



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA TERRA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA E EXPERIMENTAL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

SOBRE A RELAÇÃO ENTRE ROTAÇÃO,  
ATIVIDADE CROMOSFÉRICA E ABUNDÂNCIA  
DE LÍTIO EM ESTRELAS SUBGIGANTES

Bruno Leonardo Canto Martins

Orientador: Prof. Dr. José Renan De Medeiros

Dissertação de mestrado apresentada ao  
Departamento de Física Teórica e  
Experimental da Universidade Federal do  
Rio Grande do Norte como requisito parcial à  
obtenção do grau de **MESTRE** em  
**FÍSICA**.

Natal, Dezembro de 2003

Para Pessoas Especiais:

Minha mãe  
Ana Mirtes,  
Minhas irmãs  
Alessandra Silvia e Carla Silvia,  
Meu sobrinho  
Pedro Hugo e  
Ao grande amigo  
Ricardo Wagner.

# Agradecimentos

Ao Prof. José Renan De Medeiros, pelo grande empenho e dedicação durante a orientação não só da elaboração deste trabalho mas também da minha vida profissional e pessoal.

Agradeço também aos professores Paulo Fulco, Artur Carriço, Enivaldo Bonelli, Carlos Chesman e Francisco Alexandre que deram grande contribuição à minha carreira científica. Em especial a José Dias do Nascimento Jr. pelas importantes discussões e enorme contribuição a esta dissertação.

Aos amigos do Grupo de Astrofísica, Bráulio B. Soares, Deborah J. A. Silva, Igor F. Santos, Izan C. Leão, José Ronaldo P. da Silva e Luis P. S. Neto, e a todos os colegas de graduação, em especial a Ana Cristina, Carlos Heitor, Erika Cristina, Flávio Lemos, Francisco Carlos e João Maria que me ajudaram, com alegria e companheirismo, nos árduos dias de estudo.

Aos funcionários do Departamento de Física e da Pós-graduação pelos serviços prestados durante a produção deste trabalho.

À minha mãe e minhas irmãs que, respeitando a minha escolha profissional, apoiaram e incentivaram-me a alcançar novos horizontes.

Ao amigo Ricardo Wagner, pelo convívio durante todos esses anos, pela tolerância com os meus defeitos, pela ajuda no enfrentamento das dificuldades da vida e pelo trabalho de revisão gramatical deste trabalho.

A Capes pelo apoio financeiro.

E, principalmente, a Deus que me deu forças para continuar nesta batalha e as estrelas do céu para poder contemplá-las.

# Resumo

A conexão entre rotação, fluxo de emissão de CaII e abundância de lítio é analisada para uma amostra de estrelas subgigantes, cujo status evolucionário foi determinado a partir do código de Toulouse–Geneve e de medidas trigonométricas de paralaxe do HIPPARCOS.

Observamos que a distribuição da rotação e do fluxo de emissão de CaII, como função da temperatura efetiva, mostra uma descontinuidade localizada em torno do mesmo tipo espectral, F8IV. Estrelas localizadas no lado azul deste tipo espectral exibem uma elevada dispersão nos valores de rotação e de fluxo de CaII, enquanto que estrelas localizadas no lado vermelho de F8IV mostram essencialmente baixa rotação e baixo fluxo de CaII. A intensidade deste declínio, entretanto, depende da massa estelar. A distribuição das abundâncias de lítio também apresenta uma descontinuidade, porém, com um comportamento um pouco mais complexo. Para subgigantes com massa menor ou em torno de  $1.2 M_{\odot}$ , esse declínio é observado mais tarde do que aquele na rotação e no fluxo de CaII, enquanto que para massas maiores do que  $1.2 M_{\odot}$  o decréscimo na abundância do lítio é localizado ao redor do tipo espectral F8IV. A discrepância entre a localização das descontinuidades da rotação e da emissão do fluxo de CaII e do  $\log n(Li)$ , para estrelas com massas menores do que  $1.2 M_{\odot}$ , parece refletir a sensibilidade dos fenômenos em relação à massa da envoltória convectiva. A diminuição abrupta na rotação, que resulta principalmente de uma desaceleração magnética, requer um aumento na massa da envoltória convectiva menor do que o requerido para o decréscimo nas abundâncias de lítio. A localização da descontinuidade em  $\log n(Li)$ , na mesma região das descontinuidades na rotação e na emissão de fluxo de CaII para estrelas com massas maiores do que  $1.2 M_{\odot}$ , pode também ser explicada através do comportamento da profundidade da envoltória convectiva.

Em contraste com a relação entre rotação e fluxo de CaII, a relação entre abundância de lítio e rotação mostra uma tendência não muito clara para um comportamento linear. Similarmente, a mesma tendência é observada na relação entre abundância de lítio e fluxo de CaII. Apesar destes fatos, subgigantes com alto conteúdo de lítio também possuem alta rotação e alta emissão de fluxo de CaII.

Observamos também que estrelas com alto conteúdo de lítio apresentam, em sua maioria, uma envoltória convectiva pouco desenvolvida, enquanto que estrelas com baixo conteúdo de lítio possuem uma envoltória convectiva bastante desenvolvida. No caso da rotação, estrelas com a envoltória convectiva pouco desenvolvida apresentam velocidades rotacionais tanto altas como baixas, enquanto que estrelas com a envoltória convectiva bem desenvolvida apresentam apenas baixa rotação.

# Abstract

The connection between rotation, CaII emission flux and lithium abundance is analyzed for a sample of subgiant stars, with evolutionary status was determined from from the Toulouse–Geneve code and HIPPARCOS trigonometric parallax measurements.

We noted that the distribution of rotation and CaII emission flux, as a function of effective temperature, shows a discontinuity located around the same spectral type, F8IV. Stars located blueward of this spectral type, exhibit a large spread of values of rotation and CaII flux, whereas stars redward of F8IV show essentially low rotation and low CaII flux. The strength of these declines nevertheless, depends on stellar mass. The distribution of lithium abundances also shows a discontinuity, however with behavior a little more complex. For subgiants with mass lower than about  $1.2 M_{\odot}$ , this decrease is observed later than that in rotation and CaII flux, whereas for masses higher than  $1.2 M_{\odot}$  the decrease in lithium abundance is located around the spectral type F8IV. The discrepancy between the location of the discontinuities of rotation and CaII flux and  $\log n(Li)$  for stars with masses lower than  $1.2 M_{\odot}$ , seems to reflect the sensitivity of these phenomena to the mass of the convective envelope. The drop in rotation, which results mostly from a magnetic braking, requires an increase in the mass of the convective envelope less than that required for the decrease in lithium abundance. The location of the discontinuity in  $\log n(Li)$  in the same region of the discontinuities in rotation and CaII flux, for stars with masses higher than  $1.2 M_{\odot}$ , may also be explained by the behavior of the deepening of the convective envelope.

In contrast to the relationship between rotation and CaII flux the relationship between lithium abundance and rotation shows no clear tendency toward linear behavior. Similarly, the same tendency is observed in the relationship between lithium abundance and CaII flux. In spite of these facts, subgiants with high lithium content also have high rotation

and high CaII emission flux.

We also observed that stars with high lithium content present, in its majority, an undeveloped convective envelope, whereas stars with low lithium content have a developed convective envelope. In the case of the rotation, stars with undeveloped convective envelope, show rotational velocities as much high as low, whereas stars with developed convective envelope only present low rotation.

# Índice

|   |           |
|---|-----------|
| Agradecimentos  | i         |
| Resumo  | ii        |
| Abstract  | iv        |
| <b>1 Introdução</b>   | <b>1</b>  |
| 1.1 A estrutura estelar . . . . .   | 1         |
| 1.2 Sobre os processos de aquecimento da alta atmosfera estelar . . . . . | 5         |
| 1.3 Sobre o estudo da atividade cromosférica . . . . .                    | 7         |
| 1.4 Plano de trabalho . . . . .   | 9         |
| <b>2 Fundamentação teórica</b>  | <b>10</b> |
| 2.1 A equação de indução . . . . .  | 10        |
| 2.2 Os efeitos $\alpha$ e $\omega$ . . . . .                              | 14        |
| 2.3 A eficiência do dínamo . . . . .                                      | 16        |
| <b>3 Dados Observacionais</b>   | <b>23</b> |
| 3.1 Rotação . . . . .   | 23        |
| 3.2 Atividade cromosférica . . . . .                                      | 25        |
| 3.2.1 O índice de fluxo S . . . . .                                       | 25        |
| 3.2.2 A definição do fator de conversão . . . . .                         | 26        |
| 3.2.3 Calibração absoluta . . . . .                                       | 27        |
| 3.3 A profundidade da envoltória convectiva . . . . .                     | 28        |



|   |           |
|---|-----------|
| <b>4 Resultados</b>   | <b>34</b> |
| 4.1 As discontinuidades na rotação, fluxo de CaII e abundância de Li . . . . .  | 34        |
| 4.2 Relação entre a velocidade rotacional, a atividade cromosférica e a<br>abundância de Li . . . . .                     | 39        |
| 4.3 A conexão entre a atividade cromosférica e o número de Rossby . . . . .   | 43        |
| 4.4 O comportamento da abundância do lítio e da rotação como função da<br>profundidade da envoltória convectiva . . . . . | 45        |
| <b>5 Conclusões e Perspectivas</b>  | <b>48</b> |
| 5.1 Conclusões . . . . .  | 48        |
| 5.2 Perspectivas . . . . .  | 51        |
| <b>A Parâmetros fundamentais</b>  | <b>53</b> |
| <b>B Turnover convectivo e número de Rossby</b>   | <b>59</b> |
| <b>C Massa e profundidade da envoltória convectiva</b>  | <b>65</b> |
| <b>D Publicações</b>  | <b>71</b> |

# Lista de Figuras

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 1.1 | Representação esquemática da estrutura estelar. Neste modelo mostramos as principais regiões de uma estrela e valores da temperatura efetiva em cada uma das regiões. . . . .  | 3  |
| 1.2 | Representação de um eclipse solar total para uma melhor explicação do segundo e do terceiro contatos. . . . .  | 4  |
| 2.1 | Variação do tempo característico de convecção $\tau_{con}$ ao longo da seqüência principal de idade zero para três valores do parâmetro de mistura $\alpha$ . ( <i>Gilliland 1985</i> ). . . . .   | 21 |
| 3.1 | Correlação entre os fatores $S_1$ e $S_2$ para estrelas subgigantes da amostra de Rutten (1987b). . . . .  | 29 |
| 3.2 | A profundidade (em massa) da envoltória convectiva é mostrada em função da temperatura efetiva (primeira dragagem) para 1.0 (sólida), 1.2 (ponto), 1.5 (pequeno traço), 2.0 (longo traço), 2.5 (ponto-pequeno traço), 3.0 (ponto-longo traço) e 4.0 $M_{\odot}$ (pequeno traço-longo traço) e $[Fe/H] = 0$ . A figura apresenta também um <i>zoom</i> da região $3.8 \geq \log T_{eff} \geq 3.74$ . O ponto marcado com <i>a</i> indica o fim da primeira dragagem ( <i>do Nascimento et al. 2000</i> ). . . . . | 32 |
| 4.1 | Distribuição das estrelas subgigantes no diagrama HR, com o comportamento de velocidade rotacional, $v \sin i$ , em função da luminosidade e da temperatura efetiva. Traçados evolutivos para $[Fe/H] = 0$ obtidos a partir do código Toulouse-Geneve são mostrados para massas estelares entre 1 e 4 $M_{\odot}$ . . . . .  | 35 |

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 4.2 | Distribuição das estrelas subgigantes no diagrama HR, com o comportamento do fluxo cromosférico, $\log F(\text{CaII})$ , em função da luminosidade e da temperatura efetiva. Traçados evolutivos estão definidos na figura (4.1).  | 36 |
| 4.3 | Distribuição das estrelas subgigantes no diagrama HR, com o comportamento da abundância do lítio, $\log n(\text{Li})$ , em função da luminosidade e da temperatura efetiva. Traçados evolutivos estão definidos na figura (4.1).   | 38 |
| 4.4 | Fluxo cromosférico, $\log F(\text{CaII})$ , versus velocidade rotacional, $\log(v \sin i)$ para as estrelas de nossa amostra. Os círculos abertos representam estrelas com $(B - V) \leq 0.55$ ; os círculos fechados com $0.55 < (B - V) \leq 0.75$ ; os triângulos possuem $0.75 < (B - V) \leq 0.95$ e os quadrados são estrelas com $(B - V) > 0.95$ . | 40 |
| 4.5 | A abundância de lítio ( $\log n(\text{Li})$ ) versus velocidade rotacional ( $\log(v \sin i)$ ) para as estrelas de nossa base. Os símbolos estão definidos na figura (4.4).   | 41 |
| 4.6 | A abundância de lítio ( $\log n(\text{Li})$ ) versus fluxo cromosférico ( $\log F(\text{CaII})$ ) para as estrelas de nossa base. Os símbolos estão definidos na figura (4.4).   | 42 |
| 4.7 | $\log F(\text{CaII})$ versus o número de Rossby $\log(R_o)$ para diferentes valores do parâmetro $\alpha$ . Os símbolos indicam intervalos de $(B - V)$ definidos como na figura (4.4).  | 44 |
| 4.8 | A profundidade (em massa) da envoltória convectiva em função da temperatura efetiva para as estrelas de nossa base. O tamanho dos símbolos é proporcional às abundâncias de Li. Apresentamos também um <i>zoom</i> da região $3.88 \geq \log(T_{eff}) \geq 3.70$ .   | 46 |
| 4.9 | A profundidade (em massa) da envoltória convectiva em função da temperatura efetiva para as estrelas de nossa base. O tamanho dos símbolos é proporcional às velocidades rotacionais. Apresentamos também um <i>zoom</i> da região $3.88 \geq \log(T_{eff}) \geq 3.70$ .   | 47 |

# Lista de Tabelas

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 3.1 | Estrelas subgigantes com ambos os valores de índice de emissão $S_1$ e $S_2$ dados por Rutten (1987b). . . . .   | 33 |
| A.1 | Parâmetros fundamentais para as estrelas de nossa amostra. . . . .   | 54 |
| B.1 | Tempo característico de convecção e número de Rossby para as estrelas de nossa amostra, para diferentes valores do parâmetro de mistura $\alpha$ . . . . . | 60 |
| C.1 | Massa e profundidade da envoltória convectiva para as estrelas de nossa amostra. . . . .   | 66 |

## Capítulo 1

# Introdução

Os mistérios acerca do Universo interrogam e encantam a humanidade desde a mais remota época. Uma melhor compreensão destes mistérios ocorreu com o desenvolvimento de telescópios e detectores modernos no século passado, levando à compreensão de que o elemento principal que constitui o Universo são as estrelas.

É nas estrelas, desde a formação na nuvem interestelar até o fim da evolução, quando se transformam em supernovas, que podem ser testadas as teorias físicas, simplesmente pelo fato das mesmas serem o grande laboratório cósmico.

Neste trabalho, mostramos as relações de dependência entre alguns parâmetros estelares, a saber: a rotação, a atividade cromosférica e a abundância de lítio para estrelas subgigantes de tipo espectral F, G e K. Com isto, tentamos esclarecer melhor alguns pontos em aberto destes mistérios do Universo, mais especificamente quais os mecanismos controladores da atividade magnética em estrelas evoluídas e as relações destes mecanismos com processos de diluição.

## 1.1 A estrutura estelar

O corpo de uma estrela é gasoso e extremamente quente. De fato, os gases, em sua maioria, são completamente ionizados (um plasma). Temperatura, pressão e densidade aumentam da superfície estelar em direção ao seu interior, o núcleo, onde a energia é liberada por reações termonucleares. Destas reações, um dos exemplos é a transformação de

hidrogênio em hélio, com liberação de energia na forma de fótons e movimentos térmicos. Os fótons propagam-se para o exterior da estrela através da larga zona radiativa até alcançarem a envoltória convectiva, em que o transporte de energia ocorre devido aos movimentos turbulentos do gás. A superfície visível de uma estrela (a fotosfera) ocorre no topo da camada convectiva, onde se inicia uma complexa e extensa atmosfera estelar.

A base da atmosfera estelar é a *fotosfera*, uma fina camada de gás, representando a profundidade máxima que podemos observar e da qual emana a parte principal da radiação visível. Manchas são observadas na fotosfera. A próxima camada mais externa é a *cromosfera*. Após esta região, existe uma *coroa* tênue, porém bastante extensa, com sua luz bastante fraca seguindo os ventos solares para o meio interestelar.

Na figura (1.1), representamos esquematicamente a estrutura de uma estrela.

A coroa é a camada mais externa da atmosfera estelar. Esta camada não pode ser vista ao olharmos para o Sol, ou para uma outra estrela, aqui da Terra, pois o brilho do céu (luz da fotosfera espalhada pela atmosfera terrestre) é superior ao da coroa. Por isso, esta camada só pode ser visualizada durante um eclipse total do Sol.

Quando as linhas espectrais da coroa foram detectadas pela primeira vez, observaram-se linhas razoavelmente fortes em 5303, 5694 e 6374Å. Suas identificações eram até então completamente desconhecidas. Somente após Edlén (1941, 1942), em Lundi, ter medido, em laboratório, comprimentos de onda das linhas do ultravioleta e de linhas altamente ionizadas, como FeX e FeX, é que foi possível a construção de um diagrama de energia para estes íons. Com tais diagramas de energia, Grotrian, em Potsdam, identificou algumas linhas coronais como sendo devidas aos íons altamente ionizados (Grotrian 1939). Seguindo tal descoberta, Edlén identificou as linhas coronais restantes na região do visível como sendo devidas a outros íons altamente ionizados. A linha de 5303Å é devida ao íon de ferro que perdeu 13 elétrons. A linha 6374Å é devida a um íon Fe que perdeu 9 elétrons e a linha 5694Å é devida a um íon de Ca que perdeu 14 elétrons. Para alguns destes íons, energias da ordem de 300 eV são necessárias para separar o elétron mais inter-

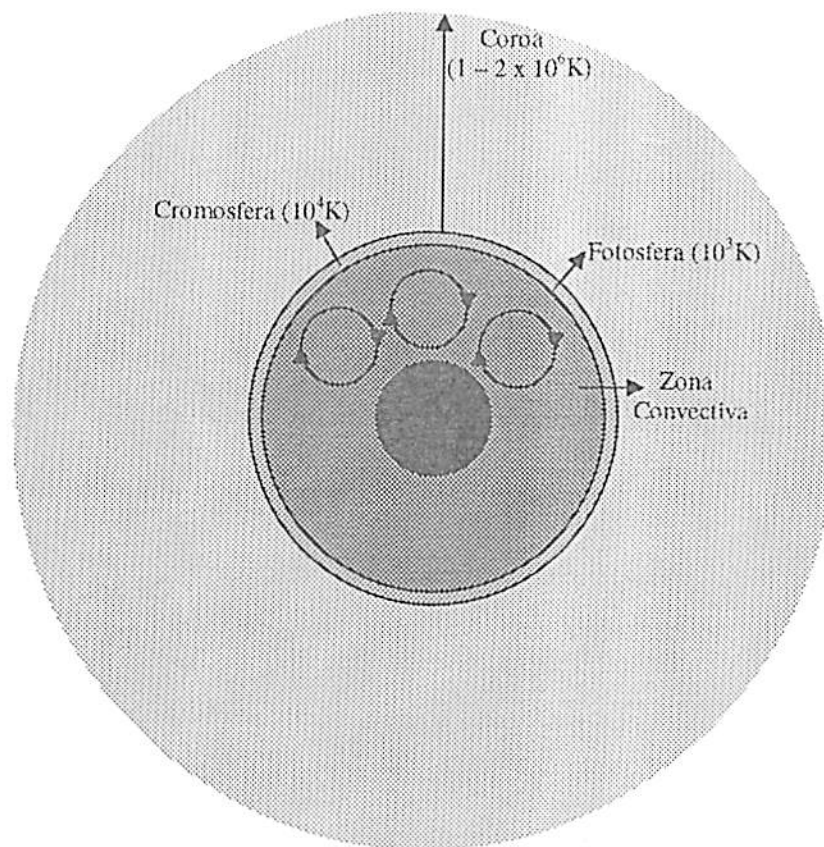


Figura 1.1: Representação esquemática da estrutura estelar. Neste modelo mostramos as principais regiões de uma estrela e valores da temperatura efetiva em cada uma das regiões.

no. A radiação vinda da fotosfera solar certamente não possuía fótons com alta energia. A única maneira destas partículas poderem ser ionizadas, em tal alto grau, era por meio de colisões com partículas muito energéticas. Entretanto, para produzir partículas com tais energias cinéticas altas, as temperaturas na coroa teriam de ser da ordem de 1 ou 2 milhões de graus. A emissão de raio-X da coroa indica temperaturas similares.

A cromosfera solar, por exemplo, se estende cerca de  $10^4\text{ km}$  acima da fotosfera, com uma densidade gasosa muito menor do que a densidade fotosférica. Tal camada recebe este nome devido às cores brilhantes observadas na mesma. A cromosfera solar somente pode ser visualizada na luz visível no momento em que ocorre um eclipse solar total, poucos instantes após o segundo contato e alguns instantes antes do terceiro contato, como mostrado na figura (1.2).

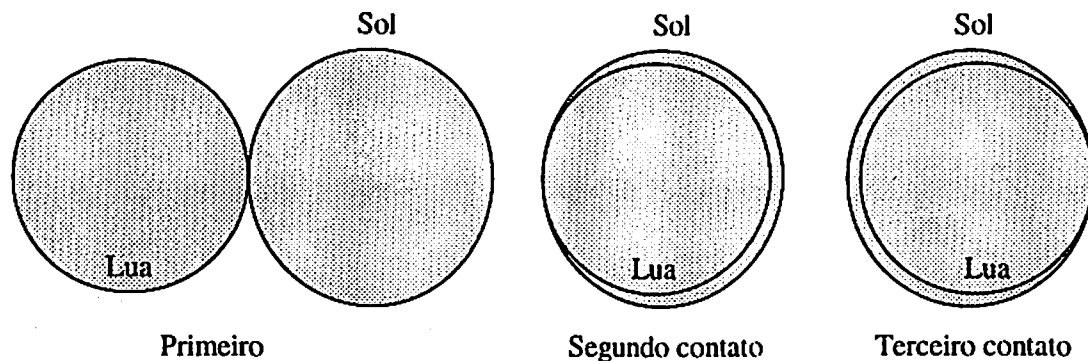


Figura 1.2: Representação de um eclipse solar total para uma melhor explicação do segundo e do terceiro contatos.

O espectro da cromosfera somente é visto por um curto período de tempo, chamado de espectro "flash". Este espectro mostra um grande número de linhas espectrais. Alguns exemplos destas linhas são as linhas de forte emissão do  $H_{\alpha}$ , como também as linhas de  $CaII H$  e  $K$ ,  $MgII h$  e  $k$ .

As linhas espectrais atribuídas à cromosfera são formadas em camadas com temperaturas acima de 15000 K, exceto as linhas do hélio, que são formadas por camadas com  $T \approx 20000$  K. Uma vez que as temperaturas são crescentes até alcançar valores da ordem de um milhão de graus na coroa, deve existir uma camada com temperaturas entre 20000 e  $10^6$  K. Esta camada é chamada de *camada de transição* entre a cromosfera e a coroa. Existe apenas o problema de onde a cromosfera termina e a camada de transição inicia.

Felizmente, graças aos avanços tecnológicos ocorridos no século passado, podemos observar as linhas espectrais da cromosfera e da camada de transição no ultravioleta sem ter de esperar por um eclipse solar. As observações no ultravioleta têm também aberto a possibilidade de se observar a cromosfera e a camada de transição de outras estrelas similares ao Sol. O satélite *International Ultraviolet Explorer* (IUE), lançado em 1978, alcançou enorme sucesso observando a cromosfera e a camada de transição de grandes amostras de estrelas do tipo F, G e K e evidenciando a existência de um plasma com temperaturas que variam de  $10^4$  K na cromosfera a  $10^5$  K na camada de transição.



Uma das conclusões mais interessantes obtidas, a partir dos dados do IUE, é o fato de que, para estrelas com tipos espectrais mais tardios do que F5, a emissão cromosférica parece decrescer com o aumento da idade da estrela, seguindo assim o mesmo comportamento das velocidades rotacionais (por ex.: De Medeiros e Mayor 1990; Pasquini e Brocato 1992; Strassmeier et al. 1994; Pasquini et al. 2000). Skumanich (1972) foi quem primeiro apontou para uma correlação entre a emissão cromosférica do CaII e a idade das estrelas.

Mesmo depois destas descobertas, resta um quebra-cabeça a resolver de como a coroa pode ser tão quente. Sempre enfatizamos que, para o calor fluir de dentro para fora, a temperatura deve decrescer. Agora encontramos esta temperatura crescendo nas camadas externas. Como uma camada mais fria pode aquecer uma camada mais quente sem ferir a segunda lei da termodinâmica? Quais mecanismos são responsáveis pelo aquecimento da coroa? O que mantém a fotosfera e a cromosfera com temperaturas mais baixas mesmo estando entre um interior estelar e uma coroa com temperaturas mais elevadas? Para responder a estas questões devemos discutir os processos de aquecimento nas camadas mais externas da estrela.

## 1.2 Sobre os processos de aquecimento da alta atmosfera estelar

Biermann (1946), Schwarzschild (1948) e Schatzman (1949) foram os primeiros a apresentar teorias sobre os processos de aquecimento da alta atmosfera estelar. Nestes trabalhos, a origem dos processos se dá nos movimentos turbulentos da camada superior da envoltória convectiva gerando um pacote de ondas acústicas que se propagam para a atmosfera superior, onde estas ondas são amortecidas ao longo do caminho transferindo sua energia para o meio em forma de calor.

Alfvén (1947) foi o primeiro a sugerir que as ondas magnetohidrodinâmicas também

poderiam aquecer a alta atmosfera solar.

A fim de sabermos onde são relevantes os fenômenos ligados ao campo magnético ou a processos mecânicos devemos observar um parâmetro chamado  $\beta$  de *plasma*, definido como sendo a razão entre a pressão do gás (efeito térmico) e a pressão magnética (ligado com a intensidade do campo magnético).

Podemos dividir a alta atmosfera em duas regiões: 1. para  $\beta > 1$ , em que o aquecimento ocorre via processos mecânicos (térmicos), do tipo ondas acústicas, na fotosfera e, talvez, em parte da cromosfera; e, 2. para  $\beta < 1$ , em que o aquecimento é baseado em processos eletrodinâmicos (não-térmicos), ocorrendo na coroa, na cromosfera e na camada de transição.

Na atmosfera estelar, a geração de energia não-térmica acontece quando o plasma é forçado a fluir através das linhas de campo magnético. Um exemplo disto seria um plasma passando com uma certa velocidade  $v$  através de um campo eletromagnético fazendo com que as cargas deste plasma respondam de diferentes formas à interação com os campos elétrico e magnético. O resultado disto será uma separação local de cargas, gerando desta forma corrente elétrica. Em outras palavras, temos a conversão de energia mecânica em energia eletromagnética, associadas ao campo das velocidades e aos campos elétrico e magnético, respectivamente. Como existe um grande reservatório de energia mecânica na fotosfera, estes tipos de processos são particularmente importantes nesta camada.

Precisamos também diferenciar dois fenômenos: a ionização dos elementos químicos que constituem o plasma e o processo pelo qual eles passam a irradiar após serem ionizados. A ionização ocorre devido aos elementos do plasma estarem imersos em um meio com uma temperatura  $T$  onde  $kT \geq E_{0i}$ , sendo  $k$  a constante de Boltzmann e  $E_{0i}$  a energia de ionização para um elemento  $i$  constituinte do plasma. Já o fenômeno da irradiação ocorre quando estes íons são forçados a se movimentarem entre as linhas de campo.

Parte da energia eletromagnética é transportada pelas ondas magnetohidrodinâmicas

ou ondas Alfvén. Estas ondas se propagam em direção às regiões altas da atmosfera estelar onde são amortecidas devido às interações com os constituintes do plasma. Esta energia perdida no amortecimento é convertida em calor e transferida para o meio. A única diferença deste modelo para o anterior é com relação à natureza das ondas.

A existência de um campo magnético é uma condição essencial para que haja a existência de ondas magnetohidrodinâmicas. Para descobrir onde ocorre a criação e a manutenção destes campos na estrela é que surgiu a teoria do dínamo magnetohidrodinâmico. A idéia básica por trás do processo-dínamo é a de que, a partir de um campo "semente" de baixa intensidade, possa se amplificar este campo até valores altíssimos.

### 1.3 Sobre o estudo da atividade cromosférica

O estudo da atividade cromosférica obteve um grande avanço na década de 80 a partir de grandes esforços observacionais. Middelkoop e Zwaan (1981) mostraram que a emissão cromosférica depende da ação do dínamo na envoltória convectiva, e também que a eficiência deste mesmo dínamo diminuiria com o decrescimento da velocidade de rotação. Com a intenção de compreender a natureza dos processos de aquecimento da cromosfera e poder confirmar a hipótese de Middelkoop e Zwaan (1981), Rutten (1987a) fez um sólido estudo sobre as relações entre rotação e emissão cromosférica, mostrando a existência de um fluxo mínimo de CaII em função de  $(B-V)$  e também que as relações rotação-fluxo de MgII e rotação-fluxo de raios-X são compatíveis com as relações de dependência do fluxo de CaII com índice de cor  $(B - V)$ .

