

Universidade de São Paulo  
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas  
Departamento de Astronomia

Daniel Bednarski Ramos

# **Polarimetria de estrelas Be próximas**

São Paulo

2016



Daniel Bednarski Ramos

# Polarimetria de estrelas Be próximas

Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. Alex Cavaliéri Carciofi

Versão corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

São Paulo

2016



# Agradecimentos

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer ao professor Alex Carciofi. Ao longo desses anos foram incontáveis as ocorrências deixando claro o quanto realmente preza por seus alunos em todos os aspectos. Sua influência foi e continuará sendo fundamental para minha formação científica e extrapola, inclusive, os limites acadêmicos.

Agradeço a cada um dos membros do grupo Beacon, André Figueiredo, Artur Alegre, Bruno Mota, Daiane Seriacopi, Despina Panoglou, Leandro Rímulo, Lucas Zillner, Mohammad Ghoreyshi, Rodrigo Vieira e ao eterno Beacon Daniel Moser; aos demais colegas do IAG, Fellipy Silva, Julian Santos, Luis Kadowaki, Marcelo Rubinho, Paulo Lago, Reinaldo Santos de Lima.

No contexto deste trabalho, registro um agradecimento especial ao Moser, pelo auxílio nas observações e códigos Python, entre outros tantos detalhes; ao Bruno, pelas observações e elaboração do pedido de tempo; e ao Lucas, que reduziu um ano inteiro dos dados.

Ao professor Antônio Mário Magalhães, relator deste trabalho, pelos diversos comentários e sugestões, além da contribuição em minha formação com o curso de Processos Radiativos.

Ao professor Marcos Diaz e seu curso de Observacional; ao professor Francisco Jablonski, pelo auxílio com os  $\lambda_{\text{ef}}$ ; à professora Lys pela oportunidade de atender o público e escolas aqui no IAG.

A todo o pessoal do OPD: Rodrigo Prates, Ronaldo, Mauro, Pica-Pau, Rodrigo Elias, pessoal de apoio, motoristas, cozinheiros, etc.

Ao pessoal da informática (Ulisses, Luis, Marco), da secretaria (Marina, Regina, Aparecida) e tantos outros; aos terceirizados da portaria e faxina do IAG.

À Capes pelo suporte financeiro (ainda que limitado a dois anos e defasado pela inflação); à CCP da astronomia pelas verbas PROEX para participação nas reuniões da SAB.

Neste momento é o que eu também incluo minha família: minha mãe, Ruth, meus irmãos, Fernando e Renato, e minha vó, Ruth. Pessoas fundamentais em minha vida, embora o tempo que me falta (ou acredito não ter) não me faça tão presente quanto gostaria. Em uma nova família que se constrói, mantenho-me (pouco) mais presente: minha companheira e parceira Águeda e nossos filhos não humanos Amélie, Cake e Jake. Devo muito à Águeda. Devo tudo à Águeda.

Sou grato enormemente a minha mãe, que embora as dificuldades financeiras, sempre ajudou com aquilo que sequer tinha. Nessa mesma linha também incluo o Olavo e a Beatris, que a centenas de quilômetros estão dia-a-dia preocupados com nossas condições em SP e sempre ajudando como podem. Juntos à Ingridt e Anderson, integram a minha família expandida.

Por fim, à amizade da Aiara; à Daiane (novamente), Jó, Marcela e Morgana; ao Guilherme Vieira e Vitor Gonçalves.

De certa maneira, também “agradeço” a SP Trans, que proveu a “infraestrutura” – uma infraestrutura verdadeiramente “itinerante” – para a escrita e revisão de parte desta dissertação, no que a epígrafe deste trabalho concorda – também agradeço a Augusto de Campos por sintetizar “numa só palavra” minha impressão disso tudo, e mais. Ao momento político de nosso país que, diferentemente do barulho dessa cidade, dispersou-me um pouco mais o foco.

A meu humilde violão e aos sambas, chôros e afins que tanto me serviram de pausa. À natureza que, em alguns momentos que voltava a mim, continuava me inspirando.



Atrocaducapacaustiduplielastifelifero fughistoriloqualubrimendimultipliorganiperiodiplastipubli rapareciprorustisagasiimplitenaveloveravivaunivoracidade

city

city

Augusto de Campos (poeta concretista paulistano)



# Resumo

Estrelas Be são estrelas do tipo B que possuem um disco equatorial fino, formado por material gasoso ejetado pela fotosfera. A presença do disco provavelmente está associada à alta taxa de rotação dessas estrelas, tipicamente de 75% da velocidade crítica, o que faz com que o material na fotosfera esteja mais fracamente ligado ao equador. A física do disco é atualmente bem explicada pelo modelo de decréscimo viscoso, que é capaz de relacionar as variabilidades nos observáveis em termos das mudanças nas propriedades do disco.

A polarimetria é uma técnica observacional que permite o diagnóstico tanto da densidade do disco, quanto de sua direção projetada no céu, uma vez que a polarização intrínseca é produzida através do espalhamento Thomson pelos elétrons livres no disco. Por esse motivo, desde 2006 é conduzido um projeto de longo prazo no Observatório Pico dos Dias, que resultou em um vasto banco de dados de polarimetria UBVRI de 73 estrelas Be em 204 noites. O objetivo deste trabalho é apresentar os resultados deste monitoramento, introduzindo também os mecanismos elaborados para a curadoria dos dados (i.e., processo de validação e organização).

Como os grãos de poeira alinhados no meio interestelar também adicionam uma componente de polarização na luz das estrelas Be, este trabalho também envolve a observação de estrelas de campo para a determinação da polarização interestelar de 28 estrelas Be próximas dentre as observadas. Cada uma das estrelas de campo foi individualmente selecionada dentre as fisicamente próximas das Be, utilizando as distâncias conhecidas pelo catálogo Hipparcos.

O monitoramento de longo prazo nos permitiu determinar os ângulos de polarização intrínseca de onze estrelas Be, cujos valores são consistentes com os publicados e com as direções perpendiculares aos respectivos discos resolvidos por técnicas interferométricas, quando disponíveis. Apresentamos também os resultados das estrelas de campo, fazendo uma análise preliminar e determinando a polarização interestelar para três dos campos.



# Abstract

Be stars are B-type stars that have a thin equatorial disk composed by a gaseous material ejected by the photosphere. The typical rotation rate of these stars, around 75% of the critical rate, probably is linked to the presence of the disk, once the material is weakly attached to the equator and can be easily ejected. The physics of the disk is well described by the viscous decretion model, able to explain the variabilities on the different observables in terms of the changes in the properties of the disk.

Polarimetry is an observational technique that enables the diagnosis of the disk density, as well as its projected direction on the sky, since the intrinsic polarization is produced by the Thomson scattering of free electrons inside the disk. Therefore, a long-term project has been developed since 2006 at Observatório Pico dos Dias, which generated a wide UBVRI polarimetry database of 73 Be stars along 204 nights. The aiming of this work is to present the results of this monitoring campaign, introducing the mechanisms developed for the data curation.

As the dust grains aligned in the interstellar medium also add a component in the polarized light of the Be stars, this work also involves a second project for the observation of field stars to determine the interstellar polarization of 28 nearby Be stars. Each field is composed by stars individually selected among those physically close to the Be star, from the known distances of the Hipparcos catalog.

The long-term project allowed to find the angles of intrinsic polarization for 11 Be stars, whose values are consistent with the published ones and with the perpendicular direction to the corresponding disk resolved by interferometric observations, when available. We also present the results for the field stars and a preliminary analysis, determining the interstellar polarization of three observed fields.



# Lista de Figuras

1.1	Razão $W$ entre a velocidade de rotação e a velocidade orbital no equador das estrelas Be. . . . .	27
1.2	Exemplo de variabilidade em três observáveis da estrela Be $\delta$ Scorpii. . . .	30
1.3	Modelo para uma estrela de tipo B1Ve exibindo a contribuição acumulada dos observáveis do disco. . . . .	31
1.4	Dissipação do disco de 28 CMa e determinação do parâmetro $\alpha$ no modelo $VDD$ . . . . .	32
1.5	Exemplos de perfis de linha devido aos diferentes ângulos de inclinação do disco. . . . .	32
1.6	Ciclo V/R na estrela Be $\zeta$ Tauri. . . . .	33
1.7	Esquema do espalhamento Thomson. . . . .	35
1.8	Vetores de polarização resultantes dos espalhamentos em um envelope esférico e em um disco. . . . .	36
1.9	Dependência das profundidades ópticas e da polarização do disco com o comprimento de onda. . . . .	37
1.10	$PCD$ com modelos teóricos para a construção e dissipação do disco e uma curva real observada para a estrela Be $\pi$ Aquarii. . . . .	38
1.11	Modelos degenerados para $\delta$ Scorpii. . . . .	39
1.12	Figura esquemática da polarização interestelar. . . . .	40
2.1	Interpretação geométrica dos parâmetros de Stokes. . . . .	45
2.2	Decomposição das componentes do campo elétrico de um feixe de luz elipticamente polarizado. . . . .	45

