

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**TÚLIO DE PINHO FREITAS**

**Modelagem da Topologia Magnética da Estrela Jovem  
V819 Tau**

**BELO HORIZONTE**

**2020**

Túlio de Pinho Freitas

**Modelagem da Topologia Magnética da Estrela Jovem  
V819 Tau**

**Versão final**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Ciências Exatas da Universidade Federal de Minas Gerais como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientadora: Sílvia Helena Paixão Alencar

Belo Horizonte

2020

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

F866m Freitas, Túlio de Pinho.  
Modelagem da topologia magnética da estrela jovem V819 Tau / Túlio de  
Pinho Freitas. – 2020.  
66f., enc. : il.

Orientadora: Sílvia Helena Paixão Alencar.  
Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Minas Gerais,  
Departamento de Física.  
Bibliografia: f. 51-54.

1. Estrelas jovens. 2. Estrelas (Formação). 3. Estrelas (Campo magnético).  
I. Título. II. Alencar, Sílvia Helena Paixão. III. Universidade Federal de  
Minas Gerais, Departamento de Física.

CDU – 524.3 (043)



Universidade Federal de Minas Gerais  
Instituto de Ciências Exatas  
Programa de Pós-Graduação em Física  
Caixa Postal 702  
30.123-970 Belo Horizonte - MG - Brasil

Telefone (xx) (31) 3499 5637  
(xx) (31) 3499 5633  
Fax (xx) (31) 3499 5688  
(xx) (31) 3499 5600  
e-mail [pgfisica@fisica.ufmg.br](mailto:pgfisica@fisica.ufmg.br)

A presente dissertação, intitulada “**Modelagem da Topologia Magnética da Estrela Jovem V819 Tau**” de autoria de **TÚLIO DE PINHO FREITAS**, submetida à Comissão Examinadora, abaixo-assinada, foi aprovada para obtenção do grau de **MESTRE EM FÍSICA** em 06 de março de 2020.

Belo Horizonte, 06 de março de 2020.

*Silvia Helena Paixão Alencar*

Profa. Sílvia Helena Paixão Alencar  
Orientadora do estudante  
Departamento de Física/UFMG

Prof. Gustavo Andres Guerrero Eraso  
Departamento de Física/UFMG

*Wagner José Corradi Barbosa*

Prof. Wagner José Corradi Barbosa (por videoconferência)  
Departamento de Física/UFMG

# Agradecimentos

Agradeço a todos que estiveram comigo nesta caminhada. Dentre eles,

Agradeço aos meus pais, Wilson e Loide, por sempre me motivarem a ser uma pessoa esforçada, e por sempre me mostrarem que para realizar um sonho é necessário muita força de vontade e dedicação.

Agradeço à Sílvia pela paciência, atenção e pela orientação de grande qualidade. Obrigado por acreditar no meu potencial, mesmo com meu pouco conhecimento inicial na área de Astrofísica. Você me ajudou a realizar um grande sonho.

Agradeço aos colegas e professores da UFV - campus Florestal. Fabrício Albuquerque, Léo Souza, Robson Santos, Romeu Rossi e Natália Landin, obrigado pela motivação, inspiração e por todos os ensinamentos que me proporcionaram para a realização deste objetivo.

Agradeço aos amigos do laboratório de astrofísica da UFMG, pelas boas conversas e pela boa vontade de sempre querer ajudar.

Ao grande amigo Adriano Diniz e à minha namorada Pâmela Lobato, pelo grande companheirismo.

Por fim agradeço à CAPES e à pós-graduação da UFMG, pelo indispensável apoio financeiro.

***O Carro e a Faculdade***

*“ ... Se tenho as mãos macias, eu devo tudo aos meus pais  
Que tiveram as mãos calejadas, no tempo que longe vai...”*

*(Trio Parada Dura)*

# Resumo

Neste trabalho determinamos a topologia do campo magnético e a distribuição de brilho na superfície de uma estrela jovem a partir de séries temporais de dados espectro-polarimétricos. As técnicas utilizadas para a análise dos dados foram a *Least-Squares Deconvolution* (LSD) e Imageamento Zeeman-Doppler (ZDI). Apresentamos a análise de dados da estrela T Tauri de linha fraca V819 Tau, uma estrela de tipo espectral K7 de 3,2 milhões de anos localizada na região de formação estelar do Touro. Realizamos ajustes de modelos de atmosfera aos espectros para determinar os parâmetros estelares como temperatura efetiva ( $T_{ef}$ ), velocidade rotacional ( $v \sin i$ ), velocidade radial ( $v_r$ ) e logaritmo da gravidade ( $\log g$ ). Estes parâmetros foram usados como dados de entrada para o cálculo LSD e o cálculo do ZDI. Realizamos o cálculo dos perfis LSD para todas as 15 noites que a estrela foi observada, gerando um perfil médio de Stokes I e V para cada noite. Utilizando os perfis LSD, estimamos o campo magnético longitudinal e o período rotacional da estrela. Utilizamos os perfis LSD de Stokes I e V para realizar os cálculos do ZDI, nos quais analisa-se a variação dos perfis LSD de Stokes I para medir a distribuição de brilho na superfície da estrela, e a variação dos perfis LSD de Stokes V para obter a topologia magnética na superfície estelar. Obtivemos a distribuição de brilho da estrela, evidenciando a presença de manchas frias e quentes em sua superfície, e calculamos os mapas magnéticos das componentes radial, azimutal e meridional. A topologia magnética da estrela é predominantemente poloidal com um dipolo intenso, apresentando também um campo toroidal fraco.

**Palavras-chave:** Formação estelar, Estrelas T Tauri, Espectropolarimetria, Imageamento Zeeman-Doppler

# Abstract

In this work, we determined the topology of the magnetic field and the brightness distribution at the surface of a young star from a time series of spectral-polarimetric data. We used the Least-Squares Deconvolution (LSD) and Zeeman-Doppler Imaging (ZDI) techniques to analyse our spectropolarimetric data. The analysis of the weak line T Tauri star V819 Tau, a 3.2 Myr and spectral type K7 star in the Taurus star formation region, is presented. We fit the stellar spectra with atmospheric models to determine stellar parameters such as effective temperature ( $T_{eff}$ ), rotational velocity ( $v \sin i$ ), radial velocity ( $v_r$ ) and the stellar surface gravity ( $\log g$ ). These parameters were used as input for LSD and ZDI calculations. We computed LSD profiles for the 15 nights of observations, generating a Stokes I and V profile for each night. We used the LSD profiles to calculate the longitudinal magnetic field and the rotational period of the star. The Stokes I and V LSD profiles were used to perform the ZDI calculations, analysing the variation of the Stokes I LSD profiles to determine the brightness distribution at the stellar surface, and the variation of the Stokes V LSD profiles to obtain the surface magnetic topology. We obtained the brightness distribution of the star, that presents hot and cold surface spots, and the radial, azimuthal and meridional magnetic field components. The magnetic topology of the star is predominantly poloidal, composed of a strong dipole and a weak toroidal field.

**Keywords:** Star formation, T Tauri stars, Spectropolarimetry, Zeeman-Doppler Imaging.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Estágios evolutivos de formação estelar para estrelas de baixa massa.	20
Figura 2 – Diagrama H-R magnético.	21
Figura 3 – Processo de sustentação do dínamo estelar.	23
Figura 4 – Descrição ilustrativa do dínamo $\alpha$ - $\omega$ .	24
Figura 5 – Exemplo de transição dipolar.	26
Figura 6 – Ilustração das componentes de polarização Zeeman.	26
Figura 7 – Representação dos parâmetros de Stokes.	27
Figura 8 – Perfis LSD de Stokes I e Stokes V da estrela T Tauri de linha fraca V819 Tau.	29
Figura 9 – Perfil LSD de Stokes V e espectro nulo da estrela T Tauri de linha fraca V819 Tau.	30
Figura 10 – Princípios do imageamento Zeeman-Doppler.	32
Figura 11 – Ajuste da janela espectral que continha a linha de lítio.	34
Figura 12 – Ajuste final para diferentes janelas espectrais.	36
Figura 13 – Perfil LSD de Stokes I, Stokes V e espectro nulo.	40
Figura 14 – Campo magnético longitudinal em fase.	42
Figura 15 – Grade da superfície estelar para o cálculo do Imageamento Zeeman-Doppler.	43
Figura 16 – Mapa do logaritmo do brilho da estrela V819 Tau.	45
Figura 17 – Mapa inicial de brilho para a estrela V819.	46
Figura 18 – Mapas iniciais das componentes radial, longitudinal e latitudinal do campo magnético para a estrela V819 Tau.	46
Figura 19 – Mapas das componentes radial, longitudinal e latitudinal do campo magnético para a estrela V819 Tau.	47
Figura 20 – Mapa de entropia em função de $v \sin i$ e $v_r$ .	47
Figura 21 – Mapa final do logaritmo do brilho.	48
Figura 22 – Ajuste dos perfis de Stokes I e V para a estrela V819 Tau.	49
Figura 23 – Mapas magnéticos considerando os harmônicos esféricos pares e ímpares para a estrela V819 Tau.	49
Figura 24 – Mapas magnéticos considerando apenas os harmônicos esféricos ímpares para a estrela V819 Tau.	50
Figura 25 – Ajuste final para diferentes janelas espectrais.	59
Figura 26 – Perfis LSD de Stokes I, Stokes V e espectro nulo da estrela V819 Tau.	63

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Diário das observações de V819 Tau. . . . .	28
Tabela 2 – Parâmetros da estrela V819 Tau na literatura . . . . .	35
Tabela 3 – Dados de entrada usados para normalização e o cálculo dos perfis LSD. . . . .	39
Tabela 4 – Campo magnético longitudinal da estrela V819 Tau. . . . .	41
Tabela 5 – Campo magnético longitudinal calculado para diferentes estrelas T Tauri. . . . .	41

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>19</b>
<b>1.1</b>	<b>Formação estelar</b>	<b>19</b>
1.1.1	Estrelas T Tauri	19
1.1.2	V819 Tau	21
<b>1.2</b>	<b>Objetivos</b>	<b>21</b>
<b>2</b>	<b>REFERENCIAL TEÓRICO, OBSERVAÇÕES E TÉCNICAS DE MO- DELAGEM</b>	<b>23</b>
<b>2.1</b>	<b>Geração do campo magnético em estrelas</b>	<b>23</b>
<b>2.2</b>	<b>Efeito Zeeman</b>	<b>24</b>
2.2.1	Parâmetros de Stokes	26
<b>2.3</b>	<b>O espectro-polarímetro ESPaDOs</b>	<b>27</b>
2.3.1	Observações da estrela V819 Tau	27
<b>2.4</b>	<b>Técnica LSD</b>	<b>28</b>
2.4.1	Espectro nulo	29
<b>2.5</b>	<b>Princípios básicos do imageamento Zeeman-Doppler</b>	<b>30</b>
2.5.1	Reconstrução de imagem	31
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA E RESULTADOS</b>	<b>33</b>
<b>3.1</b>	<b>Parâmetros atmosféricos da estrela V819 Tau</b>	<b>33</b>
<b>3.2</b>	<b>Cálculo LSD</b>	<b>37</b>
3.2.1	Princípios básicos	37
3.2.2	Perfis LSD da estrela V819 Tau	39
<b>3.3</b>	<b>Cálculo do campo magnético longitudinal e do período de rotação da estrela</b>	<b>40</b>
<b>3.4</b>	<b>Imageamento Zeeman-Doppler - ZDI</b>	<b>42</b>
3.4.1	Imageamento Zeeman-Doppler da estrela V819 Tau	44
<b>4</b>	<b>CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS</b>	<b>51</b>
	<b>Referências</b>	<b>53</b>

**APÊNDICES**

57

**APÊNDICE A – AJUSTE FINAL DO ESPECTRO OBSERVADO**

**EM 21 DE DEZEMBRO DE 2014 EM DIFEREN-**

**TES JANELAS ESPECTRAIS** . . . . . 59

**APÊNDICE B – PERFIS LSD DA ESTRELA**

**V819 TAU** . . . . . 63

# 1 Introdução

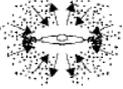
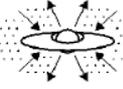
## 1.1 Formação estelar

Estrelas formam-se em nuvens moleculares gigantes com temperaturas típicas de 10 K, constituídas de poeira e gás, sendo a maior parte do gás composto de hidrogênio molecular ( $H_2$ ) (Hartmann, 2000). O desequilíbrio entre a força da gravidade e outras forças que atuam na nuvem, como forças geradas pela pressão do gás e pelo movimento turbulento, inicia a formação estelar através do colapso gravitacional, dando origem a um núcleo denso com um envoltório de poeira e gás, que denominamos de protoestrela. Um disco é gerado ao redor da protoestrela, como resultado da conservação do momento angular no colapso, e ao mesmo tempo que o envoltório de poeira e gás cai na direção do disco e da protoestrela, fazendo o sistema ganhar massa, o sistema desenvolve jatos bipolares que ejetam matéria gerando perda de momento angular (Bontemps et al., 1996). Para um sistema que irá formar uma estrela em torno de  $1 M_{\odot}$ , esta fase inicial de colapso tem duração de aproximadamente  $10^4$  anos.

Por volta de  $10^5$  anos, a maioria do envoltório de poeira e gás é depositado no disco e na protoestrela, tornando o sistema observável em comprimentos de onda do infravermelho distante (Feigelson & Montmerle, 1999). Em torno de  $10^6$  anos de idade, o sistema entra na fase de Pré-Sequência Principal (PSP). Neste estágio, a estrela está envolvida por um disco opticamente espesso e torna-se observável em comprimentos de onda do visível ao infravermelho, sendo denominada estrela T Tauri Clássica (*Classical T Tauri star*, cTTs). A cTTs produz energia térmica por contração gravitacional, possui um campo magnético intenso que gera uma forte interação entre a estrela e o disco, controlando a acreção e os ventos de disco (Hartmann et al., 2016). Até  $10^7$  anos de idade, a estrela T Tauri Clássica rapidamente dissipa seu disco interno tornando-o opticamente fino e a acreção cessa, dando origem a uma estrela T Tauri de linha fraca (*weak-lined T Tauri star*, wTTs). A fase de PSP para uma estrela de  $1 M_{\odot}$  tipicamente tem duração de  $10^8$  anos. Por volta desta idade, a estrela inicia a fusão nuclear do hidrogênio e começa a fase de Sequência Principal. A Figura 1 mostra os estágios de formação de estrelas de baixa massa, incluindo a informação de idade e presença ou não de disco.

### 1.1.1 Estrelas T Tauri

As cTTs são caracterizadas por possuírem fortes linhas de emissão, como por exemplo em  $H\alpha$ , e excesso de emissão em relação à fotosfera no comprimento de onda do ultravioleta, que está ligado a regiões de choque de acreção de material ionizado

PROPERTIES	<i>Infalling Protostar</i>	<i>Evolved Protostar</i>	<i>Classical T Tauri Star</i>	<i>Weak-lined T Tauri Star</i>	<i>Main Sequence Star</i>
SKETCH					
AGE (YEARS)	$10^4$	$10^5$	$10^6 - 10^7$	$10^6 - 10^7$	$> 10^7$
DISK	Yes	Thick	Thick	Thin or Non-existent	Possible Planetary System

**Figura 1** – Representação dos estágios evolutivos de formação estelar para estrelas de baixa massa. As linhas 1 e 2, mostram os nomes e os desenhos com as características principais de cada estágio evolutivo. As linhas 3 e 4, mostram as idades e a informação da presença ou não de disco. Adaptado de: [Feigelson & Montmerle \(1999\)](#)

proveniente do disco circunstarlar. Estas estrelas possuem um campo magnético forte que se acopla ao disco, interrompendo-o a uma distância de alguns raios estelares da superfície da estrela ([Kurosawa & Romanova, 2013](#)). Se o material da região do disco interno estiver suficientemente ionizado, ele seguirá as linhas de campo magnético, podendo ser transportado tanto para a fotosfera estelar (acrecção) quanto ejetado para fora do sistema disco-estrela (jatos, ventos estelares e de disco). Através deste processo, a estrela ganha massa e perde o excesso de momento angular ([Bouvier et al., 2006](#); [Reipurth et al., 2007](#)).

As wTTs são estrelas que estão no estágio posterior ao das cTTs. Elas são caracterizadas por possuírem linhas de emissão fracas e por não apresentarem mais acreção devido à dissipação do gás do disco interno ([Nicholson et al., 2018](#)).