Vários outros autores têm estudado as relações rotação-atividade em estrelas evoluídas, verificando um comportamento linear da atividade cromosférica com a rotação estelar (Rutten e Pylyser 1988; Simon e Drake 1989; Strassmeier et al. 1994; Gunn et al. 1998; Pasquini et al. 2000). Para um dado tipo espectral, entretanto, é observado um importante espalhamento na relação rotação-atividade, sugerindo que a rotação pode não ser o único parâmetro relevante controlando a atividade estelar. De fato, resultados de

Pasquini e Brocato (1992) e Pasquini et al. (2000) mostram que a atividade cromosférica depende da temperatura efetiva e da massa estelar.

Apesar destes importantes estudos mostrando evidências claras de uma conexão entre atividade cromosférica e rotação, os mecanismos controladores de tal conexão e suas dependências sobre diferentes parâmetros estelares como metalicidade, idade e massa ainda não são tão bem estabelecidos. Isto é verdade em particular para as estrelas evoluídas e para os sistemas binários. Nestes últimos, não é ainda claro qual o papel dos efeitos da interação gravitacional sobre a produção da energia na atmosfera estelar.

Uma possível conexão entre rotação e abundância de lítio em estrelas evoluídas tem também sido discutida na literatura (De Medeiros et al. 1997; do Nascimento et al. 2000; De Medeiros et al. 2000). Estrelas subgigantes e gigantes com abundância de lítio elevada mostram também rotação elevada, apesar de um grande espalhamento nas abundâncias do lítio entre as estrelas de baixa rotação. Além disso, do Nascimento et al. (2000) mostraram a existência de uma descontinuidade na distribuição das abundâncias do lítio como função da temperatura efetiva mais tardia do que a descontinuidade na rotação (De Medeiros e Mayor 1990). Com relação à conexão entre atividade cromosférica e abundância de elementos leves, Duncan (1981) e Pasquini et al. (1994) encontraram uma clara tendência de que estrelas solares do tipo G com fluxos de emissão de CaII,  $F(\text{CaII})$ , elevados, também possuem conteúdo de lítio elevado. Isso é consistente com as previsões dos modelos de evolução, segundo as quais, atividade e abundância de elementos leves deveriam depender da temperatura efetiva, metalicidade e idade estelar.

Apesar destes importantes estudos mostrarem evidência para uma conexão entre a abundância do lítio e a rotação e entre a atividade cromosférica e a rotação, na prática, para estrelas evoluídas, os mecanismos que controlam tais conexões e sua dependência em diferentes parâmetros estelares como metalicidade, massa e idade ainda não estão tão bem estabelecidos.

## 1.4 Plano de trabalho

A presente dissertação, tendo como objetivo o estudo das conexões rotação-atividade cromosférica-abundância de lítio em estrelas subgigantes do tipo solar, está assim apresentada:

No capítulo 2, discutimos os processos de aquecimento que ocorrem na cromosfera estelar para uma melhor fundamentação teórica do efeito dínamo.

No capítulo 3, apresentamos os dados observacionais. Discutimos alguns pontos importantes destas medidas, tais como erros e análise das medidas em si.

No capítulo 4, apresentamos e discutimos os principais resultados de nosso trabalho.

Por fim, no capítulo 5, apresentamos nossas principais conclusões e algumas perspectivas de continuidade para este trabalho.

## Capítulo 2

# Fundamentação teórica

Neste Capítulo discutimos alguns conceitos fundamentais, como a equação de indução, os efeitos  $\alpha$  e  $\omega$  e a eficiência do dínamo, que têm grande importância nos processos de aquecimento da atmosfera estelar.

## 2.1 A equação de indução

Sabemos que o material de uma estrela, em sua atmosfera, é composto por um plasma. Para simplificar o nosso estudo consideraremos um fluido condutor, eletricamente neutro, analisando o seu comportamento na presença de campos eletromagnéticos. Este fluido é descrito pela velocidade  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ , pressão  $p(\mathbf{x}, t)$ , densidade  $\rho(\mathbf{x}, t)$  e condutividade  $\sigma$ . As equações hidrodinâmicas do sistema são mostradas abaixo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F}_\nu + \rho \mathbf{g} \quad (2.2)$$

sendo estas, respectivamente, a equação de continuidade e a lei de forças. Esta última apresenta os termos associados à pressão, à força magnética, à viscosidade e à força gravitacional.

Desprezando a corrente de deslocamento do fluido, podemos descrever os campos eletromagnéticos da seguinte forma:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (2.4)$$

É necessário estabelecer uma relação entre a densidade de corrente  $\mathbf{J}$  e os campos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{B}$ . A densidade de corrente, em um meio condutor simples de condutividade  $\sigma$ , onde a lei de Ohm se aplica, é dada por (no referencial do fluido):

$$\mathbf{J}' = \sigma \mathbf{E}' \quad (2.5)$$

No caso de um fluido com velocidade  $\mathbf{v}$ , em relação ao laboratório, é necessário uma transformação não só da densidade de corrente mas também do campo elétrico. As transformações, não-relativísticas, para o campo elétrico e da densidade de corrente são dadas por:

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J}' = \mathbf{J} + \rho_e \mathbf{v} \quad (2.7)$$

Em se tratando de um fluido condutor puro teremos  $\rho_e$ , que é a densidade de carga elétrica, nula. Utilizando as equações (2.6) e (2.7) na equação (2.5), que é a lei de Ohm, esta assume a seguinte forma:

$$\mathbf{J} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (2.8)$$

Esta última equação, junto com as equações (2.1), (2.2), (2.3), (2.4) e mais a equação de estado do fluido constituem as equações da magnetohidrodinâmica.

Isolando o campo  $\mathbf{E}$  na equação (2.8), teremos:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{J}}{\sigma} - \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \quad (2.9)$$

Podemos obter  $\mathbf{J}$  em função de  $\mathbf{B}$  a partir da equação (2.4) ficando da seguinte forma:

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.10)$$

substituindo, então, as equações (2.9) e (2.10) na equação (2.3) ficaremos com:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.11)$$

em que  $\eta = c^2/4\pi\sigma$  é definido como sendo a difusividade, que por sua vez é função da condutividade  $\sigma$ .

Podemos agora verificar dois casos extremos a partir da equação (2.11). No primeiro, tratamos o fluido em repouso e, no segundo, o fluido possuindo uma condutividade grande.

1. *Fluido em repouso* ( $\mathbf{v}=0$ ):

Para este caso, a equação (2.11) torna-se:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.12)$$

Observamos, então, que a equação (2.12) representa a equação de difusão do campo magnético  $\mathbf{B}$ . Podemos também, a partir desta equação, calcular o tempo característico de difusão a partir de uma análise da ordem de grandeza das quantidades envolvidas, da seguinte forma:



$$\left| \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right| \sim \frac{B}{\tau} = |\eta \nabla^2 \mathbf{B}| \sim \eta \frac{B}{L^2} \quad (2.13)$$

em que  $L$  é uma dimensão característica da variação do campo magnético  $\mathbf{B}$ . Este parâmetro, como veremos posteriormente, é de grande importância na definição da eficiência do dínamo magnético. Assim, definimos o tempo de difusão ( $\tau_{dif}$ ) da seguinte forma:

$$\tau_{dif} = \frac{L^2}{\eta} \quad (2.14)$$

2. *Fluido com uma condutividade grande ( $\sigma \rightarrow \infty$ ):*

Analisando para este caso a equação (2.11), ficaremos com:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.15)$$

aplicando o divergente a ambos os lados desta equação, teremos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.16)$$

Pelo uso do teorema da divergência podemos afirmar, a partir da equação (2.16), que o fluxo magnético, através de uma espira que se move junto com o fluido, é constante no tempo. Podemos com isto dizer que as linhas de campo estão sendo arrastadas pelo fluido, ou seja, estão congeladas no fluido.

Para permitir uma distinção entre as situações em que a difusão das linhas de campo ocorre de modo significativo e aquelas em que estas linhas estão congeladas, existe um

parâmetro chamado *número de Reynolds magnético* ( $R_m$ ), onde este número é definido da seguinte forma:

$$R_m = \frac{\tau_{dif}}{\tau_{con}} = \frac{v\tau_{dif}}{L} \quad (2.17)$$

onde  $\tau_{con}$  é o tempo característico de convecção dado por  $L/v$ , sendo  $L$  o comprimento típico e  $v$  a velocidade típica. O tempo de difusão  $\tau_{dif}$  é dado pela equação (2.14). Para regiões onde o  $R_m \gg 1$ , a difusão pode ser desprezada. Neste caso, ocorrerá um congelamento das linhas do campo  $\mathbf{B}$ , com o fluido movendo-se paralelamente às linhas de campo. Porém, caso a velocidade  $\mathbf{v}$  do fluido tenha uma componente perpendicular às linhas de campo, estas serão arrastadas pelo fluido.

Para meios astrofísicos, o número de Reynolds assume valores bastante elevados, levando-nos a uma aproximação muito boa, como a descrita anteriormente. No entanto, Cowling (1934) elaborou uma teoria do anti-dínamo em que o ponto central de sua idéia era a de que devemos ter precauções com relação à estimativa de  $L$  pois, em alguns casos, a escala de comprimento local pode ser pequena o suficiente para uma quebra local da condição de congelamento.

## 2.2 Os efeitos $\alpha$ e $\omega$

Na seção anterior, encontramos a equação de indução, partindo das equações de Maxwell, que mostram como o campo magnético  $\mathbf{B}$  varia no tempo. Mas, em quais circunstâncias podemos achar soluções em que  $\mathbf{B}$  não decai com o tempo? Para podermos entender o dínamo hidrodinâmico, faz-se necessário um conhecimento bastante preciso tanto do campo magnético  $\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$  quanto do campo das velocidades  $\mathbf{v}(\mathbf{x},t)$  e pouco se avançou na direção de uma solução definitiva.

Cowling (1934) criou o "problema" do dínamo ao inverso onde, ao invés de provar diretamente a existência do dínamo, provou que um campo estacionário simétrico em torno

do eixo não pode ser mantido.

Vamos agora dividir o campo magnético  $\mathbf{B}$  e a velocidade  $\mathbf{v}$  em duas componentes independentes: uma poloidal e outra toroidal, de modo que o produto escalar das duas componentes seja  $\mathbf{B}_p \cdot \mathbf{B}_t = 0$ , e da mesma forma para a velocidade,  $\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{v}_t = 0$ . Portanto, teremos para o campo magnético  $\mathbf{B}$ :

$$\mathbf{B} = \begin{cases} \mathbf{B}_t \\ \mathbf{B}_p = \nabla \times (\psi \hat{\varphi}) \end{cases} \quad (2.18)$$

e para a velocidade  $\mathbf{v}$ :

$$\mathbf{v} = \begin{cases} \mathbf{v}_t = v_t \hat{\varphi} \\ \mathbf{v}_p \end{cases} \quad (2.19)$$

onde  $\psi$  é uma função de campo qualquer;  $r$ ,  $\theta$  e  $\varphi$  são as coordenadas esféricas;  $\hat{\varphi}$  é o vetor unitário na direção azimutal.

Usando, então, as definições do campo magnético  $\mathbf{B}$  e da velocidade  $\mathbf{v}$ , dadas pelas equações (2.18) e (2.19), respectivamente, a equação (2.11) divide-se em duas partes (uma poloidal e outra toroidal), ou seja:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{\tilde{\omega}} \mathbf{v}_p \cdot \nabla (\tilde{\omega} \psi) = \eta D^2 \psi \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{B_t}{\tilde{\omega}} \right) + \nabla \cdot \left[ \frac{B_t}{\tilde{\omega}} \mathbf{v}_p \right] = \mathbf{B}_p \cdot \nabla \left( \frac{v_t}{\tilde{\omega}} \right) + \frac{\eta}{\tilde{\omega}} D^2 B_t \quad (2.21)$$

em que  $\tilde{\omega} = r \sin \theta$  e  $D^2 = \nabla^2 - 1/r^2 \sin^2 \theta$ . Da equação (2.21), podemos observar o efeito  $\omega$  a partir do termo  $\mathbf{B}_p \cdot \nabla \Omega$  que corresponde à geração do fluxo toroidal a partir da interação da componente poloidal com a rotação diferencial. No entanto, não podemos observar o processo inverso dado pela produção da componente poloidal a partir da componente toroidal na equação (2.20). Parker (1955) chamou a atenção para o fato de que um fluido em convecção sofre a ação das forças de Coriolis (associadas à rotação

estelar). A ação dos movimentos convectivos, associada às forças de Coriolis, origina os movimentos ciclônicos que farão com que as linhas de campo toroidais, presas às células convectivas, realizem não somente o movimento na direção radial mas também no sentido toroidal gerando, conseqüentemente, pequenos *loops* no campo magnético estelar. Estes *loops* sofrerão reconexão magnética dando, então, origem a um campo poloidal. Com este raciocínio, Parker (1955, 1970) propôs que a taxa de criação do campo poloidal é proporcional ao campo toroidal, propondo que a equação (2.20) tenha a seguinte forma:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\omega}} \mathbf{v}_p \cdot \nabla (\bar{\omega} \psi) = \alpha B_t + \eta D^2 \psi \quad (2.22)$$

Podemos agora, da equação (2.22), observar o *efeito*  $\alpha$  a partir do novo termo que implica uma regeneração do campo poloidal a partir da interação entre os movimentos convectivos e as forças de Coriolis que atuam sobre a componente toroidal.

### 2.3 A eficiência do dínamo

Levando em consideração vários tempos característicos associados ao mecanismo do dínamo, como por exemplo convecção, difusão, amplificação e rotação, podemos medir qual a eficiência do efeito dínamo nas estrelas. Nesta seção, iremos apresentar alguns parâmetros para a medição desta eficiência e, em seguida, descreveremos o modo pelo qual alguns dados foram medidos.

De acordo com Durney e Latour (1978), a eficiência do dínamo será grande quando o tempo característico de convecção for maior do que o tempo característico da rotação, ou seja:

$$\frac{l/R}{v_{con}} > \frac{1}{v_r} \quad (2.23)$$

em que  $l/R$  é a profundidade da envoltória convectiva, em função do raio estelar  $R$ , e  $v_c$  e  $v_r$  são a velocidade dos elementos convectivos e a velocidade de rotação, respectivamente.

Podemos verificar a partir da equação (2.23) que, para a existência de um dínamo eficiente, a rotação estelar deve ser maior do que

$$v_r > \frac{v_{con}}{l/R} \quad (2.24)$$

Existe um parâmetro importante chamado *número do dínamo* ( $D$ ) que indica se o dínamo será ou não eficiente. Fazemos uso deste número para uma comparação entre os tempos de convecção, da amplificação do campo magnético e da difusão. Por ser uma relação entre parâmetros com dimensão temporal, o número do dínamo torna-se um parâmetro adimensional. Se o tempo característico de convecção e/ou de difusão forem menores do que o tempo necessário para se amplificar o campo magnético através do efeito dínamo, podemos dizer que o efeito dínamo será pouco eficiente. Expressamos esta condição pela seguinte desigualdade:

$$D \equiv \frac{\alpha \omega L^3}{\eta^2} > 1 \quad (2.25)$$

onde  $\alpha$ ,  $\omega$ ,  $\eta$  e  $L$  são, respectivamente, a magnitude do efeito- $\alpha$ , a magnitude da rotação diferencial, a difusividade magnética e a escala de altura.

Aqui, vamos definir um parâmetro fundamental na análise da eficiência do dínamo chamado *número de Rossby* ( $R_o$ ). Para um sistema em rotação, podemos interpretá-lo como sendo a razão entre a força inercial e a força de Coriolis, dada por:

$$R_o = \frac{v}{\Omega L} \quad (2.26)$$

sendo  $v$  a velocidade típica,  $L$  o comprimento típico e  $\Omega$  a velocidade angular. O número de Rossby ( $R_o$ ) determina o quanto a rotação pode induzir tanto a helicidade quanto a rotação diferencial requeridas para a atividade do dínamo na envoltória convectiva.

Podemos, então, relacionar o número de Rossby, equação (2.26), com os números de Reynolds e do dínamo, representados pelas equações (2.17) e (2.25), respectivamente.

Para a relação entre o número de Reynolds e o número de Rossby devemos substituir a equação (2.26) na equação que representa o número de Reynolds, obtendo a seguinte expressão:

$$R_m = \tau_{dif} \Omega R_o \quad (2.27)$$

nos fornecendo, desta forma, uma relação direta entre o número de Reynolds e o número de Rossby.

Relacionando agora o número do dínamo com o número de Rossby, podemos utilizar os valores estimados por Steenbeck e Krause (1969) para as quantidades  $\alpha$ ,  $\omega$ ,  $\eta$ , apresentadas na equação (2.25), que valem:

$$\alpha \cong \frac{v_r l^2}{R} / L \quad (2.28)$$

$$\omega \cong l^2 \frac{v_r}{R} / L^2 \quad (2.29)$$

$$\eta \cong v_c l \quad (2.30)$$

E fazendo uso do número de Rossby ( $R_o$ ) podemos expressar melhor a hipótese de Durney e Latour (1978) da seguinte forma:

$$R_o = \frac{v_{con}}{(l/R)v_r} \quad (2.31)$$

Substituindo as equações (2.28), (2.29) e (2.30) na equação do número do dínamo, ficaremos com a expressão:

$$D \cong \left[ \left( \frac{l}{R} \right) \frac{v_r}{v_c} \right]^2 = R_o^{-2} \quad (2.32)$$

que nos oferece uma relação direta entre o número do dínamo e o número de Rossby.

Verificamos, então, que quanto menor for o número de Rossby maior será a velocidade de rotação, o que resulta em uma eficiência maior do dínamo. Em outras palavras, o número de Rossby mede o quanto a rotação se acopla à convecção para assim poderem produzir a complexidade necessária para a ocorrência do efeito- $\alpha$ .

Podemos então dizer que a eficiência do mecanismo-dínamo pode ser medida fazendo uso tanto do número do dínamo quanto do número de Reynolds magnético como também do número de Rossby.

Em nosso trabalho, utilizamos o número de Rossby para fazer uma análise da eficiência do dínamo em nossa amostra de estrelas.

Para o cálculo do número de Rossby, reescrevemos a equação (2.31) de uma forma mais conveniente, como mostrada abaixo:

$$R_o = \frac{1}{\tau_{con} V} \quad (2.33)$$

em que  $V$  é a velocidade angular de rotação que é igual a  $V_{eq}/R$  e a velocidade equatorial ( $V_{eq}$ ) pode ser aproximada utilizando a relação de Schandrasekhar e Münch (1950), dada por:

$$\langle V_{eq} \rangle = \frac{4}{\pi} \langle v \sin i \rangle \Rightarrow V_{eq} \cong \frac{4}{\pi} v \sin i \quad (2.34)$$

resultando em:

$$V = \frac{4 v \sin i}{\pi R}, \quad (2.35)$$

onde  $R$  é o raio estelar. Fazendo uma análise preliminar das equações (2.33) e (2.35) verificamos que, em estrelas evoluídas, para compensar o raio estelar muito grande, faz-se necessário uma alta (pelo menos moderada) velocidade de rotação assim como a existência de uma envoltória convectiva desenvolvida.

Para calcular o número de Rossby para o nosso conjunto de estrelas, de acordo com as equações anteriores, precisamos de três parâmetros: velocidade de rotação,  $v \sin i$ , tempo característico de convecção,  $\tau_{con}$  e raio estelar,  $R$ .

A velocidade de rotação pode ser medida diretamente, como veremos no Capítulo a seguir (por ex.: De Medeiros e Mayor, 1999).

Para o tempo característico de convecção  $\tau_{con}$ , calculamos o valor deste parâmetro para diferentes valores do parâmetro de mistura  $\alpha$  (*mixing-length*), a partir da teoria de mistura (*Mixing-length theory*). Entretanto, a estimativa de  $\tau_{con}$  é dificultada pela presença de várias incertezas nessa teoria. Neste trabalho, utilizamos os valores de  $\tau_{con}$  para  $\alpha=1.2, 1.8$  e  $2.7$  a partir da relação entre  $\log(T_{eff})$  e  $\log(\tau_{con})$  derivada por Gilliland (1985). O resultado obtido por este autor é mostrado na figura (2.1).

Também determinamos o valor do tempo característico de convecção para  $\alpha = 1.9$  calculado por Noyes et al. (1984) para estrelas da seqüência principal onde levaram em conta o efeito do índice de cor ( $B - V$ ). Obtendo então uma função empírica entre  $\log \tau_{con}$  e ( $B - V$ ), da seguinte forma:

$$\log(\tau_{con}) = 1.362 - 0.166x + 0.025x^2 - 5.323x^3, \quad x > 0 \quad (2.36)$$

$$\log(\tau_{con}) = 1.362 - 0.14x, \quad x < 0 \quad (2.37)$$



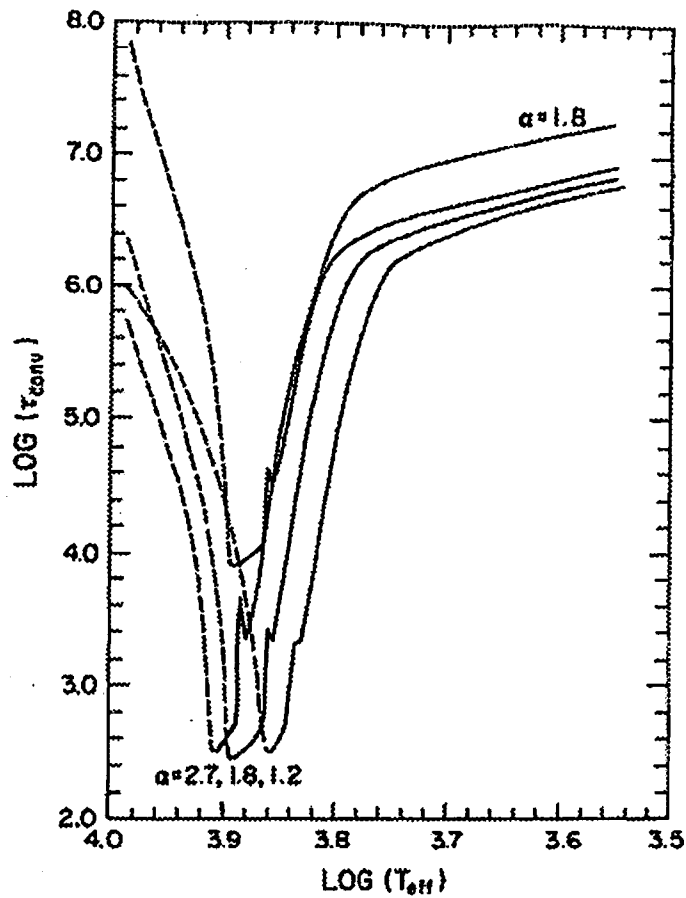


Figura 2.1: Variação do tempo característico de convecção  $\tau_{con}$  ao longo da seqüência principal de idade zero para três valores do parâmetro de mistura  $\alpha$ . (Gilliland 1985).

sendo  $x = 1 - (B - V)$ .

Por último, os valores dos raios estelares foram calculados a partir da relação *luminosidade-raio-temperatura efetiva*, dada por:

$$L = 4\pi\sigma R^2 T_{eff}^4, \quad (2.38)$$

levando em consideração a estrela como um corpo negro e relacionando a esta luminosidade a temperatura efetiva  $T_{eff}$ , onde  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann.

Os valores estimados para o tempo característico de convecção e para o número de Rossby, para os quatro valores do parâmetro de mistura  $\alpha$ , estão mostrados no Apêndice B.

Os valores da luminosidade e da temperatura efetiva para o cálculo do raio estelar são apresentados na Tabela (A.1), no Apêndice A. Veremos o cálculo destes valores no próximo Capítulo.

## Capítulo 3

# Dados Observacionais

Para este estudo selecionamos uma ampla amostra de 121 estrelas simples classificadas na literatura como subgigantes, com tipos espectrais F, G e K, com medidas de velocidade rotacional do catálogo de De Medeiros e Mayor (1999) e índices de emissão  $S_1$  e  $S_2$  das linhas H e K do CaII medido por Rutten (1987b). O fluxo de cálcio,  $F(\text{CaII})$ , foi medido usando o procedimento de conversão do índice de emissão  $S_1$  para o fluxo estelar superficial,  $F(\text{CaII})$ , como discutido na seção 3.2 deste Capítulo. A profundidade da envoltória convectiva,  $M_{ZC}/M_{\text{Estrela}}$ , foi medida como descrito na seção 3.3. Nossa amostra é caracterizada principalmente por uma alta precisão nos valores da velocidade rotacional.

A seguir faremos uma breve discussão sobre os métodos de determinação de três parâmetros físicos, fundamentais para a realização deste trabalho: a velocidade de rotação, o fluxo de emissão de CaII,  $F(\text{CaII})$  e a profundidade da envoltória convectiva.

### 3.1 Rotação

Para a determinação da velocidade rotacional existem três técnicas bem estabelecidas. A primeira foi sugerida por Smith e Gray (1976). Trata-se de uma técnica de alta resolução com base na análise do perfil das raias, onde a velocidade rotacional e de turbulência são determinadas a partir da análise de Fourier do perfil das raias fotosféricas observadas.

A segunda é baseada na correlação cruzada entre o espectro da estrela que está sendo observada e uma máscara localizada no plano focal do espectrômetro CORAVEL (Baranne et al. 1979). Esta máscara foi concebida de tal forma que somente a luz contida no centro das linhas de absorção é transmitida. A máscara utilizada pelo CORAVEL consiste de uma lâmina de vidro coberta por uma fina camada de cromo, na qual é gravado o espectro da estrela de referência, neste caso *Arcturus*, com um espectro contendo cerca de 1500 linhas (Griffin 1968).

O processo de determinação das medidas de rotação com o CORAVEL é o de ajustar uma função gaussiana aos pontos que definem o perfil de correlação. A partir deste ajuste, são extraídos três diferentes parâmetros: a velocidade radial, a metalicidade e a velocidade de rotação,  $v \sin i$ , onde este último é um dos parâmetros principais de nosso trabalho. A velocidade de rotação de uma estrela é obtida a partir da largura a meia altura da gaussiana que melhor se ajusta ao perfil de correlação. Aqui, referimo-nos à velocidade rotacional equatorial projetada na linha de visada. A razão de definirmos a velocidade rotacional por  $v \sin i$  vem da definição do ângulo existente entre o eixo de rotação estelar e a linha de visada,  $i$ .

Benz e Mayor (1981) realizaram uma calibração para medir velocidade de rotação de estrelas anãs do tipo solar. Posteriormente, Benz e Mayor (1984), considerando a influência de efeitos atmosféricos (tais como turbulência e campo magnético) na largura do pico de correlação e conseqüentemente na velocidade rotacional, fizeram uma nova calibração para estrelas anãs de tipo espectral F e M. Mais tarde, De Medeiros (1990) ampliou esta última calibração para estrelas evoluídas com classes de luminosidade IV, III, II e Ib.

Esta técnica de determinação de velocidade de rotação estelar a partir de um pico de correlação, é hoje a mais difundida tendo sido também aplicada por Melo et al. (2001) para estrelas observadas com espectrômetros da geração ELODIE e FEROS.

O terceiro método para a obtenção da rotação estelar é aquele da determinação direta,

através de medidas do período de rotação. Este, entretanto, ainda é um método pouco difundido, sendo aplicado mais particularmente às estrelas ativas.

Os dados de velocidade rotacional utilizados em nosso trabalho foram retirados do catálogo de De Medeiros e Mayor (1999). A precisão nas medidas de velocidade rotacional para estrelas subgigantes é da ordem de  $1.0 \text{ km s}^{-1}$ , para estrelas com velocidade rotacional menor ou da ordem de  $30 \text{ km s}^{-1}$ . Para estrelas com velocidades maiores, a incerteza é da ordem de 10%.

As velocidades rotacionais da nossa amostra de estrelas estão apresentadas na Tabela (A.1) do Apêndice A.

## 3.2 Atividade cromosférica

Para a análise da atividade cromosférica, nas estrelas de nossa amostra, utilizamos o fluxo de CaII nas linhas H e K, com valores obtidos no fotômetro CaII H e K acoplado ao telescópio de 1.5m do Mt. Wilson. Esta medida relativa é convertida para o fluxo superficial absoluto  $F(\text{CaII})$  seguindo os procedimentos dados por Rutten (1984).

### 3.2.1 O índice de fluxo S

O índice de fluxo  $S$  é definido por:

$$S \equiv \alpha \frac{N_H + N_K}{N_R + N_V} \quad (3.1)$$

onde  $N_H + N_K$  é a taxa de contagem dos fótons nas duas janelas centradas nas raías H e K do CaII, e  $N_R + N_V$  é a taxa de contagem dos fótons nas duas janelas do contínuo centradas em  $4001.1\text{Å}$  e  $3901.1\text{Å}$  (R e V respectivamente) e  $\alpha$  é um fator de normalização.