2.3	Representação no diagrama $QU$ de um feixe com porcentagem $P$ de polarização na direção $\theta$ . . . . .	47
2.4	A polarização observada como soma vetorial das polarizações intrínseca e interestelar. . . . .	50
2.5	Relação entre os parâmetros $P_{\max}$ e os excessos de cor. . . . .	52
2.6	Representação esquemática de uma série observacional no diagrama $QU$ . . . . .	54
2.7	Decomposição da $PI$ nas componentes paralela e perpendicular à reta intrínseca. . . . .	56
2.8	Representação esquemática da rotação dos parâmetros de Stokes. . . . .	57
3.1	Esquema da instrumentação utilizada no OPD. . . . .	61
3.2	Diagramas $QU$ com as estrelas padrão não polarizadas nos quatro filtros. . . . .	68
4.1	Gráficos exibidos interativamente pelo <code>genAllLog</code> para cada estrela e filtro. . . . .	78
4.2	Caracterização da dependência do fator de correção $\Delta\theta$ com o comprimento de onda. . . . .	83
4.3	Histogramas das diferenças entre os $\Delta\theta$ dos filtros BRI com relação ao V. . . . .	84
5.1	Diagramas $QU$ das estrelas $\delta$ Sco, 48 Lib, $\alpha$ Eri e $\alpha$ Col. . . . .	91
6.1	Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo de 28 Tau. . . . .	100
6.2	Campo da estrela 28 Tau. . . . .	102
6.3	Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo de 48 Lib. . . . .	103
6.4	Campo da estrela 48 Lib. . . . .	104
6.5	Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo de $\alpha$ Ara. . . . .	106
6.6	Campo da estrela $\alpha$ Ara. . . . .	107
6.7	Campos inhomogêneos das estrelas $\omega$ Ori, $\delta$ Sco e $\chi$ Oph. . . . .	108
B.1	Curvas da eficiência quântica do CCD, transmitância do filtro B e fluxo de uma estrela tipo G8IV no cálculo de $\lambda_{\text{ef}}$ . . . . .	130
B.2	Dependências do comprimento de onda efetivo ( $\lambda_{\text{ef}}$ ) com os índices de cor $U - B$ e $B - V$ . . . . .	131
G.1	Trajetórias dos <i>walkers</i> na construção das cadeias de Markov. . . . .	170
G.2	Exemplo de mapas de correlação dos parâmetros do MCMC para $\delta$ Sco (filtro V). . . . .	171

H.1	Diagramas $QU$ das estrelas do grupo 1. . . . .	173
H.2	Diagramas $QU$ das estrelas do grupo 1. . . . .	174
H.3	Diagramas $QU$ das estrelas do grupo 2. . . . .	176
H.4	Diagramas $QU$ das estrelas do grupo 3. . . . .	178
H.5	Diagramas $QU$ das estrelas do grupo 3. . . . .	179





## Lista de Tabelas

3.1	CCD utilizados nas observações entre 2006 e 2015. . . . .	62
3.2	Configurações padrão dos CCD usadas nas aquisições no OPD. . . . .	65
3.3	Estrelas Be selecionadas para medição de estrelas de campo. . . . .	67
3.4	Parâmetros $Q$ e $U$ da polarização instrumental. . . . .	69
4.1	Médias das diferenças dos $\Delta\theta$ entre diferentes combinações de filtros. . . . .	83
5.1	Ângulos da polarização intrínseca das estrelas do grupo 1. . . . .	93
5.2	Ângulos da polarização intrínseca das estrelas do grupo 2. . . . .	94
5.3	Estrelas do grupo 3. . . . .	96
6.1	Polarizações interestelares das estrelas Be. . . . .	100
6.2	Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 28 Tau. . . . .	101
6.3	Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 48 Lib e as médias dos ângulos de polarização. . . . .	103
6.4	Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de $\alpha$ Ara e as médias dos ângulos de polarização. . . . .	107
A.1	Lista de estrelas Be. . . . .	125
B.1	Coefficientes do ajuste de $\lambda_{\text{ef}}(B - V)$ . . . . .	132
C.1	Lista de estrelas padrão polarizadas. . . . .	136
D.1	Lista de estrelas de campo. . . . .	139

E.1	Lista de estrelas padrão não polarizadas. . . . .	146
H.1	Parâmetros $\psi$ (apresentados como $\psi/2$ ) e $b \cos \psi$ ajustados para a reta no diagrama $QU$ nos cinco filtros. . . . .	180

## Lista de Acrônimos

<i>B&amp;C</i>	(Telescópio) Boller & Chivens
<i>CCD</i>	<i>Charge-coupled device</i>
<i>FEO</i>	Feixe extraordinário (da calcita)
<i>FO</i>	Feixe ordinário (da calcita)
<i>MCMC</i>	<i>Markov chain Monte Carlo</i> , Monte Carlo via cadeias de Markov
<i>OPD</i>	Observatório Pico dos Dias
<i>PCD</i>	<i>Polarization color diagram</i> , diagrama polarização <i>versus</i> “cor” da polarização
<i>PE</i>	(Telescópio) Perkin-Elmer
<i>PI</i>	Polarização interestelar
<i>PNM</i>	Pequena Nuvem de Magalhães
<i>PSF</i>	<i>Point spread function</i> , função de dispersão pontual
<i>VDD</i>	<i>Viscous decretion disk</i> , disco de decréscimo viscoso
<i>ZAMS</i>	<i>Zero-age main sequence</i> , sequência principal de idade zero



# Sumário

1. <i>Introdução</i> . . . . .	25
1.1 Estrelas Be clássicas . . . . .	26
1.1.1 Fenômeno Be . . . . .	26
1.1.2 Disco circunstelar . . . . .	27
1.2 Contexto astrofísico . . . . .	28
1.2.1 Rotação na evolução estelar . . . . .	28
1.2.2 Populações de Be e metalicidades . . . . .	29
1.2.3 Discos viscosos . . . . .	29
1.3 Observáveis das estrelas Be . . . . .	30
1.3.1 Fotometria . . . . .	31
1.3.2 Espectroscopia . . . . .	32
1.3.3 Interferometria e espectro-interferometria . . . . .	34
1.3.4 Polarimetria e espectropolarimetria . . . . .	34
1.4 A polarimetria no estudo das estrelas Be . . . . .	35
1.4.1 Dependência com o comprimento de onda . . . . .	36
1.4.2 Variabilidade temporal . . . . .	38
1.4.3 Vínculos em modelos . . . . .	39
1.4.4 A influência da polarização do meio interestelar . . . . .	40
1.5 Objetivos e organização do trabalho . . . . .	41
2. <i>Polarização da luz</i> . . . . .	43
2.1 Polarização da luz . . . . .	43
2.1.1 Parâmetros de Stokes . . . . .	44

2.1.2	Polarização de um conjunto de feixes . . . . .	46
2.1.3	Polarização linear . . . . .	47
2.1.4	Enviesamento da polarização . . . . .	48
2.2	Polarização interestelar . . . . .	49
2.2.1	Características da PI . . . . .	50
2.3	Determinação da polarização interestelar . . . . .	52
2.3.1	Observações diretas em fase sem disco . . . . .	53
2.3.2	Estrelas de campo . . . . .	53
2.3.3	Método com o diagrama $QU$ . . . . .	54
2.3.4	Despolarização de linhas . . . . .	57
3.	<i>Observações de estrelas Be no OPD</i> . . . . .	59
3.1	Projeto de longo prazo no OPD . . . . .	59
3.1.1	Instrumentação – polarímetro IAGPOL . . . . .	60
3.1.2	Obtendo $Q$ e $U$ com o polarímetro . . . . .	62
3.1.3	Procedimentos observacionais . . . . .	64
3.2	Observações de estrelas de campo . . . . .	66
3.2.1	Seleção de estrelas de campo . . . . .	66
3.2.2	Correção da polarização intrumental . . . . .	68
4.	<i>Redução e curadoria dos dados</i> . . . . .	71
4.1	Redução dos dados . . . . .	71
4.1.1	Procedimento de redução . . . . .	72
4.1.2	Contribuições ao pacote BEACON . . . . .	74
4.2	Curadoria dos dados . . . . .	75
4.2.1	Módulo poltools . . . . .	76
4.2.1.1	Rotina <code>genAllLog</code> . . . . .	77
4.2.1.2	Rotina <code>genTarget</code> . . . . .	81
4.2.1.3	Rotinas <code>graf_qu</code> e <code>graf_t</code> . . . . .	85
4.2.2	Módulo fieldstars . . . . .	85
4.3	Página do grupo Beacon . . . . .	86
4.4	Artigos . . . . .	87

