



*Universidade Federal do Rio de Janeiro
Centro de Ciências Matemáticas e da Natureza
Observatório do Valongo*

**O Triplete Infravermelho do Cálcio II
como Indicador Cromosférico em
Estrelas Frias**

Diego Lorenzo de Oliveira (OV-UFRJ)

**Orientador: Dr. Gustavo Frederico Porto de Mello
(OV/UFRJ)**

Projeto de Final de Curso para Obtenção do Título de Astrônomo

Rio de Janeiro – julho de 2009

**Agradecimentos à agência CNPq/PIBIC pela bolsa de
iniciação científica (2007 – 2009)**

Agradeço a todas as pessoas que me ajudaram durante o curso, em especial à **Maria Eliane, Rui de Oliveira, Geisa Ponte, ao Professor Gustavo Mello e ao Professor Helio Rocha-Pinto.**

Resumo

Os fenômenos magnetohidrodinâmicos decorrentes da atividade cromosférica na superfície de estrelas frias são potenciais diagnósticos de importantes parâmetros estelares, tais como a convecção superficial, a rotação diferencial e a evolução da perda de momento angular. Diversas linhas espectrais já se mostraram úteis indicadores espectroscópicos da atividade magnética estelar, tais como H e K do Ca II, H α e o duplete do Mg II no UV. O tripleto do Ca II no infravermelho, em contraste, permanece muito menos estudado. O fluxo cromosférico nessas linhas está vinculado ao histórico de transferência do momento angular da estrela para ventos magnetizados, produzindo um torque e reduzindo a rotação estelar. Como consequência, a rotação estelar e a atividade cromosférica decaem monotonicamente com a idade, sendo um potencial indicador deste parâmetro fundamental. Neste trabalho, avaliamos o potencial de duas linhas do tripleto infravermelho do Ca II, $\lambda 8498$ e $\lambda 8662$, como um diagnóstico cromosférico em estrelas frias de tipo espectral F, G, e K. Nossa amostra é composta de 69 estrelas, observadas com o espectrógrafo FEROS/ESO, a uma razão sinal-ruído entre 100 e 300.

Derivamos uma nova calibração de fluxo absoluto utilizando modelos atmosféricos teóricos muito modernos, em função das temperaturas efetivas, gravidades superficiais e metalicidades das estrelas da amostra, retiradas da literatura. O fluxo total absoluto (fotosfera mais cromosfera) no centro das linhas do tripleto foi obtido em relação ao fluxo de duas diferentes janelas espectrais de referência, sendo os fluxos de referência obtidos diretamente da calibração baseada nos modelos atmosféricos teóricos. Obtivemos excelente consistência entre as medidas do fluxo nas linhas do tripleto obtidas com referência às duas diferentes janelas. O fluxo absoluto no centro das linhas do tripleto mostra comportamento semelhante ao fluxo correspondente na linha H α . As subgigantes sistematicamente mostram fluxo cromosférico diminuído em relação às estrelas anãs. Mostramos que as estrelas subgigantes povoam um envoltório inferior de fluxo em um diagrama de fluxo absoluto vs. temperatura efetiva, e estas foram definidas como estrelas com componente magnética mínima de aquecimento da cromosfera.

Os fluxos desse envoltório inferior foram subtraídos dos fluxos totais, fornecendo os fluxos puramente cromosféricos. Mostramos que a correlação direta dos fluxos cromosféricos nas linhas do tripleto com os fluxos de H α é fraca, fato que, possivelmente, pode ser explicado pelos erros maiores associados aos fluxos no tripleto. Um estudo mais aprofundado é necessário para chegar-se a uma conclusão mais definitiva a respeito. Os fluxos cromosféricos em H α já foram bem correlacionados com a idade, para estrelas não muito velhas, em outros trabalhos. Nossa tentativa de obter uma correlação semelhante para os fluxos do tripleto não foi bem sucedida, provavelmente pelo fato de nossa amostra não possuir estrelas de aglomerados e grupos cinemáticos com idades bem conhecidas. Concluimos que o fluxo cromosférico nas linhas do tripleto é potencialmente um bom diagnóstico da atividade cromosférica em estrelas frias, exigindo, entretanto, mais estudos a respeito.

Palavras-chave: estrelas: cromosfera – estrelas: atividade cromosférica – estrelas: espectroscopia – estrelas: tipo solar – estrelas: idades.

Abstract

The magnetohydrodynamic phenomena arising from the chromospheric activity in the surface of cool stars are potential diagnostics of important stellar parameters, such as surface convection, differential rotation and the evolution of angular momentum losses. A number of spectral lines have been shown to be useful spectroscopic indicators of stellar magnetic activity, among them the H and K Ca II lines, the UV doublet of Mg II, and H α . The infrared triplet of Ca II, however, has been much less studied. The chromospheric flux in these spectral lines is linked to the history of angular momentum transfer from the star to magnetized winds, producing a torque and slowing the stellar rotation down. Therefore, the stellar spin and chromospheric activity level decay monotonously with age, and are, potentially, an indicator of this fundamental parameter. In the present work, we evaluate the usefulness of two lines of the infrared triplet of Ca II, $\lambda 8498$ and $\lambda 8662$, as a chromospheric diagnostics in cool stars of spectral types F, G and K. The sample is composed of 69 stars, observed with the FEROS/ESO spectrograph, at a signal-to-noise ratio between 100 and 300.

We derive a new absolute flux calibration based on very up-to-date theoretical model atmospheres, as a function of the stellar effective temperature, surface gravity and metallicity, taken from the literature. The absolute total flux (photospheric plus chromospheric) in the core of the triplet lines was obtained with respect to the flux of two reference spectral windows, and the reference fluxes were obtained directly from the absolute calibration based on the theoretical model atmospheres. Excellent consistency was secured between the flux measurements of the triplet lines obtained with respect to the two different reference windows. The core absolute flux shows a behavior very similar to that of the corresponding H α flux, and the subgiants have systematically lower chromospheric flux, as compared to the dwarf stars. We show that the subgiants populate a lower flux envelope in an absolute flux vs. effective temperature diagram, and were used to define stars with a negligible magnetic component in the heating of the chromosphere.

The fluxes of this lower envelope were subtracted from the total absolute fluxes, and purely chromospheric fluxes obtained. We show that the correlation of the chromospheric fluxes from the triplet lines and H α is weak, and a possible explanation could be the larger errors coupled to the triplet flux determination. Additional work is necessary to allow a more definitive conclusion. The chromospheric H α fluxes have already been well correlated with age, for stars which are not very old, by other authors. Our attempt to obtain a similar correlation for the triplet lines was unsuccessful, probably due to the lack, in our sample, of stars from clusters and kinematical groups with well-known ages. We conclude that the chromospheric flux from the triplet lines is potentially a good diagnostic of the chromospheric activity in cool stars, but additional research on this topic is desirable.

Keywords: stars: chromospheres – stars: magnetic activity – stars: spectroscopy – stars: solar-type – stars: ages.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1.....	08
A ATIVIDADE MAGNÉTICA	
1.1 - Evidências de campos magnéticos estelares.....	08
1.2 - Atividade cíclica estelar e o efeito dínamo.....	09
1.3 - A relação idade-atividade cromosférica.....	20
1.4 - Aquecimento acústico.....	22
1.5 - Reconexões magnéticas.....	23
1.6 - O tripleto infravermelho do Ca II.....	24
CAPÍTULO 2.....	26
OBSERVAÇÕES E REDUÇÕES	
2.1 - Observações e a amostra.....	26
2.2 - Correção da velocidade radial.....	28
2.3 - Normalização do contínuo.....	29
CAPÍTULO 3.....	32
REGIÕES DE REFERÊNCIA E CÁLCULO DE FLUXOS ABSOLUTOS	
3.1 - Escolha das regiões de contínuo.....	32
3.2 - Intervalos para medida do fluxo cromosférico do tripleto.....	32
3.3 - Modelos NMARCS e calibração de fluxos absolutos em unidades absolutas.....	34
3.4 - Erros da regressão multilinear.....	41
3.5 - Preenchimento Cromosférico.....	43
3.6 - Como extrair a componente fotosférica.....	44
CAPÍTULO 4.....	50
O TRIPLETO COMO INDICADOR CROMOSFÉRICO	
4.1 - O fluxo cromosférico absoluto em comparação com H α	50
4.2 - Fluxo absoluto do tripleto em comparação com a idade.....	52

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS.....	56
ANEXO.....	59
REFERÊNCIAS.....	61

Capítulo 1

A Atividade Magnética em Estrelas de Baixa Massa

1.1 Evidências de campos magnéticos estelares

A atividade magnética estelar é estudada desde o século XVII (embora existam registros de aproximadamente vinte e dois séculos atrás), tendo como sua mais antiga e melhor evidência, as manchas solares. Galileu, em 1612, contrariando a concepção aristotélica descobriu, através do estudo do movimento das manchas, que o Sol possuía rotação.

O aparecimento aos pares das manchas solares e o efeito Zeeman observado são evidências de que existe um forte campo magnético. Hoje em dia se sabe que tais campos são responsáveis por diversos fenômenos como *flares*, ventos solares, ejeções de massa coronal, etc.

Manchas solares são regiões onde fortes campos magnéticos locais (Hale, 1908) emergem na superfície solar. Esses campos suprimem substancialmente o transporte convectivo (Biermann 1941, Parker 1955) devido à uma força que impede o seu movimento vertical, prejudicando o parâmetro básico responsável pela troca de calor com o ambiente externo à estrela. Conseqüentemente, há no centro da mancha uma diferença de temperatura em relação à fotosfera quiescente.

As regiões de brilho e campo magnético mais intenso que rodeiam as manchas são denominadas *fácúlas*. As emissões das linhas H e K do Ca II encontram-se acima das *fácúlas* e manchas solares, numa região chamada cromosfera.

No eclipse total de 1860, houve o primeiro estudo dessa região que curiosamente apresenta cor avermelhada devido à emissão em $H\alpha$. Juntamente com a detecção de outras linhas de emissão ($H\beta$, tripleto do Ca II, dubleto do magnésio II, entre outras), surgiram questionamentos aos modelos estelares existentes, nos quais as estrelas seriam esferas opacas de gases ideais e gravitacionalmente ligados que, conseqüentemente, teriam temperaturas mais altas nas camadas mais próximas ao seu centro. Seguindo esse raciocínio, as atmosferas estelares seriam menos aquecidas que as camadas imediatamente inferiores. Regiões ativas, ou seja, repletas de manchas solares, apresentavam também emissões em outros comprimentos de onda como raios-x, ultravioleta e rádio. Para emitir nessas frequências, a atmosfera solar deveria possuir temperatura superior à fotosfera, algo que, em primeira análise, pareceria improvável.

A contradição entre as observações e os modelos solares só foi entendida quando introduziu-se, à teoria de estrutura estelar, tubos subfotosféricos de fluxos magnéticos que através do transporte convectivo emergiriam da fotosfera (Parker, 1955). Ondas acústicas e magnetohidrodinâmicas, devido a fluxos convectivos e não radiativos, respectivamente, interagiriam com a atmosfera estelar aquecendo-a. Posteriormente, outros mecanismos de conversão de energia magnética em energia cinética de partículas foram adicionados como reconexões magnéticas que, por sua vez, parecem ter importância fundamental no aquecimento em altas atmosferas. Falaremos com mais detalhes sobre aquecimento cromosférico mais adiante.

1.2 Atividade Cíclica Estelar e o Efeito Dínamo

Nos anos 1950, O. C. Wilson iniciou um programa de monitoramento de 100 estrelas de tipo solar, concluindo, uma década depois (Wilson, 1968) que todas as cromosferas estelares exibem variabilidade em alguma escala. Variações cíclicas

deveriam ser consideradas como processos que fisicamente deveriam representar as mesmas condições encontradas no Sol. Esses estudos avançaram com os trabalhos de Baliunas (1985) e Baliunas et al., (1995).

Os processos responsáveis pelas modulações na atividade cromosférica seriam uma contínua conversão de energia proveniente da rotação estelar em energia magnética. Babcock (1961) explicou com grande sucesso os ciclos solares propondo

um modelo oscilatório em que, a cada 11 anos, o Sol reverteria sua polaridade devido ao congelamento do plasma em suas linhas de campo. Na figura 1.2.1, é mostrada a classificação em 3 tipos de variabilidade na atividade cromosférica: As cíclicas, variáveis e não-variáveis apresentando, respectivamente, ciclos de períodos bem definidos, ciclos irregulares e não apresentando modulações na atividade cromosférica.

O ciclo de atividade estelar é resultado de um mecanismo dínamo auto-sustentável, criado pela combinação da rotação diferencial (rotação dependendo da latitude solar) e movimentos convectivos turbulentos (Parker, 1979), tendo seus fluxos magnéticos gerados na base da zona convectiva, numa região de transição chamada *tacoclina*.

Possuindo apenas alguns centésimos da extensão do raio solar, nessa região ocorre a transição entre uma onde existe dependência da velocidade rotacional com

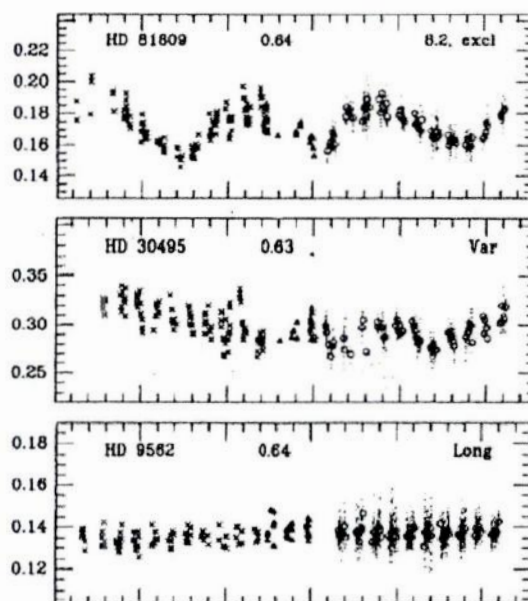


Figura 1.2.1 – Estrelas do tipo solar deveriam ser classificadas em 3 tipos: Cíclicas, Variáveis, Não-Variáveis, de acordo com Baliunas et al., (1995).

relação à latitude, ou seja, rotação diferencial, e a região na qual a rotação é essencialmente a de um corpo rígido (figura 1.2.2).

Ainda não está completamente entendida a razão pela qual a rotação diferencial não se aplica à essa região. Se os campos magnéticos solares são gerados na tacoclina, ela deveria apresentar variações rotacionais devidamente correlacionadas com os ciclos solares.

Sabendo que as emissões nas linhas H e K do Ca II foram os primeiros indicadores da existência de cromosferas

estelares, a procura por estrelas sem atividade magnética ficou restrita à procura de estrelas sem emissão nas linhas H e K.

A primeira sugestão da razão pela qual o Sol mantém seu campo magnético veio no início do século passado. A proposta era que a atividade magnética do Sol fosse mantida pelo movimento de um fluido eletricamente condutivo que induzia o aparecimento de um campo magnético através de correntes elétricas.

Simplificadamente, esse questionamento pode ser respondido através das equações de Maxwell e a lei de Ohm:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (1.2.1)$$

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad (1.2.2)$$

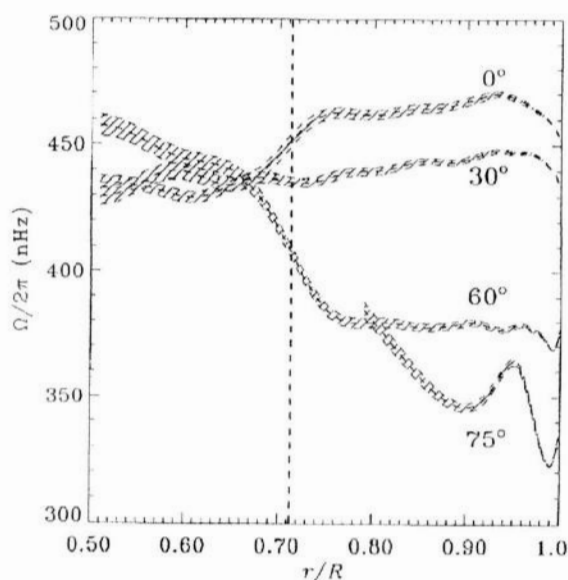


Figura 1.2.2 – Rotação solar em função do seu raio nas latitudes indicadas em graus. A linha vertical pontilhada é a base da zona convectiva. Acredita-se que nessa região opera o mecanismo dínamo sendo responsável pelos ciclos solares. Observe a dependência em latitude da rotação para regiões próximas da superfície solar.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.2.3)$$

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (1.2.4)$$

Onde \vec{B} é o campo magnético, \vec{E} é o campo elétrico, \vec{j} é a densidade de corrente, \vec{u} é a velocidade do plasma, σ e μ são respectivamente a condutividade e a permissividade magnética.

O movimento de um fluido eletricamente condutivo em um campo magnético induz um campo elétrico. Variando esse campo magnético, amplia-se o campo elétrico pré-existente através da Lei de Faraday (equação 1.2.1).

O campo elétrico resultante leva a uma densidade de corrente, que, negligenciando efeitos relativísticos, contribui adicionalmente na geração de um campo magnético \vec{B} (equação 1.2.2). A interação entre \vec{B} e \vec{j} produz a força de Lorentz que age sobre o movimento do plasma (equação 1.2.4).

Matematicamente, o problema é muito mais complicado do que o esquema feito acima. Para sabermos como um campo magnético pode ser mantido com o movimento do plasma, deveríamos conhecer todas as interações com o campo magnético, sua evolução temporal, ou seja, conhecer a velocidade do fluido.

Essas questões, até hoje, encontram-se em aberto. Para conhecer, por exemplo, a velocidade e pressão de um fluido é necessária a utilização da equação de Navier-Stokes, que carece de solução analítica.

Valendo-se das equações anteriores com algumas manipulações matemáticas podemos obter a equação da indução que, por sua vez, tem importância fundamental na teoria magnetohidrodinâmica.

