calibração quanto das de ciência. Supondo que o erro por pixel é igual a raiz quadrada dos fótons detectados por pixel, a razão entre o erro por pixel de uma imagem particular (FF com o maior tempo de exposição ou imagem de ciência) e a média do erro por pixel de todos os FF é usada para construir imagens de erros. Subtraindo estas imagens das originais, o método garante a eliminação dos raios cósmicos e dos defeitos do CCD.

Foram calculadas magnitudes instrumentais para as 47 estrelas da tabela 2.4. e as 8 estrelas padrão da tabela 2.5, nos filtros UVI. Como o nosso interesse é medir o fluxo total para os alvos, um análise da morfologia da fonte não foi necessária. Por tanto usamos

⁴As coordenadas geograficas do observatório de Wendelstein (1845 m) são: $\lambda = 47^{\circ}42'30''N$, $\phi = 12^{\circ}00'48''E$. Observações feitas no começo do outono.

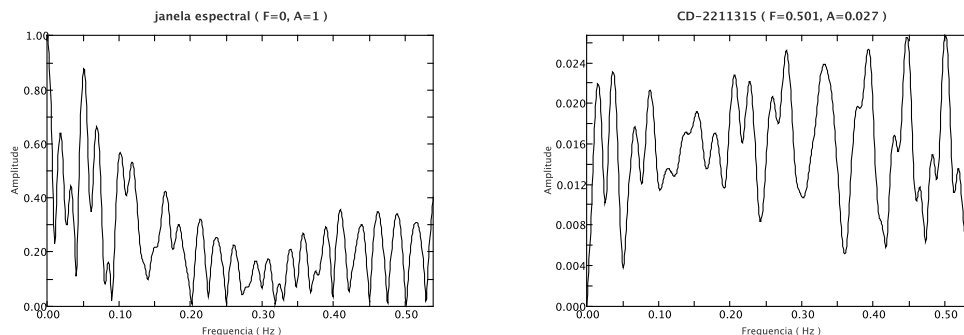


FIGURA 2.20: Janela Espectral CD-2211315 no filtro-I

um valor constante de $\text{FWHM}=2.4$ para a PSF (*Point Spread Function*). Usando três diferentes aberturas para cada uma das estrelas, o desvio padrão das magnitudes instrumentais obtidas para cada abertura foi sempre inferior ao 2% (ver tabela 2.6 para um caso específico). Em cada filtro, medimos as magnitudes para as imagens individuais e combinadas quando existe mais de uma observação. Assumimos que as incertezas nas magnitudes obtidas estão dadas pelo desvio padrão do valor médio calculado para imagens individuais. Considerando uma estatística tipo Poisson, temos dividido tal desvio padrão pela raiz quadrada do número total de observações, o qual nunca foi maior do que três. O resultado é a incerteza final das magnitudes instrumentais calculadas. Este procedimento foi realizado para estrelas nos campos centrados nos objetos da tabela 2.4 e também para algumas outras dentro do campo. O campo de $8' \times 8'$ da MONICA, permitiu incluir algumas estrelas frias ($B-V > 1$) dos aglomerados que embora não tinham tipo espectral medido, outros estudos confirmavam o seu pertence (via movimentos próprios por exemplo). Após confirmação da sua juventude, localizando estes objetos num diagrama HR nós decidimos considerá-los como candidatos a terem uma acreção ativa. As estrelas com incertezas no tipo espectral de ± 1 , na tabela 2.4 são precisamente estes candidatos. Ao longo deste trabalho fazemos o mesmo tratamento tanto para as estrelas com tipos espectrais conhecidos (estrelas do programa) quanto para estrelas com tipo espectral desconhecido (candidatos).

2.2.2 Fotometria UVI_C

Depois de obter as magnitudes instrumentais U_{inst} , V_{inst} e I_{inst} , o passo seguinte foi transformar estas magnitudes para um sistema padrão. Para isto devemos descontar das

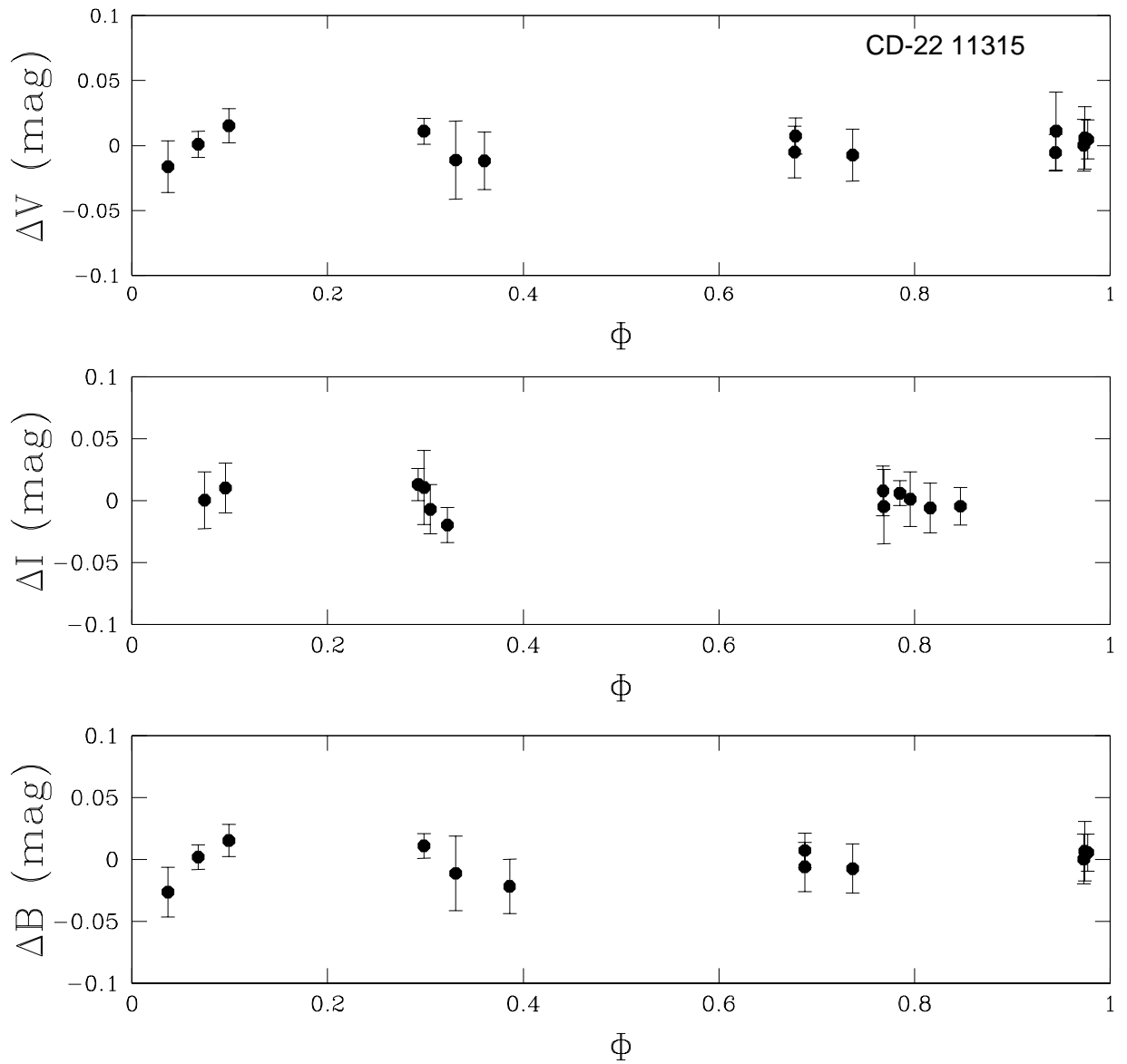


FIGURA 2.21: Curva de luz para CD-22 11315 nos filtros BVI

ID	U	V	V-I	E(B-V)	d(pc)	A_I	A_V	A_U	CL	log idade (a)	SpT
DH79	11.80	11.04	1.048	0.759	821	1.13	2.353	3.602	1	7.051	G2
2808	14.58	13.10	1.160	0.560	2345	0.84	1.736	2.658	2	7.032	G1±1
2811	14.27	13.15	1.160	0.560	2345	0.84	1.736	2.658	2	7.032	
2779	14.89	13.65	1.239	0.560	2345	0.84	1.736	2.658	2	7.032	
2700	15.99	14.69	1.888	0.560	2345	0.84	1.736	2.658	2	7.032	K0±1
HD14604	10.05	9.41	1.098	0.560	2345	0.84	1.736	2.658	2	7.032	G0
2758	12.11	8.32	2.346	0.560	2345	0.84	1.736	2.658	2	7.032	K4±1
NGC457236	11.96	11.30	0.162	0.472	2429	0.70	1.463	2.240	3	7.324	G8
NGC457266	13.76	13.54	-2.476	0.472	2429	0.70	1.463	2.240	3	7.324	G8
NGC457217	12.32	10.29	1.682	0.472	2429	0.70	1.463	2.240	3	7.324	K2III
1314	12.49	11.87	0.571	0.470	835	0.70	1.457	2.231	4	7.054	G2
783	11.91	10.90	1.292	0.470	835	0.70	1.457	2.231	4	7.054	F8
780	10.59	7.10	2.557	0.470	835	0.70	1.457	2.231	4	7.054	M3±1
851	12.06	10.80	0.893	0.575	2079	0.86	1.783	2.729	5	7.069	K2
W133	14.99	13.71	1.225	0.575	2079	0.86	1.783	2.729	5	7.069	F5
DGZ	11.47	11.01	0.859	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	G0V
4	15.03	13.95	1.207	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	F7±1
11	14.91	13.26	1.295	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	F9±1
20	12.14	11.2	1.035	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	
36	16.58	13.629	2.298	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	K6±1
38	14.765	13.747	1.011	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	
42	17.028	14.17	2.076	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	K4±1
46	13.317	11.105	1.411	0.360	1445	0.63	1.120	1.750	6	7.011	G6±1
NGC68719	9.833	9.504	0.825	0.443	1574	0.66	1.373	2.103	7	6.958	K5
HD333423	10.244	9.831	0.761	0.991	1467	1.48	3.072	4.703	8	8.036	G0
22	15.825	14.227	2.244	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
27	15.059	13.728	2.135	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
70	16.499	15.034	2.054	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
72	16.891	15.314	2.133	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
73	17.920	14.644	3.626	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	K6±1
74	15.904	14.434	2.147	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
75	16.135	14.628	2.192	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
82	15.474	14.267	1.913	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
37	12.398	9.929	1.481	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	K2
28	14.513	11.804	1.720	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
35	15.767	13.729	1.900	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
76	15.092	14.306	1.041	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
77	15.086	13.76	1.648	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
90	16.841	14.678	1.822	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
91	16.626	14.389	2.065	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
92	16.262	14.662	1.281	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
93	16.070	14.578	1.718	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
94	15.552	13.748	1.687	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
95	15.756	14.154	1.765	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
97	18.349	14.573	3.046	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	K1±1
99	17.104	14.062	2.126	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	
102	15.848	14.062	1.929	1.370	946	2.41	4.259	6.654	9	7.149	

TABELA 2.4: Lista das estrelas membros de aglomerados abertos observadas com MONICA. Na coluna CL os números indicam o aglomerado ao qual pertence a estrela, assim: 1=NGC1502, 2=NGC884, 3=NGC457, 4=Trumpler37(Tr37), 5=NGC869, 6=Biurakan2, 7=NGC6871, 8=Roslund4 e 9=Berkeley87. As idades, os tipos espectrais sem ±1 e os excessos de cor $E(B - V)$ foram obtidos do catálogo de Dias et al. (2002). A classificação espectral com incertezas ±1 foi obtida usando T_{eff} , calculando esta última a partir do V-I desavermelhado e interpolando KH95. A extinção em cada filtro foi calculada usando a lei de extinção RL85 (ver texto)

Objeto	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	U	V	I
HD186408	19:41:48.9	+50:31:30	6.800±0.025	5.970±0.021	5.093±0.017
HD186427	19:41:51.9	+50:31:3.3	7.098±0.024	6.238±0.020	5.341±0.018
114670	22:42:10	+01:10:09	13.529±0.003	11.100±0.003	9.892±0.003
HD 8832	23 13 16.9	+57 10 6.1	7.456±0.016	5.579±0.021	4.209±0.03

TABELA 2.5: Estrelas padrão *Landolt* para a noite 05-08-08.

A	I_{inst}	I_{inst}	I_{inst}	V_{inst}	V_{inst}	V_{inst}	U_{inst}	U_{inst}
5	13.217	13.737	13.167	13.164	13.597	13.612	18.912	18.905
8	13.180	13.703	13.135	13.588	13.570	13.593	18.874	18.854
10	13.171	13.694	13.127	13.582	13.565	13.590	18.867	18.833
15	13.168	13.695	13.124	13.577	13.564	13.590	18.866	18.788
Média	13.184	13.707	13.138	13.478	13.574	13.596	18.880	18.845
σ	0.020	0.018	0.017	0.181	0.013	0.009	0.019	0.042
massa de ar	1.49	1.49	1.45	1.49	1.48	1.45	1.48	1.45
Tempo de exp.(s)	10	20	20	25	40	40	400	400

TABELA 2.6: Magnitudes instrumentais como função das aberturas 5, 8 e 10 pixels para a estrela padrão *Landolt* 114 670 durante a noite 05-08-08

magnitudes instrumentais, efeitos como extinção e avermelhamento. Usamos para cada filtro o fato que a magnitude instrumental das estrelas deve ser corrigida por três efeitos:

$$m = m_{inst} + 2.5 \times \log(\text{exptime}) + m_2 \times (\text{massa de ar} - 1) + m_3 \times (\text{cor}) + m_1 \quad (2.8)$$

onde *exptime* é o tempo de exposição, a *massa de ar* leva em conta a quantidade de atmosfera na direção do zenith e m_1 é o **ponto zero** de referência das magnitudes, o qual depende do comprimento de onda e não das características da fonte, ou da atmosfera, pelo qual é aproximadamente constante ao longo de todas as noites. Dois índices de cor, definidos entre os comprimentos de onda centrados nas cores U-V e V-I caracterizam o termo de *cor* na equação 2.8. Adotamos as seguintes equações de transformação para cada uma das noites:

$$U = U_{inst} + u_1 + u_2 \times X_U + u_3 \times (U - V) \quad (2.9)$$

$$V = V_{inst} + v_1 + v_2 \times X_V + v_3 \times (V - I) \quad (2.10)$$

$$I = I_{inst} + i_1 + i_2 \times X_I + i_3 \times (V - I) \quad (2.11)$$

noite	u_1	u_2	u_3	v_1	v_2	v_3	i_1	i_2	i_3
05-07-27	5.406	0.065	0.000	1.139	1.030	0.000	3.371	0.307	0.000
05-07-28	5.406	0.065	0.000	1.139	1.030	0.000	3.371	0.307	0.000
05-08-08	5.406	0.165	-0.133	1.139	0.549	0.440	3.371	0.039	-0.059
05-08-09	5.406	0.165	-0.133	1.139	0.549	0.440	3.371	0.039	-0.059
05-09-08	4.956	0.269	0.244	0.862	0.819	0.439	3.371	0.039	-0.059

TABELA 2.7: constantes fotometricas usadas na transformação ao sistema padrão UVI.

onde U_{inst} , V_{inst} e I_{inst} representam as magnitudes instrumentais obtidas com o DAOPHOT, U , V e I são as magnitudes no sistema padrão que estamos procurando, entanto que u_1 , v_1 e i_1 (os pontos zero em cada filtro) são parâmetros a serem determinados. O termo dependente do tempo de exposição na equação 2.8 já esta incluído na magnitude instrumental. O termo de massa de ar $m_2 \times X_{U,V,I}$ leva em conta a correção da magnitude instrumental para estrelas observadas em grandes distâncias zenitais. Finalmente, incluímos um termo de cor pois os tipos espectrais não são homogêneos, fato que afeta o fluxo através de cada filtro.

Fixando a diferença entre as magnitudes instrumentais e as do sistema padrão num valor particular desejado, dado pela qualidade da convergência, se determinam os parâmetros no sistema de equações 2.9, 2.10 e 2.11 ajustando m_1 , m_2 e m_3 até obter um mínimo em $m - m_{inst}$. Isto é feito usando a tarefa *noao.digiphot.photcal.fitparams* do IRAF. Esta tarefa usa a rotina INFIT que ajusta uma função n-dimensional a um conjunto de pontos até as mudanças em chi-quadrado serem menores do que um valor de tolerância particular. Após um ajuste inicial, INFIT permite ao usuário interagir com o ajuste para fornecer novos valores aos parâmetros.

Os coeficientes u_1 , v_1 e i_1 foram calculados para as noites 05-07-28 e 05-08-08 pois somente para estas duas noites tivemos convergência no ajuste dos parâmetros. No restante das noites não foram observadas estrelas padrão com diferentes massas de ar e cores. Por isto estendemos os resultados de 05-07-28 e 05-08-08 para as outras noites como se mostra na tabela 2.7. Apesar disto, uma comparação dos resultados finais obtidos para as padrões nos filtros V e V-I com os reportados no catálogo *Landolt* diferem em menos do 2%.

Tendo determinado estes coeficientes, o passo seguinte é aplicar as equações de transformação para as estrelas do programa. A tabela 2.4 contém os resultados da fotometria UVI para estrelas em aglomerados. Estas magnitudes serão usadas no capítulo 4 na determinação das taxas de acreção.

Evolução do momento angular

Durante as últimas décadas um grande número de observações têm fornecido períodos de rotação para estrelas jovens de baixa massa em diferentes estados evolutivos. As amostras estudadas vão desde estrelas T-Tauri clássicas ($<5\text{Ma}$) até estrelas jovens em aglomerados com idades até $\sim 500\text{Ma}$. Ao mesmo tempo, os modelos teóricos da evolução do momento angular têm sido sofisticados consideravelmente. Embora a evolução rotacional das estrelas jovens seja uma área muito estudada, em particular durante a etapa T Tauri, ainda não tem sido esclarecida a estrutura detalhada da interação magnética estrela-disco durante os primeiros milhões de anos da evolução estelar.

No cenário atual da rotação em estrelas jovens de baixa massa, a velocidade equatorial de rotação estelar é constante durante a era T Tauri (CTTS) devido ao balanço entre a contração e o freio magnético que o disco aplica sobre a estrela. Assim que o gás do disco circunstelar têm se esvaziado, a estrela livre de freio, incrementa a sua velocidade de rotação até a época da chegada na sequência principal ($\sim 40\text{ Ma}$ para uma estrela de uma massa solar), depois desta idade a perda de momento angular através de ventos magnetizados começa a ser importante. O freio por causa destes ventos, diminui a rotação estelar até o valor atual observado no Sol. Neste cenário três fatores são fundamentais:

- 1) A distribuição do momento angular inicial durante os primeiros dez milhões de anos ou mais na pré-sequência principal, quando as estrelas interagem com o disco de acreção.
- 2) A perda de momento angular devida a um vento magnetizado análogo com o caso solar. Este vento opera em escalas de tempo de entre dezenas a centenas de milhões de anos. Valores típicos de momento angular inicial é definido muito provavelmente durante o processo de formação da nuvem.
- 3) A distribuição do momento angular na região convectiva estelar e o transporte do momento angular na região radiativa central.

O momento angular inicial é definido muito provavelmente durante o processo de formação da nuvem. Valores típicos de momento angular para nuvens com tamanhos inferiores a

1 pc são da ordem de $10^{21-22} \text{cm}^2 \times \text{s}^{-1}$ (ver tabela 1), entretanto que, estrelas muito jovens ainda imersas na nuvem (protoestrelas) apresentam valores levemente menores de $10^{20} \text{cm}^2 \times \text{s}^{-1}$.

Um estudo detalhado da interação magnética estrela-disco em CTTS foi feito pela primeira vez por Königl (1991) que usou o modelo de Ghosh & Lamb (1979) (desenvolvido originalmente para estrelas de neutrons) para explicar as baixas taxas de rotação observadas em CTTS. Soluções estacionárias deste modelo foram obtidas supondo que o campo magnético estelar permeia o disco completamente à esquerda e direita do raio de corotação $R_{co} = (GM_*/\Omega_*^2)^{1/3}$, onde M_* é a massa estelar e Ω_* a frequência angular de rotação estelar. Dois torques são aplicados sobre a superfície da estrela: Um torque de *spin-up* devido as linhas de campo que conectam a estrela com as regiões internas a R_{co} e um outro torque de *spin-down* devido as linhas que conectam a estrela com as regiões externas a R_{co} . Königl determinou que uma intensidade de campo magnético de 1000 G, poderia manter o disco a uma distância R_T (raio de truncamento do disco) de alguns raios estelares e permitir a queda balística de gás do disco ao longo de funís de acreção. Königl calculou também que um tempo típico de $\sim 10^5 a$ é necessário para levar a rotação estelar a um estado de equilíbrio com a rotação do disco. Esta escala de tempo resulta menor do que a duração da acreção em estrelas CTTS.

Embora este modelo tenha sido usado com sucesso, pois também explica muitas características espectrais observadas em CTTS, carece de uma descrição da dinâmica do campo magnético. Se tanto a estrela quanto o disco são bons condutores, pode-se considerar o campo magnético como se estivesse congelado neles. Devido a rotação diferencial (para $R \neq R_{co}$), as linhas de campo são arrastadas gerando uma componente de campo azimuthal B_ϕ ao longo do disco. O incremento da pressão azimuthal puxa as linhas poloidais para fora. Inicialmente, a geometria das linhas poloidais muda muito pouco, mas assim que o arrastre do campo é maior do que somente alguns radianos, o campo começa a se expandir cada vez mas rapidamente. A evolução do campo magnético na região coronal tem sido uma área intensamente estudada. Lovelace, Romanova & Bisnovaty-Kogan (1995) e recentemente Uzdensky (2004) e Matt & Pudritz (2005) coincidem em que existe um ângulo crítico $\Delta\phi_c \sim \pi$ a partir do qual a expansão das linhas poloidais acelera-se rapidamente. As linhas evoluem para uma configuração com energia magnética maior, devido ao aumento da pressão azimuthal. Este fato dá ao campo o aspecto de *inflado*. Em alguns casos, quando a velocidade estelar é suficientemente alta, o campo pode-se *desconectar* e se abrir no plano definido pela componente poloidal.

Depois que as linhas de campo começam a se expandir, a pergunta natural seria: o que acontece depois? Duas possibilidades poderiam estar em jogo:

i) Lovelace, Romanova & Bisnovaty-Kogan (1995) sugerem que uma vez que as linhas começam a expansão, o processo continua indefinidamente. Um novo estado estacionário

é obitido no qual a interação estrela-disco é feita somente com algumas poucas linhas (as que não desconectaram).

ii) Ballegooijen (1994) baseado em simulações numéricas, tem sugerido que o mecanismo de expansão do campo é altamente dependente do tempo, com presença de ciclos temporais ao longo dos quais o campo desconecta e reconecta ao longo de folhas de corrente definidas pelas linhas poloidais. Hayashi, Shibata & Matsumoto (2000) acharam formação crescente de ilhas magnetizadas nessas folhas.

Ambas hipóteses poderiam ter efeitos consideráveis na evolução do momento angular durante os primeiros milhões de anos. Investigamos neste capítulo, as implicações da hipótese i) na evolução da rotação durante os primeiros três milhões de anos da evolução estelar.

Outro fato destacado na rotação das CTTS tem a ver com a bimodalidade. Alguns aglomerados como NGC2264 (Lamm et al.2005) e em particular a nuvem ONC, apresentam a distribuição dos períodos correlacionada com a massa. Herbst et al.(2002) sugeriram que a bimodalidade em ONC é devida ao fato de existirem estrelas com disco e outras sem (ver capítulo 2) baseando-se para isto, em uma relação entre período e excesso de cor no infravermelho próximo (indicador de poeira no disco circunstelar). A média de $I - K$ medida por Herbst et al. foi de 0.55 ± 0.05 para estrelas com períodos longos (~ 7.8 d) em quanto em estrelas com períodos de rotação curtos (~ 4.4 d) $I - K$ foi de 0.17 ± 0.05 .

A rotação ao longo da sequência principal tem sido estudada exhaustivamente desde mais de 30 anos. É bem conhecido que estrelas com tipo espectral F e mais quentes, possuem velocidades de rotação altas em comparação com estrelas frias (G,K & M) na sequência principal. Este fato está relacionado com o tamanho da zona convectiva e com a presença de ventos nestas estrelas (Schatzman 1962). Para estrelas frias, o freamento causado pelos ventos é bem explicado pela lei de *Skumanich* (1972) $v_{eq} \propto t^{-1/2}$ onde v_{eq} é a velocidade equatorial de rotação estelar e t a idade da estrela. Esta lei pode se expressar em termos do momento angular estelar e a frequência angular de rotação: $\frac{dJ_*}{dt} \propto \Omega_*^3$. A relação porém, não é válida ou satura-se para frequências altas, processo conhecido como *saturação magnética* discutido no capítulo 1. Por causa do disco ter desaparecido nas estrelas da sequência principal, o transporte interno do momento angular e os ventos governam a evolução da rotação. Uma boa parte de estrelas em aglomerados jovens apresentam $v \sin(i) < 20$ km/s, mas uma fração pequena delas apresenta $v \sin(i) \gg 20$ km/s. Em α -Persei (50-80 Ma) o $v \sin(i)$ máximo observado é $v \sin(i) = 200$ km/s. Nas Hyades (~ 500 Ma) a média das velocidades equatoriais é menor do que 10km/s. Estes fatos observacionais são explicados supondo que o dínamo se satura em $\omega_{sat} \sim 10\Omega_{\odot}$.

A distribuição de momento angular no interior da estrela também é importante na evolução da rotação para estrelas com massas maiores do que $0.35M_{\odot}$ as quais desenvolvem núcleo

radiativo durante a pré-sequência principal. Quando o núcleo radiativo aparece devido a impossibilidade de transferir calor via convecção no centro da estrela, o transporte do momento angular dentro do núcleo tem que ser levado em conta, além dos possíveis intercâmbios de momento angular entre este e a zona convectiva.

Neste capítulo apresentamos os resultados de um modelo simples que fornece a velocidade equatorial de rotação de uma estrela T-Tauri com disco de acreção em volta, como uma função do tempo. O modelo inclui um factor de expansão das linhas de campo ou *opening* o qual nos permitiu confirmar que o torque magnético aplicado sobre a estrela é efectivamente menor no caso de desconexão parcial das linhas. No final deste capítulo discutiremos a extensão deste modelo até a idade do Sol tendo que implementar para isto novas contribuições ao torque total, com o fim de incluir um vento magnético e transferência interna de momento angular na estrela.

3.1 Evolução do momento angular nas CTTs

As taxas de rotação baixas, observadas nas estrelas T Tauri clássicas indicam que o momento angular é regulado eficientemente durante os primeiros milhões de anos. O acoplamento disco-estrela é o responsável pela perda de momento angular durante a era T Tauri, mantendo a rotação baixa. Modelos baseados na idéia de freamento por disco, têm sido propostos por alguns autores, requerendo em todos os casos um elevado número de parâmetros para determinar completamente a velocidade equatorial de rotação como função do tempo (Ghosh & Lamb 1979; Cameron & Campbell 1993-1995; Yi 1994; Camezind 1990; Königl 1991; Armitage 1996; Matt & Pudritz 2005).

Cameron & Campbell (1993) usaram o modelo de Ghosh & Lamb (1979) junto com um modelo de disco (Campbell 1992) para estudar a evolução rotacional de uma estrela jovem de uma massa solar durante o caminho de Hayashi¹. Neste modelo (daqui em diante CC93), a estrela jovem é considerada como um sistema formado por uma esfera rígida, com um campo magnético dipolar rodando junto com ela no tempo em que ela se contrai quase estaticamente na presença de um disco com rotação diferencial. Três parâmetros foram necessários para ter soluções em equilíbrio estável, estes parâmetros são dados pelas condições iniciais na linha de nascimento ou *birth line* para o campo magnético, a velocidade equatorial de rotação e a massa do disco. Eles encontraram que um campo magnético dipolar com intensidade polar da ordem de centenas de Gauss e uma taxa de acreção da ordem de $10^{-8}M_{\odot}/a$ são suficientes para levar o período de rotação da estrela a um valor baixo e estável, compatível com as observações.

¹Trajetórias verticais no diagrama H-R. A duração do caminho de Hayashi, antes da formação de um núcleo radiativo é da ordem de 3 *Ma* para uma estrela de uma massa solar.

No modelo CC93, a intensidade da componente azimutal de campo B_ϕ , depende da altura vertical do disco. Assim que a componente foi criada, a turbulência do gás faz com que se difunda verticalmente (na superfície do disco $B_\phi = 0$). O campo estelar é inversamente proporcional ao cubo da distância radial, de forma que para discos não muito extensos, o dínamo poderia estar funcionando na totalidade do disco. Mas um cenário mais realístico seria um no qual o freio magnético esteja funcionando somente com a região mais interna do disco. Matt & Pudritz (2005) formularam um modelo independente do tempo (daqui em diante MP05) para o qual o campo estelar permeia somente a porção do disco $R_T \leq R \leq R_{out}$ onde R_{out} é o raio da região magneticamente conectada e R_T é o raio de truncamento que indica o começo do disco. Este modelo tem sido utilizado com sucesso no estudo da geração de jatos colimados. Em regiões do disco com $R \geq R_{out}$, a abertura do campo por desconexão magnética permite a liberação de momento angular para regiões fora do sistema através de um vento de disco.

Uma extensão de MP05 ao caso dependente do tempo seria útil para testar se cenários com torques diminuídos pela desconexão magnética podem explicar corretamente os períodos observados. Com esta motivação, desenvolvemos um modelo de evolução rotacional para uma estrela T Tauri, na qual o campo magnético se *desconecta* da estrela a partir de um certo raio R_{out} .

Antes de apresentar o modelo, é importante notar que o tipo de tratamento ao problema da interação estrela-disco não é completamente formal e os resultados embora promissórios são também preliminares, pois em nosso modelo tanto em CC93 e MP05, a evolução do disco e da estrela são estudados de maneira independente. As soluções são obtidas sempre supondo que a taxa de acreção sobre a estrela é uma função conhecida do tempo. Isto permite calcular uma solução em equilíbrio estacionário na qual o raio de truncamento R_T está dado em termos de dM/dt e de parâmetros estelares. O caminho certo seria resolver as equações MHD em um fluido com simetria axial (Hayashi, Shibata & Matsumoto 2000; Küker, Henning & Rüdiger 2003; Long, Romanova & Lovelace 2005) para a densidade superficial de massa do disco como uma função do tempo de maneira simultânea com o cálculo da rotação estelar e não de maneira independente.

3.1.1 Descrição do modelo

O sistema consiste de uma estrela central circundada por um disco de gás ionizado (figura 3.1). A estrela é considerada como uma esfera fluida, magnetizada, contraindo-se gravitacionalmente em escalas de tempo da ordem de $t_{KH}^{-1} = \frac{28\pi\sigma T_{eff}^4 R_\odot^3}{3GM_\odot^2}$. O disco é considerado como um fluido com simetria azimutal, condutividade infinita, e com rotação diferencial (Kepleriana). A origem do campo magnético é totalmente estelar. Usamos coordenadas

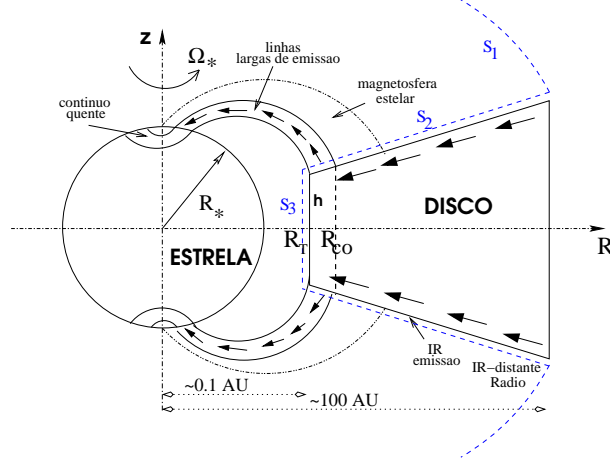


FIGURA 3.1: Estrela T-Tauri clássica (CTTS).

cilíndricas (R, ϕ, z) centradas na estrela e alinhadas com o eixo de rotação estelar (ver figura 3.1). A distância desde o centro da estrela até um ponto qualquer está dada por $r = \sqrt{R^2 + z^2}$, no plano do disco $r = R$. O campo magnético dipolar estelar se encontra alinhado com o vetor momento angular do disco e corrotante com a superfície estelar. Devido a interação com a matéria ionizada do disco mais próxima à estrela, este campo estelar tem duas componentes, uma poloidal (estelar) e outra azimutal (gerada pela interação com o disco), assim $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_\phi$ onde $\mathbf{B}_p = \nabla \times (\hat{\phi} \Psi / r)$ é o campo poloidal e \mathbf{B}_ϕ o campo azimutal (ou toroidal). Ψ é uma função escalar que governa a geração de \mathbf{B}_ϕ .