A realização de um estudo aprofundado do campo magnético de estrelas T Tauri é uma peça fundamental para o entendimento dos fenômenos físicos que ocorrem em estágios de formação estelar ([Donati et al., 2015](#)). O campo magnético das estrelas T Tauri controla a acreção e é também responsável por ventos estelares e de disco, além de controlar a evolução do momento angular das estrelas ([Reiners, 2012](#)).

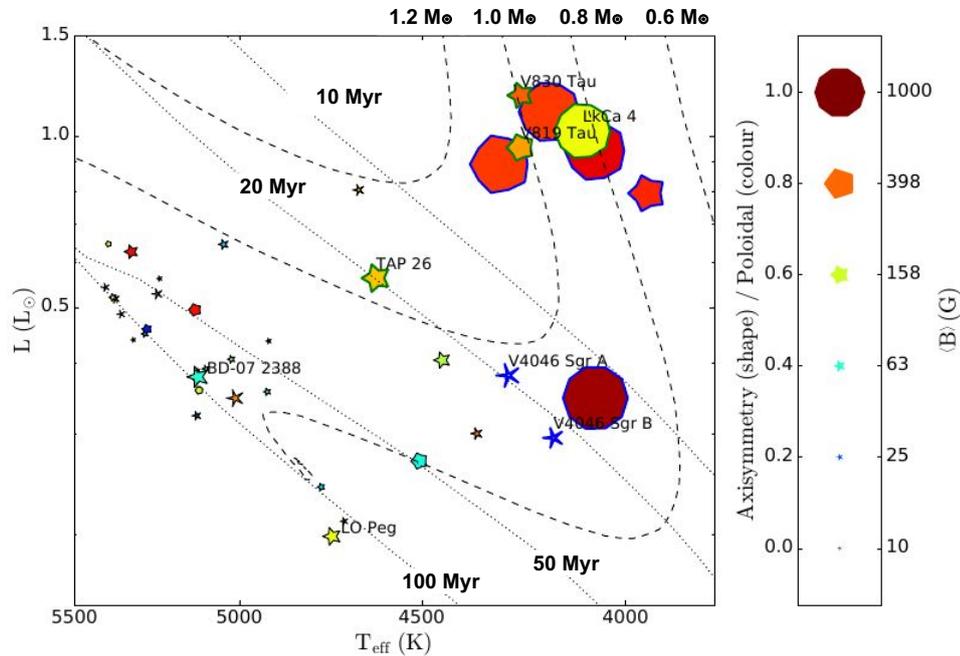
Uma série de projetos como o MaTYSSSE<sup>1</sup>, Toupies<sup>2</sup> e MaPP<sup>3</sup>, foram feitos para estudar a estrutura e evolução do campo magnético em estrelas ao longo da PSP. A Figura 2 mostra a evolução do campo magnético em intensidade e em topologia para algumas dessas estrelas. Estrelas que estão ao longo da trilha de Hayashi (caminho vertical) são totalmente convectivas, apresentando um campo magnético intenso, predominantemente poloidal e simétrico. As estrelas que estão na trilha de Henyey (caminho horizontal)

<sup>1</sup> [http://cfht.hawaii.edu/en/science/LargePrograms/LP\\_13\\_16/Matysse.pdf](http://cfht.hawaii.edu/en/science/LargePrograms/LP_13_16/Matysse.pdf)

<sup>2</sup> [https://ipag.osug.fr/Anr\\_Toupies/](https://ipag.osug.fr/Anr_Toupies/)

<sup>3</sup> <https://wiki.lam.fr/mapp>

desenvolvem um núcleo radiativo e apresentam um campo magnético complexo e pouco intenso.



**Figura 2** – Diagrama H-R mostrando os caminhos evolutivos e características do campo magnético de algumas estrelas. Contornos verdes correspondem às estrelas T Tauri de linha fraca do projeto MaTYSSSE. Contornos azuis e pretos representam as estrelas T Tauri Clássicas estudadas no projeto MaPP e Toupies, respectivamente. A intensidade do campo magnético é dada pelo tamanho do símbolo. A cor refere-se ao quão poloidal (vermelho) ou toroidal (verde) é o campo magnético, enquanto a simetria da componente poloidal é expressa pela forma do símbolo (quanto mais circular, mais axissimétrico). As linhas tracejadas indicam as trilhas evolutivas para as massas de 1,2, 1,0, 0,8 e 0,6  $M_{\odot}$ . As linhas pontilhadas representam isócronas para as idades 10, 20, 50 e 100 Myr. Os modelos evolutivos foram calculados por [Amard et al. \(2016\)](#). Fonte: [Folsom et al. \(2018\)](#). Esta figura é melhor visualizada em cores.

### 1.1.2 V819 Tau

A estrela V819 Tau é uma wTTs que está na região de formação estelar do Touro ([Bouvier, 1990](#)). Segundo [Wolk & Walter \(1996\)](#), V819 Tau possui tipo espectral K7. Utilizando o modelo de evolução de [Siess et al. \(2000\)](#), [Donati et al. \(2015\)](#) obtiveram para V819 Tau uma massa de 1,0  $M_{\odot}$ , raio de 1,8  $R_{\odot}$  e idade em torno de 3,2 milhões de anos.

## 1.2 Objetivos

Este trabalho tem como objetivo principal analisar dados espectro-polarimétricos da estrela jovem V819 Tau, para realizar a modelagem da topologia do campo magnético e distribuição de brilho na superfície dessa estrela.

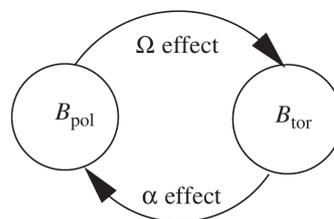


## 2 Referencial teórico, observações e técnicas de modelagem

### 2.1 Geração do campo magnético em estrelas

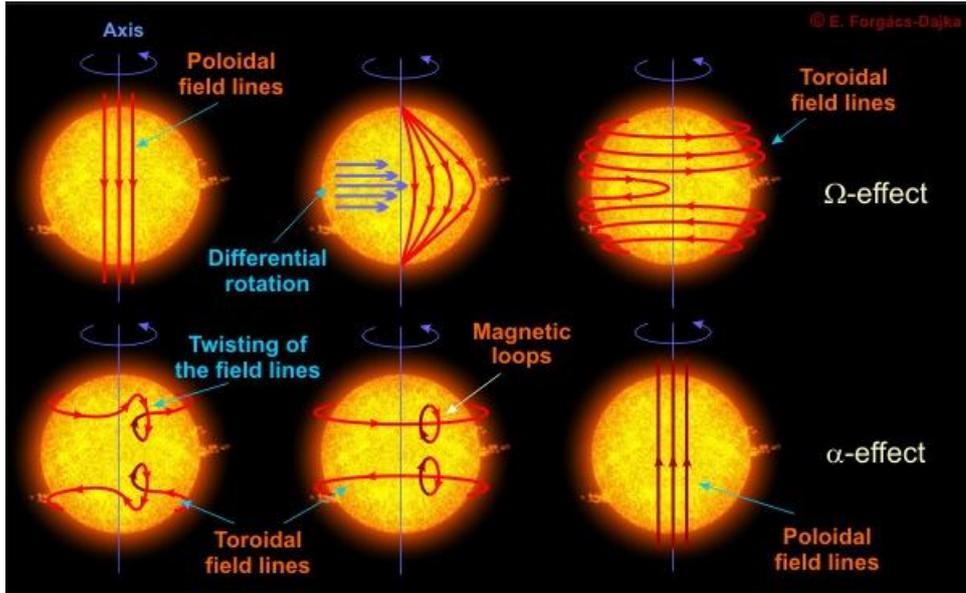
A formação do campo magnético no interior das estrelas é descrita pela teoria do dínamo estelar. Esta teoria prediz que o campo magnético estelar é gerado no interior das estrelas, pela combinação entre o movimento de rotação estelar e os movimentos turbulentos do plasma na zona convectiva (Brandenburg & Subramanian, 2005; Parker, 1955).

No modelo canônico de dínamo, o campo magnético da estrela é sustentado pelo efeito  $\alpha$ - $\Omega$ , como mostra a Figura 3. O efeito  $\Omega$  está relacionado com a amplificação do campo toroidal a partir do campo poloidal, que ocorre através do cisalhamento das linhas do campo poloidal, causado pela rotação diferencial na superfície da estrela. O efeito  $\alpha$  é responsável pela regeneração do campo poloidal a partir do campo toroidal. Este efeito ocorre devido à interação entre o movimento turbulento do plasma e a força de Coriolis, fazendo as linhas de campo toroidal torcerem e gerarem campos poloidais em pequenas escalas que irão formar o campo poloidal em larga escala (Sanchez et al., 2014). Estes dois efeitos formam o ciclo de regeneração do campo magnético, que no caso do Sol corresponde a um período médio total de 22 anos. As Figuras 3 e 4 mostram esquematicamente o processo de sustentação do dínamo estelar pelo efeito  $\alpha$ - $\Omega$ .



**Figura 3** – Esquema do processo de sustentação formulado pelo modelo canônico de dínamo estelar. Fonte: Brandenburg & Subramanian (2005)

Diferente do efeito  $\Omega$ , o efeito  $\alpha$  ainda não é totalmente entendido, e além do modelo canônico de dínamo, existe vários outros modelos teóricos que tentam explicar os processos de sustentação do campo magnético estelar.



**Figura 4** – Descrição ilustrativa do dínamo  $\alpha$ - $\Omega$ . **Créditos da imagem:** Emese Forgacs-Dajka (Eötvös University, Budapest, Hungary).

## 2.2 Efeito Zeeman

Transições eletrônicas entre estados ligados de diferentes níveis de energia ocorrem de maneira quantizada, podendo gerar linhas de emissão ou absorção no espectro eletromagnético contínuo. A energia necessária para que ocorra a transição tem o valor da diferença de energia ( $\Delta E$ ) entre os dois níveis em questão, e a transição é caracterizada por uma frequência específica descrita da seguinte forma

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} \quad (2.1)$$

onde  $\nu$  é a frequência característica da transição e  $h$  a constante de Planck.

O efeito Zeeman corresponde ao desdobramento das linhas espectrais em várias componentes devido à ação de um campo magnético externo. A presença do campo magnético altera os níveis de energia de acordo com o acoplamento spin-órbita ( $LS$ ), em que  $\vec{L}$  é o momento angular orbital e  $\vec{S}$  o momento angular de spin. Este fenômeno acontece, pois o campo magnético quebra a degenerescência do momento angular total  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ , subdividindo cada nível de energia em  $(2j + 1)$  níveis, cada um com um número quântico magnético  $M$  ( $-j \leq M \leq j$ ) (Eisberg & Resnick, 1979; Reiners, 2012). Segundo Landstreet (1992), com a presença do campo magnético, a energia de cada nível é expressa da forma

$$E = E_0 + \frac{gM\hbar eB}{4\pi mc} \quad (2.2)$$

onde  $E_0$  é a energia do orbital sem a presença do campo magnético,  $e$  e  $m$  são a carga e a

massa do elétron respectivamente,  $B$  a intensidade do campo magnético,  $c$  a velocidade da luz e  $g$  é o fator de Landé do nível de energia. O fator de Landé caracteriza os deslocamentos do nível de energia devidos à presença do campo magnético externo e pode ser expresso a partir dos números quânticos do momento angular total, momento angular de spin e momento angular orbital

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (2.3)$$

Levando a equação 2.2 na equação 2.1, para o caso de uma transição de um nível de energia  $E_A$  para um nível de energia  $E_B$  na presença de um campo magnético externo, encontramos que as linhas espectrais produzidas estarão deslocadas em frequências de

$$\begin{aligned} \nu_{AB} &= \nu_{AB,0} + (g_B M_B - g_A M_A) \left( \frac{eB}{4\pi mc} \right) \\ &= \nu_{AB,0} + [(g_B - g_A) M_B + g_A \Delta M] \left( \frac{eB}{4\pi mc} \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

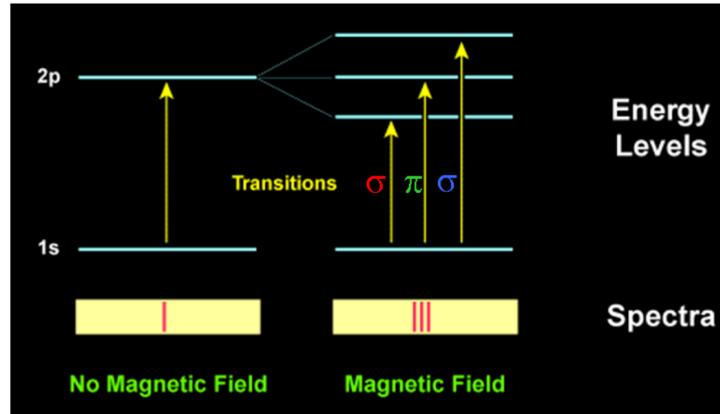
Logo, a frequência característica  $\nu_{AB}$  de cada linha depende da regra de seleção  $\Delta M = M_B - M_A$ , de  $\nu_{AB,0}$  que corresponde à frequência característica de transição entre os dois estados sem a presença do campo magnético descrita na equação 2.1 e dos fatores de Landé dos níveis de energia inicial e final  $g_A$  e  $g_B$ .

Uma transição dipolar obedece a regra de seleção  $\Delta M = -1, 0$  ou  $+1$  e são criados dois níveis de energia além do que já existe quando não se tem a ação do campo magnético, dando origem a três linhas espectrais ( $\sigma_{azul}$ ,  $\pi$  e  $\sigma_{vermelho}$ ) chamadas de componentes Zeeman, como mostrado na Figura 5. Cada uma dessas componentes possui um momento magnético diferente e conseqüentemente estados de polarização diferentes. A componente  $\pi$  possui  $\Delta M = 0$ , corresponde à componente não deslocada em energia e sempre é linearmente polarizada. As componentes  $\sigma_{vermelho}$  e  $\sigma_{azul}$  possuem  $\Delta M = -1$  e  $\Delta M = 1$  respectivamente, o que corresponde a deslocamentos em frequência proporcionais a  $\pm \frac{eB}{4\pi mc}$  em relação à componente  $\pi$ . Define-se um fator de Landé efetivo ( $\bar{g}$ ) de tal maneira que o deslocamento dos níveis de energia por efeito Zeeman em comprimento de onda é dado por

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \bar{g} \frac{eB\lambda^2}{4\pi mc^2} \\ &= (4,67 \times 10^{-2}) \bar{g} B \lambda^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

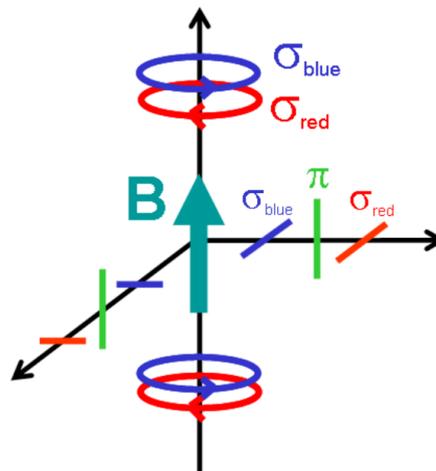
sendo  $\Delta\lambda$  em Å,  $B$  em kG e  $\lambda$  em  $\mu\text{m}$  (Landstreet, 1992).

As detecções das diferentes polarizações dependem da direção entre a linha de visada do observador e a direção do campo magnético na superfície da estrela. Uma observação



**Figura 5** – Exemplo de transição dipolar. O desdobramento do nível de energia em três subníveis na presença do campo magnético produz três linhas espectrais  $\sigma_{\text{vermelho}}$ ,  $\pi$  e  $\sigma_{\text{azul}}$ . Fonte: [Reiners \(2012\)](#). Esta figura é melhor visualizada em cores.

na direção paralela ao campo magnético resulta em uma detecção das componentes  $\sigma$  circularmente polarizadas para direita e esquerda e não se observa a componente  $\pi$ . Assim, ao observar a luz circularmente polarizada para a direita e esquerda, mede-se a componente líquida do campo magnético na direção do observador. Uma observação na direção perpendicular ao campo magnético resulta em uma detecção das componentes  $\pi$  e  $\sigma$  linearmente polarizadas ([Reiners, 2012](#)). A Figura [6](#) mostra esquematicamente as polarizações de acordo com a linha de visada do observador e a direção do campo magnético.



**Figura 6** – Desenho esquemático das componentes de polarização Zeeman de acordo com a linha de visada do observador e a direção do campo magnético. Fonte: [Reiners \(2012\)](#). Esta figura é melhor visualizada em cores.