Substituindo a (1.2.2) na (1.2.4) e isolando \vec{E} , teremos:

$$\frac{1}{\mu\sigma} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \quad , \quad (1.2.5)$$

$$-\vec{E} = \vec{u} \times \vec{B} - \frac{1}{\mu\sigma} \vec{\nabla} \times \vec{B}. \quad (1.2.6)$$

Aplicando o rotacional na (1.2.6), realizando identidade vetorial, valendo-se da ausência de monopolos magnéticos (1.2.3) e ao final comparando com (1.2.1) obtemos a equação de indução:

$$-\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) - \frac{1}{\mu\sigma} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}). \quad (1.2.7)$$

$$-\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu\sigma} (\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \Delta \vec{B}) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (1.2.8)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \nu_M \Delta \vec{B}, \quad (1.2.9)$$

onde $\nu_M = \frac{1}{\mu\sigma}$. (1.2.10)

Uma consideração importante que devemos ressaltar no desenvolvimento dos cálculos anteriores é que assumimos que a viscosidade é constante para simplificar o problema. A viscosidade magnética é dada por ν_M que é proporcional ao inverso da condutividade.

Admitindo que u , B e L são, respectivamente, valores típicos de velocidade, campo magnético e escala de comprimento, podemos obter o número de Reynolds magnético (Re_M) realizando a razão entre os termos do lado direito da (1.2.9):

$$\frac{|\vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B})|}{\nu_M |\Delta \vec{B}|} \approx \frac{uB/L}{(B/L^2)\nu_M} = \frac{uL}{\nu_M} = Re_M \quad (1.2.11)$$

Sendo o plasma altamente condutivo que é uma situação astrofísica típica, então o número de Reynolds magnético é muito grande. A evolução do campo magnético é governada pela parte de amplificação (primeiro termo do lado direito da igualdade da (1.2.9)). Admitindo $Re_M \rightarrow \infty$, somos levados às seguintes conclusões:

1) *Sob essas condições, o plasma torna-se aprisionado nas linhas de campo, ou seja, qualquer componente de velocidade perpendicular às linhas de campo é proibida (congelamento do plasma nas linhas de campo).*

2) *Devido à baixa resistividade, as linhas de campo não sofrem reconfigurações topológicas.*

De fato, tais conclusões não são totalmente verdadeiras. Em certas condições em que a resistividade não é desprezível, fenômenos magnéticos importantes ocorrem, dissipando energia e aquecendo a atmosfera estelar.

Voltando à equação de indução, os termos de difusão e amplificação dão informações, respectivamente, sobre a taxa de decaimento do campo magnético e induções eletromagnéticas que intensificam \vec{B} .

O primeiro raciocínio para construção de um mecanismo regenerativo para o campo magnético é que efeitos de rotação são essenciais. É possível provar (Cowling, 1934) que apenas supondo-se a presença de rotação diferencial no Sol juntamente com um campo magnético axissimétrico, a modulação na atividade magnética solar não pode ser explicada pela ação de um mecanismo dínamo.

Podemos mostrar matematicamente o que foi dito no parágrafo anterior decompondo o campo magnético axissimétrico em duas componentes: $\vec{B} = \vec{B}_p + \vec{B}_T$, sendo \vec{B}_p e \vec{B}_T os campos magnético poloidal (meridional) e toroidal (azimutal) respectivamente. A parte poloidal do campo não possui componentes azimutais ($\vec{B}_p \cdot \hat{\phi} = 0$) e o campo toroidal é exclusivamente azimutal: $\vec{B}_T = B_\phi \hat{\phi}$. Podemos definir um potencial vetor associado ao campo poloidal: $\vec{B}_p = \vec{\nabla} \times (A \hat{\phi})$. A partir da equação de indução (1.2.9) para número de Reynolds grande, temos:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} + \vec{u} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \vec{B} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}). \quad (1.2.12)$$

Assumindo a incompressibilidade do fluido ($\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$) e $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ chegamos a uma expressão mais simplificada:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{B}. \quad (1.2.13)$$

Agora, substituímos o campo magnético em suas componentes:

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}] = \left([(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}] \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) [(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}]. \quad (1.2.14)$$

Um raciocínio interessante para resolvermos esse problema é pensar o seguinte:

1) As expressões $\left([(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}] \cdot \vec{\nabla} \right)$ e $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})$ na (1.2.14) são grandezas escalares.

2) Analisando a parte poloidal da (1.2.14)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ (\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi} \right\}_p = \overbrace{\left([(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}] \cdot \vec{\nabla} \right)}^{\text{escalar}} \vec{u}_p - \overbrace{(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})}^{\text{escalar}} \left\{ (\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi} \right\}_p, \quad (1.2.15)$$

a mesma, simplifica-se para:

$$\frac{\partial}{\partial t} [(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi})] = \left([(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}] \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u}_p - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) (\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}). \quad (1.2.16)$$

3) Para rotação diferencial podemos descrever:

$$\vec{u} = \Omega(R, \theta) R \text{sen} \theta \hat{\phi}, \quad (1.2.17)$$

então, a componente poloidal da velocidade é nula, tornando o termo

$$\left([(\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi}] \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{u}_p = 0.$$

4) O termo $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})$ fornece somente a derivada azimutal, mas considerando o campo magnético axissimétrico, $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$. Então temos como resultado final:

$$\frac{\partial B_p}{\partial t} = 0. \quad (1.2.18)$$

5) Agora, resta-nos analisar a parte toroidal da (1.2.14):

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \left(\left\{ (\vec{\nabla} \times A \hat{\phi}) + B_\phi \hat{\phi} \right\} \cdot \vec{\nabla} \right) \Omega(R, \theta) R \sin \theta - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) B_\phi . \quad (1.2.19)$$

Devido ao campo axissimétrico, o termo $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) B_\phi$ é nulo, ao realizarmos a propriedade distributiva em $\left(\left\{ \vec{B}_p + B_\phi \hat{\phi} \right\} \cdot \vec{\nabla} \right)$, chegamos a seguinte expressão:

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \left(\vec{B}_p \cdot \vec{\nabla} + B_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \Omega(R, \theta) R \sin \theta , \quad (1.2.20)$$

lembrando que a rotação diferencial possui simetria azimutal, concluímos que o único termo restante é:

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \vec{B}_p \cdot \vec{\nabla} \Omega(R, \theta) R \sin \theta . \quad (1.2.21)$$

As equações (1.2.18) e (1.2.21) nos dizem que a componente toroidal é criada através da distorção das linhas de campo, e essa mesma componente é gerada por um campo original poloidal. Como a (1.2.18) não contém qualquer termo que possa restaurar a configuração original, concluímos que considerando um campo magnético simétrico axialmente e a rotação diferencial somente, não é possível estabelecer um ciclo de atividade magnética auto-sustentável. Na realidade, se considerássemos efeitos da viscosidade magnética, não seria difícil perceber que a componente poloidal possuiria termos que fariam-na decair com o tempo, sustentando, ainda assim, nossa conclusão.

Esse problema avançou de maneira significativa quando se introduziu à teoria do Dínamo termos afetados pela convecção, como a velocidade turbulenta em pequenas escalas, e quando se decompôs o campo magnético em uma parte flutuante responsável por variações em pequena escala e outra parte média, que por sua vez descreve o comportamento médio da evolução de B (eletrodinâmica do campo médio)

Definindo o comportamento de um campo médio, dizemos que ele é descrito pelo campo original decrescido da componente flutuante b : $\langle \vec{B} \rangle = \vec{B} - \vec{b}$, assumindo

que $\langle \vec{b} \rangle = 0$ e decompondo a velocidade em $\langle \vec{u} \rangle = \bar{u} - \vec{u}_f$, onde a média da parte flutuante de velocidade é nula: $\langle \vec{u}_f \rangle = 0$.

Utilizando as regras de valores médios de Reynolds, as equações básicas do campo-médio são semelhantes às equações (1.2.1), (1.2.2), (1.2.3), (1.2.4) e são da forma:

$$\frac{\partial \langle \vec{B} \rangle}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \langle \vec{E} \rangle \quad (1.2.22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \langle \vec{B} \rangle = 0 \quad (1.2.23)$$

$$\vec{\nabla} \times \langle \vec{B} \rangle = \mu \langle \vec{j} \rangle. \quad (1.2.24)$$

$$\langle \vec{j} \rangle = \sigma (\langle \vec{E} \rangle + \langle \vec{u} \rangle \times \langle \vec{B} \rangle + \varepsilon), \quad (1.2.25)$$

onde ε é a força eletromotriz média devido às flutuações no movimento do fluido eletricamente condutivo e no campo magnético, sendo definido por:

$$\varepsilon = \langle \vec{u} \times \vec{b} \rangle. \quad (1.2.26)$$

Manipulando as equações (1.2.22), (1.2.23), (1.2.24) e (1.2.25) de maneira semelhante à que obtivemos a equação de indução (1.2.9), chegamos a seguinte expressão:

$$\frac{\partial \langle \vec{B} \rangle}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\langle \vec{u} \rangle \times \langle \vec{B} \rangle + \varepsilon) + v_M \Delta \langle \vec{B} \rangle. \quad (1.2.27)$$

Em análises mais profundas incluindo aproximações para casos onde a turbulência é isotrópica e supondo que a amplitude da flutuação do campo magnético é pequena ao ser comparada com o campo médio, concluímos que a força eletromotriz média pode ser representada por:

$$\varepsilon = \alpha \langle \vec{B} \rangle - \beta \vec{\nabla} \times \langle \vec{B} \rangle, \quad (1.2.28)$$

onde

$$\alpha = -\frac{1}{3} \langle \bar{\mathbf{u}}_r \cdot (\bar{\nabla} \times \bar{\mathbf{u}}_r) \rangle \tau \quad (1.2.29)$$

e

$$\beta = \frac{1}{3} \langle \bar{\mathbf{u}}_r \cdot \bar{\mathbf{u}}_r \rangle \tau. \quad (1.2.30)$$

A escala de tempo de turbulência é dado por τ . O parâmetro α (alfa) em (1.2.29) é extremamente importante para resolução do problema dos ciclos de atividade magnética. Ele nos diz que para um termo α não nulo, a flutuação de velocidade deve ser relacionada à sua própria vorticidade ($\bar{\nabla} \times \bar{\mathbf{u}}_r$) e esse efeito pode ser causado pelas forças de Coriolis. Parker (1979) atribuiu a esse termo a função de restaurar o campo que inicialmente era poloidal, restabelecendo um mecanismo dínamo auto-sustentável (modelo oscilatório $\alpha-\Omega$).

Esse termo é extremamente complicado de ser calculado porque depende de movimentos convectivos ciclônicos (ver equação 1.2.19). Com o passar dos anos, o modelo proposto por Parker foi sendo aprimorado com novas técnicas computacionais e com observações da heliosismologia. Com os argumentos apresentados, podemos entender como se dá o modelo oscilatório alfa-ômega, responsável pelos ciclos. A seqüência está ilustrada na figura 1.2.3.

O campo que era inicialmente poloidal (figura 1.2.3a), através da distorção das linhas de campo, é continuamente convertido em campos horizontais devido à rotação diferencial (figura 1.2.3b) caracterizando o efeito Ω . Uma vez que o campo toroidal intenso seja suficiente e admitindo o equilíbrio hidrostático e térmico de cada camada, tubos de fluxo magnético são suspensos contra a força gravitacional (figura 1.2.3c), emergindo na fotosfera em forma de manchas bipolares. Enquanto emerge, o tubo de fluxo é distorcido pelas forças de Coriolis (efeitos α) chegando às camadas mais

externas com a polaridade reversa à do campo poloidal original (figura 1.2.3c). As figuras 1.2.4 e 1.2.5 ilustram a emergência dos tubos de fluxo subfotosféricos e sua distorção, adquirindo componentes poloidais devido aos efeitos não inerciais. O efeito alfa é responsável pela reversão da polaridade em grande escala através da sucessão de processos em pequena escala, reconstituindo, em última instância, um campo poloidal (figura 1.2.3d) ao final do ciclo.

Logo após, reinicia-se um novo ciclo de polaridade inicial oposta. Os mesmos processos ocorrem chegando a um ciclo total de aproximadamente vinte e dois anos.

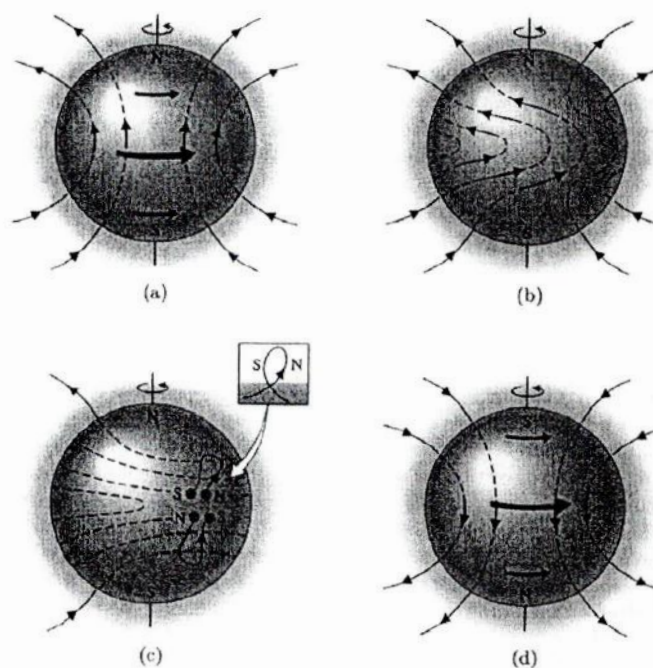


Figura 1.2.3 – A figura ilustra o modelo oscilatório α - Ω . (a) Iniciaremos a descrição do ciclo solar a partir de um campo puramente poloidal. (b) A combinação entre rotação diferencial e congelamento do fluxo magnético resulta no aparecimento de componentes horizontais das linhas de campo caracterizando um campo magnético toroidal (ver equação 1.2.21). (c) Os tubos de fluxo sofrem um empuxo sendo erguidos e distorcidos pelas forças de Coriolis, adquirindo, ao emergir, novamente componentes poloidais de campo magnético. Porém nesse caso, a orientação em pequena escala do campo poloidal é invertida em relação ao campo horizontal original. O aparecimento sucessivo do processo descrito em (c) é capaz de reverter a polaridade inicial solar. Figura retirada do livro *Introduction to Modern Stellar Astrophysics*, Dale A. Ostlie e Bradley W. Carroll.

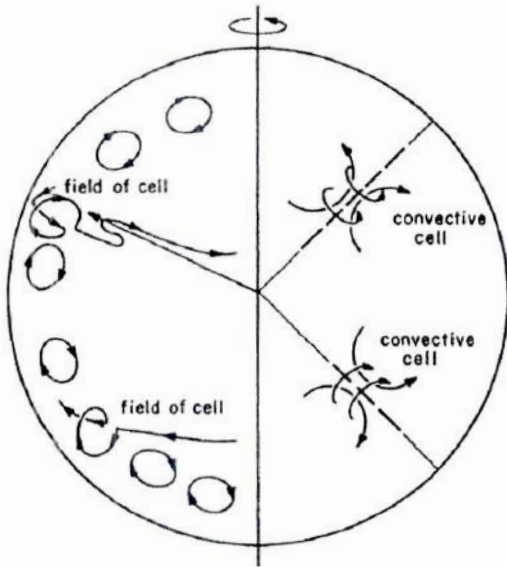


Figura 1.2.4 – Células convectivas, através de movimentos convectivos, emergem na fotosfera. Os *loops* são distorcidos por efeito de rotação.

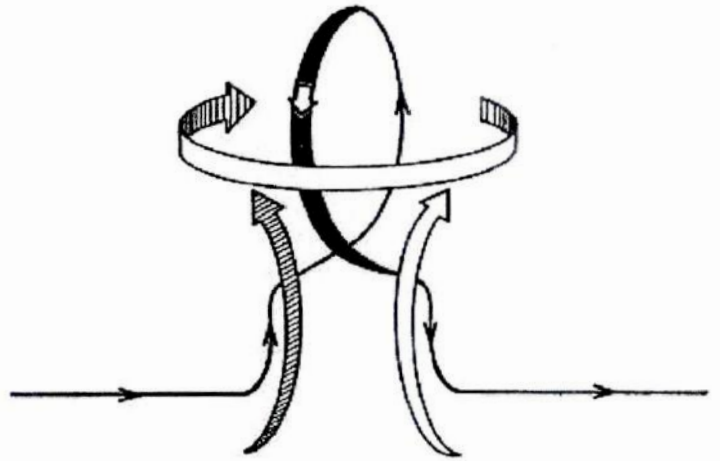


Figura 1.2.5 – O tubo de fluxo gerado por campos toroidais é distorcido adquirindo componentes poloidais através da convecção ciclônica.

1.3 A Relação Idade-Atividade Cromosférica

Nas regiões onde pressão magnética é maior que a pressão do gás, é observada um alto fluxo de partículas (buracos coronais). Essas regiões são importantes pela alta taxa de perda de momento angular. Perdendo momento angular, a rotação estelar sofre um decréscimo monotônico e secular (Kraft 1967, Durney 1972), conseqüentemente a eficiência do mecanismo dínamo regenerador do campo magnético estelar sofre decréscimo. Esse comportamento nem sempre é observado em estrelas binárias devido a efeitos de maré e transferência de momento angular translacional para o orbital das componentes, mas é universal para estrelas isoladas possuidoras de atividade magnética.

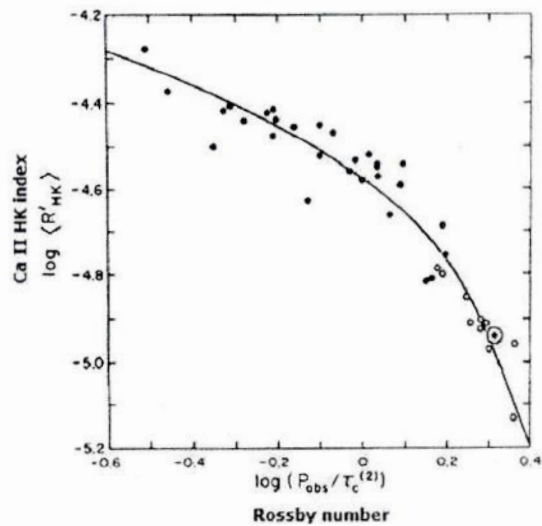


Figura 1.3.1 – Observa-se uma clara correlação entre o número de Rossby e o fluxo cromosférico das linhas H e K do Ca II. Estrelas mais jovens povoam a parte superior do gráfico. Estrelas mais velhas, a parte inferior.