5. <i>Ângulos da polarização intrínseca das estrelas Be</i> . . . . .	89
5.1 Ajustes . . . . .	89
5.2 Resultados . . . . .	91
5.2.1 Grupo 1 . . . . .	92
5.2.2 Grupo 2 . . . . .	94
5.2.3 Grupo 3 . . . . .	95
6. <i>Polarizações interestelares das estrelas Be</i> . . . . .	97
6.1 Ajustes . . . . .	97
6.2 Determinação das PI . . . . .	99
6.3 Resultados . . . . .	99
6.3.1 Grupo 1 . . . . .	100
6.3.2 Grupo 2 . . . . .	106
6.3.3 Grupo 3 . . . . .	108
7. <i>Conclusões e perspectivas</i> . . . . .	111
<i>Referências</i> . . . . .	113
<i>Apêndices</i> . . . . .	123
A. <i>Lista de estrelas Be</i> . . . . .	125
B. <i>Cálculo dos comprimentos de onda efetivos dos filtros UBVRI</i> . . . . .	129
B.1 Cálculos dos $\lambda_{\text{ef}}$ . . . . .	130
B.2 Avermelhamento atmosférico . . . . .	132
C. <i>Estrelas padrão polarizadas</i> . . . . .	135
D. <i>Estrelas de campo observadas</i> . . . . .	139
E. <i>Estrelas padrão não polarizadas</i> . . . . .	145
F. <i>Artigo</i> . . . . .	147

G.	Modelo para ajuste de reta no diagrama <i>QU</i> através das cadeias de Markov . . .	161
G.1	Método de Monte Carlo via cadeias de Markov . . . . .	162
G.2	Análise bayesiana . . . . .	163
G.3	Modelo para os dados no diagrama <i>QU</i> . . . . .	164
G.3.1	Reta com incerteza nos dois eixos . . . . .	165
G.3.2	Modelo de mistura . . . . .	166
G.4	Implementação do método de MCMC . . . . .	168
G.4.1	Entradas . . . . .	168
G.4.2	Saídas . . . . .	170
H.	Diagramas <i>QU</i> das estrelas <i>Be</i> . . . . .	173
H.1	Grupo 1 . . . . .	173
H.2	Grupo 2 . . . . .	175
H.3	Grupo 3 . . . . .	178
I.	Campos das estrelas <i>Be</i> . . . . .	183
I.1	$\alpha$ Eri . . . . .	183
I.2	28 Tau . . . . .	185
I.3	$\lambda$ Eri . . . . .	186
I.4	$\omega$ Ori . . . . .	187
I.5	$\alpha$ Col . . . . .	188
I.6	$\kappa$ CMa . . . . .	189
I.7	28 CMa . . . . .	190
I.8	$\beta$ CMi . . . . .	191
I.9	$\sigma$ Pup . . . . .	192
I.10	$\omega$ Car . . . . .	193
I.11	$\mu$ Cen . . . . .	194
I.12	$\eta$ Cen . . . . .	195
I.13	$\kappa$ Lup . . . . .	196
I.14	HR 5907 . . . . .	197
I.15	48 Lib . . . . .	198
I.16	$\delta$ Sco . . . . .	199
I.17	$\chi$ Oph . . . . .	200



I.18	HD 148937 . . . . .	201
I.19	$\tau$ Sco . . . . .	202
I.20	$\iota$ Ara . . . . .	203
I.21	51 Oph . . . . .	204
I.22	$\alpha$ Ara . . . . .	205
I.23	$\lambda$ Pav . . . . .	206
I.24	HR 7355 . . . . .	207
I.25	$o$ Aqr . . . . .	208
I.26	31 Peg . . . . .	209
I.27	$\pi$ Aqr . . . . .	210
I.28	$\beta$ Psc . . . . .	211



## Introdução

Um dos pioneiros em espectroscopia astronômica, o padre Angelo Secchi, reportou, em 1866, que a estrela  $\gamma$  Cas (tipo B0.5IV) curiosamente apresentava uma das raias espectrais bem mais brilhante do que todo o restante do espectro, de maneira distinta de todas as outras estrelas similares observadas (a exemplo de Vega e Sirius)<sup>1</sup>. Essa raia correspondia à linha H $\beta$  da série de Balmer do hidrogênio e o acontecimento marcou o primeiro registro observacional de uma estrela Be.

No sentido taxonômico, o sufixo “e” no termo “Be” indica que se trata de uma estrela de tipo B que possui as linhas de Balmer em emissão, em contraste às mesmas linhas em absorção presentes nas demais estrelas tipo B. A definição mais recente feita por Collins (1987) classifica como Be toda “estrela do tipo B não supergigante cujo espectro possui, ou possuiu em algum momento, uma ou mais linhas de Balmer em emissão”. Esta definição é ampla e engloba estrelas de naturezas diversas e envolvidas em processos físicos bem distintos, por exemplo (Rivinius et al., 2013):

**Be clássica** Estrelas da sequência principal ou pós-sequência principal constituídas por um disco gasoso de material em decréscimo da estrela.

**B[e]** Estrelas que apresentam também linhas proibidas do Fe II e O I em emissão e que podem ser de diferentes fases evolutivas (Lamers et al., 1998). Diferentemente das Be clássicas, também há presença de poeira no material circunstelar.

---

<sup>1</sup>Por similares, entende-se as estrelas de tipo F recente, A e B, que faziam parte da mesma classe na classificação de Secchi.

- Herbig Ae/Be** Estrelas pré-sequência principal que possuem linhas em emissão devido a um disco fóssil de acreção e que frequentemente apresentam um perfil P Cygni inverso que as distinguem das Be clássicas.
- B magnética** Estrelas com forte campo magnético que, a depender do vento ou de outros mecanismos de perda de massa, podem exibir linhas de emissão produzidas na magnetosfera.

Neste trabalho utilizaremos o termo *estrela Be* no sentido estrito, apenas em referência às estrelas Be clássicas.

## 1.1 Estrelas Be clássicas

Struve (1931) foi o primeiro a separar as estrelas Be das estrelas que possuíam perfil P Cygni (com emissão atribuída ao envelope em expansão) e das que tinham linhas de emissão associadas à binaridade. Seu trabalho foi precursor na compreensão desse tipo de estrela: concluiu que as estrelas Be possuíam alta taxa de rotação e, com isso, assumiam um formato de “lente”. Propôs que instabilidades levavam a ejeções de matéria pelo equador, formando um “anel nebuloso” de hidrogênio ao redor da estrela, responsável pelas linhas de emissão observadas. Oito décadas após o trabalho de Struve as hipóteses a respeito das estrelas Be, ao menos em suas linhas gerais, foram confirmadas.

A presença do material circunstelar altera diversos outros observáveis da estrela central além do perfil das linhas. Por exemplo, ele também é responsável pela polarização da luz e pelo excesso de cor nos comprimentos de onda no infravermelho. Como será visto, cada um desses observáveis é fundamental para uma compreensão mais profunda acerca das estrelas Be.

### 1.1.1 Fenômeno Be

O material circunstelar das estrelas Be não é primordial<sup>2</sup>, mas é produzido a partir de ejeções episódicas de matéria pela estrela (Porter e Rivinius, 2003). O termo “fenômeno Be” é empregado para designar o processo, ou conjunto de processos, responsável pela ejeção de matéria por parte da estrela.

---

<sup>2</sup>Termo que se refere ao material do qual a estrela se formou.

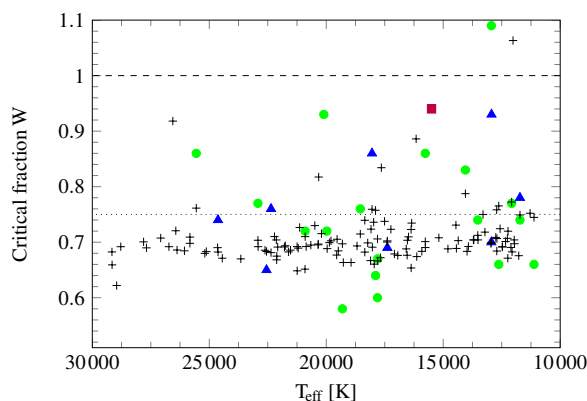


Figura 1.1: Razão  $W$  entre a velocidade de rotação e a velocidade orbital no equador das estrelas Be. Os círculos verdes e os triângulos azuis são dados observacionais de Rivinius et al. (2006) e Meilland et al. (2012), respectivamente; os sinais ‘+’ são modelos de Frémat et al. (2005). A linha pontilhada marca a média  $W = 0.75$ , obtida para os círculos verdes (a média dos triângulos é  $W = 0.76$ ). (Rivinius et al., 2013).

Uma característica importante das estrelas Be é sua rápida rotação, que está em média a 75% da rotação crítica<sup>3</sup> (figura 1.1), em oposição às demais estrelas do tipo B, com exceção das do tipo Bn, que também são estrelas com rápida rotação mas que nunca apresentaram o fenômeno Be.

A ideia para a formação do disco é de que perturbações fazem o material fracamente ligado ao equador ser ejetado da fotosfera. Tais perturbações podem estar associadas a pulsações não radiais detectadas em diversas Be (Rivinius et al., 2003) ou causadas por uma companheira binária (Miroshnichenko et al., 2003), embora haja questionamentos quanto a esses casos. Ademais, o mecanismo (ou mecanismos) responsável pelo fenômeno Be permanece desconhecido.