Para evitar nos aprofundar na descrição detalhada da geração de B_ϕ , usamos o parâmetro $\gamma = \frac{B_\phi}{B_z}$ definido por²:

$$\gamma = \frac{(B_\phi)_h}{B_z} = -\frac{hR}{\eta_t}(\Omega_K - \Omega_*) \quad (3.2)$$

²Na figura 3.2 se mostram duas linhas poloidais que conectam estrela e disco. Se o fluxo de material entre o disco e a estrela (através dos funis de acreção) é estacionário, o campo elétrico é eletrostático e a integral de linha de \mathbf{E} ao longo do laço fechado 1 – 2 – 3 – 4 – 1 é nula. Fora do disco porque $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c = \mathbf{0}$, os caminhos 1 – 4 e 2 – 3 anulam-se. A diferença de potencial electrostático entre os pontos 1 e 2 é $-\delta r_{12} \cdot E_* = \Omega_*(\Psi_1 - \Psi_2)/c$, valor que deve ser idêntico à integral entre 3 e 4 a qual é:

$$\delta r_{34} E_D = -\Omega_* r B_z(r, 0)/c \quad (3.1)$$

aqui δr_{34} é medido ao longo do plano médio do disco. O campo eléctrico dentro do disco é dado por $E_D = J_r/\sigma - v_\phi B_z/c$. Usando a lei de Ampère, o fato que B_ϕ é uma função ímpar com relação a z e a aproximação $\partial B_\phi/\partial z = (B_\phi)_h/h$ obtemos que $J_r \sim (c/4\pi)(B_\phi)_h/h$ onde h é a altura média do disco. Reordenando os termos é fácil encontrar a relação 3.2

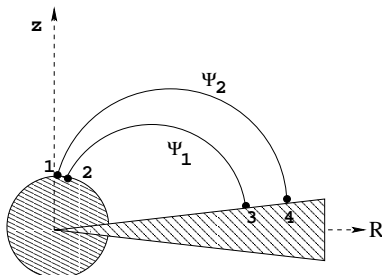


FIGURA 3.2: Duas linhas poloidais usadas na derivação da equação 3.2

onde h é a altura do disco, η_t a difusividade magnética, Ω_K e Ω_* as frequências angulares de rotação do disco e da estrela respectivamente. A equação 3.2 estabelece uma medida da geração de campo pelo efeito dínamo. A componente vertical de B_z é dependente somente do raio estelar: $B_z = B_*(\frac{R}{R_*})^{-3}$.

Na realidade, o acoplamento do campo com o gás do disco pode ser deficiente se a rotação diferencial é alta, existindo algum grau de *deslizamento* do campo ao longo do gás. Este atrito entre gás e campo tem consequências importantes na rotação estelar em relação com a desconexão magnética. Se a acoplagem entre o gás do disco e a estrela é ideal, de forma que o gás *leva* o campo sem *atrito*, a diferença de fase azimutal entre as bases do campo na estrela e do campo no disco, cresce com o tempo. Alguns autores têm demonstrado que as linhas de campo estelar sofrem uma transição para geometria aberta quando um valor de rotação diferencial entre estrela e disco produz deslocamentos azimutais entre as bases do campo na estrela e o disco da ordem de $\Delta\Phi_c \sim \pi$. Este valor crítico corresponde a um γ crítico $\gamma_c = 1$ (Uzdensky 2004). Dizemos neste caso que a geometria de campo é aberta. No modelo MP05 se o campo e o gás estão acoplados imperfeitamente, o campo *desliza* sobre o gás com uma velocidade de atrito v_d dada por:

$$v_d = \frac{\eta_t}{h} \gamma = \beta v_k \gamma \quad (3.3)$$

onde η_t é a difusividade magnética devida a turbulência, h é a altura do disco e v_k a velocidade tangencial das partículas de gás que compõem o disco. Matt & Pudritz (2005) introduziram o *parâmetro de difusividade* $0 < \beta < 1$:

$$\beta = 10^{-2} \left(\frac{\eta_t}{10^{16} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{h}{R_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{v_k}{100 \text{km s}^{-1}} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

o qual determina o valor de v_d para γ constante. O produto $\gamma\beta$ pode ser interpretado como um fator que compara v_d com v_k . Se $\gamma\beta \sim 1$ então $v_d \sim v_k$ e o campo *desliza muito* sobre o gás. Dizemos então que o acoplamento é fraco e não pode acontecer a desconexão

ou abertura das linhas de campo estelar. Se $\gamma\beta \sim 0$ v_d é muito menor do que v_k e o acoplamento é forte, isto fornece a abertura das linhas de campo.

A análise no parágrafo anterior está baseada em um γ constante o qual não é verdadeiro segundo a equação 3.2. O γ evolui numa escala de tempo definida pela órbita das partículas do gás $t_{orb} = 2\pi R/v_k \ll 1Ma$. Nesta escala de tempo, o campo magnético consegue rapidamente uma configuração estável com v_d da mesma ordem da velocidade de rotação relativa entre a estrela e o disco $v_k - v_d$. Para este estado temos:

$$\gamma = \beta^{-1} \left[\left(\frac{R}{R_{co}} \right)^{3/2} - 1 \right] \quad (3.5)$$

$\beta\gamma$ é uma função crescente de R e tem um valor nulo na corrotação. É interessante notar também que para um raio R dado, γ é maior para os mais baixos valores de β . Para valores menores que um γ crítico γ_c , as linhas poloidais permanecem fechadas. Seguindo o modelo MP05 nós usamos o valor crítico γ_c somente na determinação do tamanho da região conectada magneticamente:

$$R_{out} = (1 + \beta\gamma_c)^{2/3} R_{co} \quad (3.6)$$

Rotação ao longo do caminho de Hayashi

Durante a fase T-Tauri, a luminosidade é devida principalmente a contração gravitacional a T_{eff} constante. As trajetórias evolutivas no diagrama HR para estrelas de baixa massa ($< 1.0M_\odot$) durante os primeiros milhões de anos, consistem em linhas quase verticais as quais definem o chamado caminho de Hayashi (Hayashi 1966). De acordo com o teorema do virial, a metade da energia investida na contração durante este caminho de Hayashi é radiada e a outra metade é termalizada no gas. i.e.

$$L = \frac{1}{2} \frac{dE_{grav}}{dt} \quad (3.7)$$

Ao longo do caminho de *Hayashi* as estrelas recém formadas são completamente convectivas, como consequência todos os processos termodinâmicos que mudam o estado destas estrelas podem ser descritos por politropos de índice $n = 1.5$. A energia potencial gravitacional de uma esfera politrópica de índice 1.5 é $E_{grav} = -\frac{3GM_*^2}{3.5R_*}$ onde G é a constante de gravitação, M_* a massa da estrela e R_* o raio. Se em um intervalo do tempo dt , a radiação é emitida em um espectro típico de corpo negro a uma temperatura $T = T_{eff}$, a seguinte relação entre a temperatura, a massa e o raio pode se estabelecer:

$$4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 = -\frac{1}{2} \frac{d\left(\frac{3GM_*^2}{3.5R_*}\right)}{dt} \quad (3.8)$$

esta equação indica que a metade da energia potencial armazenada durante um intervalo de tempo dt por causa da contração gravitacional é transformada em energia de radiação na forma de um espectro de corpo negro. Com esta hipótese, não há perdas de energia que possam iniciar aquecimento coronal ou excitar modos de oscilação na superfície da estrela jovem.

A conservação do momento angular total do sistema disco-estrela define a evolução temporal da rotação através de:

$$\frac{d\Omega_*}{dt} = \frac{T_T}{I_*} - \frac{\Omega_*}{I_*} \frac{dI_*}{dt} \quad (3.9)$$

onde Ω_* e I_* são a frequência angular de rotação estelar e o momento de inércia, respectivamente. A interação disco-estrela encontra-se contida no torque total T_T e tem ao longo do caminho de Hayashi somente duas contribuições: acreção e interação magnética. Juntando as equações 3.8 e 3.9 obtemos:

$$\frac{dR_*}{dt} = \frac{2R_*}{M_*} \frac{dM}{dt} - \frac{R_*^4}{M_*^2} \quad (3.10)$$

adicionalmente, consideramos que a taxa de acreção decai exponencialmente a partir de um certo valor inicial $(\frac{dM}{dt})_{t=BL}$ determinado pela massa inicial do disco M_D e também pela durabilidade da acreção. A queda exponencial é regulada pela escala de tempo t_{acc} , a qual define o tempo característico para o qual a acreção tem caído até o 37% do seu valor inicial:

$$\frac{dM}{dt} = (\frac{dM}{dt})_{t=BL} \times e^{-\frac{t}{t_{acc}}} \quad (3.11)$$

$$M_D = \int_{t=BL}^{t=3Ma} \frac{dM}{dt} dt \quad (3.12)$$

A evolução do sistema estrela-disco é então governada pelo sistema de equações diferenciais acopladas 3.9, 3.10 e 3.11. Uma fonte de não-linearidade é adicionada no modelo levando em conta a produção de campo (ver resultados numéricos).

Afim de resolver o sistema de equações 3.9, 3.10 e 3.11, é preciso fazer uma avaliação do torque total T_T , o qual depende por sua vez da geração da componente azimutal do campo através da função $\gamma(R)$. Um estudo detalhado desta função precisaria de um modelo de disco. Usamos aqui, a interpretação de Uzdensky (2004) na qual existe um valor crítico de $\gamma_c = 1$ para o qual o campo sofre desconexão.

Torque de Interação estrela-disco

Em um estado estacionário o torque total T_T aplicado sobre a estrela pode ser calculado avaliando a integral do fluxo de momento angular através de uma superfície S contendo a estrela (Ghosh & Lamb 1979). Se o fluxo tem simetria axial, esta integral pode se escrever da forma:

$$T_T = \int (-\rho v_p R^2 \Omega_* + R \frac{B_p B_\phi}{4\pi} + \eta R^2 \nabla \Omega) \cdot \hat{n} dS \quad (3.13)$$

Cada um dos três termos na equação 3.13 corresponde aos três processos que fornecem fluxo de momento angular através de S , ρ é a densidade de massa, v_p a componente poloidal da velocidade, B_p e B_ϕ são as componentes poloidal e azimutal do campo magnético, η é a viscosidade e \mathbf{n} é um vetor unitário normal a superfície S . Estes três termos representam os torques de acreção, interação magnética e viscosidade, respectivamente.

Na avaliação de 3.13 é conveniente escolher a superfície adequada. Na figura 3.1 mostramos em cor azul, uma superfície S composta de três partes: S_1 definida por dois hemisférios esféricos com raio igual ao raio do disco ($R_D - R_T$), S_2 definida por duas folhas paralelas a superfície do disco e S_3 uma superfície cilíndrica de altura $2h$ e raio R_{co} onde h é a altura do disco. É necessário um disco infinito para construir S fechada. Na prática é suficiente garantir que $R_D \gg R_T$. A integral sobre S_3 fornece a contribuição ao torque comunicado a estrela pelas linhas de campo magnético localizadas em regiões com $R < R_{co}$, a integral sobre S_2 corresponde ao torque comunicado à estrela pelas linhas de campo magnético com $R > R_{co}$, a integral sobre S_1 é nula. O torque total escrito em termos do momento dipolar magnético estelar $\mu = B_* R_*^3$ é:

$$T_T = T_{ACC} + T_{MAG} = \dot{M} \delta J + \int_{R_T}^{R_{out}} \gamma(R) \frac{\mu^2}{R^4} dR \quad (3.14)$$

onde δJ é a diferença de momento angular específico entre o gás do disco situado no raio de truncamento R_T e o momento angular específico da estrela. A equação 3.14 não inclui o termo de viscosidade já que consideraremos somente os torques de acreção e magnético como únicas fontes de interação entre o disco e a estrela durante a etapa T Tauri. A função $\gamma(R)$ é governada pela equação 3.2 sendo uma medida da geração de componente azimutal.

Introduzindo o valor de γ dado por 3.5 no torque de interação 3.14 e supondo que a região conectada magneticamente tem um raio dado pelo equação 3.6, obtemos a seguinte expressão para o torque magnético:

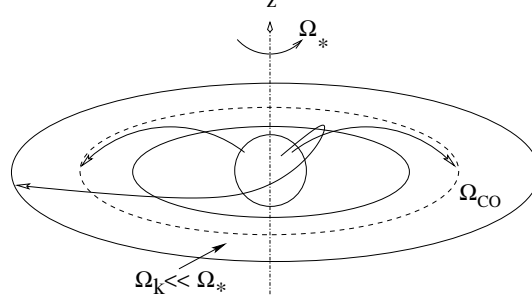


FIGURA 3.3: linhas de campo na coroa de um disco com rotação kepleriana. A diferença do deslocamento angular na direção ϕ é maior quanto maior for a diferença de rotação entre o disco e a estrela.

$$T_{MAG} = \frac{1}{3\beta} \frac{\mu^2}{R_{co}^3} \left[2 \left(\frac{R_{co}}{R_{out}} \right)^{3/2} - \left(\frac{R_{co}}{R_{out}} \right)^3 - 2 \left(\frac{R_{co}}{R_T} \right)^{3/2} + \left(\frac{R_{co}}{R_{out}} \right)^3 \right] \quad (3.15)$$

onde $R_{out} = (1 + \beta\gamma_c)^{2/3} R_{co}$ é o raio da região conectada magnéticamente. Este torque é independente da estrutura detalhada do disco e inclui uma dependência com a geometria do campo através de $\beta\gamma_c$. Por simplicidade adotamos $\gamma_c = 1$ e deixamos β como parâmetro livre, considerando dois regimes: $\beta = 1$ (campo fechado para todo R) e $\beta = 0.001$ (campo parcialmente desconectado para $R > R_{out}$). O raio de truncamento do disco R_T está dado por:

$$\left(\frac{R_T}{R_{co}} \right)^{-7/2} \left[1 - \left(\frac{R_T}{R_{co}} \right)^{3/2} \right] = \frac{\beta}{\psi} f^{-7/3} \quad (3.16)$$

onde $\psi = 2\mu^2 \left(\frac{dM}{dt} \right)^{-1} (GM_*)^{-1/2} R_*^{-7/2}$ é um parâmetro sem dimensões que relaciona a intensidade de campo com a acreção (Matt & Pudritz 2005). A equação 3.16 foi derivada pelo Yi (1994).

Finalmente, o torque de acreção é dado por:

$$T_{ACC} = \frac{dM}{dt} (GM_* R_*)^{-1/2} \left[\left(\frac{R_T}{R_*} \right)^{-1/2} - k^2 f \right] \quad (3.17)$$

onde $k^2 = I_*/M_* R_*^2$ é ~ 0.2 para uma estrela completamente convectiva, o termo entre colchetes é o ganho do momento angular devido a acreção de matéria sobre a superfície da estrela.

É importante notar aqui, que se o campo permea todo o disco, o limite superior na integral 3.13 não está dado pela equação 3.6. Neste caso o limite é definido pelo raio de ruptura do disco. Comparamos em §3.1.2 nossos resultados com um modelo deste tipo.

Resultados numéricos

Com o objetivo de seguir possíveis histórias rotacionais dependentes dos principais parâmetros envolvidos na descrição da acreção e o freio magnético resolvemos numericamente as equações 3.9, 3.10 e 3.12 usando um método Runge-Kutta com tamanho de passo constante usando 7000 pontos entre a linha de nascimento e o final do caminho puramente convectivo de Hayashi ($t = 3\text{Ma}$). O começo das simulações é assumido em 30000 anos, o qual corresponde aproximadamente à linha de nascimento para uma estrela de uma massa solar (Stahler 1983). Indicamos este instante de tempo como $t = BL$. Na linha de nascimento, o raio e a massa são $R_*(t = BL) = 6R_\odot$ e $M_*(t = BL) = 0.95M_\odot$, respectivamente. Por causa do desconhecimento da frequência angular inicial de rotação, deixamos este valor como um parâmetro livre, testando com os seguintes valores $\Omega_*(t = BL) = 0.03, 1.00$ e $3.00\Omega_\odot$. As soluções para frequências iniciais distintas diferem somente durante o primeiro milhão de anos, estabilizando-se após disso num valor amplamente constante de rotação. Devido ao fato que as soluções tendem a *esquecer* as condições iniciais após o primeiro milhão de anos, decidimos fixar $\Omega_*(t = BL)$ em $3.0\Omega_\odot$ correspondente a um período de 8 dias. Este valor representa bem a média das distribuições de períodos observados em ONC (Herbst et al.2002) para massas maiores do que $0.4M_\odot$. A taxa inicial de acreção é calculada usando a lei de decaimento exponencial da equação 3.12 com $t_{acc} = 1\text{Ma}$ e com uma quantidade de gas M_D fixa. Foram usados dois valores para a massa do disco, $M_D = 0.05M_\odot$ e $M_D = 0.1M_\odot$.

A geração do campo, em acordo com o dínamo ($\alpha - \omega$) está dada por Armitage (1996):

$$B_* = B_0 \left(\frac{P}{4d} \right)^{-1} \quad (3.18)$$

onde B_0 é uma constante que normaliza o período de 4 dias. Variações neste parâmetro B_0 são feitas para ver a resposta da evolução a mudanças no campo magnético. Esta expressão do dínamo $\alpha - \omega$ está em acordo com observações do número de Rossby³ ao longo da sequência principal. A dependência do campo em função da rotação tem sido amplamente confirmada por observações de atividade magnética em estrelas jovens (Pasquini & Pallavicini 1991). A atividade é proporcional ao campo magnético o qual por sua vez depende da rotação. Mas este cenário não está ainda esclarecido por causa do fenômeno da saturação magnética (Lyra & Porto de Mello 2005). As simulações foram feitas usando três valores do campo de referência⁴: $B_0 = 1000, 1500$ e 2000G , o que nos permite ter três regimes de campo: baixo, moderado e alto mantendo sempre uma cota superior de 2kG para B , valor máximo dado pelas observações (Guenther et al.1999).

³o número de Rossby é definido como a razão entre o período de rotação e o *turn-over* convectivo $t_c = \int_{R_{core}}^{R_*} v_c dR$ onde v_c é a velocidade do material convectivo e R_{core} marca o começo da zona convectiva.

⁴valores maiores do que 2KG tem sido medidos por Bouvier et al. PPV

Para cada passo da variável independente (o tempo), a equação 3.15 foi resolvida numericamente para R_T (já que R_{co} é conhecido a cada instante sem precisar do conhecimento de R_T) usando um método de Newton Raphson. Este valor de R_T foi substituído nas equações 3.14 para T_{MAG} e 3.16 para T_{ACC} com o fim de obter o torque total. O torque total determina a evolução. A frequência obtida para esse instante permite conhecer novos valores de campo, velocidade angular, raio, massa, taxa de acreção, raios de corotação e truncamento. Os quais são utilizados para repetir o processo no seguinte passo do tempo. Os resultados das simulações encontram-se na figura 3.4, onde graficamos o comportamento da frequência angular de rotação Ω_* , do torque total T_T (magnético e acreção), do raio de truncamento R_T , do raio de corotação R_{co} , e da velocidade equatorial de rotação v_{eq} para um modelo caracterizado por uma taxa de acreção decaindo exponencialmente com $t_{acc}=1$ Ma.

Os resultados obtidos são apresentados na figura 3.4. O comportamento do raio está em acordo com o esperado neste estágio evolutivo. A taxa de acreção mostrada no painel superior direito decai a partir de $6 \times 10^{-8} M_\odot/a$ o qual é compatível com as nossas observações do capítulo 4. O torque de acreção correspondente se mostra no painel inferior direito. Usando distintos valores de B_0 , T_{ACC} não muda consideravelmente. No caso de desconexão parcial ($\beta = 0.001$, $\gamma_c = 1$, linhas azuis), o torque de acreção decai mas rapidamente em comparação com as soluções correspondentes a $\beta = 1.0$. Na falta de freio magnético, a estrela incrementa a sua rotação rapidamente. Por volta de 1 Ma, a razão do torque de acreção obtido para $\beta = 1.0$ com o correspondente para $\beta = 0.001$ é da ordem de 2.3.

O torque magnético em 3.15 depende do tamanho da região conectada: $R_{out} \sim 1.6R_{co}$ para $\beta\gamma_c = 1$ e $R_{out} \sim R_{co}$ para $\beta\gamma_c = 0.001$. Esta diferença em R_{out} diminui o torque total aplicado sobre a estrela permitindo um *spin up* até velocidades equatoriais de $\sim 100\text{km/s}$.

A evolução temporal de Ω_* é semelhante em todos os casos, crescente no começo das simulações devido à queda rápida do raio antes de $1Ma$ e estabelecendo-se num valor constante para tempos maiores. A este valor constante, no final do caminho de Hayashi corresponde uma velocidade equatorial $v_{eq} \sim 100\text{km/s}$ para soluções com $\beta = 0.001$ (curvas azuis na figura 3.4) e de $v_{eq} \sim 20 - 30\text{km/s}$ para soluções com $\beta = 1.0$ (curvas em preto). Devido as velocidades observadas em CTTS serem na média da ordem de 10 km/s (ver figura 2.1), as soluções com campo permeando parcialmente o disco ($\beta = 0.001$), não predizem estrelas jovens lentas, fato contrário ao observado.

Em geral, o freio aplicado pelo disco estabelece rapidamente um valor fixo de rotação. Este valor depende de B_0 , M_D e principalmente de β . Fixando dois parâmetros encontramos que: 1) As menores taxas de rotação foram obtidas para o B_0 maior, 2) Para $\beta = 0.001$

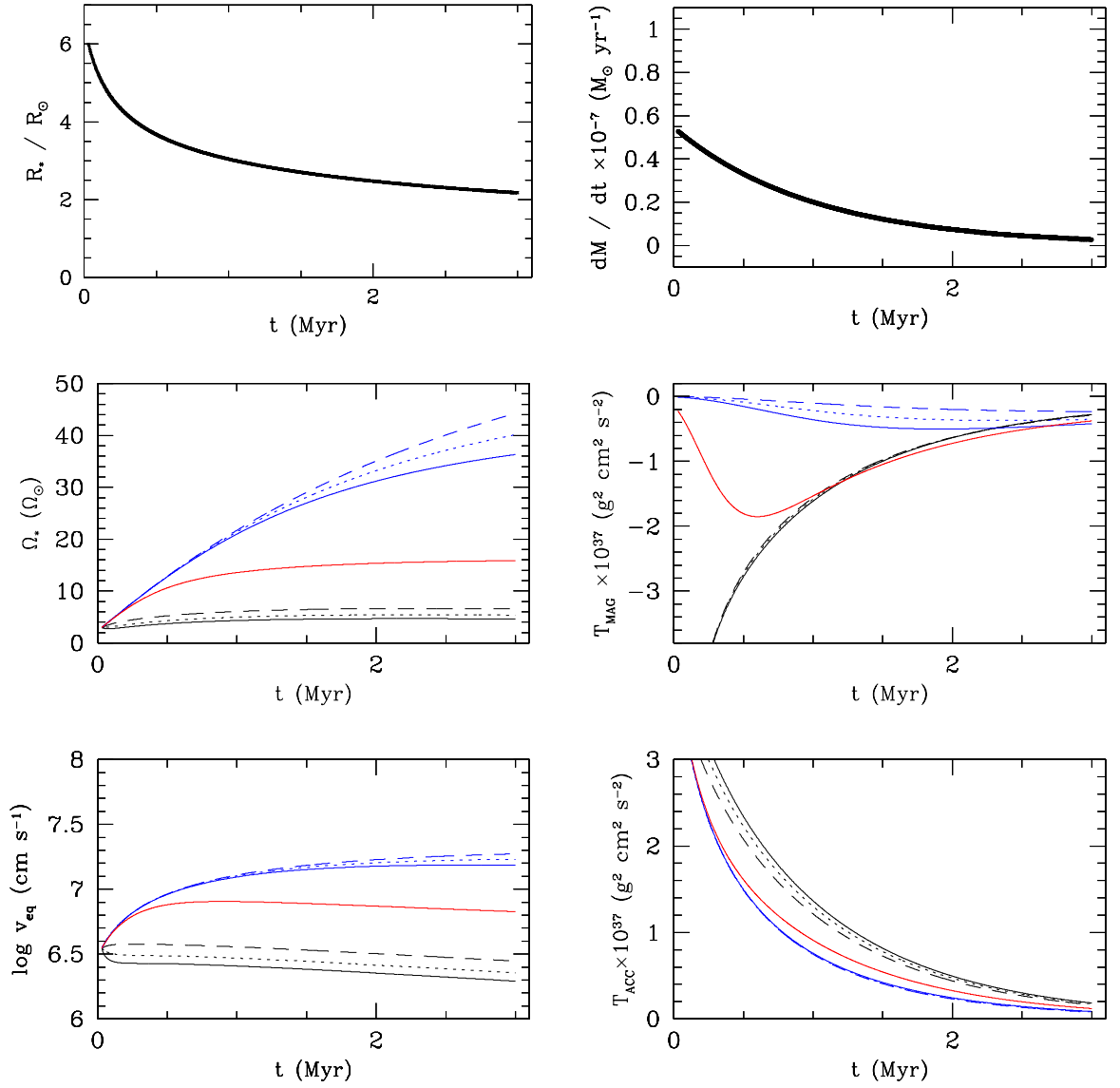


FIGURA 3.4: Evolução rotacional durante o caminho de Hayashi ($t < 3.0$ Ma) para uma estrela fria (K-M) de uma massa solar segundo o modelo de freamento por disco descrito no texto. Soluções com campo estelar permeando uma região limitada do disco se indicam em cor azul ($\beta = 0.001$), enquanto as soluções com campo estelar permeando todo o disco são indicadas em preto ($\beta = 1.0$) e em vermelho ($\beta = 0.1$). Três diferentes campos de referência foram usados: $B_0 = 2000\text{G}$ (linha contínua), $B_0 = 1500\text{G}$ (linha pontilhada) e $B_0 = 1000\text{G}$ (linha tracejada). A condição inicial $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_\odot$ para uma massa inicial do disco $M_D = 0.05M_\odot$ foi utilizada em todos os casos.

o T_{MAG} diminui em um factor de $2 \times 10^{37} g^2 cm^2 s^{-2}$ devido ao decrescimento da região magneticamente conectada do disco, 3) Para $\beta = 1.0$ os resultados são compatíveis com as taxas de rotação observadas em CTTS. O item 2) poderia ser importante em relação à transição entre CTTS e WTTS discutida no capítulo 2 ou bem, poderia reforçar as afirmações feitas por outros autores em relação à validade do cenário atual de freiamto por disco.

A interação magnética do disco com a estrela conduz a um período de equilíbrio logo após ~ 2 Ma. Este período é consideravelmente menor para soluções com $\beta = 0.001$ em comparação com o caso $\beta = 1.0$. Para este último caso, o período de equilíbrio é similar ao predito por outros modelos, como veremos a continuação.

3.1.2 Comparação com um modelo padrão

Com o objetivo de comparar os resultados da figura 3.4, usamos o modelo CC93 que chamamos de padrão. Neste modelo, o raio de truncamento ou ruptura do disco R_T é dado pelo valor no qual $F_{m\phi} = 2F_{\nu\phi}$, onde $F_{m\phi}$ e $F_{\nu\phi}$ são as integrais verticais (ao longo de z) das densidades de força magnética e viscosa respectivamente. O comportamento da razão $F_{m\phi}/F_{\nu\phi}$ com a coordenada radial r foi discutido por Campbell (1992) que estabeleceu uma relação entre esta razão e o raio de corrotação. Dentro do raio de corrotação as duas forças agem na mesma direção e crescem com o decrescimento de R . A razão $F_{m\phi}/F_{\nu\phi}$ passa por zero na corrotação. Fora da corrotação a razão mantém um valor negativo fixo (se a difusão da componente toroidal B_ϕ é por causa da turbulência, pois pode ser também causada pelo flutuamento do campo no interior do disco, Cameron & Campbell 1993). A razão $F_{m\phi} = 2F_{\nu\phi}$ determina completamente o torque neste modelo.

O campo magnético trunca a borda interna do disco a uma distância R_T determinada pelo balanço entre as pressões magnética e térmica. Se R_T está dentro da região de corrotação, o gás interior a R_{co} **acelera** a estrela enquanto o gás exterior a R_{co} **freia** a estrela. O raio de truncamento em metros, no modelo CC93 é:

$$R_T = \xi^{2/3} R_{co} \quad (3.19)$$

onde $\xi = \frac{\Omega_*}{\Omega_K(R_T)}$ é um parâmetro que determina a rotação relativa entre a estrela e o disco interno no raio de truncamento. Este parâmetro ξ depende das características da estrela e da taxa de acreção:

$$\frac{\xi^{2/3}}{|1 - \xi|^{16/87}} = 1.5 \times 10^9 \gamma^{16/87} \frac{\left(\frac{B}{100G}\right)^{16/29} \left(\frac{R_*}{R_\odot}\right)^{48/29}}{\left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^{1/29} \left(\frac{dM/dt}{10^{-8} M_\odot a^{-1}}\right)^{46/145}} \quad (3.20)$$

onde B é o campo magnético estelar, R_* e M_* o raio e a massa da estrela, respectivamente, dM/dt a taxa de acreção e γ o parâmetro dado pela equação 3.2. Mas no modelo CC93 é uma constante fixa $\gamma \sim 1$ pois não está sendo considerada a desconexão. Sendo assim, é possível conhecer ξ como uma função do tempo, resolvendo 3.20 para cada t durante os primeiros três milhões de anos. Se $\xi < 1$, o raio de truncamento será menor do que o de corotação, sendo possível a transferência de uma quantidade de momento angular $R_T^2 \Omega_K(T)$ sobre a estrela.

Para obter a expressão do torque de interação neste modelo, a integral 3.14 é calculada separadamente sobre duas regiões do disco: $R_T < R < R_{co}$ e $R_{co} < R < R_D$ onde R_D é o raio de ruptura definido como aquele no qual $F_{m\phi} = 2F_{v\phi}$. O resultado para $\xi < 1$ pode se expressar como uma fração do torque de acreção e de ξ como:

$$T_{MAG} = -\frac{4}{9} \frac{\xi^{3/2} - |1 - \xi|^{3/2}}{|1 - \xi|^{1/2}} T_{ACC} \quad (3.21)$$

o destino do gás do disco localizado em R_T quando $\xi > 1$ é incerto no modelo. Se $R_T > R_{co}$ o material pode simplesmente ser ejetado num vento estelar de forma que este material não retorna nunca à estrela. O torque de acreção neste modelo é:

$$T_{ACC} = \frac{dM}{dt} R_T^2 \Omega_K(R_T) \quad (3.22)$$

Resultados numéricos no modelo padrão

Usamos dois valores de massa do disco, $M_D = 0.05M_\odot$ e $M_D = 0.1M_\odot$ e a geração do campo governada por uma versão levemente diferente do dínamo $\alpha - \omega$ à utilizada acima, da forma $B = B_0(\Omega_*/\Omega_\odot)(R_\odot/R_*)^2$, onde B_0 é um valor de referência de campo. Seguindo CC93, foram usados diferentes valores: $B_0 = 8, 80$ e 800G , os quais estabelecem três regimes de campo: baixo ($B_0 = 8\text{G}$), moderado ($B_0 = 80\text{G}$) e alto ($B_0 = 800\text{G}$), mantendo sempre um limite superior de 2kG para B , valor máximo dado pelas observações (Guenther 1999).

Os resultados das simulações encontram-se na figura 3.5 onde temos graficado o comportamento da frequência angular de rotação Ω_* , do torque total T_T (magnético + acreção), do raio de truncamento R_T , do raio de corotação R_{co} , e da velocidade equatorial de rotação v_{eq} para um modelo caracterizado por três valores diferentes $B_0 = 8, 80$ e 800G . O campo magnético em qualquer instante é dado pelo dínamo acima descrito e a taxa de acreção é assumida da forma 3.12 com $t_{acc} = 1\text{Ma}$.

O torque de interação estrela-disco na figura 3.5, permite visualizar como funciona o freio magnético. Para $R_T < R_{co}$ pode existir queda de matéria do disco sobre a estrela. Com o qual é possível estabelecer um balanço entre o momento angular transportado por acreção e o momento angular transferido para regiões localizadas além da corrotação do disco. Se ao contrário, $\xi > 1$, sobre a estrela é aplicado o máximo torque (freio) possível, como consequência R_T cresce rapidamente e a acreção pára.