### 3.2.2 A definição do fator de conversão

O fluxo  $F_H + F_K$  nas bandas H e K por unidade de área da superfície estelar é proporcional ao fluxo  $f_H + f_K$  detectado por unidade de área na Terra:

$$F_H + F_K = \frac{F_{bol}}{f_{bol}}(f_H + f_K) , \quad (3.2)$$

com  $F_{bol}$  o fluxo bolométrico absoluto,

$$F_{bol} = \sigma T_{eff}^4 \quad (3.3)$$

e  $f_{bol}$  o fluxo bolométrico aparente,

$$f_{bol} = \gamma 10^{-0.4(m_v + BC)} . \quad (3.4)$$

Nas expressões acima  $\sigma$  e  $\gamma$  são constantes,  $T_{eff}$  é a temperatura efetiva,  $m_v$  a magnitude visual aparente e BC a correção bolométrica. Como o fluxo aparente  $f_H + f_K$  é proporcional à taxa de contagem  $N_H + N_K$  nos canais H e K, tem-se

$$f_H + f_K = \beta(N_H + N_K) , \quad (3.5)$$

onde  $\beta$  é uma constante se assumirmos a extinção e a sensibilidade do instrumento constantes. Combinando as equações anteriores, teremos:

$$F_H + F_K = \frac{\beta\sigma}{\gamma\alpha} S(N_R + N_V) T_{eff}^4 10^{0.4(m_v + BC)} . \quad (3.6)$$

Seguindo Middelkoop (1982) introduzimos um fator de conversão  $C_{cf}$  definido por:

$$C_{cf} \equiv (N_R + N_V) 10^{0.4(m_v + BC)} 10^{-4.8} , \quad (3.7)$$

de forma que a equação do fluxo por unidade de área da superfície estelar torna-se:

$$F_H + F_K = \frac{\beta\sigma}{\gamma\alpha} 10^{-4.8} S C_{cf} T_{eff}^4 . \quad (3.8)$$

Adicionando o fator arbitrário  $10^{-14}$ , que também foi usado por Middelkoop (1984) e introduzindo a unidade de fluxo, temos finalmente:

$$F'_H + F'_K \equiv S C_{cf} T_{eff}^4 10^{-14} . \quad (3.9)$$

O fator de conversão em função de (B-V) é determinado para as estrelas evoluídas de acordo com Rutten (1984). Para as classes de luminosidade de I à IV, com  $0.30 \leq (B - V) \leq 1.70$ , este autor mostrou que:

$$\log(C_{cf}) = -0.066(B - V)^3 - 0.25(B - V)^2 - 0.49(B - V) + 0.45 \quad (3.10)$$

### 3.2.3 Calibração absoluta

Para a calibração absoluta das unidades arbitrárias usadas na definição (3.9) é necessária uma transformação para unidades do fluxo do Sol. Rutten (1984) comparou o fluxo superficial absoluto, dado por  $(F_H + F_K)_\odot = 2.172 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , com o fluxo superficial relativo, dado por  $(F'_H + F'_K)_\odot = 1.69$ , ambos sobre a superfície solar, mostrando que:

$$F_H + F_K = 1.29 \times 10^6 (F'_H + F'_K) \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} , \quad (3.11)$$

de onde se obtém

$$F(\text{CaII}) = 1.29 \times 10^{-8} SC_{cf} T_{eff}^4 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} . \quad (3.12)$$

Rutten (1987b) apresenta um catálogo de medidas de emissão de CaII nas linhas H e K obtidas no observatório Mt. Wilson. Os índices de fluxos medidos são  $S_1$  e  $S_2$ . O índice de fluxo  $S_2$  é principalmente usado para estrelas gigantes tendo que ser feita uma conversão de  $S_2$  para  $S_1$  a fim de empreendermos uma análise em nossa amostra de estrelas subgigantes. Para esta conversão, foram utilizadas as estrelas, com classe de luminosidade IV contidas no catálogo de Rutten (1987b), que apresentam ambos os valores dos índices. Apresentamos estas estrelas na Tabela (3.1). A partir de uma regressão linear entre tais dados, os quais são apresentados na figura (3.1), obtemos a seguinte expressão:

$$S_1 = -0.02178 + 0.51833 \times S_2 \quad (3.13)$$

As medidas do fluxo cromosférico,  $\log F(\text{CaII})$ , para as estrelas de nossa amostra, são apresentadas na Tabela (A.1) do Apêndice A.

### 3.3 A profundidade da envoltória convectiva

Para uma estimativa da profundidade da envoltória convectiva de uma estrela é necessário se conhecer sua posição no diagrama HR. Isto implica a necessidade de se conhecer com boa precisão a magnitude visual absoluta, ou luminosidade, e a temperatura efetiva da estrela.

Para o presente trabalho, utilizamos a paralaxe trigonométrica,  $\pi$ , e a magnitude  $V$  a partir da base de dados do satélite astrométrico HIPPARCOS – "High Precision PARallax Collecting Satellite" (ESA 1997). As medidas trigonométricas de paralaxe do HIPPARCOS fornecem uma excelente base para determinar os parâmetros fundamentais



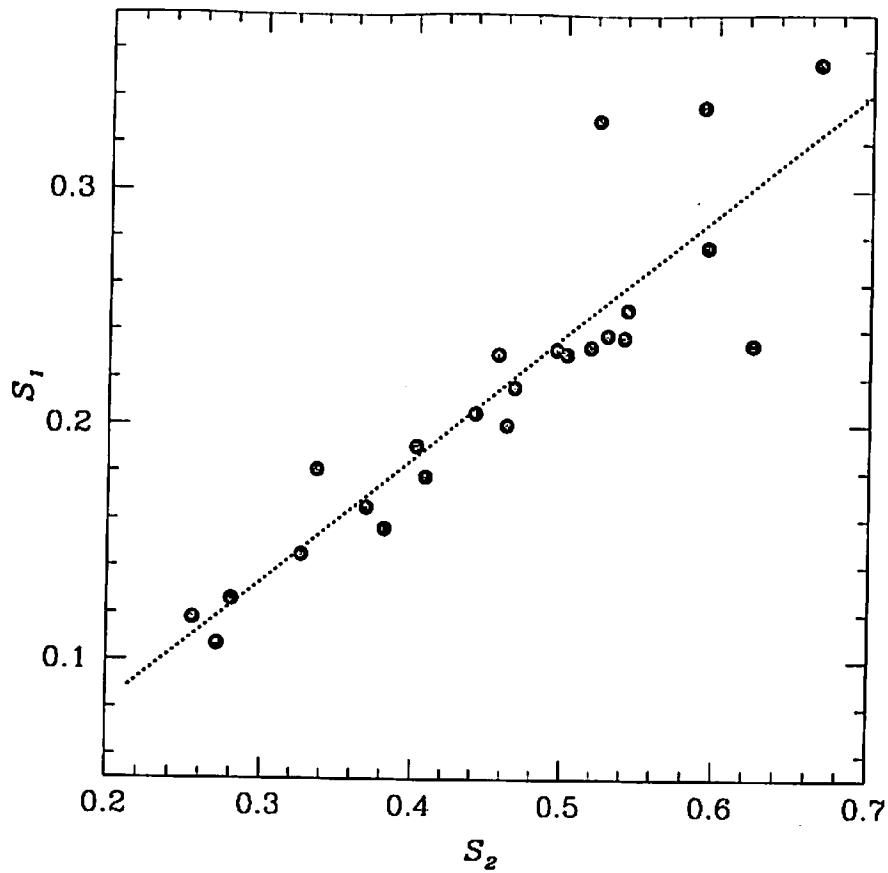


Figura 3.1: Correlação entre os fatores  $S_1$  e  $S_2$  para estrelas subgigantes da amostra de Rutten (1987b).

das estrelas.

A temperatura efetiva foi computada utilizando a calibração  $(B - V)$  versus  $\log(T_{eff})$  obtida por Flower (1996).

Determinamos a luminosidade estelar seguindo três passos. Primeiramente, as magnitudes visuais aparentes  $V$  e as paralaxes  $\pi$  foram combinadas de modo a obtermos as magnitudes visuais absolutas a partir da equação do módulo da distância de uma estrela, sem considerar o efeito da extinção interestelar, dada por:

$$M_V = V + 5 - 5 \log(d_{pc}) \quad (3.14)$$

onde  $V$  é a magnitude visual aparente (no sistema fotométrico de Johnson) e  $d_{pc}$  é a distância em *parsecs*  $d_{pc} = 1000/\pi$ .

Podemos, então, obter a magnitude absoluta bolométrica de uma estrela a partir da magnitude visual com a introdução da correção bolométrica  $BC$ . Para o cálculo da correção bolométrica, utilizamos a calibração  $\log(T_{eff})$  versus  $BC$  obtida por Flower (1996) e calculamos a magnitude bolométrica  $M_{bol}$ , definida por:

$$M_{bol} = M_V + BC \quad (3.15)$$

Finalmente, a magnitude bolométrica foi convertida em luminosidade estelar  $\log(L/L_{\odot})$ , usando a seguinte equação:

$$\log(L/L_{\odot}) = \frac{4.72 - M_{bol}}{2.5} \quad (3.16)$$

Os valores do índice de cor ( $B - V$ ), temperatura efetiva  $T_{eff}$  e luminosidade para a nossa amostra de estrelas subgigantes são apresentados na Tabela (A.1) do Apêndice A.

As medidas de luminosidade e temperatura efetiva, calculadas com base no método acima descrito, foram usadas para localizarmos precisamente as estrelas de nossa amostra no diagrama HR, como mostrado nas figuras (4.1)–(4.3).

Com o auxílio de traçados evolutivos calculados com o código de Toulouse–Geneve, foi possível então estimar a massa de cada estrela. Os traçados evolutivos aqui usados foram calculados para a metalicidade solar, ou seja,  $[Fe/H] = 0$ , dado o fato de que nossa amostra é composta por estrelas tipicamente com metalicidades solares.

Tais traçados evolutivos também são representados nas figuras (4.1)–(4.3).

Tendo os valores de temperatura efetiva e massa de cada uma das estrelas de nossa base, utilizamos os resultados encontrados por do Nascimento et al. (2000) que mostram o comportamento da profundidade da envoltória convectiva como função da temperatura efetiva para diferentes massas.

Calculamos, então, a profundidade da envoltória convectiva (em massa)  $M_{ZC}/M_{Estrela}$  da mesma forma realizada para o cálculo da massa estelar. A figura (3.2) representa tal comportamento para estrelas com massas variando entre 1 e 4  $M_{\odot}$  e com metalicidade  $[Fe/H] = 0$ .

Os valores da massa estelar e da profundidade da envoltória convectiva estão apresentados na Tabela (C.1) do Apêndice C.

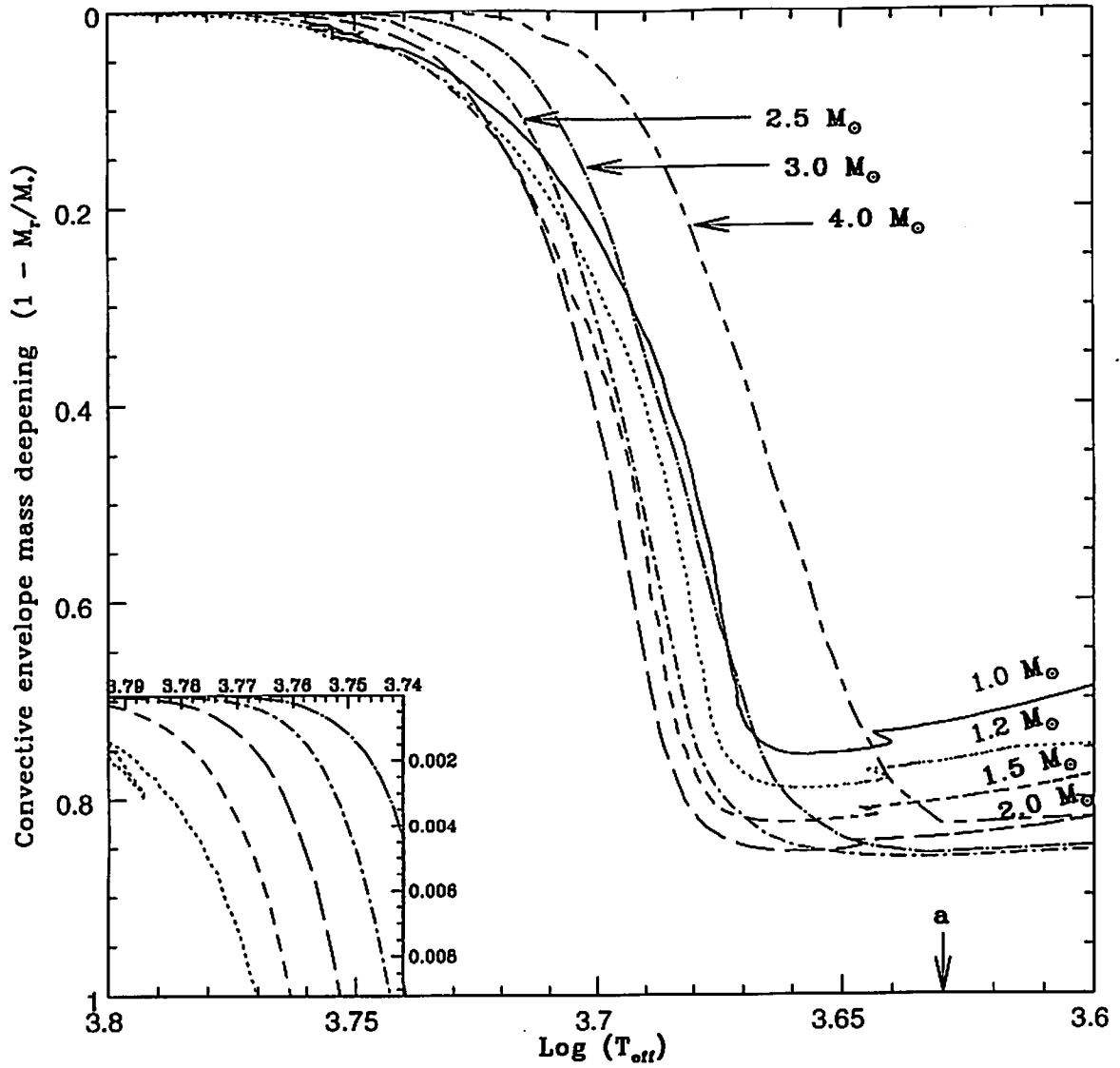


Figura 3.2: A profundidade (em massa) da envoltória convectiva é mostrada em função da temperatura efetiva (primeira dragagem) para 1.0 (sólida), 1.2 (ponto), 1.5 (pequeno traço), 2.0 (longo traço), 2.5 (ponto-pequeno traço), 3.0 (ponto-longo traço) e 4.0  $M_{\odot}$  (pequeno traço-longo traço) e  $[Fe/H] = 0$ . A figura apresenta também um *zoom* da região  $3.8 \geq \log T_{eff} \geq 3.74$ . O ponto marcado com *a* indica o fim da primeira dragagem (do Nascimento et al. 2000).

Tabela 3.1: Estrelas subgigantes com ambos os valores de índice de emissão  $S_1$  e  $S_2$  dados por Rutten (1987b).

| HD     | $S_1$ | $S_2$ |
|--------|-------|-------|
| 905    | 0.237 | 0.540 |
| 1061   | 0.234 | 0.624 |
| 5286   | 0.126 | 0.280 |
| 8799   | 0.230 | 0.502 |
| 11443  | 0.276 | 0.594 |
| 82328  | 0.181 | 0.336 |
| 89449  | 0.178 | 0.408 |
| 121370 | 0.145 | 0.326 |
| 122563 | 0.107 | 0.271 |
| 126868 | 0.336 | 0.591 |
| 144284 | 0.205 | 0.441 |
| 151769 | 0.200 | 0.462 |
| 158614 | 0.165 | 0.369 |
| 162076 | 0.232 | 0.495 |
| 163929 | 0.238 | 0.529 |
| 173399 | 0.230 | 0.456 |
| 190771 | 0.354 | 0.666 |
| 191026 | 0.330 | 0.522 |
| 191570 | 0.233 | 0.518 |
| 196755 | 0.156 | 0.381 |
| 197964 | 0.118 | 0.255 |
| 202444 | 0.249 | 0.542 |
| 218101 | 0.191 | 0.402 |
| 218804 | 0.216 | 0.467 |

## Resultados

Neste Capítulo, apresentamos os principais resultados obtidos em nosso trabalho. Essencialmente, analisamos as relações entre rotação, atividade cromosférica e abundância de lítio. Um aspecto pioneiro aqui desenvolvido é a análise das relações de dependência entre o fluxo de CaII e o número de Rossby, bem como entre a abundância de Li e a profundidade da envoltória convectiva.

### 4.1 As discontinuidades na rotação, fluxo de CaII e abundância de Li

O comportamento da distribuição da velocidade rotacional, da atividade cromosférica e da abundância de Li no diagrama HR, é mostrado nas figuras (4.1), (4.2) e (4.3), respectivamente. Os traçados evolutivos discutidos no Capítulo anterior também estão representados nestas figuras.

A figura (4.1) mostra a, já bem estabelecida, discontinuidade rotacional em torno do tipo espectral F8IV (De Medeiros e Mayor, 1990), correspondendo a um valor do índice de cor  $(B - V) \approx 0.55$ , ou seja,  $\log(T_{eff}) \sim 3.78$ . Como mostrado por estes autores, subgigantes simples do lado azul do tipo espectral F8IV mostram um grande espectro de valores de velocidade rotacionais que variam de poucos  $km\ s^{-1}$  para cerca de cem vezes a rotação solar, enquanto que subgigantes do lado vermelho de F8IV possuem essencialmente baixas rotações, exceto para sistemas binários sincronizados.

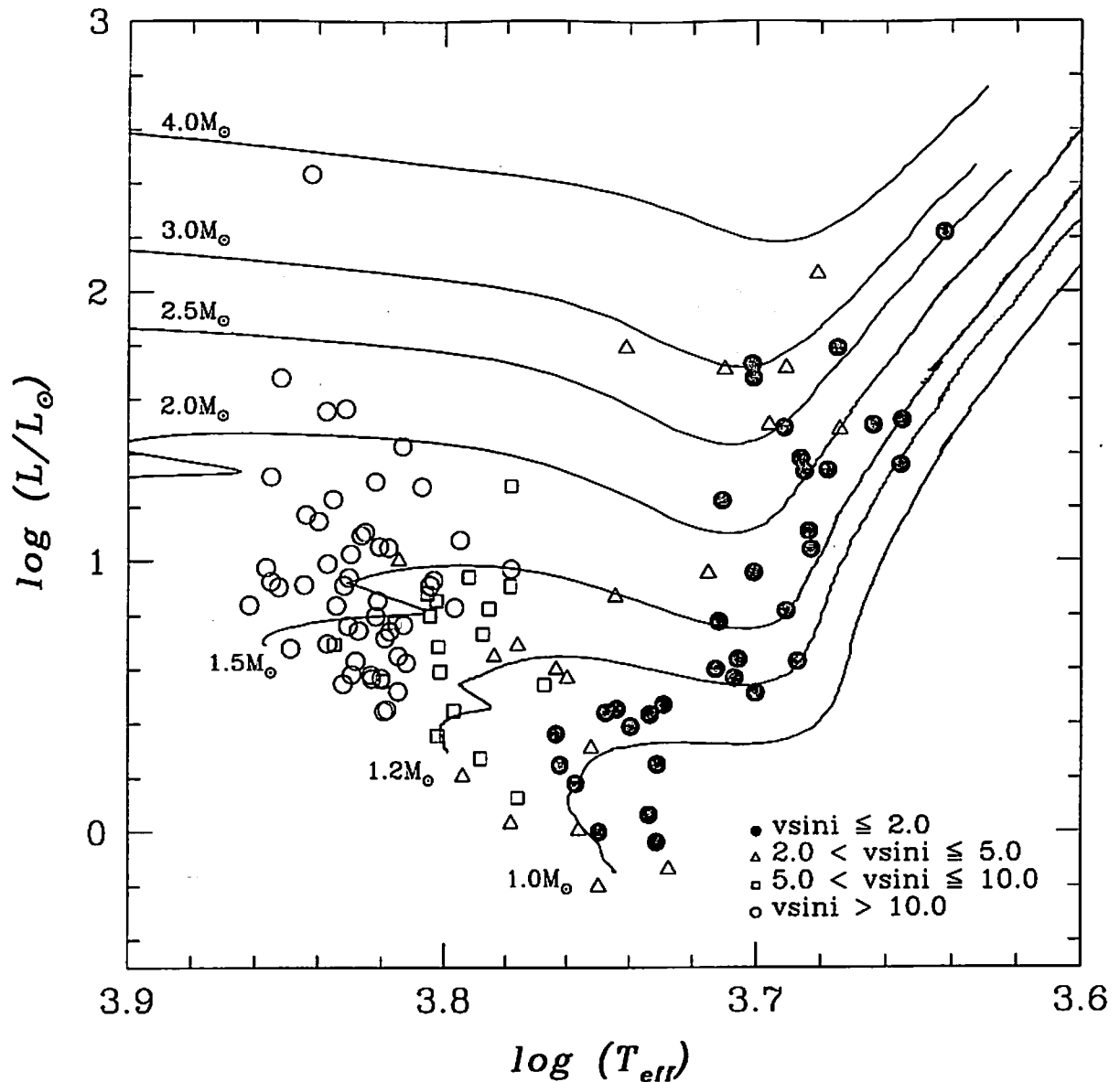


Figura 4.1: Distribuição das estrelas subgigantes no diagrama HR, com o comportamento de velocidade rotacional,  $v \sin i$ , em função da luminosidade e da temperatura efetiva. Traçados evolutivos para  $[Fe/H] = 0$  obtidos a partir do código Toulouse–Geneve são mostrados para massas estelares entre 1 e  $4 M_{\odot}$ .

A causa para tal descontinuidade parece ser uma forte desaceleração resultante de um torque magnético associado com o rápido aumento do momento de inércia, devido à expansão evolutiva da estrela (por ex.: Gray e Nagar 1985; De Medeiros e Mayor 1990).

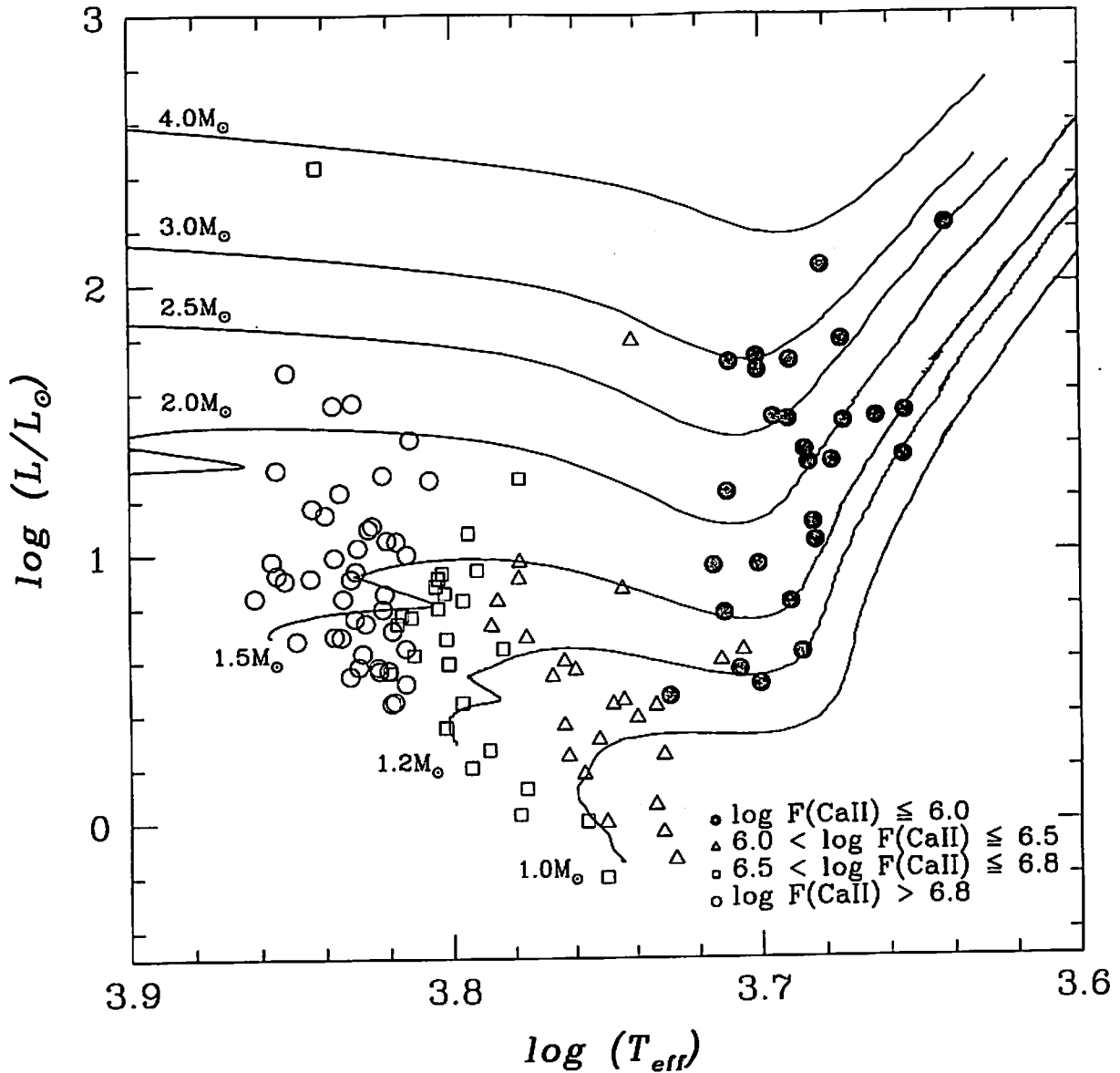


Figura 4.2: Distribuição das estrelas subgigantes no diagrama HR, com o comportamento do fluxo cromosférico,  $\log F(\text{CaII})$ , em função da luminosidade e da temperatura efetiva. Traçados evolutivos estão definidos na figura (4.1).

A figura (4.2) mostra claramente a evidência de uma descontinuidade na atividade cromosférica paralela àquela observada na velocidade rotacional. Tal decréscimo abrupto no fluxo de CaII em estrelas subgigantes também foi observado por Simon e Drake (1989) no fluxo de CIV de estrelas subgigantes. Estrelas mostrando alto fluxo de CaII, estão



localizadas no lado azul da descontinuidade. Tal queda na atividade cromosférica é interpretada por Simon e Drake (1989) como o resultado da diminuição abrupta na rotação próximo ao tipo espectral G0IV. De acordo com estes autores, existe o desenvolvimento de um dínamo em estrelas com tipos espectrais F tardios, o qual induz um forte torque magnético devido a um vento pré-existente. Tal torque atuaria nas camadas mais externas da superfície estelar, levando-os a uma desaceleração rotacional e à consequente diminuição da atividade.

Finalmente na figura (4.3), mostramos o comportamento da distribuição da abundância de Li no diagrama HR. Nesta figura, podemos observar um súbito decréscimo no  $\log n(Li)$  para estrelas subgigantes com massa menor do que cerca de  $1.2 M_{\odot}$ , localizado um pouco mais tarde do que a descontinuidade observada para a distribuição da rotação e da atividade cromosférica. Uma evidência para este decréscimo no  $\log n(Li)$  foi primeiro apontada por Nascimento et al. (2000). De acordo com estes autores, tal queda na abundância de Li para subgigantes parece resultar de um rápido crescimento da envoltória convectiva para estrelas no estágio evolucionário F tardio. Para massas maiores, o declínio em  $\log n(Li)$  mostra uma tendência paralela às descontinuidades em  $v \sin i$  e  $\log F(CaII)$ , próximo ao tipo espectral F8IV, correspondendo a  $(B - V) \approx 0.55$  ( $\log (T_{eff}) \sim 3.78$ ).

Na região mais azul de F8IV, as abundâncias de lítio mostram um comportamento mais complexo para estrelas com massas entre  $1.2$  e  $1.5 M_{\odot}$ . Na figura (4.3) observamos um número de estrelas neste intervalo de massa com valores de  $\log n(Li)$  que variam de baixo a moderado. Tal fato parece refletir a tão chamada *região da brecha na distribuição do Li* observada por Boesgaard e Tripicco (1986).