Baseado nas conclusões dadas por Wilson e Kraft sobre a variabilidade cíclica e as perdas seculares do momento angular estelar, Skumanich (1972), ao observar as Plêiades, o Grupo Ursa Maior (UMa) e Híades, propôs pela primeira vez uma parametrização para a lei de decaimento da atividade cromosférica em relação à rotação estelar, obtendo o mesmo resultado teórico de Durney (1972):

$$v_{\text{rot}} \propto t^{-1/2}. \quad (1.3.1)$$

A velocidade rotacional é definida na equação anterior por v_{rot} e t é o tempo de vida estelar em anos.

Assim como a rotação estelar, os campos magnéticos estelares dependem de um parâmetro fundamental: a massa do envoltório convectivo, ou seja, o tipo espectral estelar. Essa dependência da massa do envoltório convectivo, ou da extensão da camada convectiva levou a uma idéia da dependência da atividade magnética com o número de Rossby (Noyes et al., 1984a) mostrado na figura 1.3.1. O número de Rossby possui importância fundamental no estudo da atividade magnética em estrelas frias, sintetizando de maneira admirável os parâmetros essenciais na teoria do dínamo estelar e relacionando-o com o histórico de perda de momento angular. É importante ressaltar que, devido à dependência com a existência de um envoltório convectivo, os fenômenos de aquecimento magnético da cromosfera ocorrem apenas em estrelas frias.

A relação entre o fluxo cromosférico estelar e a idade é de grande utilidade em diferentes contextos, tais como a estrutura e a evolução química da Galáxia e a astrobiologia. A relação idade-atividade, bem estudada para as linhas H e K do Ca II, mostra uma queda exponencial nos primeiros dois bilhões de anos, nivelando-se em torno da idade do Sol (Pace & Pasquini, 2004). Um resultado semelhante foi obtido para a linha H α por Lyra & Porto de Mello (2005).

A distribuição total de fluxos cromosféricos no projeto Mount Wilson (Henry et al., 1996) revelou uma distribuição bimodal no nível de atividade magnética, o chamado *Vaughan–Preston Gap*. Existem três possibilidades para a razão dessa descontinuidade: fruto de formação estelar inhomogênea (Barry, 1988), ou o resultado da ineficiência do mecanismo dínamo quando baixas velocidades rotacionais são atingidas ou, ainda, apenas um efeito estatístico dado apenas por uma flutuação da atividade cromosférica nas estrelas da vizinhança solar, e baixa amostragem.

1.4 O Aquecimento acústico

A inversão do gradiente de temperatura, materializado pela temperatura mais alta na cromosfera do que na fotosfera, é causada por inúmeros mecanismos. São sabidos quais estão presentes, mas não se tem certeza sobre a preponderância de um mecanismo sobre os demais. Inicialmente, pensava-se que somente ondas acústicas, que são geradas na zona convectiva, fossem responsáveis pelo aquecimento atmosférico. No entanto, com estudos mais detalhados sobre indicadores cromosféricos, ficou evidente a inconsistência dessa idéia devido a grande discrepância entre as perdas radiativas observadas e as previstas para as linhas H e K do Ca II e do dubleto do Mg II (Linsky et al., 1979).

Sempre que o escoamento não-laminar (turbulento) está presente, são geradas ondas acústicas. Curiosamente, teoriza-se que a amplitude da onda não é importante para o aquecimento acústico; o determinante é o seu período. Décadas atrás, pensava-se que essas ondas com períodos de oscilações entre três e cinco minutos poderiam alcançar a coroa, aquecendo-a. Mas tal suposição não foi confirmada, a quantidade energética das ondas acústicas seria algumas ordens de grandeza inferior à necessária para aquecê-la (Athay & White 1978, 1979). Ondas acústicas com período de corte

abaixo de duzentos segundos poderiam aquecer a cromosfera (Ulmschneider, 1971), formando um fluxo independente do campo magnético estelar, chamado de fluxo basal cromosférico. Sabe-se que o fluxo basal correlaciona-se com a temperatura efetiva estelar, ou seja, a velocidade dos movimentos convectivos.

Devido ao decréscimo da densidade do gás, à medida que a altitude aumenta, o alcance das ondas acústicas é restrito em grande parte à baixa cromosfera, sendo estas ondas invariavelmente dissipadas em ondas de choque. Essa dissipação libera energia, com períodos característicos entre cada frente de onda, de cinquenta e trezentos segundos, para a baixa e alta cromosfera respectivamente.

No entanto, recentemente, através de observações, surgiram evidências de ondas acústicas propagando-se em *loops* coronais. A dependência das ondas acústicas com a temperatura e movimentos convectivos leva à conclusão que estrelas do tipo espectral F possuem suas componentes acústicas maximizadas ao compararmos com estrelas de tipos espectrais mais tardios. Esse mecanismo tem um papel importante no aquecimento da cromosfera de estrelas tardias, e ainda maior em estrelas evoluídas e de baixa rotação, tais como as subgigantes, onde seus efeitos ficam mais evidenciados.

1.5 Reconexões Magnéticas

Para casos onde a condutividade é alta ($\sigma \rightarrow \infty$, onde σ representa a condutividade), temos o caso do congelamento do fluxo magnético. Esse tratamento é dado pela magnetohidrodinâmica ideal (IMH), onde efeitos resistivos são desprezados, o que caracteriza a preservação da configuração topológica das linhas de campo.

Na década de 1950, introduziu-se a reconexão magnética como um processo que viabilizaria energia magnética sob a forma de eventos explosivos. Esse processo converteria eficientemente energia magnética em energia cinética, fornecendo uma

explicação plausível para razão do aparecimento de *flares* e ejeções de massa coronal (CME).

A IMH não permite a aniquilação do fluxo magnético. Portanto, deve existir, mesmo em uma escala pequena, uma região onde o congelamento do fluxo não se aplica. Nessa região em especial, há uma descontinuidade do campo magnético e as linhas de campo magnético de polaridade oposta, se estiverem suficientemente próximas são rompidas e, posteriormente, reconectam-se. Podemos entender esse processo qualitativamente através do Teorema de Poynting:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{S} = 0, \quad (1.5.1)$$

onde U é a densidade de energia eletromagnética, \vec{S} é o vetor de Poynting.

Variando a energia eletromagnética, é liberada uma densidade de energia eletromagnética que, por sua vez, flui através do vetor de Poynting, tendo parte da energia convertida em trabalho que acelera partículas presentes no plasma, tendo como resultado final o aquecimento da atmosfera estelar. A reconexão possui um papel fundamental no aquecimento da coroa e manifestam-se em diferentes escalas (*flares* e *nanoflares*).

1.6 O tripleto infravermelho do Ca II

As linhas do tripleto infravermelho do Ca II (Chmielewski 2000, Mallik et al., 1997, Linsky et al., 1979) são muito menos estudadas que as linhas mais clássicas, como H e K e H α . O objetivo de nosso projeto é caracterizar observacionalmente a emissão cromosférica nas linhas do tripleto, determinando sua utilidade como diagnóstico cromosférico em estrelas frias. Adicionalmente, exploramos a possibilidade de usar o tripleto como um calibrador de idade nessas estrelas.

Um aspecto potencialmente de grande importância no estudo do tripleto do Ca II é o fato de que o satélite GAIA (Lindgren & Perryman 1996), sucessor do Hipparcos, deverá ser lançado em 2011. Esse satélite construirá uma base de dados astrométrica, fotométrica e espectroscópica (na região do tripleto do Ca II) para $\sim 10^9$ estrelas e medirá, simultaneamente, posições, paralaxes, movimentos próprios, metalicidades e velocidades radiais. Uma base de dados de medidas do tripleto infravermelho do Ca II estará disponível para $\sim 10^8$ estrelas. A disponibilidade de uma calibração de idade que utiliza o fluxo cromosférico do tripleto, como a que propomos construir, poderá potencialmente fornecer idades cromosféricas para alguns milhões de estrelas de tipo solar em nossa Galáxia.

Capítulo 2

Observações e Reduções

2.1 Observações e a amostra

Nossa amostra consiste de 71 estrelas observadas durante um período de 3 anos utilizando o espectrógrafo FEROS (Fiber-fed Extended Range Optical Spectrograph) acoplado ao telescópio 1,52 m ESO (European Southern Observatory) no Chile. Sendo uma subamostra das estrelas da base de dados de Lyra & Porto de Mello (2005), todas possuem fluxos cromosféricos em H α e uma boa temperatura efetiva (Teff) determinada através do ajuste de perfis teóricos aos perfis observados pela linha H α .

Os espectros apresentam uma alta relação sinal-ruído e um bom poder resolutor, abrangendo estrelas anãs e subgigantes de tipos espectrais F, G, K.

As estrelas foram observadas entre 1999 a 2002, pelos Drs. Martin Küster (Observatório de Tautenburg e ESO) e Lício da Silva (Observatório Nacional), que gentilmente, cederam-nos os espectros que constituem nossa base de dados.

Através da escolha das quinze regiões de referência de fluxo, obtivemos uma estimativa da razão sinal ruído referente a cada estrela. Calculamos a média dos valores de fluxo de cada região e o desvio padrão do fluxo médio. Obtivemos (Tabela 2.1.1), assim, da razão sinal-ruído (S/R) média das quinze regiões. Nessa análise, as estrelas HD 88084 e HD 207129 possuíam valores S/R inferiores a 100 e a estimativa de sinal-ruído do Sol, bem como os procedimentos adotados posteriormente neste projeto, são representados pelo espectro referente à luz solar espalhada em Ganimedes. Então, para evitarmos determinações muito incertas dos valores de fluxo cromosférico, ignoramos

as duas. O restante da amostra possui relação S/R de boa a muito boa qualidade e integra nossa amostra de trabalho.

A figura 2.1.1 ilustra o que dissemos acima:

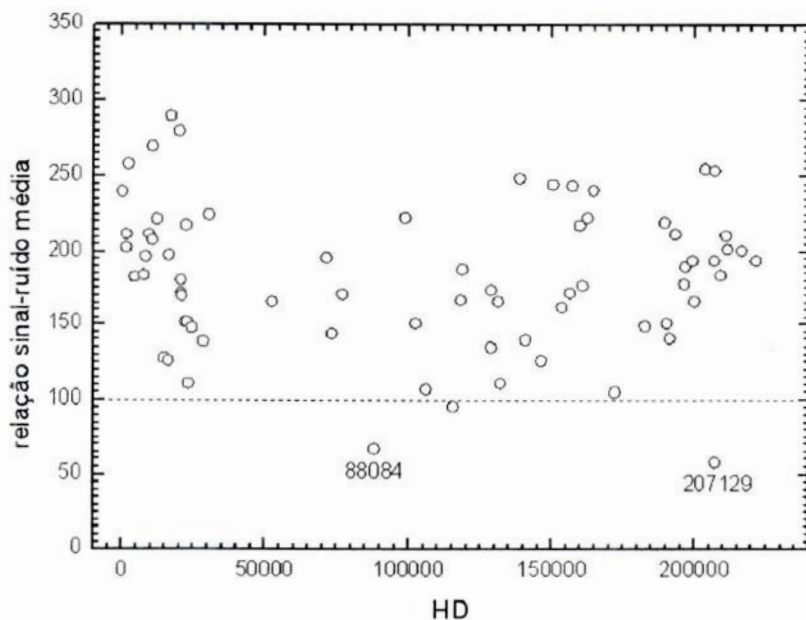


Figura 2.1.1 – Os valores médios de SR de cada estrela da amostra final variam entre 100 e 300. As estrelas HD 88084 e HD 207129 foram descartadas de nossa análise posterior, pois apresentam razão sinal-ruído muito baixa, comprometendo determinações precisas no cálculo do fluxo cromosférico.

Tabela 2.1.1 - Relação Sinal-Ruído Média

HD	S/R Média	HD	S/R Média	HD	S/R Média	HD	S/R Média
Ganimedes	240	20807	170	118598	188	189567	220
1461	203	22049	152	128620	174	190248	151
1581	212	22484	218	128621	135	191408	141
2151	258	22879	152	131117	166	193307	212
4391	183	23249	111	131977	111	196378	178
7570	184	24616	148	138573	249	196755	190
8291	197	28471	139	140690	140	199288	194
9562	212	30495	225	146233	126	199960	166
10647	208	52298	166	150248	245	203608	255
10700	270	71334	196	153364	162	206860	194
12264	222	73350	144	156274	172	207043	254
14802	128	76932	171	157089	244	207129	58
16160	126	88084	67	159656	218	209100	184
16417	198	98649	223	160691	177	210918	211
17051	290	102365	151	162396	223	211415	202
20010	280	105901	107	164595	241	216436	201
20630	181	115382	96	172051	105	221343	194
20766	172	117939	167	182572	149		

As reduções dos espectros brutos e calibrações em comprimento de onda para os espectros FEROS são obtidas automaticamente através do pacote MIDAS (Munich Image Data Analysis System).

2.2 Correção da Velocidade Radial

Todas as tarefas de correção da velocidade radial e normalização foram realizadas com o pacote IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*). Antes de realizarmos a correção da velocidade radial de nossa amostra, definimos uma região útil do espectro FEROS onde não houvesse excesso de contaminação por linhas atmosféricas. Utilizando a tarefa SCOPY, descartamos as regiões de linhas telúricas, aproveitando o intervalo entre 8340 e 8870 angstroms.

Possuindo espectros desprovidos de contaminação atmosférica excessiva, utilizamos espectro referente à luz solar refletida por Ganimedes, lua de Júpiter como espectro de referência do Sol, e corrigimos a escala de comprimento de onda (λ) para o repouso. Comparando diversas linhas de absorção metálicas do espectro de Ganimedes com as informações dos comprimentos de onda do catálogo *The Solar Spectrum 2935 Å a 8770 Å* (Moore et al., 1966), obtivemos, através da comparação entre λ do espectro e λ de laboratório, a velocidade radial média do espectro de Ganimedes, dada pela (2.2.1):

$$\frac{V_r^{media}}{c} = \frac{1}{N} \sum_1^N \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{lab}} \quad (2.2.1)$$

onde N é o número de linhas de absorção metálicas analisadas, λ_{lab} é o comprimento de onda de laboratório, $\Delta\lambda$ é a diferença entre o λ observado e λ de laboratório e c é a velocidade da luz no vácuo.

A partir de agora, nesta discussão, o σ representa o desvio padrão.

Comprimentos de onda que estivessem fora de um intervalo de 2σ em torno do comprimento de onda do desvio Doppler médio, foram descartados na determinação da correção da velocidade radial aparente.

O nosso passo seguinte foi calcular a velocidade radial aparente das demais estrelas. Para isso, utilizamos o comando SPEC PLOT para sobrepor os espectros, um de cada vez, com o espectro do Sol, determinando os deslocamentos em relação ao espectro de Ganimedes, em repouso.

A tarefa DOPCOR é utilizada para, a partir das velocidades radiais calculadas, corrigir o efeito Doppler de cada estrela da amostra, colocando todas as estrelas na escala de comprimento de onda em repouso.

2.3 Normalização do Contínuo

Antes de normalizarmos a base de dados, realizamos uma filtragem das janelas candidatas à calibração do contínuo. O critério de seleção é feito através da identificação de intervalos de comprimento de onda livres de linhas estelares fotosféricas e telúricas, fazendo uma comparação entre a região escolhida da estrela a ser normalizada e a mesma região para o espectro do Sol. A consulta foi feita através da comparação com o Atlas de Fluxo Solar (Kurucz et al., 1984).

Essa etapa da redução é especialmente delicada, principalmente na região do infravermelho, onde se localizam as linhas do tripleto, pois a visualização precisa do contínuo é dificultada pela alta densidade de linhas atmosféricas. Nos espectros FEROS, a linha $\lambda 8542$ do tripleto localiza-se na lacuna entre duas ordens echelle, e não pode ser utilizada.

Dependendo do comportamento do espectro a ser normalizado, devemos escolher qual polinômio representará fielmente um contínuo. Utilizamos a tarefa

CONTINUUM para realizar a normalização. É necessária, para uma boa calibração, a escolha de uma função matemática que se ajuste ao fluxo nas janelas candidatas de forma suave. Ou seja, dever-se-á escolher uma ordem do polinômio que tenha o menor grau possível e que seja compatível com o número de regiões escolhidas para calibrar o contínuo.

Regiões próximas às asas de linhas intensas como 8498 Å e 8662 Å devem ser descartadas, pois, em suas vizinhanças, a contaminação do contínuo estende-se por vários angstroms. Portanto, deve-se tomar cuidado com calibrações equivocadas, pois comprometeriam posteriormente as determinações de fluxos cromosféricos.