### 1.1.2 Disco circunstelar

Independentemente da natureza do fenômeno Be, é consenso na literatura que uma vez ejetado, o material se distribui ao redor da estrela formando um disco circunstelar.

<sup>3</sup>Duas das definições de rotação crítica estão relacionadas à rotação para a qual a força centrífuga no equador tem o mesmo valor que a força gravitacional que mantém o material na fotosfera. No entanto, as medições relacionadas estão sujeitas a diversos viesamentos observacionais (ver discussão na seção 3.1 de Rivinius et al., 2013). A definição utilizada aqui de rotação crítica é aquela para a qual a velocidade de rotação da estrela seja a mesma que o gás na fotosfera teria ao equador se estivesse em órbita kepleriana. Ou seja, o valor de 75% da rotação crítica diz respeito a uma velocidade de rotação no equador de 75% da velocidade orbital.

Modelos de envoltórios circunstelares esféricos foram propostos entre as décadas de 70 e 80, mas apresentavam limitações em explicar as observações polarimétricas (ver McLean, 1979). Doazan (1987) chegou a aprimorá-los impondo um envelope elipsoidal, mas Quirrenbach et al. (1997) confrontaram os diferentes modelos com observações interferométricas e polarimétricas e puseram fim à discussão em favor do modelo de um disco equatorial geometricamente fino, com ângulo de abertura de no máximo  $20^\circ$ .

Observações recentes revelam que as propriedades cinemáticas do gás no disco são melhor explicadas por uma rotação kepleriana, em que a velocidade azimutal do disco é  $v_\phi \propto r^{-\frac{1}{2}}$ , onde  $r$  é a distância ao centro da estrela (Meilland et al., 2007; Meilland et al., 2012). Isso favorece o modelo de decréscimo viscoso (*viscous decretion disk*, *VDD*) para a descrição da física do disco, que prevê que as partículas, sob a ação de um torque viscoso, ganhem momento angular e atinjam órbitas progressivamente maiores. Uma das previsões teóricas do *VDD* é justamente a rotação kepleriana. Este modelo, proposto pela primeira vez por Lee et al. (1991) e desenvolvido ao longo de diversos trabalhos (ver Rivinius et al., 2013, para um panorama), tem como parâmetro fundamental na construção e dissipação do disco o parâmetro de viscosidade  $\alpha$  de Shakura e Sunyaev (1973).

Concluimos que estrelas Be são estrelas massivas que giram muito rapidamente e que, através do fenômeno Be, alimentam um disco circunstellar gasoso.

## 1.2 Contexto astrofísico

### 1.2.1 Rotação na evolução estelar

A evolução de estrelas massivas ocorre de maneira diferente quando a taxa de rotação é levada em conta (e.g., Meynet e Maeder, 2000; Georgy et al., 2013). Estrelas em rotação podem, por exemplo, ser confundidas com estrelas de menor massa por terem menor luminosidade. Este fato, somado à mistura ocasionada pela circulação meridional, aumenta significativamente o tempo de vida na sequência principal e alteram as fases evolutivas posteriores.

Para conservar o momento angular, a velocidade no equador das estrelas tende a aumentar em resposta à contração do núcleo durante a evolução na sequência principal. Isso, de fato, está relacionado com a ocorrência de estrelas Be: tanto na Via Láctea quanto

nas Nuvens de Magalhães existem bem mais estrelas Be de tipo tardio e intermediário na segunda metade da sequência principal do que na primeira (Zorec et al., 2005; Martayan et al., 2007), provavelmente pela rotação alcançar valores mais próximos do crítico conforme a estrela envelhece, facilitando a ejeção de matéria pelo equador e a consequente formação do disco.

Entretanto acontece o oposto com as estrelas de tipo recente da Via Láctea, mas não com as da Pequena Nuvem de Magalhães (PNM). Isso sugere que o vento estelar, que é mais forte a maiores metalicidades, deve ter papel importante na perda de momento angular das estrelas mais massivas ( $M > 8M_{\odot}$ ) (ver Ekström et al., 2008).

### 1.2.2 Populações de Be e metalicidades

Maeder et al. (1999) encontraram anticorrelações entre a metalicidade de um meio e a ocorrência de estrelas Be: na vizinhança solar ( $Z = 0.02$ ), entre 15 e 20% das estrelas B são Be, enquanto na PNM ( $Z = 0.004$ ) essa proporção sobe para entre 26 e 40% (Rivinius et al., 2013). Observações revelaram que, de fato, as velocidades de rotação das estrelas B são maiores na PNM (ver Rivinius et al., op. cit., e suas referências).

As mesmas estrelas Be de tipo recente que, na nossa galáxia, foram apresentadas na seção 1.2.1 como existindo predominantemente na primeira metade da sequência principal, são observadas em todos estágios dela na PNM (Martayan et al., 2007), contribuindo, em parte, para o aumento na ocorrência de Be.

No contexto cosmológico, os resultados que indicam uma maior incidência de estrelas Be para menores metalicidades sugerem que estas estrelas (bem como as Ae de tipo recente e Oe de tipo tardio) possam ter sido predominantes entre as estrelas de população III do Universo Primordial.

### 1.2.3 Discos viscosos

Discos estão presentes em vários sistemas astrofísicos. Além dos citados no início deste capítulo, também temos como exemplo os núcleos ativos de galáxias, sistemas binários com transferência de matéria e objetos estelares jovens. Embora distintos, a física que os rege é semelhante, pois em todos as forças predominantes são a gravidade e a viscosidade, além da pressão do gás.

O que faz com que o disco seja de decréscimo no caso das Be é o fato da estrela impor

um torque à parte interna do disco, impedindo-o de cair novamente na estrela. No caso de um disco protoestelar, por exemplo, não há este torque e o material é livre para ser acretado – que é o que também ocorre com parte do disco interno de uma estrela Be quando sua alimentação é cessada (Carciofi, 2011).

### 1.3 Observáveis das estrelas Be

Estrelas Be mostram-se variáveis em todos os observáveis e em várias escalas de tempo. Acredita-se que essa variabilidade deva-se ao fato da perda de massa não ocorrer de maneira contínua. Em muitos casos o disco é completamente dissipado para depois ser reconstruído, a exemplo da estrela Achernar (Faes, 2015). O modelo *VDD* explica essa situação através de uma interrupção na alimentação do disco, seguida pela difusão viscosa do material, em que parte retorna à estrela e o restante dissipa-se para o meio interestelar.

Um exemplo é mostrado na figura 1.2, onde são apresentadas as variabilidades nas magnitudes no visível e infravermelho (bandas V e K), e na largura da linha  $H\alpha$  da estrela Be  $\delta$  Scorpii. Antes de 2001 (JD 2451910) esta estrela apresentava-se sem disco, mas a partir de meados daquele ano, um disco começou a se formar.

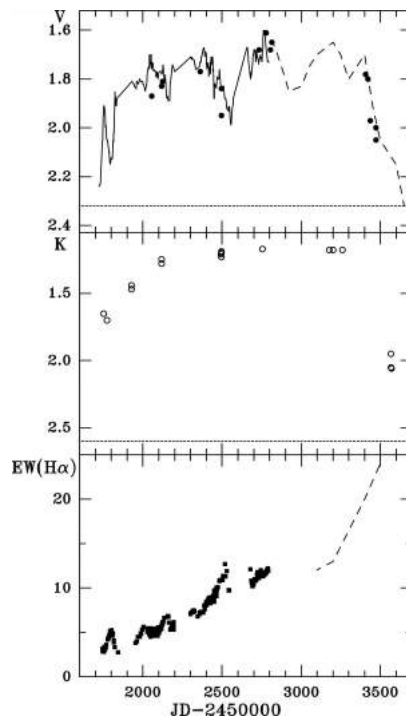


Figura 1.2: Exemplo de variabilidade temporal em três observáveis da estrela Be  $\delta$  Scorpii – magnitudes nas bandas V e K e largura equivalente da linha  $H\alpha$ . (Carciofi et al., 2006).