No caso específico de estrelas evoluídas do tipo tardio, a atividade cromosférica reflete a presença de um campo magnético o qual é relevante para o aquecimento da cromosfera assim como para as perdas de massa e de momento angular. A intensidade e distribuição espacial dos campos magnéticos são, muito provavelmente, determinados por um processo dínamo, cuja modalidade de operação e eficiência dependem da interação entre a rotação

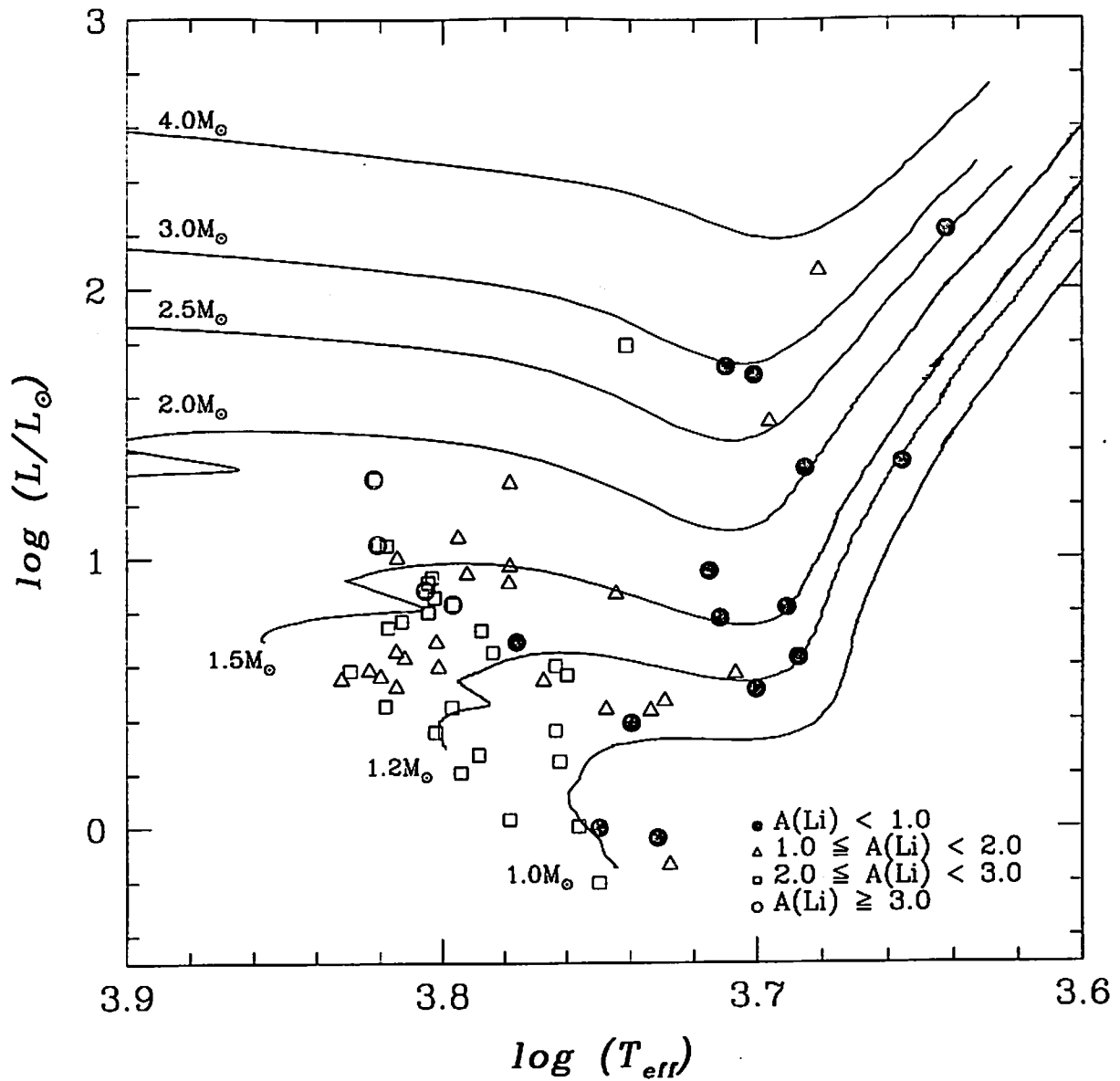


Figura 4.3: Distribuição das estrelas subgigantes no diagrama HR, com o comportamento da abundância do lítio,  $\log n(\text{Li})$ , em função da luminosidade e da temperatura efetiva. Traçados evolutivos estão definidos na figura (4.1).

estelar e os movimentos convectivos subfotosféricos. Neste contexto, deve-se esperar uma associação direta entre as discontinuidades na rotação e no fluxo de CaII, com um declínio na mesma região espectral, caso a atividade cromosférica seja diretamente controlada pela rotação.

Com relação à aparente discrepância na localização da descontinuidade da distribuição da abundância de Li com relação a descontinuidade na distribuição da rotação e do fluxo de CaII para subgigantes com massa menor do que cerca de  $1.2 M_{\odot}$ , pode-se dizer que tal discrepância pode ser entendida como um resultado da sensibilidade deste fenômeno em relação à massa da envoltória convectiva. Uma profundidade mínima da região convectiva já parece ser bastante para o acionamento do dínamo, enquanto a diluição do Li exige uma grande profundidade em tal envoltória.

A tendência observada, para um mesmo local das descontinuidades da rotação e da abundância de Li, para estrelas com massas maiores do que  $1.2 M_{\odot}$ , pode ser explicada seguindo o comportamento do aprofundamento da envoltória convectiva.

## 4.2 Relação entre a velocidade rotacional, a atividade cromosférica e a abundância de Li

Nesta parte de nosso trabalho, estudamos as relações entre rotação e fluxo de CaII, rotação e abundância de Li, bem como entre fluxo de CaII e abundância de Li para as estrelas de nossa amostra. As figuras (4.4)–(4.6) apresentam o resultado desta análise, onde as estrelas foram divididas em diferentes intervalos de cor,  $(B - V)$ . Os círculos abertos representam estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$  [ $T_{eff} \leq 6079$ ], os círculos fechados com  $0.55 < (B - V) \leq 0.75$  [ $6079 < T_{eff} \leq 5414$ ], os triângulos possuem  $0.75 < (B - V) \leq 0.95$  [ $5414 < T_{eff} \leq 4942$ ] e os quadrados são estrelas com  $(B - V) > 0.95$  [ $T_{eff} > 5414$ ].

Na figura (4.4), apresentamos o comportamento da atividade cromosférica em função da velocidade rotacional. A correlação já bem estabelecida entre a rotação e o fluxo observada por Simon e Drake (1989) é claramente confirmada para a nossa amostra. Esta relação entre a rotação e o fluxo de CaII, apresentada na figura (4.4), confirma também resultados encontrados por outros autores para estrelas subgigantes (por ex.: Strassmeier et al. 1994) e para outras classes de luminosidade (Strassmeier et al. 1994; Pasquini et al. 2000). Um outro ponto que podemos observar é a existência de uma tendência para um

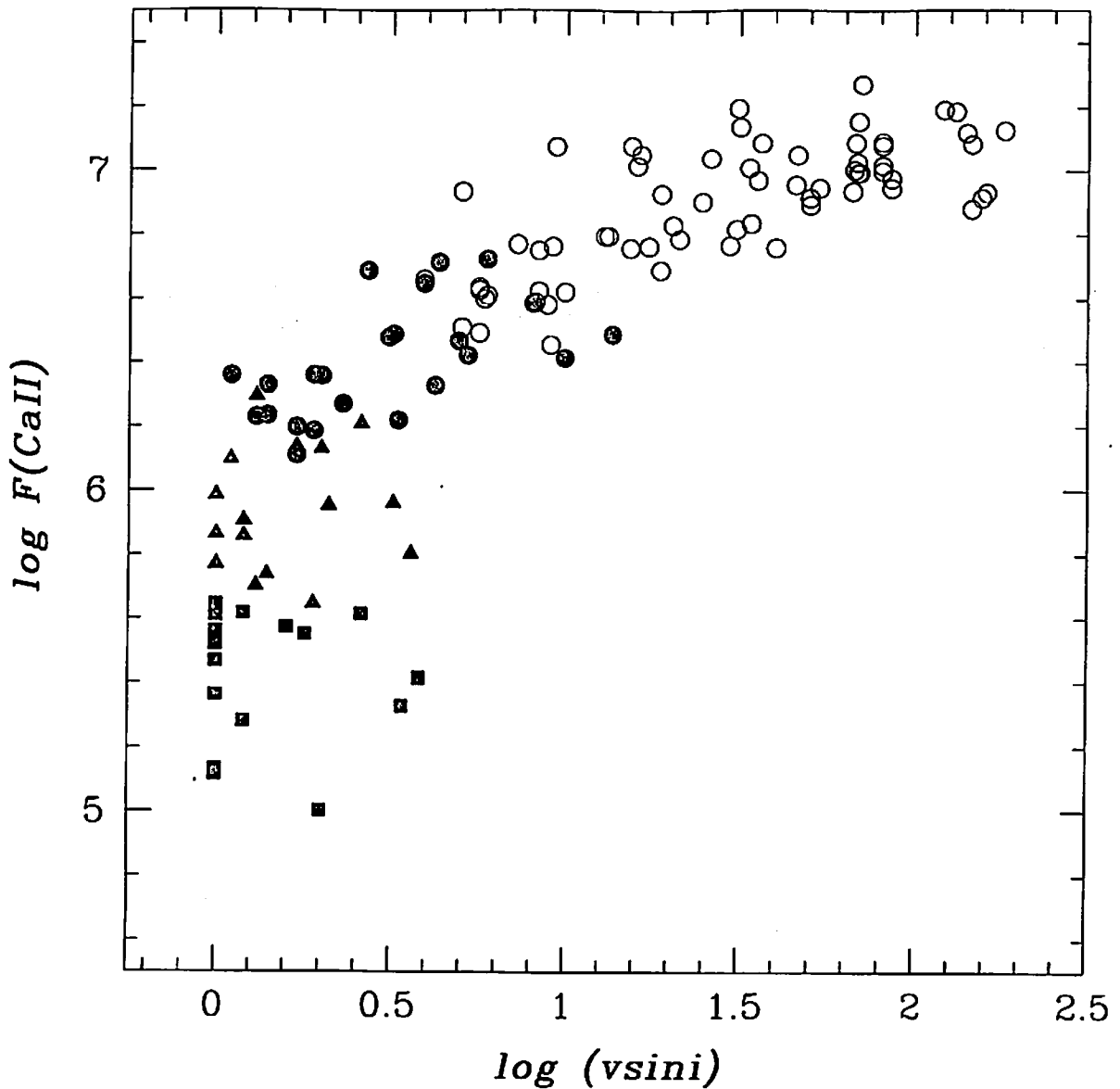


Figura 4.4: Fluxo cromosférico,  $\log F(\text{CaII})$ , versus velocidade rotacional,  $\log(v \sin i)$  para as estrelas de nossa amostra. Os círculos abertos representam estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$ ; os círculos fechados com  $0.55 < (B - V) \leq 0.75$ ; os triângulos possuem  $0.75 < (B - V) \leq 0.95$  e os quadrados são estrelas com  $(B - V) > 0.95$ .

aumento do espalhamento na relação  $\log F(\text{CaII})$  versus  $\log(v \sin i)$ , indicando que a rotação pode não ser o único parâmetro que controla a atividade cromosférica em estrelas subgigantes.

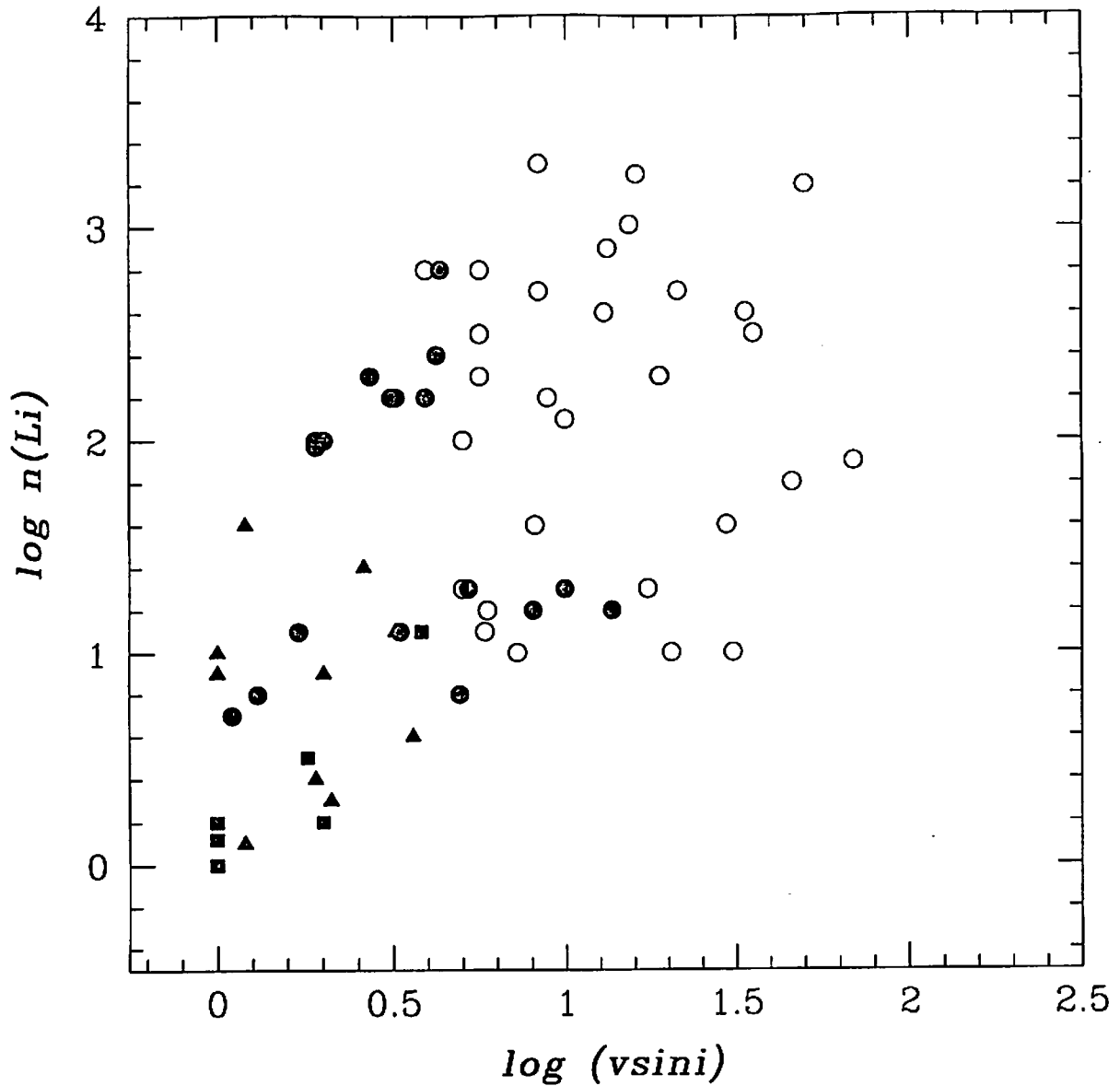


Figura 4.5: A abundância de lítio ( $\log n(\text{Li})$ ) versus velocidade rotacional ( $\log(v \sin i)$ ) para as estrelas de nossa base. Os símbolos estão definidos na figura (4.4).

Na figura (4.5), apresentamos o comportamento da abundância do Li,  $\log n(\text{Li})$ , como função da velocidade rotacional. O que podemos observar é que a figura indica que há uma tendência entre a abundância do Li e a velocidade rotacional para estrelas subgigantes como foi encontrado por De Medeiros et al. (1997). A dependência da abundância do Li, com a rotação observada na figura (4.5), é verificada no fato de que estrelas que apresentam rotação elevada também possuem alto conteúdo de Li. Contudo, não exis-

te uma clara relação entre estes dois parâmetros. A mesma figura também mostra um grande espalhamento na abundância de Li para  $v \sin i$  menor do que  $10 \text{ km s}^{-1}$ , com  $\log n(\text{Li})$  variando de 0.0 a 3.0. Tal espalhamento, também observado por outros autores (De Medeiros et al. 1997; do Nascimento et al. 2000) ainda não é bem compreendido.

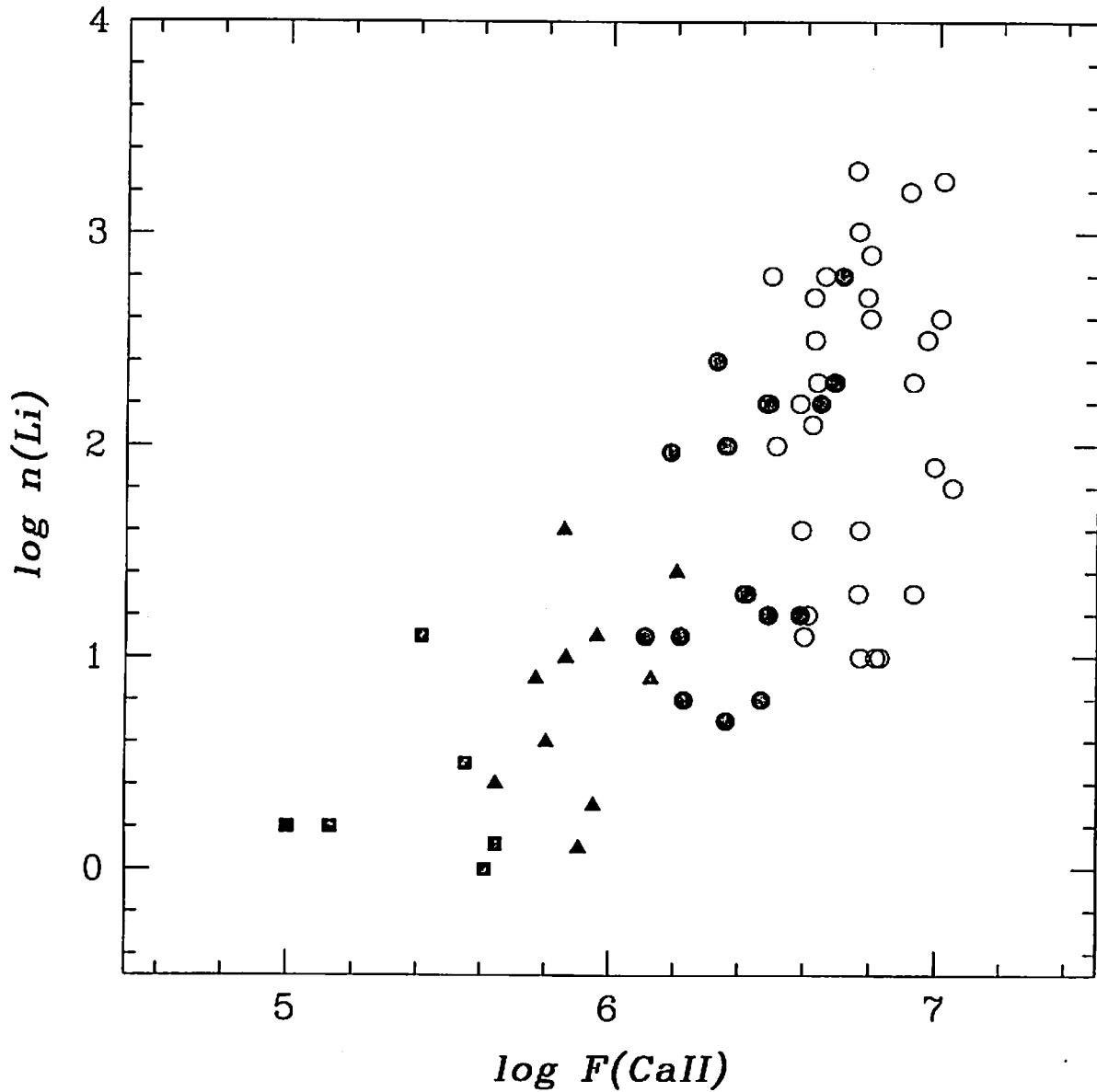


Figura 4.6: A abundância de lítio ( $\log n(\text{Li})$ ) versus fluxo cromosférico ( $\log F(\text{CaII})$ ) para as estrelas de nossa base. Os símbolos estão definidos na figura (4.4).

A figura (4.6) mostra a abundância de Li como função da atividade cromosférica.

Apesar do número limitado de estrelas nesta figura, observamos uma tendência para uma relação entre  $\log n(Li)$  e  $\log F(CaII)$ , no sentido de que as estrelas com maior conteúdo de Li mostram fluxos de CaII mais elevados.

### 4.3 A conexão entre a atividade cromosférica e o número de Rossby

O comportamento da atividade cromosférica como função do número de Rossby,  $\log(R_o)$ , para as estrelas de nossa amostra é apresentado na figura (4.7). Podemos observar nesta figura duas características claramente distintas, lembrando que os símbolos nesta figura representam intervalos de  $(B - V)$  indicados na seção anterior.

A primeira observação a ser feita é com relação à correlação entre estes dois parâmetros. Observamos que, para estrelas com  $(B - V) > 0.55$ ,  $\log F(CaII)$  possui uma anticorrelação aproximadamente linear com  $\log(R_o)$ , em contraste com a relação  $\log F(CaII)$  versus  $\log(v \sin i)$ . Tal fato reforça a bem aceita idéia de uma componente da atividade cromosférica dependendo diretamente da rotação e, por conseguinte, do campo magnético. Já para estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$  o  $\log F(CaII)$  é consistentemente elevado e sem dependência clara sobre  $\log(R_o)$ , apontando para uma componente da atividade cromosférica independente da rotação.

A figura (4.7) também mostra a dependência da relação  $\log F(CaII)$  versus  $\log(R_o)$  com o parâmetro de mistura  $\alpha$ . Esta dependência apresenta uma maior dispersão para estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$  do que para as estrelas com  $(B - V) > 0.55$ , pois a estimativa do valor do parâmetro  $\alpha$  é mais incerta para estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$  do que para estrelas com  $(B - V) > 0.55$ . A partir desta análise, podemos observar que o melhor valor para o parâmetro de mistura  $\alpha$ , para o intervalo de massa em que se encontra a nossa amostra, é o sugerido por Noyes et al. (1984) igual a 1.9.

Um resultado semelhante foi encontrado por Simon e Drake (1989), analisando a relação entre  $F(CIV)$  e  $R_o$ .

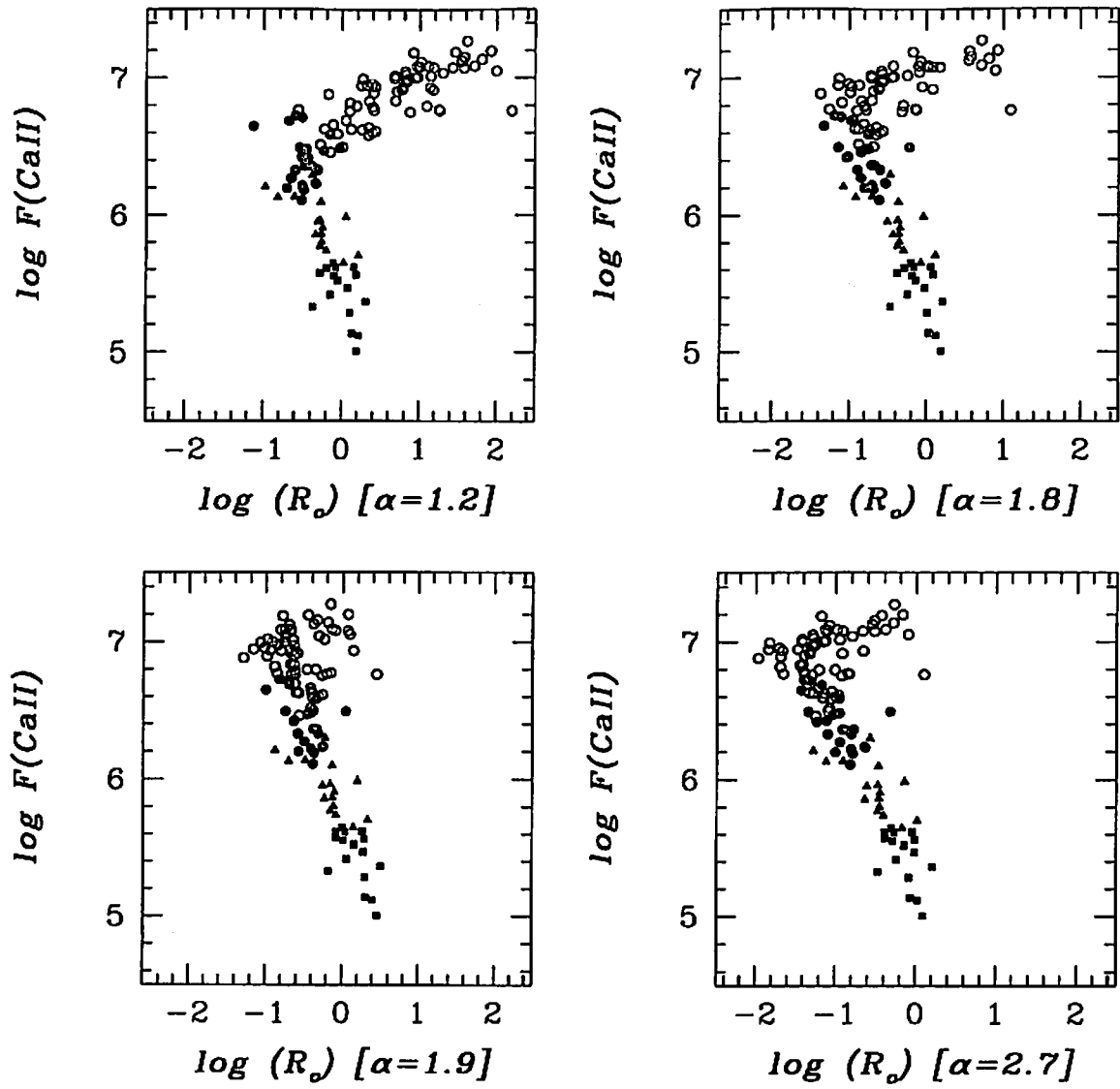


Figura 4.7:  $\log F(\text{CaII})$  versus o número de Rossby  $\log(R_o)$  para diferentes valores do parâmetro  $\alpha$ . Os símbolos indicam intervalos de  $(B - V)$  definidos como na figura (4.4).



## 4.4 O comportamento da abundância do lítio e da rotação como função da profundidade da envoltória convectiva

As figuras (4.8) e (4.9) mostram os comportamentos da abundância de Li e da rotação no diagrama  $M_{ZC}/M_{Estrela}$  versus  $\log(T_{eff})$ , mostrando então a dependência da diluição em função da profundidade da envoltória convectiva.

Podemos observar, a partir da figura (4.8), que a maioria das estrelas com alto conteúdo de lítio apresenta uma envoltória convectiva pouco desenvolvida, enquanto que estrelas com baixo conteúdo de Li exibem uma envoltória convectiva bastante desenvolvida. Tal fato está em perfeito acordo com as previsões teóricas, uma vez que a mistura convectiva é o principal mecanismo na diluição de Li.

Na figura (4.9), observamos a existência de estrelas com a envoltória convectiva pouco desenvolvida, mas com velocidades rotacionais tanto altas como baixas. Para as estrelas com a envoltória convectiva bem desenvolvida observamos, diferentemente, apenas estrelas com baixa rotação.

A aparente discrepância na localização da descontinuidade em  $\log n(Li)$  em relação ao local da descontinuidade na rotação, discutida na seção 4.1, é claramente observada no zoom das figuras (4.8) e (4.9).

Esta discrepância pode ser entendida como sendo um reflexo dos diferentes níveis de sensibilidade destes fenômenos em relação à massa da envoltória convectiva. No caso da descontinuidade rotacional, um pequeno aumento na massa da envoltória convectiva é o suficiente para acionar o dínamo. Este mesmo dínamo será responsável pela desaceleração magnética, a possível causa do declínio abrupto na rotação. Mais tarde, a envoltória convectiva continuará a se aprofundar alcançando uma região previamente isenta de Li. Neste ponto, o Li trazido da camada superficial é diluído e sua abundância decai.

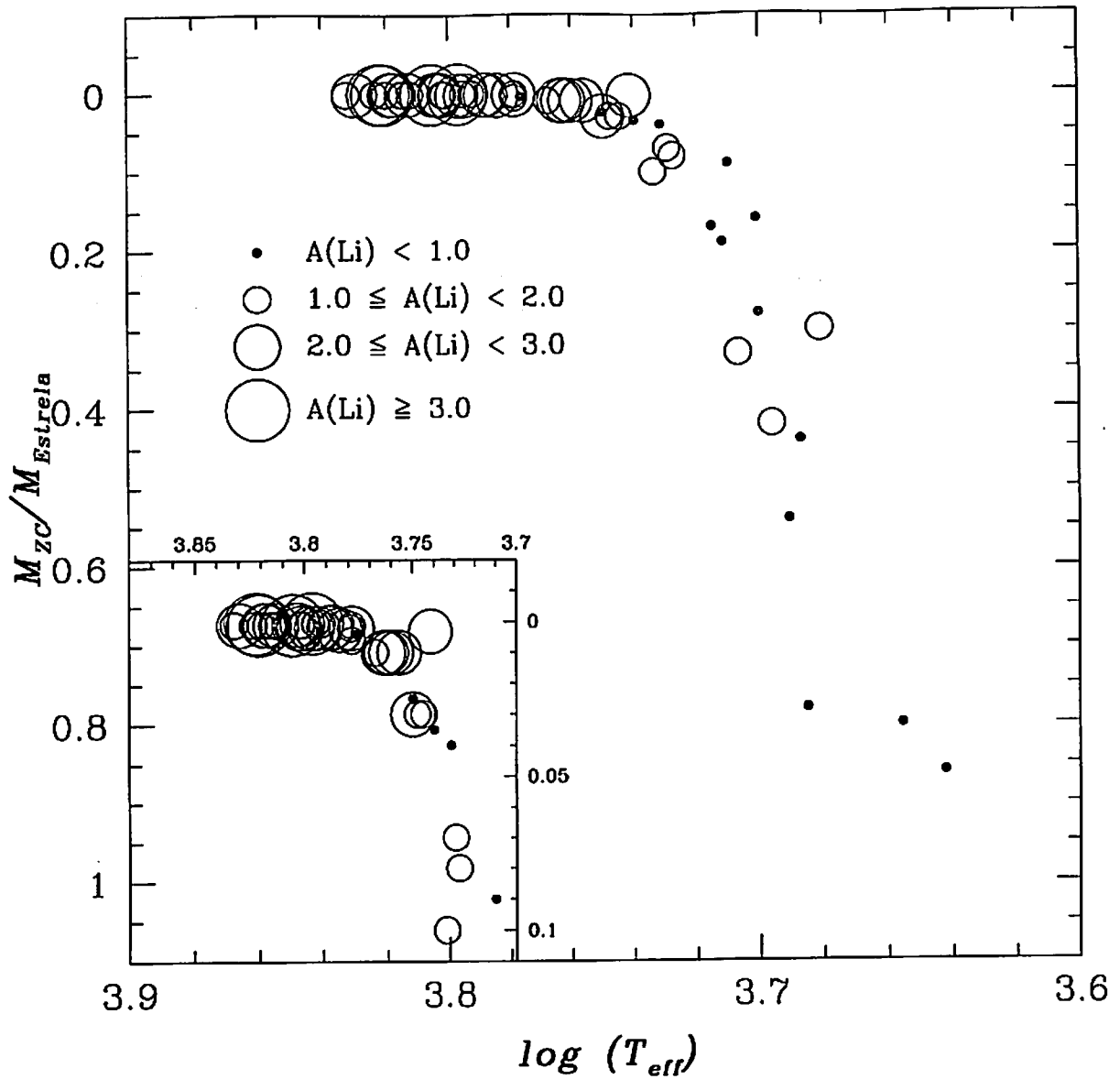


Figura 4.8: A profundidade (em massa) da envoltória convectiva em função da temperatura efetiva para as estrelas de nossa base. O tamanho dos símbolos é proporcional às abundâncias de Li. Apresentamos também um *zoom* da região  $3.88 \geq \log(T_{eff}) \geq 3.70$ .