Vide exemplo abaixo:

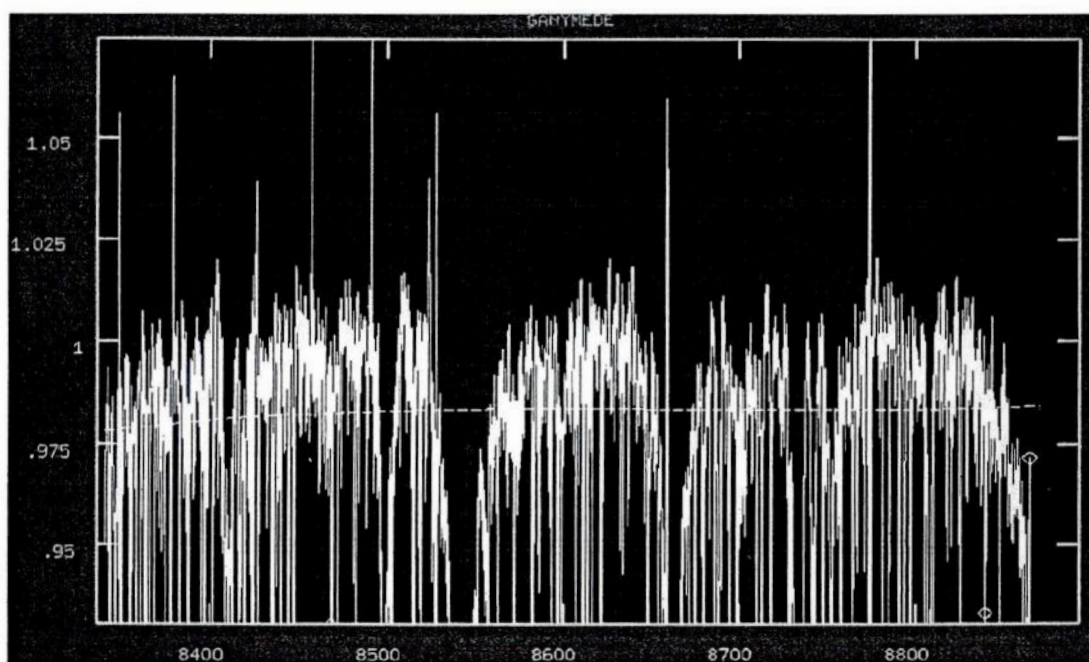


Figura 2.3.1 – Espectro não normalizado. A abscissa e ordenada representam respectivamente o fluxo arbitrário e o comprimento de onda. A linha tracejada é o ajuste inicial dado automaticamente pela tarefa CONTINUUM. Note que o ajuste inicial não é suficiente para representar o fluxo referente ao contínuo.

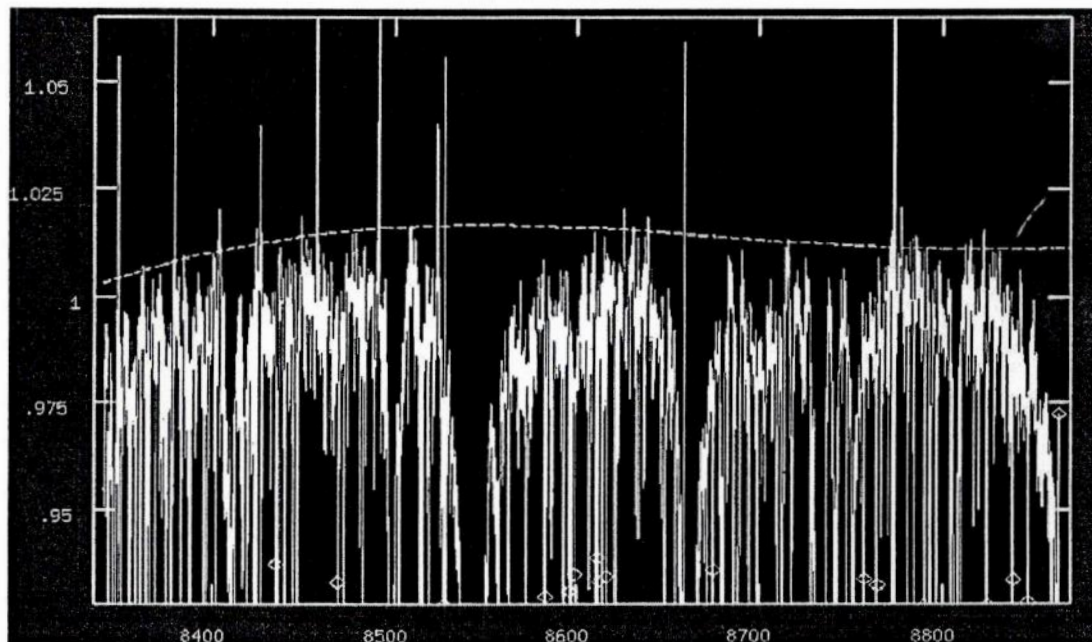


Figura 2.3.2 - Polinômio de normalização já ajustado às regiões do contínuo. Após o ajuste, efetua-se a divisão entre o fluxo arbitrário e a função dada pela linha tracejada representando o contínuo de todo o espectro.

No nosso caso, escolhemos polinômio de Legendre com ordem 4. Após a determinação do polinômio, a tarefa dividirá todo espectro pela função representadora do contínuo aparente da estrela, resultando então em um espectro com escala de fluxo normalizada, ou seja, o valor do fluxo no contínuo é unitário.

Capítulo 3

Regiões de Referência e Cálculo dos Fluxos Absolutos

3.1 Escolha das regiões de referência do contínuo.

A importância da escolha de janelas no contínuo dá-se pela necessidade de referenciar o fluxo obtido nas linhas do tripleto. Determinar as regiões de referência foi um trabalho detalhado sobre janelas de largura superior a 1 Å, que não possuíssem contaminação por linhas fotosféricas, ou seja, onde houvesse uma baixa densidade de linhas referentes a transições eletrônicas.

Quanto maior o número e maior a extensão das regiões de referência, melhor será a caracterização do fluxo médio referente ao contínuo. Utilizamos o catálogo do espectro solar de Utrecht (Moore et al., 1966), identificando 15 regiões de referência, das quais em última análise, selecionamos duas regiões próximas às linhas 8498 Å e duas próximas a 8662 Å, sendo uma de cada lado da linha. Na figura 3.2.1 mostramos uma região de referência para três estrelas de diferentes preenchimentos no centro da linha 8498 Å.

3.2 Intervalos para medida do fluxo cromosférico do tripleto

Para determinarmos o intervalo espectral no centro das linhas do tripleto no qual é mensurável a componente de preenchimento cromosférico, analisamos estrelas reconhecidamente pouco e muito ativas (figura 3.2.1). Classificamos estrelas pouco ativas as estrelas de menor preenchimento no centro da linha do tripleto. Estudando os espectros de razão de fluxo próximos do centro das linhas do tripleto, e analisando a

diferença entre estrelas ativas e inativas (figura 3.2.2), pudemos concluir a partir de qual comprimento perto do centro da linha, a componente cromosférica está presente. Essa determinação possui incertezas, pois mesmo no centro das linhas, onde há uma clara diferença no perfil relacionado ao contínuo, ainda assim existe alguma componente fotosférica. É de nosso interesse delimitar um intervalo em que sejam contabilizados de maneira considerável os efeitos cromosféricos. De posse dessa janela, pudemos calcular, através de integração numérica, os fluxos observados referentes às linhas 8498 Å e 8662 Å. O intervalo obtido em nossa análise foi um $\Delta\lambda$ de 1,2 Å e 1,3 Å para as linhas 8498 Å e 8662 Å respectivamente. Esse resultado está em bom acordo com o de Foing et al., (1989), que realizou análise semelhante.

O fluxo, calculado como mencionado acima, possui componentes fotosféricas que poderão ser subtraídas em análise posterior. Com essa correção, teremos como resultado o fluxo absoluto puramente cromosférico. Explicaremos esse procedimento com mais detalhes adiante, no capítulo 4.

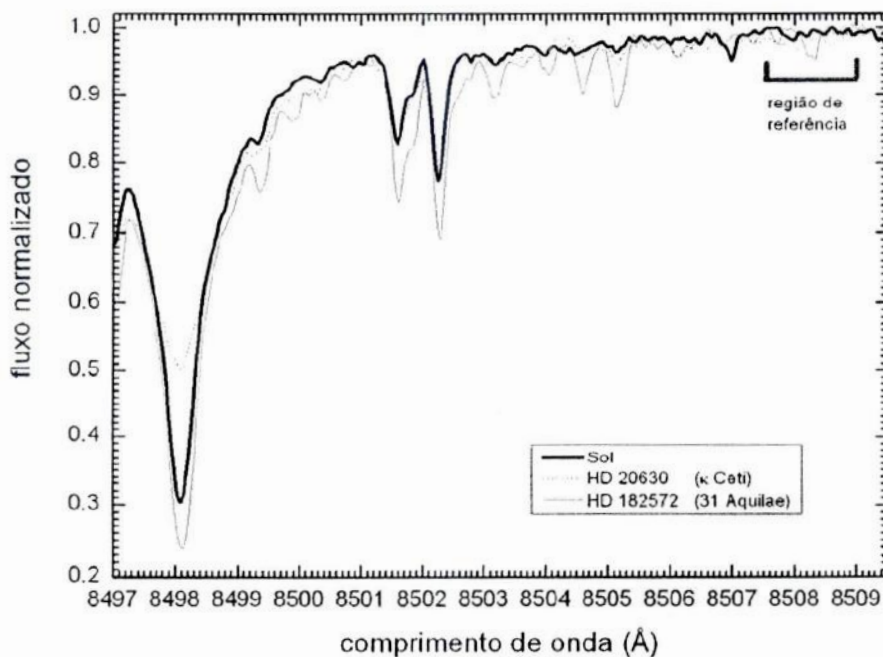


Figura 3.2.1 – A figura mostra uma região de referência escolhida para 3 estrelas com diferentes níveis de preenchimento no centro da linha 8498 Å. O critério de seleção das regiões de referência é determinado pela baixa densidade de linhas espectrais, caracterizando com maior precisão o cálculo do fluxo no contínuo.

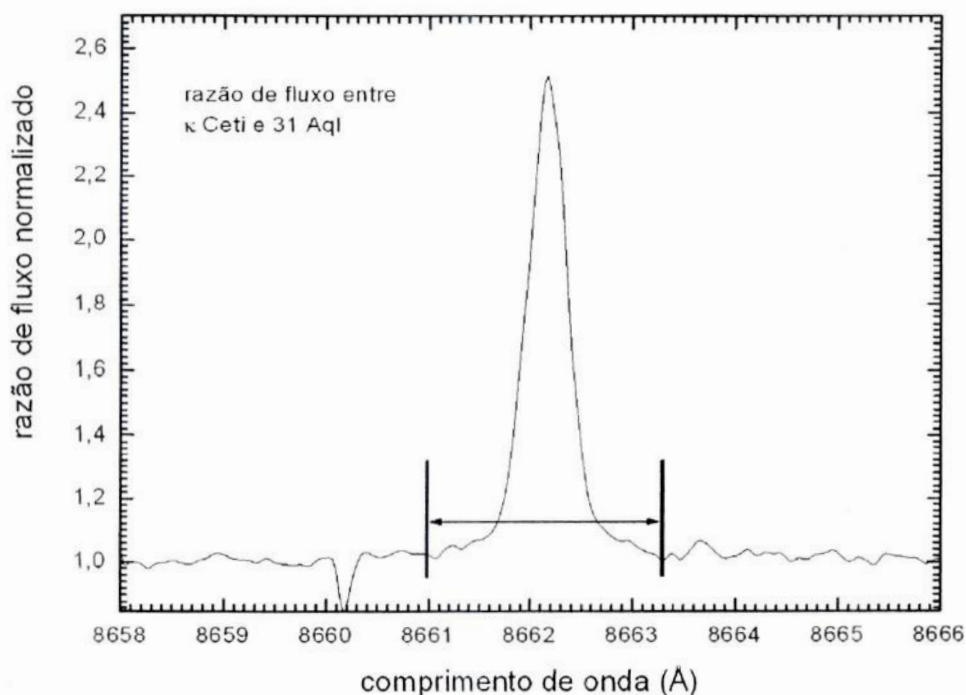


Figura 3.2.2 – Razão dos espectros entre κ Ceti (Ativa) e 31 Aquilae (Inativa). As linhas em preto delimitam o intervalo escolhido para realizarmos a integração numérica da região onde o fluxo cromosférico é expressivo. Quando a inclinação desse espectro de razão se torna pronunciada, temos a predominância de efeitos cromosféricos.

A tarefa utilizada para integração numérica foi a BPLOT. Fornecemos à tarefa um arquivo de comandos contendo as janelas de referência ao contínuo e das duas linhas do tripleto.

3.3 Modelos NMARCS e calibração de fluxos absolutos em unidades absolutas

Os modelos atmosféricos teóricos NMARCS foram utilizados para estabelecer a escala absoluta de fluxos, em função dos parâmetros atmosféricos estelares. Eles são esfericamente simétricos, assumindo o equilíbrio hidrostático e equilíbrio termodinâmico local (Gustafsson et al., 2008).

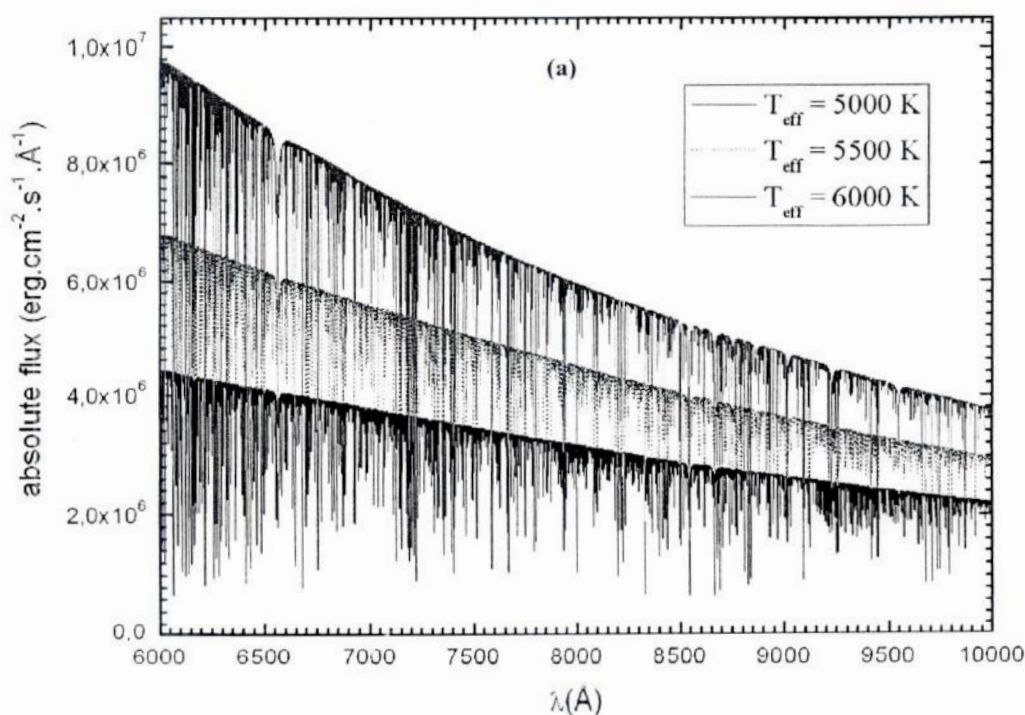
Outras aproximações feitas nos modelos são a aproximação plano-paralela e equilíbrio termodinâmico local. Os átomos e moléculas, nesse caso, obedecem a leis de

equilíbrio térmico tendo suas populações descritas pelas equações de Saha e Boltzman para vários níveis de excitação. Na figura 3.3.1 são mostrados exemplos de espectros teóricos para diferentes temperaturas efetivas com níveis progressivos de detalhe.

A faixa de parâmetros atmosféricos dos modelos cobre todas as nossas necessidades do projeto, haja visto que cobre desde anãs a subgigantes numa faixa de parâmetros:

- T_{eff} : 4500 a 6500 K com passo 250 K
- $\text{Log } g$: 3.5 a 5.0 dex, com passo de 0.25 dex
- $[\text{Fe}/\text{H}]$: -1.0 a 0.5, com passo de 0.25 dex

É natural que não se tenha os espectros teóricos em todas as faixas de parâmetros necessários, visto que a temperatura efetiva, por exemplo, tem passo de 250 K. Logo, realizamos uma regressão multilinear obtendo uma função que, para cada valor de temperatura, metalicidade e gravidade, fornece um valor do fluxo médio absoluto teórico, em $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, na região espectral desejada (Tabela 3.3.1). Esse procedimento introduz erros que não são desprezíveis. Discutiremos as imprecisões desse e de outros métodos mais adiante.