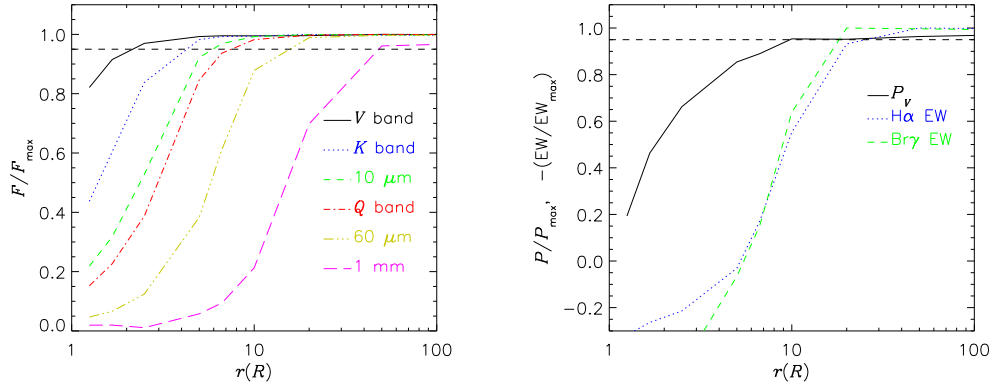


Figura 1.3: Modelo para uma estrela de tipo B1Ve com disco em decréscimo viscoso (*VDD*), exibindo a contribuição acumulada do disco, i.e., a fração dos observáveis à medida que vão sendo produzidos pelo disco, conforme a distância à estrela. À esquerda são apresentados os fluxos no contínuo e à direita são apresentados as regiões responsáveis pela polarimetria na banda V e largura equivalente das linhas H $\alpha$  e Br $\gamma$ . Os valores das abscissas são em termos do raio da estrela central. (Carciofi, 2011).

A figura 1.3 mostra que, no modelo *VDD*, cada um dos observáveis das estrelas Be está associado a uma região diferente do disco: a polarização na banda V é produzida na região interna do disco e, portanto, nos fornece informações dessa região, enquanto a linha H $\alpha$  é produzida em uma região bem mais estendida. O mesmo ocorre para a emissão do disco no contínuo: a emissão na banda V é praticamente toda produzida até um raio de 5 vezes o raio da estrela central, enquanto que a emissão em rádio apenas começa a acumular contribuição relevante dentro de aproximadamente 50 raios estelares.

### 1.3.1 Fotometria

Há várias décadas as variabilidades fotométricas de longo período são conhecidas nas estrelas Be (e.g., Feinstein, 1975) mas, além destas, também há as de curta duração. A natureza pode ser tanto periódica ou quasi-periódica, quanto irregular (Mennickent et al., 1994; Sterken et al., 1996). As variabilidades de curto período – da ordem de dias – estão associadas às pulsações não radiais (Baade, 1988; Baade et al., 2016), enquanto as demais têm se mostrado intrinsecamente ligadas à presença do disco e a episódios de ejeção de matéria (Haubois et al., 2012).

A figura 1.4, por exemplo, mostra que a diminuição no brilho da estrela 28 CMa, iniciada ao final de 2003, é bem explicada pela dissipação de um disco em decréscimo viscoso (Carciofi et al., 2012). Essa dissipação foi confirmada através de observações espectroscópicas e polarimétricas. O mais importante é que o padrão dessa variação temporal possibilitou

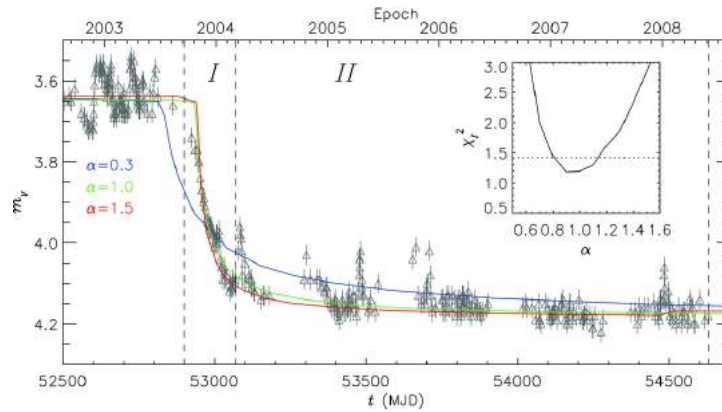


Figura 1.4: Dissipação do disco de 28 CMA. Os triângulos representam as magnitudes medidas no visível e as curvas, os modelos para diferentes parâmetros  $\alpha$  de viscosidade do disco. (Carciofi et al., 2012).

a primeira determinação do parâmetro  $\alpha$  de viscosidade de um disco de Be pelos autores.

A variação temporal da posição da estrela Be em um diagrama cor-magnitude também pode revelar construção ou dissipação do disco (ver Haubois et al., 2012), já que as variabilidades em diferentes bandas estão associadas a modificações nas densidades de diferentes regiões do disco (ver figura 1.3).

### 1.3.2 Espectroscopia

Como já proposto por Struve (1931), alguns dos diferentes padrões de perfis de linha em emissão em estrelas Be podem ser explicados por discos com diferentes ângulos de inclinação (figura 1.5). Enquanto as estrelas vistas com o polo voltado para nós (*pole-on*)

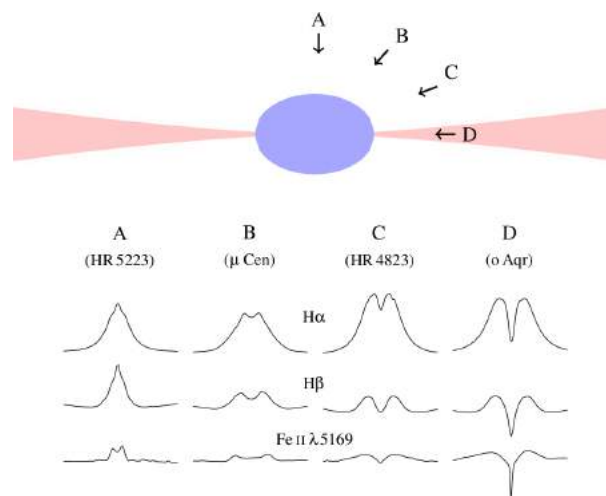


Figura 1.5: Exemplos de perfis de linha devido aos diferentes ângulos de inclinação do disco. (Rivinius et al., 2013).

apresentam um pico simples, as estrelas vistas com o disco em outra inclinação exibem um perfil de duplo pico, que fica mais evidente para discos vistos de perfil (*edge-on*). Isso é consequência do efeito Doppler, que provoca um deslocamento para o azul na porção em emissão do disco que orbita a estrela com velocidade projetada em nosso sentido, e para o vermelho na porção em que a velocidade é projetada no sentido oposto.

Além da simples presença ou ausência do disco poder ser inferida pela presença de linhas em emissão ou absorção, a variabilidade nas larguras equivalentes das linhas e em seus perfis também estão associadas às variações nas propriedades do disco.

Cerca de 2/3 das estrelas Be chegam a apresentar um perfil variável bem mais complexo do que os da figura 1.5, exibindo as chamadas variações V/R (e.g.,  $\zeta$  Tau na figura 1.6(a)). Como, grosso modo, a porção vermelha do perfil (com comprimentos de onda mais longos que o comprimento de onda central da linha) está associada a um lado do disco e vice-versa, inhomogeneidades no disco podem fazer os fluxos no vermelho e no azul serem diferentes. Uma forma de quantificar isso é através da razão V/R, a razão entre os fluxos associados

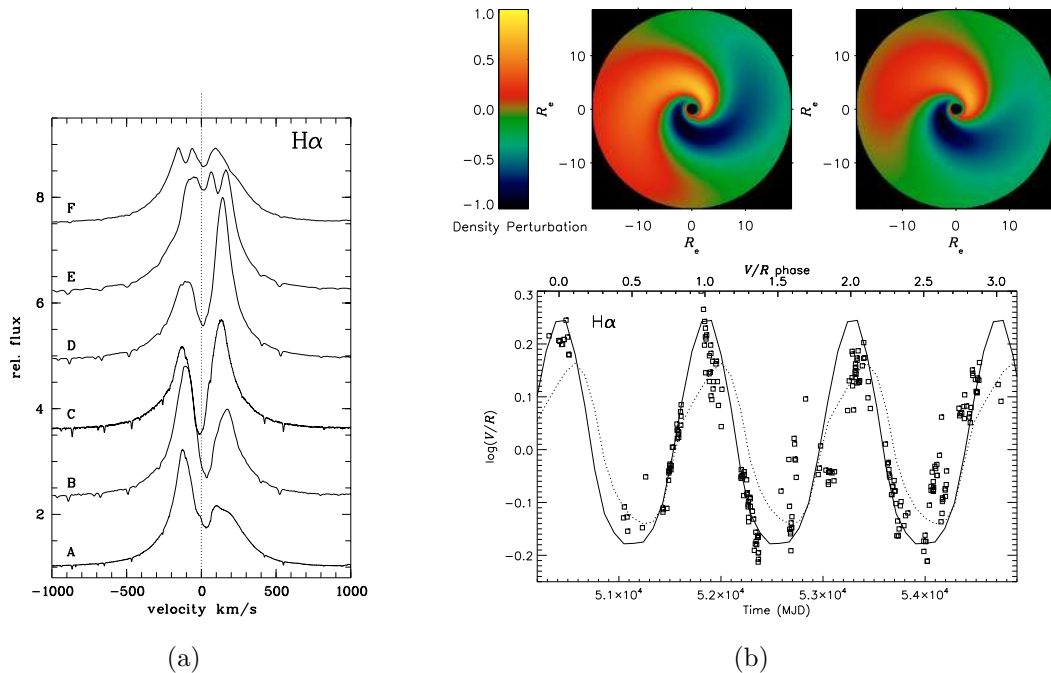


Figura 1.6: Ciclo V/R na estrela Be  $\zeta$  Tauri. À esquerda são mostrados os perfis da linha H $\alpha$  nos períodos selecionados de A a F, nas fases 0.04, 0.12, 0.3, 0.36, 0.61 e -0.45 (ou 0.55) do ciclo (Štefl et al., 2009); à direita, a completa variação V/R ao longo de três ciclos e dois modelos para explicá-la (Carciofi et al., 2009): a curva sólida é produzida por uma perturbação na densidade do disco mostrada imediatamente acima, à esquerda, e a curva pontilhada, à direita, por uma perturbação diferente.

ao pico deslocado para o azul (V, de *violet*) e para o vermelho (R, de *red*).