### 2.2.1 Parâmetros de Stokes

Os parâmetros de Stokes ([Stokes, 1851](#)) são vetores formados pelas combinações das intensidades das componentes ortogonais de polarização e são usados para a caracterização

do campo magnético e distribuição de brilho na superfície da estrela. A Figura 7 mostra os parâmetros de Stokes, Stokes I representa a luz não polarizada, Stokes Q e U a diferença entre as intensidades de duas direções perpendiculares de polarização linear e Stokes V a diferença entre as polarizações circulares, esquerda e direita (Reiners, 2012). Neste trabalho serão utilizados apenas Stokes I e V, pois Stokes Q e U são muito difíceis de detectar nos espectro de estrelas jovens por apresentarem sinal tipicamente 10 vezes mais baixo do que Stokes V (Kochukhov & Wade, 2010).

$$\begin{array}{rclcl}
 \text{I} & = & \updownarrow & + & \leftrightarrow \\
 \text{Q} & = & \updownarrow & - & \leftrightarrow \\
 \text{U} & = & \swarrow \searrow & - & \swarrow \searrow \\
 \text{V} & = & \circlearrowleft & - & \circlearrowright
 \end{array}$$

**Figura 7** – Representação dos parâmetros de Stokes. Stokes I representa a luz não polarizada, Stokes Q e U são as diferenças entre duas direções de polarização lineares distintas e Stokes V é a diferença entre as polarizações circular esquerda e direita. Fonte: Reiners (2012)

## 2.3 O espectro-polarímetro ESPaDOs

O ESPaDOs (Echelle SpectroPolarimetric Device for the Observation of Stars) é um espectro-polarímetro de alta resolução ( $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  = variando entre 50.000 e 75.000), instalado no telescópio *Canada-France-Hawaii Telescope* (CFHT) de 3,6 m. Ele é capaz em uma única exposição de detectar todas as componentes espectrais de polarização, cobrindo a região do óptico de 370 nm a 1000 nm. Isto fornece cobertura em comprimento de onda suficiente para a realização dos imageamentos Doppler e Zeeman-Doppler (ver seções 2.5 e 3.4).

Este equipamento grava sinais de polarização em sequência de quatro sub-exposições, cada uma possuindo dois espectros intercalados que correspondem aos estados ortogonais de polarização (Manset & Donati, 2003). Os espectros coletados pelo ESPaDOs, juntamente com técnicas de multi-linhas como o LSD (Kochukhov et al., 2010; Donati et al., 1997), nos fornecem dados para o estudo da distribuição de brilho e da topologia magnética de estrelas de baixa massa, possibilitando um melhor entendimento da atividade estelar e da estrutura do campo magnético de estrelas em diferentes fases evolutivas.

### 2.3.1 Observações da estrela V819 Tau

De maneira a permitir uma boa determinação do período da estrela e o mapeamento de sua superfície, as observações devem cobrir cerca de três ciclos ou mais de rotação,

portanto a estrela V819 Tau foi observada em 15 dias não consecutivos entre 19 de Dezembro de 2014 e 15 de Janeiro de 2015, que abrange aproximadamente 4 ciclos de rotação, tendo em vista seu período de rotação de 5,53113 dias (Grankin, 2013). Foram coletados dados espectro-polarimétricos utilizando o telescópio de 3,6 m CFHT com o espectro-polarímetro de alta resolução ESPaDOs, usando uma resolução de 65.000. Cada observação consiste de uma sequência de quatro sub-exposições individuais tomadas em diferentes configurações do polarímetro, para permitir a remoção de possíveis sinais polarizados que não sejam provenientes da superfície estelar. O tempo de cada subexposição foi de 1400 segundos, exceto para o dia 15 de Janeiro, no qual o tempo de exposição foi de 900 segundos. O ciclo rotacional da estrela (C) foi calculado por Donati et al. (2015) de acordo com a equação 2.6, onde utilizam a data baricêntrica juliana da primeira observação juntamente com o período rotacional obtido por Grankin (2013) a partir de dados fotométricos. As informações dos dados observacionais estão na Tabela 1.

$$DBJ(d) = 2457011,0 + 5,53113 \times C \quad (2.6)$$

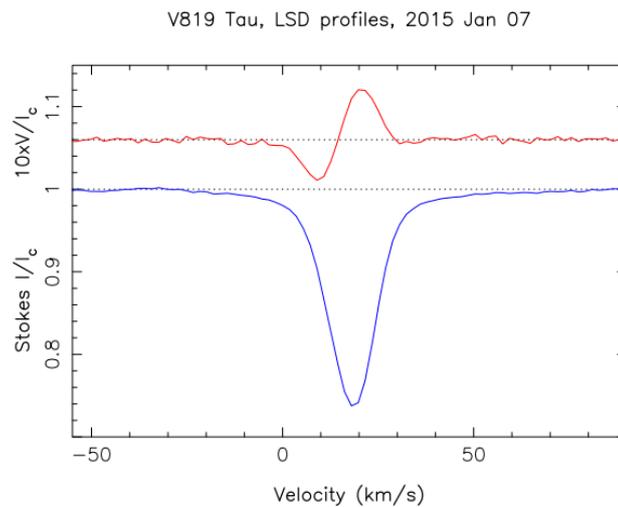
Data (2014/2015)	Hora da observação (hh:mm:ss)	DBJ (2457 000+)	S/N	Ciclo
19 Dez	12:07:54	11,01081	140	0,002
20 Dez	07:55:28	11,83548	210	0,151
21 Dez	07:17:08	12,80882	210	0,327
22 Dez	08:14:51	13,84886	200	0,515
28 Dez	10:50:17	19,95655	190	1,619
29 Dez	07:37:39	20,82273	180	1,776
30 Dez	06:10:02	21,76183	200	1,946
07 Jan	07:19:42	29,80976	190	3,401
08 Jan	06:20:11	30,76836	190	3,574
09 Jan	06:15:12	31,76484	190	3,754
10 Jan	06:15:60	32,76533	170	3,935
11 Jan	07:25:26	33,81348	220	4,125
12 Jan	06:28:22	34,77379	200	4,298
14 Jan	06:17:48	36,76631	190	4,658
15 Jan	06:12:46	37,76274	150	4,839

**Tabela 1** – Diário das observações de V819 Tau coletadas entre os meses de Dezembro de 2014 e Janeiro de 2015. As colunas de 1 a 5 representam respectivamente: (1) Data da observação, (2) Horário em que ocorreu a observação, (3) Data baricêntrica juliana, (4) Sinal/ruído do espectro e (5) Ciclo rotacional associado a cada observação. Fonte: Donati et al. (2015)

## 2.4 Técnica LSD

A técnica de *Least-Squares Deconvolution* (LSD) possibilita calcular, a partir de uma grande quantidade de linhas do espectro observado, perfis médios ponderados, supondo que as linhas espectrais selecionadas possuem a mesma forma e que as linhas que

estão sobrepostas se somam linearmente. O LSD é adequado para detectar, a partir das observações, sinais de polarização circular provenientes do efeito Zeeman, e conseqüentemente torna-se eficiente para a caracterização e mapeamento do campo magnético em grande escala na superfície de estrelas (Kochukhov et al., 2010). Os perfis são caracterizados pelos parâmetros de Stokes que estão descritos na seção 2.2.1. A Figura 8 mostra os perfis de Stokes I e V de V819 Tau calculados por Donati et al. (2015) com os dados coletados no dia 07 Janeiro de 2015. Mais detalhes dos princípios matemáticos usados no cálculo dos perfis LSD estão discutidos na seção 3.2.



**Figura 8** – Exemplo de perfis LSD não polarizado (Stokes I, curva azul) e circularmente polarizado (Stokes V, curva vermelha) da estrela T Tauri de linha fraca V819 Tau, calculados com os dados coletados no dia 07 Janeiro de 2015. Fonte: Donati et al. (2015).

### 2.4.1 Espectro nulo

A partir dos sinais de polarização obtidos das quatro sub-exposições com o espectropolarímetro ESPaDOs, também é possível calcular o espectro nulo (Donati et al., 1997). Este espectro deve corresponder apenas ao ruído e é utilizado como parâmetro de referência para detectar possíveis sinais espúrios nos dados.

Seja a taxa de polarização  $P$ , obtida a partir das observações dada por

$$\frac{P}{I} = \frac{R - 1}{R + 1} \quad (2.7)$$

onde  $R$  corresponde a

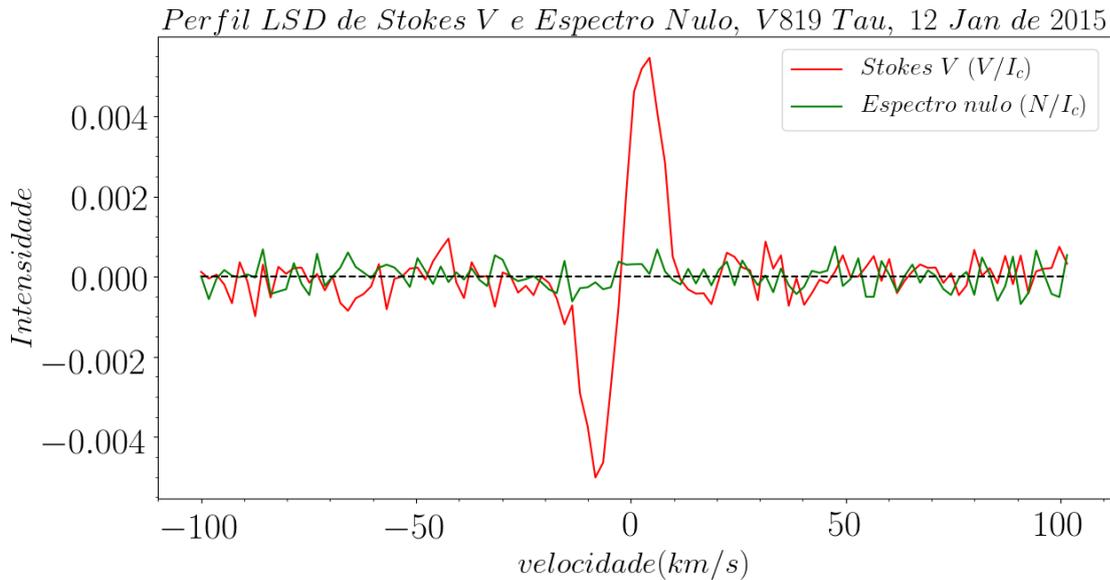
$$R = \frac{i_{1,\perp}/i_{1,\parallel} \ i_{4,\perp}/i_{4,\parallel}}{i_{2,\perp}/i_{2,\parallel} \ i_{3,\perp}/i_{3,\parallel}} \quad (2.8)$$

$R$  é a razão coerente entre espectros com estados de polarização ortogonais (1/2 e 4/3) obtidos nas quatro sub-exposições, sendo  $i_{k,\perp}$  e  $i_{k,\parallel}$  os dois espectros provenientes da sub-exposição  $k$ .

O espectro de polarização nula (espectro nulo) é calculado usando combinações destrutivas das quatro subexposições em diferentes direções de polarização (1/4 e 2/3 ao invés de 1/2 e 4/3). Para tal substituímos o  $R$  da equação 2.4.1 por

$$R = \frac{i_{1,\perp}/i_{1,\parallel} \ i_{2,\perp}/i_{2,\parallel}}{i_{4,\perp}/i_{4,\parallel} \ i_{3,\perp}/i_{3,\parallel}} \quad (2.9)$$

O resultado esperado desta combinação é que o espectro nulo tenha apenas ruído, como pode ser visto na Figura 9 e nos outros espectros nulos obtidos para a estrela V819 Tau no Anexo B.



**Figura 9** – Perfil LSD de Stokes V e Espectro nulo da estrela V819 Tau. Note que o espectro nulo possui um sinal muito baixo comparado com o perfil LSD de Stokes V.

## 2.5 Princípios básicos do imageamento Zeeman-Doppler

O imageamento Zeeman-Doppler é um aprimoramento da técnica de imageamento Doppler descrita por Vogt et al. (1987). Além de possibilitar a modelagem do brilho da superfície estelar, usando o efeito Doppler devido à rotação estelar, também é possível realizar a modelagem do campo magnético com espectros polarizados pelo efeito Zeeman

(Semel, 1989). Para descrever a técnica de imageamento Zeeman-Doppler usaremos como base as discussões feitas por Semel (1989), Semel (1995) e Carter et al. (1996).

Considere a situação em que temos duas manchas que fazem parte de um grupo bipolar. Essas manchas possuem um campo magnético de mesma intensidade porém de sinais opostos, conseqüentemente elas irão produzir polarizações de sinais opostos. Se a estrela não rodasse, a soma destes sinais resultaria em um sinal nulo. Porém devido à rotação estelar, os dois sinais de polarização aparecem em comprimentos de onda diferentes no espectro, e a soma dos sinais gera um sinal resultante não nulo, podendo assim ser modelado.

A Figura 10 ilustra a técnica de imageamento Zeeman-Doppler. A superfície estelar é dividida em uma grade que possui regiões com diferentes velocidades de rotação. Devido ao deslocamento Doppler, o sinal de polarização proveniente da mancha 1 aparece no espectro no comprimento de onda  $X_1$ , e o sinal de polarização proveniente da mancha 2, aparece no espectro no comprimento de onda  $X_2$ . Na Figura 10,  $I+V$  e  $I-V$  correspondem aos dois estados de polarização circular devido ao efeito Zeeman e a diferença entre esses dois estados gera uma polarização líquida  $V$  (Stokes  $V$  local), portanto cada mancha contribui com uma polarização líquida em um comprimento de onda diferente no espectro  $V$ .

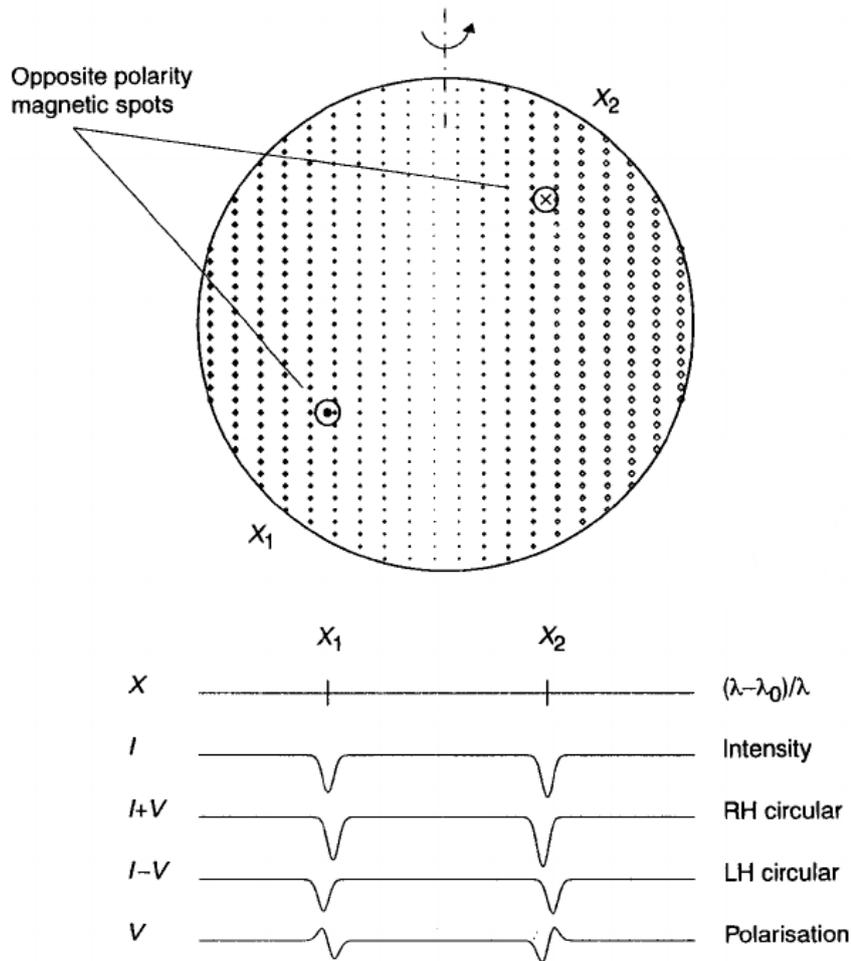
Para que a modelagem do campo magnético seja feita de forma eficiente, é necessário que se tenha um bom sinal/ruído nos espectros polarizados. Por isso utiliza-se a técnica multilinha LSD para calcular perfis médios de Stokes  $V$  (ver seções 2.4 e 3.2). Também é necessário observar por vários dias a estrela, para que seja possível mapear ao máximo toda a sua superfície. Necessita-se também de um espectropolarímetro com alta resolução ( $\geq 40000$ ), como o ESPaDOs descrito na seção 2.3, que permite analisar pequenas distorções nos perfis de linha observados.