B_0 baixo e M_D moderado

No começo das simulações (em $t=BL=30000a$) foram adotados os valores de $B_0 = 8G$, $M_D = 0.05M_\odot$ e $\Omega_* = 3\Omega_\odot$. A estrela evolui ao longo do caminho de Hayashi incrementando a sua rotação sem interagir consideravelmente com o disco. A acreção acelera a estrela rapidamente e junto com a contração gravitacional regulam a cinemática. De fato, o torque total é sempre positivo. Pouco depois de dois milhões de anos $R_T > R_{co}$ e o freio começa a agir. O campo magnético nessa altura não chega aos 50G o que faz com que este freio seja fraco. O torque magnético é muito pequeno comparado com o torque de acreção que domina.

B_0 moderado e M_D moderado

Para este caso foram usados os parâmetros $B_0 = 80G$, $M_D = 0.05M_\odot$ e $\Omega_* = 3\Omega_\odot$. O freio começa a aparecer antes do primeiro milhão de anos quando $R_T > R_{co}$, após do qual o torque magnético regula a rotação inteiramente. A troca rápida do sinal do torque total após da ruptura do disco é uma característica do modelo presente em todas as simulações. Assim que a ruptura é estabelecida, todo o gás encontra-se além da corrotação, e o disco pode agir como um todo, freando fortemente a estrela, mas em 2Ma, $T = 0$.

B_0 moderado e M_D alto

Uma massa de disco de $M_D = 0.1M_\odot$ junto com $B_0 = 80G$ foram os parâmetros usados neste caso. Aqui os efeitos combinados de contração e o torque de acreção aceleram a estrela antes de 1Ma mais do que no caso anterior.

B_0 alto e M_D alto

Embora a ruptura de disco aconteça praticamente na mesma época do caso anterior, o freio após a ruptura é maior, o que é claramente mostrado quando comparamos o torque total na figura 3.5. A linha tracejada em vermelho é o torque total obtido com $M_D = 0.1M_\odot$ e as linhas em preto correspondem a $M_D = 0.05M_\odot$ para campo magnético baixo, moderado e alto respectivamente.

Finalmente é importante notar que o torque total T_T aplicado sobre a estrela converge a partir de dois milhões de anos para zero, em todas as simulações. A escala de freio magnético é por isto menor que 2 Ma, a qual está em acordo com avaliações feitas por outros autores (Armitage & Clarke 1996).

3.2 Evolução do momento angular nas PTTS

Os principais mecanismos de transferência de momento angular durante a evolução das estrelas jovens de baixa massa, antes de entrar na sequência principal são: contração, rotação diferencial interna, interação com as proximidades (com um disco de acreção se ainda existe) e perda de momento angular via ventos magnéticos. O perfil da velocidade equatorial de rotação obtido segundo modelos que incluem os ingredientes acima mencionados, apresenta um máximo em ~ 40 Ma, após do qual, os ventos diminuem a rotação até conseguir o valor baixo, atual da rotação do Sol.

Nesta seção extendemos nosso estudo da evolução da rotação, baseados nos resultados de um experimento numérico usando os modelos de Siess et al.(2000) em combinação com o modelo ao longo do caminho de Hayashi. Extendemos este último, até a idade do Sol, sendo preciso a introdução de novos parâmetros. A motivação para o experimento reside no fato de criar um cenário de evolução no qual todos os processos entrem em jogo: contração, acreção, freio magnético por disco, transporte interno e ventos.

São necessários além dos parâmetros que descrevem a interação estrela-disco interno, alguns a mais: o tempo de vida do gás no disco, que indicamos como t_F , e quatro parâmetros para descrever os torques do vento e o transporte interno. O modelo foi desenhado baseado nas seguintes hipóteses:

- 1) Contração gravitacional
- 2) Acreção de material do disco (gás) sobre a superfície da estrela
- 3) Interação magnética disco-estrela

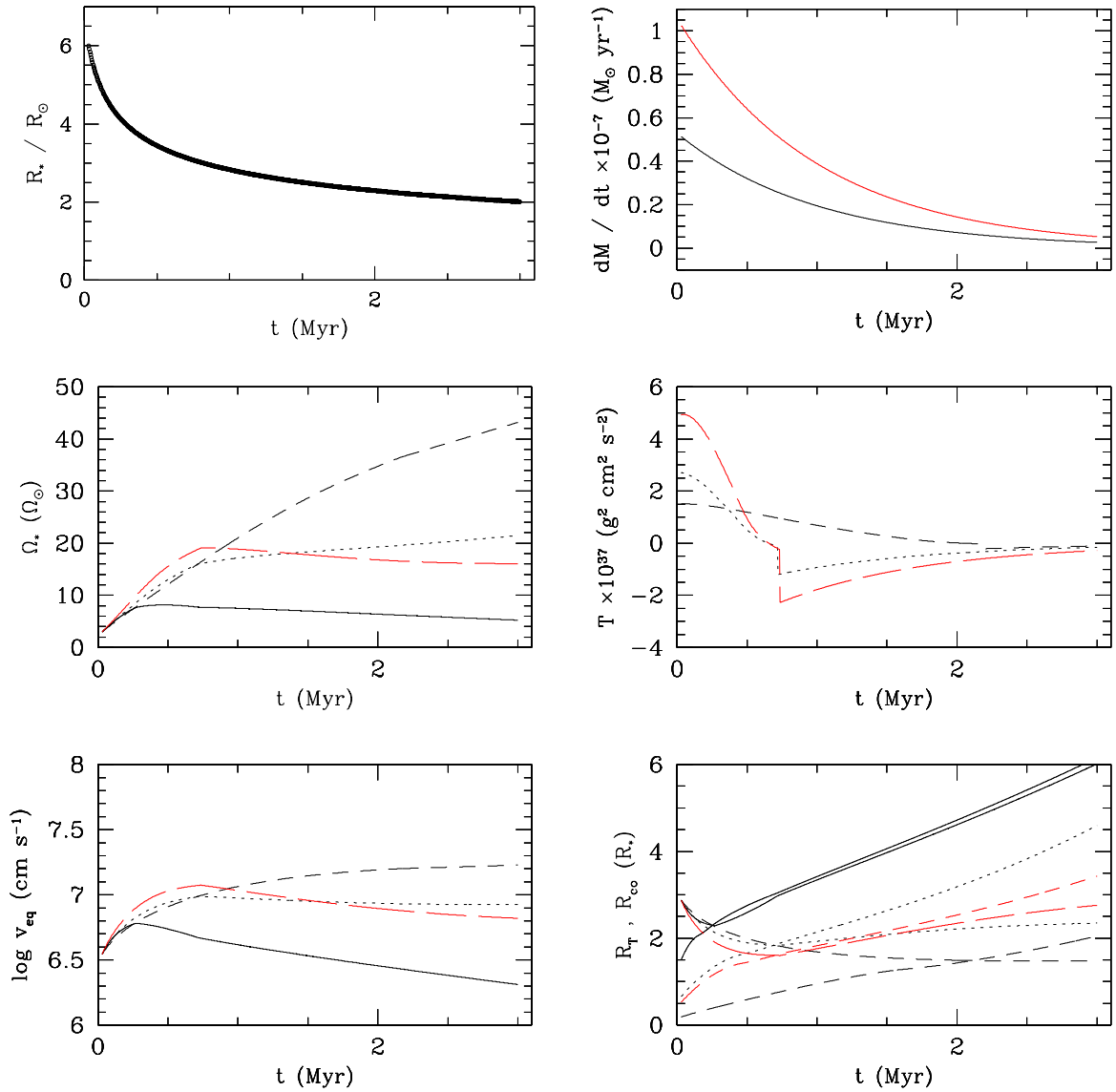


FIGURA 3.5: Evolução ao longo do caminho de Hayashi para uma estrela fria (K-M) de uma massa solar segundo o modelo clássico de freamento por disco (Cameron & Campbell 1993). As curvas em preto correspondem $B_0 = 8G$ (traços longos) e $B_0 = 80G$ (traços curtos) e $B_0 = 800G$ (linha contínua) com $M_D = 0.05M_\odot$. As curvas tracejadas em vermelho correspondem a soluções com $M_D = 0.1M_\odot$ com $B_0 = 80G$. Em todos os casos foi utilizada a condição inicial $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_\odot$. No regime de campo fraco ($\sim 8G$) a contração regula a rotação. Assim que o campo aumenta um estado de *locking* ou de freio é alcançado após o primeiro milhão de anos. Os raios de corotação R_{co} e de truncamento R_T do disco, divididos pelo raio da estrela estão indicados no painel inferior direito.

- 4) Rotação diferencial entre o núcleo radiativo e a zona convectiva no interior da estrela
- 5) Perda de momento angular da estrela através de um vento magnetizado

Discutiremos a seguir os dois novos processos de transporte do momento angular na era post-T Tauri, fundamentais na evolução do momento angular. O transporte interno via interação núcleo-zona convectiva e a perda de momento angular através de um vento magnético.

3.2.1 Rotação diferencial no interior estelar

Assim que a estrela T Tauri desce pelo caminho de Hayashi, a contração gravitacional faz com que a temperatura central aumente. A opacidade central cai rapidamente e eventualmente para estrelas acima de $\sim 0.5M_{\odot}$ um núcleo radiativo começa a aparecer. Este núcleo, junto com a contração, origina um gradiente de velocidades no interior estelar. A zona convectiva responde a estes gradientes solidariamente, recebendo o momento angular que lhe é oferecido pelo núcleo. Quando a estrela chega na sequência principal, a rotação do núcleo é bem maior do que a rotação da zona convectiva.

Uma descrição detalhada dos processos de transporte interno de momento angular em estrelas do tipo solar foi feita por Endal e Sofia (1978). Eles trataram o intercâmbio de momento angular entre o núcleo e a zona convectiva como um problema de difusão. Mestel, Taylor & Moss (1988) sugeriram que o campo magnético primordial da nuvem molecular poderia penetrar dentro do núcleo para fornecer a transferência do momento angular para a zona convectiva através das linhas de campo. Charbonneau & McGregor (1993) estenderam o modelo de Mestel et al. até a idade do Sol. Eles encontraram que o campo magnético na região radiativa conduz a um freio na sequência principal o qual está em concordância com as observações da rotação de aglomerados estelares e também com o perfil da rotação interna do Sol segundo observações heliosismológicas.

McGregor & Brenner (1991) desenvolveram um modelo para estudar a redistribuição de momento angular entre o núcleo e a zona convectiva, supondo que ambos giram como corpos rígidos. Eles conseguiram explicar o freio rápido observado em estrelas com períodos curtos assim que elas chegam na sequência principal, supondo que a escala de tempo para transferência de momento angular entre o núcleo e a zona convectiva é da ordem de 10 milhões de anos.

Li & Cameron (1991) pesquisaram a evolução da rotação desde a sequência principal até a idade do Sol. Eles supuseram que o envoltório convectivo aplica um torque sobre o núcleo da forma: $T_{DEC} \propto (\Omega_{conv} - \Omega_{rad})^s$. Para valores do parâmetro s menores do que um,

permitiu explicar a presença de estrelas com períodos curtos tanto nas Plêiades quanto nas Hyades.

Neste trabalho, tratamos a rotação diferencial considerando que as duas zonas radiativa e convectiva são corpos rígidos girando com diferentes velocidades angulares Ω_{rad} e Ω_{conv} , respectivamente. Assumimos um intercâmbio de momento angular segundo o modelo de MacGregor (1991), no qual a quantidade de momento angular que pode se extrair (transferir) do núcleo radiativo em rotação é:

$$\Delta J = \frac{I_{conv}J_{rad} - I_{rad}J_{conv}}{I_{rad} + I_{conv}} \quad (3.23)$$

onde $J_{rad} = I_{rad}\Omega_{rad}$ e $J_{conv} = I_{conv}\Omega_{conv}$ são os momentos angulares do núcleo e da zona convectiva, respectivamente. A diferença entre as velocidades angulares de rotação Ω_{rad} e Ω_{conv} . A equação 3.23 implica que uma quantidade de momento angular ΔJ é intercambiada entre as duas regiões. Este intercâmbio acontece em uma escala de tempo dada pelo tempo de desacoplamento τ_c (Allain 1998).

Um segundo efeito é o crescimento do núcleo radiativo com o tempo, o que faz com que o tamanho das zonas convectiva e radiativa obviamente não seja constante. Em um intervalo de tempo dt uma fração de massa do núcleo passa para a zona convectiva, transferindo uma quantidade de momento angular igual a: $\frac{2}{3}R_{rad}^2\Omega_{conv}\frac{dM_{rad}}{dt}$. O torque interno causado pela interação entre o núcleo e a zona convectiva é dado por:

$$T_{DEC} = \frac{1}{\tau_c} \times \frac{I_{rad}I_{conv}}{I_{rad} + I_{conv}} (\Omega_{rad} - \Omega_{conv}) - \frac{2}{3}\Omega_{conv}R_{rad}^2 \frac{dM_{rad}}{dt} \quad (3.24)$$

3.2.2 Vento magnetizado

O marco teórico da perda de momento angular por causa dos ventos estelares em estrelas de tipo solar foi desenvolvido por Schatzman (1962) e por Kawaler (1988). Em termos gerais, quando um elemento diferencial esférico de massa dM atravessa o raio fixo r_A , uma quantidade dJ de momento angular é transferido para fora da estrela, durante um intervalo de tempo dt . A perda de massa dM/dt fornece o transporte de uma quantidade de momento angular $R_*^2\Omega_*$, somente quando a superfície de Alfvén é superada. A expressão geral para esta transferência segundo os autores acima mencionados, é:

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dM}{dt} R_*^2 \Omega_* \left(\frac{r_A}{R_*}\right)^n \quad (3.25)$$

onde $n = 2$ é uma geometria radial para o campo magnético e $n = 3/7$ corresponde a um campo dipolar. Em geral $B \sim R^{-n}$ onde o caso particular $n = 3/2$ sugerido para estrelas na sequência principal por Kawaler (1998), fornece a uma configuração magnética intermediária entre a radial e a bipolar. O r_A é definido como o raio no qual a velocidade do vento é igual a velocidade de Alfvén⁵. Supondo que o fluxo de gás através do vento é estacionário r_A/R_* resulta em uma função do campo magnético na superfície estelar, este último considerado da forma $B = B_0\Omega_*^a/R_*^2$. O raio de Alfvén fica então: $r_A/R_* \propto \Omega_*^{4a/3} R_*^{-1} M_*^{-1/3} (dM/dt)^{-2/3}$. A transferência de momento angular será então uma função da frequência angular de rotação, da massa, do raio estelar e também da perda de massa:

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W \Omega_*^{1+4an/3} R_*^{2-n} \frac{dM}{dt}^{1-2n/3} M_*^{-n/3} \quad (3.26)$$

onde K_W é uma constante de calibração, para obter o valor da rotação solar ($2 \times 10^5 km/s$) na idade do Sol, o parâmetro a descreve a dependência do campo sobre a frequência angular de rotação ($B \propto \Omega_*^a$), ou seja, descreve o tipo de dínamo em consideração. O valor $a = 1$ é consistente com um dínamo do tipo $\alpha - \omega$ e o valor $a = 0$ corresponde a um dínamo **saturado**. Kawaler (1998) e Allain (1998) usaram $n=3/2$, no que eles chamam de geometria de campo intermediário. Mas já foi sugerido por Charbonneau (1992) que uma lei de vento com um valor fixo do expoente da frequência angular de rotação não pode explicar a presença de duas populações rotacionais, altas e baixas na idade das Plêiades.

Para estrelas com baixa rotação na sequência principal (por exemplo para as estrelas das Plêiades), a velocidade equatorial de rotação evolui com o tempo segundo a lei de *Skumanich* $v_{eq} \propto t^{-1/2}$, esta relação implica que a potência a qual está elevada a frequência angular na equação 3.26 é igual a 3. Resultado compatível com $a = 1$ e $n = 3/2$. As observações feitas por Mayor & Mermilliod (1991) porém, sugerem que a potência está mais perto de 2. Para aproximar as observações então é preciso que $an = 3/4$, e se mantemos $a = 1$, o n seria menor do que um, implicando uma queda muito moderada do campo com a distância que na realidade poderia não acontecer.

Para complicar um pouco mais a coisa está o fenômeno da saturação do dínamo ($a = 0$), a qual acontece para estrelas com alta rotação. Em estrelas com velocidade de rotação alta, a perda do momento angular é proporcional linearmente com a velocidade e não quadraticamente como acontece no caso de estrelas com rotação lenta. Para estrelas com frequência angular menor do que um certo valor chamado de saturação ω_{sat} , o valor de a cai para zero rapidamente e a equação 3.26 muda para:

⁵velocidade das ondas transversais que transportam o momento angular ao longo das linhas do campo magnético.

$$\frac{dJ}{dt} = -K_W \Omega_* \omega_{sat}^2 R_*^{2-n} \frac{dM}{dt} M_*^{-n/3} \quad (3.27)$$

Em termos gerais, a perda de momento angular para estrelas com frequências de rotação baixas, depende de Ω_*^3 enquanto para estrelas em rápida rotação (com $\Omega_* > \omega_{sat}$) depende de $\Omega_* \omega_{sat}^2$. O limiar de saturação depende da massa estelar, assim $\omega_{sat} \ll \Omega_*$ para estrelas com menor massa.

3.2.3 Descrição do modelo geral, desde CTTS até o Sol

Modelo Estelar

Usamos o modelo de Siess (2000) para uma estrela de uma massa solar com metalicidade $Z=0.02$, o qual fornece a evolução temporal do raio estelar R_* , e dos raios, massas e momentos de inércia do núcleo radiativo e da zona convectiva. A evolução do raio estelar é indicada na figura 3.6. A estrela se contrai de $5R_\odot$ para $1R_\odot$ em aproximadamente trinta milhões de anos, o que implica um decrescimento do momento de inércia em um factor de ~ 25 , como resultado da contração.

No modelo de Siess (2000) enquanto a estrela for completamente convectiva o momento de inércia $k^2 = I_*/(M_* R_*^2) \sim 0.2$, mas para uma estrela de uma massa solar um núcleo radiativo aparece logo após do primeiro milhão de anos. Consequentemente, deixa de ser completamente convectiva, e o k^2 cai rapidamente para 0.07. Esta mudança na estrutura interna tem uma influência na rotação estelar. Em particular, é amplamente conhecido que o freio das estrelas com alta rotação, assim que elas chegam na sequência principal é rápido. Este fato pode ser explicado se além do vento magnetizado, existe um freio adicional, dado pela perda de momento angular da zona convectiva para o núcleo radiativo, recém formado.

O modelo tem 263 pontos entre a 3.065×10^4 a e 8.875×10^9 a. Em cada passo da variável independente (o tempo), interpolamos linearmente o raio estelar R_* e o momento de inércia estelar total $I_* = I_{rad} + I_{conv} = k^2 M_* R_*^2$ do modelo usando o método da secante descrito em Press et al.(1994).

Equações do modelo

Durante a era T Tauri, a frequência angular de rotação estelar Ω_* , é mantida baixa por causa do equilíbrio entre a interação magnética estrela-disco e a contração gravitacional, definida pelo raio do modelo de Siess (2000). Para $t \leq t_F$ temos que:

$$\frac{d\Omega_*}{dt} = \frac{T_{MAG} + T_{ACC}}{I_*} - \frac{\Omega_*}{I_*} \frac{dI_*}{dt} \quad (3.28)$$

para $t > t_F$, os ventos e o transporte do momento angular da zona convectiva para o núcleo radiativo, fornecem o mecanismo de freio, neste caso:

$$\frac{d\Omega_*}{dt} = \frac{T_{DEC} + T_{WIND}}{I_*} - \frac{\Omega_*}{I_*} \frac{dI_*}{dt} \quad (3.29)$$

nestas duas equações, T_{MAG} está dado por 3.14 e T_{ACC} por 3.16 onde $dM/dt \propto e^{-t/t_{acc}}$ (equação 3.11). O torque interno T_{DEC} está dado por 3.23 e o torque do vento magnetizado T_{WIND} por 3.25 se $\Omega_* \leq \omega_{sat}$ e por 3.26 se $\Omega_* > \omega_{sat}$.

Parâmetros

Cada uma das quatro contribuições ao torque total aplicado sobre a estrela, acima mencionadas, requerem no mínimo, um parâmetro livre, no melhor dos casos. O acoplamento magnético estrela-disco envolve dois parâmetros: γ_c e β . Adotamos $\gamma_c = 1.0$ e $\beta = 1$. O acoplamento entre o núcleo radiativo e o envoltório convectivo envolve os parâmetros τ_c e a frequência angular de rotação do núcleo Ω_{rad} . Testamos os valores: $\tau_c = 20$ e 100 Ma e $\Omega_{rad} = 3.0\Omega_\odot$. A especificação do vento magnetizado requer dois parâmetros, a frequência de saturação ω_{sat} e a constante K_W a qual permite calibrar os resultados com o caso solar. Usando o valor para esta constante de calibração segundo Siess & Livio (1997) $K_W = 2.7 \times 10^{47} g s cm^2$ e uma frequência de saturação $\omega_{sat} = 10\Omega_\odot$ segundo Barnes & Sofia (2001), conseguimos calibrar os nossos resultados com o caso solar.

A contração gravitacional está parametrizada pela escala de tempo $t_{KH}^{-1} = \frac{28\pi\sigma T_e^4 R_\odot^3}{3GM_\odot^2}$, a qual é da ordem de algumas dezenas de milhões de anos para estrelas do tipo solar ($t_G = 64$ Ma). Por falta do conhecimento da forma funcional para a queda da taxa de acreção com o tempo, adotamos um decaimento de tipo exponencial com um tempo de queda característico $t_{acc} = 10$ Ma.

Para explicar a presença de estrelas com alta rotação na idade das Plêiades, é preciso considerar diferentes valores para o tempo de vida do gás no disco. O começo da era post-T Tauri não é igual para todas as estrelas, dependendo da massa inicial dos discos disponível para ser acretaada, a duração da fase T Tauri pode variar. Consideramos cinco valores entre 0 e 50 milhões de anos: $t_F = 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10$ e 40 Ma. Estes valores marcam o início do *spin-up* da rotação e permitem explicar as observações feitas tanto neste trabalho quanto por outros autores.

Condições iniciais

Segundo o modelo de Siess (2000) para uma estrela de uma massa solar com $Z=0.02$, o raio da estrela na linha de nascimento é $R = 5R_\odot$. Como a acreção de disco decai exponencialmente numa escala de tempo da ordem de t_{acc} , supomos que a massa da estrela na linha de nascimento é $M_* = 0.95M_\odot$ e que nesta época, a massa total do gás presente no disco é $M_D = 0.05M_\odot$. Calculamos a evolução rotacional para uma frequência angular inicial de rotação $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_\odot$.

Resultados Obtidos

Resolvemos simultaneamente as equações 3.27, 3.28 e 3.11 com a condição inicial acima descrita, usando um método Runge-Kutta com 500000 pontos entre a linha de nascimento e a idade solar (4.5×10^9 a). Longe de fazer a integração numérica com espaçamento igual na variável independente, o tamanho do passo no método numérico depende do tempo. Sendo o espaçamento menor na pré-sequência principal ($t < 40$ Ma) do que ao longo da sequência principal. O procedimento faz uso de uma variável ζ com $0 \leq \zeta \leq 1$ a qual tem um espaçamento uniforme definida por:

$$\zeta = c \int_{BL}^{\odot} f(t) dt \quad (3.30)$$

onde $f(t)$ é a função que determina o tamanho do passo e $c = (\int_{BL}^{\odot} f(t) dt)^{-1}$. Assumimos $f(t) = 1/R_*(t)$, isto é um espaçamento pequeno na era T Tauri e um maior para a sequência principal. O espaçamento $\{r^{(n)}, n = 1, 2, \dots, N\}$ onde N é o número de pontos, determina-se resolvendo as equações:

$$\zeta(r^{(n)}) = \frac{n-1}{N-1} \quad (3.31)$$

para finalmente obter o tamanho do passo mediante a interpolação de $\zeta(r^{(n)})$.

No painel A da figura 3.6 mostramos a evolução rotacional para a frequência angular normalizada Ω_* . Para $t \leq t_F$, Ω_* permanece constante como esperado devido a sua interação com o disco interno principalmente, por causa da nossa versão para T_{MAG} incluindo o parâmetro β diferente de zero.

Após a estrela ser liberada de seu disco, Ω_* cresce com o tempo. Mas uma parte de Ω_* é cedida para o núcleo radiativo e o efeito global começa a ser observado por volta dos dez milhões de anos. Apesar disso, a zona convectiva continua a aumentar sua frequência angular até os 40 Ma, quando a escala de tempo para o transporte do momento angular por ventos começa a agir. Os diferentes máximos no painel A, indicam que cada solução para Ω_* corresponde a um t_F diferente em cada caso. A curva contínua representa $t_F = 0.2\text{Ma}$ e a azul $t_F = 40\text{ Ma}$. Valores intermediários 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10 e 40 Ma são indicados com linhas com traços curtos.

A velocidade equatorial estelar se mostra no painel B, para os mesmos tempos de vida do disco t_F do painel A. É claro que a estrela permanece freada durante a era T Tauri. A queda contínua da velocidade equatorial é devido ao freio contínuo produzido por T_{MAG} . Quando $t > t_F$ a velocidade aumenta até um valor próximo de 100km/s, o que corresponde a terceira parte da velocidade máxima possível $v_{break} \sim 300\text{km/s}$, sendo este fato uma consequência do freio aplicado por T_{DEC} . Depois de entrar na sequência principal (40Ma) a velocidade decresce sempre até obter o valor atual do Sol.

No painel C temos desenhado conjuntamente o raio solar segundo o modelo de Siess (2000) e o raio de truncamento do disco **normalizado ao raio da estrela** para $t_F=10$ Ma. Este raio cresce sempre, governado pelo decrescimento de R_* . Em geral o valor típico considerado na literatura para uma estrela de tipo solar é $R_T \sim 5R_*$ (Gullbring et al.1998, Robberto et al.2004). Supondo que a durabilidade da acreção é da ordem de dez Ma, este raio segundo a figura 3.6 poderia variar entre 2 e 8 R_* .

Para identificar o efeito dos diferentes torques, frente à contração determinada completamente pelo decrescimento do momento de inércia estelar, mostramos no painel D a evolução de T_{MAG} e T_{ACC} como função do tempo em milhões de anos. Algumas coisas são bem interessantes. Na era T Tauri o freio magnético exercido pela interação disco-estrela é intenso. A escolha do parâmetro $\gamma_c\beta = 1$, nos coloca no regime de geometria fechada de campo, o que representa um freio intenso. O valor mínimo do torque magnético é um pouco maior do que $-1 \times 10^{38} \text{ g}^2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ na idade de $t \sim 100000$ anos. Podemos interpretar a área abaixo da curva de T_{MAG} como uma barreira que impede a zona convectiva da estrela rodar rapidamente. A escala do tempo para o freio magnético é da ordem de $T_{MB} \sim 2\text{Ma}$, um resultado que é compatível com o reportado por Armitage (1996). A escala de tempo do torque de acreção porém, depende de t_{acc} , o qual é igual a dois

milhões de anos, valor usado por Cameron & Campbell (1995) nas suas simulações. Este fato da escala de tempo da acreção ser levemente maior do que a escala de tempo de freio magnético induz um incremento na rotação para $t_F < t_{MB}$, o que podemos observar nos painéis A e B da figura 3.6 para $t_F = 2\text{Ma}$.

O conhecimento de t_{acc} é somente possível através das observações. Estas últimas indicam que em estrelas jovens pertencentes a associações e aglomerados, o processo de acreção terminaria por volta dos 10Ma. Em alguns casos, sinais de discos ativos podem se observar em idades um pouco mais avançadas da ordem de 16Ma. No capítulo seguinte descrevemos em detalhe esta afirmação.

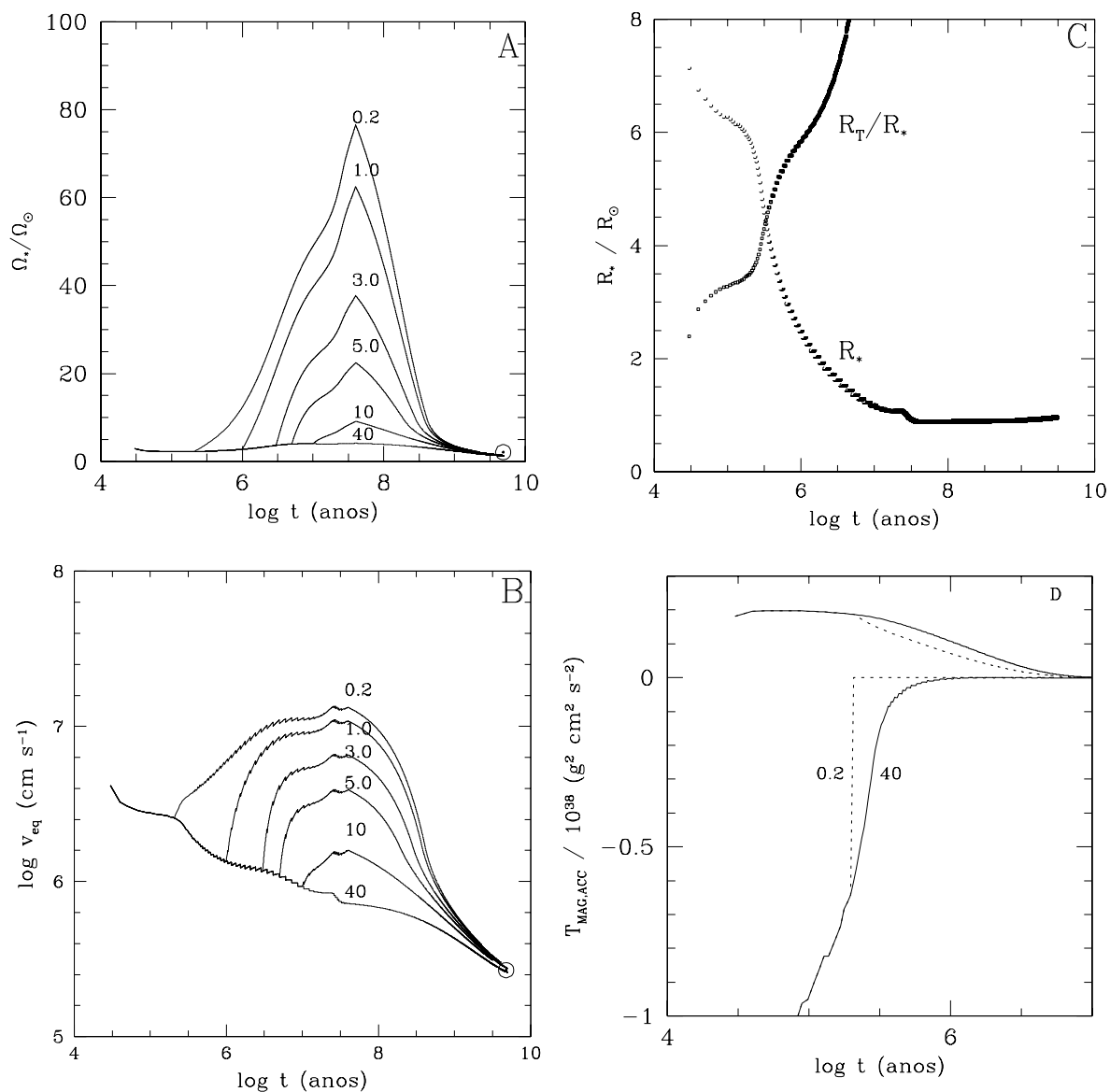


FIGURA 3.6: Evolução rotacional desde a linha de nascimento até a idade do Sol para uma estrela de $1M_{\odot}$ sujeita a interação magnética durante a era T Tauri e a ventos e interação com o núcleo radiativo na etapa post-T Tauri. As diferentes curvas em cada painel correspondem a cinco tempos de vida do disco: $t_F = 0.2, 1.0, 3.0, 5.0, 10$ e 40 milhões de anos. **A**: frequência angular de rotação. **B**: velocidade equatorial, **C**: raio estelar R_* segundo o modelo de Siess (2000) para $1M_{\odot}$ e $Z=0.02$. Adicionalmente, o raio de truncamento R_T obtido é indicado. **D**: torques magnético e de acreção para os casos limites $t_F = 0.2$ (curva pontilhada) e 40 Ma (curva contínua). O torque magnético foi avaliado no limite de geometria fechada do campo i.e. $\beta = 1$. Resulta interessante o fato que a escala de tempo de freio magnético é da ordem de $10^5 a$, levemente menor do que a duração da acreção governada por $t_{acc} = 10 Ma$. A condição inicial $\Omega_*(t = BL) = 3.0\Omega_{\odot}$ foi usada em todos os casos. O campo magnético não mostrado aqui segue um comportamento similar a Ω_* e foi mantido menor do que $2kG$ ao longo das simulações. O torque de desacoplamento freia a zona convectiva num tempo da ordem de $\tau_c = 20 Ma$ mas o vento magnetizado age após dos 40 Ma, época na qual a estrela entra na sequência principal.