Ciclos periódicos nessas variações são atribuídas tanto a efeitos de maré em um sistema binário, quanto a uma própria estrutura de braço espiral no disco (Okazaki, 1991). Na figura 1.6(b) são apresentadas as variações V/R ao longo de três períodos do ciclo de 1400 dias de  $\zeta$  Tau e dois modelos que as explicam como perturbações no perfil de densidade do disco (Carciofi et al., 2009).

### 1.3.3 Interferometria e espectro-interferometria

A interferometria é uma técnica que vem permitindo revolucionar nossos conhecimentos não apenas sobre as estrelas Be, mas acerca de diversos outros fenômenos astrofísicos.

Ela é capaz de resolver o disco em escalas de mili-segundo de arco, permitindo extrair informações geométricas básicas, como sua direção projetada no céu e seu tamanho angular. Como citado na seção 1.1.2, essa técnica foi usada por Quirrenbach et al. (1997) juntamente com observações polarimétricas para concluir que os envoltórios circunstelares de Be deveriam ser no formato de um disco equatorial geometricamente fino.

Usando técnicas interferométricas de alta resolução, Domiciano de Souza et al. (2003) determinaram a fração da velocidade crítica com que a estrela Achernar rotacionava, a partir de seu achatamento equatorial. Porém, o valor obtido estava superestimado porque Achernar possuía um disco residual que não foi considerado. Em um trabalho revisitado, a rotação foi calculada em 83.8% da velocidade crítica orbital (Domiciano de Souza et al., 2014).

Além disso, a espectro-interferometria vem possibilitando o estudo das emissões em diferentes regiões resolvidas do disco. Foi essa técnica, por sua vez, que permitiu a Meilland et al. (2012) determinar que a rotação dos discos é kepleriana, fortalecendo o modelo *VDD*.

### 1.3.4 Polarimetria e espectropolarimetria

A polarização da luz integrada em um envelope estelar perfeitamente esférico e homogêneo é absolutamente nula – ou seja, não há direção de vibração preferencial dos campos elétricos associados aos feixes da luz emergentes do envelope. Mesmo as estrelas que possuem uma rotação que as achata na direção do equador, campos magnéticos ou inomogeneidades na fotosfera, apresentam polarização muitíssimo baixa e, para todos os

efeitos, nula.<sup>4</sup>

A presença do disco nas estrelas Be, no entanto, é responsável pela polarização da luz da estrela até cerca de 2% (Rivinius et al., 2013) da intensidade total, a depender do ângulo de inclinação e da densidade do disco. Observacionalmente falando, essa polarização pode ser estudada tanto através de polarimetria de banda larga (usando os filtros UBVRIJHK, por exemplo) quanto de espectropolarimetria.

Por ser central a este trabalho, os aspectos observacionais da polarimetria são apresentados na seção a seguir.

#### 1.4 A polarimetria no estudo das estrelas Be

A polarização em estrelas Be surge com o espalhamento Thomson pelos elétrons livres no disco, que faz com que os campos elétricos associados à luz não polarizada da estrela passem a ter uma direção preferencial de vibração – perpendicular ao plano do espalhamento (figura 1.7). Em envoltórios estelares esfericamente simétricos e aproximadamente nas fotosferas estelares, as polarizações criadas localmente pelos espalhamentos individuais devem se cancelar mutuamente com as criadas na posição oposta do envelope (figura 1.8, à esquerda), e por isso não há polarização intrínseca. No entanto, quando o envoltório é fortemente assimétrico, as polarizações criadas pelos espalhamentos no plano de maior

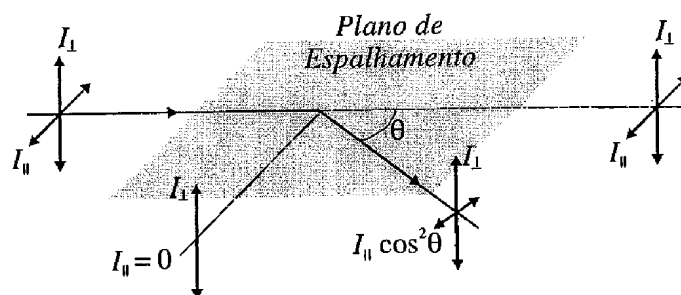


Figura 1.7: Espalhamento Thomson ao ângulo  $\theta$ . Se a radiação incidente não polarizada for espalhada a  $\theta = 0^\circ$  ou  $180^\circ$ , a radiação permanece não polarizada; se a  $90^\circ$ , a polarização resultante será de 100%; para valores intermediários, a porcentagem de polarização segue  $P = (1 - \cos^2 \theta)/(1 + \cos^2 \theta)$ . A direção da polarização será sempre perpendicular ao plano de espalhamento (desde que  $\theta \neq 0^\circ$  e  $180^\circ$ ), uma vez que a intensidade com campo elétrico paralelo ( $I_{||}$ ) sempre diminui, enquanto que a componente perpendicular ( $I_{\perp}$ ) não é modificada. (Adaptado de Carciofi, 2001).

<sup>4</sup>Kemp et al. (1987) mediram a polarização linear integrada do Sol e obtiveram que ela é menor do que  $8 \times 10^{-4}\%$  e  $2 \times 10^{-4}\%$ , respectivamente nas bandas B e V.

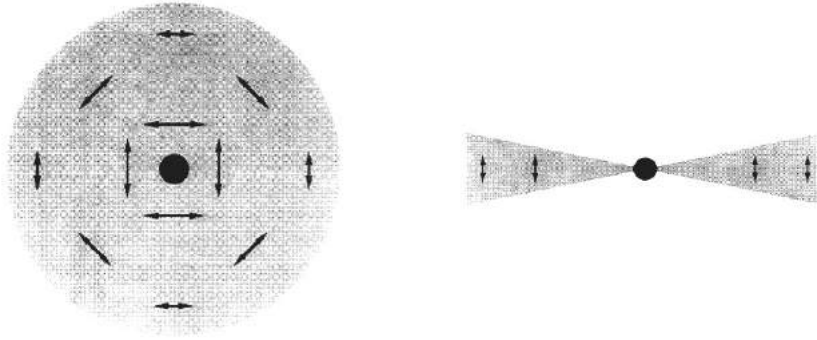


Figura 1.8: À esquerda: vetores de polarização resultantes de cada espalhamento individual em um envelope circunestelar esférico cancelam-se mutuamente, resultando em uma polarização nula. À direita: os mesmos vetores em uma geometria de disco equatorial, onde a simetria é quebrada e os espalhamentos no plano do disco não podem ser cancelados, resultando numa polarização líquida perpendicular a ele. (Wood et al., 1996).

elongação não se anulam, resultando em uma polarização intrínseca líquida. A sua direção será precisamente perpendicular a esse plano (figura 1.8, à direita) no caso de um meio geometricamente fino.

Portanto, a polarimetria, assim como a interferometria, permite obter a direção do disco projetada no céu sem necessariamente resolver o disco.

#### 1.4.1 Dependência com o comprimento de onda

Embora a seção de choque do espalhamento Thomson não dependa do comprimento da onda incidente – e, portanto, todos os fótons teriam a mesma probabilidade de serem espalhados em determinada direção –, a competição entre a opacidade de espalhamento e as profundidades ópticas dos outros processos envolvidos pode fazer surgir uma dependência da polarização com o comprimento de onda.

Considerando apenas um disco com hidrogênio e elétrons livres, um fóton que emerge da fotosfera da estrela e penetra no disco circunestelar poderá sofrer/efetuar um dos seguintes processos<sup>5</sup>:

- absorção por *bremstrahlung* (absorção livre-livre);
- ionização do hidrogênio (absorção ligado-livre);

<sup>5</sup>O processo de absorção ligado-ligado (excitação) não foi considerado porque estamos interessados apenas nos processos que afetam o contínuo.

- espalhamento Thomson.

A figura 1.9 mostra a dependência das profundidades ópticas associadas às opacidades desses processos com o comprimento de onda, no contexto do modelo *VDD*. As quedas na profundidade óptica ligado-livre ( $\tau_{\text{bf}}$ ) em alguns comprimentos de onda ocorrem nos comprimentos correspondentes às energias  $13.6/n^2$  eV, quando a energia do fóton deixa de ser suficiente para ionizar o hidrogênio com número quântico principal  $n$ .