### 2.5.1 Reconstrução de imagem

Utilizamos o método de reconstrução de imagem por máxima entropia, para a reconstrução de imagem dos mapas de brilho e campo magnético. Este método, descrito por Skilling & Bryan (1984), visa reconstruir uma imagem que contenha simultaneamente o mínimo de informação que ajuste aos espectros observados e que maximize o valor de entropia

$$S = - \sum_j p_j \log(p_j) \quad (2.10)$$

onde  $p_j$  é a uma quantidade normalizada, positiva e adimensional da imagem, por exemplo o brilho da superfície do  $j$ -ésimo *pixel* da imagem, e a soma é tomada sobre todos os *pixels* da imagem (Vogt et al., 1987). A imagem com máxima entropia é a que contém a menor



**Figura 10** – Princípios do imageamento Zeeman-Doppler. A estrela é dividida em uma grade com zonas com velocidade rotacional diferente. O espectro I está associado às duas regiões magnéticas que consistem em dois perfis de absorções, um perfil centrado em  $X_1$  e outro em  $X_2$ . Os perfis  $I+V$  e  $I-V$ , correspondem aos dois estados de polarização circular devido ao efeito Zeeman e o resultado da diferença entre os dois perfis gera uma polarização circular líquida  $V$  (Stokes  $V$  local) para cada uma das manchas. Fonte: [Carter et al. \(1996\)](#)

quantidade de informação espacial, por exemplo, a de menor contraste entre manchas e a fotosfera estelar. Detalhes do código de imageamento Zeeman-Doppler que utilizamos e os resultados da modelagem realizada para a estrela V819 Tau estão nas seções [3.4](#) e [3.4.1](#) respectivamente.

## 3 Metodologia e resultados

### 3.1 Parâmetros atmosféricos da estrela V819 Tau

Iniciamos a análise dos espectros de V819 Tau determinando os parâmetros estelares, como temperatura efetiva ( $T_{ef}$ ), velocidade radial ( $v_{rad}$ ), aceleração da gravidade na superfície ( $\log g$ ) e velocidade de rotação ( $v \sin i$ ). Os valores dos parâmetros estelares obtidos serão usados como dados de entrada para o cálculo do LSD e ZDI nas seções [3.2](#) e [3.4](#).

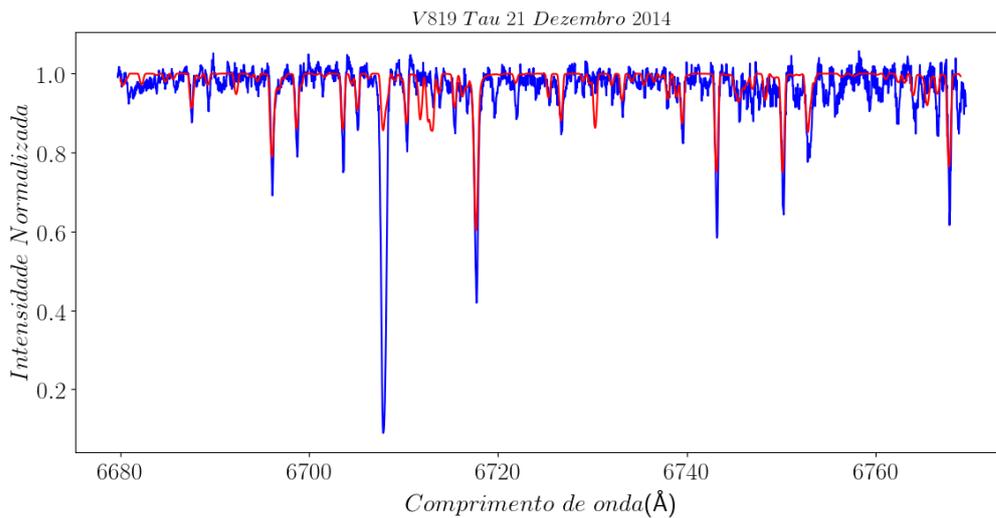
Os espectros observados da estrela V819 Tau foram normalizados para o nível do contínuo por um ajuste polinomial de baixa ordem. Em seguida, foi realizada uma análise criteriosa para selecionar regiões espectrais que possuíam muitas linhas fotosféricas e um bom sinal/ruído (S/N), evitando regiões com linhas de emissão, como as linhas de Balmer, e linhas telúricas. Notamos que a região do espectro com comprimento de onda entre o violeta e azul (aproximadamente de 4000 Å a 5000 Å) possuía baixo S/N, apresentando uma melhora a partir de 5500 Å. Portanto as escolhas das janelas espectrais para o ajuste dos parâmetros foram feitas a partir de 6000 Å.

Para a obtenção dos parâmetros estelares, usamos o código *LMA* escrito na linguagem Fortran por *Colin Folsom* ([Folsom et al., 2016](#)). Este código constrói espectros sintéticos a partir do modelo de atmosfera MARCS ([Plez, 2008](#)) e de parâmetros de linhas espectrais obtidos do Vienna Atomic Line Database ([Kupka et al., 1999](#), VALD). Estes espectros sintéticos são ajustados aos espectros observados utilizando como critério de ajuste o algoritmo de minimização de  $\chi^2$  Levenberg–Marquardt.

O código *LMA* realiza ajustes em janelas espectrais que possuem no máximo 100 Å. Para V819 Tau, escolhemos 8 janelas espectrais dentro do intervalo de 6000-7600 Å (6000-6090 Å, 6090-6190 Å, 6220-6299 Å, 6300-6362 Å, 6458-6558 Å, 6570-6670 Å, 7250-7350 Å e 7425-7525 Å).

Inicialmente incluímos uma nona janela espectral compreendida no intervalo de 6680-6770 Å, porém notamos que este intervalo incluía a linha de lítio (6708 Å). Segundo [Martín et al. \(1994\)](#), estrelas T Tauri possuem em geral uma abundância considerável de lítio, e é durante a PSP que essas estrelas esgotam praticamente todo seu lítio. O lítio é um indicativo de juventude para estrelas de baixa massa, que iniciam a PSP totalmente convectivas. A temperatura crítica para reação nuclear do lítio é de aproximadamente  $3 \times 10^6$  K ([Palla, 2005](#); [Magazzu et al., 1992](#)), e a convecção juntamente com a rotação estelar fazem com que o lítio seja transportado para o interior da estrela, que possui temperatura elevada o bastante para que este elemento seja queimado antes do início da

fusão nuclear do hidrogênio. Logo, uma estrela de baixa massa com grande abundância de lítio é em geral uma estrela jovem. A Figura 11 mostra a grande profundidade da linha espectral de lítio de V819 Tau. Esta alta abundância em lítio fez com que o código não conseguisse ajustar bem as linhas espectrais neste intervalo, pois o modelo de atmosfera adotado no ajuste (MARCS) usa a abundância solar de lítio, que é muito menor do que a das estrelas T Tauri, uma vez que o Sol já passou pela PSP, onde consumiu grande parte de seu lítio. Portanto, decidimos não incluir esta janela no ajuste.



**Figura 11** – Janela espectral em torno da linha de lítio (6708 Å). Note que o espectro sintético (linha vermelha) não se ajusta bem ao espectro observado (linha azul) devido à grande profundidade da linha de lítio.

Foi feita uma análise em estudos anteriores da literatura para encontrar parâmetros estelares iniciais para a realização do ajuste. Estudos feitos a partir de modelos de evolução e relacionando tipo espectral e  $T_{ef}$  como Strom et al. (1989) e estudos realizados a partir de fotometria como o de Wolk & Walter (1996), sugerem que a estrela V819 Tau apresenta um tipo espectral K7. Além disso Kenyon & Hartmann (1995) determinaram a partir de estudos fotométricos que V819 Tau tem uma temperatura efetiva de 4060 K. Dados fotométricos do satélite Gaia (Gaia Collaboration et al., 2018; Evans et al., 2018) indicam que V819 Tau possui temperatura de 3848 K, e Donati et al. (2015) utilizando dados espectro-polarimétricos determinaram uma temperatura efetiva de 4250 K.

De acordo com Galli et al. (2019), as estrelas da região de formação estelar de Touro, onde está localizada a estrela V819 Tau, possuem velocidades radiais entre 13,0 e 20,0 km/s, e segundo os dados coletados pelo telescópio Gaia (Gaia Collaboration et al., 2018; Evans et al., 2018) a estrela V819 Tau possui velocidade radial de 15,48 km/s. Na Tabela 2 estão valores de parâmetros encontrados na literatura para a estrela V819 Tau, incluindo os encontrados por Donati et al. (2015), que foram obtidos utilizando as técnicas LSD e ZDI que usaremos em nossa análise.

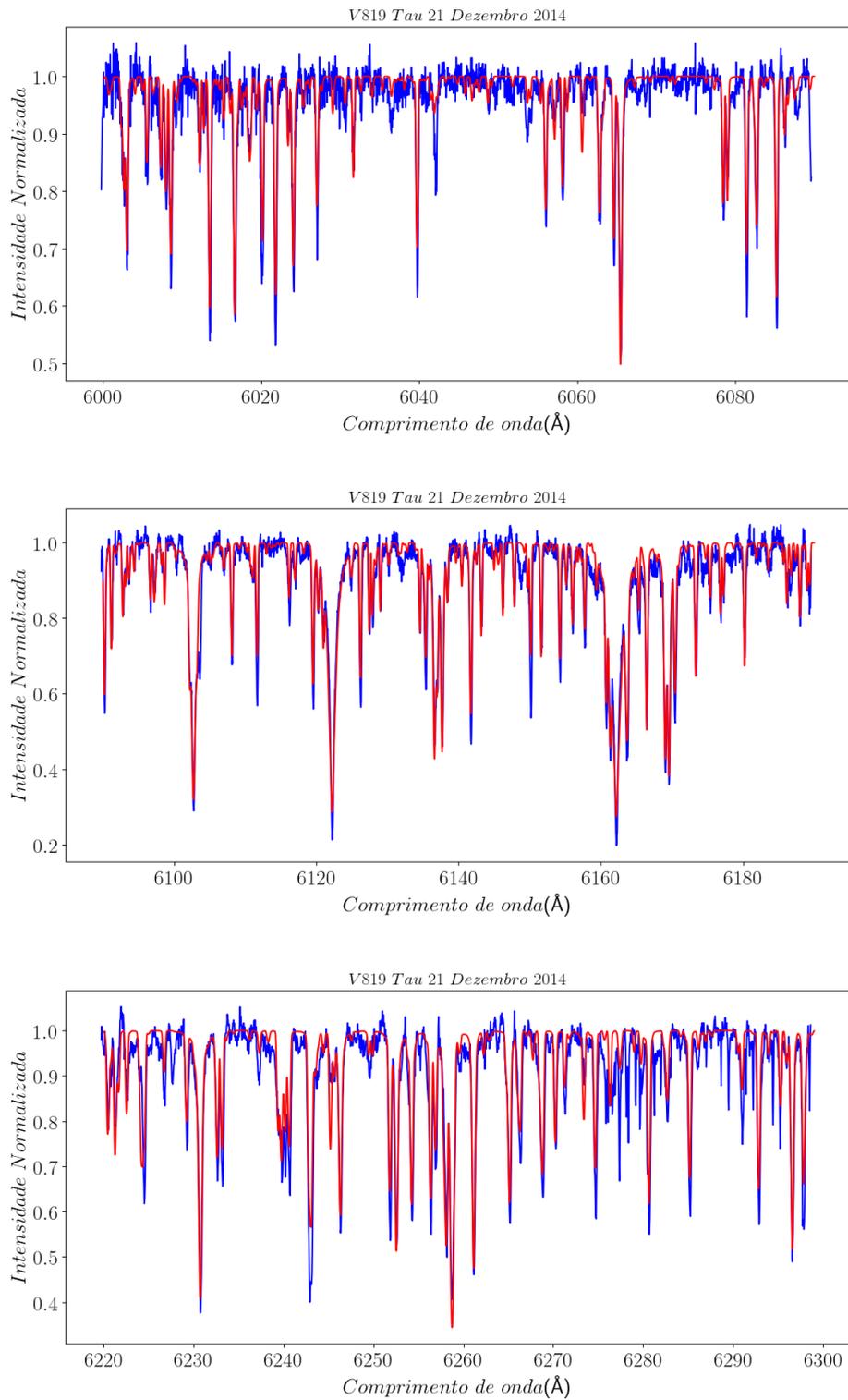
Os primeiros ajustes espectrais tiveram o objetivo de determinar a temperatura efetiva ( $T_{ef}$ ), a velocidade de rotação ( $v \text{ sen } i$ ) e velocidade radial ( $v_{rad}$ ) da estrela, mantendo fixa a aceleração da gravidade na superfície ( $\log g$ ). Foram utilizados como valores iniciais de  $T_{ef} = 4500 \text{ K}$ ,  $v \text{ sen } i = 13,0 \text{ km/s}$  e  $v_{rad} = 18,0 \text{ km/s}$  e adotamos o valor de  $\log(g) = 4,0$  que corresponde ao valor típico para estrelas T Tauri (Johns-Krull et al., 2013). Ao final dos ajustes, calculamos a média dos resultados obtidos nas oito regiões espectrais selecionadas e usamos como estimativa de erro o desvio padrão dos valores, assim como foi feito por Folsom et al. (2016). Encontramos uma temperatura efetiva de  $T_{ef} = 4221 \pm 91 \text{ K}$ , uma velocidade radial de  $v_{rad} = 16,5 \pm 1,4 \text{ km/s}$  e velocidade rotacional de  $v \text{ sen } i = 9,2 \pm 0,9 \text{ km/s}$ .

Um novo ajuste foi feito com o intuito de obter um valor mais preciso para  $T_{ef}$ . Utilizamos como parâmetros iniciais de entrada os resultados obtidos nos primeiros ajustes, deixando apenas a temperatura ser ajustada e mantivemos todos os outros parâmetros fixos. Com os resultados obtidos de temperatura para cada noite de observação, fizemos uma média dos valores, encontrando um valor de  $T_{ef} = 4196 \pm 74 \text{ K}$ .

Por último realizamos um ajuste fino dos parâmetros, usando como entrada o resultado de  $T_{ef}$  encontrado no último ajuste e os valores de  $v \text{ sen } i$  e  $v_{rad}$  encontrados nos primeiros ajustes. Os resultados finais foram  $T_{ef} = 4187 \pm 69 \text{ K}$ ,  $v \text{ sen } i = 9,0 \pm 0,8 \text{ km/s}$  e  $v_{rad} = 16,4 \pm 1,4 \text{ km/s}$ . Não houve uma mudança significativa nos valores dos parâmetros comparados com os ajustes anteriores, indicando que os valores dos parâmetros convergiram de forma satisfatória. A Figura 12 mostra o ajuste final de três janelas espectrais. Os ajustes finais de todas as janelas espectrais estão no anexo A. A Tabela 2 mostra os valores dos parâmetros encontrados no último ajuste. Nós realizamos também um ajuste mais aprimorado da velocidade radial e da velocidade rotacional com o código de imageamento Zeeman-Doppler, que será apresentado na seção 3.4.

$T_{ef}$ (K)	$v_{rad}$ (km/s)	$v \text{ sen } i$ (km/s)	Ref
4060	-	-	Kenyon & Hartmann (1995)
3848	15,48	-	Gaia Collaboration et al. (2018)
$4250 \pm 50$	$16,6 \pm 0,1$	$9,5 \pm 0,5$	Donati et al. (2015)
$4187 \pm 69$	$16,4 \pm 1,4$	$9,0 \pm 0,8$	Nosso trabalho

**Tabela 2** – Parâmetros da estrela V819 Tau encontrados na literatura e determinados pelo nosso trabalho. Na coluna 1 estão as temperaturas efetivas, nas colunas 2 e 3 estão os valores de velocidade radial e rotacional, e na coluna 4 estão as respectivas referências. Na última linha estão apresentados os parâmetros da estrela V819 Tau que foram determinados pelo nosso ajuste espectral.



**Figura 12** – Ajuste final para diferentes janelas espectrais do espectro obtido em 07 janeiro de 2015. Os espectros observados são as curvas azuis e os espectros sintéticos são as curvas vermelhas.

## 3.2 Cálculo LSD

### 3.2.1 Princípios básicos

Com o intuito principal de detectar e analisar sinais de polarização provenientes da superfície da estrela, foi utilizada a técnica de LSD. Esta técnica possibilita calcular perfis médios ponderados dos parâmetros de Stokes para cada noite de observação, a partir de uma lista de linhas fotosféricas selecionadas. Isto possibilita aumentar o nível do sinal/ruído dos parâmetros de Stokes, o que é primordial para análise do Stokes V, que apresenta sinal/ruído muito baixo se for analisada apenas uma linha espectral por vez (Donati et al., 1997; Kochukhov et al., 2010).