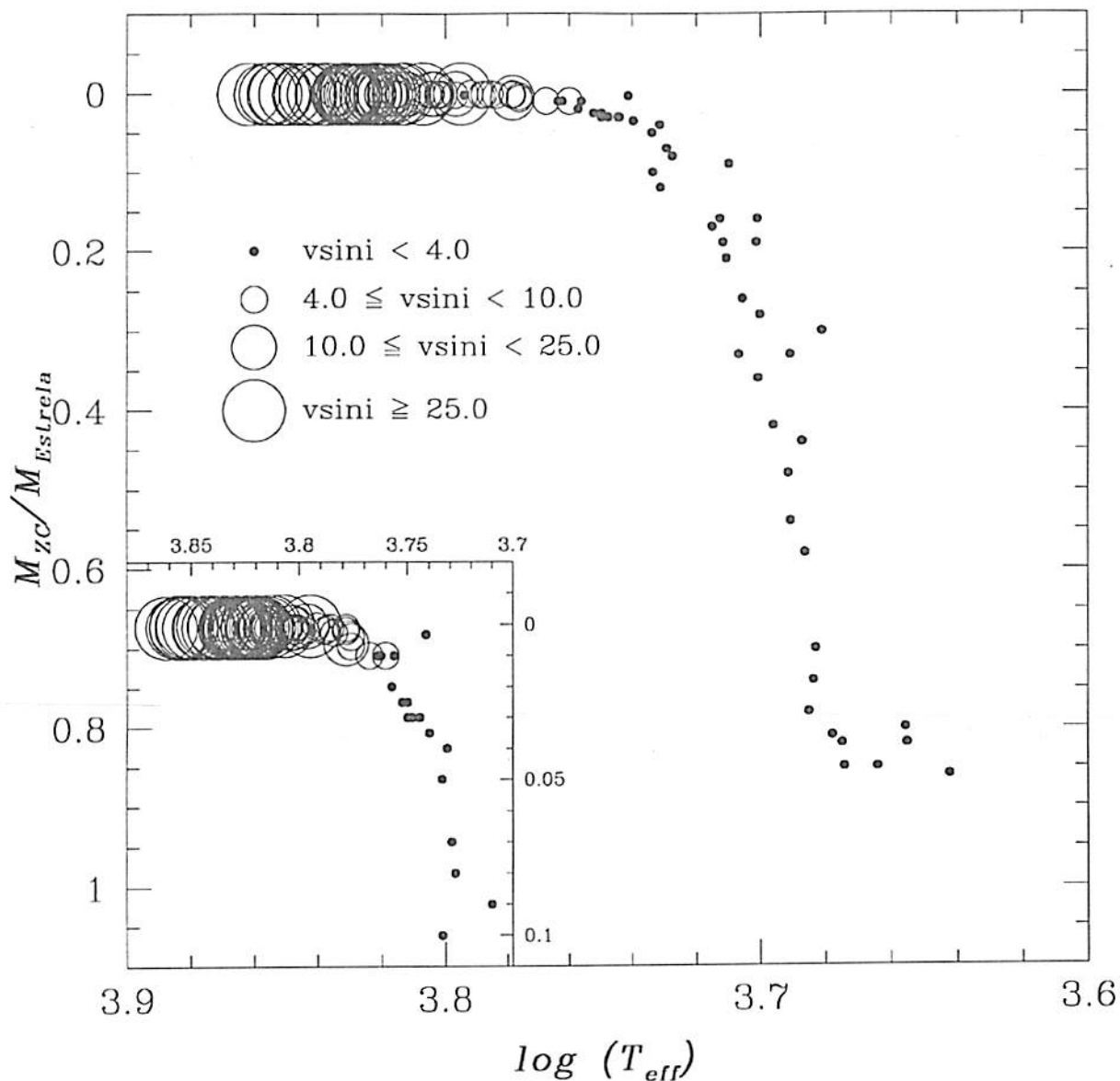


Figura 4.9: A profundidade (em massa) da envoltória convectiva em função da temperatura efetiva para as estrelas de nossa base. O tamanho dos símbolos é proporcional às velocidades rotacionais. Apresentamos também um *zoom* da região  $3.88 \geq \log(T_{\text{eff}}) \geq 3.70$ .

## Conclusões e Perspectivas

### 5.1 Conclusões

No intuito de uma melhor compreensão sobre a influência da rotação estelar na atividade cromosférica e também sobre a diluição de Li, analisamos neste trabalho as relações entre velocidade rotacional, atividade cromosférica (aqui representada pelo fluxo de CaII nas linhas H e K) e abundância de lítio ao longo do ramo das subgigantes, com base em uma amostra de 121 estrelas simples evoluídas, tipicamente estrelas de classe de luminosidade IV.

O *status* evolutivo de todas as estrelas foi determinado a partir de paralaxes trigonométricas obtidas pelo HIPPARCOS e de traçados evolutivos computados pelo código de Toulouse–Geneve.

Estudamos o comportamento da distribuição da rotação, do fluxo de CaII e da abundância de Li no diagrama HR e observamos que as distribuições da rotação e do fluxo de CaII mostram um mesmo comportamento. Para ambos os parâmetros, podemos observar um súbito declínio em torno do tipo espectral F8IV, o que confirma estudos anteriores. É importante ressaltar que esta é a primeira vez que tal descontinuidade na atividade cromosférica é explicitada tendo como base o fluxo de emissão do CaII. Apesar disso, a intensidade destas descontinuidades depende da massa estelar. Podemos observar que estrelas com massa maior e em torno de  $1.5 M_{\odot}$  mostram um decréscimo mais importante na rotação e no fluxo de CaII do que estrelas com massa menor do que cerca

de  $1.2 M_{\odot}$ . Claramente podemos verificar que as estrelas com massa maior do que  $1.2 M_{\odot}$  são mais rápidas e mais ativas do que aquelas com massa menor do que  $1.2 M_{\odot}$ .

Já para a distribuição da abundância do Li, apesar do súbito declínio na região espectral F tardia, há uma tendência para um comportamento mais complexo. Observamos que estrelas com massas menores do que  $1.2 M_{\odot}$  mostram uma descontinuidade em  $\log n(Li)$  um pouco mais tarde do que aquela encontrada na distribuição da rotação e do fluxo de CaII, enquanto que estrelas com massas maiores apresentam um declínio em  $\log n(Li)$  em torno do tipo espectral F8IV. Um outro ponto é que estrelas do lado azul deste tipo espectral e com massas entre  $1.2$  e  $1.5 M_{\odot}$  mostram valores de  $\log n(Li)$  variando de moderado a baixo, o que parece refletir os efeitos da tão conhecida região da brecha na distribuição do Li descoberta por Boesgaard-Tripico.

A discrepância na localização das descontinuidades, para estrelas com massa menor do que  $1.2 M_{\odot}$ , parece ser o resultado da sensibilidade destes fenômenos com a massa da envoltória convectiva. A diminuição na rotação, resultando principalmente da desaceleração magnética, requer um aumento na massa da envoltória convectiva menor, suficiente apenas para acionar o dínamo, do que aquele requerido ao rápido decréscimo em  $\log n(Li)$ , este resultando de uma diluição devido ao rápido crescimento da envoltória convectiva.

O local da descontinuidade em  $\log n(Li)$  para estrelas com massas maiores do que  $1.2 M_{\odot}$ , na mesma região das descontinuidades da rotação e do fluxo de CaII, pode ser explicado pelo comportamento do aprofundamento da envoltória convectiva como dito anteriormente. O presente trabalho confirma que a diluição do Li depende fortemente do aprofundamento da envoltória convectiva.

A relação entre rotação e fluxo de emissão de CaII confirma resultados anteriores encontrados por outros autores a partir da análise da distribuição de fluxos de outros elementos, entre os quais CIV e MgII. O fluxo de CaII apresenta uma boa correlação com a rotação, porém com um grande espalhamento. Tal fato reforça algumas sugestões anteriores de que a rotação pode não ser o único parâmetro relevante no controle da atividade

cromosférica estelar.

A relação entre a abundância de Li e a rotação mostra um comportamento menos definido do que aquele entre fluxo de CaII e rotação. O presente estudo confirma uma dependência da abundância de lítio sobre a rotação, no sentido de que estrelas com rotação alta também possuem alto conteúdo de Li. Apesar deste fato, não existe uma relação clara entre estes dois parâmetros, com um maior espalhamento do que aquele observado na relação entre o fluxo de CaII e a rotação.

O comportamento da relação entre abundância de Li e fluxo de CaII parece seguir aquele encontrado na relação entre abundância de lítio e rotação. Estrelas com alta atividade também apresentam alto conteúdo de Li.

Em ambos os casos existe um notável aumento no espalhamento das relações com o crescimento, tanto da rotação quanto do fluxo de CaII. Tal fato parece indicar que a influência da rotação sobre a atividade estelar é maior do que sobre a diluição do lítio.

A relação entre o fluxo de CaII e o número de Rossby confirma que a atividade cromosférica de estrelas subgigantes com  $(B - V) > 0.55$  depende mais diretamente deste parâmetro, o número de Rossby, do que sobre a rotação. Para estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$  o fluxo de CaII independe do número de Rossby. Este resultado aponta para importantes aspectos: a atividade cromosférica de estrelas subgigantes com  $(B - V) > 0.55$  depende diretamente da rotação e conseqüentemente do campo magnético, enquanto para estrelas subgigantes com  $(B - V) \leq 0.55$  a atividade cromosférica independe da rotação. Como esperávamos, o espalhamento nesta relação parece ser fortemente dependente do parâmetro  $\alpha$ , pois a estimativa do valor do parâmetro  $\alpha$  é mais incerta para estrelas com  $(B - V) \leq 0.55$  do que para estrelas com  $(B - V) > 0.55$ .

Com relação à análise do comportamento da rotação e da abundância de lítio como função da profundidade da envoltória convectiva observamos que estrelas com alto conteúdo de lítio possuem, em sua maioria, uma envoltória convectiva pouco desenvolvida,

enquanto que estrelas com baixo conteúdo de Li exibem uma envoltória convectiva bastante desenvolvida. Tal fato está em perfeito acordo com as predições teóricas, uma vez que a mistura convectiva é o principal mecanismo na diluição de Li. No caso da rotação, encontramos estrelas com a envoltória convectiva pouco desenvolvida, mas com velocidades rotacionais tanto altas como baixas enquanto que estrelas com a envoltória convectiva bem desenvolvida, diferentemente, apresentam apenas baixa rotação.

Esta discrepância pode ser entendida como sendo um reflexo dos diferentes níveis de sensibilidade destes fenômenos em relação à massa da envoltória convectiva. No caso da descontinuidade rotacional, um pequeno aumento na massa da envoltória convectiva é o suficiente para acionar o dínamo. Este mesmo dínamo será responsável pela desaceleração magnética, a possível causa do declínio abrupto na rotação. Mais tarde, a envoltória convectiva continuará a se aprofundar alcançando uma região previamente isenta de Li. Neste ponto, o Li trazido da camada superficial é diluído e sua abundância decai.

## 5.2 Perspectivas

O presente estudo aponta para uma urgente necessidade de novas medidas de fluxo de emissão cromosférica e de abundância de lítio para uma amostra maior e mais homogênea de estrelas subgigantes, com uma grande faixa de metalicidades. Em particular é necessária a determinação de tais parâmetros para estrelas de população II de forma a se poder efetuar o mesmo tipo de estudo aqui desenvolvido de forma comparativa, entre diferentes populações.

Um outro ponto que se faz necessário ser explorado é o estudo das relações rotação-atividade-abundância de lítio em sistemas binários. Isto possibilitará uma análise sobre os efeitos de marés gravitacionais na produção de energia na atmosfera estelar, bem como sobre os processos de diluição.

Uma outra proposta de trabalho diz respeito a um estudo com o perfil e objetivos

daqueles aqui efetuados para estrelas gigantes de classe de luminosidade III e II. Isto delineará os efeitos da massa estelar sobre este gênero de análise.



# Apêndice A

## Parâmetros fundamentais

Apresentamos na Tabela (A.1) as medidas de velocidade rotacional, os fluxos cromosféricos e também as abundâncias de Li para a amostra de 121 estrelas subgigantes de tipos espectrais F, G e K. A legenda da Tabela (A.1) tem o seguinte significado:

- HD: é o número de identificação da estrela no catálogo de Henry Draper;
- TS: informa sobre as características espectrais da estrela;
- $(B - V)$ : é o índice de cor, o qual está diretamente associado ao tipo espectral;
- $T_{eff}$ : é a temperatura efetiva da superfície da estrela;
- $\log(L/L_{\odot})$ : é o valor da luminosidade bolométrica
- $v \sin i$ : é a velocidade rotacional;
- $\log F(CaII)$ : é o logaritmo do fluxo superficial absoluto
- $\log n(Li)$ : é o logaritmo da abundância do lítio.

As referências de onde foram obtidos os valores das abundâncias de lítio e de algumas rotações foram: *a*-Lèbre et al. (1999), *b*-De Medeiros et al. (1997), *c*-Randich et al. (1999) e *d*-Uesugi e Fukuda (1982).

Tabela A.1: Parâmetros fundamentais para as estrelas de nossa amostra.

| HD    | ST     | $(B - V)$ | $T_{eff}$ | $\log(L/L_{\odot})$ | $v \sin i$ | $\log F(CaII)$ | $\log n(Li)$      |
|-------|--------|-----------|-----------|---------------------|------------|----------------|-------------------|
| 400   | F8IV   | 0.504     | 6265      | 0.45                | 5.6        | 6.635          | 2.30 <sup>a</sup> |
| 645   | K0IV   | 1.000     | 4844      | 1.33                | 1.8        | 5.551          | 0.50 <sup>a</sup> |
| 905   | F0IV   | 0.331     | 7059      | 0.68                | 31.6       | 7.137          |                   |
| 3229  | F5IV   | 0.444     | 6524      | 1.00                | 5.0        | 6.932          | 1.30 <sup>a</sup> |
| 4744  | G8IV   | 1.064     | 4724      | 1.49                | 3.4        | 5.326          |                   |
| 4813  | F7IV-V | 0.514     | 6223      | 0.21                | 3.9        | 6.658          | 2.80 <sup>a</sup> |
| 5268  | G5IV   | 0.911     | 5024      | 1.68                | 1.9        | 5.646          | 0.40 <sup>a</sup> |
| 5286  | K1IV   | 1.012     | 4821      | 1.04                | 1.6        | 5.573          |                   |
| 6301  | F7IV-V | 0.443     | 6528      | 0.65                | 20.3       | 6.829          | 1.00 <sup>a</sup> |
| 6680  | F5IV   | 0.398     | 6735      | 0.63                | 36.4       | 7.086          |                   |
| 8799  | F5IV   | 0.421     | 6628      | 0.85                | 65.9       | 6.934          |                   |
| 9562  | G2IV   | 0.639     | 5755      | 0.57                | 4.2        | 6.327          | 2.40 <sup>a</sup> |
| 11151 | F5IV   | 0.419     | 6637      | 0.80                | 34.0       | 6.834          |                   |
| 12235 | G2IV   | 0.610     | 5855      | 0.54                | 5.2        | 6.423          | 1.30 <sup>a</sup> |
| 13421 | G0IV   | 0.569     | 6006      | 0.91                | 9.9        | 6.415          | 1.30 <sup>a</sup> |
| 13871 | F6IV-V | 0.439     | 6546      | 0.77                | 9.1        | 6.763          |                   |
| 16141 | G5IV   | 0.670     | 5653      | 0.31                | 2.3        | 6.269          |                   |
| 18262 | F7IV   | 0.478     | 6375      | 0.80                | 9.9        | 6.621          | 2.10 <sup>b</sup> |
| 18404 | F5IV   | 0.415     | 6656      | 0.57                | 24.7       | 6.902          |                   |
| 20618 | G8IV   | 0.860     | 5137      | 1.22                | 1.0        | 5.984          |                   |
| 23249 | K0IV   | 0.915     | 5015      | 0.51                | 1.0        | 5.770          | 0.90 <sup>b</sup> |
| 25621 | F6IV   | 0.505     | 6261      | 0.83                | 15.3       | 6.758          | 3.01 <sup>b</sup> |
| 26913 | G5IV   | 0.680     | 5621      | -0.20               | 3.9        | 6.646          | 2.20 <sup>a</sup> |
| 26923 | G0IV   | 0.570     | 6002      | 0.03                | 4.3        | 6.712          | 2.80 <sup>a</sup> |
| 29859 | F7IV-V | 0.544     | 6103      | 0.83                | 9.0        | 6.457          |                   |
| 30912 | F2IV   | 0.368     | 6877      | 1.56                | 155.0      | 6.914          |                   |
| 33021 | G1IV   | 0.625     | 5803      | 0.36                | 2.0        | 6.357          | 2.00 <sup>a</sup> |
| 34180 | F0IV   | 0.401     | 6721      | 0.74                | 80.0       | 7.015          |                   |

| HD     | ST     | (B - V) | $T_{eff}$ | $\log(L/L_{\odot})$ | $v \sin i$ | $\log F(CaII)$ | $\log n(Li)$      |
|--------|--------|---------|-----------|---------------------|------------|----------------|-------------------|
| 34411  | G2IV-V | 0.630   | 5785      | 0.25                | 1.9        | 6.360          | 2.00 <sup>a</sup> |
| 37788  | F0IV   | 0.311   | 7160      | 0.92                | 31.2       | 7.196          |                   |
| 39881  | G5IV   | 0.650   | 5718      | 0.18                | 1.4        | 6.329          |                   |
| 43386  | F5IV-V | 0.431   | 6582      | 0.45                | 18.8       | 6.927          | 2.30 <sup>b</sup> |
| 53329  | G8IV   | 0.909   | 5028      | 1.73                | 1.3        | 5.702          |                   |
| 57749  | F3IV   | 0.352   | 6955      | 2.43                | 40.0       | 6.759          |                   |
| 60532  | F6IV   | 0.521   | 6195      | 0.94                | 8.1        | 6.590          | 1.60 <sup>a</sup> |
| 64685  | F2IV   | 0.369   | 6873      | 0.70                | 67.2       | 7.087          |                   |
| 66011  | G0IV   | 0.570   | 6002      | 0.97                | 13.6       | 6.489          | 1.20 <sup>a</sup> |
| 71952  | K0IV   | 1.008   | 4828      | 1.11                | 1.0        | 5.520          |                   |
| 73017  | G8IV   | 0.964   | 4915      | 1.50                | 1.2        | 5.618          |                   |
| 73593  | G0IV   | 0.993   | 4857      | 1.38                | 1.0        | 5.561          |                   |
| 76291  | K1IV   | 1.125   | 4614      | 1.50                | 1.2        | 5.282          |                   |
| 78154  | F7IV-V | 0.489   | 6328      | 0.59                | 5.8        | 6.600          | 1.10 <sup>a</sup> |
| 81937  | F0IV   | 0.360   | 6916      | 1.15                | 145.0      | 7.084          |                   |
| 82074  | G6IV   | 0.838   | 5188      | 0.95                | 2.1        | 5.951          | 0.30 <sup>a</sup> |
| 82328  | F6IV   | 0.475   | 6388      | 0.88                | 8.3        | 6.751          | 3.30 <sup>a</sup> |
| 82734  | K0IV   | 1.023   | 4800      | 2.06                | 3.8        | 5.413          | 1.10 <sup>a</sup> |
| 84117  | F9IV   | 0.534   | 6142      | 0.27                | 5.6        | 6.627          | 2.50 <sup>b</sup> |
| 89449  | F6IV   | 0.452   | 6488      | 0.63                | 17.3       | 6.763          | 1.30 <sup>a</sup> |
| 92588  | K1IV   | 0.880   | 5091      | 0.57                | 1.0        | 5.863          | 1.00 <sup>a</sup> |
| 94386  | K3IV   | 1.176   | 4525      | 1.36                | 1.0        | 5.133          | 0.20 <sup>a</sup> |
| 99028  | F2IV   | 0.423   | 6619      | 1.05                | 16.0       | 7.015          | 3.25 <sup>b</sup> |
| 99329  | F3IV   | 0.345   | 6989      | 0.91                | 130.0      | 7.186          |                   |
| 99491  | K0IV   | 0.778   | 5338      | -0.14               | 2.6        | 6.206          | 1.40 <sup>a</sup> |
| 104055 | K2IV   | 1.257   | 4388      | 2.22                | 2.0        | 5.003          | 0.20 <sup>a</sup> |
| 104304 | K0IV   | 0.760   | 5387      | -0.04               | 2.0        | 6.127          | 0.90 <sup>a</sup> |
| 105678 | F6IV   | 0.511   | 6236      | 1.08                | 29.6       | 6.766          | 1.60 <sup>a</sup> |
| 107326 | F0IV   | 0.306   | 7185      | 0.98                | 120.0      | 7.191          |                   |

| HD     | ST                    | $(B - V)$ | $T_{eff}$ | $\log(L/L_{\odot})$ | $v \sin i$ | $\log F(CaII)$ | $\log n(Li)$      |
|--------|-----------------------|-----------|-----------|---------------------|------------|----------------|-------------------|
| 110834 | F6IV                  | 0.469     | 6414      | 1.27                | 145.0      | 6.880          |                   |
| 117361 | F0IV                  | 0.404     | 6707      | 1.09                | 85.0       | 6.973          |                   |
| 119992 | F7IV-V                | 0.486     | 6341      | 0.36                | 8.3        | 6.624          | 2.70 <sup>a</sup> |
| 121146 | K2IV                  | 1.179     | 4520      | 1.52                | 1.0        | 5.116          |                   |
| 123255 | F2IV                  | 0.347     | 6980      | 1.17                | 140.0      | 7.119          |                   |
| 124570 | F6IV                  | 0.537     | 6130      | 0.73                | 5.6        | 6.494          | 2.80 <sup>a</sup> |
| 125111 | F2IV                  | 0.376     | 6839      | 0.69                | 9.3        | 7.075          |                   |
| 125184 | G5IV                  | 0.723     | 5491      | 0.39                | 1.3        | 6.229          | 0.80 <sup>a</sup> |
| 125451 | F5IV                  | 0.385     | 6796      | 0.55                | 46.0       | 7.048          | 1.80 <sup>a</sup> |
| 125538 | G9IV                  | 1.060     | 4731      | 1.79                | 1.0        | 5.363          |                   |
| 126943 | F1IV                  | 0.369     | 6873      | 0.99                | 80.0       | 7.078          |                   |
| 127243 | G3IV                  | 0.864     | 5128      | 1.71                | 3.6        | 5.802          | 0.60 <sup>a</sup> |
| 127739 | F2IV                  | 0.391     | 6768      | 0.94                | 68.0       | 6.991          |                   |
| 127821 | F4IV                  | 0.428     | 6596      | 0.45                | 45.5       | 6.954          |                   |
| 130945 | F7IV <sub>w</sub>     | 0.482     | 6358      | 0.93                | 18.7       | 6.689          | 2.30 <sup>b</sup> |
| 133484 | F6IV                  | 0.449     | 6502      | 0.77                | 21.2       | 6.786          | 2.70 <sup>a</sup> |
| 136064 | F9IV                  | 0.550     | 6079      | 0.65                | 5.0        | 6.511          | 2.00 <sup>a</sup> |
| 143584 | F0IV                  | 0.289     | 7273      | 0.84                | 70.0       | 7.271          |                   |
| 145148 | K0IV                  | 0.988     | 4867      | 0.63                | 1.0        | 5.612          | 0.00 <sup>c</sup> |
| 150012 | F5IV                  | 0.433     | 6573      | 1.05                | 35.5       | 6.968          | 2.50 <sup>a</sup> |
| 154160 | G5IV                  | 0.770     | 5360      | 0.47                | 1.2        | 5.856          | 1.60 <sup>a</sup> |
| 154417 | F8.5IV-V              | 0.578     | 5972      | 0.13                | 5.9        | 6.723          |                   |
| 156697 | F0-2IV-V <sub>n</sub> | 0.388     | 6782      | 1.56                | 160.0      | 6.931          |                   |
| 156846 | G3IV                  | 0.578     | 5972      | 0.69                | 4.9        | 6.468          | 0.80 <sup>a</sup> |
| 157347 | G5IV                  | 0.680     | 5621      | 0.00                | 1.1        | 6.360          | 0.70 <sup>c</sup> |
| 157853 | F8IV                  | 0.716     | 5511      | 1.79                | 3.2        | 6.488          | 2.20 <sup>a</sup> |
| 158170 | F5IV                  | 0.570     | 6002      | 1.28                | 8.0        | 6.587          | 1.20 <sup>a</sup> |
| 161797 | G5IV                  | 0.750     | 5414      | 0.43                | 1.7        | 6.109          | 1.10 <sup>a</sup> |
| 162003 | F5IV-V                | 0.434     | 6569      | 0.74                | 12.9       | 6.795          | 2.60 <sup>a</sup> |

| HD     | ST                   | (B - V) | $T_{eff}$ | $\log(L/L_{\odot})$ | $v \sin i$ | $\log F(CaII)$ | $\log n(Li)$      |
|--------|----------------------|---------|-----------|---------------------|------------|----------------|-------------------|
| 162076 | G5IV                 | 0.938   | 4967      | 1.50                | 3.2        | 5.959          | 1.10 <sup>a</sup> |
| 162917 | F4IV-V               | 0.425   | 6610      | 0.57                | 50.0       | 6.891          |                   |
| 164259 | F2IV                 | 0.390   | 6772      | 0.76                | 80.0       | 6.997          |                   |
| 165438 | K1IV                 | 0.968   | 4907      | 0.82                | 1.0        | 5.647          | 0.12 <sup>c</sup> |
| 173949 | G7IV                 | 0.967   | 4909      | 1.71                | 2.6        | 5.614          |                   |
| 176095 | F5IV                 | 0.478   | 6375      | 0.91                | 13.2       | 6.795          | 2.90 <sup>a</sup> |
| 182572 | G8IV                 | 0.761   | 5384      | 0.25                | 1.7        | 6.135          |                   |
| 182640 | F0IV                 | 0.319   | 7119      | 0.90                | 68.4       | 7.154          |                   |
| 184663 | F6IV                 | 0.414   | 6660      | 0.58                | 69.0       | 6.992          | 1.90 <sup>b</sup> |
| 185124 | F3IV                 | 0.429   | 6592      | 0.72                | 85.0       | 6.943          |                   |
| 188512 | G8IV                 | 0.855   | 5148      | 0.78                | 1.2        | 5.905          | 0.10 <sup>c</sup> |
| 190360 | G6IV+M6V             | 0.749   | 5417      | 0.06                | 1.7        | 6.197          |                   |
| 190771 | G5IV                 | 0.654   | 5705      | 0.01                | 2.7        | 6.685          | 2.30 <sup>a</sup> |
| 191026 | K0IV                 | 0.850   | 5160      | 0.60                | 1.3        | 6.295          |                   |
| 191570 | F5IV                 | 0.394   | 6754      | 0.58                | 33.6       | 7.008          | 2.60 <sup>a</sup> |
| 192344 | G4IV                 | 0.704   | 5547      | 0.45                | 1.4        | 6.234          |                   |
| 195564 | G2.5IV               | 0.689   | 5593      | 0.44                | 1.9        | 6.185          | 1.97 <sup>c</sup> |
| 196755 | G5IV+K2IV            | 0.702   | 5553      | 0.87                | 3.3        | 6.218          | 1.10 <sup>a</sup> |
| 197373 | F6IV                 | 0.443   | 6528      | 0.52                | 30.9       | 6.816          | 1.00 <sup>a</sup> |
| 197964 | K1IV                 | 1.042   | 4764      | 1.34                | 1.0        | 5.466          |                   |
| 198149 | K0IV                 | 0.912   | 5022      | 0.96                | 1.4        | 5.737          |                   |
| 201507 | F5IV                 | 0.375   | 6844      | 1.23                | 16.4       | 7.051          |                   |
| 201636 | F3IV                 | 0.386   | 6791      | 0.91                | 67.9       | 7.025          |                   |
| 202444 | F1IV                 | 0.393   | 6758      | 1.02                | 26.1       | 7.039          |                   |
| 202582 | G2IV+G2IV            | 0.625   | 5803      | 0.60                | 3.1        | 6.479          | 2.20 <sup>a</sup> |
| 205852 | F1IV                 | 0.321   | 7109      | 1.68                | 180.0      | 7.127          |                   |
| 207978 | F6IV-V <sub>vw</sub> | 0.426   | 6605      | 0.56                | 7.2        | 6.770          | 1.00 <sup>a</sup> |
| 208703 | F5IV                 | 0.378   | 6829      | 0.84                | 15.4       | 7.078          |                   |
| 210210 | F1IV                 | 0.311   | 7160      | 1.31                | 80.0       | 7.089          |                   |

| HD     | ST                | $(B - V)$ | $T_{eff}$ | $\log(L/L_{\odot})$ | $v \sin i$ | $\log F(CaII)$ | $\log n(Li)$      |
|--------|-------------------|-----------|-----------|---------------------|------------|----------------|-------------------|
| 212487 | F5IV              | 0.485     | 6345      | 0.85                | 8.8        | 6.582          | 2.20 <sup>b</sup> |
| 216385 | F7IV              | 0.487     | 6336      | 0.68                | 5.9        | 6.610          | 1.20 <sup>a</sup> |
| 218101 | G8IV              | 0.886     | 5078      | 0.64                | 1.1        | 6.096          |                   |
| 219291 | F6IV <sub>w</sub> | 0.448     | 6506      | 1.43                | 53.1       | 6.944          |                   |
| 223421 | F2IV              | 0.408     | 6688      | 1.11                | 66.6       | 7.001          |                   |
| 224617 | F4IV              | 0.419     | 6637      | 1.29                | 49.9       | 6.913          | 3.20 <sup>b</sup> |

## Apêndice B

# Turnover convectivo e número de Rossby

Apresentamos na Tabela (B.1) as medidas do tempo característico de convecção e o número de Rossby, levando em conta diferentes valores do parâmetro de mistura  $\alpha$ , para a nossa amostra. A descrição dos cálculos destes parâmetros é feita na seção 2.3. A Tabela (B.1) possui as seguintes colunas:

- HD: é o número de identificação da estrela no catálogo de Henry Draper;
- $\log(\tau_{con}) [\alpha = 1.2]$ : é o logaritmo do tempo característico de convecção para  $\alpha = 1.2$ ;
- $\log(\tau_{con}) [\alpha = 1.8]$ : é o logaritmo do tempo característico de convecção para  $\alpha = 1.8$ ;
- $\log(\tau_{con}) [\alpha = 1.9]$ : é o logaritmo do tempo característico de convecção para  $\alpha = 1.9$ ;
- $\log(\tau_{con}) [\alpha = 2.7]$ : é o logaritmo do tempo característico de convecção para  $\alpha = 2.7$ ;
- $\log(R_o) [\alpha = 1.2]$ : é o logaritmo do número de Rossby para  $\alpha = 1.2$ ;
- $\log(R_o) [\alpha = 1.8]$ : é o logaritmo do número de Rossby para  $\alpha = 1.8$ ;
- $\log(R_o) [\alpha = 1.9]$ : é o logaritmo do número de Rossby para  $\alpha = 1.9$ ;
- $\log(R_o) [\alpha = 2.7]$ : é o logaritmo do número de Rossby para  $\alpha = 2.7$ .