A figura 1.9 também mostra como a polarização produzida varia com o comprimento de onda, em resposta aos diferentes níveis de absorção pré-espalhamento. Vê-se uma anticorrelação entre a polarização e a profundidade óptica total: nos comprimentos de onda no qual  $\tau_{\text{total}}$  é maior, como resultado de  $\tau_{\text{bf}}$  e  $\tau_{\text{ff}}$  serem maiores, passa a ser maior a probabilidade do fóton ser absorvido antes de poder ser espalhado – e, portanto, a polarização gerada nesse comprimento de onda acaba sendo menor –, e vice-versa.

As diferenças entre o espectro polarizado dos dois discos com densidades de base diferentes são relevantes: no disco mais denso (figura 1.9(b)), a opacidade do hidrogênio para ionização domina sobre a dos elétrons livres, e como ela depende fortemente do comprimento de onda, faz a curva da polarização refletir essa dependência; já em um disco menos denso (figura 1.9(a)) a opacidade dos elétrons livres, que independe do comprimento de

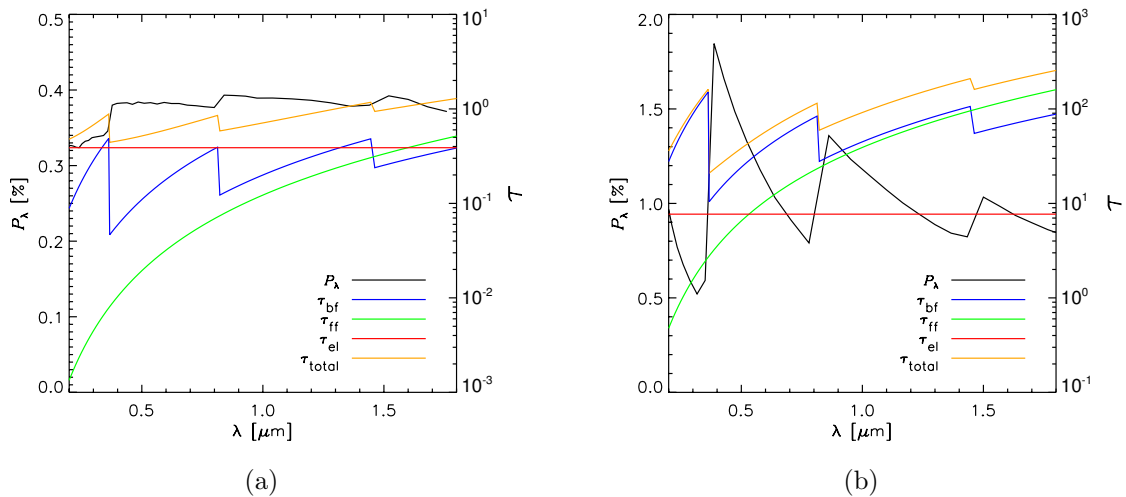


Figura 1.9: Dependência das profundidades ópticas e da polarização do disco com o comprimento de onda no modelo *VDD*. À esquerda, modelo cuja densidade na base do disco é  $4.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$  e, à direita,  $8.4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ . Em ambos a estrela central é do tipo B2 e o disco está inclinado a  $70^\circ$ .  $\tau_{\text{bf}}$ ,  $\tau_{\text{ff}}$  e  $\tau_{\text{el}}$  são as opacidades associadas aos processos ligado-livre, livre-livre e ao espalhamento Thomson;  $\tau_{\text{total}}$  e  $P_\lambda$  são a opacidade total e a polarização do disco. (Haubois et al., 2014).

onda, é mais relevante, fazendo a polarização ser mais plana. Além disso, o nível da polarização é tanto maior quanto maior for a densidade. Isso nos mostra como a polarimetria pode nos fornecer informações sobre a escala de densidade do disco.

#### 1.4.2 Variabilidade temporal

Da mesma forma que para os demais observáveis (seção 1.3), variabilidades polarimétricas também estão associadas a mudanças nas propriedades do disco. Semelhantemente à fotometria, um diagrama da polarização *versus* a “cor” da polarização (*polarization color diagram, PCD*) também pode revelar a construção e dissipação do disco, e episódios de ejeção de matéria.

A “cor” da polarização é uma medida do quão dependente do comprimento de onda é o espectro polarizado – e, portanto, está diretamente associada à densidade do disco (ver seção 1.4.1). Medidas da “cor” da polarização podem vir da razão entre a polarização imediatamente à esquerda e à direita dos saltos de Balmer e de Paschen ( $P_{BD}$  e  $P_{PD}$ , os dois primeiros saltos da polarização na figura 1.9) ou da razão entre a polarização na banda B pela banda I ( $P_B/P_I$ ).

A figura 1.10 exibe, à esquerda, como os observáveis no *PCD* variam ao longo de 100

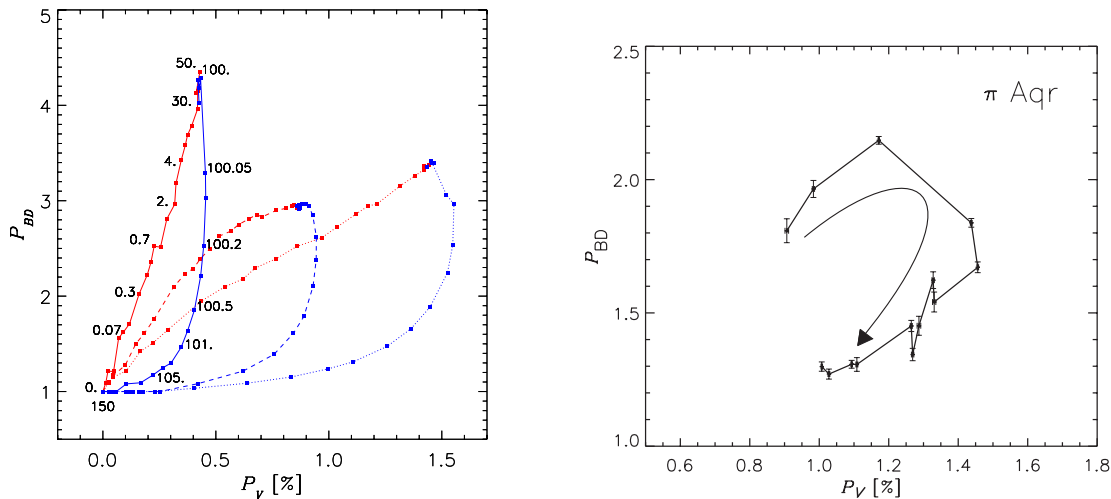


Figura 1.10: *PCD* com modelos teóricos para a construção e dissipação do disco (esquerda) e uma curva real observada para a estrela Be  $\pi$  Aquarii (direita). As linhas à esquerda são referentes a modelos de disco com inclinação de  $30^\circ$  (linha sólida),  $70^\circ$  (pontilhada) e  $90^\circ$  (tracejada); os trechos em vermelho indicam o período de 100 anos de construção do disco e os em azul, sua dissipação – os números são referências para o tempo, em anos. O sentido temporal das observações de  $\pi$  Aquarii segue a seta indicada. (Haubois et al., 2014).



anos de construção de um disco, seguido por uma interrupção na taxa de perda de massa e posterior dissipação no modelo *VDD*, e à direita, um exemplo observacional para a estrela  $\pi$  Aquarii. Os modelos são apresentados para três valores de ângulo de inclinação do disco, exibindo diferenças significantes.

Já o ângulo da polarização tende a ser constante ao longo do tempo em estrelas Be (ver, por exemplo, McDavid, 1994). Contudo, McLean (1979) já havia encontrado que algumas estrelas Be em sistemas binários tinham o ângulo de polarização variável, possivelmente decorrente das perturbações no disco, que deixava de ser homogêneo e axissimétrico. Wisniewski et al. (2010) também encontraram pequenos desvios em  $\pi$  Aquarii e 60 Cygni, que atribuíram à injeção de matéria e sua posterior circulação no disco. Já as variações no ângulo da polarização encontradas por Carciofi et al. (2007) durante uma ejeção em Achernar são bem mais pronunciadas, devido ao disco ser pouco denso.

### 1.4.3 Vínculos em modelos

A polarimetria tem se mostrado importante para impor vínculos aos modelos físicos dos discos de estrelas Be. A figura 1.11 mostra três modelos degenerados, que representam igualmente bem o espectro observado de  $\delta$  Scorpii no óptico e no infravermelho. Porém, o mesmo deixa de ocorrer quando esses modelos são postos a explicar a dependência polarimétrica com o comprimento de onda.