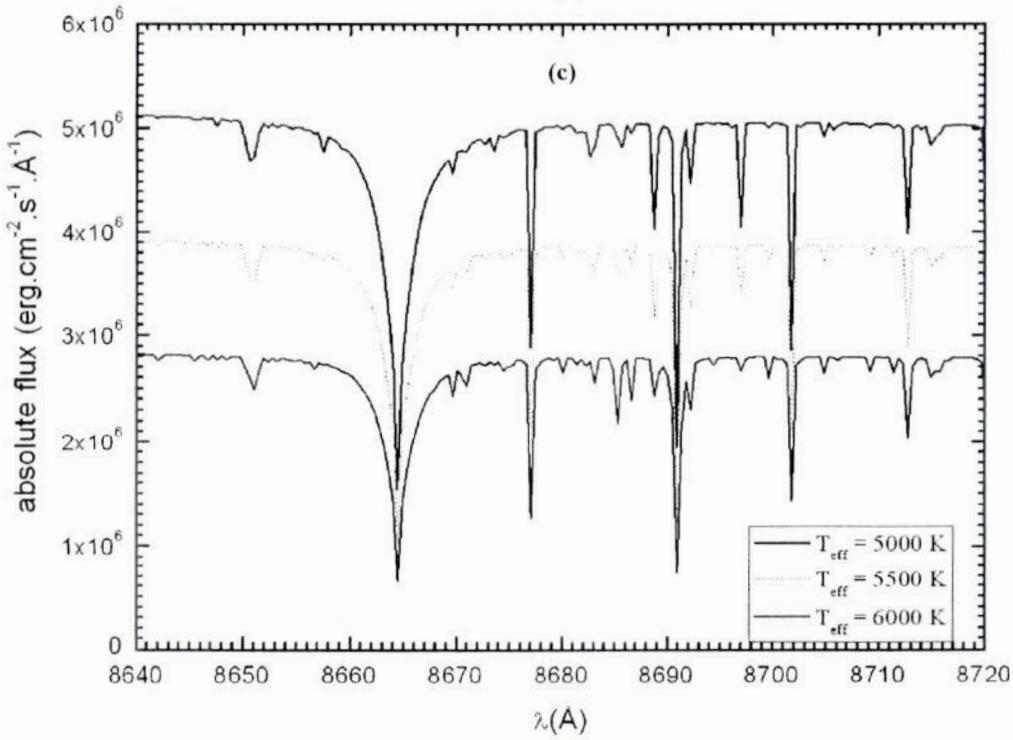
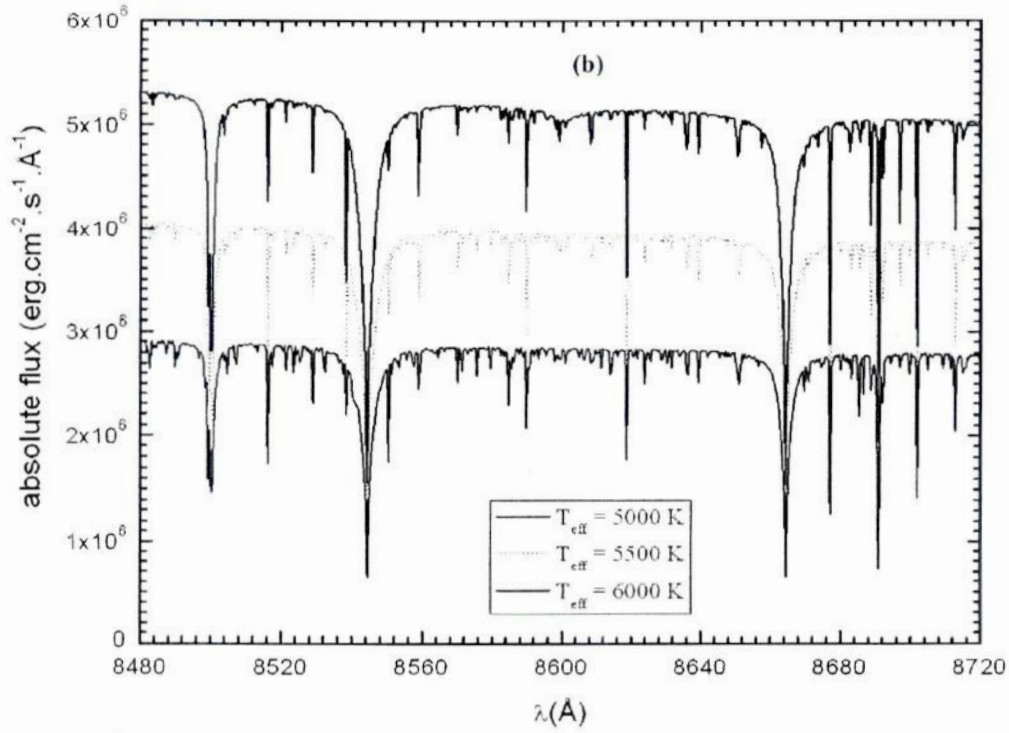


Figura 3.3.1 – Espectros NMARCS com níveis progressivos de detalhe para 3 temperaturas efetivas. (a) Espectro truncado a partir de 6000 K até 10000 K. (b) Espectro abrangendo as linhas 8498 Å e 8662 Å. (c) Ampliação na 8662 Å.

Tabela 3.3.1 – Coeficientes da regressão multilinear

$\lambda 8475$ Parâmetros	Valor	Erro	Valor- t	$\lambda 8620$ Parâmetros	Valor	Erro	Valor- t
a0	87.5E5	0.6E5	-148	a0	-84.0E5	0.6E5	-133
Teff	2330	9	261	Teff	2265	10	239
Log g	0.2E4	0.8E4	3	Log g	-0.2E4	0.9E4	-0.2
[Fe/H]	2.9E5	0.1E5	26	[Fe/H]	2.9E5	0.1E5	23
σ	1.0E5			σ	1.0E5		

$\lambda 8508$ Parâmetros	Valor	Erro	Valor- t	$\lambda 8714$ Parâmetros	Valor	Erro	Valor- t
a0	-85.7E5	0.5E5	-158	a0	-81.8E5	0.6E5	-128
Teff	2278.6	8.2	278	Teff	2216	10	231
Log g	3.2E4	0.7E4	4	Log g	-1.0E4	0.8E4	-1
[Fe/H]	2.7E5	0.1E5	26	[Fe/H]	2.8E5	0.1E5	23
σ	0.9E5			σ	1.1E5		

Os parâmetros considerados são:

- a0 é o termo independente da regressão multilinear
- σ é o erro da regressão multilinear
- Valor é o coeficiente dado ao parâmetro em questão
- Valor-t é a razão entre o Valor e o erro; quanto menor o Valor-t, menor é sua relevância para caracterização do fluxo.

Vemos claramente que a temperatura efetiva em todas as regiões consideradas possui maior influência. Nossos cálculos da calibração de fluxo, para região $\lambda 8475$, foram feitos descartando os efeitos da gravidade superficial devido ao alto valor da probabilidade de rejeição. A metalicidade aparece como segundo parâmetro mais importante.

Nas demais regiões, todos os parâmetros foram considerados obtendo, então, uma expressão do tipo:

$$F = a_0 + a_1(\text{Teff}) + a_2(\text{logg}) + a_3[\text{Fe}/\text{H}] \quad (3.3.1)$$

Cada parâmetro tem o seu coeficiente respectivo multiplicado, fornecendo o fluxo teórico absoluto na banda (região escolhida), em $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

As diferentes regiões de referência escolhidas não necessariamente precisam ter a mesma dependência dos parâmetros estelares calculados na regressão multilinear. Em nossa análise, concluímos que os fluxos do modelo relacionado às diferentes regiões de referência comportam-se de maneira semelhante, dado que sua correlação é praticamente linear, tanto para 8498 Å, quanto para 8662 Å (figura 3.3.2), conforme mostraremos mais adiante.

Os fluxos teóricos médios na banda (resultado da regressão multilinear) multiplicamos seu valor pela largura da banda em questão. Assim, pudemos partir para o cálculo da razão dos fluxos observados (referente à linha do tripleto e a região de referência do espectro).

Inserindo a lista de estrelas e o arquivo cursor (arquivo no IRAF que contém uma lista de comandos que a tarefa BPLOT irá executar) para o BPLOT, ele fornece em poucos instantes, o resultado da integração numérica em um arquivo chamado `spot.log`. Calculamos a razão entre os fluxos observados na linha (8662 Å ou 8498 Å) e em cada uma de sua respectiva região de referência. Tendo em mãos o fluxo referenciado (observado) e o teórico médio, efetuamos a multiplicação dos dois, obtendo o fluxo observado em unidades absolutas. A equação a seguir ilustra o que foi dito acima

$$F = \overbrace{\langle F \rangle_\lambda \Delta\lambda}^{\text{Fluxo teórico}} \cdot \frac{\overbrace{f_{\text{linha}}}}{\underbrace{f_{\text{ref}}}} = F_{\text{absoluto}}^{\text{F+C}} \quad (3.3.2)$$

O fluxo médio $\langle F \rangle$ (3.3.2) da banda é dado em ergs por cm^2 por segundo por angstrom, ao multiplicarmos pela largura da banda (em angstrom) e pela razão do fluxo na linha observado (adimensional), temos, como resultado, o fluxo absoluto na linha em ergs por cm^2 por segundo.

Apesar dos procedimentos feitos na seção 3.2, a componente cromosférica é sempre acompanhada da parte fotosférica, que é altamente dependente da temperatura da estrela. O fluxo absoluto dado pela metodologia descrita acima tem como resultante uma soma dessas componentes.

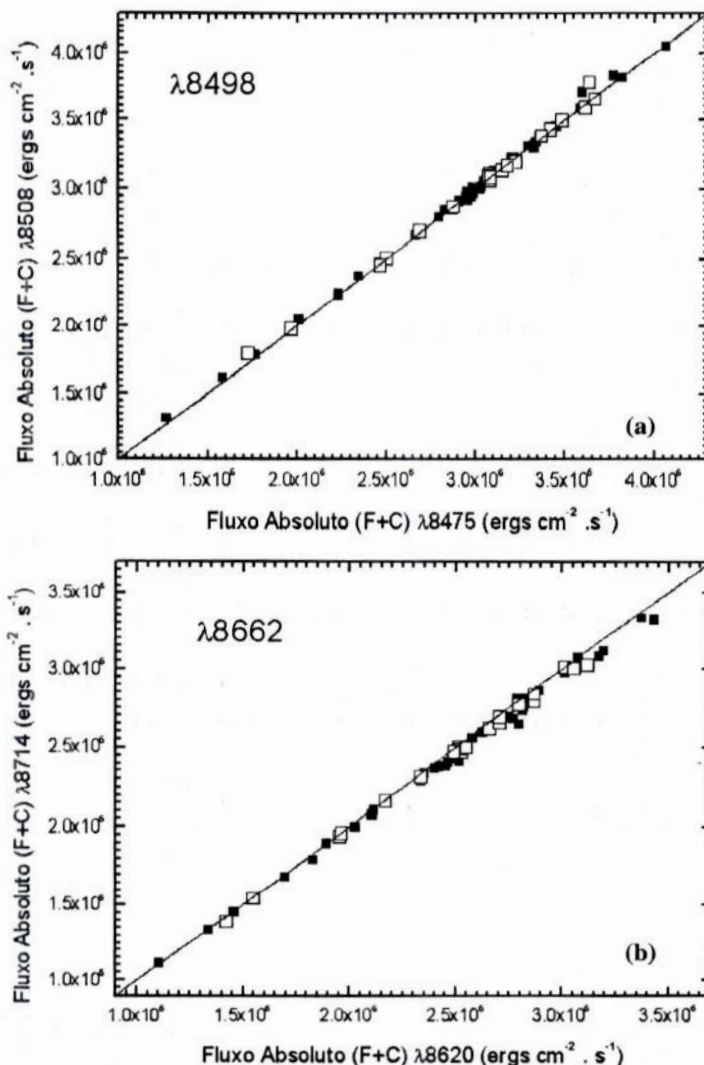


Figura 3.3.2 – Relação entre as regiões de referência para $\lambda 8498$ (a) e $\lambda 8662$ (b). Há uma forte correlação entre os fluxos das regiões de referência para cada linha do tripleto. Nas imagens acima os quadrados preenchidos representam estrelas anãs e os quadrados não preenchidos, estrelas subgigantes. Os erros encontrados para $\lambda 8498$ e $\lambda 8662$ referentes à regressão linear é respectivamente $\sigma_{8498} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $\sigma_{8662} = 2,8 \cdot 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Devido à forte correlação entre os fluxos absolutos dos centros de cada linha do tripleto, conforme obtido para cada região de referência, calculamos suas médias, reduzindo, então, os erros relacionados a imprecisões do método e do modelo.

Aplicamos esse procedimento a todas as estrelas da amostra, cada uma com seus devidos parâmetros, podendo assim, obter os fluxos absolutos através de uma calibração como veremos adiante. Os parâmetros atmosféricos foram todos obtidos de Lyra & Porto de Mello (2005).

A relação dada pela regressão assegura-nos que o parâmetro dominante é a temperatura efetiva. Esse comportamento pode ser observado se compararmos duas estrelas de diferentes temperaturas (figura 3.3.3).

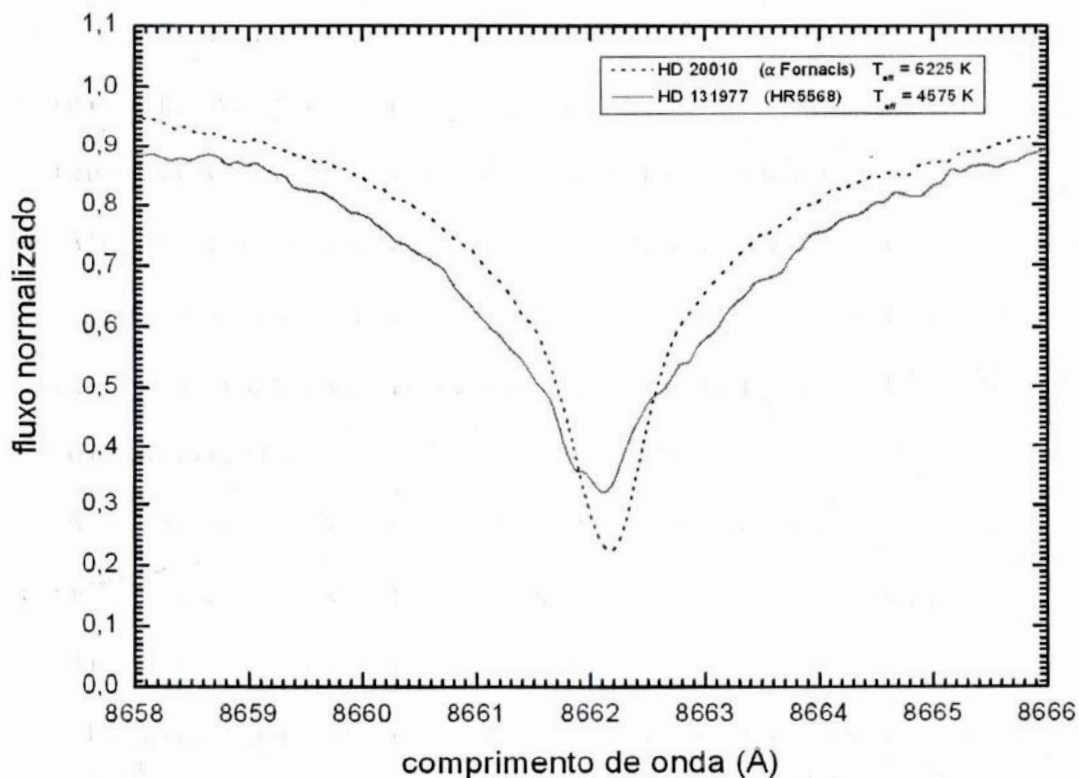


Figura 3.3.3 – A figura compara duas estrelas, uma fria e outra quente. A dependência das asas da $\lambda 8662$ com a temperatura efetiva é claramente perceptível. A temperatura efetiva tem papel fundamental nas asas de linhas fortes.

3.4 Erros da regressão multilinear

Estamos desprezando erros intrínsecos do cálculo dos fluxos nos modelos atmosféricos teóricos, o que não deve ter consequência importante na escala dos fluxos, como por exemplo, na comparação entre os fluxos de duas estrelas. A partir da análise da regressão multilinear (página 37, Tabela 3.3.1), temos os desvios-padrão nas calibrações de fluxo para cada linha e sua região de referência (Tabela 3.4.1).

Tabela 3.4.1 – Regiões de Referência e erros da regressão multilinear

Região de referência	Erro (σ) da regressão multilinear
$\lambda 8498 / \lambda 8475$	$1,0 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\lambda 8498 / \lambda 8508$	$0,9 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\lambda 8662 / \lambda 8620$	$1,1 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
$\lambda 8662 / \lambda 8714$	$1,1 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Simplificamos nosso procedimento adotando como erro proveniente (Veja tabelas 3.3.1 e 3.4.1) da regressão multilinear um único valor que é:

$$\sigma (\text{regressão}) \approx 1,0 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (3.4.1)$$

Para as linhas $\lambda 8498$ e $\lambda 8662$, admitimos que o coeficiente do termo que contém o logaritmo da gravidade superficial é desprezível frente àqueles dos que contém a temperatura efetiva e metalicidade. Calculamos o erro do fluxo teórico absoluto total em relação a esses parâmetros atmosféricos. Tivemos como resultado que as incertezas dos fluxos em relação aos parâmetros atmosféricos são aproximadamente iguais, como mostramos a seguir.

Adotando $\sigma([\text{Fe}/\text{H}]) \approx 0,1 \text{ dex}$ e $\sigma(\text{Teff}) \approx 50 \text{ K}$ (Lyra & Porto de Mello, 2005), obtivemos para a calibração de fluxo absoluto de $\lambda 8498$, os seguintes erros em função dos erros dos parâmetros atmosféricos:

$$\sigma_{\text{Teff}}(\text{Fluxo}) \approx 1,2 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.4.2)$$

$$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{Fluxo}) \approx 3,0 \times 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.4.3)$$

Para $\lambda 8662$, o mesmo procedimento foi feito, resultando em:

$$\sigma_{\text{Teff}}(\text{Fluxo}) \approx 1,1 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.4.4)$$

$$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}(\text{Fluxo}) \approx 3,0 \times 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.4.5)$$

Comparamos agora os erros de fluxos medidos nas respectivas janelas de referência para as duas linhas do tripleto.

Em princípio não sabemos de modo absoluto os erros referentes a cada região de referência. Admitindo que o erro total na medida dos fluxos absolutos nas regiões de referência é o σ da figura 3.3.2 (a) e (b) e que esse erro é igual para ambas janelas, temos, já que as medidas são independentes:

$$\sigma^2 (\text{total}) = \sigma_{\lambda}^2 (\text{janela1}) + \sigma_{\lambda}^2 (\text{janela2}), \quad (3.4.6)$$

e admitindo que os erros relativos às regiões de referência são aproximadamente iguais:

$$\sigma_{\lambda} (\text{janela}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\lambda} (\text{total}). \quad (3.4.7)$$

Sabendo o $\sigma_{\lambda}(\text{total})$ dado pela figura (3.3.2a, página 39), substituímos o valor na (3.4.7), obtendo para $\lambda 8498$:

$$\sigma_{\lambda 8498} (\text{janela}) \approx 1,8 \times 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (3.4.8)$$

Para $\lambda 8662$, realizando a mesma operação agora com os erros fornecidos pela figura (3.3.2b), temos:

$$\sigma_{\lambda 8662} (\text{janela}) \approx 2,1 \times 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (3.4.9)$$

Simplificando, adotamos: $\sigma_{\lambda 8662} (\text{janela}) = \sigma_{\lambda 8498} (\text{janela}) = 2,0 \times 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Os erros em $\lambda 8498$ e $\lambda 8662$ dados pelas expressões (3.4.8) e (3.4.9) são, portanto, admitidos como iguais. Adotamos a independência estatística entre os erros da regressão multilinear, erros referentes à temperatura efetiva, metalicidade, e os erros das

medidas de fluxos nos espectros. Aproximamos, a partir das equações (3.4.2) e (3.4.4) o erro da temperatura efetiva e as (3.4.3) e (3.4.5) para o erro da metalicidade:

$$\sigma_{T_{\text{eff}}} \approx 1,2 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ e} \quad (3.4.12)$$

$$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} \approx 3,0 \times 10^4 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (3.4.13)$$

Elevando ao quadrado os erros e somando-os, obtemos o erro final para o fluxo do tripleto:

$$\sigma^2(\text{final}) = \sigma^2(\text{janela}) + \sigma^2(T_{\text{eff}}) + \sigma^2([\text{Fe}/\text{H}]) + \sigma^2(\text{regressão}) \quad (3.4.14)$$

$$\sigma_{\text{Tripleto}}(\text{final}) = 1,6 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.4.15)$$

Para comparação:

$$\sigma_{H\alpha} = 0,5 \times 10^5 \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ (Lyra \& Porto de Mello 2005)} \quad (3.4.16)$$

3.5 Preenchimento Cromosférico

A figura 3.2.2 (página 34) nos mostra que existe um intervalo de comprimento de onda onde há uma inversão do perfil da linha, no caso, a 8662\AA . Para estrelas com diferentes graus de atividade magnética, observa-se uma diferença no preenchimento no centro das linhas 8498 e 8662, bem como nas linhas H e K, $H\alpha$, e em outros indicadores de atividade cromosférica. O decréscimo da densidade do gás à medida que nos afastamos da superfície estelar em direção ao meio interplanetário, aliada a uma inversão do gradiente de temperatura (capítulo 1), torna a função fonte referente ao centro da linha mais intensa, proveniente de camadas mais externas à superfície. Para estrelas do tipo solar com aquecimento magnético maior – i.e., maior atividade magnética - seu preenchimento devido a esse aquecimento estará presente em maior destaque quando comparamos com estrelas mais quietas.