Tabela B.1: Tempo característico de convecção e número de Rossby para as estrelas de nossa amostra, para diferentes valores do parâmetro de mistura  $\alpha$ .

| HD    | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    |
|-------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|       | $\alpha = 1.2$     | $\alpha = 1.8$     | $\alpha = 1.9$     | $\alpha = 2.7$     | $\alpha = 1.2$ | $\alpha = 1.8$ | $\alpha = 1.9$ | $\alpha = 2.7$ |
| 400   | 4.80               | 5.80               | 4.33               | 6.20               | 0.35           | -0.65          | -0.42          | -1.05          |
| 645   | 6.40               | 6.50               | 23.01              | 6.60               | -0.09          | -0.19          | 0.01           | -0.29          |
| 905   | 2.60               | 3.60               | 0.47               | 4.70               | 1.81           | 0.81           | -0.19          | -0.29          |
| 3229  | 4.30               | 5.50               | 2.30               | 6.10               | 1.14           | -0.06          | 0.14           | -0.66          |
| 4744  | 6.50               | 6.60               | 23.49              | 6.60               | -0.37          | -0.47          | -0.18          | -0.47          |
| 4813  | 5.30               | 6.00               | 4.74               | 6.40               | -0.11          | -0.81          | -0.42          | -1.21          |
| 5268  | 6.40               | 6.50               | 22.06              | 6.60               | 0.03           | -0.07          | 0.15           | -0.17          |
| 5286  | 6.50               | 6.60               | 23.10              | 6.60               | -0.28          | -0.38          | -0.08          | -0.38          |
| 6301  | 4.30               | 5.50               | 2.28               | 6.10               | 0.36           | -0.84          | -0.64          | -1.44          |
| 6680  | 3.40               | 4.80               | 1.29               | 5.50               | 0.97           | -0.43          | -0.68          | -1.13          |
| 8799  | 3.80               | 5.20               | 1.74               | 5.90               | 0.43           | -0.97          | -0.94          | -1.67          |
| 9562  | 6.00               | 6.30               | 11.35              | 6.50               | -0.59          | -0.89          | -0.58          | -1.09          |
| 11151 | 3.80               | 5.20               | 1.70               | 5.90               | 0.69           | -0.71          | -0.68          | -1.41          |
| 12235 | 5.80               | 6.30               | 9.67               | 6.40               | -0.51          | -1.01          | -0.63          | -1.11          |
| 13421 | 5.60               | 6.20               | 7.39               | 6.40               | -0.43          | -1.03          | -0.64          | -1.23          |
| 13871 | 3.80               | 5.20               | 2.17               | 5.90               | 1.26           | -0.14          | -0.21          | -0.84          |
| 16141 | 6.20               | 6.40               | 13.14              | 6.50               | -0.64          | -0.84          | -0.50          | -0.94          |
| 18262 | 4.80               | 5.80               | 3.35               | 6.20               | 0.26           | -0.74          | -0.40          | -1.14          |
| 18404 | 3.80               | 5.20               | 1.61               | 5.90               | 0.71           | -0.69          | -0.63          | -1.39          |
| 20618 | 6.40               | 6.50               | 21.12              | 6.60               | 0.06           | -0.04          | 0.20           | -0.14          |
| 23249 | 6.40               | 6.50               | 22.12              | 6.60               | -0.28          | -0.38          | -0.16          | -0.48          |
| 25621 | 4.80               | 5.80               | 4.37               | 6.20               | 0.10           | -0.90          | -0.67          | -1.30          |
| 26913 | 6.20               | 6.40               | 13.71              | 6.50               | -1.12          | -1.32          | -1.00          | -1.42          |
| 26923 | 5.60               | 6.20               | 7.45               | 6.40               | -0.51          | -1.11          | -0.72          | -1.31          |
| 29859 | 5.30               | 6.00               | 6.12               | 6.40               | -0.14          | -0.84          | -0.57          | -1.24          |
| 30912 | 3.00               | 4.10               | 0.84               | 5.10               | 1.18           | 0.08           | -0.68          | -0.92          |



| HD     | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{cm})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{cm})$ | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    |
|--------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|        | $\alpha = 1.2$     | $\alpha = 1.8$    | $\alpha = 1.9$     | $\alpha = 2.7$    | $\alpha = 1.2$ | $\alpha = 1.8$ | $\alpha = 1.9$ | $\alpha = 2.7$ |
| 33021  | 6.00               | 6.30              | 10.53              | 6.50              | -0.38          | -0.68          | -0.34          | -0.88          |
| 34180  | 3.40               | 4.80              | 1.34               | 5.50              | 0.68           | -0.72          | -0.98          | -1.42          |
| 34411  | 6.00               | 6.30              | 10.82              | 6.50              | -0.41          | -0.71          | -0.38          | -0.91          |
| 37788  | 2.60               | 3.60              | 0.33               | 4.70              | 1.93           | 0.93           | 0.07           | -0.17          |
| 39881  | 6.00               | 6.30              | 11.99              | 6.50              | -0.30          | -0.60          | -0.32          | -0.80          |
| 43386  | 3.80               | 5.20              | 1.97               | 5.90              | 0.78           | -0.62          | -0.65          | -1.32          |
| 53329  | 6.40               | 6.50              | 22.03              | 6.60              | 0.22           | 0.12           | 0.34           | 0.02           |
| 57749  | 3.00               | 4.10              | 0.66               | 5.10              | 2.20           | 1.10           | 0.44           | 0.10           |
| 60532  | 5.30               | 6.00              | 5.05               | 6.40              | -0.05          | -0.75          | -0.39          | -1.15          |
| 64685  | 3.00               | 4.10              | 0.85               | 5.10              | 1.11           | 0.01           | -0.75          | -0.99          |
| 66011  | 5.60               | 6.20              | 7.45               | 6.40              | -0.54          | -1.14          | -0.75          | -1.34          |
| 71952  | 6.50               | 6.60              | 23.07              | 6.60              | -0.05          | -0.15          | 0.15           | -0.15          |
| 73017  | 6.40               | 6.50              | 22.69              | 6.60              | 0.15           | 0.05           | 0.26           | -0.05          |
| 73593  | 6.40               | 6.50              | 22.95              | 6.60              | 0.19           | 0.09           | 0.29           | -0.01          |
| 76291  | 6.50               | 6.60              | 23.96              | 6.70              | 0.11           | 0.01           | 0.30           | -0.09          |
| 78154  | 4.80               | 5.80              | 3.74               | 6.20              | 0.40           | -0.60          | -0.31          | -1.00          |
| 81937  | 3.00               | 4.10              | 0.74               | 5.10              | 1.00           | -0.10          | -0.81          | -1.10          |
| 82074  | 6.30               | 6.50              | 20.57              | 6.60              | -0.31          | -0.51          | -0.26          | -0.61          |
| 82328  | 4.30               | 5.50              | 3.25               | 6.10              | 0.88           | -0.32          | -0.27          | -0.92          |
| 82734  | 6.50               | 6.60              | 23.19              | 6.60              | -0.14          | -0.24          | 0.06           | -0.24          |
| 84117  | 5.30               | 6.00              | 5.64               | 6.40              | -0.22          | -0.92          | -0.61          | -1.32          |
| 89449  | 4.30               | 5.50              | 2.53               | 6.10              | 0.42           | -0.78          | -0.62          | -1.38          |
| 92588  | 6.40               | 6.50              | 21.54              | 6.60              | -0.26          | -0.36          | -0.13          | -0.46          |
| 94386  | 6.50               | 6.60              | 24.36              | 6.70              | 0.13           | 0.03           | 0.31           | -0.07          |
| 99028  | 3.80               | 5.20              | 1.79               | 5.90              | 1.15           | -0.25          | -0.24          | -0.95          |
| 99329  | 3.00               | 4.10              | 0.59               | 5.10              | 0.92           | -0.18          | -0.78          | -1.18          |
| 99491  | 6.30               | 6.40              | 18.54              | 6.60              | -0.97          | -1.07          | -0.88          | -1.27          |
| 104055 | 6.60               | 6.60              | 25.00              | 6.70              | 0.19           | 0.19           | 0.46           | 0.09           |

| HD     | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    |
|--------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|        | $\alpha = 1.2$     | $\alpha = 1.8$     | $\alpha = 1.9$     | $\alpha = 2.7$     | $\alpha = 1.2$ | $\alpha = 1.8$ | $\alpha = 1.9$ | $\alpha = 2.7$ |
| 104304 | 6.30               | 6.40               | 17.78              | 6.60               | -0.82          | -0.92          | -0.70          | -1.12          |
| 105678 | 5.30               | 6.00               | 4.62               | 6.40               | -0.56          | -1.26          | -0.86          | -1.66          |
| 107326 | 2.50               | 3.40               | 0.30               | 4.40               | 1.46           | 0.56           | -0.45          | -0.44          |
| 110834 | 4.30               | 5.50               | 3.05               | 6.10               | -0.17          | -1.37          | -1.29          | -1.97          |
| 117361 | 3.40               | 4.80               | 1.40               | 5.50               | 0.83           | -0.57          | -0.85          | -1.27          |
| 119992 | 4.80               | 5.80               | 3.63               | 6.20               | 0.12           | -0.88          | -0.57          | -1.28          |
| 121146 | 6.50               | 6.60               | 24.38              | 6.70               | 0.22           | 0.12           | 0.40           | 0.02           |
| 123255 | 3.00               | 4.10               | 0.61               | 5.10               | 1.02           | -0.08          | -0.70          | -1.08          |
| 124570 | 5.30               | 6.00               | 5.78               | 6.40               | 0.01           | -0.69          | -0.39          | -1.09          |
| 125111 | 3.40               | 4.80               | 0.94               | 5.50               | 1.58           | 0.18           | 0.06           | -0.52          |
| 125184 | 6.20               | 6.40               | 16.03              | 6.50               | -0.33          | -0.53          | -0.27          | -0.63          |
| 125451 | 3.40               | 4.80               | 1.07               | 5.50               | 0.81           | -0.59          | -0.75          | -1.29          |
| 125538 | 6.50               | 6.60               | 23.46              | 6.60               | 0.31           | 0.21           | 0.50           | 0.21           |
| 126943 | 3.00               | 4.10               | 0.85               | 5.10               | 1.18           | 0.08           | -0.68          | -0.92          |
| 127243 | 6.40               | 6.50               | 21.21              | 6.60               | -0.25          | -0.35          | -0.12          | -0.45          |
| 127739 | 3.40               | 4.80               | 1.17               | 5.50               | 0.84           | -0.56          | -0.76          | -1.26          |
| 127821 | 3.80               | 5.20               | 1.90               | 5.90               | 0.39           | -1.01          | -1.02          | -1.71          |
| 130945 | 4.80               | 5.80               | 3.49               | 6.20               | 0.05           | -0.95          | -0.63          | -1.35          |
| 133484 | 4.30               | 5.50               | 2.44               | 6.10               | 0.40           | -0.80          | -0.63          | -1.40          |
| 136064 | 5.60               | 6.20               | 6.42               | 6.40               | -0.27          | -0.87          | -0.42          | -1.07          |
| 143584 | 2.50               | 3.40               | 0.22               | 4.40               | 1.62           | 0.72           | -0.16          | -0.28          |
| 145148 | 6.40               | 6.50               | 22.91              | 6.60               | -0.19          | -0.29          | -0.09          | -0.39          |
| 150012 | 3.80               | 5.20               | 2.02               | 5.90               | 0.81           | -0.59          | -0.64          | -1.29          |
| 154160 | 6.30               | 6.40               | 18.21              | 6.60               | -0.34          | -0.44          | -0.23          | -0.64          |
| 154417 | 5.60               | 6.20               | 7.88               | 6.40               | -0.59          | -1.19          | -0.83          | -1.39          |
| 156697 | 3.40               | 4.80               | 1.12               | 5.50               | 0.78           | -0.62          | -0.80          | -1.32          |
| 156846 | 5.60               | 6.20               | 7.88               | 6.40               | -0.23          | -0.83          | -0.46          | -1.03          |
| 157347 | 6.20               | 6.40               | 13.71              | 6.50               | -0.47          | -0.67          | -0.35          | -0.77          |

| HD     | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    |
|--------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|        | $\alpha = 1.2$     | $\alpha = 1.8$     | $\alpha = 1.9$     | $\alpha = 2.7$     | $\alpha = 1.2$ | $\alpha = 1.8$ | $\alpha = 1.9$ | $\alpha = 2.7$ |
| 157853 | 6.20               | 6.40               | 15.67              | 6.50               | -0.03          | -0.23          | 0.04           | -0.33          |
| 158170 | 5.60               | 6.20               | 7.45               | 6.40               | -0.15          | -0.75          | -0.36          | -0.95          |
| 161797 | 6.30               | 6.40               | 17.33              | 6.60               | -0.51          | -0.61          | -0.39          | -0.81          |
| 162003 | 3.80               | 5.20               | 2.05               | 5.90               | 1.09           | -0.31          | -0.35          | -1.01          |
| 162076 | 6.40               | 6.50               | 22.41              | 6.60               | -0.28          | -0.38          | -0.16          | -0.48          |
| 162917 | 3.80               | 5.20               | 1.83               | 5.90               | 0.41           | -0.99          | -0.99          | -1.69          |
| 164259 | 3.40               | 4.80               | 1.15               | 5.50               | 0.68           | -0.72          | -0.91          | -1.42          |
| 165438 | 6.40               | 6.50               | 22.73              | 6.60               | -0.11          | -0.21          | 0.00           | -0.31          |
| 173949 | 6.40               | 6.50               | 22.72              | 6.60               | -0.07          | -0.17          | 0.03           | -0.27          |
| 176095 | 4.80               | 5.80               | 3.35               | 6.20               | 0.19           | -0.81          | -0.47          | -1.21          |
| 182572 | 6.30               | 6.40               | 17.83              | 6.60               | -0.60          | -0.70          | -0.49          | -0.90          |
| 182640 | 2.60               | 3.60               | 0.38               | 4.70               | 1.58           | 0.58           | -0.34          | -0.52          |
| 184663 | 3.80               | 5.20               | 1.59               | 5.90               | 0.27           | -1.13          | -1.07          | -1.83          |
| 185124 | 3.80               | 5.20               | 1.92               | 5.90               | 0.26           | -1.14          | -1.16          | -1.84          |
| 188512 | 6.40               | 6.50               | 21.00              | 6.60               | -0.25          | -0.35          | -0.11          | -0.45          |
| 190360 | 6.30               | 6.40               | 17.29              | 6.60               | -0.70          | -0.80          | -0.57          | -1.00          |
| 190771 | 6.00               | 6.30               | 12.22              | 6.50               | -0.67          | -0.97          | -0.70          | -1.17          |
| 191026 | 6.40               | 6.50               | 20.88              | 6.60               | -0.37          | -0.47          | -0.23          | -0.57          |
| 191570 | 3.40               | 4.80               | 1.22               | 5.50               | 0.97           | -0.43          | -0.65          | -1.13          |
| 192344 | 6.20               | 6.40               | 15.03              | 6.50               | -0.34          | -0.54          | -0.25          | -0.64          |
| 195564 | 6.20               | 6.40               | 14.21              | 6.50               | -0.49          | -0.69          | -0.38          | -0.79          |
| 196755 | 6.20               | 6.40               | 14.92              | 6.50               | -0.51          | -0.71          | -0.42          | -0.81          |
| 197373 | 4.30               | 5.50               | 2.28               | 6.10               | 0.11           | -1.09          | -0.89          | -1.69          |
| 197964 | 6.50               | 6.60               | 23.33              | 6.60               | 0.08           | -0.02          | 0.28           | -0.02          |
| 198149 | 6.40               | 6.50               | 22.08              | 6.60               | -0.20          | -0.30          | -0.08          | -0.40          |
| 201507 | 3.00               | 4.10               | 0.93               | 5.10               | 2.00           | 0.90           | 0.09           | -0.10          |
| 201636 | 3.40               | 4.80               | 1.09               | 5.50               | 0.83           | -0.57          | -0.75          | -1.27          |
| 202444 | 3.40               | 4.80               | 1.20               | 5.50               | 1.30           | -0.10          | -0.31          | -0.80          |

| HD     | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(\tau_{con})$ | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    | $\log(R_o)$    |
|--------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|        | $\alpha = 1.2$     | $\alpha = 1.8$     | $\alpha = 1.9$     | $\alpha = 2.7$     | $\alpha = 1.2$ | $\alpha = 1.8$ | $\alpha = 1.9$ | $\alpha = 2.7$ |
| 202582 | 6.00               | 6.30               | 10.53              | 6.50               | -0.45          | -0.75          | -0.41          | -0.95          |
| 205852 | 2.60               | 3.60               | 0.39               | 4.70               | 1.55           | 0.55           | -0.38          | -0.55          |
| 207978 | 3.80               | 5.20               | 1.85               | 5.90               | 1.25           | -0.15          | -0.16          | -0.85          |
| 208703 | 3.40               | 4.80               | 0.97               | 5.50               | 1.43           | 0.03           | -0.09          | -0.67          |
| 210210 | 2.60               | 3.60               | 0.33               | 4.70               | 1.71           | 0.71           | -0.14          | -0.39          |
| 212487 | 4.80               | 5.80               | 3.60               | 6.20               | 0.35           | -0.65          | -0.35          | -1.05          |
| 216385 | 4.80               | 5.80               | 3.67               | 6.20               | 0.44           | -0.56          | -0.27          | -0.96          |
| 218101 | 6.40               | 6.50               | 21.65              | 6.60               | -0.27          | -0.37          | -0.14          | -0.47          |
| 219291 | 4.30               | 5.50               | 2.41               | 6.10               | 0.33           | -0.87          | -0.69          | -1.47          |
| 223421 | 3.40               | 4.80               | 1.47               | 5.50               | 0.95           | -0.45          | -0.76          | -1.15          |
| 224617 | 3.80               | 5.20               | 1.70               | 5.90               | 0.77           | -0.63          | -0.59          | -1.33          |

# Apêndice C

## Massa e profundidade da envoltória convectiva

Na Tabela (C.1), apresentamos as medidas das massas, bem como as profundidades de suas envoltórias convectivas (em massa) para as estrelas subgigantes de nossa amostra. A descrição das medidas destes parâmetros é feita na seção 3.3. A Tabela (C.1) possui as seguintes colunas:

- HD: é o número de identificação da estrela no catálogo de Henry Draper;
- $M/M_{\odot}$ : é a massa da estrela no diagrama H-R;
- $M_{ZC}/M_{Estrela}$ : é profundidade (em massa) da envoltória convectiva.

Tabela C.1: Massa e profundidade da envoltória convectiva para as estrelas de nossa amostra.

| HD    | $M/M_{\odot}$ | $M_{ZC}/M_{Estrela}$ |
|-------|---------------|----------------------|
| 400   | 1.2           | 0.0020               |
| 645   | 2.0           | 0.7800               |
| 905   | 1.5           | 0.0010               |
| 3229  | 1.5           | 0.0010               |
| 4744  | 2.0           | 0.8500               |
| 4813  | 1.2           | 0.0020               |
| 5268  | 2.9           | 0.1600               |
| 5286  | 1.6           | 0.7000               |
| 6301  | 1.3           | 0.0010               |
| 6680  | 1.4           | 0.0010               |
| 8799  | 1.5           | 0.0010               |
| 9562  | 1.2           | 0.0100               |
| 11151 | 1.5           | 0.0010               |
| 12235 | 1.2           | 0.0100               |
| 13421 | 1.5           | 0.0020               |
| 13871 | 1.5           | 0.0010               |
| 16141 | 1.0           | 0.0250               |
| 18262 | 1.5           | 0.0010               |
| 18404 | 1.4           | 0.0010               |
| 20618 | 2.2           | 0.2100               |
| 23249 | 1.2           | 0.2800               |
| 25621 | 1.5           | 0.0005               |
| 26913 | 1.0           | 0.0300               |
| 26923 | 1.5           | 0.0020               |
| 29859 | 1.5           | 0.0010               |
| 30912 | 2.1           | 0.0005               |
| 33021 | 1.2           | 0.0100               |

| HD     | $M/M_{\odot}$ | $M_{ZC}/M_{Estrela}$ |
|--------|---------------|----------------------|
| 34180  | 1.5           | 0.0010               |
| 34411  | 1.0           | 0.0100               |
| 37788  | 1.8           | 0.0005               |
| 39881  | 1.0           | 0.0200               |
| 43386  | 1.3           | 0.0010               |
| 53329  | 3.0           | 0.1900               |
| 57749  | 3.8           | 0.0005               |
| 60532  | 1.5           | 0.0005               |
| 64685  | 1.5           | 0.0010               |
| 66011  | 1.1           | 0.0060               |
| 71952  | 1.7           | 0.7400               |
| 73017  | 2.5           | 0.4800               |
| 73593  | 2.1           | 0.5800               |
| 76291  | 1.7           | 0.8500               |
| 78154  | 1.3           | 0.0010               |
| 81937  | 1.7           | 0.0010               |
| 82074  | 1.8           | 0.1700               |
| 82328  | 1.5           | 0.0010               |
| 82734  | 3.7           | 0.3000               |
| 84117  | 1.2           | 0.0020               |
| 89449  | 1.3           | 0.0010               |
| 92588  | 1.2           | 0.3300               |
| 94386  | 1.3           | 0.8000               |
| 99028  | 1.6           | 0.0010               |
| 99329  | 1.6           | 0.0010               |
| 99491  | 0.8           | 0.0800               |
| 104055 | 2.5           | 0.8600               |
| 104304 | 0.8           | 0.0400               |
| 105678 | 1.6           | 0.0005               |

| HD     | $M/M_{\odot}$ | $M_{ZC}/M_{Estrela}$ |
|--------|---------------|----------------------|
| 107326 | 1.7           | 0.0010               |
| 110834 | 1.8           | 0.0005               |
| 117361 | 1.6           | 0.0010               |
| 119992 | 1.2           | 0.0020               |
| 121146 | 1.5           | 0.8200               |
| 123255 | 1.7           | 0.0010               |
| 124570 | 1.4           | 0.0015               |
| 125111 | 1.5           | 0.0010               |
| 125184 | 1.0           | 0.0350               |
| 125451 | 1.4           | 0.0010               |
| 125538 | 2.7           | 0.8200               |
| 126943 | 1.6           | 0.0010               |
| 127243 | 3.0           | 0.0900               |
| 127739 | 1.5           | 0.0010               |
| 127821 | 1.3           | 0.0010               |
| 130945 | 1.5           | 0.0010               |
| 133484 | 1.5           | 0.0010               |
| 136064 | 1.2           | 0.0026               |
| 143584 | 1.6           | 0.0010               |
| 145148 | 1.2           | 0.4400               |
| 150012 | 1.6           | 0.0010               |
| 154160 | 1.1           | 0.0700               |
| 154417 | 1.1           | 0.0070               |
| 156697 | 2.2           | 0.0005               |
| 156846 | 1.3           | 0.0040               |
| 157347 | 1.0           | 0.0250               |
| 157853 | 2.9           | 0.0032               |
| 158170 | 1.8           | 0.0011               |
| 161797 | 1.1           | 0.1000               |



| HD     | $M/M_{\odot}$ | $M_{ZC}/M_{Estrela}$ |
|--------|---------------|----------------------|
| 162003 | 1.5           | 0.0010               |
| 162076 | 2.5           | 0.4200               |
| 162917 | 1.3           | 0.0010               |
| 164259 | 1.5           | 0.0010               |
| 165438 | 1.5           | 0.5400               |
| 173949 | 2.9           | 0.3300               |
| 176095 | 1.5           | 0.0010               |
| 182572 | 0.9           | 0.1200               |
| 182640 | 1.6           | 0.0010               |
| 184663 | 1.3           | 0.0010               |
| 185124 | 1.5           | 0.0010               |
| 188512 | 1.5           | 0.1900               |
| 190360 | 0.8           | 0.0500               |
| 190771 | 1.0           | 0.0100               |
| 191026 | 1.3           | 0.1600               |
| 191570 | 1.4           | 0.0010               |
| 192344 | 1.1           | 0.0300               |
| 195564 | 1.1           | 0.0300               |
| 196755 | 1.5           | 0.0300               |
| 197373 | 1.4           | 0.0010               |
| 197964 | 1.8           | 0.8100               |
| 198149 | 1.8           | 0.3600               |
| 201507 | 1.8           | 0.0005               |
| 201636 | 1.5           | 0.0010               |
| 202444 | 1.6           | 0.0010               |
| 202582 | 1.1           | 0.0100               |
| 205852 | 2.3           | 0.0005               |
| 207978 | 1.3           | 0.0010               |
| 208703 | 1.5           | 0.0010               |

| HD     | $M/M_{\odot}$ | $M_{ZC}/M_{Estrela}$ |
|--------|---------------|----------------------|
| 210210 | 1.6           | 0.0010               |
| 212487 | 1.5           | 0.0010               |
| 216385 | 1.4           | 0.0010               |
| 218101 | 1.3           | 0.2600               |
| 219291 | 2.0           | 0.0005               |
| 223421 | 1.7           | 0.0010               |
| 224617 | 1.8           | 0.0005               |

# Apêndice D

## Publicações

Durante o período de desenvolvimento deste trabalho, um artigo foi publicado no jornal *Astronomy and Astrophysics* e um segundo encontra-se em fase de preparação.

- On the link between rotation, chromospheric activity and Li abundance in subgiants stars, 2003, *A&A*, 405, 723–731.

## On the link between rotation, chromospheric activity and Li abundance in subgiant stars

J. D. do Nascimento Jr.<sup>1</sup>, B. L. Canto Martins<sup>1</sup>, C. H. F. Melo<sup>2,1</sup>,  
G. Porto de Mello<sup>3</sup>, and J. R. De Medeiros<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, 59072-970 Natal, RN., Brazil

<sup>2</sup> European Southern Observatory, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

<sup>3</sup> Observatório do Valongo, Ladeira do Pedro Antonio, 43, 20080-090, Rio de Janeiro, RJ., Brazil

Received 14 October 2002 / Accepted 15 April 2003

**Abstract.** The connection rotation–CaII emission flux–lithium abundance is analyzed for a sample of bona fide subgiant stars, with evolutionary status determined from HIPPARCOS trigonometric parallax measurements and from the Toulouse–Geneva code. The distribution of rotation and CaII emission flux as a function of effective temperature shows a discontinuity located around the same spectral type, F8IV. Blueward of this spectral type, subgiants have a large spread of values of rotation and CaII flux, whereas stars redward of F8IV show essentially low rotation and low CaII flux. The strength of these declines depends on stellar mass. The abundance of lithium also shows a sudden decrease. For subgiants with mass lower than about  $1.2 M_{\odot}$ , the decrease is located later than that in rotation and CaII flux, whereas for masses higher than  $1.2 M_{\odot}$ , the decrease in lithium abundance is located around the spectral type F8IV. The discrepancy between the location of the discontinuities of rotation and CaII emission flux and  $\log \epsilon(\text{Li})$  for stars with masses lower than  $1.2 M_{\odot}$  seems to reflect the sensitivity of these phenomena to the mass of the convective envelope. The drop in rotation, which results mostly from a magnetic braking, requires an increase in the mass of the convective envelope less than that required for the decrease in  $\log \epsilon(\text{Li})$ . The location of the discontinuity in  $\log \epsilon(\text{Li})$  for stars with masses higher than  $1.2 M_{\odot}$ , in the same region of the discontinuities in rotation and CaII emission flux, may also be explained by the behavior of the deepening of the convective envelope. The more massive the star is, the earlier is the increase of the convective envelope. In contrast to the relationship between rotation and CaII flux, which is fairly linear, the relationship between lithium abundance and rotation shows no clear tendency toward linear behavior. Similarly, no clear linear trend is observed in the relationship between lithium abundance and CaII flux. In spite of these facts, subgiants with high lithium content also have high rotation and high CaII emission flux.