No cálculo dos perfis LSD, seguindo Donati et al. (1997) e Kochukhov et al. (2010), supõe-se que todas as linhas espectrais possuam a mesma forma e elas são escalonadas por um fator específico para cada linha ( $g\lambda$ ). Considera-se também que linhas sobrepostas somam-se linearmente. Esta técnica é aplicada no regime de campo fraco, onde o alargamento da linha devido ao efeito Zeeman é muito menor do que o alargamento devido ao efeito Doppler ( $\Delta\lambda_{Zeeman} \ll \Delta\lambda_{Doppler}$ ). Assim, cada perfil de Stokes V local é considerado proporcional à seguinte expressão:

$$V_{local} \propto g\lambda \frac{\partial I_{local}(v)}{\partial v} \quad (3.1)$$

onde  $g$  é o fator de Landé, que está relacionado com a sensibilidade magnética da transição eletrônica,  $\lambda$  é o comprimento de onda central da linha espectral,  $v$  é a coordenada no espaço de velocidades do perfil de linha e  $I_{local}$  é o perfil local da linha analisada. Pelo fato desta técnica supor que todas as linhas espectrais possuem aproximadamente a mesma forma, elas são simplesmente escalonadas pela profundidade central de cada linha, e o perfil local de Stokes V pode ser escrito da forma

$$V_{local} = g \lambda d k_b(v) \quad (3.2)$$

onde  $d$  é a profundidade central da linha e  $k_b(v)$  é uma função que descreve o perfil da linha, que é igual para todas as linhas. Para somar todas as contribuições dos perfis de Stokes V locais, integramos a equação 3.2 sobre todos os pontos  $P$  da superfície da estrela que possuem uma velocidade radial  $v_P$  e brilho  $b_P$ ,

$$V(v) = \int \int b_P V_{local}(v - v_P) ds \quad (3.3)$$

onde  $ds$  é um elemento de superfície da estrela, sendo que a equação 3.2 fica da forma

$$V_{local} = g \lambda d k_b(v - v_P) \quad (3.4)$$

Substituindo a equação [3.4](#) na [3.3](#)

$$V(v) = g \lambda d \int \int b_P k_b(v - v_P) ds \quad (3.5)$$

O termo  $g \lambda d$  é chamado de fator de escalonamento, que é o peso médio das linhas espectrais que será denominado de  $w$ . A integral  $\int \int (v - v_P) b_P k_b ds$  é denominada de sinal Zeeman e representa o perfil médio do espectro observado e chamaremos de  $Z(v)$ . Assim a equação [3.5](#) fica na forma

$$V(v) = w Z(v) \quad (3.6)$$

Define-se uma máscara de linha na forma

$$M(v) = \sum_i w_i \delta(v - v_i) \quad (3.7)$$

onde  $w_i$  é o peso da  $i$ -ésima linha espectral,  $\delta$  é o delta de Kronecker e  $v_i$  a  $i$ -ésima coordenada no espaço de velocidades. A construção da máscara é feita a partir de uma seleção de regiões do espectro observado que apresentam linhas fotosféricas bem comportadas, isto é, sem grandes alargamentos e sem grandes profundidades. Apenas regiões compreendidas na máscara de linha serão analisadas e usadas para o cálculo dos perfis médios de Stokes  $V$ .

O espectro observado da luz circularmente polarizada  $V$  pode ser expresso como uma convolução da máscara de linha  $M(v)$  e o perfil médio  $Z(v)$

$$V(v) = M(v) * Z(v) \quad (3.8)$$

ou em uma representação matricial

$$\mathbf{V}(\mathbf{v}) = \mathbf{M}(\mathbf{v}) * \mathbf{Z}(\mathbf{v}) \quad (3.9)$$

onde  $\mathbf{V}(\mathbf{v})$  é uma matriz com  $n$  elementos e  $\mathbf{Z}(\mathbf{v})$  com  $m$  elementos, assim  $\mathbf{M}(\mathbf{v})$  é uma matriz com dimensão  $n \times m$ .

O objetivo principal é encontrar o perfil médio  $Z(v)$ , pois a espectropolarimetria fornece o perfil de polarização  $V(v)$  das linhas fotosféricas da estrela devido ao efeito Zeeman. Logo, a solução do LSD é a realização de uma deconvolução da equação [3.8](#) ou [3.9](#) com relação a  $Z(v)$ . Em representação matricial temos a seguinte solução do LSD

$$\mathbf{Z} = (\mathbf{M}^t \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{M})^{-1} \mathbf{M}^t \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{V} \quad (3.10)$$

onde o termo  $\mathbf{S}$  é uma matriz quadrada diagonal que contém termos com o inverso do erro ( $1/\sigma_i$ ) de cada ponto do espectro observado, o termo  $\mathbf{M}^t \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{V}$  representa uma correlação cruzada ponderada do espectro observado e a máscara de linha  $\mathbf{M}(\mathbf{v})$ , e o termo  $(\mathbf{M}^t \cdot \mathbf{S}^2 \cdot \mathbf{M})^{-1}$  é o inverso da matriz de autocorrelação, que provê estimativas da incerteza do perfil LSD através dos elementos de sua diagonal.

### 3.2.2 Perfis LSD da estrela V819 Tau

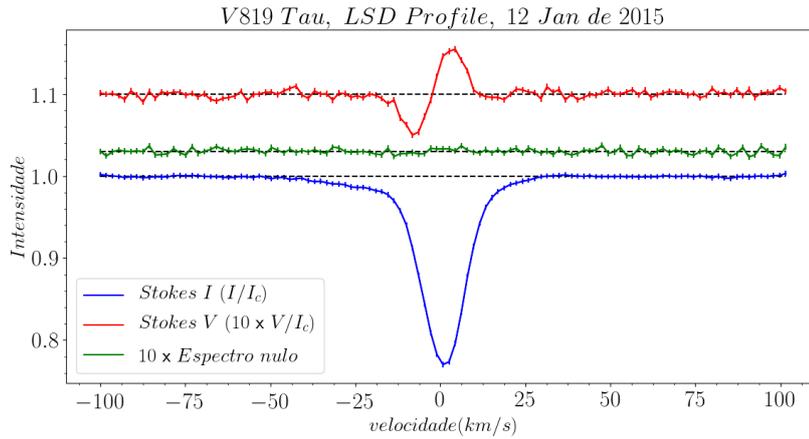
Inicialmente construímos a máscara de linha ( $M(v)$ ), utilizando os parâmetros estelares da Tabela 2 juntamente com um espectro sintético, cobrindo um intervalo de 4000 Å a 10000 Å, calculado a partir de uma lista de linhas atômicas extraídas da base de dados VALD. A máscara foi criada selecionando regiões do espectro observado que continham apenas linhas fotosféricas e um bom sinal/ruído. Somente as regiões do espectro que estão contidas na máscara de linha serão consideradas no cálculo dos perfis LSD. Ao final, foram selecionadas 2579 linhas fotosféricas.

Utilizamos o código *SUM* escrito por Evelyne Alecian (Villebrun et al., 2019), baseado no formalismo matemático descrito na seção 3.2.1, para o cálculo dos perfis LSD de V819 Tau. Para normalização dos perfis médios de Stokes I e V foram utilizados os mesmos parâmetros usados por Donati et al. (2015) e apresentados na Tabela 3. O programa gera os perfis LSD de Stokes I e V para cada noite de observação. Usamos um passo em velocidade de 1.8 km/s, que corresponde ao valor da resolução do ESPaDOns (Manset & Donati, 2003). Calculamos os perfis LSD em um intervalo  $\pm 100$  km/s em relação à velocidade radial da estrela.

Fator de Landé efetivo	1,2
Profundidade intrínseca média do perfil	0,55
Comprimento de onda médio	670,0 nm

**Tabela 3** – Dados de entrada usados para normalização e o cálculo dos perfis LSD.

Ao final foram produzidos 15 perfis LSD de Stokes I, V e de espectro nulo, um para cada noite de observação. Não detectamos um sinal significativo no espectro nulo, reforçando que as detecções de sinais de polarização foram provenientes da fotosfera estelar. A Figura 13 mostra os perfis LSD de Stokes I, V e o espectro nulo calculados com as observações de 12 de Janeiro de 2015. As intensidades dos perfis de Stokes V e dos espectros nulos foram ampliadas em 10 vezes, de modo que ficassem com uma escala parecida com a de Stokes I. Os perfis dos outros dias de observação estão no anexo B.



**Figura 13** – Perfil LSD de Stokes V (curva vermelha), Stokes I (curva azul) e espectro nulo (curva verde) do dia 12 de janeiro de 2015. As intensidades dos perfis de Stokes V e do espectro nulo foram ampliadas em 10 vezes, de modo que ficassem com uma escala parecida com a de Stokes I.

### 3.3 Cálculo do campo magnético longitudinal e do período de rotação da estrela

Com a obtenção dos perfis médios de Stokes I e V foi possível calcular o campo magnético longitudinal médio  $\langle B_l \rangle$  na superfície da estrela, que corresponde à componente líquida do campo magnético longitudinal projetado na nossa linha de visada. Este cálculo corresponde ao primeiro momento do perfil de Stokes V dado pela seguinte equação (Donati et al., 1997):

$$\langle B_l \rangle = -2,14 \times 10^{11} \frac{\int v Z^V(v) dv}{\lambda g c \int [1 - Z^I(v)] dv} \quad (3.11)$$

onde  $\lambda$  é dado em nm,  $v$  e  $c$  em km/s e  $\langle B_l \rangle$  em G.

O comprimento de onda  $\lambda$  e o fator de Landé efetivo  $g$  são os mesmos utilizados para os cálculos dos perfis LSD de Stokes I e V na seção 3.2.2 e estão apresentados na Tabela 3. Os termos  $c$  e  $v$  são respectivamente a velocidade da luz e a coordenada no espaço de velocidades de cada ponto do perfil de linha, e  $Z^I$  e  $Z^V$  são os perfis médios LSD de Stokes I e V respectivamente. As integrais foram calculadas numericamente no intervalo do espaço de velocidades entre -40 km/s e 40 km/s em relação à velocidade radial da estrela. Este intervalo foi escolhido para incluir apenas a região que continha o sinal dos perfis observados. Os valores obtidos são apresentados na Tabela 4. Encontramos valores de campo magnético que variam de acordo com a fase rotacional de  $-12 \pm 13$  G a  $-123 \pm 11$  G.

Com a finalidade de comparar com os resultados de campo magnético longitudinal que obtivemos, escolhemos algumas estrelas T Tauri estudadas em outros trabalhos que

Data (2014/2015)	ciclo	$B_l$ (G)	$\sigma_{B_l}$ (G)
19 Dez	0,00	-68	17
20 Dez	0,15	-121	11
21 Dez	0,33	-123	11
22 Dez	0,52	-80	12
28 Dez	1,62	-46	13
29 Dez	1,78	-22	14
30 Dez	1,95	-36	12
07 Jan	3,40	-113	13
08 Jan	3,57	-67	13
09 Jan	3,75	-12	13
10 Jan	3,94	-20	15
11 Jan	4,13	-108	10
12 Jan	4,30	-118	11
14 Jan	4,66	-45	13
15 Jan	4,84	-12	16

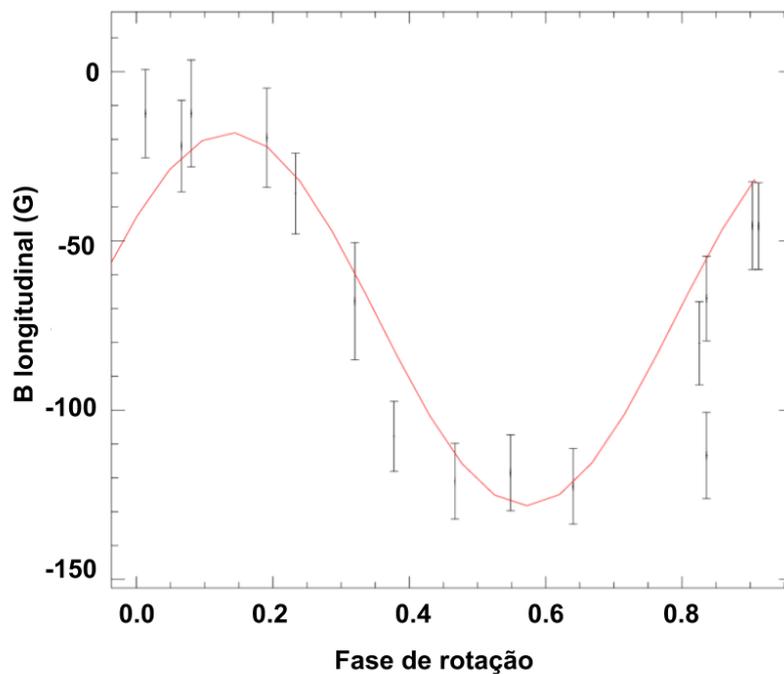
**Tabela 4** – Campo magnético longitudinal da estrela V819 Tau para cada noite de observação.

apresentam características parecidas, como massa, raio e idade, com as da estrela V819 Tau. [Donati et al. \(2012\)](#) obtiveram para a estrela GQ Lup, um campo magnético longitudinal variando entre -600 G e -75 G. GQ Lup é uma estrela T Tauri clássica que possui aproximadamente a mesma massa, raio e idade que V819 Tau. [Yu et al. \(2017\)](#) calcularam o campo magnético longitudinal para a T Tauri de linha fraca TAP 26 e encontraram uma variabilidade entre -200 G e 99 G. A estrela TAP 26 possui aproximadamente a mesma massa e raio de V819 Tau, porém é uma estrela mais velha, com cerca de 17 milhões de anos. TWA 9A também é uma T Tauri de linha fraca que apresenta massa e raio próximos aos de V819 Tau, porém é uma estrela mais velha, com cerca de 10 milhões de anos. Segundo [Hill et al. \(2019\)](#), TWA 9A apresenta um campo magnético longitudinal variando de -68 G e 33 G. A Tabela 5 mostra os valores de massa, raio, idade e os valores de campo magnético longitudinal calculados para cada estrela. Portanto, nossa primeira estimativa do campo magnético longitudinal de V819 Tau mostra resultados que estão de acordo com o esperado para estrelas T Tauri similares.

Estrela	Massa ( $M_\odot$ )	Raio ( $R_\odot$ )	Idade (Manos)	$B_l$ (G)	Referência
V819 Tau	1,0	1,8	3,2	-12 a -123	Este trabalho
GQ Lup	1,05	1,7	2 a 5	-600 a -75	<a href="#">Donati et al. (2012)</a>
TAP 26	1,04	1,17	17	-200 a +99	<a href="#">Yu et al. (2017)</a>
TWA 9A	1,0	1,2	10	-68 a +33	<a href="#">Nicholson et al. (2018)</a>

**Tabela 5** – Campo magnético longitudinal calculado para diferentes estrelas T Tauri. As quatro primeiras colunas indicam respectivamente nome, massa, raio e idade das estrelas. Valores mínimo e máximo calculados para o campo magnético longitudinal são indicados na coluna 5, e a referência de cada trabalho na coluna 6. Os valores de massa, raio e idade para as estrelas V819 Tau, GQ Lup e TAP 26 foram obtidos usando o modelo de evolução de [Siess et al. \(2000\)](#), e para a estrela TWA 9A foi utilizado o modelo de evolução de [Baraffe et al. \(2015\)](#).

Com os resultados obtidos para o campo magnético longitudinal, é possível verificar se há uma periodicidade na variação medida, oferecendo a possibilidade de obter uma estimativa para o período de rotação da estrela. Usando um código baseado no cálculo de periodograma de Lomb-Scargle (VanderPlas, 2018), foi possível estimar um período para a estrela de  $5,62 \pm 0,40$  dias, que está de acordo com o valor de 5,53113 dias, resultado de alta precisão obtido por Grankin (2013) a partir de dados fotométricos. A Figura 14 mostra o gráfico da intensidade do campo magnético longitudinal em relação à fase rotacional da estrela. Nós ajustamos os dados encontrados com uma função seno para melhor visualização da periodicidade dos resultados.