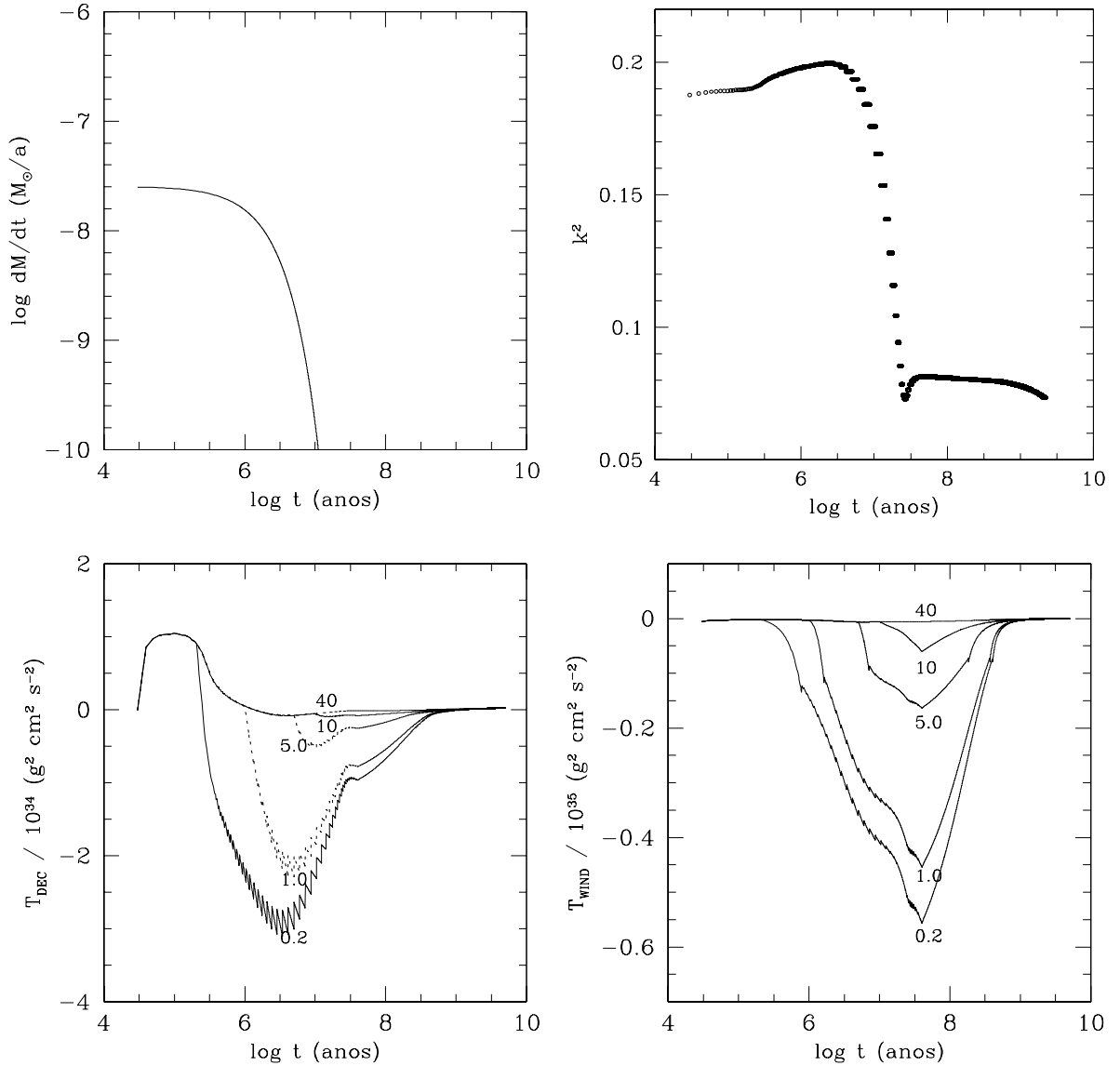


FIGURA 3.7: Continuação da figura 3.6 O painel superior esquerdo mostra a queda exponencial da taxa de acreção, o direito $k^2 = I_*/M_*R_*^2$ segundo o modelo de Siess (2000) para uma estrela de $1M_\odot$ com $Z=0.02$. Os painéis inferiores correspondem aos torques interno T_{DEC} e de vento T_{WIND} para os valores de $t_f = 0.2, 1.0, 5.0, 10$ e 40 Ma. No começo da evolução, a interação entre a zona convectiva e o núcleo radiativo acelera rapidamente a região convectiva mas após do primeiro milhão de anos o freio devido a desacoplagem começa a agir. Tanto o torque devido a um vento T_{WIND} quando T_{DEC} dependem fortemente da velocidade angular de rotação.

Acresção e tempo de vida dos discos

Os discos protoplanetários são uma consequência natural do processo de formação estelar. O disco composto de gás e de poeira, evolui de uma maneira complexa. Alguns indicadores de acresção de gás sobre a estrela central ou da frequência de discos em aglomerados jovens mostram que a perda de gás pode ser um processo rápido com uma duração de menos de 10 Ma. Ao contrário, o tempo de vida da poeira em discos não tem um limite definido. Este é o caso por exemplo do mais velho dos discos tipo *debris* em volta de τ Cet a qual tem uma idade de ~ 10 Ga. Para evitar confusões na terminologia, quando nos referimos ao final da acresção estamos realmente nos referindo a duração da fase de gás.

Medidas de taxas de acresção mostram uma queda rápida na taxa de acresção ainda em um mesmo aglomerado. Frequências de disco como indicadores de tempo de vida usando observações no infravermelho têm mostrado que por volta de ~ 6 Ma uma grande parte do gás nos discos tem se dissipado. Recentemente, Sicilia-Aguilar et al.(2004,2005) encontraram gás em discos com idades da ordem de dez milhões de anos numa população de estrelas pertencentes a dois aglomerados jovens do Hemisfério Norte, Tr37 e NGC7160. Pode realmente a acresção persistir além dos 10 Ma? Esta é a questão fundamental deste capítulo. Para completar as nossas observações em aglomerados abertos descritas no capítulo 2, introduzimos algumas estrelas de baixa massa, mais velhas do que 10 Ma. Estes objetos são estrelas post-T Tauri, pertencentes a associações do Hemisfério Sul. A fotometria $UBVI_C$ foi feita durante o levantamento do SACY (Search for Associations Containing Young objects¹). A idade destas estrelas jovens está no intervalo entre dois e trinta milhões de anos. Estas associações são: TW Hya (TWA) com uma idade de oito milhões de anos (de la Reza et al.2006), Os grupos *Lower Centaurus Crux* (LCC) e *Upper Centaurus Lupus* (UCL) com uma idade média de 16 milhões de anos e a associação Horologium com uma idade da ordem de trinta milhões de anos. A fotometria SACY das estrelas selecionadas em cada uma destas associações encontra-se nas tabelas 4.7, 4.8 e 4.9 no final deste capítulo.

O conhecimento da evolução do gás em discos é de fato fundamental para o entendimento da formação de planetas gigantes. A perda de gás do disco não é um processo simples,

¹Torres et al.(2006)

o que complica a medida da taxa de acreção do gás e os modelos de formação estelar ainda apresentam incertezas neste sentido. Não é clara qual é a dependência da acreção com o tempo. Ademais, pode acontecer que a estrela com disco tenha uma vizinha com tipo espectral O ou B, que produz a fotoevaporação do gás e da componente de poeira. Colisões entre estrelas do mesmo aglomerado podem também acontecer e limitar de fato o tempo de vida do gás no disco.

Nessas circunstâncias acreditamos que uma comparação entre populações de aglomerados abertos e associações é importante e necessária. Não somente para investigar se as populações de discos poderiam ser diferentes, mas também para considerar de um modo indireto, os efeitos produzidos por diferentes ambientes de formação. De fato, aglomerados e associações possuem diferentes histórias dinâmicas de nascimento. Os aglomerados estão geralmente ligados gravitacionalmente e as associações têm energia de ligação menor ou nula. Tanto aglomerados quanto associações podem ter uma população bimodal de massa, com massas maiores (tipos espectrais O e B) e massas menores (tipos espectrais G, K e M). Este é o caso das estrelas jovens na nuvem de Orion (ONC) e o caso de associações OB em Sco-Cen. Distribuições unimodais de baixa massa estão presentes por exemplo na nuvem de Taurus e em associações muito bem estudadas como TW Hya (TWA) ou o grupo em movimento de β -Pictoris (BPMG). As histórias de formação podem ser definitivas na evolução dos discos. Nas associações, o colapso gravitacional pode ser iniciado provavelmente pela influência de um remanescente de supernova (Ortega et al. 2002, 2004; de la Reza, Jilinski & Ortega, 2006).

Usamos duas técnicas para medir luminosidades de acreção. As duas estão baseadas no mesmo princípio de medir o contínuo não estelar. É amplamente conhecido que as imagens óticas no filtro U_J de estrelas T Tauri apresentam um *excesso* em relação ao valor observado na sequência principal. A luminosidade correspondente a este excesso é associada com a energia liberada durante o impacto do gás sobre a superfície da estrela. A outra técnica usada tem a ver com medidas do velamento espectral. Como uma consequência do excesso de luminosidade, principalmente na região azul, as linhas fotosféricas das estrelas T Tauri aparecem veladas. Para obter as taxas de acreção adotamos a seguinte estratégia: primeiro calculamos as luminosidades de acreção usando a técnica do velamento para a associação MBM12 e usando as magnitudes U_J para o restante das estrelas em associações e aglomerados. Após isso, obtemos as taxas de acreção \dot{M} usando:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{L_{acc}R_*}{GM_*} \left(1 - \frac{R_*}{R_T}\right)^{-1} \quad (4.1)$$

onde M_* e R_* são a massa e o raio da estrela central, L_{acc} é a luminosidade de acreção, G a constante gravitacional e R_T o raio de truncamento do disco. O termo entre parênteses descreve a dependência da taxa de acreção com a altura inicial da queda balística do gás.

4.1 Luminosidade de acreção a partir de fotometria no filtro U_J

Uma vez obtida a fotometria UVI para as estrelas jovens em aglomerados abertos (tabela 2.4), o passo seguinte é medir os fluxos absolutos no filtro U. Para isto é preciso conhecer o fluxo de uma estrela similar ao alvo observado, mas na sequência principal. É de se esperar que a estrela jovem pré-sequência principal seja muito mais luminosa no filtro U do que a estrela MS. Como padrão de referência adotamos os fluxos U_J das estrelas da sequência principal de Kenyon & Hartman (1995).

As magnitudes absolutas no filtro U são calculadas corrigindo a extinção interestelar das magnitudes da tabela 2.4. Usamos as distâncias médias do catálogo de Dias et al.(2002) e uma lei de extinção interestelar. Para cada um dos três filtros U, V e I aplicamos a *lei do Pogson* para obter as magnitudes absolutas:

$$M_i = m_i + 5 - 5 \log r - A_i \quad (4.2)$$

onde r é a distância à estrela em pc, A_i é a extinção no filtro $i = U, V, I$ e M_i é a magnitude absoluta no filtro i . O excesso de cor $E(B - V)$, a distância e a idade das estrelas jovens em aglomerados da tabela 2.4, têm sido medidas na literatura e usamos os valores do catálogo de Dias et al.(2002). Assumimos que estes valores são em princípio representativos para todo o aglomerado. Com as associações usamos distâncias e $E(B - V)$ do levantamento SACY para cada estrela e idades globais calculadas mediante *calibrações dinâmicas* quando é o caso. Em todos os casos a extinção em diferentes filtros A_i é obtida usando a lei de extinção interestelar de Rieke & Lebofsky (1985), a seguir RL85. Esta lei foi obtida a partir de observações fotométricas entre 1 e 13 μm em estrelas localizadas perto do centro galáctico. A lei de RL85 permite conhecer a razão $E(\lambda - I)/E(B - V)$ para diferentes regiões do espectro electromagnético. Calculamos a extinção no visual A_V usando o excesso de cor $E(B - V)$, a lei RL85 e a relação padrão para o meio interestelar $\frac{A_V}{E(B - V)} = 3.1$. Similarmente, obtemos as extinções nos filtros I e U usando as relações A_λ/A_V dadas pela mesma lei. A relação entre as extinções em cada filtro segundo RL85 são as seguintes: $A_I = 0.482 \times A_V$ e $A_U = 1.531 \times A_V$.

O erro na magnitude absoluta depende principalmente do erro nas distâncias, sendo esta última a maior fonte de erro. Por exemplo, a partir de medidas de velocidades radiais, a distância a Berkeley 87 é 946 ± 26 pc (Hiltner 1956; Turner & Forbes 1982) e Biurakan 2 está a 1445 ± 133 pc (Dupuy & Zakauskas 1976). Na tabela 2.4 encontram-se as distâncias, excessos de cor $CE = E(B - V)$ e as idades segundo o catálogo de Dias et al.(2002). A incerteza no cálculo da distância é no mínimo de 20%. O erro nas magnitudes aparentes é

menor do que um centésimo de magnitude em todos os casos. O erro na extinção depende basicamente do erro no excesso de cor $E(B - V)$, o qual é da ordem de centésimos de magnitude. Juntando tudo, o erro no pior dos casos no cálculo das magnitudes absolutas usando a equação 4.2 é de:

$$\Delta M_i = \Delta m_i + \frac{5\Delta r}{2.30r} + 3.1(\Delta CE) \quad (4.3)$$

onde $2.30 = \ln 10$, CE é o excesso de cor $E(V - I)$ ou $E(U - V)$ segundo seja o caso e Δm_i o erro das magnitudes Johnson, obtidas com o DAOPHOT do IRAF. Na tabela 4.1 as cores $V - I$ e $U - V$ desavermelhadas são indicadas com $(V - I)_0$ e $(U - V)_0$, respectivamente e os erros associados foram obtidos usando a equação 4.3.

4.1.1 Diagrama H-R

Assim que a extinção visual é conhecida, a luminosidade estelar total L_* é obtida usando a formula:

$$\log\left(\frac{L_*}{L_\odot}\right) = 0.4(M_{\odot,bol} - M_{*,bol}) = 0.4(4.75 - V - BC_V + A_V + DM) \quad (4.4)$$

onde $M_{\odot,bol} = 4.75$ mag é a magnitude solar absoluta, DM é o modulo de distância, BC_V a correção bolométrica da magnitude V . Esta correção é calculada mediante uma interpolação² dos valores de BC_V para a sequência principal de KH95, com as cores $(V - I)_0$ desavermelhadas. O erro em BC_V depende do tipo espectral, o qual é desconhecido para a maior parte da nossa amostra (ver tabela 2.4). Ademais, para temperaturas baixas, a correção bolométrica segundo KH95 é maior (mais negativa), implicando um aumento de brilho no filtro V, e conseqüentemente em V-I. Isto faz com que a estrela seja mais avermelhada, reduzindo por isso o efeito da extinção. Estes efeitos são determinantes na avaliação das massas, idades e taxas de acreção.

Calculamos a temperatura efetiva (e então o tipo espectral) a partir do índice V-I desavermelhado, interpolando os valores de $T_{eff}(V - I)$ de Kenyon & Hartmann (1995). Considerando que a calibração KH95 é válida somente para estrelas na sequência principal além de nosso V-I ter sido desavermelhado usando a extinção média e as distâncias

²Desenhamos uma calibração própria usando a T_{eff} (e então BC_V vs $(V - I)_0$) para as estrelas padrão. Mas devido a contarmos somente com três diferentes cores de estrelas padrão para duas noites, o ajuste foi feito com apenas três pontos. Nessas condições preferimos usar a correção bolométrica de KH95.

representativas de todo o aglomerado, o erro no tipo espectral calculado é da ordem de ± 1 subtipo.

A localização das 47 estrelas em aglomerados abertos, observadas com a MONICA, no diagrama H-R é mostrada na figura 4.1. Nesta figura, todas as magnitudes foram desavermelhadas usando o método acima descrito. Os diferentes símbolos identificam os membros estudados neste trabalho, não somente as estrelas em aglomerados, mas também em associações. Os símbolos numéricos correspondem às estrelas em aglomerados jovens, os quadrados representam estrelas nos grupos LCC e UCC, os símbolos numéricos com linha correspondem às estrelas da associação em formação MBM12 (~ 2 Ma) (Hearty et al. 2000a, 2000b), os símbolos numéricos com asteriscos correspondem a estrelas da associação de Horologium (~ 30 Ma) (Torres et al. 2000) e os símbolos com TWA representam estrelas na associação TW Hya (~ 8 Ma) (Torres et al. 2003). Nesta seção discutiremos somente os resultados pertinentes às estrelas em aglomerados jovens (símbolos numéricos com barras de erro). A discussão dos objetos restantes no diagrama H-R da figura 4.1 será feita na seção seguinte.

A maioria das estrelas pertencentes a aglomerados estão situadas na parte superior esquerda do diagrama H-R da figura 4.1., na região *quente* acima da sequência principal (linha tracejada com traços longos). Esta região é tipicamente povoada por estrelas OB. De fato, os aglomerados Berkeley87, NGC1502 e Biurakan2 estão localizados perto da região de *Cep OB2* onde é comum encontrar estrelas OB. É de se esperar então que as massas dos outros objetos fora dos tipos OB estejam no domínio de massas intermediárias entre uma e cinco massas solares.

Usando uma interpolação das trajetórias evolutivas do modelo teórico pré-sequência principal de Siess (2000), derivamos as massas e as idades para cada estrela individual em lugar de utilizar as idades do catálogo. A massa e a idade são parâmetros fundamentais no estudo da acreção. O raio estelar R_* é obtido usando a relação padrão: $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{eff}^4$, onde L_* e R_* são a luminosidade e o raio estelar, respectivamente, T_{eff} é a temperatura efectiva, e $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$. Os raios calculados desta maneira se encontram na tabela 4.1. As incertezas na localização no diagrama H-R dependem fortemente da extinção e da distância. Mudando o valor das distâncias em 20 pc nas estrelas em aglomerados, as luminosidades mudam em média 25%.

4.1.2 Diagrama cor-cor: U-V vs V-I

Com o objetivo de medir o excesso da cor em U para todos os alvos, construímos o diagrama $(U - V)_0$ vs $(V - I)_0$ que apresentamos na figura 4.2. A sequência principal de Kenyon & Hartmann (1995) está indicada com uma linha continua nessa figura. As

estrelas frias, acima da sequência principal de KH95 são candidatas a serem PMS e o excesso de cor em U poderia ser devido à acreção ativa devido à presença de um disco. Seleccionamos as estrelas mais frias do que G0 ($V-I > 0.71$ segundo a calibração de KH95) e somente para estas estrelas frias e acima da sequência principal de KH95, fazemos medidas de luminosidade de acreção usando a relação de Gullbring et al. (1998) descrita na seguinte seção.

Uma segunda seleção das 47 estrelas da tabela 2.4, é feita com o objetivo de retirar estrelas com fluxos U contaminados pela emissão da região próxima do alvo. Isto pode ser devido à presença de estrelas O e B que evoluem rapidamente e contaminam o meio interestelar. A proximidade com a região de *Cep OB2* poderia estar atrapalhando a medida da magnitude U. O aglomerado Berkeley 87 por exemplo, está localizado na fronteira da região de *Cep OB2* a uma distância de 946 pc, é um aglomerado denso que contém da ordem de 100 membros em um raio de 16 arcmin. Este aglomerado é particularmente conhecido principalmente devido a um dos membros ser a estrela de tipo Wolf Rayet ST 3 = Sand5 (Sanduleak 1971). ST 3 apresenta um dubleto intenso de OVI $\lambda 3811,3834$ em emissão, além da linha de emissão intensa de CIV5802. O restante das estrelas em Berkeley 87 são em geral do tipo Be. A estrela número 73 que se encontra perto de ST 3, segundo o mapa apresentado por Turnes & Forbes (1982), é uma estrela muito vermelha ($V-I=3.626$ mag) em comparação com a tendência mostrada por os outros membros. Um estudo feito por Polcaro et al. (1991) mostrou que este excesso não é intrínseco da estrela e sim uma consequência da sua proximidade com ST 3. As estrelas 97 e 37 (HD229105 SpT K2) estão situadas mais na borda do aglomerado e não estão afectadas como a 73. Biurakan 2 também está na vizinhança de *CEP OB2*. Localizado a ~ 1.5 kpc, seus membros em geral apresentam características similares às observadas em Berkeley 87 com a diferença que as estrelas aqui são na média mais frias. Da tabela 2.4 vemos que a extinção visual em Berkeley 87 é quatro vezes maior do que em Biurakan2.

Devemos notar que somente as estrelas mais frias do que G0 dos aglomerados considerados: Berkeley97, Biurakan2, Tr37, NGC884 e NGC1502, foram usadas para o cálculo da acreção mediante a relação de Gullbring et al. (1998). Esta relação foi construída para estrelas frias, com tipos espectrais K-M. A lista de candidatas a serem PMS com acreção ativa são as nove estrelas mostradas na tabela 4.1.

4.1.3 A relação de *Gullbring*

A relação de *Gullbring* (Gullbring et al. 1998), daqui em diante RG, estabelece uma conexão entre o excesso no filtro ($U_J=U$) de Johnson com a luminosidade de acreção:

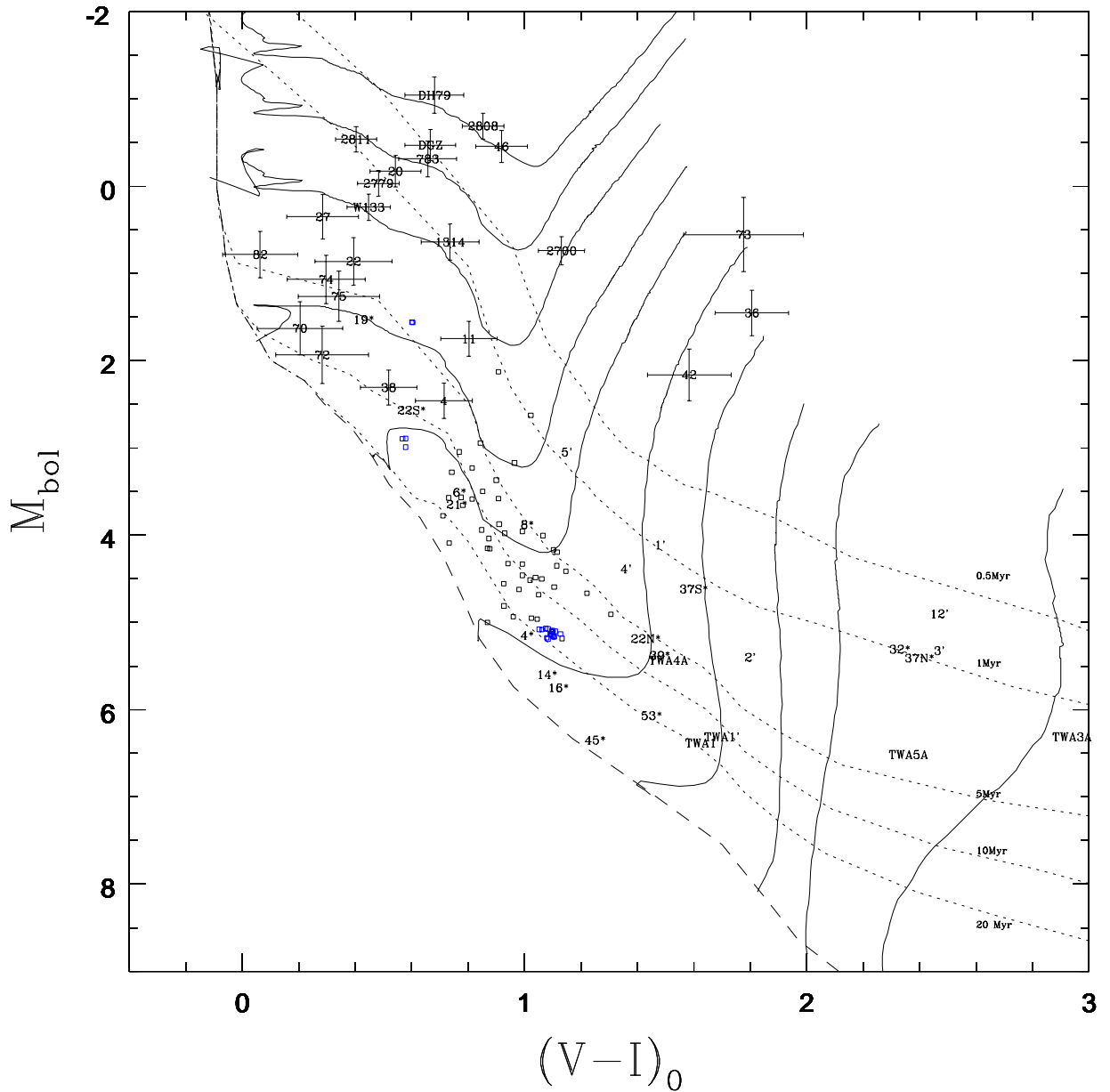


FIGURA 4.1: Diagrama H-R para estrelas desavermelhadas usando a lei de extinção de Rieke & Lebofsky (1985). Símbolos numéricos com barras de erro indicam estrelas nos aglomerados abertos Berk97, Biu2, Tr37, NGC884 e NGC1502. Os símbolos restantes correspondem a estrelas post-T Tauri nas associações: MBM12 (~2Ma) (números'), TWA (~8Ma), Horologium (~30Ma) (números*), UCL e LCC (quadrados abertos) (~15-22 Ma e 17-23 Ma respectivamente). A sequência principal (MS) é indicada com a linha com traços longos. No caso dos grupos LCC e UCL, temos incluído várias medidas feitas nas estrelas PDS66 (18 medidas), HD141521 (3) e HD119022 (2). As trajetórias evolutivas e as isócronas são o modelos de Siess (2000). As trajetórias evolutivas correspondem, de direita a esquerda, aos valores: 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0 e 5.0 M_{\odot} para uma metalicidade $Z=0.02$

$$\log\left(\frac{L_{acc}}{L_{\odot}}\right) = 1.09^{+0.04}_{-0.018} \log\left(\frac{L_{U,excesso}}{L_{\odot}}\right) + 0.98^{+0.02}_{-0.07} \quad (4.5)$$

onde $L_{U,excesso} = L_{U,observada} - L_{U,esperada}$ é o excesso de luminosidade no filtro U. A luminosidade esperada $L_{U,esperada}$ é dada pelo comportamento na sequência principal. Esta relação é extremamente útil, pois permite calcular L_{acc} a partir da fotometria ótica.

Esta relação foi obtida por Gullbring et al. (1998) usando simultaneamente espectroscopia no intervalo 3200-5300Å e fotometria UBVRI para estrelas T Tauri na nuvem de Taurus. Gullbring et al. calcularam a luminosidade de acreção baseados em um modelo de *infall* magnetosférico (Camezind 1990; Königl 1991) o qual prediz a luminosidade total emitida pela estrela. Retirando desta última a componente estelar observada, o resultado é o excesso devido à acreção. Usando este valor conjuntamente com a fotometria no filtro U, Gullbring et al. acharam a relação 4.5.

No cenário dos modelo magnetosféricos, o gás do disco cai sobre a superfície estelar formando colunas de acreção que produzem emissão devido ao impacto. A energia liberada foi calculada por Gullbring et al. supondo que a região que emite o excesso de energia devido ao impacto, está caracterizada por três parâmetros: temperatura, densidade e profundidade ótica em um comprimento de onda específico. As fontes de opacidade são H e H^{-} . O método usado por Gullbring consiste em resolver as equações de equilíbrio estatístico para um átomo de Hidrogênio com oito níveis. O contínuo de Lyman é assumido como estando em equilíbrio detalhado, no entanto, o contínuo restante é caracterizado pela temperatura do campo radiativo. H^{-} é assumido em equilíbrio termodinâmico total.

A razão $\log F_{3600}/\log F_{4000}$ dividida pela razão $\log F_{4750}/\log F_{4000}$, mede a inclinação do contínuo de Paschen para uma temperatura fixa. Gullbring et al. construíram modelos com temperaturas de 6000, 8000, 10000 e 20000K e profundidades óticas τ_{3640} de 0.1, 1.0 e 10. Estes modelos foram calculados para uma densidade de hidrogênio de $n_H = 10^{14} \text{cm}^{-3}$. A comparação com as razões de fluxos observadas indicam altas profundidades óticas, da ordem de $\tau_{3640} \sim 1 - 10$ e temperaturas da ordem de 10^4K . O valor alto para τ precisa de densidades colunares maiores do que 10^{13}cm^{-3} se o tamanho da região que emite é menor do que o raio estelar, o qual é consistente com o valor adotado.

A razão do fluxo total ao fluxo observado no intervalo 3200-5300Å indica que se a temperatura é $T \sim 10^4$ então a razão $\sim 3 - 3.5$. Gullbring et al. adotaram um fator de 3.5 para converter os excessos de fluxo medidos para o excesso de luminosidade total.

Aplicação da relação de *Gullbring* na nossa amostra

Primeiramente calculamos a luminosidade estelar usando as magnitudes desavermelhadas no filtro I (menor extinção), através da equação:

$$\log\left(\frac{L_*}{L_\odot}\right) = 0.4(4.75 - I - BC_I + A_I + DM) \quad (4.6)$$

onde o termo de correcção bolométrica é obtido a partir de $(V-I)_0$, interpolando os valores de BC_I da sequência principal de KH95. Posteriormente calculamos a luminosidade U usando:

$$\log\left(\frac{L_{U,observada}}{L_\odot}\right) = 0.4(4.75 - U - BC_U + A_U + DM) \quad (4.7)$$

com o fim de obter o excesso de luminosidade no filtro U a partir da relação:

$$L_{U,excesso} = L_{U,observada} - L_* \quad (4.8)$$

este excesso é introduzido na relação de *Gullbring* (equação 4.5) para obter as luminosidades de acreção. Usando as massas obtidas a partir do ajuste entre os modelos evolutivos de Siess (2000) e a localização das estrelas no diagrama H-R e os raios calculados via a luminosidade estelar, podemos obter facilmente as taxas de acreção. Na tabela 4.1 mostramos os resultados obtidos para estrelas em aglomerados.