**Key words.** stars: activity – stars: abundances – stars: rotation – stars: interiors – stars: late-type

### 1. Introduction

The study of the influence of stellar rotation on chromospheric activity and on the mixing of light elements in evolved stars has undergone some important advances during the past decade. Several authors have reported a rotation–activity relation for evolved stars based on the linear behavior of the chromospheric flux with stellar rotation (e.g. Rutten 1987; Rutten & Pylyser 1988; Simon & Drake 1989; Strassmeier et al. 1994; Gunn et al. 1998; Pasquini et al. 2000). For a given spectral type, however, a large spread in the rotation–activity relation is observed, which suggests that rotation might not be the only relevant parameter controlling stellar activity. Indeed, results from Pasquini & Brocato (1992) and Pasquini et al. (2000) have shown that chromospheric activity depends on stellar effective temperature and mass.

Send offprint requests to: J. D. do Nascimento Jr,  
e-mail: do.nascimento@dfte.ufrn.br

A possible connection between rotation and abundance of lithium in evolved stars has also been reported in the literature (e.g. De Medeiros et al. 1997; do Nascimento et al. 2000; De Medeiros et al. 2000). Subgiant and giant stars with enhanced lithium abundance show also enhanced rotation, in spite of a large spread in the abundances of lithium among the slow rotators. In addition, do Nascimento et al. (2000) have pointed to a discontinuity in the distribution of Li abundances as a function of effective temperature later than the discontinuity in rotation (e.g. De Medeiros & Mayor 1990). Concerning the link between chromospheric activity and light element abundances, Duncan (1981) and Pasquini et al. (1994) have found a clear tendency of solar G–type stars with enhanced CaII surface flux  $F(\text{CaII})$  to have a higher lithium content. This is consistent with the predictions of standard evolutionary models, according to which, activity and abundance of light elements should depend on stellar surface temperature, metallicity and age. In spite of these important studies showing evidence of a

connection in between abundance of lithium and rotation and in between chromospheric activity and rotation, in practice, for evolved stars, the mechanisms controlling such connections and their dependence on different stellar parameters like metallicity, mass and age are not yet well established. In this paper, we analyze in parallel the behavior of the chromospheric activity, stellar rotation and lithium abundance along the subgiant branch. In the present approach, the stars are placed in the HR diagram to determine more clearly the location of the discontinuities for these three stellar parameters based on a sample of bona fide subgiants.

## 2. Working sample

For this study we have selected a large sample of 121 single stars classified as subgiants in the literature, along the spectral region F, G and K, with rotational velocity, flux of CaII and  $\log n(\text{Li})$  now available. The rotational velocities  $v \sin i$  were taken from De Medeiros & Mayor (1999). By using the CORAVEL spectrometer (Baranne et al. 1979) these authors have determined the projected rotational velocity  $v \sin i$  for a large sample of subgiant and giant stars with a precision of about  $1 \text{ km s}^{-1}$  for stars with  $v \sin i$  lower than about  $30 \text{ km s}^{-1}$ . For higher rotators, the estimations indicate an uncertainty of about 10%. The  $F(\text{CaII})$  was determined from the CaII H and K line-core emission index  $S_1$  and  $S_2$  listed by Rutten (1987), using the procedure of conversion from the emission index  $S_1$  to flux at the stellar surface  $F(\text{CaII})$  given by Rutten (1984). The values of  $\log n(\text{Li})$  were taken from Lèbre et al. (1999) and Randich et al. (1999). Readers are referred to these works for discussion on the observational procedure, data reduction and error analysis. Stellar luminosities were determined as follows. First, the apparent visual magnitudes  $m_v$  and trigonometric parallaxes, both taken from HIPPARCOS catalogue (ESA 1997), were combined to yield the absolute visual magnitude  $M_v$ . Bolometric correction  $BC$ , computed from Flower (1996) calibration, was applied giving the bolometric magnitude which was finally converted into stellar luminosity. The effective temperature was computed using Flower (1996)  $(B - V)$  versus  $T_{\text{eff}}$  calibration. The rotational velocity  $v \sin i$ , stellar surface flux  $F(\text{CaII})$ , abundance of lithium  $\log n(\text{Li})$  and stellar parameters of the entire sample are presented in Table 1.

## 3. Results

### 3.1. The discontinuity in rotation, CaII emission flux and Li abundance

As a first step, the stellar luminosity and the effective temperature listed in Table 1 were used to construct the HR diagram to better locate the evolutionary stage of the stars in the sample. In fact, such a procedure seems important because in preceding studies on the link between rotation and chromospheric activity in subgiant stars, only the spectral type was used as a criterion for identifying the stars. Evolutionary tracks were computed from the Toulouse–Geneva code for stellar masses between 1 and  $4 M_{\odot}$ , for metallicity consistent with solar-type subgiant stars (see do Nascimento et al. 2000 for a more detailed

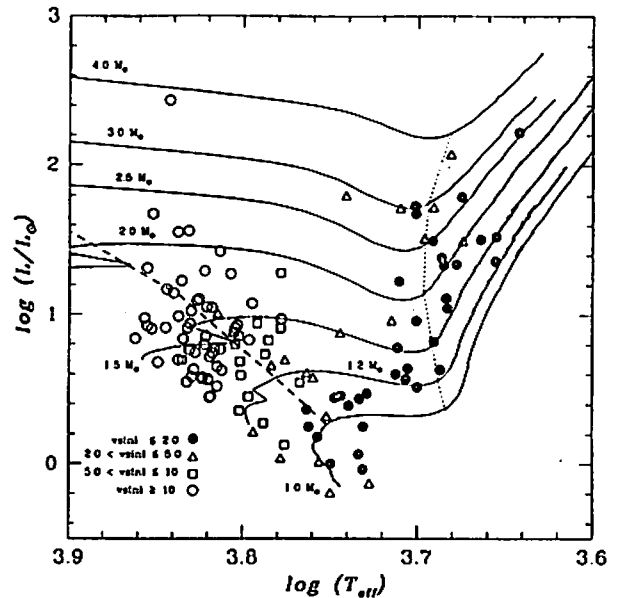


Fig. 1. Distribution of subgiant stars in the HR diagram, with the rotational behavior as a function of luminosity and effective temperature. Luminosities have been derived from the HIPPARCOS parallaxes. Evolutionary tracks at  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$  are shown for stellar masses between 1 and  $4 M_{\odot}$ . The dashed line indicates the beginning of the subgiant branch and the dotted line represents the beginning on the red giant branch.

description). Here, in particular, we use the evolutionary tracks computed with solar metallicity because most of the stars in the present sample have  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0$ . The HR diagram with the evolutionary tracks is displayed in Figs. 1, 2 and 3, which in addition show the behavior of the rotational velocity  $v \sin i$ , surface flux CaII and  $\log n(\text{Li})$  abundance respectively. In these diagrams the dashed line indicates the evolutionary region where the subgiant branch starts, corresponding to hydrogen exhaustion in stellar central regions, whereas the dotted line represents the beginning of the ascent of the red giant branch. One observes, clearly, that most of the stars in the present sample are effectively subgiants. Nevertheless a small number of stars located in particular on the cool side of the diagrams are rather stars evolving along the red giant branch. In this context, for the purpose of the present analysis, these deviating stars will not be considered as subgiants, in spite of the spectral types assigned in the literature.

Figure 1 shows the well established rotational discontinuity around the spectral type F8IV (e.g. De Medeiros & Mayor 1990), corresponding to  $(B - V) \approx 0.55$  ( $\log T_{\text{eff}} \sim 3.78$ ). As shown by these authors, single subgiants blueward of this spectral type show a wide range of rotational velocities from a few  $\text{km s}^{-1}$  to about one hundred times the solar rotation, whereas subgiants redward of F8IV are essentially slow rotators, except for the synchronized binary systems. Figure 1 shows clearly that single subgiants redward of the discontinuity with high  $v \sin i$  are unusual. The root cause for such a discontinuity seems to be a strong magnetic braking associated with

Table 1. The stars of the present working sample with their physical parameters.

| HD    | ST     | $\log(L/L_0)$ | $T_{\text{eff}}$ | $v \sin i$       | $F(\text{Call})$ | $\log \mu(\text{Li})$ |
|-------|--------|---------------|------------------|------------------|------------------|-----------------------|
| 400   | F8IV   | 0.45          | 6265             | 5.6              | 6.635            | 2.30 <sup>a</sup>     |
| 645   | K0IV   | 1.33          | 4844             | 1.8              | 5.551            | 0.50 <sup>a</sup>     |
| 905   | F0IV   | 0.68          | 7059             | 31.6             | 7.137            |                       |
| 3229  | F5IV   | 1.00          | 6524             | 5.0              | 6.932            | 1.30 <sup>a</sup>     |
| 4744  | G8IV   | 1.49          | 4724             | 3.4              | 5.326            |                       |
| 4813  | F7IV-V | 0.21          | 6223             | 3.9              | 6.658            | 2.80 <sup>a</sup>     |
| 5268  | G5IV   | 1.68          | 5024             | 1.9              | 5.646            | 0.40 <sup>a</sup>     |
| 5286  | K1IV   | 1.04          | 4821             | 1.6              | 5.573            |                       |
| 6301  | F7IV-V | 0.65          | 6528             | 20.3             | 6.829            | 1.00 <sup>a</sup>     |
| 6680  | F5IV   | 0.63          | 6735             | 36.4             | 7.086            |                       |
| 8799  | F5IV   | 0.85          | 6628             | 65.9             | 6.934            |                       |
| 9562  | G2IV   | 0.57          | 5755             | 4.2              | 6.327            | 2.40 <sup>a</sup>     |
| 11151 | F5IV   | 0.80          | 6637             | 34.0             | 6.834            |                       |
| 12235 | G2IV   | 0.54          | 5855             | 5.2              | 6.423            | 1.30 <sup>a</sup>     |
| 13421 | G0IV   | 0.91          | 6006             | 9.9              | 6.415            | 1.30 <sup>a</sup>     |
| 13871 | F6IV-V | 0.77          | 6546             | 9.1              | 6.763            |                       |
| 16141 | G5IV   | 0.31          | 5653             | 2.3              | 6.269            |                       |
| 18262 | F7IV   | 0.80          | 6375             | 9.9              | 6.621            | 2.10 <sup>b</sup>     |
| 18404 | F5IV   | 0.57          | 6656             | 24.7             | 6.902            |                       |
| 20618 | G8IV   | 1.22          | 5137             | 1.0              | 5.984            |                       |
| 23249 | K0IV   | 0.51          | 5015             | 1.0              | 5.770            | 0.90 <sup>b</sup>     |
| 25621 | F6IV   | 0.83          | 6261             | 15.3             | 6.758            | 3.01 <sup>b</sup>     |
| 26913 | G5IV   | -0.20         | 5621             | 3.9              | 6.646            | 2.20 <sup>a</sup>     |
| 26923 | G0IV   | 0.03          | 6002             | 4.3              | 6.712            | 2.80 <sup>a</sup>     |
| 29859 | F7IV-V | 0.83          | 6103             | 9.0              | 6.457            |                       |
| 30912 | F2IV   | 1.56          | 6877             | 155 <sup>f</sup> | 6.914            |                       |
| 33021 | G1IV   | 0.36          | 5803             | 2.0              | 6.357            | 2.00 <sup>a</sup>     |
| 34180 | F0IV   | 0.74          | 6721             | 80 <sup>f</sup>  | 7.015            |                       |
| 34411 | G2IV-V | 0.25          | 5785             | 1.9              | 6.360            | 2.00 <sup>a</sup>     |
| 37788 | F0IV   | 0.92          | 7160             | 31.2             | 7.196            |                       |
| 39881 | G5IV   | 0.18          | 5718             | 1.4              | 6.329            |                       |
| 43386 | F5IV-V | 0.45          | 6582             | 18.8             | 6.927            | 2.30 <sup>b</sup>     |
| 53329 | G8IV   | 1.73          | 5028             | 1.3              | 5.702            |                       |
| 57749 | F3IV   | 2.43          | 6955             | 40 <sup>f</sup>  | 6.759            |                       |
| 60532 | F6IV   | 0.94          | 6195             | 8.1              | 6.590            | 1.60 <sup>a</sup>     |
| 64685 | F2IV   | 0.70          | 6873             | 67.2             | 7.087            |                       |
| 66011 | G0IV   | 0.97          | 6002             | 13.6             | 6.489            | 1.20 <sup>a</sup>     |
| 71952 | K0IV   | 1.11          | 4828             | 1.0              | 5.520            |                       |
| 73017 | G8IV   | 1.50          | 4915             | 1.2              | 5.618            |                       |
| 73593 | G0IV   | 1.38          | 4857             | 1.0              | 5.561            |                       |
| 76291 | K1IV   | 1.50          | 4614             | 1.2              | 5.282            |                       |
| 78154 | F7IV-V | 0.59          | 6328             | 5.8              | 6.600            | 1.10 <sup>a</sup>     |
| 81937 | F0IV   | 1.15          | 6916             | 145 <sup>f</sup> | 7.084            |                       |
| 82074 | G6IV   | 0.95          | 5188             | 2.1              | 5.951            | 0.30 <sup>a</sup>     |
| 82328 | F6IV   | 0.88          | 6388             | 8.3              | 6.751            | 3.30 <sup>a</sup>     |
| 82734 | K0IV   | 2.06          | 4800             | 3.8              | 5.413            | 1.10 <sup>a</sup>     |
| 84117 | F9IV   | 0.27          | 6142             | 5.6              | 6.627            | 2.50 <sup>b</sup>     |
| 89449 | F6IV   | 0.63          | 6488             | 17.3             | 6.763            | 1.30 <sup>a</sup>     |
| 92588 | K1IV   | 0.57          | 5091             | 1.0              | 5.863            | 1.00 <sup>a</sup>     |
| 94386 | K3IV   | 1.36          | 4525             | 1.0              | 5.133            | 0.20 <sup>a</sup>     |
| 99028 | F2IV   | 1.05          | 6619             | 16.0             | 7.015            | 3.25 <sup>b</sup>     |
| 99329 | F3IV   | 0.91          | 6989             | 130 <sup>f</sup> | 7.186            |                       |
| 99491 | K0IV   | -0.14         | 5338             | 2.6              | 6.206            | 1.40 <sup>a</sup>     |

Sources: <sup>a</sup> – Lèbre et al. (1999); <sup>b</sup> – De Medeiros et al. (1997); <sup>c</sup> – Randich et al. (1999); <sup>f</sup> – Uesugi & Fukuda (1982).

Table 1. continued.

| HD     | ST        | $\log(L/L_{\odot})$ | $T_{\text{eff}}$ | $v \sin i$       | $F(\text{CaII})$ | $\log n(\text{Li})$ |
|--------|-----------|---------------------|------------------|------------------|------------------|---------------------|
| 104055 | K2IV      | 2.22                | 4388             | 2.0              | 5.003            | 0.20 <sup>a</sup>   |
| 104304 | K0IV      | -0.04               | 5387             | 2.0              | 6.127            | 0.90 <sup>a</sup>   |
| 105678 | F6IV      | 1.08                | 6236             | 29.6             | 6.766            | 1.60 <sup>a</sup>   |
| 107326 | F0IV      | 0.98                | 7185             | 120 <sup>a</sup> | 7.191            |                     |
| 110834 | F6IV      | 1.27                | 6414             | 145 <sup>a</sup> | 6.880            |                     |
| 117361 | F0IV      | 1.09                | 6707             | 85 <sup>a</sup>  | 6.973            |                     |
| 119992 | F7IV-V    | 0.36                | 6341             | 8.3              | 6.624            | 2.70 <sup>a</sup>   |
| 121146 | K2IV      | 1.52                | 4520             | 1.0              | 5.116            |                     |
| 123255 | F2IV      | 1.17                | 6980             | 140 <sup>a</sup> | 7.119            |                     |
| 124570 | F6IV      | 0.73                | 6130             | 5.6              | 6.494            | 2.80 <sup>a</sup>   |
| 125111 | F2IV      | 0.69                | 6839             | 9.3              | 7.075            |                     |
| 125184 | G5IV      | 0.39                | 5491             | 1.3              | 6.229            | 0.80 <sup>a</sup>   |
| 125451 | F5IV      | 0.55                | 6796             | 46.0             | 7.018            | 1.80 <sup>a</sup>   |
| 125538 | G9IV      | 1.79                | 4731             | 1.0              | 5.363            |                     |
| 126943 | F1IV      | 0.99                | 6873             | 80 <sup>a</sup>  | 7.078            |                     |
| 127243 | G3IV      | 1.71                | 5128             | 3.6              | 5.802            | 0.60 <sup>a</sup>   |
| 127739 | F2IV      | 0.94                | 6768             | 68.0             | 6.991            |                     |
| 127821 | F4IV      | 0.45                | 6596             | 45.5             | 6.954            |                     |
| 130945 | F7IVw     | 0.93                | 6358             | 18.7             | 6.689            | 2.30 <sup>a</sup>   |
| 133484 | F6IV      | 0.77                | 6502             | 21.2             | 6.786            | 2.70 <sup>a</sup>   |
| 136064 | F9IV      | 0.65                | 6079             | 5.0              | 6.511            | 2.00 <sup>a</sup>   |
| 143584 | F0IV      | 0.84                | 7273             | 70 <sup>a</sup>  | 7.271            |                     |
| 145148 | K0IV      | 0.63                | 4867             | 1.0              | 5.612            | 0.00 <sup>a</sup>   |
| 150012 | F5IV      | 1.05                | 6573             | 35.5             | 6.968            | 2.50 <sup>a</sup>   |
| 154160 | G5IV      | 0.47                | 5360             | 1.2              | 5.856            | 1.60 <sup>a</sup>   |
| 154417 | F8.5IV-V  | 0.13                | 5972             | 5.9              | 6.723            |                     |
| 156697 | F0.2IV-Vn | 1.56                | 6782             | 160 <sup>a</sup> | 6.931            |                     |
| 156846 | G3IV      | 0.69                | 5972             | 4.9              | 6.468            | 0.80 <sup>a</sup>   |
| 157347 | G5IV      | 0.00                | 5621             | 1.1              | 6.360            | 0.70 <sup>a</sup>   |
| 157853 | F8IV      | 1.79                | 5511             | 3.2              | 6.488            | 2.20 <sup>a</sup>   |
| 158170 | F5IV      | 1.28                | 6002             | 8.0              | 6.587            | 1.20 <sup>a</sup>   |
| 161797 | G5IV      | 0.43                | 5414             | 1.7              | 6.109            | 1.10 <sup>a</sup>   |
| 162003 | F5IV-V    | 0.74                | 6569             | 12.9             | 6.795            | 2.60 <sup>a</sup>   |
| 162076 | G5IV      | 1.50                | 4967             | 3.2              | 5.959            | 1.10 <sup>a</sup>   |
| 162917 | F4IV-V    | 0.57                | 6610             | 50 <sup>a</sup>  | 6.891            |                     |
| 164259 | F2IV      | 0.76                | 6772             | 80 <sup>a</sup>  | 6.997            |                     |
| 165438 | K1IV      | 0.82                | 4907             | 1.0              | 5.647            | 0.12 <sup>a</sup>   |
| 173949 | G7IV      | 1.71                | 4909             | 2.6              | 5.614            |                     |
| 176095 | F5IV      | 0.91                | 6375             | 13.2             | 6.795            | 2.90 <sup>a</sup>   |
| 182572 | G8IV      | 0.25                | 5384             | 1.7              | 6.135            |                     |
| 182640 | F0IV      | 0.90                | 7119             | 68.4             | 7.154            |                     |
| 184663 | F6IV      | 0.58                | 6660             | 69.0             | 6.992            | 1.90 <sup>a</sup>   |
| 185124 | F3IV      | 0.72                | 6592             | 85 <sup>a</sup>  | 6.943            |                     |
| 188512 | G8IV      | 0.78                | 5148             | 1.2              | 5.905            | 0.10 <sup>a</sup>   |
| 190360 | G6IV+M6V  | 0.06                | 5417             | 1.7              | 6.197            |                     |
| 190771 | G5IV      | 0.01                | 5705             | 2.7              | 6.685            | 2.30 <sup>a</sup>   |
| 191026 | K0IV      | 0.60                | 5160             | 1.3              | 6.295            |                     |
| 191570 | F5IV      | 0.58                | 6754             | 33.6             | 7.008            | 2.60 <sup>a</sup>   |
| 192344 | G4IV      | 0.45                | 5547             | 1.4              | 6.234            |                     |
| 195564 | G2.5IV    | 0.44                | 5593             | 1.9              | 6.185            | 1.97 <sup>a</sup>   |
| 196755 | G5IV+K2IV | 0.87                | 5553             | 3.3              | 6.218            | 1.10 <sup>a</sup>   |
| 197373 | F6IV      | 0.52                | 6528             | 30.9             | 6.816            | 1.00 <sup>a</sup>   |
| 197964 | K1IV      | 1.34                | 4764             | 1.0              | 5.466            |                     |

Sources: <sup>a</sup> - Lèhre et al. (1999); <sup>b</sup> - De Medeiros et al. (1997); <sup>c</sup> - Randich et al. (1999); <sup>d</sup> - Uesugi & Fukuda (1982).

Table 1. continued.

| HD     | ST        | $\log(L/L_{\odot})$ | $T_{\text{eff}}$ | $v \sin i$       | $F(\text{CaII})$ | $\log n(\text{Li})$ |
|--------|-----------|---------------------|------------------|------------------|------------------|---------------------|
| 198149 | K0IV      | 0.96                | 5022             | 1.4              | 5.737            |                     |
| 201507 | F5IV      | 1.23                | 6844             | 16.4             | 7.051            |                     |
| 201636 | F3IV      | 0.91                | 6791             | 67.9             | 7.025            |                     |
| 202444 | F1IV      | 1.02                | 6758             | 26.1             | 7.039            |                     |
| 202582 | G2IV+G2IV | 0.60                | 5803             | 3.1              | 6.479            | 2.20 <sup>c</sup>   |
| 205852 | F1IV      | 1.68                | 7109             | 180 <sup>f</sup> | 7.127            |                     |
| 207978 | F6IV-Vvw  | 0.56                | 6605             | 7.2              | 6.770            | 1.00 <sup>c</sup>   |
| 208703 | F5IV      | 0.84                | 6829             | 15.4             | 7.078            |                     |
| 210210 | F1IV      | 1.31                | 7160             | 80 <sup>f</sup>  | 7.089            |                     |
| 212487 | F5IV      | 0.85                | 6345             | 8.8              | 6.582            | 2.20 <sup>b</sup>   |
| 216385 | F7IV      | 0.68                | 6336             | 5.9              | 6.610            | 1.20 <sup>c</sup>   |
| 218101 | G8IV      | 0.64                | 5078             | 1.1              | 6.096            |                     |
| 219291 | F6IVw     | 1.43                | 6506             | 53.1             | 6.944            |                     |
| 223421 | F2IV      | 1.11                | 6688             | 66.6             | 7.001            |                     |
| 224617 | F4IV      | 1.29                | 6637             | 49.9             | 6.913            | 3.20 <sup>b</sup>   |

Sources: <sup>a</sup> – Lèbre et al. (1999); <sup>b</sup> – De Medeiros et al. (1997); <sup>c</sup> – Randich et al. (1999); <sup>f</sup> – Uesugi & Fukuda (1982).

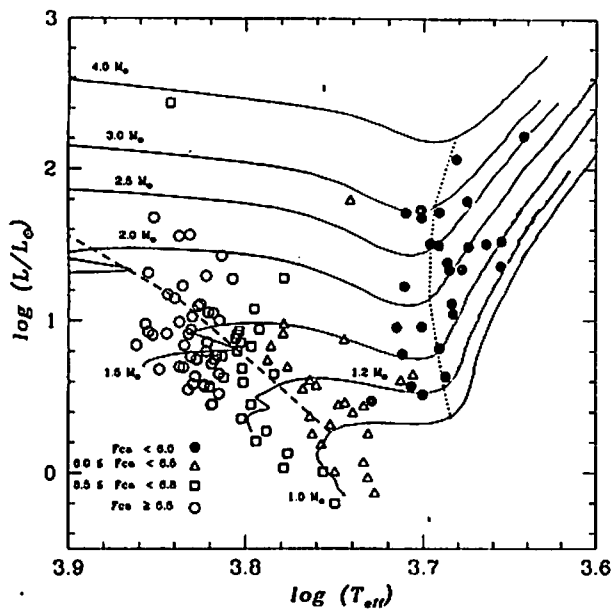


Fig. 2. Distribution of subgiant stars in the HR diagram, with the behavior of the  $F(\text{CaII})$  surface flux as a function of luminosity and effective temperature. Luminosities have been derived from the HIPPARCOS parallaxes. Evolutionary tracks are defined as in Fig. 1.

the rapid increase of the moment of inertia, due to evolutionary expansion, once the star evolves along the late F spectral region (e.g. Gray & Nagar 1985; De Medeiros & Mayor 1990).

Figure 2 shows clear evidence of a discontinuity in the surface flux  $F(\text{CaII})$  paralleling the one observed in rotational velocity. In fact, such a sudden decrease in CaII flux of subgiants also parallels that in CIV emission flux found by Simon & Drake (1989). Stars with typical subgiant masses showing the highest CaII flux are located blueward of this discontinuity. Such a drop in the surface chromospheric flux is interpreted by Simon & Drake (1989) as the result of the drop in rotation

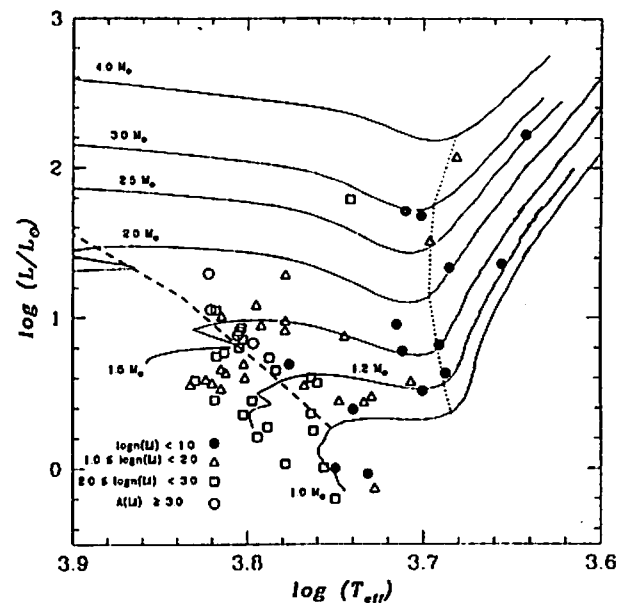


Fig. 3. Distribution of subgiant stars in the HR diagram, with the behavior of Li abundance as a function of luminosity and effective temperature. Luminosities have been derived from the HIPPARCOS parallaxes. Evolutionary tracks are defined as in Fig. 1.

near the spectral type G0IV. According to these authors, there is a development of a dynamo in late F stars, which induces a strong magnetic braking in a preexisting wind that acts on the outermost layers of the stellar surface. As a consequence the stellar surface will spin down.

Figure 3 shows the behavior of the lithium abundance, with a sudden decrease in  $\log n(\text{Li})$  for subgiant stars with mass lower than about  $1.2 M_{\odot}$ , located a somewhat later than the discontinuity in rotation and in surface  $F(\text{CaII})$ . Evidence for this decrease in  $\log n(\text{Li})$  was first pointed out by do Nascimento et al. (2000). According to these authors, such a drop in



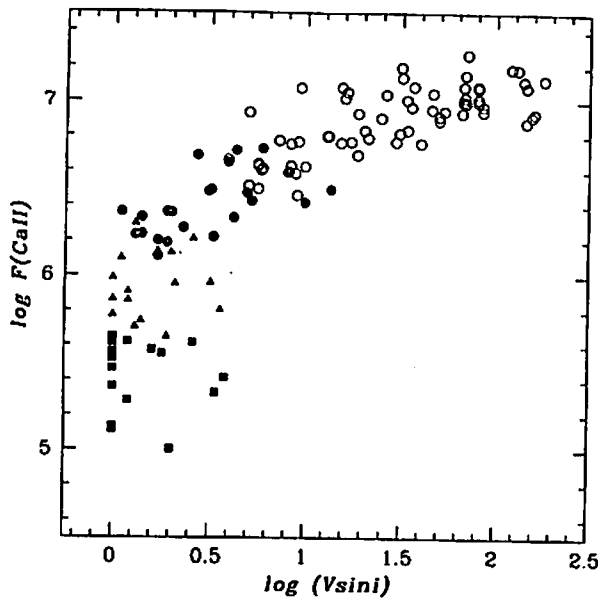


Fig. 4.  $\log F(\text{CaII})$  versus  $\log(v \sin i)$  for the program stars. Open circles denote stars with  $(B - V) \leq 0.55$ , filled circles those with  $0.55 < (B - V) \leq 0.75$ , triangles stars with  $0.75 < (B - V) \leq 0.95$  and squares stars with  $(B - V) > 0.95$ .

$\log n(\text{Li})$  abundances of subgiants seems to result from the rapid increase of the convective envelope at the late F evolutionary stage. Due to the convective mixing process, Li-rich surface material is diluted towards the stellar interior. For higher masses, the drop in  $\log n(\text{Li})$  shows a tendency to parallel the discontinuities in  $v \sin i$  and  $F(\text{CaII})$ , near F81V, corresponding to  $(B - V) \approx 0.55$  ( $\log T_{\text{eff}} \sim 3.78$ ).