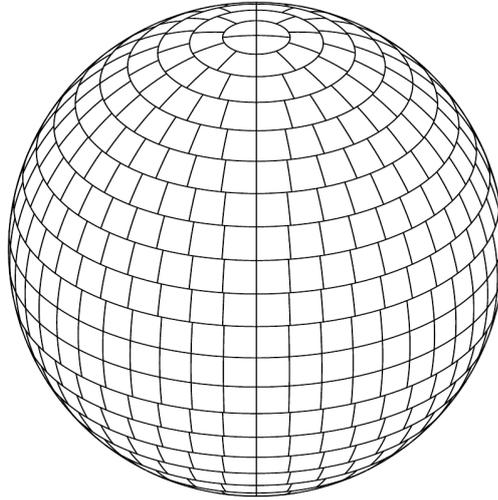
**Figura 14** – Componente do campo magnético longitudinal em fase com o período de rotação de  $5,62 \pm 0,40$  dias. A curva é um ajuste senoidal para os dados.

### 3.4 Imageamento Zeeman-Doppler - ZDI

O código de imageamento Zeeman-Doppler *zdipy*.0.3 escrito por Colin Folsom (Folsom et al., 2016) tem o propósito de reconstruir a distribuição de brilho e do campo magnético em larga escala, seguindo os princípios de minimização de  $\chi^2$  e de maximização da entropia (Skilling & Bryan, 1984). A modelagem dos mapas de brilho e de campo magnético é feita ajustando os perfis LSD de Stokes I e V que foram calculados a partir do método descrito na seção 3.2.

Inicialmente supõe-se que a estrela possui forma esférica e sua superfície é dividida em uma grade com vários elementos de área que possuem aproximadamente o mesmo

tamanho (Piskunov & Kochukhov, 2002; Kochukhov et al., 2014). Esses elementos são dispostos em anéis latitudinais, e os polos do sistema de coordenadas esféricas são alinhados com o eixo de rotação da estrela. A Figura 15 mostra um exemplo da divisão da superfície estelar feita por Piskunov & Kochukhov (2002).



**Figura 15** – Grade da superfície estelar para o cálculo do Imageamento Zeeman-Doppler. A superfície foi dividida em 23 latitudes e um total de 695 elementos de área. Fonte: Piskunov & Kochukhov (2002)

Utilizando um método iterativo, o programa compara, a cada passo, os perfis de Stokes I e V observados com perfis sintéticos correspondentes a cada fase rotacional. Esses perfis sintéticos são construídos calculando a solução analítica, proposta por Unno-Rachkovsky, das equações de transferência radiativa polarizada em uma atmosfera de Milne-Eddington, levando em consideração os valores locais dos parâmetros apropriados como o brilho, intensidade do campo magnético, velocidade radial, velocidade rotacional, escurecimento de borda e área projetada. Após a obtenção de vários modelos, o processo de inversão é estabilizado, usando um critério de entropia que visa escolher a topologia magnética e a distribuição de brilho com o mínimo de informação possível e que seja compatível com os dados observacionais.

Para a construção do mapa de brilho, é feita uma análise da variabilidade dos perfis de Stokes I com relação ao espaço de velocidades. Varia-se a distribuição de brilho de cada *pixel* da grade, analisando quais combinações de distribuição de brilho melhor reproduzem os perfis de Stokes I. Ao final, escolhe-se a distribuição de brilho com um mínimo de informação dentro do critério de menor  $\chi^2$  e máxima entropia (Donati et al., 2010).

Os mapas magnéticos são construídos a partir da caracterização do campo magnético estelar através das componentes radial ( $B_R$ ), azimutal ( $B_A$ ) e meridional ( $B_M$ ), que são obtidas utilizando a expansão de harmônicos esféricos, como descrito abaixo (Donati et al., 2006; Kochukhov et al., 2014).

$$B_R(\theta, \phi) = - \sum_{l=1}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l \operatorname{Re}[\alpha_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)] \quad (3.12)$$

$$B_M(\theta, \phi) = - \sum_{l=1}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l \operatorname{Re}[\beta_{lm} Z_{lm}(\theta, \phi) + \gamma_{lm} X_{lm}(\theta, \phi)] \quad (3.13)$$

$$B_A(\theta, \phi) = - \sum_{l=1}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^l \operatorname{Re}[\beta_{lm} X_{lm}(\theta, \phi) - \gamma_{lm} Z_{lm}(\theta, \phi)] \quad (3.14)$$

Para o cálculo e para descrever os modos de grau  $l$  e ordem  $m$ , é utilizada a parte real das funções dos harmônicos esféricos, onde

$$Y_{lm} = -c_{lm} P_{l|m|}(\cos \theta) K_m(\phi) \quad (3.15)$$

$$X_{lm}(\theta, \phi) = -\frac{c_{lm}}{l+1} \frac{P_{l|m|}(\cos \theta)}{\operatorname{sen} \theta} m K_{-m}(\phi) \quad (3.16)$$

$$Z_{lm}(\theta, \phi) = \frac{c_{lm}}{l+1} \frac{\partial P_{l|m|}(\cos \theta)}{\partial \theta} K_m(\phi) \quad (3.17)$$

$$\text{com } c_{lm} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} \text{ e } K_m(\phi) = \begin{cases} \cos(|m|\phi), & m \geq 0 \\ \operatorname{sen}(|m|\phi), & m < 0 \end{cases}$$

O termo  $P_{lm}(\cos \theta)$  é o polinômio de Legendre associado de grau  $l$  e ordem  $m$ . Os coeficientes  $\alpha_{lm}$  caracterizam a componente do campo radial,  $\beta_{lm}$  caracterizam a contribuição do campo poloidal, e  $\gamma_{lm}$  caracterizam a contribuição do campo toroidal.

Para a modelagem dos melhores mapas magnéticos, variam-se os valores dos coeficientes dos harmônicos esféricos, escolhendo ao final da modelagem, a combinação que gera perfis que melhor reproduzam os perfis de Stokes V, com um mínimo de informação e que estejam dentro dos critérios de menor  $\chi^2$  e máxima entropia.

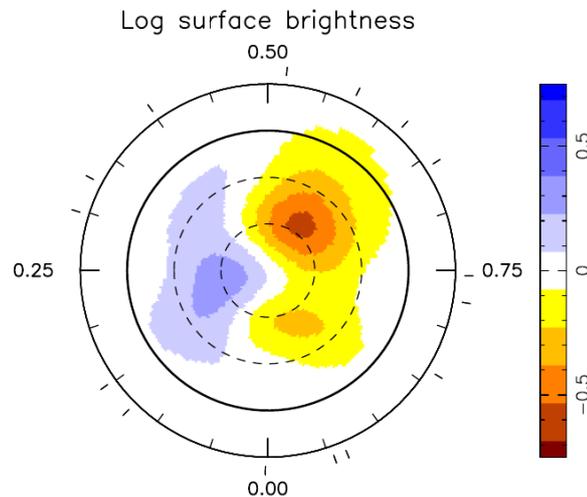
### 3.4.1 Imageamento Zeeman-Doppler da estrela V819 Tau

Para a realização do cálculo do imageamento Zeeman-Doppler, foram utilizados o comprimento de onda e o fator de Landé usados na normalização dos perfis LSD de Stokes I e V na seção 3.2.2 (ver Tabela 3). Também foram utilizados como parâmetros de entrada, o período de rotação de 5,53113 dias calculado por Grankin (2013) e os valores de velocidade rotacional e velocidade radial apresentados na Tabela 2, que foram obtidos no ajuste dos parâmetros atmosféricos na seção 3.1.

Realizamos um primeiro ajuste apenas do mapa de brilho, ou seja, apenas dos perfis LSD de Stokes I. O ajuste de brilho é feito primeiramente, pois as manchas na superfície

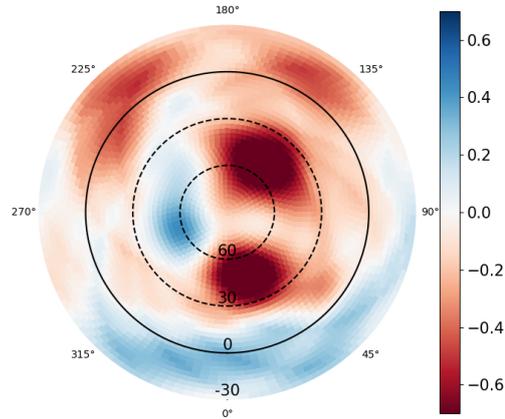
da estrela estão relacionadas com regiões com grandes concentrações de linhas de campo magnético, logo a obtenção de um bom mapa de brilho auxilia na caracterização do mapa magnético. Uma estrela com grande cobertura de manchas em sua superfície faz com que os perfis de Stokes I sejam bastante distorcidos à medida que a estrela realiza sua rotação. A estrela T Tauri de linha fraca LkCa 4, estudada por [Donati et al. \(2014\)](#), possui grandes distorções em seu perfil de Stokes I devido à grande quantidade de manchas quentes e frias em sua superfície (em torno de 80% de sua superfície apresenta manchas de acordo com [Gully-Santiago et al. \(2017\)](#)). Para a estrela V819 Tau, espera-se uma quantidade pequena de manchas em sua superfície, pois os perfis de Stokes I possuem distorções muito menores do que as encontradas em LkCa4. [Donati et al. \(2015\)](#) determinaram que aproximadamente 15% da superfície da V819 Tau estava coberta por manchas, como mostra a Figura [16](#).

Para os primeiros ajustes dos perfis de Stokes I, dividimos a superfície da estrela em aproximadamente 2000 elementos e almejamos um  $\chi_r^2 = 50,0$ , deixando o valor de entropia variar livremente. Encontramos um modelo que correspondeu a uma distribuição de brilho sem mancha. Diminuímos o valor de  $\chi_r^2$  gradativamente de modo a encontrar o melhor modelo que ajustasse os perfis LSD de Stokes I com o mínimo de informação. Chegamos a um valor de  $\chi_r^2=1$ , obtendo o primeiro modelo com uma porcentagem de manchas cobrindo cerca de 32% da superfície da estrela, como mostra a Figura [17](#).



**Figura 16** – Mapa do logaritmo do brilho da estrela V819 Tau. A superfície da estrela é vista do polo até a latitude de  $-30^\circ$ . O círculo em negrito corresponde ao equador. As manchas cobrem aproximadamente 15% da superfície visível da estrela. As regiões com cor azul representam as intensidades das manchas quentes e as regiões com cores amarela e laranja as intensidades das manchas frias. Fonte: [Donati et al. \(2015\)](#). Esta figura é melhor visualizada em cores.

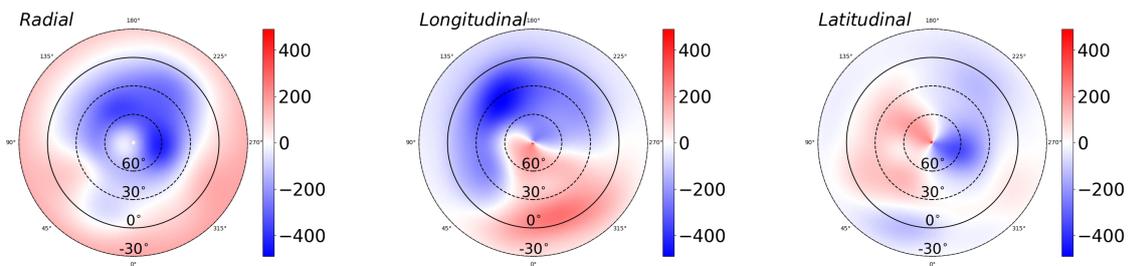
Com os perfis de Stokes I ajustados, mantivemos fixa a distribuição de brilho e ajustamos os perfis de Stokes V. Desta forma obtivemos valores de entropia maiores e  $\chi_r^2$  ( $\chi^2$  reduzido) menores comparados com o ajuste conjunto dos perfis de Stokes I e V. O  $\chi_r^2$  é usado como um parâmetro de medida da qualidade dos ajustes. Um valor de  $\chi_r^2 \gg 1$



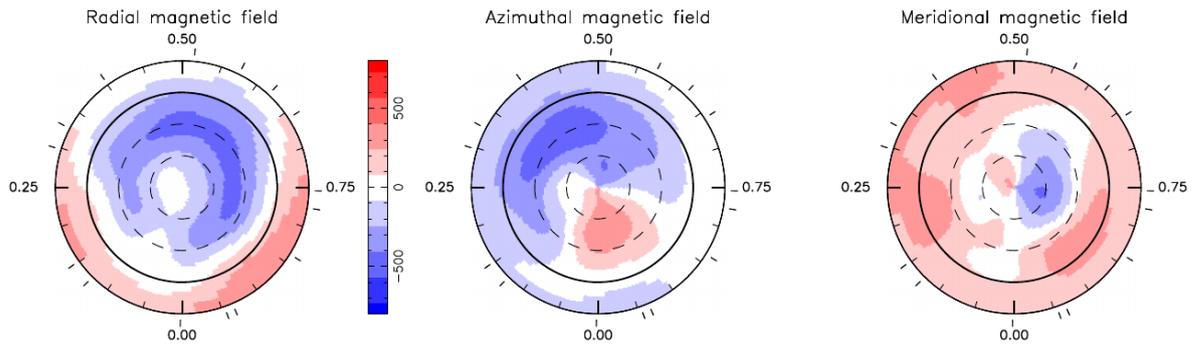
**Figura 17** – Primeiro mapa do logaritmo do brilho obtido para a estrela V819 Tau com  $\chi_r^2 = 1.0$ . A superfície da estrela é vista do polo até a latitude de  $-30^\circ$ . O círculo em negro corresponde ao equador. As manchas cobrem aproximadamente 32% da superfície visível da estrela. As regiões com cor azul representam as intensidades das manchas quentes e as regiões com cor vermelha as intensidades das manchas frias. Esta figura é melhor visualizada em cores.

indica que o ajuste obtido tem baixa qualidade, enquanto valores de  $\chi_r^2 \ll 1$  correspondem às variações dentro do ruído dos dados. Um valor de  $\chi_r^2 = 1$  indica um ajuste confiável e de qualidade.

Para os primeiros ajustes dos perfis de Stokes V, utilizamos como entrada o mapa de brilho obtido no ajuste anterior e mantendo fixa a quantidade de manchas na superfície da estrela. Utilizamos uma quantidade máxima de harmônicos esféricos de  $l_{max} = 10$  e almejamos um  $\chi_r^2 = 50,0$  o que correspondeu a um modelo sem campo magnético. Diminuímos o valor de  $\chi_r^2$  gradativamente até o valor de  $\chi_r^2 = 1,0$  com o qual obtivemos um valor médio de campo magnético de 211 G. A Figura 18 mostra os primeiros mapas magnéticos obtidos com  $\chi_r^2 = 1,0$ . Donati et al. (2015) encontraram para V819 Tau um campo magnético médio de 370 G, como mostra a Figura 19.



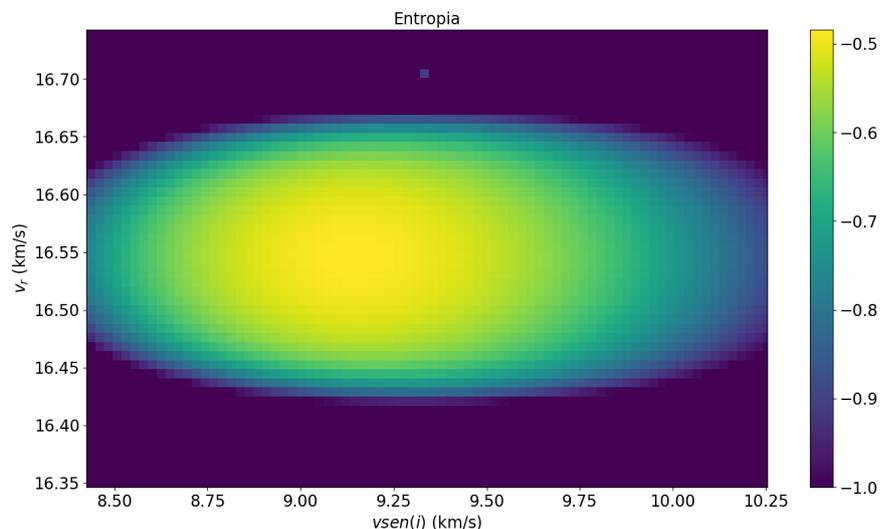
**Figura 18** – Primeiros mapas das componentes radial (esquerda), longitudinal (centro) e latitudinal (direita) do campo magnético na superfície de V819 Tau. As escalas de cores da intensidade do campo magnético são mostradas em Gauss. Esta figura é melhor visualizada em cores



**Figura 19** – Mapas das componentes radial (esquerda), longitudinal (centro) e latitudinal (direita) do campo magnético na superfície de V819 Tau. As escalas de cores da intensidade do campo magnético são mostradas em Gauss. Fonte: [Donati et al. \(2015\)](#). Esta figura é melhor visualizada em cores.