4.2 Luminosidade de acreção a partir do velamento

Nesta seção descrevemos os resultados do estudo sobre a acreção para sete membros da nuvem molecular MBM12 usando a técnica de autocorrelação (AC). Esta técnica permite calcular o contínuo não estelar associado com a acreção a partir da comparação do espectro da estrela jovem com o espectro de uma estrela semelhante, do tipo sequência

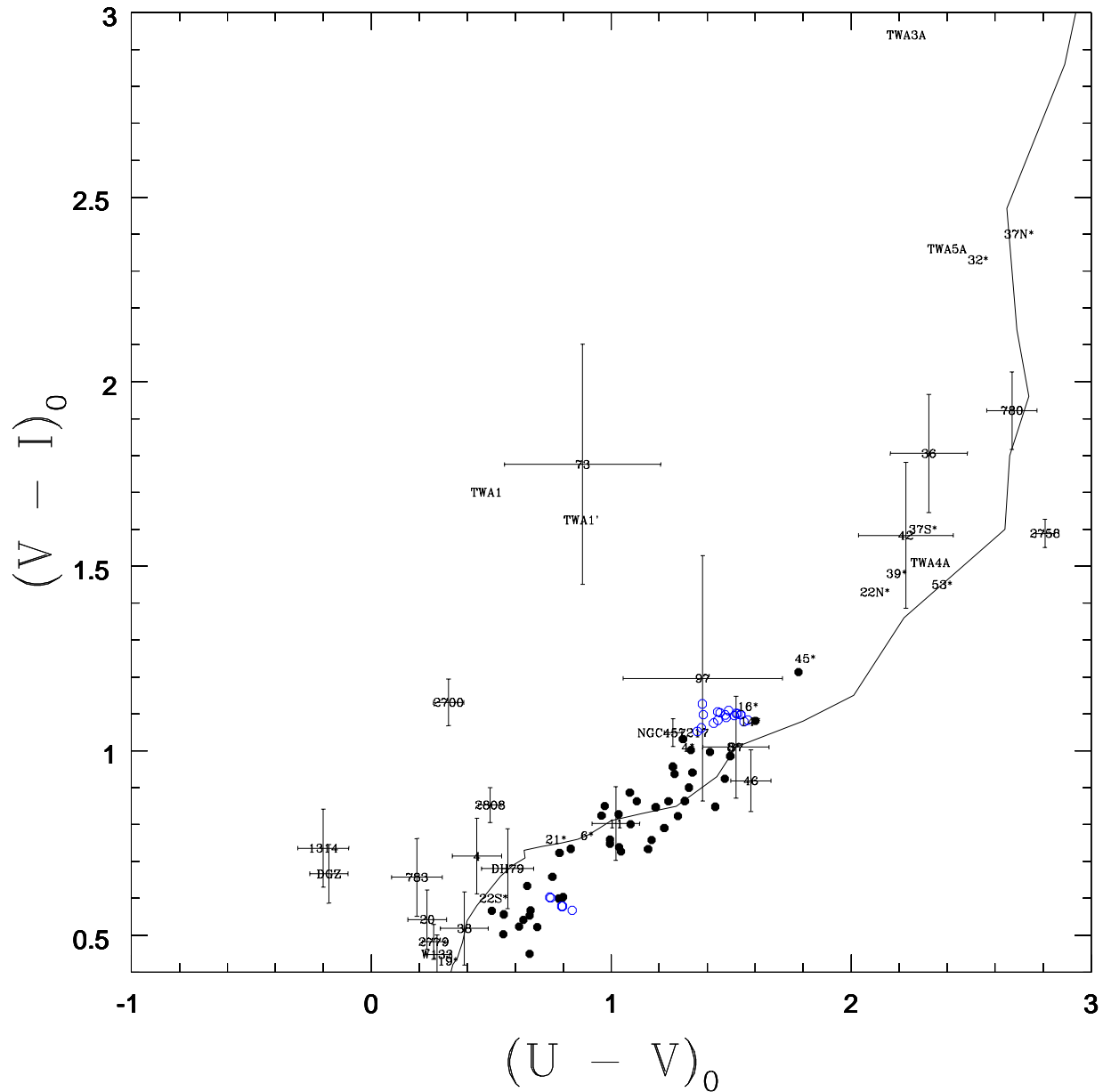


FIGURA 4.2: Diagrama U-V vs V-I para estrelas desavermelhadas em aglomerados abertos (números com barras de erro) e Post-T Tauri nas associações: TWA (~8Ma), Horologium (~30Ma) (números*), UCL e LCC (círculos pretos) (~15-22 Ma e 17-23 Ma respectivamente). A curva contínua corresponde à sequência principal de Kenyon & Hartmann (1995). Círculos abertos em LCC e UCL indicam várias medidas feitas nas estrelas PDS66 (18 medidas), HD141521 (3) e HD119022 (2). Somente as estrelas situadas à esquerda e acima da sequência principal de KH95 foram utilizadas para o cálculo das luminosidades de acreção.

principal³. Se um excesso é detectado, igualamos este contínuo não estelar com a luminosidade de acreção. O excesso do contínuo nos espectros é avaliado através de medidas do velamento.

Medimos o velamento nos membros de MBM12 mostrados na tabela 4.2. Os espectros foram observados por Tomas Hearty (2005) mas não foram utilizados até hoje para procurar diagnósticos de acreção circunstelar. Duas estrelas da associação: LkH $_{\alpha}$ 264 e RXJ0255.4+2005 foram observadas com o espectrógrafo FOCES⁴ no telescópio de 2.2m em Calar Alto em 1998. As estrelas restantes da tabela 4.2 foram observadas com o mesmo telescópio e o instrumento CAFOS (Calar Alto Faint Object Spectrograph) também por Tomas Hearty. Nas figuras 4.4 e 4.5 encontram-se graficados os espectros. Todos eles apresentam características comuns como presença de linhas em emissão sendo a de maior intensidade H_{α} . Estes fatos são comuns em estrelas T Tauri clássicas. As larguras equivalentes (EW) da linha de H_{α} são em geral grandes com exceção das estrelas 1' e 5', na notação de Luhman (2001), as quais apresentam EW menores do que 10Å. Em concordância com a classificação de Hartmann (1998) as estrelas 1' e 5' são as duas únicas estrelas T Tauri fracas da amostra, sendo as outras claramente CTTS.

A nuvem molecular MBM12 está localizada acima do plano galáctico $b > 30^{\circ}$ e é membro de um grupo de nuvens próximas mediante as quais é possível estudar a formação estelar nos seus primeiros estágios. A distância à nuvem é de difícil avaliação devido à forte extinção. Uma primeira medida da distância até MBM12 baseada nos resultados do satélite *Hipparcos* foi 65 ± 35 pc, o qual significou que MBM12 fosse provavelmente a nuvem molecular mais próxima ao Sol com história de formação estelar recente. Posteriormente Luhmann (2001) comparando as magnitudes de um campo de anãs M pertencentes a MBM12 com as magnitudes do campo de anãs M de *foreground* e *background*, obteve uma distância de 275 pc. Hearty et al.(2000b) usando espectroscopia em alta resolução obtiveram 58 ± 5 pc $< d < 90 \pm 12$ pc. Os membros da nuvem parecem não estarem ligados gravitacionalmente, tendo sido observadas dentro da associação, além de estrelas T Tauri, regiões densas e núcleos em colapso. Chauvin et al.(2002) usando ótica adaptativa conseguiram resolver estrelas binárias dentro da associação. Embora a acreção seja fortemente dependente da binariedade, não discutimos neste trabalho esta dependência. Em parte porque uma classificação espectral de MBM12 incluindo a multiplicidade ainda não foi feita.

As estrelas da tabela 4.2 têm sido classificadas espectralmente por vários autores tendo os tipos espectrais incertezas da ordem de SpT $\sim \pm 1$ tipo. Uma das principais dificuldades na determinação do tipo espectral é a extinção visual tão alta na região central da nuvem onde estão a maioria das estrelas (exceto 12'). Duerr & Craine (1982) e Zimmermann

³Os espectros das estrelas padrão foram observados com FEROS no telescópio ESO-1.52m em La Silla (R=60000) por Elvira Covino (2005). A lista das estrelas padrão está na tabela 4.3.

⁴FOCES tem uma resolução de $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 49000$ para o slit de 160 entre 6000-7000Å

& Ungerechts (1990) obtiveram $A_V \sim 5$ mag baseados em observações de CO e contagem de estrelas. Hearty et al. (2000a) sugerem porém que a extinção pode ser bem maior em regiões densas perto dos núcleos. Usando dois pontos de referência, um na região central, além da nuvem e um outro fora dela, a extinção medida foi $A_V \sim 8.4-8.9$ mag (dentro) e $A_V > 5$ mag (fora), respectivamente. É conhecido que as estrelas 1', 2', 3', 4', 5' e 6' estão na parte central da nuvem, enquanto a estrela 12' está mais para o sul, perto da nuvem MBM13, assim uma extinção visual para MBM12 entre 8.4 e 8.9 mag é um valor apropriado. Adotamos este valor da extinção para todas as estrelas.

Para localizar as estrelas de MBM12 no diagrama H-R é necessário o conhecimento do tipo espectral e a distância, sendo esta de 275 pc segundo Luhman et al. (2001). Adotando a classificação de Hearty et al. (2000a) para as sete estrelas, calculamos $(V - I)_0$ usando a calibração de KH95. As magnitudes bolométricas foram obtidas utilizando as luminosidades de Luhman et al. (2001) e usando a equação 4.4. No diagrama H-R da figura 4.1 vemos que as estrelas em MBM12 (símbolos numéricos com linhas) estão situadas próximas da isócrona de 1 Ma em concordância com a idade medida para esta associação (~ 2 Ma) por Hearty et al. (2000b).

Após de conhecer a extinção e os tipos espectrais, aplicamos a técnica de autocorrelação aos espectros dos membros de MBM12 para determinar o velamento em intervalos espectrais específicos. Finalmente, o velamento r em combinação com a fotometria UVI fornece a avaliação das luminosidades de acresção.

4.2.1 O velamento

Se somamos uma fração r do fluxo contínuo estelar normalizado ao espectro normalizado de uma estrela T Tauri clássica cada linha fotosférica (ou de absorção) P muda para P' segundo a relação seguinte:

$$P' = \frac{P + r}{1 + r} \quad (4.9)$$

onde r é o **velamento**. Todos os métodos para calcular r estão baseados na idéia que as atmosferas de CTTS são completamente similares às atmosferas das estrelas padrão associadas (na sequência principal). Esta hipótese tem algumas fraquezas pois a metalicidade nas atmosferas em geral é diferente. Se a metalicidade da estrela jovem é maior do que na estrela evoluída, o r pode ser sobre estimado. De outra parte, a cromosfera reduz o contraste das linhas fotosféricas mais intensas por um factor f chamado de *filling* com o qual o r calculado pode ser maior do que o real. Outro factor determinante é que a classificação espectral da maioria de estrelas jovens é ainda pouco conhecida. Finalmente, as diferenças em $\log g$ podem afetar consideravelmente as medidas de velamento.

O velamento das linhas fotosféricas foi observado pela primeira vez na década dos quarenta, quando Joy (1945) identificou as estrelas jovens como um conjunto de linhas de emissão cromosféricas superposto a um espectro fotosférico típico de estrelas frias (K-M). Joy percebeu que as linhas fotosféricas na região azul apareciam veladas, com profundidades menores do que em outras regiões do espectro. As características espectroscópicas gerais das CTTS conhecidas na época do Joy foram resumidas num importante trabalho por Herbig (1962). Nesse trabalho clássico, ele referiu-se ao forte contínuo ultravioleta em comprimentos de onda menores do que 3800\AA . Anos depois o mesmo Herbig (1970) sugeriu que a região que emite o excesso de UV em CTTS é óticamente mais espessa do que o caso solar. Como consequência, o excesso UV observado deveria ser emitido em profundidades óticas de 0.01 e 0.1 (Basri & Batalha 1990). Este fato trouxe como consequência o surgimento de um grande número de modelos cromosféricos empíricos. Alguns deles foram propostos por Cram (1979) e por Calvet, Basri & Kuhi (1984). Estes modelos reproduziam todos os fatos observacionais com exceção das linhas de Balmer. Rydgren & Strom (1976) analisaram as cores de alguns espectros de CTTS e concluíram que o velamento deveria ser consequência da emissão livre-livre do átomo de hidrogênio num plasma envolta da estrela a $T \sim 20000K$. Este gás circunstelar explicaria muito bem as características observadas do espectro como as linhas de emissão e o excesso no azul. Mas esta hipótese teve o problema de requerer uma profundidade ótica muito grande, a qual nunca foi observada.

Uma outra hipótese para explicar o velamento ótico foi proposta em relação com os discos de acreção protoplanetários. Para explicar o excesso de UV (parte dele visível com fotometria ótica), a interface disco-estrela deveria ser uma região fina na qual o gás do disco orbitasse a estrela com velocidades da ordem de 250 km/s, enquanto a velocidade do gás na fotosfera da estrela seria mais de dez vezes menor. Esta diferença em velocidades criaria uma região turbulenta a alta temperatura que emitiria com luminosidades da ordem da luminosidade estelar, dependendo da taxa de acreção. Este modelo chamado de *camada limite* foi no começo o modelo padrão das estrelas T Tauri com disco. Mas, a rotação lenta das estrelas T Tauri contrasta com as velocidades angulares preditas pelo modelo de *camada limite*. A acreção neste modelo transfere momento angular e a estrela deveria a girar cada vez mais rápido, coisa que não acontece. Além disso, as manchas quentes, inferidas pelo comportamento da fotometria vão contra a idéia da existência de uma camada limite. Também é difícil explicar os perfis P Cygni invertidos observados em várias CTTS com este modelo.

Os primeiros modelos de acreção magnetosférica foram feitos por Königl (1991), Cameron & Campbell (1993) e Shu et al.(1994). Melhoras ao modelo foram feitas por Hartmann et al.(1994) que considerou que se o campo magnético das estrelas jovens tem ordens de grandeza de KG, este campo consegue suspender o disco acima da fotosfera estelar, impedindo a formação da camada limite; a acreção ocorrerá através das linhas do campo. Nesse modelo, o material acretado do disco alcança velocidades de queda livre, o que

explica as larguras observadas dos perfis de linhas. Além disso, a colisão do material com a superfície estelar produz uma emissão de fluxo contínuo, substituindo assim a camada limite. Finalmente, se o momento dipolar magnético estelar for inclinado em relação ao eixo de rotação pode ser explicada a presença de manchas quentes. Várias evidências observacionais corroboram o modelo de acresção magnetosférica. Imageamento Doppler revelou regiões quentes na superfície estelar e os perfis P Cygni invertidos observados em algumas das linhas espectrais são bem explicados pela emissão do gás no funil de acresção magnética.

Usamos dois métodos para determinar o velamento r nos espectros dos membros de MBM12. O primeiro baseado na medida da altura do pico máximo da função de correlação cruzada (AC) explicada brevemente na seção seguinte e um segundo método baseado em medidas de larguras equivalentes.

4.2.2 O velamento a partir da autocorrelação (AC)

O método de autocorrelação (AC) compara os espectros objeto (estrela jovem) e padrão (estrela do mesmo tipo espectral mas na sequência principal) para uma ordem espectral determinada. A comparação é feita através do produto das transformadas de Fourier dos espectros. O resultado é uma função (autocorrelação) a qual apresenta um máximo. A altura deste máximo é uma média da profundidade das linhas do espectro do objeto. A largura média da AC compara as larguras médias das linhas fotosféricas com as larguras médias das linhas da padrão. De tal forma que a uma AC achatada correspondem espectros de objeto e padrão muito diferentes. Se a largura da AC é fina, os espectros de objeto e padrão possuem alta similaridade.

A autocorrelação foi formalmente descrita por Tonry & Davis (1976). Resumidamente, sejam $g(n)$ (espectro do objeto) e $t(n)$ (espectro da padrão) duas funções periódicas com período ($T = N$). As funções g e t estão definidas em N intervalos. Indicaremos um intervalo determinado usando o inteiro n . A autocorrelação entre g e t está definida por:

$$c(k) = \frac{1}{N\sigma_g\sigma_t}G(k)T^*(k) \quad (4.10)$$

onde $G(k) = \sum g(n)\exp(-\frac{2\pi ink}{N})$ e $T(k) = \sum t(n)\exp(-\frac{2\pi ink}{N})$ são as transformadas de Fourier de $g(n)$ e de $t(n)$ respectivamente, $\sigma_g = \sum g(n)^2$ e $\sigma_t = \sum t(n)^2$ são os desvios referentes à média ou RMS. Para um caso particular onde $g(n) = \alpha t(n)b(n - \delta)$, com α e δ são constantes por determinar, a função g é um múltiplo de t , deslocado δ unidades e convoluído por uma função $b(n)$. Então os coeficientes α e δ podem ser resolvidos mediante um ajuste entre g e t . A quantidade a minimizar é:

$$\chi^2(\alpha, \delta, b) = \sum [\alpha tb(n - \delta) - g(n)]^2 = 0 \quad (4.11)$$

Desenvolvendo o quadrado:

$$2N[\alpha\sigma_{tb}^2 - \sigma_t\sigma_g cb(\delta)] = 0 \quad (4.12)$$

onde $\sigma_{tb}^2 = \frac{1}{N} \sum (tb)^2$. Então minimizar 4.11 é equivalente a maximizar $\frac{1}{\sigma_{tb}} cb(\delta)$. Agora, se $b(n)$ tem a forma funcional:

$$b(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(n - \delta)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (4.13)$$

e o pico máximo de $c(n)$ tem a forma de uma gaussiana centrada em δ e com dispersão μ , $c(n)$ pode-se escrever como:

$$c(n) = c(\delta) \exp\left[-\frac{(n - \delta)^2}{2\mu^2}\right] \quad (4.14)$$

de outro lado, se $t(n)$ tem também uma transformada de Fourier gaussiana em amplitude mas sem relação alguma entre dispersão e fase (com o objetivo de descrever qualquer emissão ou absorção de largura τ), é possível escrever a quantidade a maximizar na equação 4.12 como:

$$\frac{1}{\sigma_{tb}} cb(\delta) = \frac{\frac{c(\delta)\mu}{\sqrt{\mu^2 + \sigma^2}}}{\sigma_t^2 \frac{\tau}{\sqrt{\mu^2 + \tau^2}}} \quad (4.15)$$

onde o valor de σ que minimiza χ^2 e:

$$\sigma^2 = \mu^2 - 2\tau^2 \quad (4.16)$$

a largura média do máximo pico da AC é a média das larguras das linhas somada quadraticamente com as larguras das linhas da padrão. Correlacionar (*multiplicar*) o espectro

objeto com o padrão produz uma função com um máximo, o pico máximo resultante é uma função suave, simétrica. A altura central deste pico, determina α , o centro δ e a largura determina σ .

AC com espectros de MBM12

Usamos a tarefa *fxcor* do IRAF para calcular a AC. Como os espectros objeto (FOCES e CAFOS) não têm igual resolução do que os espectros das estrelas padrão que são FEROS, fizemos um ajuste da largura a meia altura (FWHM) para todas as linhas fotosféricas das estrelas padrão usando IRAF, com o objetivo de reduzir a resolução FEROS para a de FOCES e CAFOS. Para obter uma boa correlação, os espectros padrão e objeto devem ser bem parecidos com perfis de linha similares. Fixamos o parâmetro *rebinning* da tarefa *fxcor* ao valor *largest* com o objetivo de tentar uniformizar as larguras das linhas dos espectros objeto e padrão. Os efeitos devidos a uma diferente rotação ou metalicidade entre o objeto e a padrão não estão incluídos no *rebinning*.

Definimos bandas ao longo dos quais calculamos a AC em lugar de fazer a autocorrelação para todo o intervalo espectral completo mostrado na tabela 4.2. Estas bandas devem estar sem linhas de emissão pois perturbam a medida. Procuramos comparar espectros padrão e de objeto com características similares tentando considerar sempre as mesmas linhas nos dois espectros e comparando sempre que possível espectros com razões sinal-ruído S/N parecidas. A autocorrelação para comprimentos de onda superiores a 7500Å é bastante incerta devido a que a razão S/N é baixa nesta região. O pico máximo da AC usando o banda vermelha é da ordem do ruído (2σ) do contínuo o que dificulta muito fazer a correlação. Definimos o limite superior 7500Å como o valor máximo até o qual é possível detectar o velamento.

No painel esquerdo da figura 4.3 podemos observar a comparação entre o espectro de LkH $_{\alpha}$ 264 (SpT K5) em alta resolução e o espectro da padrão HD131977 (SpT K4V) no intervalo $6010\text{--}6110\text{Å}$ justo antes de fazer a correlação. As linhas fotosféricas da padrão são em média, 1.6 vezes mais profundas do que as linhas fotosféricas do espectro do objeto. Em baixa resolução (painel direito da mesma figura), o valor de 1.6 é mantido mais somente com as duas linhas profundas a direita de 6060Å . A resolução FEROS da padrão tem sido degradada neste caso para a resolução do objeto antes de fazer a correlação.

Medimos a altura central do pico máximo da AC que notaremos como OP ou PP caso estes nos referindo a correlação Objeto-Padrão ou Padrão-Padrão, respectivamente. Em

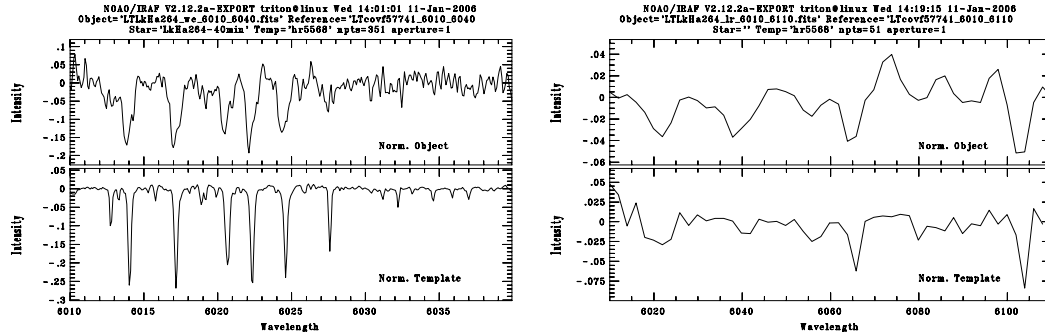


FIGURA 4.3: Painel esquerdo: $LkH_{\alpha}264$ em alta resolução (FOCES) num intervalo 6010-6040Å junto com a padrão HD131977 sem degradar. Painel direito: $LkH_{\alpha}264$ em baixa resolução no intervalo 6010-6110Å junto com a padrão HD131977 degradada para a resolução do CAFOS.

um intervalo fixo, a altura da AC normalizada pela AC da padrão OP/PP é uma medida do velamento médio. Seguindo Guenther & Hessman (1993) calculamos o velamento r mediante a relação:

$$r = \frac{cont}{OP/PP} \quad (4.17)$$

onde *cont* é o *contínuo* da AC. Os valores obtidos estão na tabela 4.4. Cada espectro foi detalhadamente analisado, tirando linhas de emissão e selecionando as bandas de forma que em cada um deles, os espectros da padrão e do objeto, batessem. A floresta de linhas fotosféricas a partir de 6700Å foi uma região evitada assim como também a região próxima de H_{α} . O erro no velamento depende do erro na medida da altura da AC. Este erro é da ordem da dispersão do contínuo a ambos lados do máximo pico da AC. Se esta dispersão for maior do que $\frac{1}{3}$ OP diremos que os espectros não estão correlacionados.

$LkH_{\alpha}264$

Esta estrela é uma T Tauri clássica com emissão intensa de H_{α} (largura equivalente $EW=58.9\text{\AA}$) o que indica acreção de disco ativa. É também muito ativa apresentando variações temporais nas larguras equivalentes de algumas linhas de emissão como HeI e NaID, em escalas de tempo desde fração de horas até dias (Gameiro et al.1993).

Calculamos a AC em três bandas ou intervalos espectrais: 6010-6500, 6700-6860 e 7000-7500Å usando como espectro padrão a estrela HD131977 da tabela 4.3. Na figura 4.6 mostramos a autocorrelação em cada banda em linhas contínuas. A altura da AC decresce

progressivamente para comprimentos de onda maiores como era de se esperar, pois o excesso de contínuo está mais voltado para a região azul do espectro. As autocorrelações na figura 4.6 estão deslocadas devido ao movimento relativo entre LkH $_{\alpha}$ 264 e a padrão. Devido a não fazermos medidas de velocidades radiais neste trabalho, este deslocamento não será analisado. A autocorrelação da padrão com ela mesma está indicada com uma linha com traços curtos. Em cada banda o velamento é obtido com ajuda da equação 4.17, após isso, calculamos a média nas três bandas dando como resultado $r=0.55\pm 0.11$ onde o erro é dado pela desvio padrão. Em baixa resolução usamos a padrão HD131977 e as três bandas: 4200-4600, 4600-5100 e 6010-7000Å . O velamento neste caso é: $r=0.51\pm 0.10$.

TABELA 4.1: Parâmetros estelares calculados para a amostra de estrelas jovens nos aglomerados Berkeley97, Biurakan2, Tr37, NGC884 e NGC1502 observadas com a MONICA. As unidades de idade e da taxa de acreção são Ma e M_{\odot}/a respectivamente.

ID	$(U - V)_0$	$(V - I)_0$	$T_{eff}(K)$	$M(M_{\odot})$	$R(R_{\odot})$	$L_U(L_{\odot})$	$L_{acc}(L_{\odot})$	log idade	log dM/dt
2808	0.49±0.04	0.85±0.03	5884	5.0	14.61	0.00066	0.00533	5.41	-6.94±1.38
2700	0.32±0.05	1.13±0.04	5097	4.0	9.88	0.00351	0.02910	5.37	-6.82±1.88
1314	-0.20±0.06	0.74±0.05	6250	3.0	6.92	0.00522	0.04526	5.51	-6.63±2.56
783	0.19±0.06	0.66±0.05	6396	4.0	10.02	0.00084	0.00665	5.35	-7.22±1.07
DGZ	-0.18±0.05	0.67±0.04	6379	4.0	10.86	0.0018	0.01525	5.27	-6.62±2.25
4	0.44±0.07	0.71±0.05	6290	1.7	2.93	0.00496	0.03673	6.11	-8.20±0.01
36	2.32±0.13	1.80±0.12	4172	1.3	9.35	0.00025	0.00153	6.03	-7.98±0.90
42	2.23±0.17	1.58±0.17	4416	1.4	6.35	0.00066	0.00412	5.30	-7.99±1.02
97	1.38±0.27	1.20±0.26	4962	3.5	9.61	0.00090	0.0065	5.29	-7.76±0.09

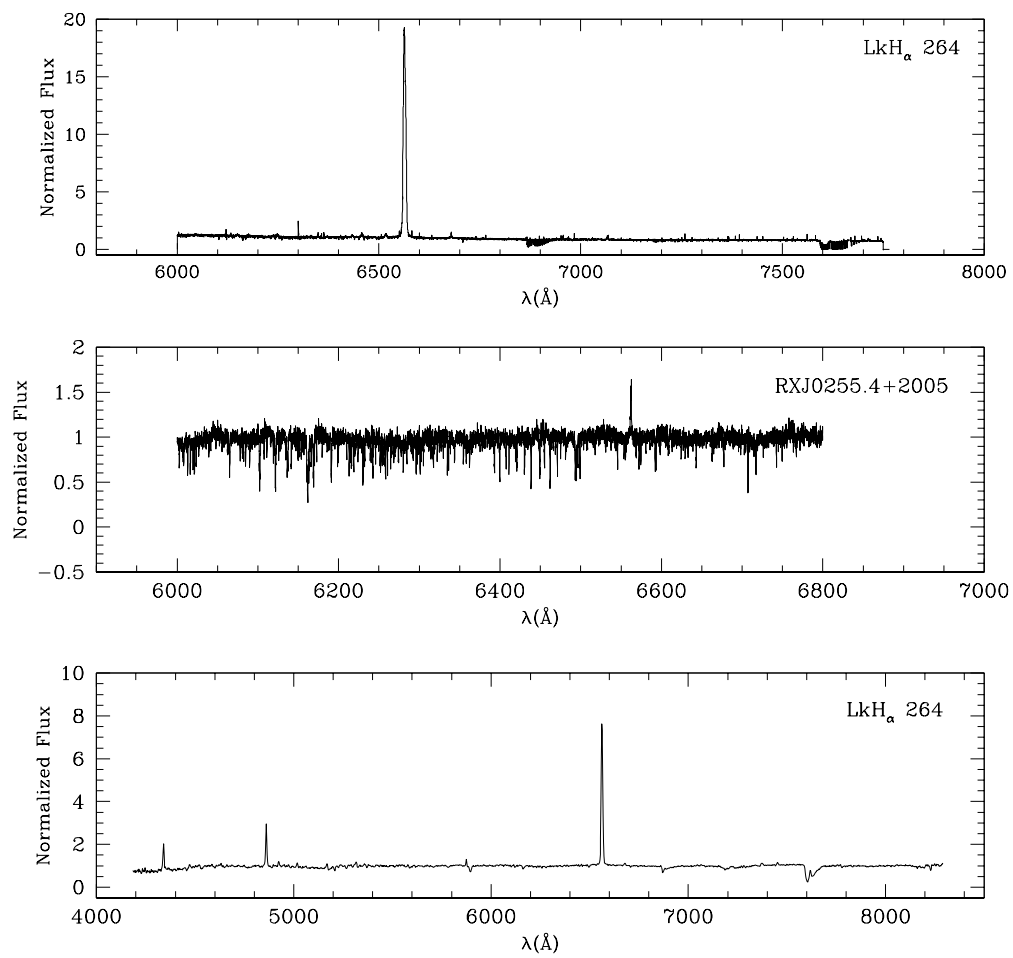


FIGURA 4.4: Espectros em alta (acima) e baixa (abaixo) resolução para LkH $_{\alpha}$ 264. O painel do médio corresponde ao espectro em alta resolução da estrela RXJ0255.4+2005

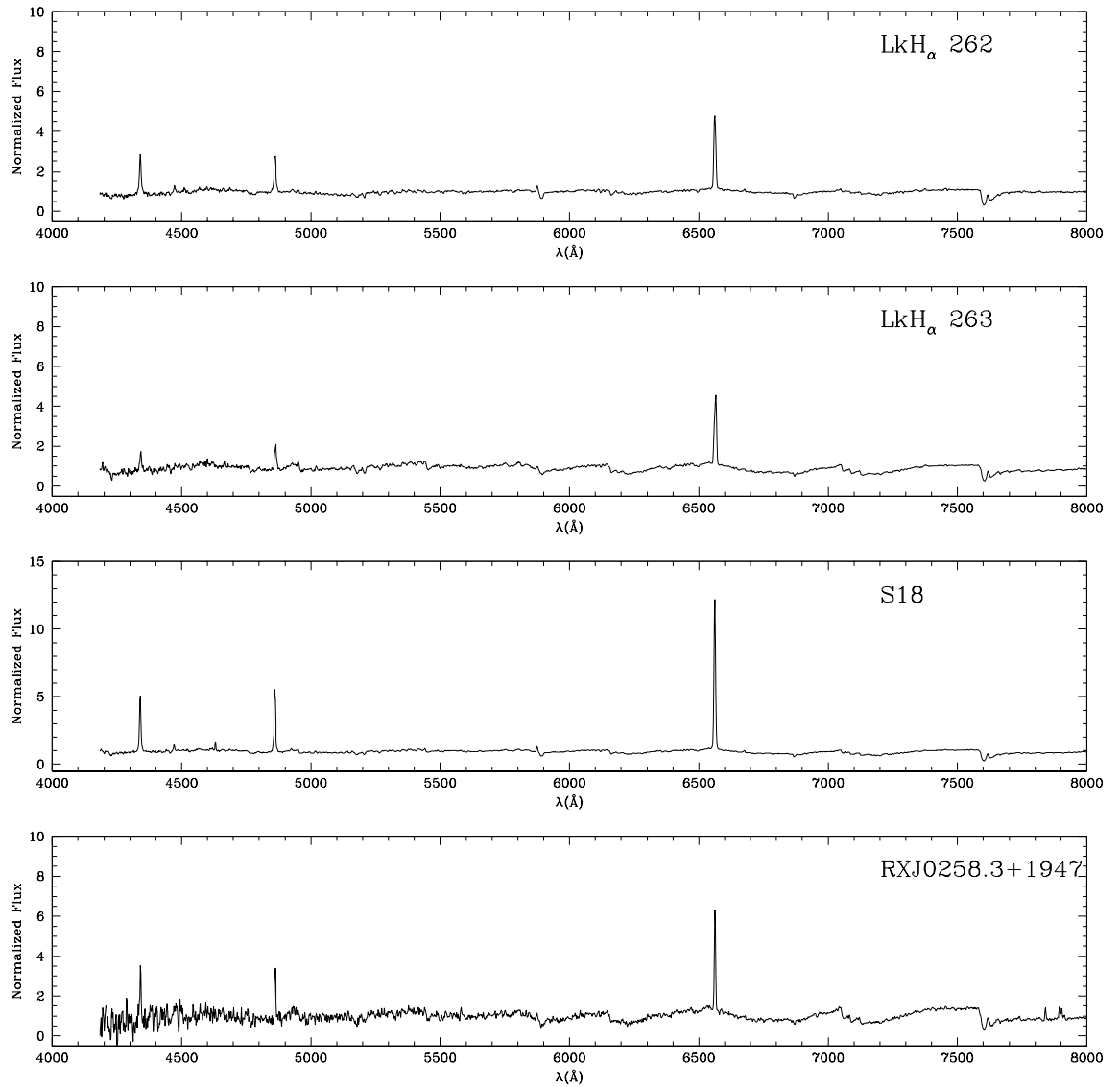


FIGURA 4.5: Espectros em baixa resolução.