An additional trend is present in Figs. 1 and 2, which show that the fastest rotators and those subgiants with the highest CaII emission flux, namely the stars blueward of F81V, are mostly stars with mass higher than about  $1.2 M_{\odot}$ . Subgiants with mass lower than about  $1.2 M_{\odot}$  show moderate to low rotation as well as moderate to low surface  $F(\text{CaII})$ . In the region blueward of F81V, the abundances of lithium show a more complex behavior for stars with masses between  $1.2$  and  $1.5 M_{\odot}$ . Figure 3 shows a number of stars in this mass interval with low to moderate  $\log n(\text{Li})$ . Such a fact appears to reflect the so-called dip region observed by Boesgaard & Tripicco (1986).

### 3.2. The relation Rotation – $F(\text{CaII})$ – $\log n(\text{Li})$

As a second step of this study we have analyzed the direct relationship between rotation,  $F(\text{CaII})$  and  $\log n(\text{Li})$  for the stars of the sample. Figure 4 shows the surface  $F(\text{CaII})$  versus the rotational velocity  $v \sin i$ , where stars are separated by intervals of  $(B - V)$ . Stars earlier than the rotational discontinuity, typically those with  $(B - V) \leq 0.55$ , are represented by open circles, solid circles stand for stars with  $0.55 < (B - V) \leq 0.75$ , triangles stand for stars with  $0.75 < (B - V) \leq 0.95$  and squares represent stars with  $(B - V) > 0.95$ . The well established correlation between rotation and chromospheric emission flux (e.g.

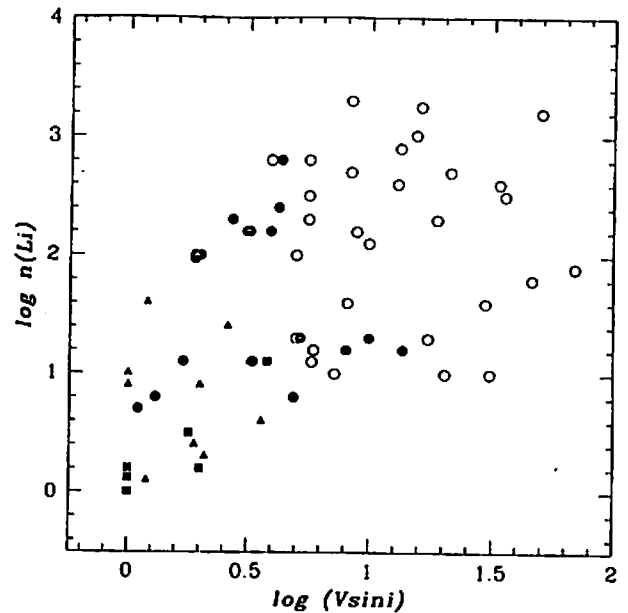


Fig. 5.  $\log n(\text{Li})$  versus  $\log(v \sin i)$  for the program stars. Symbols are defined as in Fig. 4.

Simon & Drake 1989), here represented by the surface  $F(\text{CaII})$ , is clearly confirmed for the present sample of bona fide subgiants.

Figure 5 presents the behavior of  $\log n(\text{Li})$  as a function of the rotational velocity  $v \sin i$ , confirming the trend of a fair connection in between abundance of Li and  $v \sin i$  in subgiant stars already observed by other authors (e.g. De Medeiros et al. 1997).

Finally, Fig. 6 shows the surface  $F(\text{CaII})$  as a function of  $\log n(\text{Li})$ . In spite of more a limited number of stars than in Figs. 4 and 5, we observe a trend for a connection between  $F(\text{CaII})$  and  $\log n(\text{Li})$  following rather the behavior observed in the  $v \sin i$  versus  $\log n(\text{Li})$  relation.

### 3.3. The connection $F(\text{CaII})$ emission flux–Rossby number

A close examination of the rotation versus  $F(\text{CaII})$  relation presented in Fig. 4 shows that the amount by which it deviates from a linear correlation depends on the  $(B - V)$  color interval. A similar color dependence was observed by Noyes et al. (1984), who removed such an effect by introducing the dimensionless Rossby number  $R_0 = P_{\text{rot}}/\tau_{\text{conv}}$ , as a measure of the rotational velocity. This dependence was also noted by Simon & Drake (1989) for subgiant stars, by analysing the relation  $F(\text{CIV})$  versus rotation. These results confirm that rotation is not the only parameter expected to influence stellar chromospheric activity; another is the stellar mass, or equivalently, the position of the star in the HR diagram, which dictates the properties of the stellar convective zone. The deepening of the convective zone, or its convective turnover time is, in particular, expected to play a relevant role in the dynamo generation. The Rossby number, in fact, determines the extent to which rotation can induce both helicity and differential rotation

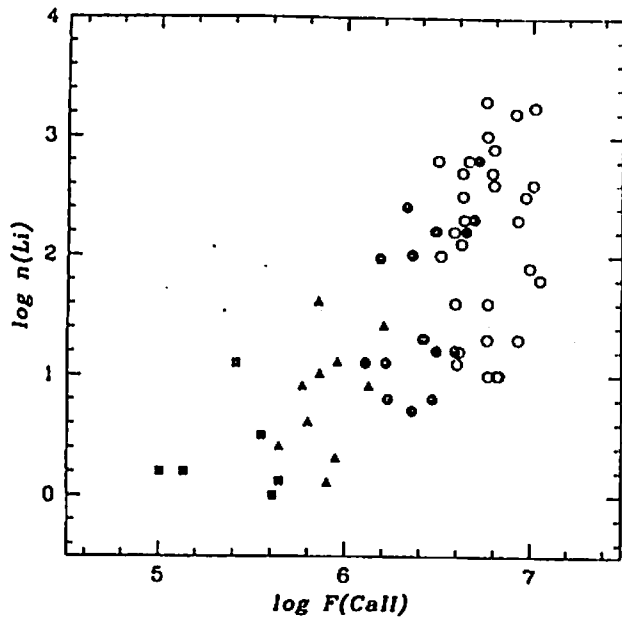


Fig. 6.  $\log n(\text{Li})$  versus  $\log F(\text{CaII})$  for the program stars. Symbols are defined as in Fig. 4.

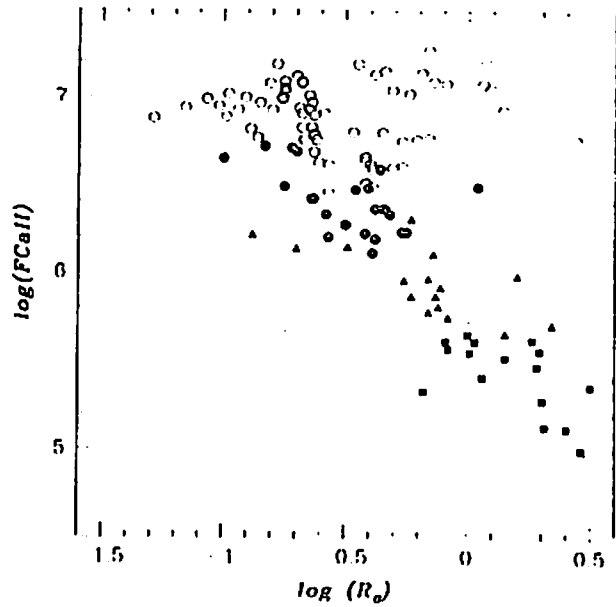


Fig. 7. The  $F(\text{CaII})$  versus the Rossby number  $R_0$ . The symbols are defined as in Fig. 4.

required for dynamo activity in the convective zone. To analyse the connection  $F(\text{CaII})$  emission flux–Rossby number, we have computed  $R_0$  for all the stars of the present sample. The convective turnover time  $\tau_{\text{conv}}$  was estimated from the iterated function in  $(B - V)$  given by Noyes et al. (1984), whereas the rotation period was estimated indirectly from the  $v \sin i$  given in Table 1. A statistical correction of  $\pi/4$  was taken in consideration, to compensate for  $\sin i$  effects. The stellar radii were estimated following the standard expression as a function of effective temperature and luminosity. Figure 7 presents the behavior of  $F(\text{CaII})$  as a function of the Rossby number  $R_0$ , with two clear different features. For stars with  $(B - V) > 0.55$  the correlation of chromospheric activity, given by  $F(\text{CaII})$ , with  $R_0$  is significantly better than with rotational velocity, whereas stars with  $(B - V) \leq 0.55$  show  $F(\text{CaII})$  rather uniformly high and independent of the  $R_0$ . A similar result was found by Simon & Drake (1989), by analysing the  $F(\text{CIV})$  versus  $R_0$  relation.

### 3.4. The behavior of $\log n(\text{Li})$ as a function of the deepening of the convective envelope

The level of dilution of lithium depends strongly on the level of convection. In this context it sounds interesting to analyse the behavior of lithium abundance as a function of the deepening of the convective zone for the present sample of stars. For this purpose we have estimated the mass of each star  $M_*$  from the HR diagram presented in Sect. 3.1 and then estimated the mass of the convective zone  $M_{\text{CZ}}$  from an iterated function  $M_{\text{CZ}}(M_*, T_{\text{eff}})$  constructed on the basis of the study by do Nascimento et al. (2000) on the deepening (in mass) of the convective envelope of evolved stars. These authors present the behavior of  $M_{\text{CZ}}$  as a function of  $T_{\text{eff}}$  for stars with masses

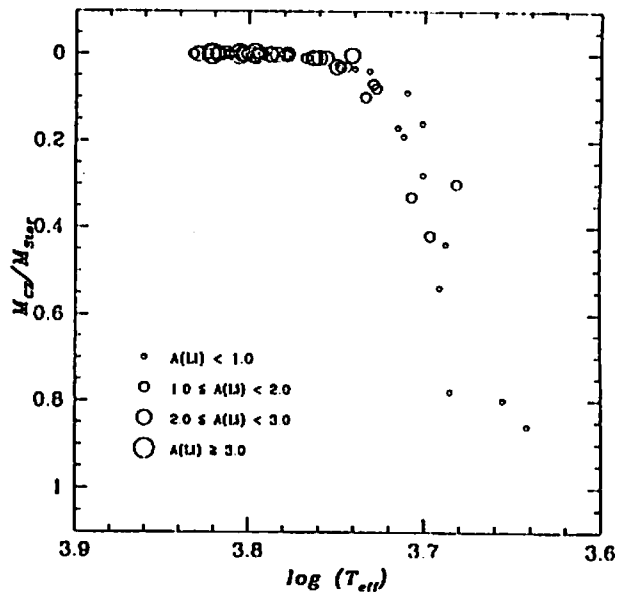


Fig. 8. The deepening (in mass) of the convective envelope as a function of the effective temperature for the stars in the present sample. The symbol size is proportional to the Li abundances quoted in.

between 1.0 and 4.0  $M_{\odot}$ . Figure 8 shows the behavior of  $\log n(\text{Li})$  in the  $M_{\text{CZ}}/M_*$  versus  $T_{\text{eff}}$  diagram. It is clear that most of the stars with high lithium content present an undeveloped convective envelope, whereas stars with low  $\log n(\text{Li})$  have a developed convective envelope.

#### 4. Discussion

At this point we can inquire about the root cause of the apparent discrepancy in the location of the discontinuities in  $v \sin i$  and  $F(\text{CaII})$  and that for  $\log n(\text{Li})$ . In fact, should one expect, from the evolutionary point of view, that the discontinuity in  $\log n(\text{Li})$  follows the one in  $v \sin i$  as well as that in  $F(\text{CaII})$ ? First of all, let us recall that in the specific case of late-type evolved stars, chromospheric activity reflects the presence of magnetic fields which are relevant for the heating of the chromosphere as well as for mass and angular momentum losses. The intensity and spatial distribution of magnetic fields are very probably determined by a dynamo process, whose mode of operation and efficiency depends on the interplay between stellar rotation and subphotospheric convective motions. In this context one should expect a direct link between the discontinuities in  $v \sin i$  and  $F(\text{CaII})$ , with a drop at the same spectral region, if chromospheric activity is directly controlled by rotation. As shown by Fig. 7, this is true, in particular, for stars located redward of the spectral region of the discontinuity.

The question now turns to the apparent discrepancy in the location of the discontinuity in  $\log n(\text{Li})$  in relation to the location of the discontinuities in  $v \sin i$  and  $F(\text{CaII})$  for subgiant stars with masses lower than about  $1.2 M_{\odot}$ . This discrepancy can be understood as a result of the sensitivity of these phenomena to the mass of the convective envelope. In the case of the rotational discontinuity, a small increase in the mass of the convective envelope is enough to turn the dynamo on. This same dynamo will be responsible to the magnetic braking causing a drop in the rotation rate and the consequent shutdown of the dynamo itself. Later, the convective envelope will continue to deep reaching a region previously devoid of Li. At this point, the Li brought from the surface layers is diluted and its abundance drops. This fact explains clearly the discrepancy between the location of the discontinuity in  $\log n(\text{Li})$  in relation to the one for  $v \sin i$  and  $F(\text{CaII})$ , as observed from Figs. 1 to 3. The fact that a magnetic braking might operate with very small changes in the mass of the convective envelope is further reinforced by the location of the discontinuity in the  $F(\text{CaII})$  flux at the late F spectral region. Previous studies (e.g. do Nascimento et al. 2000) show that the development of the convective envelope towards the stellar interior starts at this spectral region, reaching a maximum within the middle to late G spectral region. In short, the drop in  $v \sin i$  and  $F(\text{CaII})$  is earlier than that in  $\log n(\text{Li})$  because, in contrast to the former, this latter requires a large increase in the mass of the convective envelope. Figure 8 shows that Li dilution increases abruptly with the deepening of the convective envelope. In fact, the observed discontinuity in  $\log n(\text{Li})$  seems to be controlled directly by the increasing of the deepening of the convective envelope.

The observed trend for a same location, of the discontinuities in  $v \sin i$  and  $\log n(\text{Li})$  for stars with masses larger than about  $1.2 M_{\odot}$  may also be explained by following the behavior of the deepening of the convective envelope. As shown by do Nascimento et al. (2000, see their Fig. 4), the changes in the mass of the convective envelope at a given effective temperature in the range from  $\log T_{\text{eff}} \sim 3.75$  to  $\log T_{\text{eff}} \sim 3.68$ , are more important for stars with masses in the increasing

sequence of masses from  $1.0 M_{\odot}$  to  $2.5 M_{\odot}$ . The more massive the star is, in this range of masses, the earlier is the increasing of the convective envelope. In this context, a sudden decrease in  $\log n(\text{Li})$  of stars with masses larger than about  $1.2 M_{\odot}$ , paralleling the rotational discontinuity, should be expected.

The relationship between  $v \sin i$  and surface  $F(\text{CaII})$ , as presented in Fig. 4, confirms the results found by other authors for subgiant stars (e.g. Strassmeier et al. 1994) and for other luminosity classes (Strassmeier et al. 1994; Pasquini et al. 2000). In addition, one observes a trend of increasing scattering in the  $v \sin i$  versus  $F(\text{CaII})$  relation, confirming previous claims that rotation might not be the only relevant parameter controlling chromospheric activity. In this context, Pasquini et al. (2000) have found for giant stars a clear dependence of  $F(\text{CaII})$  flux with a high power of stellar effective temperature, whereas Strassmeier et al. (1994) have found that the CaII flux from the cooler evolved stars depends more strongly upon rotation than the CaII flux from the hotter evolved stars. The behavior of  $F(\text{CaII})$  as a function of the Rossby number  $R_0$ , presented in Fig. 7, shows two clear trends: For stars with  $(B - V)$  larger than about 0.55 the  $F(\text{CaII})$  tends towards a linear correlation with  $R_0$ ; stars with  $(B - V)$  lower than about 0.55 show  $F(\text{CaII})$  rather uniformly high and independent of  $R_0$ , pointing for a component of chromospheric activity independent of rotation. Different authors (e.g. Wolff et al. 1986) suggest that the chromospheres of early F stars may be heated by the shock dissipation of sound waves, rather than by the dynamo process that control the chromospheric activity in G- and K-type stars.

The dependence of lithium abundance upon rotation observed in Fig. 5 exists in the sense that the fastest rotators also have the highest lithium content. Nevertheless, there is no clear linear relation between these two parameters. Figure 5 also shows a large spread in the Li content at a given  $v \sin i$  value, covering at least 2 mag in  $\log n(\text{Li})$ . Such a spread shows a clear tendency to increase with rotation and effective temperature. For  $v \sin i$  lower than about  $10 \text{ km s}^{-1}$ , in particular, the  $\log n(\text{Li})$  values range from about 0.0 to about 3.0. Such a spread was also observed by De Medeiros et al. (1997) & do Nascimento et al. (2000). Finally, the behavior of  $\log n(\text{Li})$  as a function of CaII emission flux presented in Fig. 6 seems to follow roughly the same trend observed for the relation  $v \sin i$  versus  $\log n(\text{Li})$ . Subgiants with high lithium content also show high  $F(\text{CaII})$ , but there is no clear linear relation between these two parameters.

#### 5. Summary and conclusions

In the search for a better understanding of the influence of stellar rotation on chromospheric activity and lithium dilution, we have analyzed the relationship rotation–CaII emission flux–Li abundance along the subgiant branch, on the basis of a sample of bona fide subgiants, reclassified from HIPPARCOS data. The evolutionary status of all the stars was determined from trigonometric parallax taken from this data base and evolutionary tracks computed from the Geneva–Toulouse code. The distributions of the rotational velocity and of the CaII emission flux show similar behavior. For both parameters we observe a sudden decrease around the spectral type F8IV,

confirming previous studies. Nevertheless, the extent of these discontinuities depends on the stellar mass. Stars with masses around  $1.5 M_{\odot}$  show a more important decrease in rotation and CaII emission flux, than stars with masses lower than about  $1.2 M_{\odot}$ . Clearly, stars blueward of F81V, with masses higher than  $1.2 M_{\odot}$ , rotate faster and are more active than those with masses lower than about  $1.2 M_{\odot}$ . The distribution of Li abundance versus effective temperature, in spite of a sudden decrease in the late-F region shows a trend for a more complex behavior. First, stars with masses lower than about  $1.2 M_{\odot}$  show a discontinuity in  $\log n(\text{Li})$  somewhat later than the discontinuities in rotation and CaII emission flux, whereas stars with higher masses present a decline in  $\log n(\text{Li})$  rather around the spectral type F81V. In addition, a group of stars blueward of F81V with masses between  $1.2$  and  $1.5 M_{\odot}$  shows moderate to low  $\log n(\text{Li})$ , which seems to reflect the effects of the so-called Boesgaard-Tipico dip region. The discrepancy in the location of the discontinuities of rotation-CaII emission flux and  $\log n(\text{Li})$  for stars with masses lower than  $1.2 M_{\odot}$ , seems to be the result of the sensitivity of these phenomena to the mass of the convective envelope. The drop in rotation, resulting mostly from a magnetic braking, requires an increase in the mass of the convective envelope less than that required for the sudden decrease in  $\log n(\text{Li})$ , this later resulting from the dilution due to the rapid increase of the convective envelope. The location of the discontinuity in  $\log n(\text{Li})$  for stars with masses higher than  $1.2 M_{\odot}$ , in the same region of the discontinuities in rotation and CaII emission flux, may also be explained by following the behavior of the deepening of the convective envelope. The more massive the star is, the earlier is the increase of the convective envelope. The present work confirms that the dilution of Li depends strongly on the deepening of the convective envelope.

The relationship between rotation and CaII emission flux confirms previous results found by other authors. CaII emission flux shows a correlation with rotation. Nevertheless, the large spread in the CaII flux- $v \sin i$  relation reinforces previous suggestions that rotation might not be the only relevant parameter controlling stellar chromospheric activity. In fact, the relation  $F(\text{CaII})$  versus Rossby number confirms that chromospheric activity of subgiant stars with  $(B - V)$  larger than about 0.55 depends rather linearly on rotation, whereas for stars with  $(B - V)$  lower than about 0.55 activity is rather independent of rotation. The relationship between  $\log n(\text{Li})$  and rotation shows a behavior less clear than that between CaII flux and rotation. Of course the present study confirms a dependence of lithium abundance upon rotation, in the sense that stars with the high rotation have also high lithium content. In spite of this fact, there is no clear linear relationship between these two parameters, with a spread more important than that observed in the  $F(\text{CaII}) - v \sin i$  relation. The behavior of the relationship between lithium abundance and CaII emission flux seems to follow that observed for  $\log n(\text{Li}) - v \sin i$ . Stars with the high activity also show high lithium content. In both cases there is

a remarkable increase in scattering in the  $\log n(\text{Li}) - v \sin i$  and  $\log n(\text{Li}) - \text{CaII}$  flux relations with increasing  $v \sin i$  and CaII flux, respectively. Such a fact appears to indicate that the influence of rotation on stellar activity is greater than on lithium dilution. Finally, the present study point to a pressing need for new measurements of chromospheric emission flux and lithium abundance for an homogeneous and larger sample of bona fide subgiant stars, with a larger range of metallicities, than that analyzed here. With these additional data it will be possible to analyze the influence of rotation upon activity and lithium dilution on a more solid basis, taking into account the stellar age and metallicity.

*Acknowledgements.* This work has been supported by continuous grants from the CNPq Brazilian Agency. J.D.N.Jr. acknowledges the CNPq grant PROFIX 540461/01-6. Special thanks to the referee, Dr. R. Cayrel for very useful comments, which greatly improved the quality of this paper.

## References

- Baranne, A., Mayor, M., & Poncet, J. L. 1979, *Vistas Astron.*, 23, 279  
 Boesgaard, A. M., & Trippico, M. J. 1986, *ApJ*, 302, L49  
 De Medeiros, J. R., & Mayor, M. 1990, *Cool stars, stellar systems, and the sun; Proceedings of the 6th Cambridge Workshop*, Seattle, Astronomical Society of the Pacific, 6, 404  
 De Medeiros, J. R., do Nascimento, J. D. Jr., & Mayor, M. 1997, *A&A*, 317, 701  
 De Medeiros, J. R., & Mayor, M. 1999, *A&AS*, 139, 433  
 De Medeiros, J. R., do Nascimento, J. D. Jr., Sankarankutty, S., Costa, J. M., & Maia, M. R. G. 2000, *A&A*, 363, 239  
 do Nascimento, J. D. Jr., Charbonnel, C., Lèbre, A., de Laverny, P., & De Medeiros, J. R. 2000, *A&A*, 357, 931  
 Duncan, D. K. 1981, *ApJ*, 248, 651  
 ESA 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200  
 Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355  
 Gray, D. F., & Nagar, P. 1985, *ApJ*, 298, 756  
 Gunn, A. G., Mitrou, C. K., & Doyle, J. G. 1998, *MNRAS*, 296, 150  
 Lèbre, A., de Laverny, P., De Medeiros, J. R., Charbonnel, C., & da Silva, L. 1999, *A&A*, 345, 936  
 Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., & Vaughan, A. H. 1984, *ApJ*, 279, 763  
 Pasquini, L., & Brocato, E. 1992, *A&A*, 266, 340  
 Pasquini, L., Liu, Q., & Pallavicini, R. 1994, *A&A*, 287, 191  
 Pasquini, L., De Medeiros, J. R., & Girardi, L. 2000, *A&A*, 361, 1011  
 Randich, S., Gratton, R., Pallavicini, R., Pasquini, L., & Carretta, E. 1999, *A&A*, 348, 487  
 Rutten, R. G. M. 1984, *A&A*, 130, 353  
 Rutten, R. G. M. 1987, *A&A*, 177, 131  
 Rutten, R. G. M., & Pylyser, E. 1988, *A&A*, 191, 227  
 Simon, T., & Drake, S. A. 1989, *ApJ*, 346, 303  
 Strassmeier, K. G., Handler, G., Paunzen, E., & Rauth, M. 1994, *A&A*, 281, 855  
 Uesugi, A., & Fukuda, I. 1982, *Catalogue of stellar rotational velocities (revised)*  
 Wolf, S. C., Boesgaard, A. M., & Simon, T. 1986, *ApJ*, 310, 360

# Bibliografia

- <sup>1</sup> Alfvén, H., 1947, MNRAS, **107**, 211
- <sup>2</sup> Baranne, A., Mayor, M., Poncet, J. L., 1979, Vistas Astron., **23**, 279
- <sup>3</sup> Benz, W., Mayor, M., 1981, A&A, **93**, 235
- <sup>4</sup> Benz, W., Mayor, M., 1984, A&A, **138**, 183
- <sup>5</sup> Biermann, L., 1946, Naturwiss., **33**, 118
- <sup>6</sup> Boesgaard, A. M., Tripicco, M. J., 1986, ApJ, **303**, 724
- <sup>7</sup> Cowling, T. G., 1934, MNRAS, **94**, 768
- <sup>8</sup> De Medeiros, J. R., Mayor, M., 1990, Cool stars, stellar systems, and the sun; Proceedings of the 6th Cambridge Workshop, Seattle, Astronomical Society of the Pacific, **6**, 404
- <sup>9</sup> De Medeiros, J. R., 1990, Ph. D. Thesis, Geneva Observatory
- <sup>10</sup> De Medeiros, J. R., do Nascimento Jr., J. D., Mayor, M., 1997, A&A, **317**, 701
- <sup>11</sup> De Medeiros, J. R., Mayor, M., 1999, A&AS, **139**, 433
- <sup>12</sup> De Medeiros, J. R., do Nascimento Jr., J. D., Sankarankutty, S., Costa, J. M., Maia, M. R. G., 2000, A&A, **363**, 239
- <sup>13</sup> do Nascimento Jr., J. D., Charbonnel, C., Lèbre, A., de Laverny, P., De Medeiros, J. R., 2000, A&A, **357**, 931
- <sup>14</sup> Duncan, D. K., 1981, ApJ, **248**, 651

- <sup>15</sup> Durney, B. R., Latour, J., 1978, *GApFD*, **9**, 241
- <sup>16</sup> Edlén, B., 1941, *Arkiv for Matematik Astronomi och Fysik*, **28**, B, No. 1
- <sup>17</sup> Edlén, B., 1942, *Zeitschrift für Astrophysik*, **27**, 214
- <sup>18</sup> ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200
- <sup>19</sup> Flower, P. J., 1996, *ApJ*, **469**, 355
- <sup>20</sup> Gilliland, R. L., 1985, *ApJ*, **299**, 286
- <sup>21</sup> Gray, D. F., Nagar, P., 1985, *ApJ*, **298**, 756
- <sup>22</sup> Griffin, R. F., 1968, "A Photometric Atlas of the Spectrum of Arcturus", Cambridge Phil. Soc., Cambridge, Reino Unido
- <sup>23</sup> Grotrian, W., 1939, *Naturwissenschaften*, **27**, 214
- <sup>24</sup> Gunn, A. G., Mitrou, C. K., Doyle, J. G., 1998, *MNRAS*, **296**, 150
- <sup>25</sup> Lèbre, A., de Laverny, P., De Medeiros, J. R., Charbonnel, C., da Silva, L., 1999, *A&A*, **345**, 936
- <sup>26</sup> Melo, C. H. F., Pasquini, L., De Medeiros, J. R., 2001, *A&A*, **375**, 851
- <sup>27</sup> Middelkoop, F., Zwaan, C., 1981, *A&A*, **101**, 26
- <sup>28</sup> Middelkoop, F., 1982, *A&A*, **107**, 31
- <sup>29</sup> Noyes, R. W., Hartmann, L. W., Baliunas, S. L., Duncan, D. K., Vaughan, A. H., 1984, *ApJ*, **279**, 763
- <sup>30</sup> Parker, E. N., 1955, *ApJ*, **122**, 293
- <sup>31</sup> Parker, E. N., 1970, *ApJ*, **162**, 665
- <sup>32</sup> Pasquini, L., Brocato, E., 1992, *A&A*, **266**, 340
- <sup>33</sup> Pasquini, L., Liu, Q., Pallavicini, R., 1994, *A&A*, **287**, 191
- <sup>34</sup> Pasquini, L., De Medeiros, J. R., Girardi, L., 2000, *A&A*, **361**, 1011

- <sup>35</sup> Randich, S., Gratton, R., Pallavicini, R., Pasquini, L., Carretta, E., 1999, *A&A*, **348**, 487
- <sup>36</sup> Rutten, R. G. M., 1984, *A&A*, **130**, 353
- <sup>37</sup> Rutten, R. G. M., 1987a, *A&A*, **177**, 131
- <sup>38</sup> Rutten, R. G. M., 1987b, Ph. D. Thesis, Astronomic Institute, Utrecht
- <sup>39</sup> Rutten, R. G. M., Pylyser, E., 1988, *A&A*, **191**, 227
- <sup>40</sup> Chandrasekhar, S., Münch, G., 1950, *ApJ*, **111**, 142
- <sup>41</sup> Schatzman, E., 1949, *Ann. Astrophys.*, **12**, 203
- <sup>42</sup> Schwarzschild, M., 1948, *ApJ*, **107**, 1
- <sup>43</sup> Simon, T., Drake, S. A., 1989, *ApJ*, **346**, 303
- <sup>44</sup> Skumanich, A., 1972, *ApJ*, **171**, 565
- <sup>45</sup> Smith, M. A., Gray, D. F., 1976, *PASP*, **88**, 809
- <sup>46</sup> Steenbeck, M., Krause, F., 1969, *AN*, **291**, 49
- <sup>47</sup> Strassmeier, K. G., Handler, G., Pauzen, E., Rauth, M., 1994, *A&A*, **281**, 855
- <sup>48</sup> Uesugi, A., Fukuda, I., 1982, Catalogue of stellar rotational velocities (revised)