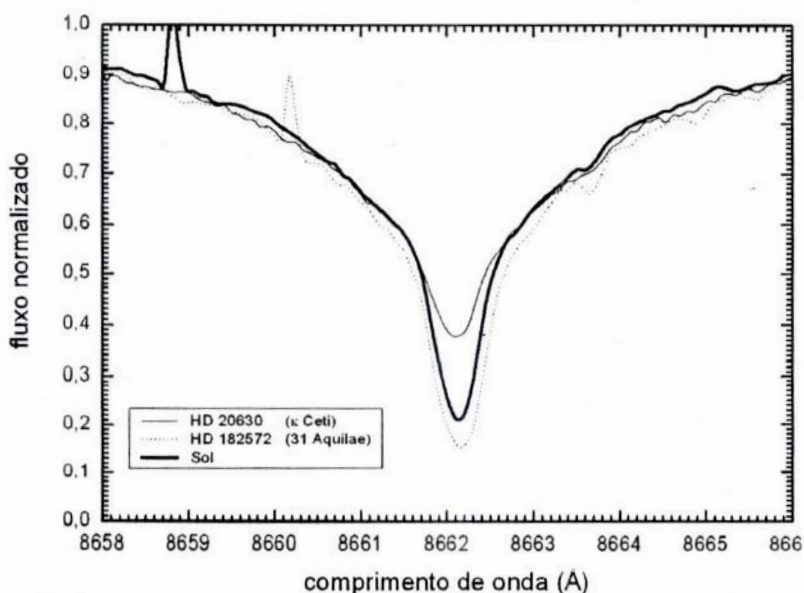


Figura 3.5.1 – Para temperaturas efetivas semelhantes, observamos que o preenchimento no centro da linha $\lambda 8662$ varia de estrela para estrela. A estrela com maior preenchimento no centro da linha é a mais jovem das três mostradas na figura. O grau de preenchimento deve-se a presença de regiões magnetizadas acima da fotosfera. Perdas seculares na atividade magnética da estrela possibilitam um estudo sobre a relação entre o fluxo cromosférico e a idade estelar.

Vemos, na figura 3.5.1 que a estrela ativa, HD 20630, tem preenchimento muito superior ao do Sol, que é uma estrela inativa, e este tem um preenchimento ainda maior que o de HD 182572, que é uma estrela muito inativa.

3.6 Como extrair a componente fotosférica

A escolha feita na determinação da largura da banda (figura 3.2.2) não garante que em sua extensão, não esteja nela contida contribuição do fluxo fotosférico. Portanto, o cálculo do fluxo absoluto total engloba tanto componentes dependentes da temperatura efetiva, quanto componentes relacionadas à presença de regiões magnetizadas na atmosfera estelar. O nosso objetivo é isolar com a maior precisão possível os fluxos cromosféricos, tarefa que, em princípio, parece ser complicada; mas

fazendo algumas simplificações que não comprometam nossa análise, poderemos obter com sucesso fluxos independentes da temperatura efetiva. Para tal, necessitamos estudar a relação do fluxo total com a temperatura (figura 3.6.1).

Ao observarmos a figura 3.6.1, notamos que o gráfico é limitado inferiormente em fluxo por estrelas subgigantes. Como essas estrelas estão em estágio evolutivo mais avançado que as demais, é razoável supor que, através de perdas seculares de momento angular aliadas ao aumento do seu raio, elas atingiram um estágio de baixa atividade cromosférica, sendo, conseqüentemente, as mais quietas da nossa amostra.

Haja visto o comportamento sistemático das estrelas subgigantes, arbitramos um envoltório de atividade magnética mínima (não necessariamente nula). Se ajustarmos um polinômio que satisfaça a condição de que o fluxo mínimo é dado pela contribuição dessas estrelas, então obteríamos, uma componente puramente fotosférica que ao ser subtraída do fluxo total de uma estrela de mesma temperatura, teria como resultado o fluxo puramente cromosférico.

Esses fluxos acústicos dependem fortemente da velocidade dos movimentos convectivos, i.e, correlacionam-se com a temperatura efetiva (Schrijver, 1987). Mesmo que a estrela reduza para valores mínimos sua rotação, ainda assim haverá, presumivelmente, um aquecimento devido a ondas acústicas (Lyra & Porto de Mello 2005). Sua predominância se dá em regiões de baixa altitude; no caso, na baixa cromosfera. Nas figura 3.6.1, tal como em Lyra & Porto de Mello (2005), separamos as anãs das subgigantes em $\log g = 4,2$, já que, em boa aproximação, esse valor de gravidade fixa o ponto de desligamento (exaustão do hidrogênio central) formalmente definindo o início do estágio de subgigante.

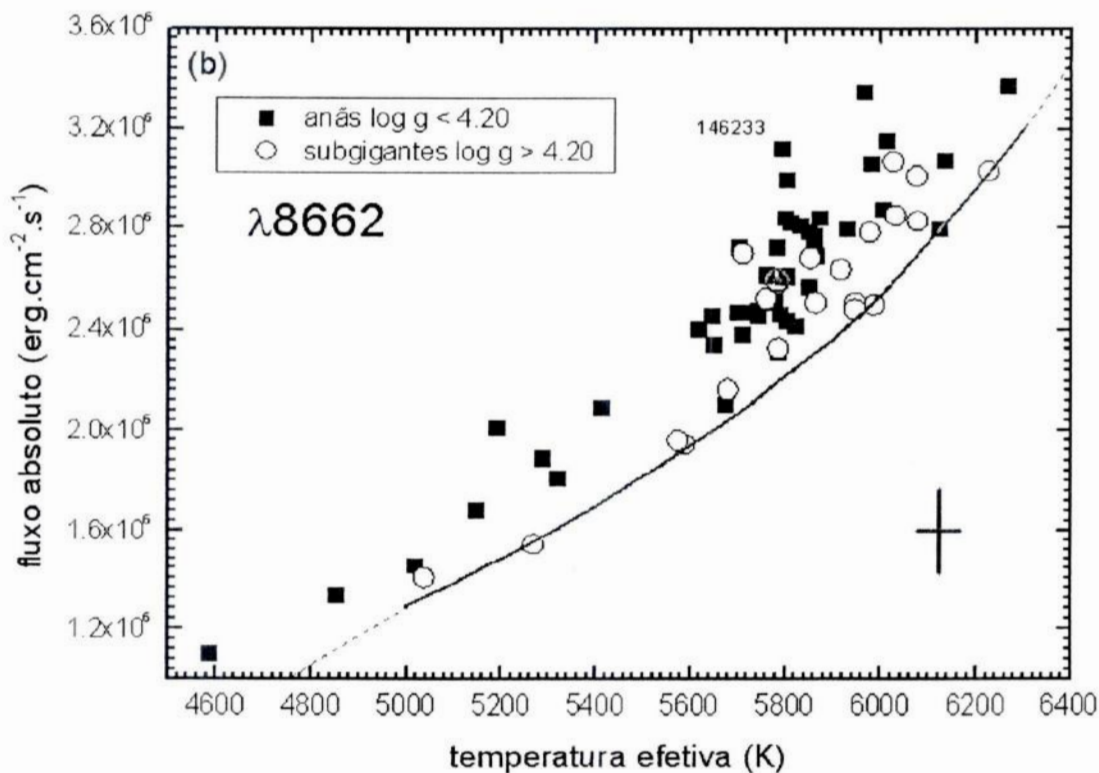
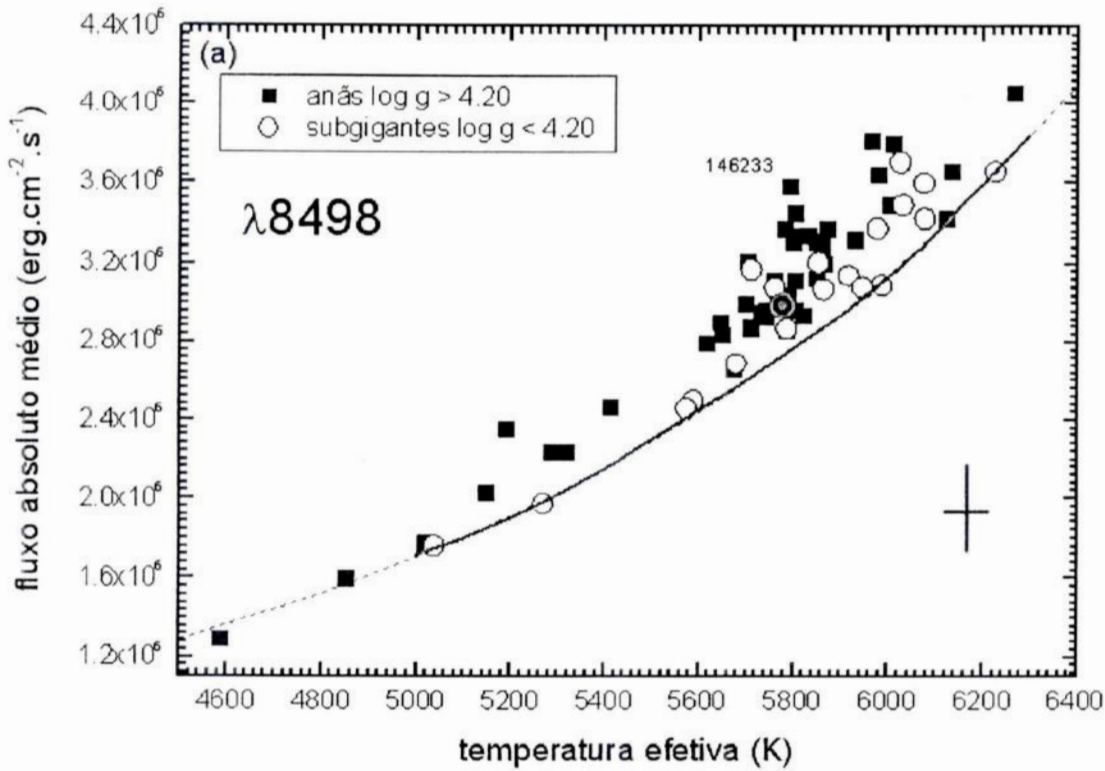


Figura 3.6.1 – Fluxo absoluto médio da linha $\lambda 8498$ (a) e $\lambda 8662$ (b) contra a temperatura efetiva. Um envoltório que delimita uma região de fluxo cromosférico mínimo é representado pela linha cheia na figura. A partir dela, calculamos a componente cromosférica através da subtração da componente fotosférica pelo fluxo total.

Voltando à descrição do nosso método, em resumo, a subtração da componente fotosférica se dá da seguinte maneira:

- 1- Tendo em mãos a calibração para o fluxo absoluto médio contendo componentes cromosféricas e fotosféricas, graficamos o mesmo contra a temperatura efetiva.
- 2- Estrelas subgigantes delimitam um envoltório de atividade mínima cromosférica. Ajustamos uma curva aos pontos referentes à essas estrelas.
- 3- Obtivemos um polinômio de terceira ordem, que para cada temperatura efetiva, forneceria a componente fotosférica estimada. A subtração dessa componente no fluxo total de uma estrela de mesma T_{eff} resultou o fluxo puramente cromosférico.

Duas estrelas com temperaturas abaixo de 5000 K possuem fluxo cromosférico negativo para $\lambda 8498$. A falta de estrelas subgigantes observadas nessa faixa de temperatura forçou-nos a extrapolar o ajuste, introduzindo incertezas ainda maiores no método para essa faixa de temperatura.

O fato relevante é que o método possui incertezas devido a nossa impossibilidade de contabilizar a contribuição devido às ondas acústicas. Esse problema pode ser contornado se povoarmos de maneira satisfatória o envoltório de atividade magnética mínima, homogeneizando assim, os erros, tratando-os, então, com maior facilidade. Este é um dos nossos objetivos futuros.

Os fluxos cromosféricos absolutos, derivados da subtração da parte fotosférica do fluxo total, são independentes, em princípio, da temperatura efetiva estelar (figura 3.6.2).

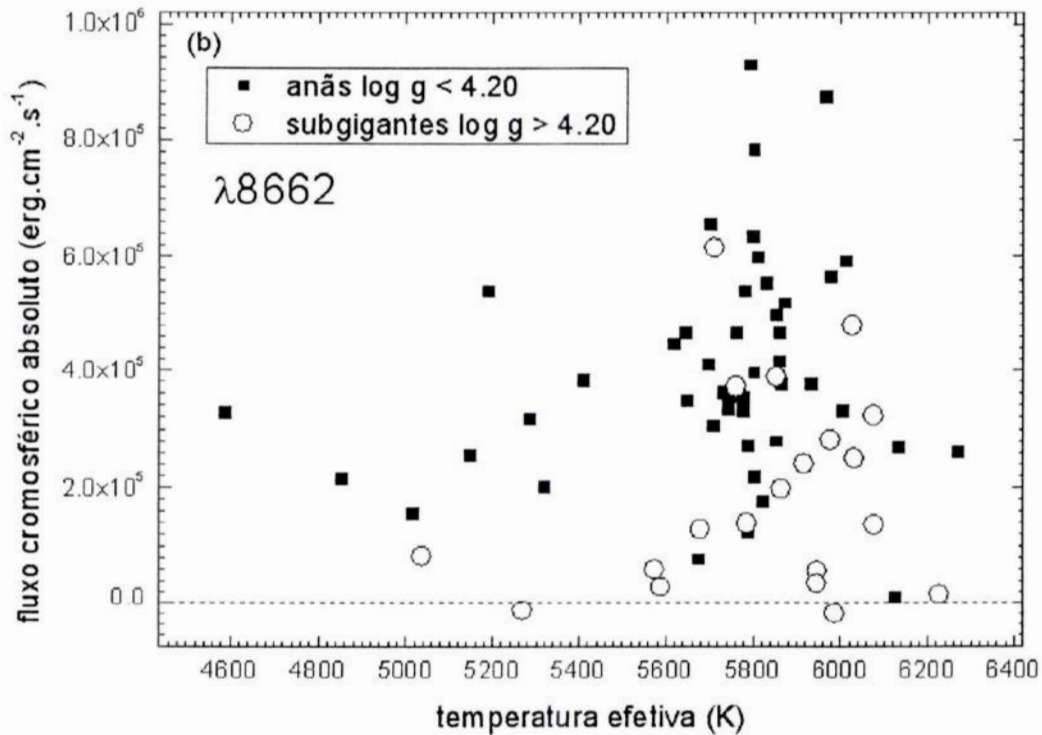
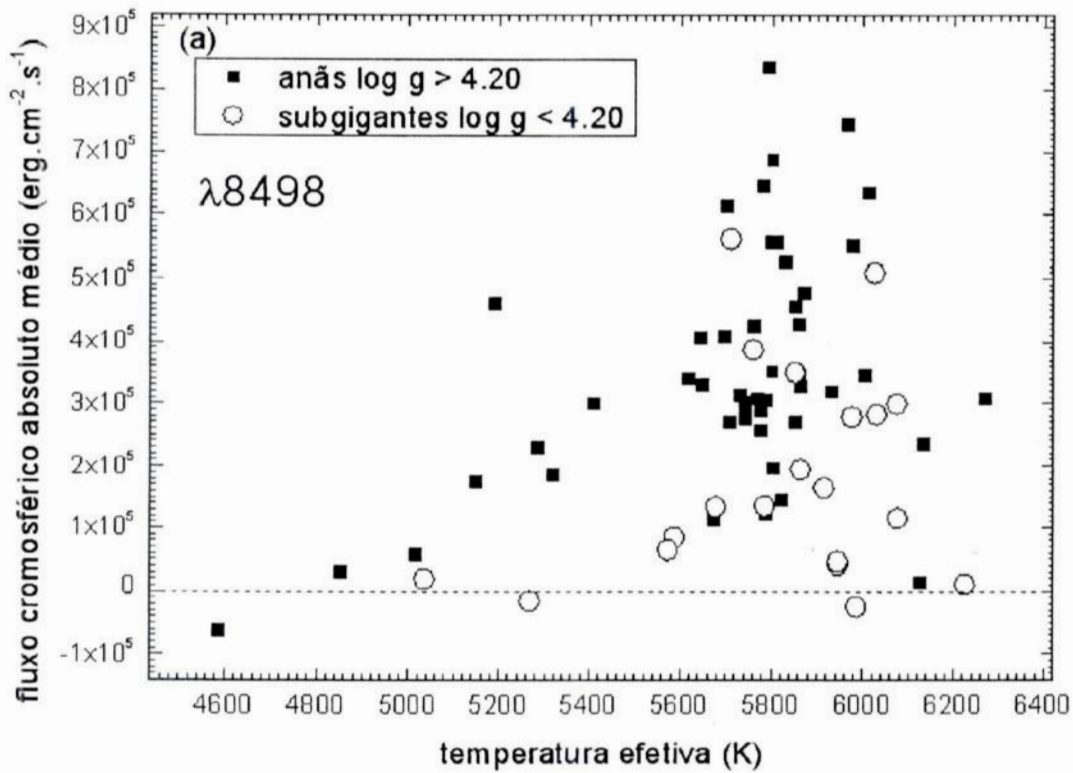


Figura 3.6.2 – Fluxo cromosférico absoluto médio para a $\lambda 8498$ (a) e $\lambda 8662$ (b) contra a temperatura efetiva. As estrelas abaixo de 5000 K possuem incertezas devido à extrapolação no ajuste do polinômio de fluxo cromosférico mínimo. A linha tracejada delimita o fluxo cromosférico nulo. As subgigantes devido ao seu estágio evolutivo avançado possuem sistematicamente menor componente cromosférica. Note que para baixas temperaturas, nossa amostra não cobre um número significativo de estrelas comprometendo uma determinação mais precisa da relação entre o fluxo cromosférico e a temperatura efetiva.