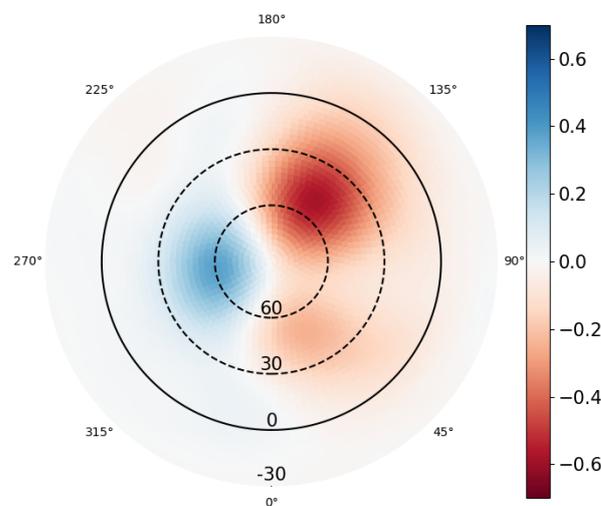
Fizemos em seguida um ajuste fino da velocidade radial ( $v_r$ ) e velocidade rotacional ( $v \text{ sen } i$ ) para obter parâmetros que melhor reproduzissem os perfis de Stokes I e V observados. Ajustamos apenas os perfis de Stokes I, pois são nestes perfis que se tem influência relevante dos parâmetros  $v_r$  e  $v \text{ sen } i$ .

Ajustamos  $v \text{ sen } i$  e ao final de cada ajuste escolhemos o modelo com máxima entropia e utilizamos este valor como parâmetro de entrada para ajustar  $v_r$ . Construímos uma grade com aproximadamente 16.000 pontos de ajuste de  $v \text{ sen } i$  e  $v_r$  para encontrar os valores ótimos desses parâmetros. A Figura [20](#) mostra o resultado do ajuste de acordo com a variação da entropia. O valor máximo de entropia ocorre em torno de 16,55 km/s para a velocidade radial e 9,15 km/s para a velocidade rotacional. Estimamos os erros dos parâmetros através da largura do paraboloide nas duas direções em torno dos valores de máximos e obtivemos  $v \text{ sen } i = 9,2 \pm 0,8 \text{ km/s}$  e  $v_r = 16,55 \pm 0,10 \text{ km/s}$ .



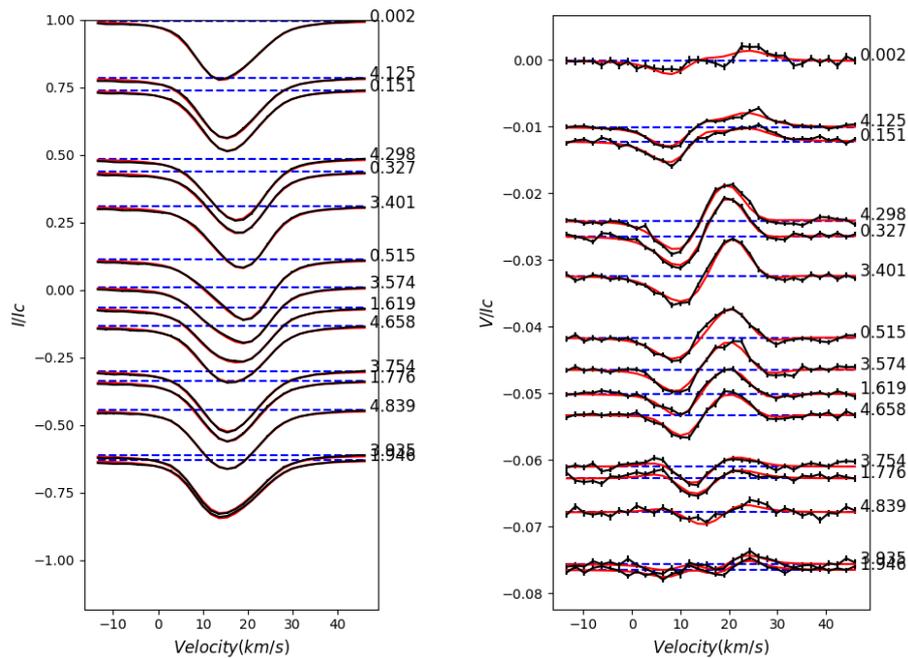
**Figura 20** – Mapa de entropia em função de  $v \text{ sen } i$  e  $v_r$ .

Recalculamos um modelo de distribuição de brilho com os parâmetros obtidos no ajuste fino e encontramos que a estrela possui manchas que cobrem aproximadamente 16% de sua superfície, como mostra a Figura 21. Este resultado está de acordo com o que foi obtido por Donati et al. (2015), usando códigos diferentes para obter tanto os perfis LSD quanto para o ZDI. Os ajustes dos perfis de Stokes I correspondentes a este modelo estão na Figura 22.



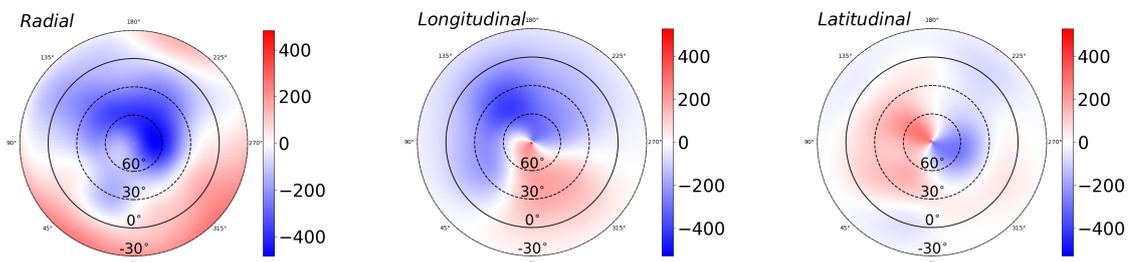
**Figura 21** – Mapa final do logaritmo do brilho. A superfície da estrela é vista do polo até a latitude de  $-30^\circ$ . O círculo em negrito corresponde ao equador. As manchas cobrem aproximadamente 16% da superfície visível da estrela. As regiões com azul representam as intensidades das manchas quentes e as regiões com cor vermelha as intensidades das manchas frias. Esta figura é melhor visualizada em cores.

Modelamos também a topologia magnética da estrela V819 Tau, utilizando os parâmetros obtidos no ajuste fino. Obtivemos um campo magnético médio de  $\langle B \rangle = 205\text{G}$ , sendo a região de campo máximo com um valor de  $B_{max} = 611\text{ G}$ . Encontramos que a estrela V819 Tau possui uma topologia magnética predominantemente (cerca de 80%) poloidal, com a maior intensidade no campo dipolar ( $B_{dip} = 304\text{ G}$ ). V819 Tau possui campos quadrupolar e octopolar fracos, em torno de 11% e 4% respectivamente do campo poloidal total, além de um campo toroidal que corresponde a apenas 20% do fluxo magnético total. A Figura 23 mostra as intensidades e as topologias magnéticas das componentes radial, latitudinal e longitudinal. Os ajustes dos perfis de Stokes V correspondentes a este modelo estão na Figura 22.



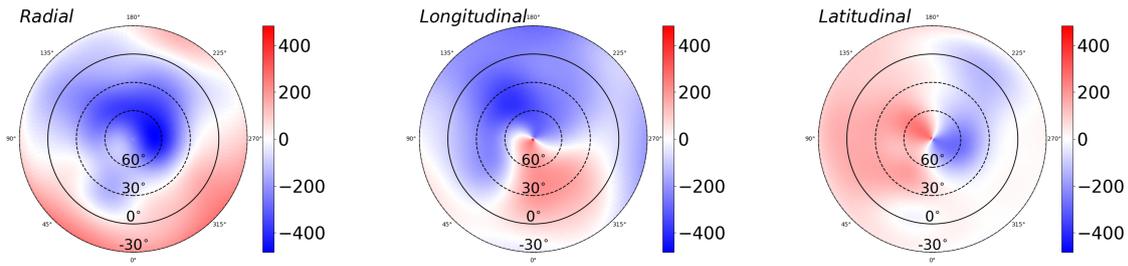
**Figura 22** – Ajustes dos perfis de Stokes I (esquerda) e de Stokes V (direita) calculados (linhas vermelhas) aos perfis observados (linhas pretas) em função do ciclos de rotação de V819 Tau (números à direita).

Comparamos os resultados da topologia magnética obtidos por [Donati et al. \(2015\)](#) com os nossos, percebemos que houve uma certa discordância principalmente na componente latitudinal. Com o intuito de entender as diferenças obtidas, limitamos o modelo dos mapas magnéticos aos harmônico esféricos ímpares, como feito por [Donati et al. \(2015\)](#). A Figura [24](#) mostra as topologias e as intensidades das componentes radial, longitudinal e latitudinal obtidas apenas com os harmônicos esféricos ímpares.



**Figura 23** – Mapas magnéticos considerando os harmônicos esféricos pares e ímpares para a estrela V819 Tau. Mapas das componentes radial (esquerda), longitudinal (centro) e latitudinal (direita) do campo magnético na superfície de V819 Tau. As escalas de cores da intensidade do campo magnético são mostradas em Gauss. Esta figura é melhor visualizada em cores.

Com este modelo, obtivemos um campo magnético médio de  $\langle B \rangle = 260$  G, sendo a região de campo máximo com um valor de  $B_{max} = 566$  G. Encontramos que a estrela V819 Tau possui uma topologia predominantemente (cerca de 77%) poloidal,



**Figura 24** – Mapas magnéticos considerando apenas os harmônicos esféricos ímpares para a estrela V819 Tau. Mapas das componentes radial (esquerda), longitudinal (centro) e latitudinal (direita) do campo magnético na superfície de V819 Tau. As escalas de cores da intensidade do campo magnético são mostradas em Gauss. Esta figura é melhor visualizada em cores.

tendo uma predominância no campo dipolar com um valor máximo de  $B_{dip} = 367$  G. Neste modelo, V819 Tau apresentou um campo octupolar fraco, em torno de 8% do campo poloidal total. A estrela V819 Tau possui um campo toroidal fraco que corresponde apenas a 23% da topologia total. Com este modelo, obtivemos uma topologia e valores dos campos magnéticos mais próximos dos que foram obtidos por [Donati et al. \(2015\)](#), que obtiveram uma topologia predominantemente poloidal com ênfase no campo dipolar de  $B_{dip} = 400$  G.

Não existe a princípio um motivo físico para omitir os harmônicos esféricos pares nos estudos de campo magnético de estrelas T Tauri de linha fraca. Fizemos os cálculos desta maneira apenas para poder comparar corretamente os nossos resultados com os de [Donati et al. \(2015\)](#).

## 4 Conclusão e perspectivas

Neste trabalho apresentamos a modelagem do campo magnético e da distribuição de brilho na superfície da estrela T Tauri de linha fraca V819 Tau. A partir do ajuste de espectros sintéticos aos espectros observados, determinamos que a estrela V819 Tau possui temperatura efetiva de  $4187 \pm 69$  K, velocidade radial de  $16,4 \pm 1,4$  km/s e velocidade rotacional de  $9,0 \pm 0,8$  km/s.

Utilizando os dados espectro-polarimétrico das 15 noites de observação, calculamos perfis médios LSD de Stokes I e V, que nos possibilitaram calcular o campo magnético longitudinal médio que variou entre -12 G a -123 G em função da rotação estelar. Utilizando a variabilidade dos perfis LSD de Stokes V, calculamos o período rotacional da estrela, obtendo  $5,62 \pm 0,40$  d. Calculamos o espectro nulo para todos os dias de observação, com o qual verificamos que os sinais de polarização obtidos foram provenientes da fotosfera estelar.

Modelamos a distribuição de brilho e a topologia magnética na superfície de V819 Tau. Neste processo fizemos um ajuste fino nos valores de velocidade radial e de rotação, obtendo  $16,55 \pm 0,10$  km/s e  $9,2 \pm 0,8$  km/s, respectivamente. A estrela apresenta cerca de 16% de sua superfície coberta por manchas e uma topologia de campo magnético predominantemente poloidal. Quando consideramos os harmônicos esféricos pares e ímpares, a componente dipolar teve intensidade máxima de 304 G. Considerando apenas os harmônicos esféricos ímpares, obtivemos uma intensidade máxima do campo dipolar de 367 G, que concorda com os valores obtidos por [Donati et al. \(2015\)](#) para V819 Tau. Aprendemos com êxito as técnicas de modelagem magnética da superfície de estrelas T Tauri, e encontramos resultados consistentes com relação à literatura para este tipo de estrela.

Pretendemos utilizar os conhecimentos adquiridos neste trabalho, juntamente com as técnicas de reconstrução da topologia magnética e de brilho, para analisar os dados coletados pelo espectropolarímetro SPIRou ([Donati et al., 2018](#)) de várias estrelas T Tauri. O SPIRou é um novo espectropolarímetro de alta resolução do telescópio de 3,6 m CFHT, que cobre em uma única exposição uma faixa de comprimentos de onda no domínio do infra-vermelho próximo ( $0,98 - 2,44 \mu\text{m}$ ). Como o alargamento Zeeman das linhas espectrais é diretamente proporcional ao comprimento de onda ao quadrado, será possível com este equipamento caracterizar com mais detalhes estruturas magnéticas de estrelas jovens de baixa massa e também de protoestrelas. Além disto, estrelas de baixa massa emitem mais no infra-vermelho próximo do que no visível e o uso do SPIRou permitirá aumentar a amostra destas estrelas observadas inicialmente com o ESPaDOs.

Isso permitirá obter resultados estatisticamente robustos sobre a estrutura e evolução do campo magnético estelar na Pré-Sequencia Principal.

# Referências

- Amard, L., Palacios, A., Charbonnel, C., Gallet, F., & Bouvier, J. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 587, A105 Citado na página [21](#)
- Baraffe, I., Homeier, D., Allard, F., & Chabrier, G. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 577, A42 Citado na página [41](#).
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 311, 858 Citado na página [19](#).
- Bouvier, J. 1990, *The Astronomical Journal*, 99, 946 Citado na página [21](#).
- Bouvier, J., Alencar, S., Harries, T., Johns-Krull, C., & Romanova, M. 2006, *Protostars and Planets V* 479 ed B Citado na página [20](#).
- Brandenburg, A. & Subramanian, K. 2005, *Physics Reports*, 417, 1 Citado na página [23](#).
- Carter, B., Brown, S., Donati, J.-F., Rees, D., & Semel, M. 1996, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 13, 150 Citado 2 vezes nas páginas [31](#) e [32](#).
- Donati, J.-F., Gregory, S., Alencar, S., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425, 2948 Citado na página [41](#).
- Donati, J.-F., Hébrard, E., Hussain, G., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444, 3220 Citado na página [45](#).
- Donati, J.-F., Hébrard, E., Hussain, G. A. J., et al. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453, 3706 Citado 14 vezes nas páginas [20](#), [21](#), [28](#), [29](#), [34](#), [35](#), [39](#), [45](#), [46](#), [47](#), [48](#), [49](#), [50](#) e [51](#).
- Donati, J.-F., Howarth, I., Jardine, M., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370, 629 Citado na página [43](#).
- Donati, J.-F., Kouach, D., Lacombe, M., et al. 2018, *Handbook of Exoplanets*, 903 Citado na página [51](#).
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 291, 658 Citado 4 vezes nas páginas [27](#), [29](#), [37](#) e [40](#).
- Donati, J.-F., Skelly, M., Bouvier, J., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 1347 Citado na página [43](#).

- Eisberg, R. & Resnick, R. 1979, Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas, 23ª ed., Rio de Janeiro: Editora Campus Citado na página [24](#).
- Evans, D. W., Riello, M., De Angeli, F., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 616, A4 Citado na página [34](#).
- Feigelson, E. D. & Montmerle, T. 1999, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 37, 363 Citado 2 vezes nas páginas [19](#) e [20](#).
- Folsom, C. P., Bouvier, J., Petit, P., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 474, 4956 Citado na página [21](#).
- Folsom, C. P., Petit, P., Bouvier, J., et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 457, 580 Citado 3 vezes nas páginas [33](#), [35](#) e [42](#).
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 616, A1 Citado 2 vezes nas páginas [34](#) e [35](#).
- Galli, P., Loinard, L., Bouy, H., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 630, A137 Citado na página [34](#).
- Grankin, K. 2013, *Astronomy Letters*, 39, 251 Citado 3 vezes nas páginas [28](#), [42](#) e [44](#).
- Gully-Santiago, M. A., Herczeg, G. J., Czekala, I., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 836, 200 Citado na página [45](#).
- Hartmann, L. 2000, *Accretion processes in star formation*, Vol. 32 (Cambridge University Press) Citado na página [19](#).
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 135 Citado na página [19](#).
- Hill, C., Folsom, C., Donati, J., et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 5810 Citado na página [41](#).
- Johns-Krull, C. M., Chen, W., Valenti, J. A., et al. 2013, *The Astrophysical Journal*, 765, 11 Citado na página [35](#).
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1995, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 101, 117 Citado 2 vezes nas páginas [34](#) e [35](#).
- Kochukhov, O., Lüftinger, T., Neiner, C., et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 565, A83 Citado na página [43](#).
- Kochukhov, O., Makaganiuk, V., & Piskunov, N. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 524, A5 Citado 3 vezes nas páginas [27](#), [29](#) e [37](#).