TABELA 4.2: Membros da associação MBM12(~ 2 Ma). O identificador ID corresponde a notação de Luhman (2001), os tipos espectrais SpT são valores medidos por 1=Herbig & Bell 1988; 2=Hearty et al.2000b; 3=Fleming, Gioia & Maccacaro 1989 e 4=Luhman 2001. A janela espectral coberta pelos espectros está indicada na coluna $\Delta\lambda$. As colunas V e V-I correspondem a fotometria feita por Luhman (2001). As temperaturas effectivas foram medidas por Hearty et al. (2000a) usando os mesmos espectros e as luminosidades bolométricas de Luhman et al.(2001)

ID	outro nome	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	V	V-I	$\Delta\lambda$ (Å)	RMS	H_α	SpT	$\log T_{eff}$	$L_b(L_\odot)$
1'	RXJ0255.4+2005	2 55 25.8	20 04 51.7	12.20	1.48	6000-6800	0.22	-1.26	K6(2)	3.631	1.8
2'	Lk H_α 262	2 56 7.9	20 03 25	14.56	1.80	4200-8500	0.26	-32.1	M0(1,2)	3.584	0.55
3'	Lk H_α 263	2 56 8.4	20 03 39	14.64	2.47	4200-8500	0.36	-32.9	M2(1),M4(2),M3(4)	3.517	0.59
4'	Lk H_α 264	2 56 37.4	20 05 38	12.46	1.36	4200-8500	0.19	-58.9	K5(1,2),K5-K6(4)	3.644	1.4
4'	Lk H_α 264					6000-7750	0.17	-61.2			
5'	E0255.3+2018	2 58 11.2	20 30 04	12.34	1.15	4200-8500	0.18	-1.6	K3(3),K4(2)	3.657	4.8
6'	RXJ0258.3+1947	2 58 16.9	19 47 19.6	15	3.40	4200-8500	0.46	-24.5	M5(2),M4.5(4)	3.501	0.19
12'	S18	3 02 20	17 10 35	13.5	2.47	4200-8500	0.79	-66.23	M3(2)	3.532	0.87

ID	SpT	V
HD51250	K2/K3III	5.01
HR5694	F8III-IV	5.1
HD146051	M0.5III	2.74
HD149661	K2V	5.76
HD131977	K4V	5.74
HR5777	K1IV	4.61
HD152391	G8V	6.64
HD80170	K5III-IV	5.51
HR6748	G5V	5.95
HD66141	K2III	4.40
HD190007	K4V	7.48
HR3454	B3V	4.27

TABELA 4.3: Estrelas FEROS usadas como padrão no cálculo do velamento.

RXJ0255.4+2005

É um sistema binário com uma separação de $0.503 \pm 0.002''$ (Chauvin et al.2002). Ambas componentes apresentam excesso infravermelho mas uma classificação espectral individual ainda não foi feita. Adotamos por isto o tipo espectral da tabela 4.3. Definimos duas bandas: 6010-6500 e 6600-6800Å, usando o espectro da estrela HD131977 como padrão obtemos $r=0.82$ e 0.58 respectivamente. Na banda 6010-6500Å, a AC tem largura maior do que na banda 6600-6800Å mas o ruído do contínuo é consideravelmente menor. Na figura 4.7 mostramos a autocorrelação obtida para este objeto.

LkH_α262

Esta é outra CTTS com excesso infravermelho medido por Jayawardhana et al. (2001) atribuído à presença de um disco de acreção protoplanetário. Imageamento com ótica adaptativa feito por Chauvin et al.(2002) não mostrou binariedade. Em alta resolução, comparamos com as duas padrão HD146051 (M0.5III) e HD131977 (K4V). Adotamos duas bandas: 4200-5500 (1) e 5860-6500 (2). A melhor autocorrelação foi obtida com a padrão HD146051. O velamento médio nas bandas é: 0.46 ± 0.03 .

Objeto	$\Delta\lambda(\text{\AA})$	contínuo.	OP	PP	OP/PP	\bar{r}
<i>LkH$_{\alpha}$</i> 264	6010-6500	1.20	0.64	0.97	0.66	0.55±0.11
	6700-6860	0.95	0.53	0.97	0.55	
	7000-7500	0.83	0.42	0.98	0.43	
<i>RXJ0255.4 + 2005</i>	6010-6500	1.00	0.79	0.97	0.48	0.40±0.17
	6600-6800	1.00	0.57	0.98	0.28	
<i>E02553 + 2018</i>	4200-4600	0.88	0.71	0.93	0.76	0.69±0.11
	4600-5100	0.97	0.70	0.94	0.74	
	6010-7000	1.00	0.54	0.97	0.56	
<i>LkH$_{\alpha}$</i> 262	4200-5500	0.49	0.46	0.94	0.49	0.46±0.03
	5860-6500	0.44	0.43	0.97	0.44	
<i>LkH$_{\alpha}$</i> 263	4200-5500	0.90	0.40	0.96	0.42	0.30±0.17
	5860-6500	0.90	0.18	0.97	0.18	
<i>LkH$_{\alpha}$</i> 264	4200-4600	0.98	0.59	0.93	0.63	0.51±0.10
	5860-6500	1.00	0.45	0.94	0.48	
	6010-7000	1.00	0.42	0.97	0.43	
<i>RXJ0258.3 + 1947</i>	5000-6000	1.00	0.56	0.96	0.58	0.58
<i>S18</i>	4200-4600	0.99	0.45	0.93	0.48	0.37±0.15
	5860-6500	0.95	0.26	0.97	0.27	

TABELA 4.4: Resultados da autocorrelação dos espectros de MBM12. Com exceção do objeto *RXJ0258.3 + 1947* foram definidos intervalos de largura $\Delta\lambda$ ao longo dos quais a AC foi calculada. O velamento r em cada intervalo $\Delta\lambda$ está dado pela fração OP/PP. A última coluna corresponde à média sobre todos os canais considerados em cada caso e o erro respectivo foi assumido igual ao desvio padrão.

LkH_α263

Usamos a estrela HD146051 como padrão na região 4200-5500Å. Para comprimentos de onda maiores não foi possível correlacionar os espectros de objeto e padrão estando o nível do contínuo da AC na mesma ordem do pico máximo da AC. Usando vários padrões os resultados foram similares. Por esta razão foi impossível medir o velamento na banda (2).

Chauvin et al.(2002) usando ótica adaptativa resolveu o sistema triplo A, B e C. A separação angular entre as componentes A e B é 0.41". A componente C tem um disco resolvido por Jayawardhana (2002). A distância entre LkH_α263A e LkH_α262 é ~15", por esta razão Chauvin et al. sugere que 263ABC e 262 formam um sistema quádruplo. Novas observações espectroscópicas são necessárias para classificar espectralmente cada componente já que os SpT da tabela 4.2 não levam na conta a multiplicidade.

Chauvin et al. desenvolveram um modelo de disco para LkH_α263C no qual a densidade e a altura do disco caem com a distância seguindo uma lei de potência. Comparando com suas observações, acharam que o raio do disco é 165 AU, a massa $2.4 \times 10^{-6} M_{\odot}$ e a inclinação do disco $i = 89^{\circ}$. A distribuição espectral da radiação emitida pelos grãos tem um pico entre 0.5 e 0.9 μm e a massa da poeira é $1.2 \times 10^{-7} M_{\odot}$.

RXJ0258.3+1947

Devido ao ruído na esquerda de 5000Å escolhemos uma banda só: 5000-6000Å. A padrão usada foi HD190007. Foram observadas variações inferiores a 0.001 no máximo da autocorrelação quando mudamos para a padrão HD146051 encontramos $r=0.58$.

O velamento a partir de larguras equivalentes

Com o objetivo de comparar o velamento calculado mediante a autocorrelação (AC) fizemos medidas de larguras equivalentes de algumas linhas fotosféricas selecionadas no objeto e na padrão. Selecionamos aquelas linhas com perfis similares tanto no objeto como na padrão. Tentamos escolher linhas fracas formadas a grandes profundidades óticas e então menos afectadas pela atividade cromosférica. A tabela 4.5 contém as linhas usadas e as larguras medidas nos espectros das estrelas 1' e 4'.

Os resultados não são significativamente diferentes em comparação com a autocorrelação. As barras de erro neste caso, a diferença do método anterior, são maiores devido à ampla dispersão do valor de r com o comprimento de onda. No intervalo espectral 6100-6870Å,

o valor de r está dentro das barras de erro utilizando os dois métodos. O velamento médio \bar{r} calculado sobre todas as linhas consideradas, para LkH $_{\alpha}$ 264 é $\bar{r} = 0.56 \pm 0.25$ e para RXJ0255.4+2005 é $\bar{r} = 0.35 \pm 0.15$.

4.2.3 Luminosidades de acresção

Uma vez obtido o velamento médio, usamos estes valores para calcular a luminosidade de acresção L_{acc} para cada membro de MBM12. Para isto é preciso o conhecimento das magnitudes e correções bolométricas no filtro V da estrela e da mancha quente, originada no impacto do material durante a acresção. A luminosidade de acresção está dada por:

$$\log\left(\frac{L_s}{L_*}\right) = 0.4[V_* - V_s + BC_{V,*} - BC_{V,s}] = \log(2r) + 0.4[BC_{V,*} - BC_{V,s}] \quad (4.18)$$

onde L_s é a luminosidade da mancha que igualaremos com a luminosidade de acresção. O termo $2r$ indica que a metade de L_s é absorvida pela fotosfera. Existem outros fatores que podem influenciar na equação 4.18 tais como a absorção de parte da luminosidade de acresção pelo disco grosso e as diferentes orientações nas quais a mancha irradia. Estes dois efeitos são ainda pouco conhecidos e por isto não têm sido incluídos na equação 4.18.

A correção bolométrica da estrela $BC_V(*)$ varia com o tipo espectral, para estrelas K5 $BC_V(*) = -0.60$ mag segundo KH95. A correção bolométrica da mancha $BC_V(s)$ depende da temperatura da mancha a qual é incerta. Uma avaliação grosseira do valor para a temperatura da mancha T_s pode se obter se para um canal determinado, somamos ao espectro da padrão um contínuo não estelar do tipo corpo negro a uma temperatura $T = T_s$. O espectro resultante é comparado com o espectro objeto. A temperatura da mancha é aquela para a qual os quadrados das diferenças entre os espectros padrão e objeto são mínimas. Com este método muito simples os valores de T_s em MBM12 variam entre 8000-10000K. Estes valores de temperatura T_s são muito similares aos obtidos por Hartigan, Edwards & Ghandour (1995) ($T_s = 10000$ K). Para este valor de temperatura eles usaram uma correção bolométrica para a mancha igual a $BC_V(s) = -0.4$ mag variando da ordem de ~ 0.3 mag para temperaturas $6000\text{K} < T_s < 12000\text{K}$. Nos adotamos este mesmo valor para $BC_V(s)$.

	Padrão HD131977		Lk H_{α} 264			RXJ0255.4+2005		
	EW_P (Å)	FWHM (Å)	EW_O (Å)	FWHM (Å)	r	EW_O (Å)	FWHM (Å)	r
CaI6102	-0.613	0.937	-0.446	1.522	0.73	-0.613	1.107	0.43
CaI6122	-0.583	0.737	-0.367	1.269	0.63	-0.407	0.745	0.27
XXX6142	-0.136	0.207	-0.043	0.338	0.32	-0.189	0.498	0.15
FeI6136	-0.075	0.145	-0.072	0.149	0.96	-0.256	0.628	0.21
CaI6162	-0.489	0.634	-0.253	1.146	0.52	-0.352	0.606	0.52
FeI6254	-0.191	0.263	-0.058	0.452	0.30	-0.074	0.258	0.38
FeI6280	-0.141	0.242	-0.070	0.465	0.49	-0.170	0.454	0.21
FeI6358	-0.127	0.199	-0.031	0.367	0.24	-0.131	0.463	0.54
FeI6494	-0.234	0.305	-0.459	0.610	0.50	-0.19	0.448	0.41
CaI6717	-0.231	0.329	-0.091	0.535	0.39
FeI6870	-0.234	0.241	-0.231	0.276	0.98

TABELA 4.5: Larguras equivalentes de objeto EW_O e de padrão EW_P para algumas linhas nos espectros em alta resolução. O velamento r foi obtido a partir da relação $r = EW_O/EW_P$. A média do velamento sobre todas as linhas consideradas é $\bar{r} = 0.55 \pm 0.25$ para Lk H_{α} 264 e $\bar{r} = 0.35 \pm 0.15$ para RXJ0255.4+2005. Estes valores são consistentes com o velamento obtido usando o método AC na tabela 4.4

Objecto	r	$\Delta\lambda/\lambda$ (Å)	L_{acc}/L_*	idade(Ma)	$\log dM/dt$
LkH $_{\alpha}$ 264	0.55±0.11	6010-7500	0.87±0.09	1.9	-7.88±0.89
RXJ0255.4+2005	0.70±0.17	6010-6800	1.10±0.11	1.0	-7.59±0.92
E02553+2018	0.69±0.11	4200-7000	1.09±0.07	1.0	-7.68±0.90
LkH $_{\alpha}$ 262	0.46±0.03	4200-6500	0.72±0.03	1.9	-7.81±0.55
LkH $_{\alpha}$ 263	0.30±0.17	4200-6500	0.47±0.25	1.0	-7.56±1.12
LkH $_{\alpha}$ 264	0.51±0.10	4200-7000	0.80±0.09	1.9	-7.88±0.12
RXJ0258.3+1947	0.58±	5000-6000	0.91±	1.9	-7.43±0.13
S18	0.37±0.15	4200-6500	0.58±0.18	1.0	-7.43±0.88

TABELA 4.6: Taxas de acreção em unidades de M_{\odot}/a para membros de MBM12 obtidas usando as equações 4.1 e 4.18.

4.3 O fim da acreção

Como e quando acaba o esvaziamento do gás em um disco medido pela acreção na superfície estelar ? Que escalas de tempo estão em jogo ? Na realidade, duas escalas diferentes parecem estar presentes. Uma curta, da ordem de 10^5 a e uma outra muito mais longa em comparação, da ordem de alguns milhões de anos.

4.3.1 A escala temporal curta

Esta escala curta apareceu na literatura (ver por exemplo Wolk & Walter 1996) quando tentou-se entender a existência simultânea de dois tipos de estrelas T Tauri numa região formadora de estrelas com a mesma idade. De um lado estão as Clássicas (CTTS) com discos de gás e poeira (lembramos que as CTTS com linhas de H_{α} em emissão intensas estão acretando, são pouco emissoras em raios X e têm uma rotação estelar pequena). Ao contrário, as estrelas *weak* (WTTS) não têm discos, não apresentam acreção e têm rotações maiores e uma maior radiação X. Wolk & Walter (1996) fizeram um levantamento de estrelas CTTS e WTTS na região de Taurus -Aurigae com uma idade média de 1 Ma. De um total de $N = 99$ objetos CTTS e WTTS, somente encontraram 9 objetos (N_{tr}) caracterizando uma etapa de transição entre CTTS e WTTS, ao longo da qual as CTTS evoluídas exibem regiões centrais do disco esvaziadas. Sendo assim, o tempo de transição seria medido por $T_{tr} = \frac{N_{tr}}{N} < idade >$ o que resulta em $T_{tr} \sim 10^5$ a.

No entanto, como veremos depois, esta mesma escala curta $\sim 10^5 a$, reaparece coincidentemente no final da vida longa dos discos das CTTS. Mas durante os primeiros milhões de anos, a radiação de alta frequência emitida pela fonte estelar se manifesta fotoionizando

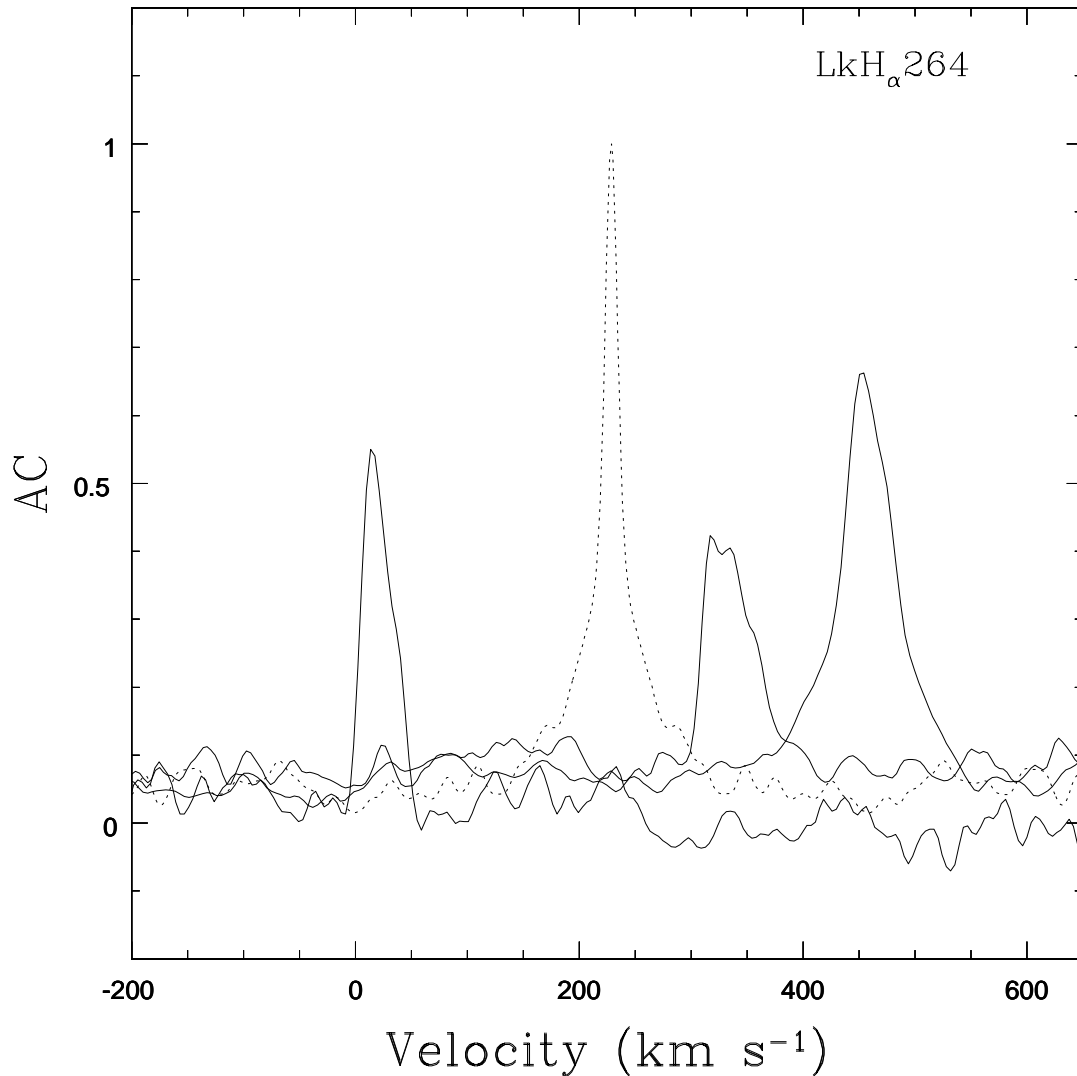


FIGURA 4.6: Autocorrelação (AC) do espectro de $LkH_{\alpha}264$ em alta resolução com a padrão HD131977 ao longo das bandas (1) 6010-6500Å, (2) 6700-6860Å e (3) 7000-7500Å. A altura do máximo pico da AC decai com λ (as três curvas contínuas) indicando um decréscimo no velamento r com o comprimento de onda como era de se esperar ($r = OP/PP$ onde OP é a altura da AC estrela do programa-padrão e PP a altura da AC padrão-padrão). A curva tracejada representa a AC dos espectros padrão-padrão na banda (1). O deslocamento horizontal dos máximos nas AC's é devido ao movimento espacial relativo entre a padrão e o objeto não estudado neste trabalho. O nosso interesse é a razão entre as alturas relativas à altura da AC da padrão em cada banda.

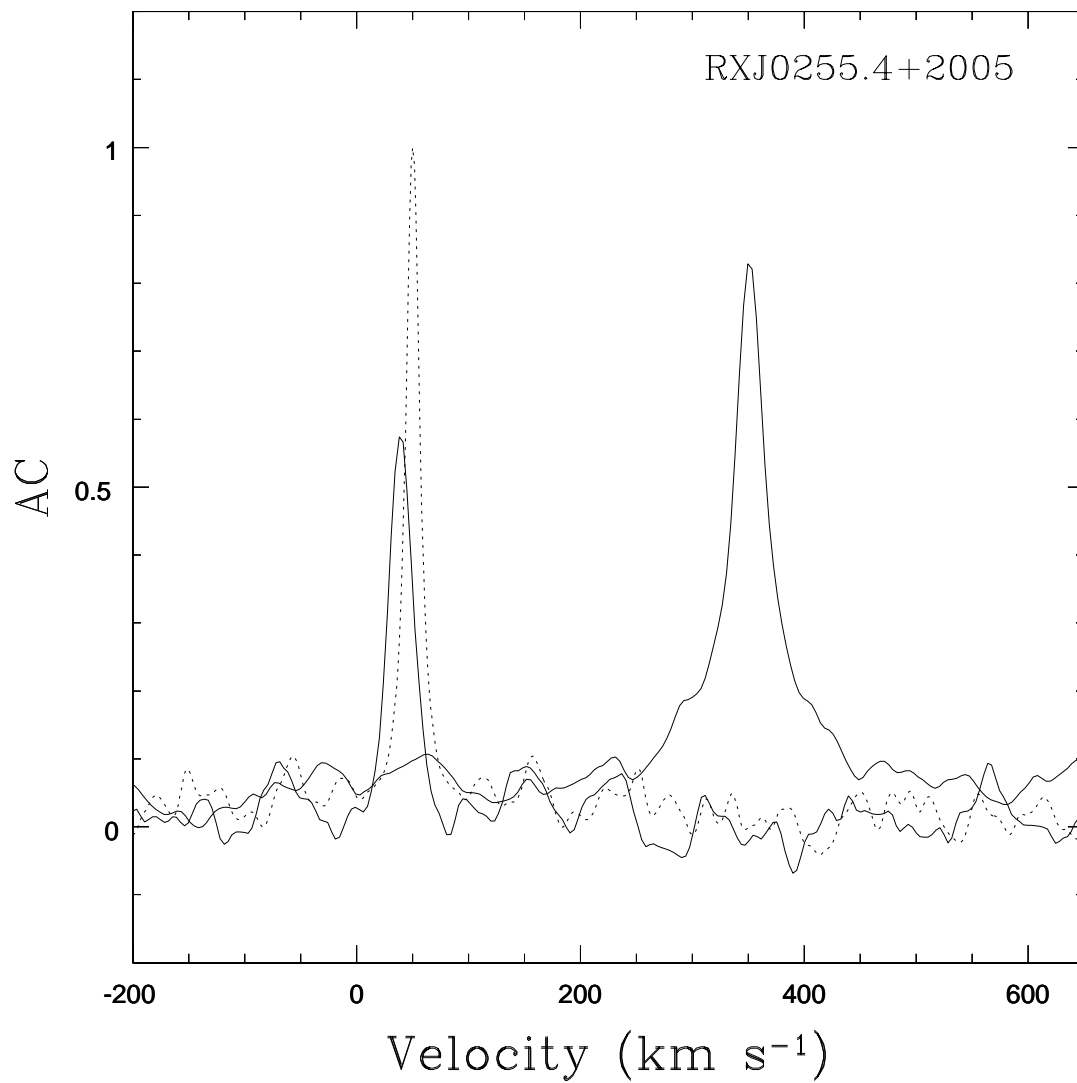


FIGURA 4.7: Autocorrelação de RXJ0255.4+2005 em alta resolução com a padrão HD131977 ao longo das duas bandas 6010-6500Å e 6600-6800Å. O máximo da AC decai com λ (linhas contínuas). A curva tracejada representa a AC dos espectros padrão-padrão na banda 6010-6500Å.

uma grande região central via um vento rápido de disco. Este modelo é conhecido como *UV-Switch* (Clarke, Gendrin & Sotomayor 2001, Alexander, Clarke & Pringle 2006a, 2006b). Justamente aqui se encontra um dos resultados mais importantes desta tese, que é de determinar este tempo final da acreção e de examinar se este mecanismo do *UV-Switch* é compatível com nossos resultados.

4.3.2 A escala temporal longa

Se aceitamos que todas as estrelas de baixa massa nascem com discos contendo uma razão de gás/poeira da ordem de 100 igual à da matéria interestelar, vemos que dois destinos seriam possíveis, de um lado, a transição rápida para objetos WTTS como visto anteriormente, de um outro lado, espera-se que a maioria das CTTS tenham uma evolução mais longa como é constatado por inúmeras observações. Até hoje este tempo citado na literatura é da ordem de ~ 10 Ma (nesta tese mostraremos pela primeira vez que este tempo pode ser maior). Esta escala longa é aquela que interessa as teorias de formação planetária, já que em poucos Ma se produziria a separação do gás e da poeira, com uma respectiva variação da razão gás/poeira. Assim, veremos que a escala de esvaziamento do gás pela a acreção é fundamental para a teoria de formação de planetas gasosos gigantes e eventualmente de planetas do tipo terrestre.

4.3.3 Medidas de acreção

A escala temporal longa aparece naturalmente a partir das medidas de acreção realizadas principalmente em aglomerados abertos jovens. Como mencionado anteriormente, três métodos: 1) fotometria do excesso de U de Johnson 2) o velamento dos espectros óticos e 3) evolução das linhas de emissão. As técnicas espectrais dão melhores resultados para estrelas bem jovens quando a qualidade dos espectros é boa, no entanto o método das linhas de emissão puras (3) é pouco usado (ver Mohanty et al.2004). A técnica fotométrica é quem sabe a mais universal e é aplicada também aqui para medir a acreção de associações mais velhas. Aplicamos a técnica do velamento espectral somente para o estudo da associação em formação MBM12.

Independentemente do método utilizado para medir a acreção \dot{M} ela se apresenta numa forma decrescente no tempo da forma $\dot{M}(t) \sim \dot{M}(t_0)(t/t_0)^{-\eta}$ onde η é uma constante que mede a escala temporal longa. Na figura 4.8 extraída de Calvet, Hartmann & Strom (2000) vemos um comportamento típico para estrelas pertencentes aos aglomerados jovens Taurus, ρ Ophiucus e Cha I.

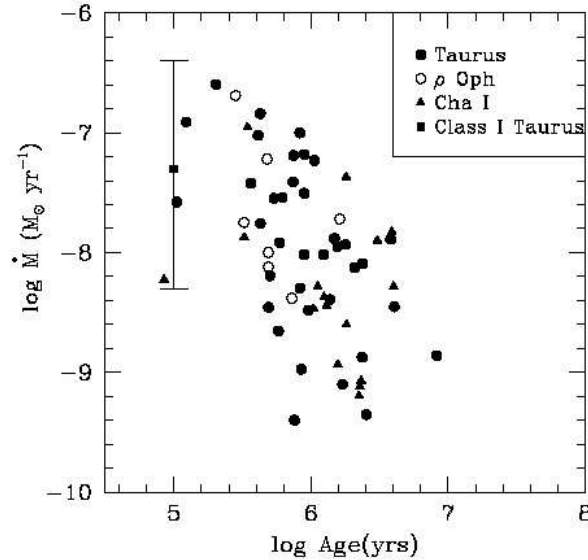


FIGURA 4.8: Taxas de acreção observadas como função da idade para CTTS em Taurus, Cha I e ρ Oph segundo Calvet, Hartmann & Strom (2000). A idade média dos objetos de **Classe-I** foi assumida igual a 0.1 Ma e está indicada com a barra de erro na parte superior esquerda.

Um assunto relevante tem a ver com a dependência da taxa de acreção com a massa do disco. A uma idade fixa, correspondem vários valores de acreção (ver figura 4.8) e isto poderia ter implicação numa possível dependência de \dot{M} com a massa do disco M_D . Alguns autores porém, atribuem a dispersão temporal da acreção à presença de binárias. Na figura 4.9 mostramos a evolução da acreção segundo um modelo de disco dependente do tempo indicado com uma linha contínua (Calvet, Hartmann & Strom, 2000). A massa inicial de disco, adotada neste modelo é $M_D = 0.1M_{\odot}$ e o raio inicial é de 10 AU (linha contínua). Em particular este modelo leva na conta a binariedade. As linhas tracejadas correspondem, de esquerda para direita, e os raios de truncamento $R_T = 12, 40$ e 120 AU, correspondentes a separações de binárias de 30, 100 e 300 AU. Os pontos nesta figura correspondem a CTTS observadas por Calvet & Hartmann & Strom (2000). Vemos que o modelo (linha sólida grossa) correspondente ao caso de um sistema estrela e disco isolado tem um tempo de vida maior. Em todo caso, os dados observacionais desta figura não dão suporte para uma idade maior que dez milhões de anos.

Na figura 4.10 apresentamos o mesmo tipo de diagrama que na figura 4.8 mas desta vez, com dados mais modernos (Sicilia-Aguilar et al.2005). Neste caso aparecem dados da associação de TWA com uma idade de 8 Ma (de la Reza, Jilinski & Ortega 2006). No

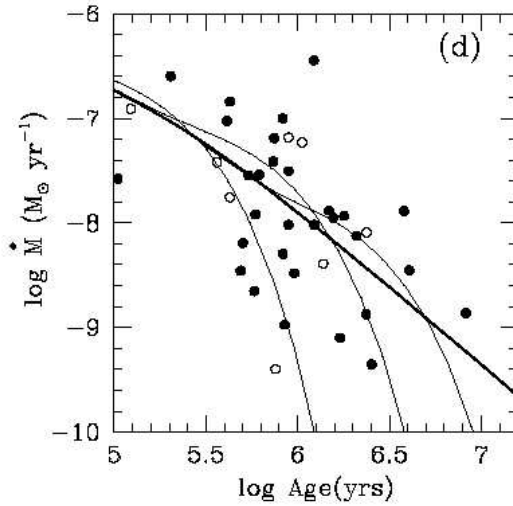


FIGURA 4.9: Taxa de acreção como função do tempo, obtida a partir da solução da equação do disco usando MHD (Calvet, Hartmann & Strom 2000) para uma massa inicial de disco $M_D = 0.1M_\odot$ e um raio inicial de 10 AU. As linhas tracejadas correspondem, de esquerda para direita, aos raios de truncamento $R_T = 12, 40$ e 120 AU, correspondentes a separações de binárias de 30, 100 e 300 AU). Estrelas binárias se indicam com círculos abertos. A linha grossa contínua corresponde ao caso de um sistema disco-estrela isolado.

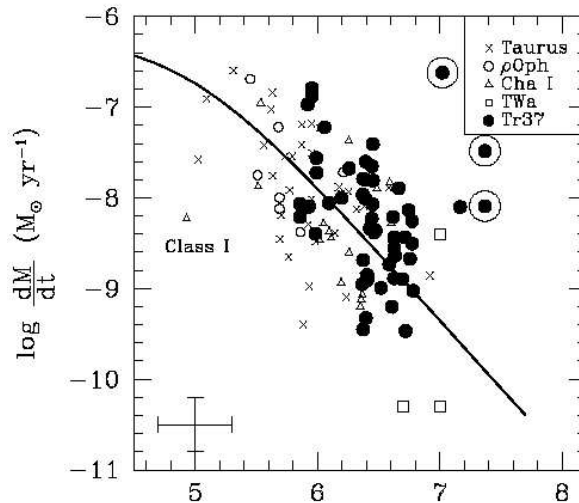


FIGURA 4.10: Taxas de acreção como função do tempo segundo observações feitas por Sicilia-Aguilar et al.(2005). Embora a dispersão seja alta, uma tendência é evidente. Os erros no cálculo de \dot{M} estão entre 2 e 3 unidades da escala vertical. Os círculos pretos grandes correspondem ao aglomerado jovem Tr 37. A linha contínua representa o valor esperado segundo a solução para a densidade de gás em um disco viscoso. Os círculos pretos rodeados por círculos maiores correspondem a algumas estrelas G com acreção ativa de disco.