Como era esperado, esse comportamento dado pela figura 3.6.2 confirma que no centro das linha $\lambda 8662$ (figura 3.6.2b) e $\lambda 8498$ (figura 3.6.2a) há uma componente de fluxo independente de movimentos térmicos na fotosfera (veja figuras 3.2.2 e 3.5.1). Essa componente do tripleto é proveniente da cromosfera, onde há um aquecimento magnético. Não calculamos o coeficiente de correlação na figura em questão porque para determinarmos a eventual dependência do fluxo cromosférico no centro das linhas do tripleto com a temperatura efetiva, devemos aguardar o aumento da amostra de estrelas frias.

Capítulo 4

O Tripleto como Indicador de Atividade Magnética

Nesse capítulo, trataremos da análise dos resultados. O tripleto do Ca II ainda não é tão bem estudado como outros indicadores de atividade cromosférica, tais como H α (Herbig 1985, Pasquini & Pallavicini 1991, Lyra & Porto de Mello 2005), e Ca II H e K (Rebolo et al., 1989, Noyes et al., 1984, Pace & Pasquini 2004, Mamajek & Hillenbrand 2008). Apresentaremos uma comparação entre os fluxos cromosféricos do tripleto e H α , discutindo sua sensibilidade, limitações e, por fim, relacionando-os à idades estelares.

4.1 Fluxo cromosférico absoluto do tripleto em comparação com H α

Existe uma correlação fraca entre os fluxos cromosféricos do tripleto e da linha H α (figura 4.1.1). Isso sugere que o tripleto é possuidor de uma sensibilidade à atividade magnética, em princípio, inferior. Alternativamente, outros parâmetros estelares não considerados em nossa análise poderiam estar introduzindo espalhamento. Os erros para o tripleto são relativamente maiores que em H α ao compararmos com a amplitude de fluxo da amostra.

Basicamente, os erros dos fluxos do tripleto advêm de incertezas propagadas em nossa regressão multilinear. Uma alternativa seria a utilização de uma análise multivariacional, reduzindo os erros da calibração absoluta. Como estamos medindo quantidades muito pequenas de fluxo, essas incertezas tornam-se importantes, comprometendo a correlação entre os indicadores.

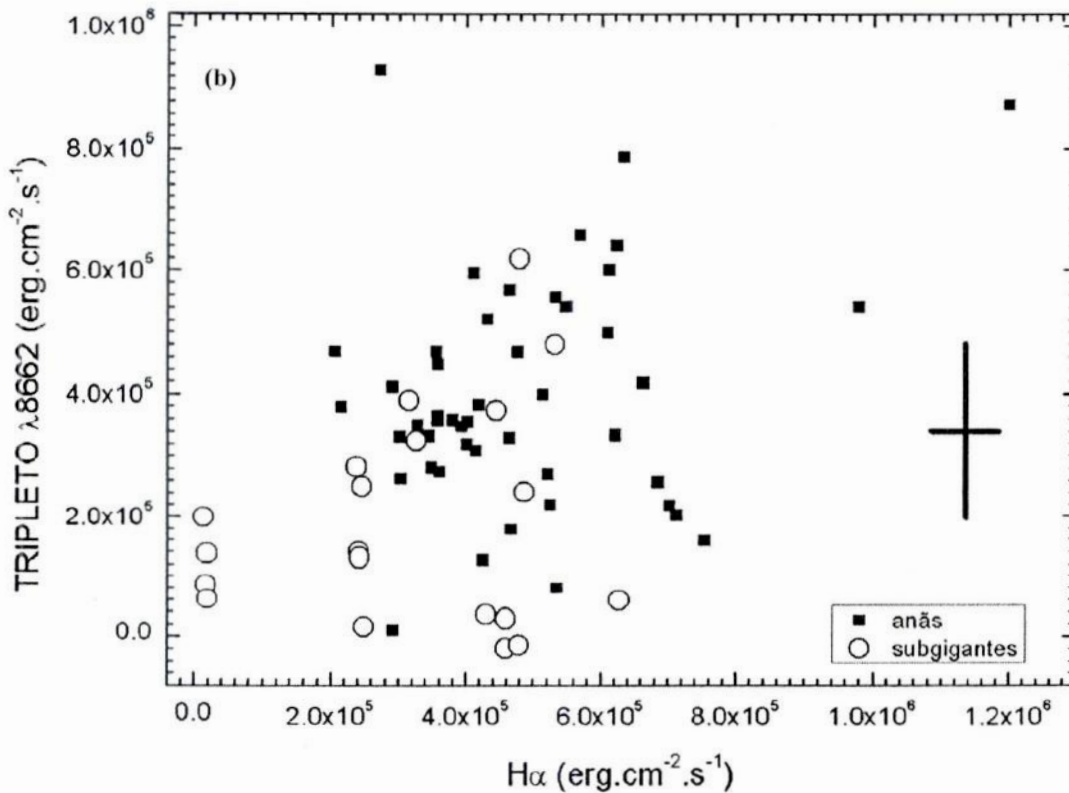
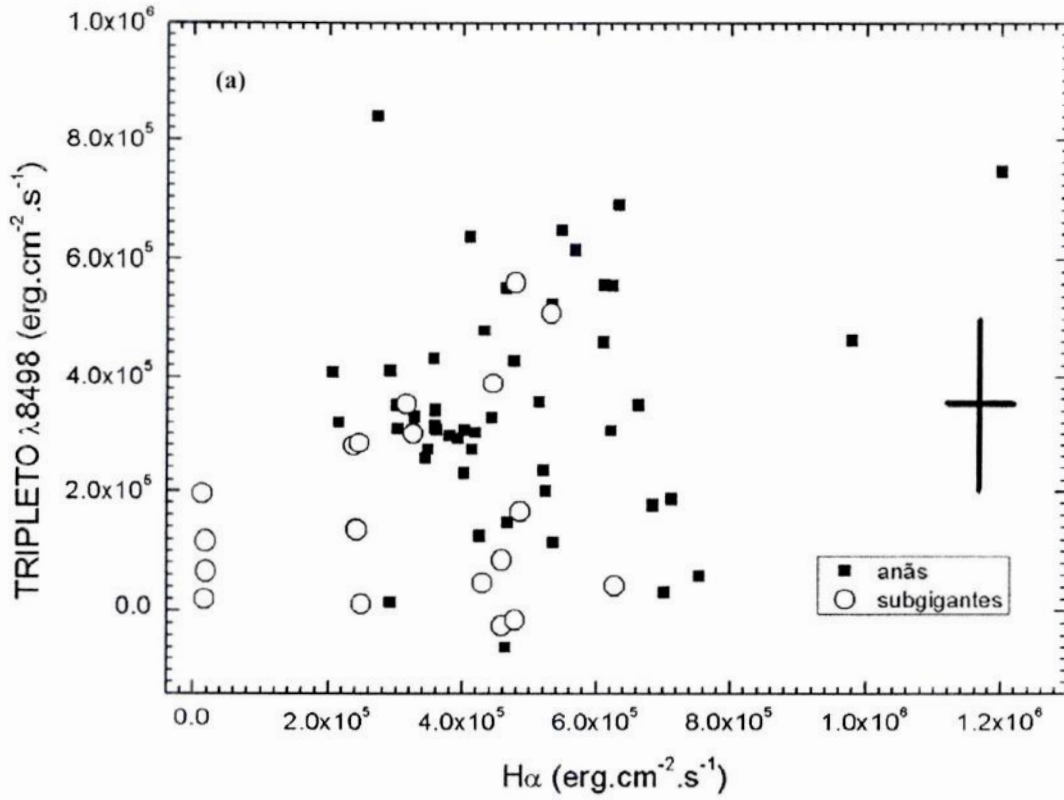


Figura 4.1.1 – Fluxo cromosférico absoluto da $\lambda 8498$ (a) e $\lambda 8662$ (b) em comparação com o de $H\alpha$. As linhas do tripleto mostram-se menos sensíveis que $H\alpha$. Observe que o fluxo puramente cromosférico é uma ordem de grandeza inferior ao fluxo total antes calculado. Os baixos valores medidos de fluxos cromosféricos aliados aos erros provenientes basicamente da análise multilinear comprometem uma correlação mais bem definida entre o tripleto e $H\alpha$.

4.2 Fluxo cromosférico absoluto do tripleto em comparação com a idade

O grau de dependência da atividade magnética com a rotação leva-nos ao resultado de que para estrelas mais antigas, a atividade magnética é menor. Consequentemente, seu aquecimento não radiativo (teorema de Poynting) também o é. Quanto menor o aquecimento da atmosfera, menor a probabilidade de transições eletrônicas mais energéticas.

Essa quantidade maior de energia observada em estrelas mais jovens deve-se à presença de regiões extremamente magnetizadas.

Essa diferença na atividade magnética em estrelas frias está relacionada à perda de momento angular devido a regiões magnéticas abertas (ventos de baixa velocidade em buracos coronais) e também em regiões de intensa atividade magnética, contribuindo em menor quantidade, porém com ventos de alta velocidade (Skumanich & Eddy 1981).

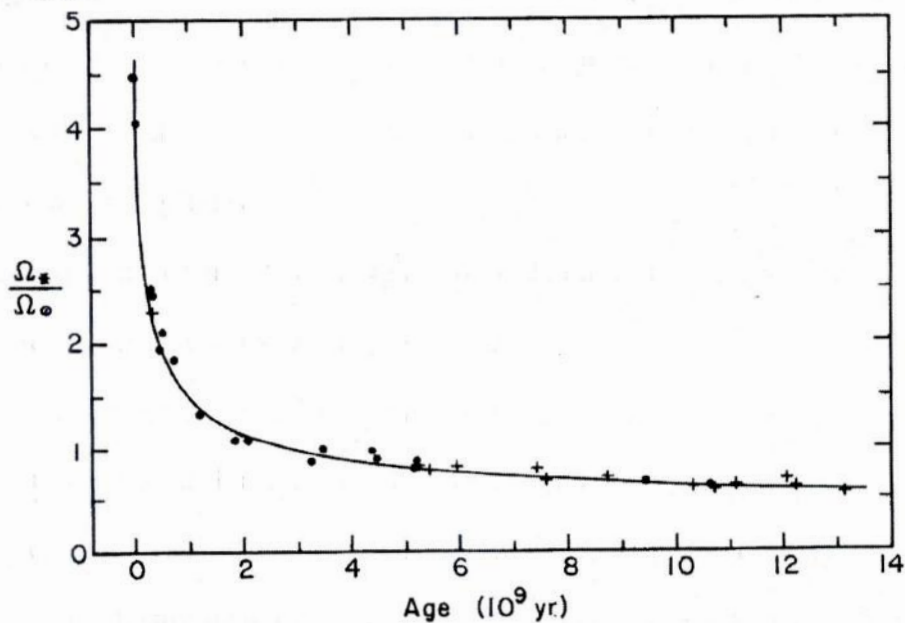


Figura 4.2.1 – Retirada do artigo Barry, 1988. Idades cromosféricas graficadas contra velocidade angular rotacional. No gráfico é mostrada a tendência de decaimento secular da rotação devido à taxa de perda de momento angular. Se a atividade magnética estelar é proporcional a rotação estelar (mecanismo dínamo), então o preenchimento cromosférico no centro das linhas sensíveis à presença de regiões magnetizadas é indicador da idade estelar.

Essa frenagem da velocidade rotacional da estrela agindo por milhões de anos, reproduz um cenário de decaimento da atividade magnética com o tempo. Esse comportamento pode ser observado na figura 4.2.1.

A idade é um dos parâmetros estelares mais difíceis e incertos de serem medidos. Somente no caso do Sol, através de datação radiométrica de pequenos corpos remanescentes da formação do Sistema Solar, temos uma determinação precisa de sua idade.

Os indicadores cromosféricos clássicos representam de maneira clara esse perfil de decaimento, porém essa relação ainda não foi bem estabelecida para o triplete.

Um método alternativo para obtenção de idades é a determinação de idades isocronais. Esse método possui limitações que dependem do modelo adotado, da metalicidade, temperatura e luminosidade. Tais limitações são notórias para estrelas jovens, uma vez que inúmeras isócronas cruzam uma faixa estreita de luminosidade e temperatura. Portanto, esse método fornece soluções satisfatórias somente para estrelas evoluídas.

Alternativamente, pode-se obter idades cromosféricas com boa precisão para estrelas jovens (Lyra & Porto de Mello 2005, Soderblom 1983, Pace & Pasquini 2004), já que sua sensibilidade reduz-se a medida que a estrela evolui.

Talvez, esses processos que determinam o grau e perfil de decaimento da atividade magnética precisem de mais parâmetros físicos capazes de descrever adequadamente as observações.

Testamos o triplete do Ca II como indicador de atividade cromosférica, ressaltando que em nossa amostra não constam estrelas de grupos cinemáticos e aglomerados (figura 4.2.2). As idades estelares são as mesmas usadas por Lyra & Porto de Mello (2005). Na figura 4.2.3, mostramos a relação da idade e o fluxo de H α , para as

estrelas de nossa amostra, sendo os fluxos H α aqueles publicados por Lyra & Porto de Mello (2005).

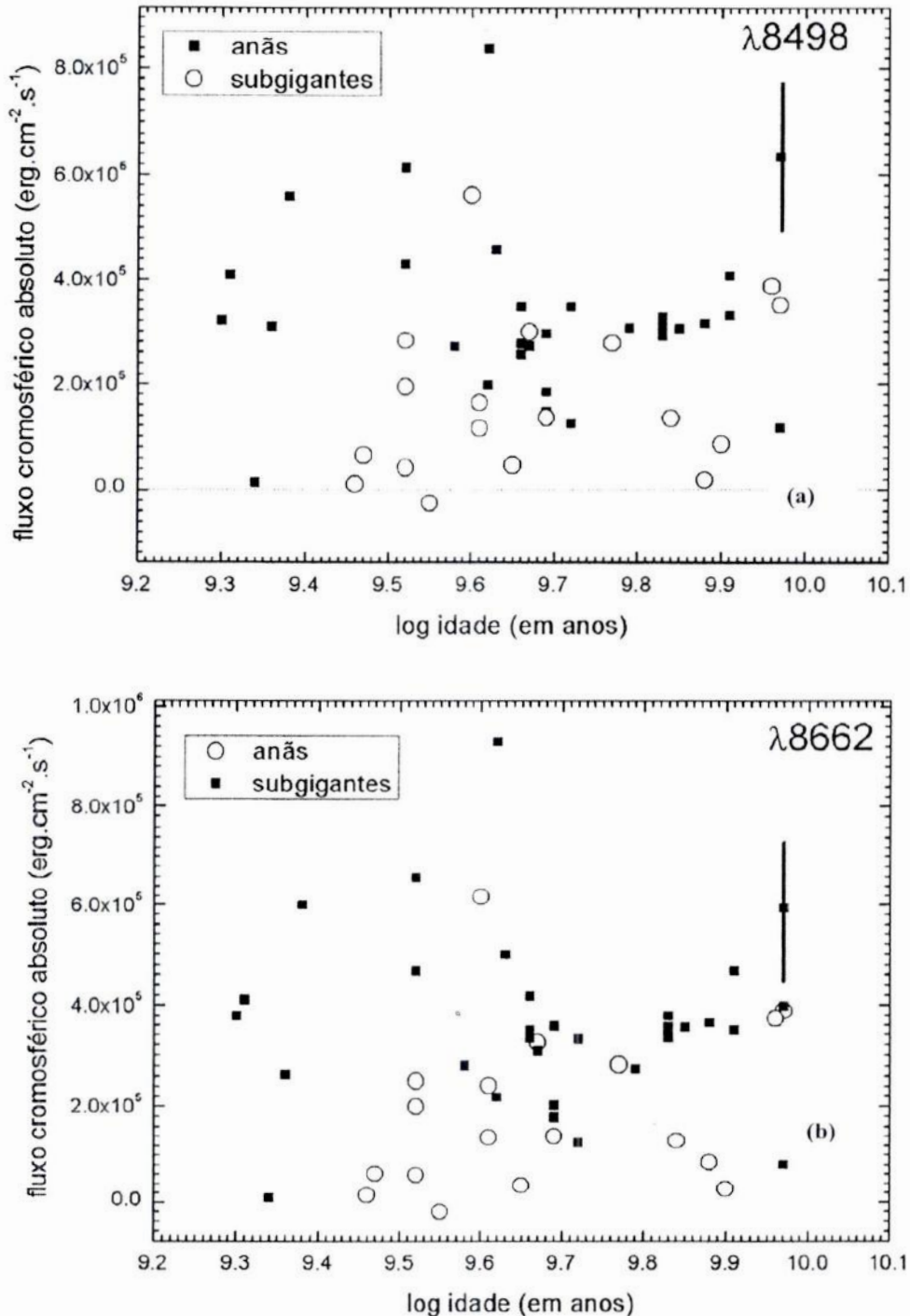


Figura 4.2.2 – Fluxos cromosféricos absolutos da $\lambda 8498$ (a) $\lambda 8662$ (b) comparados com a idade estelar. Para o intervalo de idades que compreende nossa amostra, a componente cromosférica não representa de maneira clara um perfil de decaimento. Esse comportamento confirma análises anteriores de Lyra & Porto de Mello (2005), Pace & Pasquini (2004), Soderblom (1983), entre outros. Para idades superiores a dois bilhões de anos, a relação idade-atividade cromosférica torna-se imprecisa, ou seja, para um dado fluxo cromosférico não é possível determinar de maneira satisfatória uma idade para a estrela de campo.