- Kochukhov, O. & Wade, G. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 513, A13 Citado na página [27](#).
- Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T., Stempels, H., & Weiss, W. 1999, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 138, 119 Citado na página [33](#).
- Kurosawa, R. & Romanova, M. M. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431, 2673 Citado na página [20](#).
- Landstreet, J. D. 1992, *Astronomy & Astrophysics*, 4, 35 Citado 2 vezes nas páginas [24](#) e [25](#).
- Magazzu, A., Rebolo, R., & Pavlenko, I. V. 1992, *The Astrophysical Journal*, 392, 159 Citado na página [33](#).
- Manset, N. & Donati, J.-F. 2003, in *Polarimetry in Astronomy*, Vol. 4843, International Society for Optics and Photonics, 425–436 Citado 2 vezes nas páginas [27](#) e [39](#).
- Martin, E., Rebolo, R., Magazzu, A., & Pavlenko, Y. V. 1994, *Astronomy & Astrophysics*, 282, 503 Citado na página [33](#).
- Nicholson, B., Hussain, G., Donati, J., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 1754 Citado na página [41](#).
- Nicholson, B. A., Hussain, G. A. J., Donati, J.-F., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 1754 Citado na página [20](#).
- Palla, F. 2005, *Proceedings of the international Astronomical Union*, 1, 196 Citado na página [33](#).
- Parker, E. N. 1955, *The Astrophysical Journal*, 121, 491 Citado na página [23](#).
- Piskunov, N. & Kochukhov, O. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 381, 736 Citado na página [43](#).
- Plez, B. 2008, *Physica Scripta*, 2008, 014003 Citado na página [33](#).
- Reiners, A. 2012, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 1 Citado 4 vezes nas páginas [20](#), [24](#), [26](#) e [27](#).
- Reipurth, B., Jewitt, D., & Keil, K. 2007, *Protostars and Planets V* (University of Arizona Press) Citado na página [20](#).
- Sanchez, S., Fournier, A., Pinheiro, K. J., & Aubert, J. 2014, *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, 86, 11 Citado na página [23](#).
- Semel, M. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 225, 456 Citado na página [31](#).

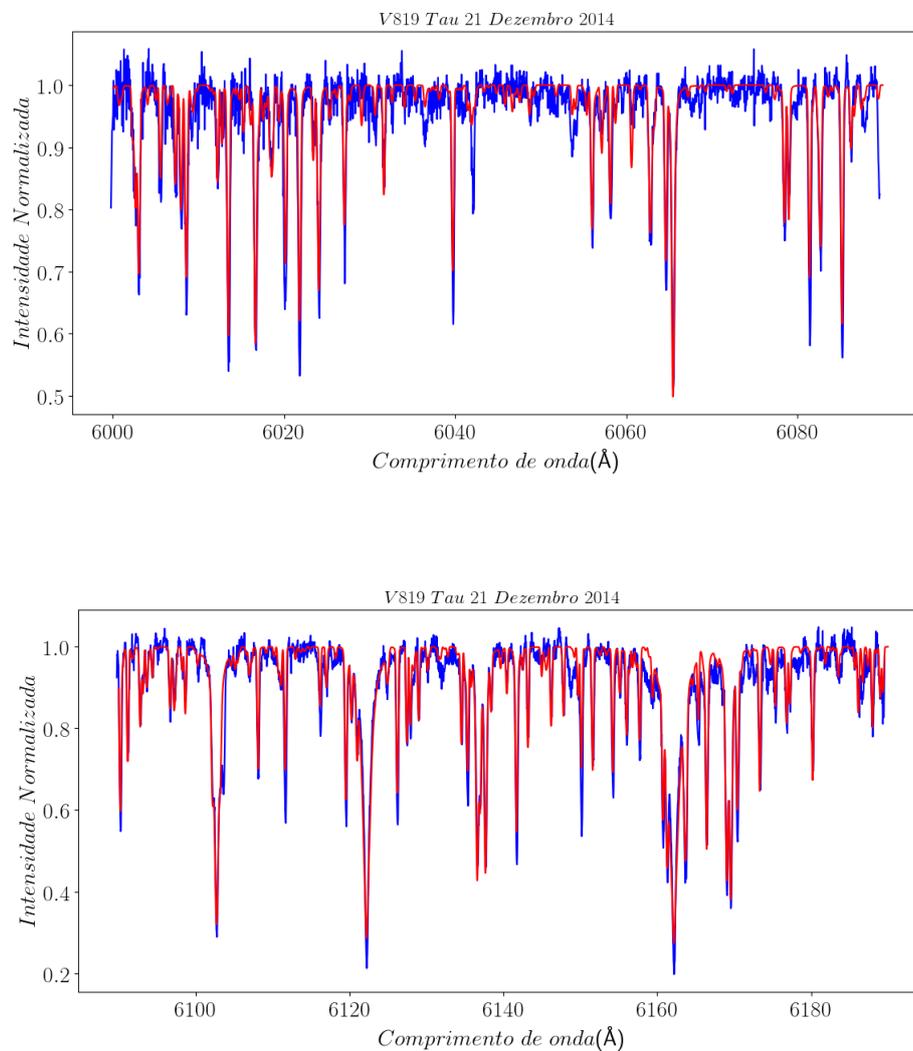
- Semel, M. 1995, in International Astronomical Union Colloquium, Vol. 149, Cambridge University Press, 340–349 Citado na página [31](#).
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 358, 593 Citado 2 vezes nas páginas [21](#) e [41](#).
- Skilling, J. & Bryan, R. 1984, *Monthly notices of the royal astronomical society*, 211, 111 Citado 2 vezes nas páginas [31](#) e [42](#).
- Stokes, G. G. 1851, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 9, 399 Citado na página [26](#).
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *The Astronomical Journal*, 97, 1451 Citado na página [34](#).
- VanderPlas, J. T. 2018, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 236, 16 Citado na página [42](#).
- Villebrun, F., Alecian, E., Hussain, G., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 622 Citado na página [39](#).
- Vogt, S. S., Penrod, G. D., & Hatzes, A. P. 1987, *The Astrophysical Journal*, 321, 496 Citado 2 vezes nas páginas [30](#) e [31](#).
- Wolk, S. J. & Walter, F. M. 1996, *The Astronomical Journal*, 111, 2066 Citado 2 vezes nas páginas [21](#) e [34](#).
- Yu, L., Donati, J.-F., Hébrard, E., et al. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 1342 Citado na página [41](#).

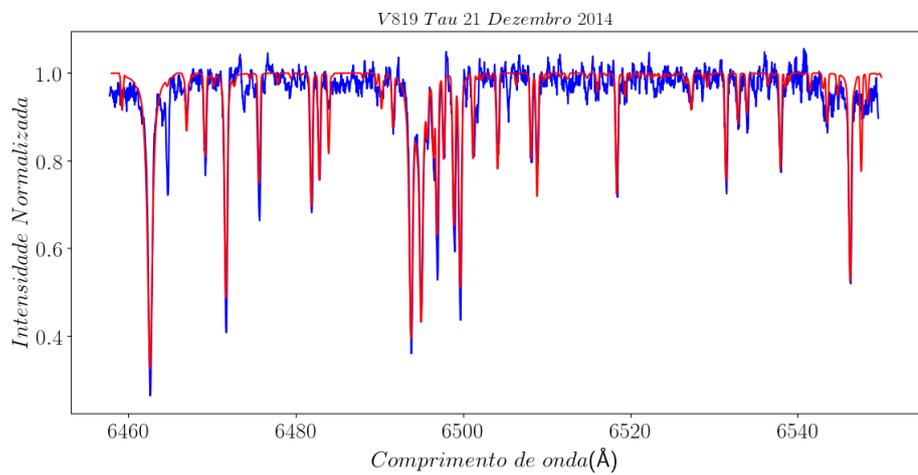
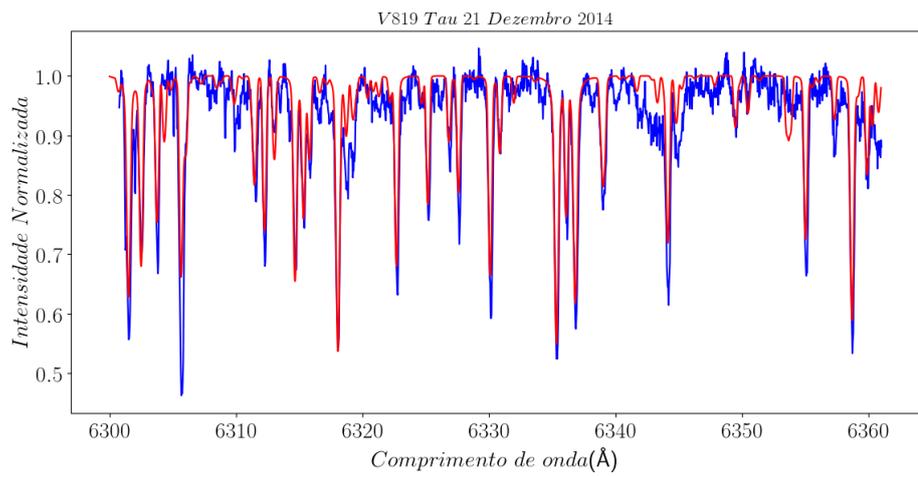
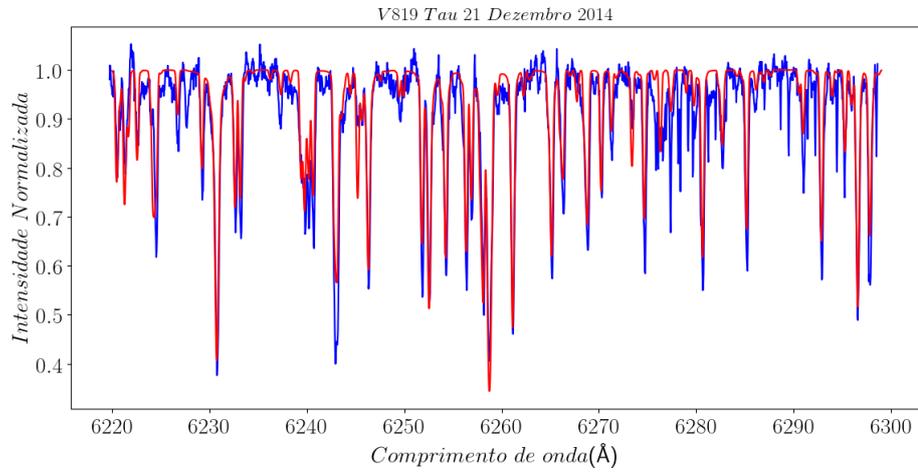
# Apêndices

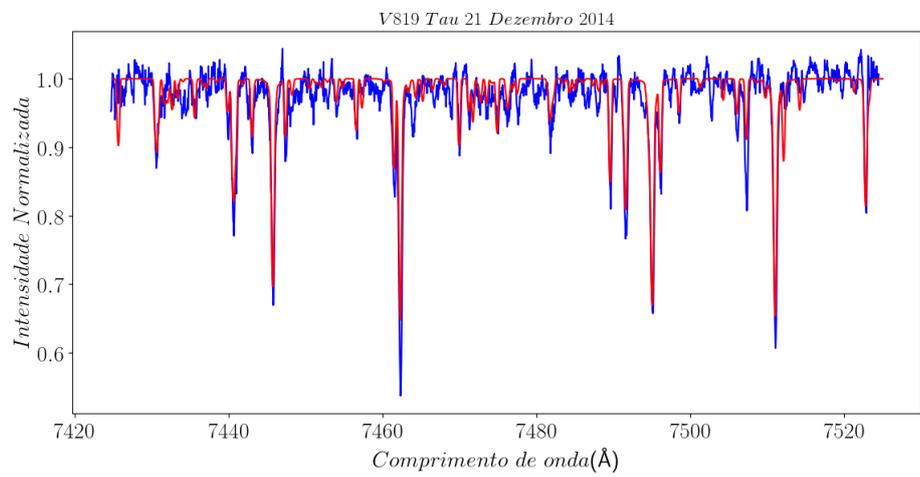
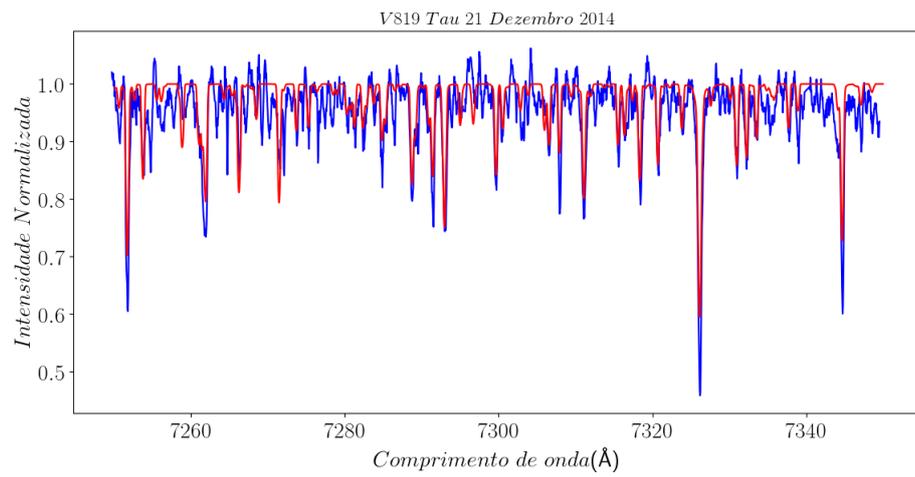
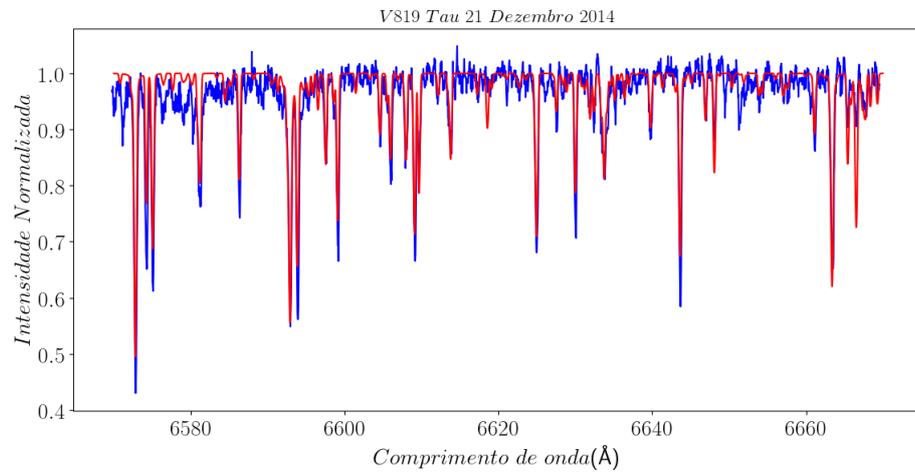


# APÊNDICE A – Ajuste final do espectro observado em 21 de dezembro de 2014 em diferentes janelas espectrais

**Figura 25** – Ajuste final para diferentes janelas espectrais do espectros de V819 Tau observado em 21 de dezembro de 2014 com o espectropolarímetro ESPaDOnS. Os espectros observados são as curvas azuis e os espectros sintéticos são as curvas vermelhas.









# APÊNDICE B – Perfis LSD da Estrela V819 Tau

**Figura 26** – Perfis LSD de Stokes V (curvas vermelhas), Stokes I (curvas azuis) e espectro nulo (curvas verdes) da estrela V819 Tau das 15 noites de observação. As intensidades dos perfis de Stokes V e dos espectros nulos foram ampliadas em 10 vezes de modo que ficassem com a mesma escala de Stokes I.