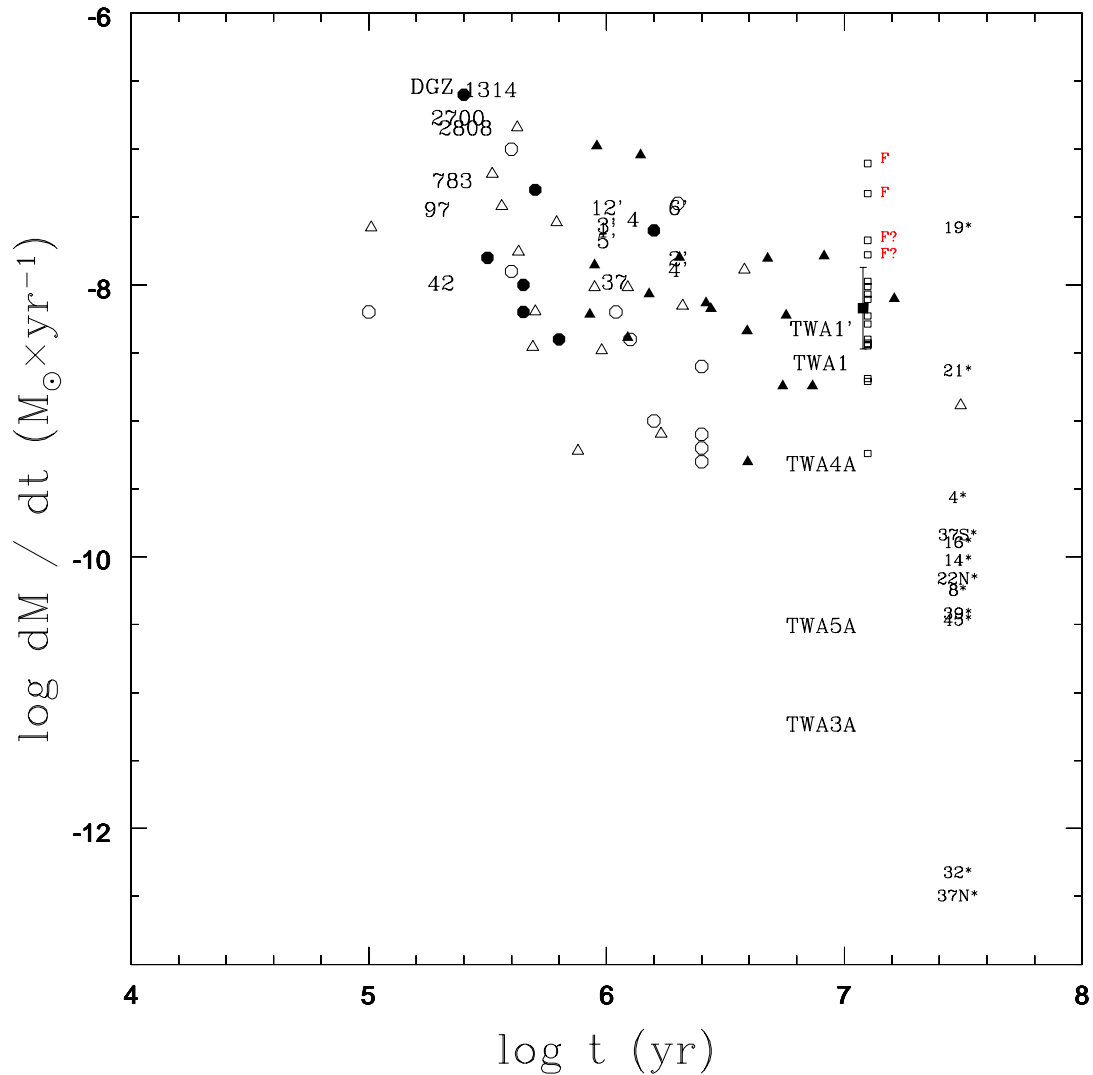


FIGURA 4.11: Taxas de acreção em estrelas jovens pertencentes a aglomerados e associações. CTTS em Taurus (Triângulos brancos, Gullbring et al.1998), Tr37 (Triângulos pretos, Sicilia-Aguilar et al.2004), ρ -Oph (círculos pretos), η -Cha (círculos brancos), MBM12 (números'), TW Hya (TWA), Horologium (números*), UCL e LCC (quadrados) e estrelas em aglomerados (símbolos numéricos). Para PDS66 a média de 18 observações no filtro U está indicada com o quadrado preto com barra de erro. As duas estrelas de LCC/UCL indicadas com F são estrelas *flare* (Gershberg et al.1999).

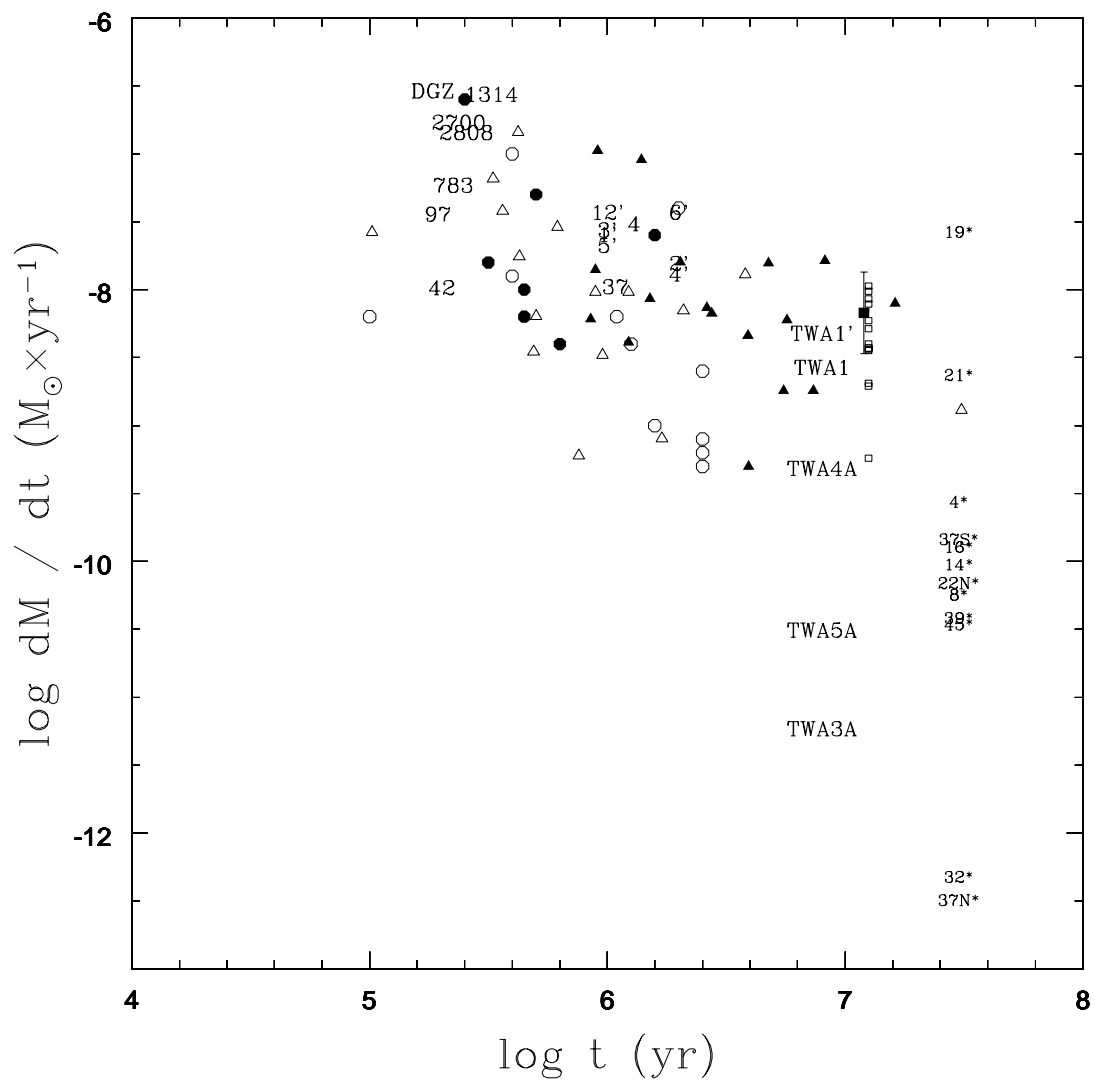


FIGURA 4.12: Este gráfico é similar a figura 4.11. Aqui as quatro estrelas de LCC/UCL (duas conhecidas como *flare* e duas suspeitas a terem sido influenciadas por *flares* durante as medidas de U) foram eliminadas. Os pontos (quadrados abertos) com valores de dM/dt mais baixos em LCC/UCL correspondem a estrelas com H_{α} em emissão segundo Mamajek, Meyer & Liebert (2002) (ver tabela 4.7)

entanto continuamos sem poder estender as idades da acreção para escalas maiores que 10 Ma. Deve-se notar que a acreção média é da ordem de $10^{-8} M_{\odot}/a$.

Como explicamos na introdução, para alcançar nosso objetivo que é de determinar os tempos máximos de uma acreção significativa, decidimos misturar aglomerados e associações até 30 Ma. Desta maneira estamos considerando todos os ambientes possíveis limitadores dos tempos de vida dos discos. Em aglomerados estelares, os membros estão geralmente ligados gravitacionalmente. Nos núcleos densos de alguns aglomerados as estrelas podem sofrer colisões destruidoras de discos. Aliás, estrelas OB vizinhas podem irradiar intensamente evaporando os discos. Um outro ambiente de formação que limita os tempos de vida dos discos em estrelas de baixa massa tem a ver com a função inicial de massa. Em aglomerados como Taurus a população é principalmente de baixa massa. Em associações como LCC e UCL uma população bimodal é evidente onde estrelas de baixa massa co-existem com estrelas OB de alta massa. Nas associações Horologium e Tucana as estrelas são de baixa massa. No entanto, uma separação mais sutil de estrelas com massas maiores ou menores que $1.4 M_{\odot}$ parece existir com propriedades diferentes (de la Reza & Pinzón 2004).

4.3.4 Acreção. Os nossos resultados

Como explicamos no início do capítulo, os resultados da acreção para cada membro dos grupos considerados dependem dos valores da luminosidade de acreção e da massa e raios estelares. A taxa de acreção também depende do tempo através da idade medida para cada estrela ou pela idade reportada na literatura quando esta última existe. Na figura 4.1 apresentamos o diagrama evolutivo HR obtido mediante modelos pré-sequência principal de Siess (2000). As distâncias adotadas e a absorção interestelar para cada membro figuram nas tabelas 4.1 (aglomerados), 4.2 (MBM12), 4.7 (LCC/UCL), 4.8 (Horologium) e 4.9 (TWA) correspondentes aos grupos utilizados nesta tese. Cada membro estelar dispõe de uma etiqueta que permite distinguir os valores de raios, massas e idades adotadas para cada caso. No diagrama HR da figura 4.1 existem vários valores de $(V - I)_0$ entre 0 e 1 que não foram utilizados neste trabalho para determinar a taxa de acreção \dot{M} já que correspondem a estrelas mais quentes que o tipo F, para as quais a calibração de *Gullbring* aplicada a estrelas T Tauri não seria mais válida. Na figura 4.2 num diagrama cor-cor de $(V - I)_0$ vs $(U - V)_0$ temos indicado com uma linha sólida os valores da sequência principal de KH95. Os pontos, alguns com seus respectivos erros, são colocados neste diagrama permitindo de especificar que valores de U (à esquerda da sequência) apresentariam excessos em U.

Nas figuras 4.11 e 4.12 estão todos nossos pontos aqui considerados. Mesmo que as médias das respectivas idades de LCC e UCL sejam um pouco diferentes (três milhões de

anos), este fato não é visível na figura. O que mais surpreende nesta figura são os quatro pontos acima da média em LCC/UCL. Dois destes pontos (marcados na figura com F) correspondem a estrelas *flares* detectadas no catálogo de Gershberg et al.(1999). Muito provavelmente os outros 2 pontos, mesmo que não constem neste catálogo, correspondem a *flares* detectados durante a observação. Na figura 4.12 eliminamos estes 4 pontos e os pontos representados correspondem as estrelas (ver tabela 4.7) que apresentam H_α em emissão. Surpreendentemente as estrelas, mesmo com emissões fracas em H_α (com exceção de PDS66) mostram valores altos de acreção, quase da ordem de $10^{-8}M_\odot/a$. Este é um resultado importante que nos permite expandir a acreção a idades de LCC/UCL. Em nosso caso utilizando somente um modelo evolutivo (Siess 2000), nossa idade média é da ordem de $\sim 14 \pm 3Ma$. Mamajek, Meyer & Liebert (2002) utilizando vários modelos pre-sequência principal encontram idades médias um pouco maiores da ordem de $\sim 16 \pm 5Ma$ para LCC e $\sim 14 \pm 5Ma$ para UCL. Deve-se notar que Chen et al. (2005) observaram várias destas estrelas de ULC e LCC utilizando o detector MIPS do satélite *Spitzer*. Eles encontraram, de 40 estrelas F e G, 14 objetos com excessos em $24 \mu m$ e 7 também com excessos em $70 \mu m$. Segundo Chen et al. estas estrelas, geralmente de tipos F, com excessos no IV apresentam a existência de um tipo de discos ainda não especificado. Descobrimos o que nos parece uma coisa não notada anteriormante que a estrela F3 HD113766 (binária) de LCC é também uma fonte IRAS (a segunda depois PDS66). HD 113766A pode ser então considerada como uma importante candidata a ter um disco do tipo *debris disk* (Hines et al. 2006).

O erro no cálculo das taxas de acreção usando a equação 4.1, depende do erro na medida de luminosidades, massas e raios, este último dependente fortemente da temperatura efetiva. Os errors mostrados nas tabelas correspondem ao erro no pior dos casos, obtido supondo a taxa de acreção como uma função de R_* , M_* e L_{acc} .

O fim da acreção pode estar representado por nossos valores de \dot{M} para idades entre a idade de LCC/UCL a 14 a 18 Ma e Horologium a 30 Ma (Torres et al. 2000). Mesmo que o vento ou a perda de massa do disco pela ação da estrela central exista sempre, este valor é muito pequeno em comparação ao da acreção. No entanto, quando a acreção diminui a valores da radiação UV direta (e não a radiação UV difusa) junto a evolução viscosa no disco, esta radiação direta produz uma ionização a partir de um raio crítico chamado de raio gravitacional (R_g). Nesta zona, a energia térmica local da superfície ionizante é maior que a energia gravitacional e a superfície do disco escapa através de um vento dado por:

$$\dot{M}_{vento} \sim 4.4 \times 10^{-10} \left(\frac{\Phi}{10^{41} s^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_*}{1M_\odot} \right)^{1/2} M_\odot/a \quad (4.19)$$

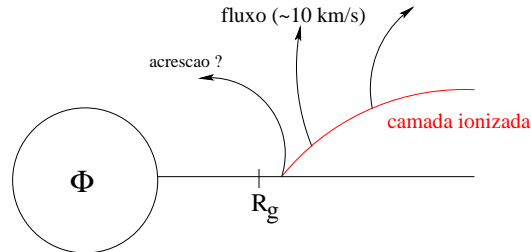


FIGURA 4.13: Representação esquemática do vento de disco produzido por fotoevaporação direta segundo Alexander, Clarke & Pringle (2006). A radiação ionizante emitida pela estrela cria uma zona ionizada sobre a superfície do disco. Nesta zona, o gás não está ligado gravitacionalmente e por isto flui facilmente para fora.

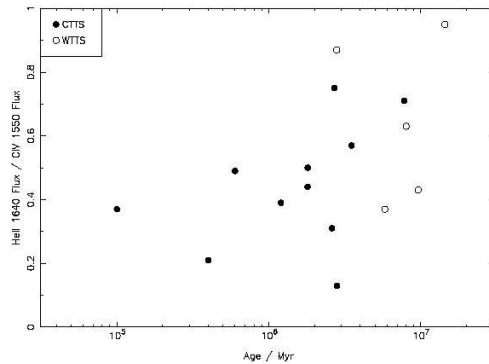


FIGURA 4.14: Razão HeII/CIV como função do tempo (Alexander, Clarke & Pringle 2005).

onde Φ é o fluxo ionizante, preferencialmente no continuum de *Lyman*. Na figura 4.13 extraída de Alexander, Clarke & Pringle (2000a) podemos ver como se manifesta este vento do disco.

Um modelo do *UV-Switch* mais ou menos compatível com nossos resultados para LCC e UCL seria o último modelo da tabela 1 da referência Alexander, Clarke & Pringle (2006b) no qual o disco entra na fase UV Switch por volta dos 18.47 milhões de anos, sendo completamente volatilizado logo depois dos 18.96 milhões de anos.

De um outro lado, recentemente Alexander, Clarke & Pringle (2005) examinaram como evolui este campo radiativo ionizante Φ e mostraram que um indicador como a razão He II/ CIV independente da distância, tende a aumentar entre um e dez milhões de anos. Na figura 4.14 apresentamos este resultado, com o qual estes autores identificam a variação da radiação ionizante como resposta às variações na atividade cromosférica.

Temos a opinião que este aumento de Φ está relacionado diretamente com o aumento da rotação logo após o começo da era post-T Tauri. O aumento da rotação entre 8 e 30 Ma

que discutimos no capítulo 2 com observações e no capítulo 4 com um modelo simples para a evolução do momento angular, confirmam que evidentemente existe um aumento na rotação. Este *spin up* aparece então naturalmente para explicar porque a ~ 30 milhões de anos, os discos estão volatilizados. Uma prova disto se encontra na pesquisa de Mamajek et al. (2004) que mostra que na associação de Tuc/ Hor nenhum objeto irradia na banda N (que mede a radiação até ~ 1 UA da estrela). As estrelas em Horologio teriam então suas regiões do disco internas volatilizadas como mostram as observações de Mamajek et al. (2004) provavelmente já na época de LCC e UCL ou pouco depois.

Finalmente, devemos notar que como prova que a poeira trabalha independente do gás em Tuc/HorA existem duas candidatas fortes a ser *debris disks*. Elas são HD 105 e HD 12039 (Hines et al. 2006).

TABELA 4.7: Membros pre-sequência principal de **LCC** e **UCL** segundo Mamajek, Meyer & Liebert (2002). As magnitudes U, V correspondem a observações do projeto SACY feitas com o fotômetro FOTRAP no Observatório Pico dos Dias (OPD). A coluna t, M_* corresponde a idade em milhões de anos (Ma) e a massa em M_\odot , respectivamente. Para estrelas com excesso de emissão no filtro-U, foi usada a relação de *Gullbring* para medir a taxa de acreção dM/dt em unidades de M_\odot/a . As colunas F e I indicam se a fonte é *flare* (F) ou fonte IRAS (I). A extinção visual A_V (mag), a largura equivalente de H_α (\AA) e a paralaxe secular π_{sec} correspondem a medidas feitas por Mamajek, Meyer & Liebert (2002).

ID	Outro nome	Grupo	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	U	V	t, M_*	A_V	H_α	π_{sec} (mas)	$\log dM/dt$	F	I
1	MML1	LCC	10 57 49.3	-69 14 00	12.048	10.389	10,1.3	0.35	0.7	9.76±1.01		N	N
57524	TWA19	LCC?	11 47 25	-49 53 03	9.833	9.122	15,1.2	0.30	2.0	9.62±1.39		N	N
3	HD104419	LCC	12 04 48.9	-64 09 55	10.285	9.417	10,1.5	0.60	1.5	8.36±1.27		N	N
58996	HD105070	LCC	12 05 47.6	-51 00 12	9.791	8.962	17,1.3	0.14	3.3	9.78±1.16		N	N
4	MML4	LCC	12 06 13.7	-57 02 17	11.543	10.547	10,2.0	1.45	0.6	6.48±1.06		N	N
5	TWA24A	LCC	12 09 41.7	-58 54 45	11.712	10.231	9,1.4	0.28	-0.1	9.00±1.14	-8.10±0.92	N	N
6	CD-574328	LCC	12 11 31.6	-58 16 53	11.524	10.190	14,1.3	0.28	0.3	9.29±0.91	-8.43±1.41	N	N
7	HD105923	LCC	12 11 38.1	-71 10 36	10.211	9.157	10,1.6	0.48	1.4	10.15±0.68		N	N
8	CD-544621	LCC	12 12 35.8	-55 20 27	11.933	10.457	10,1.3	0.48	0.2	9.24±0.90		N	N
9	CD-506815	LCC	12 14 34.1	-51 10 13	11.458	10.204	22,1.1	0.0	0.2	9.41±0.83	-8.23±0.98	N	N
10	CPD-554937	LCC	12 14 52.3	-55 47 04	10.653	9.531	7,1.8	0.87	0.6	9.72±1.31		N	N
13	CPD-641859	LCC	12 19 21.6	-64 54 10	11.497	9.868	7,1.5	0.25	0.3	9.74±1.13		N	N
14	HD107441	LCC	12 21 16.6	-53 17 45	10.349	9.455	17,1.3	0.44	1.6	9.31±0.78		N	N
16	MML16	LCC	12 22 04.3	-48 41 25	12.146	10.696	14,1.3	0.21	-0.1	7.96±0.81	-8.45±1.46	N	N
19	CPD-632367	LCC	12 36 39.0	-63 44 43	11.469	9.938	9,1.5	0.39	0.6	9.73±0.82	-7.97±0.76	Y?	N
22	HD110244	LCC	12 41 18.3	-58 25 56	11.014	9.967	20,1.3	0.67	-0.6	10.26±0.95		N	N
23	HD311894	LCC	12 44 34.8	-63 31 46	12.549	10.804	7,1.3	0.27	-0.7	7.97±1.19	-8.39±1.46	N	N
25	HD111227	LCC	12 48 07.7	-44 39 17	11.003	9.830	16,1.2	0.18	-0.1	10.97±0.59	-7.67±0.20	Y	N
26	CPD-555237	LCC	12 48 48.2	-56 35 38	11.46	10.397	18,1.4	0.53	1.2	7.56±0.73		N	N
27	CD-691055	LCC	12 58 25.6	-70 28 49	11.473	9.951	9,1.3	0.46	0.0	11.73±0.69		N	N
28	MML28	LCC	13 01 50.7	-53 04 58	13.057	11.332	20,1.1	0.55	0.2	9.22±1.51		N	N
30	MML30	LCC	13 06 40.1	-51 59 39	12.036	10.689	18,1.1	0.17	-0.3	8.91±0.90	-9.24±3.9	N	N
31	MML31	LCC	13 14 23.9	-50 54 02	11.611	10.387	14,1.3	0.27	1.1	7.70±0.81		N	N

Continua na página seguinte

Tabela 4.7 – vem da página anterior

ID	Outro nome	Grupo	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	U	V	t, M_*	A_V	H_α	π_{sec} (mas)	$\log dM/dt$	F	I
32	MML32	LCC	13 17 56.9	-53 17 56	11.412	10.464	13,1.4	0.22	1.0	5.99±1.21		N	N
33	HD116099	LCC	13 22 04.5	-45 03 23	10.806	10.077	30,1.0	0.22	2.1	7.16±0.67		N	N
34	PDS66	LCC	13 22 07.6	-69 38 12	11.765	10.316	17,1.1	0.17	-39.9	11.57±0.95	-8.29±1.13	N	Y
34					11.784	10.318					-8.28±1.09		
34					12.057	10.413					-8.57±1.60		
34					12.085	10.425					-8.58±1.62		
34					11.977	10.345					-8.39±1.29		
34					11.965	10.336					-8.38±1.27		
34					11.936	10.402					-8.26±1.03		
34					11.942	10.398					-8.27±1.07		
34					11.821	10.304					-8.29±1.11		
34					10.310								
34					11.95	10.339					-8.28±1.10		
34					11.945	10.327					-8.34±1.2		
34					11.974	10.370					-8.35±1.22		
34					11.934	10.364					-8.37±1.26		
34					11.838	10.368					-8.34±1.19		
34					11.859	10.385					-8.11±0.78		
34					11.896	10.330					-8.19±0.93		
34					11.917	10.337					-8.28±1.09		
66001	HD117524	LCC	13 31 53.7	-51 13 33	11.033	10.002	10,1.6	0.11	1.2	5.99±1.71	-7.11±0.86	N	N
35	HD117884	LCC	13 34 20.2	-52 40 36	10.192		16,1.3	0.45	1.7	9.50±0.66		N	N
36	SAO224291	UCL	13 37 57.3	-41 34 42	11.492	10.118	21,1.1	0.0	0.7	10.23±0.52	-8.71±1.86	N	N
66941	HD119022	LCC	13 43 09.07	-69 07 38.9	8.547	7.597	7,2.1	0.38	2.1	8.05±0.95		N	N
66941					8.546	7.601							
38	MML38	UCL	13 47 50.5	-49 02 06	12.126	10.892	10,1.4	0.45	-0.5	6.75±0.79		N	N
67522	HD120411	UCL	13 50 06.3	-40 50 09	10.596	9.801	30,1.2	0.02	2.2	7.94±1.64		N	N
39	HD120812	UCL	13 52 47.8	-46 44 09	10.274	9.591	14,1.4	0.34	2.4	6.92±0.57		N	N
47	MML47	UCL	14 37 50.2	-54 57 41	12.211	10.745	12,1.3	0.30	0.1	7.59±0.94	-8.69±1.93	N	N
72	HD329929	UCL	15 46 51.8	-49 19 05	11.494	10.299	18,1.3	0.29	1.5	7.55±0.59		N	N
77656	HD141521	UCL	15 51 13.9	-42 18 51	10.731	9.658	18,1.5	0.52	1.7	6.52±1.37		N	N
77656					10.674	9.561							
77656					10.629	9.559							
73	MML73	UCL	15 56 59.1	-39 33 43	12.01	10.830	9,1.5	0.35	1.2	5.74±0.70		N	N
74	HD143358	UCL	16 01 07.9	-32 54 53	10.436	9.707	22,1.3	0.15	2.3	7.60±0.55		N	N

Continua na página seguinte

Tabela 4.7 – vem da página anterior

ID	Outro nome	Grupo	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	U	V	t, M_*	A_V	H_α	π_{sec} (mas)	$\log dM/dt$	F	I
75	MZ Lup	UCL	16 01 09.0	-33 20 14	12.338	10.954	22,1.4	0.16	0.7	5.69±0.74	-7.78±0.41	Y?	N
76	HD143677	UCL	16 03 45.3	-43 55 49	11.119	9.680	1,2.2	0.51	0.7	5.63±0.51		N	N
77	CD-3910292	UCL	16 03 52.5	-39 39 01	13.13	11.254	9,1.2	0.18	-0.4	7.14±0.79	-8.44±1.46	N	N
78	CD-3810866	UCL	16 05 45.0	-39 06 07	11.682	10.551	19,1.2	0.19	0.3	7.69±0.75	-8.29±1.12	N	N
79	MML79	UCL	16 13 58.0	-36 18 13	12.273	11.002	20,1.1	0.31	-0.5	8.10±0.71	-8.07±0.61	N	N
80	CD-5010271	UCL	16 14 51.8	-50 26 18	11.685	10.239	5,1.5	0.39	0.6	7.77±0.72	-8.01±0.85	N	N
83	HD147402	UCL	16 23 29.6	-39 58 01	11.73	10.886	12,1.4	0.95	2.0	5.91±0.72		N	N
84	MML84	UCL	16 27 30.5	-37 49 22	12.449	11.030	8,1.5	0.50	0.6	5.55±0.85		N	N
80636	HD148187	UCL	16 27 52.4	-35 47 00	10.269	9.398	10,1.5	0.39	1.5	8.54±1.64		N	N
85	MML85	UCL	16 31 42.1	-35 05 17	11.94	10.732	10,1.5	0.33	1.2	7.01±0.69		N	N
87	HD321857	UCL	16 39 59.3	-39 24 59	11.425	10.322	6,2.0	0.27	1.5	4.63±0.75	-7.33±0.3	Y	N
88	HD150372	UCL	16 42 24.0	-40 03 30	10.575	9.566	2,2.5	0.74	0.3	5.02±0.54		N	N

TABELA 4.8: Fotometria de membros prováveis e possíveis de Horologio ($\sim 30\text{Ma}$) tirada de Torres et al.(2000). A massa estelar (em M_{\odot}) foi calculada usando modelos evolutivos de Siess (2000) junto com a fotometria B-V e V-I. O raio (em R_{\odot})foi calculado usando a luminosidade total. Para estrelas com excesso de emissão no filtro-U, foi usada a relação de *Gullbring* para medir a taxa de acreção, indicada na última coluna em unidades de M_{\odot}/a .

ID	outro nome	α (J2000.0)	δ (J2000.0)	U-B	B-V	V	V-I	M_*	R_*	$\log dM/dt$
4*	CPD-64 120	01 13 15.3	-64 11 35.1	0.46	0.86	10.29	1.01	0.9	0.95	-9.56 \pm 1.52
6*	HD8558	01 23 21.2	-57 28 50.7	0.22	0.68	8.50	0.77	1.1	1.05	
8*	HD9054	01 28 08.6	-52 38 19.1	0.60	0.91	9.07	1.01	0.9	0.95	-10.24 \pm 3.16
14*	CD-52 381	01 52 14.6	-52 19 33.0	0.63	0.95	10.87	1.08			-10.022 \pm 2.37
16*	CD-53 386	02 01 53.7	-52 34 53.9	0.61	0.96	11.02	1.12	0.9	0.9	-9.89 \pm 2.08
19*	HD12894	02 04 35.1	-54 52 54.0	-0.04	0.36	6.43	0.43	1.5	1.45	
21*	HD13183	02 07 18.0	-53 11 56.5	0.12	0.65	8.63	0.76	1.1	1.05	-8.63 \pm 0.55
22N*	CD-60416	02 07 32.1	-59 40 21.0	0.94	1.16	10.68	1.43	0.8	0.8	-10.16 \pm 2.7
22S*	HD13246	02 07 26.1	-59 40 45.9	-0.01	0.52	7.50	0.60	1.3	1.25	
32*	GSC 8056-0482	02 36 51.5	-52 03 4.4	1.05	1.48	12.11	2.33	0.3	0.4	-12.32 \pm 3.30
37N*	GSC 8491-1194	02 41 47.13	-52 59 30.1	1.21	1.49	12.21	2.40	0.3	0.4	
37S*	CD-53 544	02 41 46.8	-52 59 52.3	1.04	1.26	10.21	1.60	0.7	0.7	-9.84 \pm 2.17
39*	GSC 8497-0995	02 42 33.0	-57 39 36.8	0.96	1.23	10.97	1.48	0.8	0.75	-10.42 \pm 3.10
45*	GSC 8862-0019	02 58 04.6	-62 41 15	0.77	1.04	11.67	1.25	0.9	0.85	-10.47 \pm 3.1
53*	GSC 8499-0304	03 24 14.36	-59 00 59.1	1.13	1.25	12.09	1.45	0.8	0.75	

TABELA 4.9: Fotometria de alguns membros da associação *TW Hya* (TWA) tirada de Torres et al.(2000). A massa estelar foi calculada usando modelos evolutivos de Siess (2000) em conjunto com a fotometria B-V e V-I. Para TWA1 usamos, além da fotometria de Torres et al., um conjunto de 51 observações feitas por Rucinski (1988), indicamos estas medidas com TWA1'. Para estrelas com excesso de emissão no filtro-U, foi usada a relação de *Gullbring* para medir a taxa de acreção, indicada na penúltima coluna em unidades de M_{\odot}/a . Como comparação da taxa de acreção da estrela TWA1 podemos citar o valor obtido por Alencar & Batalha (2002) igual a -8.699

ID	outro nome	V	U-V	V-I	M_*/M_{\odot}	R_*/R_{\odot}	$\log dM/dt$	d(pc)
TWA1'	TWA Hya	10.990	0.875	1.625	0.70	1.0	-8.32 \pm 1.00	56.4
TWA1	TWA Hya	10.92	0.48	1.70	0.70	1.0	-8.57 \pm 0.52	56.4
TWA3A	Hen 3-600A	12.04	2.23	2.94	0.15	0.55	-11.23 \pm 3.40	35
TWA4A	HD 98800A	9.41	2.33	1.51	0.85	1.15	-9.31 \pm 1.27	47
TWA5A	CD-33 $^{\circ}$ 7795A	11.54	2.4	2.36	0.30	0.70	-10.51 \pm 2.77	48

Conclusões

Nesta tese analisamos dois processos de maneira independente. A evolução do momento angular em estrelas de baixa massa e o comportamento dos indicadores de radiação X, também, a acreção do gás na estrela a partir dos discos. Em ambos os casos demos uma ênfase à evolução na época entre 8 e 30 Ma que corresponde à fase conhecida como post-T Tauri. No referente à rotação, neste intervalo de tempo foi detectada uma aceleração angular não nula. No caso da acreção, concentramos a análise no fim da acreção, ou seja, no fim do esvaziamento do gás do disco, aspecto este importante para estudos da formação especialmente de planetas gasosos. Conseguimos, com nossos resultados, relacionar qualitativamente a rotação com o término da acreção.

Considerando a diversidade dos temas abordados neste trabalho, descrevemos a seguir, uma relação das conclusões capítulo por capítulo.