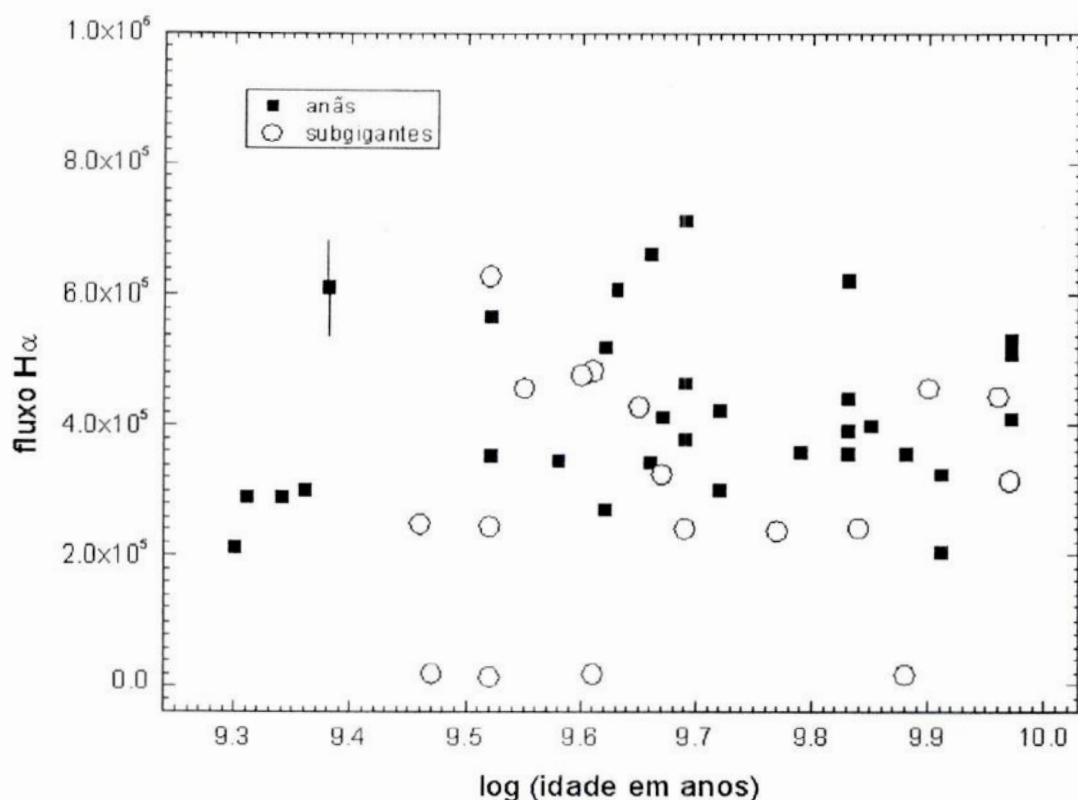


Figura 4.2.3 – Fluxos cromosféricos absolutos em $H\alpha$ de Lyra & Porto de Mello (2005) mostrando comportamento semelhante a figura 4.2.3. A falta de aglomerados e grupos cinemáticos com idades bem determinadas compromete a calibração de uma relação idade-atividade.

A relação entre fluxos nas linhas do tripleto e idade estelar mostra um espalhamento superior àquele observado em relação análoga para linha $H\alpha$. Sendo a idade um parâmetro independente das medidas de fluxo, esse resultado reforça a nossa interpretação de que os erros nos fluxos do tripleto são de fato superiores. Se consideramos nas figuras 4.2.2 e 4.2.3 apenas as estrelas anãs, já que, de acordo com Lyra & Porto de Mello (2005), as subgigantes não podem mostrar relação com a idade ou a evolução do fluxo magnético, vemos que também para $H\alpha$ a correlação com idade é muito fraca. Este resultado está de acordo com o trabalho de Lyra & Porto de Mello (2005), uma vez que para idades superiores a um bilhão de anos a sensibilidade da atividade a idade é muito diminuída. Não seria de se esperar, assim, uma boa correlação de qualquer dos fluxos investigados com a idade. A aplicabilidade dos fluxos do tripleto como indicadores de idade, assim, terá que aguardar mais estudos.

Conclusões e Perspectivas

Investigamos a aplicabilidade das linhas do tripleto infravermelho do Ca II como um diagnóstico cromosférico em estrelas frias, através de medidas de fluxo cromosférico absoluto a partir de espectros FEROS, de alta resolução e alta razão sinal-ruído, de uma amostra de 69 estrelas anãs e subgigantes. Obtivemos, através de modelos atmosféricos teóricos modernos, uma nova calibração de fluxo absoluto para as linhas do tripleto em função das temperaturas efetivas, gravidades superficiais e metalicidades das estrelas de nossa amostra.

Selecionamos quatro regiões de referência para o fluxo absoluto, duas para cada linha do tripleto, que representasse um contínuo. Realizamos uma regressão multilinear dos fluxos obtidos dos modelos teóricos, e assim obtivemos o fluxo absoluto nas linhas do tripleto proveniente da fotosfera mais cromosfera. Comparamos a correlação entre os fluxos absolutos medidos em cada linha referente à sua respectiva região de referência e chegamos à conclusão de que há ótima consistência entre os valores.

Relacionando o fluxo total fotosférico mais cromosférico com as temperaturas efetivas, encontramos uma região delimitada sistematicamente por subgigantes, de fluxo mais baixo do que as anãs para um mesmo valor de temperatura. Arbitramos que as componentes magnéticas cromosféricas das subgigantes eram mínimas, compatível com seu histórico de perda de momento angular e estado evolutivo mais avançado, e usamos esses fluxos para corrigir os fluxos totais. Determinamos um polinômio que representasse tal comportamento e a partir dele subtraímos as componentes fotosféricas da amostra, restando, em princípio, apenas componentes cromosféricas.

Comparamos os fluxos absolutos cromosféricos em cada linha do tripleto com o fluxo absoluto cromosférico em H α . Obtivemos uma correlação fraca, o que, em

princípio, poderia ser explicado pelos maiores erros na determinação do fluxo no tripleto. Mais análises, entretanto, são necessárias para reforçar essa conclusão preliminar.

A correlação dos fluxos do tripleto com as idades estelares não mostrou um comportamento claro, o que provavelmente está associado à ausência de estrelas com idades bem conhecidas, membros de grupos e aglomerados, em nossa amostra.

O tripleto parece mostrar uma sensibilidade à atividade cromosférica menor que $H\alpha$. Parte disso pode-se dever ao fato de as linhas serem formadas em regiões distintas da cromosfera, tendo conseqüentemente diferentes mecanismos físicos de formação.

Como perspectivas para um trabalho futuro, cremos que as incertezas associadas à regressão multilinear dos fluxos absolutos teóricos em função dos parâmetros atmosféricos estelares poderão ser melhoradas com uma análise multivariacional. Futuramente, mais de 100 estrelas já observadas no LNA/OPD serão incluídas na amostra. Isto permitirá uma caracterização muito mais precisa do nível mínimo de atividade cromosférica, assim, reduzindo os erros do método. Para obtenção de uma relação-idade atividade cromosférica, é necessária a presença de aglomerados e grupos cinemáticos. Estas estrelas estão também presentes na amostra observada no LNA.

Outra melhoria do procedimento aqui descrito é a inclusão de mais regiões de referência para a obtenção do fluxo absoluto nas linhas. Essas regiões já foram selecionadas e serão empregadas em um trabalho futuro.

Por fim, um outro progresso que pode ser feito em relação à nossa análise é a melhor determinação das temperaturas efetivas estelares, parâmetro com forte influência no cálculo dos fluxos absolutos. Planejamos acrescentar determinações fotométricas de temperatura às estrelas da amostra. Como consequência de melhores temperaturas, haverá melhor precisão também nas determinações de idades.

Concluimos que as linhas do tripleto possuem potencial como diagnósticos cromosféricos em estrelas frias, porém, que mais estudos são necessários para que este potencial possa ser usado. Futuramente, através da missão GAIA, poderemos utilizar a relação idade-atividade cromosférica o fluxo cromosférico do tripleto do Ca II para determinar idades de milhões de estrelas de tipo solar na nossa Galáxia.

Anexo – Tabela de HD, Fluxos e Parâmetros atmosféricos

Neste anexo estão contidas todas as estrelas da nossa amostra, com os parâmetros atmosféricos retirados de Lyra & Porto de Mello (2005). Na tabela, a primeira coluna se refere ao número de identificação HD de cada estrela. A segunda e terceira colunas referem-se respectivamente ao fluxo nas linhas do tripleto $\lambda 8498$ e $\lambda 8662$. Todos os fluxos em unidades de erg por centímetro quadrado por segundo. As três últimas colunas são os parâmetros atmosféricos: temperatura efetiva, logaritmo da gravidade superficial e metalicidade, respectivamente.

HD	$\lambda 8498$	$\lambda 8662$	Teff	Logg	[Fe/H]
Ganimedes	2,53E+06	2,49E+06	5777	4,44	0
1461	2,46E+06	2,41E+06	5803	4,47	0,18
1581	2,81E+06	2,78E+06	5929	4,48	-0,07
2151	2,51E+06	2,50E+06	5863	3,38	-0,04
4391	2,81E+06	2,81E+06	5829	4,45	-0,08
7570	2,78E+06	2,81E+06	6122	4,35	0,12
8291	2,74E+06	2,70E+06	5860	4,3	0,03
9562	2,53E+06	2,47E+06	5986	3,95	0,16
10647	3,01E+06	3,01E+06	6074	3,96	0,16
10700	2,10E+06	2,08E+06	5409	4,3	-0,5
12264	2,84E+06	2,81E+06	5810	4,54	0,06
14802	2,65E+06	2,62E+06	5915	3,87	0,03
16160	1,45E+06	1,46E+06	5015	4,5	-0,08
16417	2,33E+06	2,32E+06	5785	4,07	0,13
17051	3,07E+06	3,08E+06	6131	4,42	0,11
20010	3,05E+06	3,01E+06	6225	4	-0,27
20630	3,01E+06	2,98E+06	5800	4,57	0,04
20766	2,76E+06	2,68E+06	5701	4,5	-0,21
20807	2,81E+06	2,73E+06	5860	4,48	-0,23
22049	2,02E+06	2,01E+06	5187	4,75	-0,09
22484	2,86E+06	2,79E+06	6076	4,11	-0,03
22879	3,11E+06	3,03E+06	5976	4,34	-0,75
23249	1,55E+06	1,54E+06	5268	3,95	0,05
24616	1,42E+06	1,39E+06	5036	3,2	-0,75
28471	2,48E+06	2,46E+06	5740	4,29	0,02
30495	2,85E+06	2,84E+06	5799	4,36	0,09
52298	3,43E+06	3,33E+06	6266	4,41	-0,23

HD	$\lambda 8498$	$\lambda 8662$	Teff	Logg	[Fe/H]
71334	2,35E+06	2,34E+06	5648	4,44	-0,06
73350	2,79E+06	2,65E+06	5780	4,45	0,14
76932	3,11E+06	3,03E+06	6025	4,14	-0,84
98649	2,55E+06	2,51E+06	5775	4,63	-0,02
102365	2,49E+06	2,43E+06	5644	4,43	-0,28
105901	2,57E+06	2,56E+06	5850	4,5	-0,01
115382	2,51E+06	2,42E+06	5787	4,37	-0,08
117939	2,62E+06	2,60E+06	5800	4,44	-0,1
118598	2,48E+06	2,46E+06	5730	4,52	0,02
128620	2,45E+06	2,39E+06	5820	4,3	0,26
128621	1,82E+06	1,80E+06	5316	4,5	0,24
131117	2,52E+06	2,49E+06	5946	3,96	0,1
131977	1,10E+06	1,12E+06	4585	4,65	0,03
138573	2,47E+06	2,44E+06	5740	4,42	0
140690	2,33E+06	2,30E+06	5785	4,4	0,06
146233	3,17E+06	3,08E+06	5790	4,44	0,05
150248	2,51E+06	2,45E+06	5740	4,39	0,02
153364	2,54E+06	2,51E+06	5777	4,4	0,07
156274	1,89E+06	1,90E+06	5284	4,5	-0,35
157089	2,70E+06	2,65E+06	5852	4,15	-0,59
159656	2,81E+06	2,76E+06	5850	4,32	0,09
160691	2,17E+06	2,17E+06	5678	4,19	0,27
162396	2,89E+06	2,87E+06	6001	4,24	-0,34
164595	2,54E+06	2,49E+06	5767	4,67	-0,04
172051	2,42E+06	2,39E+06	5615	4,43	-0,16
182572	1,95E+06	1,94E+06	5587	4,14	0,39
189567	2,48E+06	2,46E+06	5697	4,44	-0,26
190248	2,11E+06	2,11E+06	5674	4,26	0,38
191408	1,69E+06	1,69E+06	5146	4,5	-0,58
193307	2,79E+06	2,77E+06	5976	4,21	-0,36
196378	2,86E+06	2,84E+06	6030	3,97	-0,37
196755	1,96E+06	1,97E+06	5573	3,5	-0,08
199288	2,86E+06	2,82E+06	5871	4,35	-0,59
199960	2,49E+06	2,47E+06	5945	4,2	0,18
203608	3,19E+06	3,12E+06	6010	4,31	-0,68
206860	3,37E+06	3,34E+06	5964	4,35	-0,02
207043	2,63E+06	2,60E+06	5760	4,55	0,07
209100	1,33E+06	1,34E+06	4852	4,6	-0,23
210918	2,39E+06	2,38E+06	5708	4,43	-0,18
211415	2,70E+06	2,68E+06	5864	4,27	-0,25
216436	2,55E+06	2,50E+06	5760	3,94	0,04
221343	2,70E+06	2,69E+06	5710	4,05	0,04

Referências

- Athay, R.G. & White, O.R. 1978, ApJ **226**, 1135.
- Athay, R.G. & White, O.R. 1979, ApJS **39**, 333.
- Baliunas S. L., Donahue R. A., Soon W. H., Horne J. H., Frazer J., Woodard-Eklund L., Bradford M., Rao L. M., Wilson O. C., Zhang Q., et al. 1995, ApJ, **438**, 269
- Baliunas, S. L., & Vaughan, A. H. 1985, ARA&A, **23**, 379
- Barry, D. C. 1988, ApJ, **334**, 436
- Biermann, L. *Vierteljahrsschr. astr. Ges.* **76**, 194 (1941).
- Chmielewski, Y. 2000, A&A, **353**, 666
- Cowling, T.G., 1934, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **94**, 39
- Durney B. R., 1972. In: C. P. Sonnet, P.J. Coleman, and J. M. Wilcox (eds). Proc. *First Solar Wind Conf.* Washington, NASA. p. 282.
- Foing B.H., Crivellari L., Vladilo G., Rebolo R., Beckman J.E., 1989, A&A **80**, 189
- B. Gustafsson, B. Edvardsson, K. Eriksson, U. G. Jørgensen, Å. Nordlund, and B. Plez, A&A **486**, 951–970 (2008).
- H.W. Babcock, The topology of the suns magnetic field and the 22-year cycle, ApJ. **133**, 572-589 (1961).
- Hale, G. E. 1908, ApJ, **28**, 315
- Henry T.J., Soderblom D.R., Donahue R.A., Baliunas S.L., 1996, AJ **111**, 439
- Herbig G.H. 1985, AJ **289**, 269
- Kraft R., 1967. *Astrophys. J.*, **150**, 551.
- Kurucz R.L., Furenlid I., Brault J., Testerman L., 1984, “*Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm*”, National Solar Observatory, Sunspot (N.M.)
- Lindgren, L., & Perryman, M. A. C. 1996, A&A, **116**, 579
- Linsky J.L., Hunten D.M., Sowell R., Glackin D.L., Kelch W.L., 1979, ApJS **41**, 481
- Lyra, W., & Porto de Mello, G. F. 2005, A&A, **431**, 329

- Mallik S.V., 1997, A&A **124**, 359
- Mamajek, E.E. & Hillenbrand, L.A. 2008, ApJ, **687**, 1264
- Moffat, H. K. 1978, *Magnetic Field Generation in Electric conducting Fluids*,
Cambridge U. Press, Cambridge.
- Moore, C. E., Minnaert, M. G. J., & Houtgast, J. 1966, The solar spectrum 2935 Å to
8770 Å (National Bureau of Standards Monograph, Washington: US Government
Printing Office (USGPO), 1966)
- Noyes, R.W., Hartmann, L.W., Baliunas, S.L., Duncan, D.K., & Vaughan, A.H. 1984,
ApJ, **279**, 763
- Pace, G., & Pasquini, L. 2004, A&A, **426**, 1021
- Parker, E. N. 1955, ApJ, **121**, 491
- Parker, E. N.; 1979, *Cosmical Magnetic Fields* (Oxford University Press)
- Pasquini, L. & Pallavicini, R. 1991, A&A, **251**, 199
- Rebolo R., García López R., Beckman J. E., Vladilo G., Foing B. H., Crivellari L. 1989,
A&ASS, **80**, 135
- Schrijver, C. J. 1987, A&A, **172**, 111
- Skumanich A., 1972, ApJ, **171**, 565
- Skumanich, A., & Eddy, J. A. 1981, in *Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems*,
ed. R. M. Bonnet & A. K. Dupree (Dordrecht:Reidel), NATO ASI Series C, v. 68, 349
- Soderblom, D. R. 1983, ApJS, **53**, 1
- Wilson, O. C. 1968, ApJ, **153**, 221
- Ulmschneider, P. 1971, A&A **12**, 297
- Vaughan, A. H.; Preston, G. W.; Wilson, O. C.; 1978, Publ. Astron. Soc. Pacific **90**,
267.