Rotação de PTTS em associações

Apresentamos aqui a evolução da rotação estelar em estrelas de associações com idades de até 30 Ma, assim como também o estudo correspondente à evolução dos indicadores de radiação X. Esta parte da presente tese foi publicada em de la Reza & Pinzón (2004) sendo um trabalho pioneiro, já que por motivos observacionais, não se conhecem as velocidades equatoriais de rotação destas estrelas de uma maneira sistemática como é o caso de estrelas T Tauri com idades menores que 3 Ma. De fato, recentemente e graças ao uso de detetores CCD em forma de mosaicos, várias equipes internacionais determinaram, especialmente no aglomerado de Orion situado a uma distância de 450 pc, uma grande quantidade de períodos fotométricos de rotação com alta precisão, o que permite determinar as velocidades equatoriais de rotação se o raio estelar for conhecido. No caso das associações com idades de 8 Ma ou maiores, o problema observacional é diferente. Devido às grandes distâncias entre as estrelas destas associações e especialmente devido ao fato delas estarem a distâncias, em geral, de menos de 100 pc da Terra, as estrelas encontram-se distribuídas em vastas regiões do céu. Assim, a nova técnica dos CCD-mosaicos não

se aplica para as estrelas de tais associações e a determinação dos períodos deve ser feita para cada estrela individualmente. Esta é a razão pela qual os períodos de rotação em estrelas PTTS em associações com idades bem determinadas não sejam conhecidos. No capítulo 2 (observações) mostramos nossa primeira tentativa de observação de períodos em estas estrelas PTT. No entanto, a quantidade de dados conseguidos por nós ainda é modesta devido ao enorme tempo necessário para observar uma amostra completa e considerando o número pequeno de noites fotométricas no observatório OPD do LNA.

Para fazer uma análise completa da rotação das estrelas PTT das associações TWA (8 Ma), BPMG (11 Ma) e Tuc/HorA (30 Ma) utilizamos uma técnica numérica que nos permitiu obter as velocidades equatoriais médias a partir da distribuição de velocidades de rotação projetadas $v \sin(i)$ observadas. Independentemente da associação considerada, dois grupos diferentes de massas estelares aparecem com propriedades diferentes de rotação. Um grupo com massas entre 0.1 e 1.4 M_{\odot} (chamado por nós de modo baixo) e um outro grupo, com massas entre 1.5 e 2.6 M_{\odot} (modo alto). Esta separação de massa é posteriormente justificada por uma análise estatística K-S em duas dimensões. Encontramos que a rotação em modo alto mostra bem o aumento (*spin up*) da rotação esperado em modelos teóricos (ver por exemplo Siess & Livio 1997) até 40 Ma. Em nosso caso mostramos a existência de tal *spin up* entre 8 e 30 Ma. Tal característica não é tão clara no modo baixo correspondente a massas menores. Isto no entanto, não é surpreendente devido à evolução lenta das estrelas de pouca massa. Também devemos considerar que isto pode ser devido à diferença entre as massas de TWA e as associações BPMG e Tuc/HorA ou bem devido ao conhecimento incompleto da distribuição de massas menores em BPMG e Tuc/HorA.

Estimando um raio médio para cada associação e para cada modo, mostramos que este diminui em geral como $\propto t^{-1/5}$. Encontramos aqui um resultado importante em que o momento angular específico se conserva entre ~ 8 e ~ 30 Ma, o que significa uma ausência de qualquer tipo de freio rotacional. Isto sugere que caso exista um mecanismo de dissipação do momento angular, este deve agir só depois de 30 Ma. Este resultado está em acordo com os resultados da evolução completa do momento angular desde a época T Tauri até o Sol descritos no capítulo 3 e também, com a existência de acreção ativa (que aumenta a rotação sem freio ao contrário do caso durante a época T Tauri) até idades maiores que 10 Ma descrita no capítulo 4.

Admitindo-se que a distribuição de massas estelares segue uma função de massa inicial Universal, predizemos que novos membros das associações TWA, BPMG e Tuc/Hor podem ainda ser descobertos em diferentes intervalos de massa. Simulando valores prováveis de $v \sin(i)$ para estas estrelas não detectadas, mostramos que sua distribuição junto com a distribuição observada de $v \sin(i)$, está de acordo com um cenário geral de *spin up*. Outro resultado, ainda mais compatível com a aceleração da rotação no modo alto (massas entre 1.5 e 2.6 M_{\odot}) é obtido mediante uma análise estatística K-S em duas dimensões (massas

e $v \sin(i)$ observados).

Considerando os dois indicadores de emissão em raios X; L_x e L_x/L_b , encontramos que as estrelas membros das associações mais jovens, TWA e BPMG, apresentam propriedades similares de saturação da radiação X com as das estrelas T Tauri do aglomerado de Orion com idades menores que 3 Ma. Tais propriedades são: uma correlação direta de L_x com a massa e uma pequena dependência com a rotação no sentido de que para rotação com período menor, L_x/L_b diminua. Esta tendência é oposta à relação linear não saturada válida para rotadores lentos na sequência principal (efeito dínamo clássico). Encontramos um efeito forte de dessaturação para massas maiores (1.5 a 2.6 M_\odot) em Tuc/HorA para idades de 30 Ma. A natureza deste efeito é melhor compreendida quando L_x/L_b é comparado com a massa. A dessaturação a 30 Ma é sensível para estrelas G quentes e para estrelas F frias. Mostramos que este efeito é o resultado do surgimento em 30 Ma (coincidente com a idade de Tuc/HorA !) da estabilidade da camada convectiva destas estrelas. De fato, nesta idade as camadas convectivas alcançam sua configuração mínima de tamanho. Devido a isto, mesmo que as estrelas possam alcançar grandes velocidades de rotação observadas, a convecção mínima faz com que elas sejam ineficientes para manter valores altos de L_x/L_b . Um comportamento similar de L_x/L_b é encontrado, mas desta vez em aglomerados abertos da mesma idade em IC2602, IC2391 e NGC2547.

Finalmente, nossos resultados nas associações preenchem o intervalo geral de variação dos indicadores da radiação X entre os estágios T tauri e sequência principal. Ao passo que no modo de rotação baixo, com massas entre 0.1 e 1.4 M_\odot , a transição parece ser contínua no tempo, no caso do modo alto (1.5 a 2.6 M_\odot) esta transição é mais rápida alcançando os indicadores, já em 30 Myr.

As observações

Com o objetivo de testar relações entre as taxas de acreção e a idade de estrelas jovens em diferentes estágios evolutivos, antes da sequência principal, realizamos observações óticas de estrelas pertencentes a aglomerados muito jovens do Hemisfério Norte. A seleção da amostra esteve baseada no catálogo de Dias et al.(2002). Um total de 47 estrelas pertencentes aos aglomerados NGC1502, NGC884, NGC457, Tr37, NGC869, Biurakan2, NGC6871, Roslund4 e Berkeley87 foram observadas entre agosto e setembro de 2005 usando imageamento direto nos filtros U, V e I. Para complementar estas medidas, usamos a fotometria do levantamento SACY para três associações com idades bem definidas: TWA Hya, LCC/UCL e Horologium em 8, ~16 e ~30 Ma respectivamente. Adicionalmente fizemos uma análise do velamento presente no intervalo compreendido entre 6000Å e 7000 Å em espectros óticos de 7 membros da nuvem em formação MBM12 (~2Ma). Estes espectros foram obtidos por Tomas Hearty em 2000 mas uma análise do velamento foi

feita pela primeira vez neste trabalho.

Adicionalmente, fizemos monitoramento fotométrico nos filtros V, I e B de 36 estrelas PTTS membros de associações próximas do projeto SACY. A idéia do monitoramento foi procurar modulações periódicas nas curvas de luz por causa da presença de manchas escuras sobre a superfície estelar. Um monitoramento deste tipo não tinha sido feito até agora com as estrelas do SACY, mas devido ao número reduzido de noites em que estas estrelas foram observadas, somente foi possível medir variabilidade fotométrica para 5 estrelas.

Para interpretar as nossas medidas de períodos fotométricos dentro de um cenário evolutivo pré-sequência principal, complementamos as medidas com períodos obtidos da literatura para estrelas em: Taurus (≤ 5 Ma), MBM12 (~ 2 Ma), α -Per. (≤ 50 Ma) Pléiades (≤ 120 Ma) e Hyades (~ 600 Ma). Os períodos obtidos em 30 Ma são compatíveis com o *spin-up* observado entre ~ 8 e ~ 40 Ma.

Evolução do momento angular

Construímos um modelo para a evolução do momento angular de uma estrela de massa solar antes e durante a sequência principal, até a idade do Sol. O modelo considera de modo simples os seguintes mecanismos de transporte de momento angular em estrelas jovens: freio magnético durante o estágio T Tauri, rotação diferencial interna durante a fase post-T Tauri e perda de momento angular através de vento magnetizado assim que a estrela chega na sequência principal por volta dos ~ 40 Ma. Fornecendo parâmetros para cada processo, conseguimos obter soluções estáveis resolvendo numericamente um sistema de equações diferenciais ordinárias, não lineares e acopladas. A frequência angular de rotação obtida desta forma, apresenta características gerais independentes das condições iniciais, sendo amplamente constante durante os primeiros milhões de anos, crescendo abruptamente, como consequência da contração gravitacional após a perda do freio magnético, mas regulada pelo torque interno devido à presença de um núcleo radiativo em rotação. Na chegada da estrela na sequência principal, o torque magnético começa a agir freiando novamente a rotação estelar até a idade do Sol.

O modelo foi calibrado para reproduzir a velocidade de rotação solar medida hoje. Foram testadas várias condições iniciais sem obter diferenças consideráveis. Consideramos uma descrição mais realista do cenário comumente usado, incluindo-se dois regimens na descrição da interação magnética durante a etapa T Tauri: campo permeando o disco todo ($\beta = 1.0$) e campo permeando somente uma região interna do disco ($\beta = 0.01$). As soluções para $\beta = 0.01$ mostram-se incompatíveis com as observações enquanto que soluções para $\beta = 1.0$, são similares às obtidas por outros autores. Este fato põe em evidência a impos-

sibilidade de um cenário de freiamento por disco no qual parte do campo se desconecte indefinidamente como tem sido proposto por alguns autores.

A extensão deste modelo até a idade do Sol, permite visualizar um panorama global da história rotacional de uma estrela de tipo Solar. Um fato destacado dos resultados do modelo estendido é que o raio de truncamento R_T é função da idade, variando entre 2 e $8 R_*$ durante os primeiros 10 Ma. Este fato está em acordo com o valor comumente usado $R_T \sim 5R_*$ (Gullbring et al.1998). As taxas de acreção foram calculadas usando este resultado.

Acresção e tempo de vida dos discos

A evolução dos discos protoplanetários é complexa e este é um assunto de amplas pesquisas no presente. A complexidade é devida aos diferentes destinos evolutivos dos principais componentes dos discos: o gás e a poeira. Se no início da evolução, na fase T Tauri, o gás e a poeira fina estão distribuídos homogeneamente com uma razão de gás/poeira de ~ 100 equivalente ao valor da matéria interestelar, provavelmente pouco tempo depois esta homogeneidade deixará de existir e a razão gás/poeira vai ser modificada. O gás será o primeiro a desaparecer do disco via acreção na superfície estelar e por ventos do próprio disco. Já a poeira fina vai se aglomerar transformando-se em partículas kilométricas (planetesimais). Em 8 Ma ou antes, os planetesimais poderão colidir energeticamente entre eles gerando uma poeira fina de uma outra geração. Este fato marca o início dos discos conhecidos como *debris*. Mesmo se nosso próprio sistema solar pode ser considerado um disco *debris*, não está ainda claro hoje se todos os discos têm este destino.

Nesta tese nos interessou especialmente o destino da componente gasosa e de poder fornecer um limite razoável do tempo de vida do gás o qual pode ser quantificado, diferentemente de um disco de poeira que praticamente pode não ter fim, já que foram detectados discos *debris* na faixa dos Ga.

Nós consideramos que a melhor abordagem para isto seria visualizar todos os ambientes possíveis limitadores da vida dos discos. Isto significa considerar diferentes grupos estelares, como aglomerados e associações, ambos com e sem estrelas quentes de alta massa dos tipos OB. Com isto, de fato estaríamos considerando processos, no passado ou presente, que teriam destruído ou limitado a vida dos discos, como ocorre com colisões estelares em partes densas de aglomerados, ou bem o disco ter sofrido forte fotoionização devido à presença de estrelas vizinhas de tipos OB, fortes radiadoras no UV. É interessante notar também que as origens destes dois grupos podem ser diferentes.

Para medir as taxas de acreção por fotometria dos excessos da cor U foram realizadas

observações fotométricas de estrelas em 9 aglomerados abertos jovens. Estes aglomerados são: NGC1502, NGC884, NGC457, Tr37 NGC869, Biurakan2, NGC6871, Roslund4 e Berkeley87, todo do Hemisfério Norte. Utilizamos observações fotométricas do projeto SACY para as associações TWA, LCC/UCL e Horologium. Medidas da acreção por velamento espectral foram feitas somente para a associação jovem MBM12 a partir de espectros obtidos por Tomas Hearty(2005). Para todas as estrelas obtivemos as idades correspondentes mediante o uso do modelo evolutivo da sequência principal de Siess (2000)

As taxas de acreção foram calculadas a partir da relação:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{L_{acc}R_*}{GM_*} \left(1 - \frac{R_*}{R_T}\right)^{-1} \quad (5.1)$$

onde dM/dt é a taxa de acreção, M_* e R_* a massa e o raio estelar, G a constante gravitacional, R_T o raio de truncamento e L_{acc} a luminosidade de acreção. A partir das medidas dos excessos em U utilizamos a conhecida relação de Gullbring afim de obter os valores da luminosidade de acreção L_{acc} . Esta luminosidade, foi calculada no caso de estrelas de MBM12, diretamente a partir do velamento espectral. Os valores das massas (M_*) estelares foram calculados a partir do modelo de Siess via a localização destas estrelas no diagrama HR mediante a fotometria V-I. Os raios estelares (R_*) foram estimados a partir das luminosidades. O raio de truncamento R_T foi obtido a partir do modelo geral descrito no capítulo 3. Este valor de R_T aumenta com o tempo como consequência do modelo geral.

Os diferentes aglomerados jovens observados e a associação jovem MBM12 apresentam taxas de acreção entre $\sim 5 \times 10^{-7}$ e $\sim 1 \times 10^{-9} M_\odot/a$ com média de $\sim 1 \times 10^{-8} M_\odot/a$. Os valores para uma mesma idade apresentam variações intrínsecas provavelmente relacionadas a diferentes massas dos discos. O comportamento global de decaimento no tempo está de acordo com os resultados de outras pesquisas. A verdadeira surpresa foi a detecção de uma taxa de acreção importante, próxima da média de $\sim 1 \times 10^{-8} M_\odot/a$ em estrelas das associações de Sco-Cen, LCC e UCL com idades da ordem de ~ 16 Ma. Este fato mostra que a radiação das estrelas OB destas associações não teve uma influencia importante na vida dos discos. Como esperado nas estrelas de HorA de 30 Ma, as taxas de acreção são quase 100 vezes menores que as de LCC/UCL.

Estas detecções em grupos mais velhos mudam o cenário já que se pode considerar que o tempo de vida do gás encontra-se entre ~ 16 Ma e 30 Ma, valores superiores ao tempo de vida de discos protoplanetários gasosos de ~ 10 Ma comumente citados na literatura. Este aspecto pode ser importante para as teorias de formação de planetas gasosos gigantes já que as quantidades de gás disponíveis seriam maiores do que o esperado.

As recentes teorias do fim do disco em tempos apenas da ordem de 10^5 anos no fim da acreção (UV-Switch) encontram um eco em nossos resultados. Um vento de disco acabaria rapidamente com o gás devido à radiação UV direta ionizante vinda da estrela central. Este mecanismo que sempre estaria atuando durante a vida dos discos, somente seria eficiente para volatilizar o disco rapidamente nos últimos estágios da acreção. Sugerimos que o mecanismo da radiação cromosférica responsável para esta forte radiação estelar final no UV viria como resultado do aumento da rotação (*spin up*) encontrado por nós (ver Capítulo 2) agindo até ~ 30 Ma. Observações no infravermelho próximo em estrelas da associação de Tucana/Horologium com 30 Ma mostram de fato, a inexistência de regiões centrais nos discos, provavelmente já volatilizadas.

O conteúdo do capítulo 4 está sendo submetido para publicação em Pinzón et al.(2006)



Bibliografia

- [1] Alencar S.H.P. & Batalha C.,2002,ApJ,571,378
- [2] Alexander, R. D. , Clarke, C. J. & Pringle, J.E. 2005, MNRAS 358, 283
- [3] Alexander R.D., Clarke C.J. & Pringle J.E.,2006a, astro-ph/0603253 a ser publicado pelo MNRAS
- [4] Alexander R.D., Clarke C.J. & Pringle J.E.,2006 b, astro-ph/0603254 a ser publicado pelo MNRAS
- [5] Allain S.,1998,A&A,333,629
- [6] Andre P., Ward-Thompson D. & Barsony M., 1993,ApJ,406,122
- [7] Appenzeller I. & Mundt R.,1989,A&A Rev.,1,291
- [8] Armitage P.J. & Clarke C.J. 1996,MNRAS,280,458
- [9] Armitage P.J. & Clarke C.J. 1997,MNRAS,285,540
- [10] Basri G. & Batalha C.,1990,363,654
- [11] Barnes, S., Sofia, S. & Pinsonneault, M., 2001, AJ, 548, 1071
- [12] Boss A.P.,1997,*Science*,276,1836
- [13] Bachiller R.,1996,ARA&A,34,111
- [14] Bouvier J. Covino E., Kovo O., Martin L., Mathews J.M., Terranegra L., Beck S.C., 1995,A&A,299,89
- [15] Bouvier J., Forestini M., & Allain S., 1997, A&A,326,1023
- [16] Broeg C., Fernández M. & Neuhäuser R.,2005,AN,326,134 (**B05**)
- [17] Broeg C., Joergens V., Fernández M., Husar D., Hearty T.,Ammler M. & Neuhäuser R.,2006,A&A,450,1135
- [18] Brown A.,1950, ApJ,111,366
- [19] Calvet N., Basri G. & Kuhl L.V.,1984,ApJ,277,725
- [20] Calvet N., Hartmann L. & Strom S.E.,2000, em *Protostars and Planets IV*, ed. Mannings V., Boss A.P. & Russel S.S., pag.377
- [21] Cameron A.G.W.,1978,*Moon Planets*,18,5
- [22] Cameron A.C. & Campbell C.G.,1993,A&A,274,309 (**CC93**)

-
- [23] Cameron A.C., Campbell C.G. & Quaintrell H.,1995,A&A,298,133
- [24] Camezind 1990, Rev. in Modern Astronomy 3,ed. G. Klare (Berlin:Springer),234
- [25] Campbell C.G.,1992,Geophys.Astrophys.Fluid Dyn.,63,
- [26] Chen C.H., Jura M., Gordon K.D. & Blaylok M.,2005,ApJ,623,493
- [27] Clarke C.J. & Pringle J.E.,1991,MNRAS,249,584
- [28] Clarke, C.J., Gendrin, A. & Sotomayor, M. 2001, MNRAS, 328, 485
- [29] Chandrasekhar S. & Munch G.,1950, ApJ,111,142
- [30] Charbonneau P. & McGregor K.B.,1993ApJ,417,762
- [31] Chauvin G., Ménard F., Fusco T., Lagrange A.M., Beuzit J.L., Mouillet D. & Augereau J.C.,2002,A&A,394,949
- [32] Charbonneau 1992, em 7th *Cambridge Workshop on Coll Stars, Stellar System and the Sun*,ASP.Conf Series,Vol.26, eds Giampapa & Bookbinder,p.416
- [33] Covino E.,2005 Comun. Priv.
- [34] Cram L.E.,1979,ApJ,234,949
- [35] de la Reza R., Torres C.A.O., Quast G., Castilho B. & Vieira G.,1989,ApJ,343
- [36] de la Reza R. & Pinzón G.,2004,AJ,128,1812
- [37] de la Reza R., Jilinski E. & Ortega V.,2006,131,2609
- [38] Duerr R. & Craine E.R.,1982,AJ,87,408
- [39] Dupuy D. & Zukauskas W.,1976,RASC Jour,70,4
- [40] Endal A.S. & Sofia S.,1978,ApJ,220,279
- [41] Feigelson, E., Gaffney, J., Garmire, G., & Hillenbrand, A., 2003, ApJ, 584, 911
- [42] Foerster G.,2005,Comun. Priv
- [43] Flaccomio E., Micela G. & Sciortino S.,2003a,A&A,402,277
- [44] Flaccomio E., Micela G. & Sciortino S., 2003b,A&A,397,611
- [45] Gameiro J.F., Lago M.T.V.T., Lima N.M. & Cameron A.C.,1993,MNRAS,261,11
- [46] Gameiro J.F., Folha D.F.M. & Costa V.M.,2002,A&A,388,504
- [47] Gershberg R.E., Katsova M.M., Lovkaya, M.N., Terebizh A.V. & Shakhovskaya N.I.,1999,A&A,139,555
- [48] Ghosh P. & Lamb F.K.,1979,ApJ,234,296
- [49] Gössl C.A. & Riffeser A.,2002,A&A,381,1095
- [50] Gray D.F. & Desikachary D.,1973,ApJ,181,523
- [51] Gregorio-Hetem J., Lepine J.R.D., Quast G.R., Torres C.A.O. & de la Reza R.,1992,AJ,103,549
- [52] Gullbring E., Hartmann L., Briceño C. & Calvet N.,1998,ApJ,492,323
- [53] Guenther E.W. & Hessman F.V.,1993,A&A,268,192
- [54] Guenther E.W., Lehmann H., Emerson J.P. & Staude J.,1999,A&A,341,768

-
- [55] Hartigan P., Edwards S. & Ghandour L.,1995,ApJ,452,736
- [56] Hartmann L., Calvet N., Gullbring E & D'Alessio P.,1998,ApJ,495,385
- [57] Hartmann L.,1998,*Accretion processes in star formation*,Cambridge University Press
- [58] Hayashi C.,1966,ARA&A,4,171
- [59] Hayashi M., Shibata K. & Matsumoto R.,2000, Adv. Space Res. 26,3p,567
- [60] Hearty T., Neuhäuser R., Stelzer B., Fernández M., Alcalá J.M., Covino E. & Hambaryan V.,2000a,A&A,353,1044
- [61] Hearty T., Fernández M., Alcalá J.M., Covino E. & Neuhäuser R.,2000b,A&A,357,681
- [62] Hearty T.,2005 Comun. Priv.
- [63] Herbig G.1962, Adv.Astron.Astrophys,1,47
- [64] Herbig G.H.,1978 em *Problems of physics and evolution of the Universe*, ed. L.V. Mirozian, pag.171,Yervan: Acad.Sci.Armenian SSR
- [65] Herbst W., Bailer-Jones C.A.L. & Mundt R.,2001,ApJ,554,L197
- [66] Herbst W., Bailer-Jones C.A.L., Mundt R., Meisenheimer K. & Wackermann R., 2002,A&A,396,513
- [67] Herbst W. & Williams E.C.,2004,127,1594
- [68] Hiltner W.A.,1956,ApJS,2,389
- [69] Hines D.C. et al.,2006,ApJ,638,1070
- [70] Hoffmeister C.,1965,*Veroff. der Sternwarte Sonneberg*,6,97
- [71] Jayawardhana R., Wolk S.J., Barrado Y.,et al.,2001,ApJ,550,L197
- [72] Jensen E.L.N., Cohen D.H. & Neuhäuser R.,1998,AJ,116,414
- [73] Johnstone D., Hollenbach D. & Bally J.,1998,ApJ,499,758
- [74] Joy A.H., 1945 Andre P., Ward-Thompson D. & Barsony M.,1945,ApJ,102,168
- [75] Kastner, J. H., Crigger, L., Rich, M. & Weintraub, D., 2003, ApJ, 585, 878
- [76] Kawaler S.,1988,ApJ,333,236
- [77] Keepens R., MacGregor K.B. & Charbonneau P.,1995,A&A,294,469
- [78] Kenyon S. J. & Hartmann L.,1995, ApJS,101,117 (**KH95**)
- [79] Dias W.S., Alessi B.S., Moitinho A. & Lepine J.R.D., 2002, A&A,389,871
- [80] Königl A.,1991,ApJ,37,L39
- [81] Küker M., Henning T. & Rüdiger G.,2003,ApJ,589,397
- [82] Kuschnig et al.,1997,A&A,328,544
- [83] Lamm M.H., Mundt R., Bailer-Jones C.A.L. & Herbst W.,2005,A&A,430,1005
- [84] Li J. & Cameron A.C.,1993,MNRAS,261,766
- [85] Lyra W. & Porto de Mello G.F.,2005,A&A,431,329
- [86] Long M., Romanova M.M. & Lovelace R.V.E.,2005,ApJ,634,1214
- [87] Lovelace R.V.E., Romanova M.M. & Bisnovaty-Kogan G.S.,1995,MNRAS,275,244

-
- [88] Luhman K.L.,2001,ApJ,560,287
- [89] McGregor K.B. & Brenner M.,1991,ApJ,376,204
- [90] Mamajek E.E., Meyer R.R. & Liebert J.,2002,AJ,124,1670
- [91] Mamajek E.E., Meyer M. R., Hinz P.M., Hoffmann W.F., Cohen M. & Hora, J.,2004,ApJ,612,496
- [92] Mayor M., & Mermilliod J.C.,1991, in *Angular Momentum Evolution in Young Stars*, ed. Catalano S., Stauffer J.R., Kluwer/Dordrecht, pag.201
- [93] Matt S. & Pudritz R.E.,2005,MNRAS,356,167 (**MP05**)
- [94] Meoli C., Gouveia Dal Pino E.M., de la Reza R. & Raga A.,2006, a ser publicado pelo A&A
- [95] Mestel L., Taylor R.L. & Moss D.L.,1988,MNRAS,231,873
- [96] Miller, G.E. & Scalo, J.,1979,ApJS, 41,513
- [97] Mizuno H.1980,Prog.Theor.Phys.64,544
- [98] Mohanty S. et al.,2004,ApJ,609,33
- [99] Neuhauser R. & Guenther E.W.,2004,A&A,420,647
- [100] Ortega, V., de la Reza, R., Jilinski, E. & Bazzanella, B., 2002,ApJ,575,L75
- [101] Ortega, V., de la Reza, R., Jilinski, E. & Bazzanella, B., 2004, ApJ,609,243
- [102] Pasquini L. & Pallavicini R.,1991,A&A,251,199
- [103] Pinzón G., de la Reza R., Torres C.A.O, Quast G.R., Neuhauser R. & Seifahrt A. 2006, a ser submetido ao A&A
- [104] Pinsonneault M.H., DePoy D.L. & Coffee M.,2001,ApJ,556,L59
- [105] Polcaro V.F., Rossi C., Persi P., Giovannelli F., Ferrari Toniolo M., Gonsales Pais I., Manchanda R.K., Norci L. & Viotti R.,1991,Mem.S.A.It,1991,62,4
- [106] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. & Flannery, B. P., 1994, Numerical Recipes in C(2nd ed.;Cambridge Cambridge Univ. Press)
- [107] Prosser, C.F.,1992,AJ,103,488
- [108] Quast G.R., Torres C.A.O., de la Reza R., da Silva L. & Mayor M.,2002, em *Birth and Evolution of Binary Stars*,eds. Reipurth B., Zinneker H., poster proceedings IAU Symp. No,200,28
- [109] Queloz D., Allain, S., Mermilliod, J-C., Bouvier J. & Mayor M. 1998, A&A, 335,183
- [110] Radick R., Thompson, D.T, Lockwood G.W., Duncan D.K. & Baggett W.E.,1987,ApJ,321,459
- [111] Rebull L.M.,2001,AJ,121,1676
- [112] Rebull L. M., Wolff S.C. & Strom, S. E.,2004,AJ,127,1029
- [113] Reid N.,2003,MNRAS,342,837
- [114] Rieke G.H. & Lebofsky M.J.,1985,ApJ,288,618 (**RL85**)
- [115] Rydgren A.E., Strom S.E. & Strom K.H.,1976,ApJS,30,307
- [116] Robberto M., Song J., Mora Carrillo G., Beckwith V.W., Makidon R.B. & Panagia N.,2004,ApJ,606,952
- [117] Royer F., Grenier S., Baylac M.O., Gomez A.E., & Zorec J.,2002,A&A,393,897

- [118] Rucinski S.M.,1988,*IAU Information Bulletin on Variable Stars*,No. 3146
- [119] Rucinski S.M & Krauter J.,1983,*A&A*,121,217
- [120] Sanduleak N.,1971,*ApJ*,164,L71
- [121] Scally A., Clarke C.J.2001,*MNRAS*,325,449
- [122] Scalo, J. 1998, em ASP Conf. Ser., Vol. 142, The Stellar Initial Mass function, ed. G. Gilmore & D. Howell (San Francisco: ASP)
- [123] Schatzman E.,1962,*Annales d'Astrophysique*,25,18
- [124] Shu F., Lizano S., Ruden S. & Najita J.,1988,*ApJ*,328
- [125] Skumanich A.,1972,*ApJ*,171,565
- [126] Sicilia-Aguilar A., Hartmann L., Briceño C., Muzerolle J. & Calvet N.,2004,*AJ*,128,805
- [127] Sicilia-Aguilar A., Hartmann L., Hernández J., Briceño C., & Calvet N.,2005,*AJ*,130,188
- [128] Siess L. & Livio M.,1997,*ApJ*,490,785
- [129] Siess L., Forestini M. & Bertout C.,1999,*A&A*,342,480-491
- [130] Siess L., Dufour E. & Forestini, M.,2000,*A&A*,358,593
- [131] Smith B.A. & Terrile R.J.,1984,*Science*,226,1421
- [132] Soderblom D.R., Jones B.F. & Fischer D.,2001,*ApJ*,563,334
- [133] Soderblom D.R., Jones B.F., Balachandran S., Stauffer J.,1993,*AJ*,106,1059
- [134] Song I., Zuckerman B. & Bessell M.S.,2003,*ApJ*, 599, 342
- [135] Song I., Zuckerman B. & Bessell M.S., 2004,*ApJ*,603,804
- [136] Spitzer L., *Physical processes in the interstellar medium*, 1978, New York Wiley-Interscience
- [137] Stahler S.W.,1983,*ApJ*,274,822
- [138] Stelzer B. & Neuhäuser R.,2000,*A&A*,361,581
- [139] Stelzer B. & Neuhäuser R.,2001,*A&A*,372,117
- [140] Stassun K.G., Mathieu, R.D., Mazeh, T. & Vrba, F.,1999,*AJ*,117,2941
- [141] Stassun K.G., Ardila D.R., Barsony M., Basri G. & Mathieu R.D., 2004,*AJ*,127,3537
- [142] Stauffer J. R., 2001, em ASP Conf. Ser., Vol. 244, Young Stars Near Earth: Progress and Prospects, ed. R. Jayawardhana & T. Greene(San Francisco: ASP)
- [143] Stempels H.C. & Gahm G.F.,2004,*A&A*,421,1159
- [144] Suchkov A.A., Makarov V.V. & Vogues W.,2003,*ApJ*,595,1206
- [145] Tonry J. & Davis M.,1979,*AJ*,84,1511
- [146] Torres, G., Guenther, E.W., Marschall, L., Neuhäuser, R., Latham, D. & Stefanik, R., 2003,*ApJ*,125,825
- [147] Torres C.A.O., Quast G.R., da Silva L., de la Reza R., Melo C.F.H. & Sterzik, M., 2006, a ser publicado pelo A&A
- [148] Torres C.A.O., da Silva L., Quast G. & de la Reza R. & Jilinski E., 2000, *AJ*, 120,1410
- [149] Turner D.G. & Forbes D.,1982,*PASP*,94,789

- [150] Uzdensky D.A.,2004,*Astrophys. & Space Science*,292,573
- [151] van Ballegooijen, A.A.,1994,*Space Sci. Rev.*,68,299
- [152] Weber E.J. & Davis L. Jr.,1967,*ApJ*,148,217
- [153] Weinberger A.J., Becklin E.E. & Zuckerman B.,2003, *ApJ*,584,L33
- [154] Wichmann, R., Bouvier, J., Allain, S. & Krautter, J., 1998, *A&A*, 330, 521
- [155] Wolk S.J. & Walter F.M.,1996,*AJ*,111,2066
- [156] Yi I.,1994,*ApJ*,428,760
- [157] Zimmermann T. & Ungerechts H., 1990,*A&A*,238,337
- [158] Zuckerman B., Song I., Besell M. & Webb R.,2001a,*ApJ*,562,L87
- [159] Zuckerman B., Song I. & Webb R.,2001b,*ApJ*,559,388
- [160] Zuckerman B. & Song I.,2004,*ARA&A*,42,685
- [161] Zuckerman B. & Webb R.,2000,*ApJ*,535,959