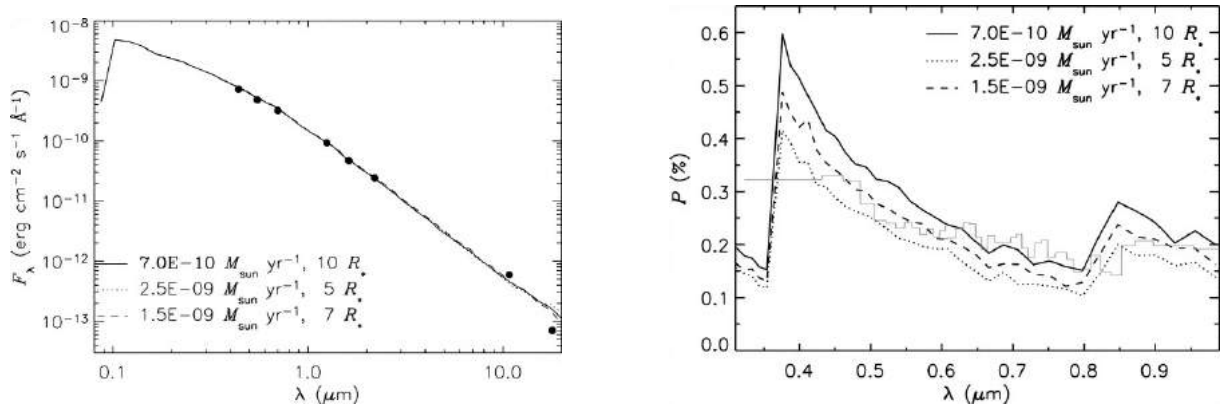


Figura 1.11: Três modelos diferentes para  $\delta$  Scorpii. Enquanto são degenerados quanto ao excesso no infravermelho (à esquerda), o modelo tracejado é o que melhor representa os dados espectropolarimétricos (linha fina contínua à direita). (Carciofi et al., 2006).

#### 1.4.4 A influência da polarização do meio interestelar

O meio interestelar impõe grandes dificuldades ao estudo da polarização em estrelas Be, pois ele é responsável não somente pela extinção da radiação, mas por modificar também a polarização observada.

A polarização pelo meio interestelar foi relatada pela primeira vez por Hiltner (1949) e Hall (1949) e prontamente atribuída aos grãos alongados de poeira, alinhados ao campo magnético local da galáxia. O indicador foi a correlação entre os excessos de cor, que eram conhecidos causados pela poeira, e as porcentagens das polarizações interestelares (PI).

A polarização criada por um grão sobre um feixe incidente em comprimentos de onda ópticos é resultante da absorção preferencial da componente cujo campo elétrico oscila na mesma direção do alongamento do grão. Esta seleção leva a uma polarização perpendicular à direção do alongamento (ver figura 1.12). Se os eixos na direção do alongamento de um conjunto de grãos estivessem distribuídos de maneira aleatória em uma dada linha de visada, cada grão polarizaria a luz incidente em uma direção igualmente aleatória, cuja somatória produziria uma polarização líquida nula. Por isso, a existência da PI só pode ser explicada através de um mecanismo de alinhamento dos grãos (ver Lazarian, 2003, para mais detalhes dos modelos de alinhamento associados ao campo magnético do meio).

Embora a PI seja, em si, uma importantíssima ferramenta no estudo do campo magnético do meio interestelar e da estrutura da galáxia (e.g., Haverkorn, 2015), ela exerce uma influência negativa quando o objeto de estudo são estrelas com polarização intrínseca. Ela é capaz não apenas de alterar o nível e o ângulo da polarização, mas também o comporta-

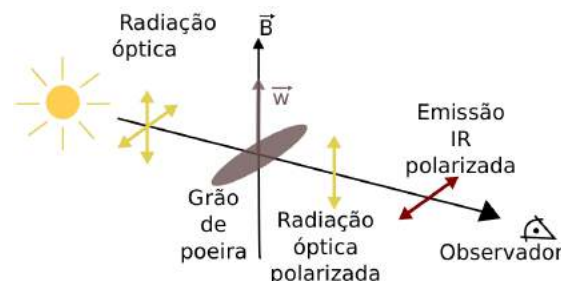


Figura 1.12: Figura esquemática da polarização interestelar. Os grãos de poeira se alinham perpendicularmente ao campo magnético local  $\vec{B}$ , absorvendo mais a componente da radiação incidente com campo elétrico oscilando na direção do alongamento. Esta seleção de uma das componentes resulta em uma polarização na mesma direção do campo magnético. (Adaptado de Ribeiro, 2013).

mento da variabilidade temporal observada.

No caso de estrelas próximas, muitas vezes a quantidade de poeira ao longo da linha de visada é tão pouca que a polarização observada deve-se, praticamente, toda à intrínseca. No entanto na maioria dos casos uma boa estimativa da PI é necessária para a separação das contribuições do disco e do meio interestelar. A descrição matemática da correção da PI será apresentada na seção 2.2, juntamente com alguns de seus aspectos adicionais.

## 1.5 *Objetivos e organização do trabalho*

Este trabalho baseia-se em dois grandes projetos observacionais conduzidos no Observatório Pico dos Dias (OPD): o monitoramento polarimétrico de longo prazo de estrelas Be nos filtros UBVRI e um segundo projeto de observação de estrelas de campo, que insere-se no contexto de determinação das PI.

O objetivo passa pela determinação das polarizações interestelares e concretização dos mecanismos de redução e curadoria dos dados, consolidando um grande banco de dados com os dados polarimétricos dos objetos de programa. O trabalho está estruturado da seguinte forma:

- Capítulo 2:* Conceitos sobre a polarização da luz e introdução dos parâmetros de Stokes; descrição teórica da PI, sua influência nos parâmetros de Stokes observados e métodos para sua determinação.
- Capítulo 3:* Apresentação dos dois projetos conduzidos no OPD; descrição dos procedimentos observacionais envolvidos na obtenção dos dados polarimétricos.
- Capítulo 4:* Descrição dos procedimentos de redução e implementação da curadoria dos dados.
- Capítulo 5:* Resultados dos ângulos da polarização intrínseca das estrelas Be.
- Capítulo 6:* Resultados das PI para as estrelas Be selecionadas.
- Capítulo 7:* Conclusões e perspectivas.



## Polarização da luz

Neste capítulo serão introduzidos conceitos fundamentais relacionados à polarização da luz, de sua definição à representação através dos parâmetros de Stokes. Em seguida, apresentaremos a formulação matemática para o problema da polarização interestelar (PI) no estudo das estrelas Be apresentado na seção 1.4.4. Descreveremos as propriedades do meio interestelar e como elas se refletem nos parâmetros que descrevem sua polarização. Por fim, descreveremos alguns dos métodos para a determinação das PI, dois dos quais serão utilizados mais à frente neste trabalho.

### 2.1 Polarização da luz

Um feixe de onda monocromática é constituído por um campo elétrico e um magnético oscilantes à frequência  $\nu$ . Vamos supor que o feixe se propague na direção do eixo  $z$  de um sistema de coordenadas, tal campo elétrico é representado genericamente pela combinação de duas componentes:

$$\vec{E}(z, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} , \quad (2.1)$$

com

$$\begin{cases} E_x = \epsilon_x e^{i\varphi_x} e^{i2\pi(z/\lambda - \nu t)} \\ E_y = \epsilon_y e^{i\varphi_y} e^{i2\pi(z/\lambda - \nu t)} \end{cases} , \quad (2.2)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda ( $\lambda = c/\nu$ , com  $c$  sendo a velocidade da luz),  $\epsilon_x$  e  $\epsilon_y$  são as amplitudes das componentes do campo elétrico (positivas, por definição) e  $\varphi_x$  e  $\varphi_y$  são suas fases.

Este feixe é 100% polarizado e sua polarização é classificada de três formas:

- **Polarização linear.** Se as componentes  $E_x$  e  $E_y$  estão em fase ou defasadas em  $180^\circ$  (i.e.,  $\varphi_y - \varphi_x = n\pi$ , com  $n \in \mathbb{Z}$ ), o feixe é denominado linearmente polarizado. A direção da polarização depende das amplitudes  $\epsilon_x$  e  $\epsilon_y$ : se  $\epsilon_x = 0$ , o feixe está polarizado ao longo do eixo  $y$  (ângulo de polarização de  $90^\circ$ ); se  $\epsilon_y = 0$ , o ângulo de polarização é  $0$ . De maneira geral o ângulo de polarização  $\theta = \arctan(\epsilon_y/\epsilon_x)$ .
- **Polarização circular.** Se as componentes têm a mesma amplitude e estão defasadas em  $90^\circ$  ou  $270^\circ$  (i.e.,  $\epsilon_x = \epsilon_y$  e  $\varphi_y - \varphi_x = (n + 1/2)\pi$ , com  $n \in \mathbb{Z}$ ), o feixe é circularmente polarizado. Nesse caso não faz sentido falar em ângulo de polarização pois o campo elétrico rotaciona à frequência  $\nu$  e a direção média temporal é indefinida.
- **Polarização elíptica.** Para qualquer outro valor de diferença entre as fases (ou quando a defasagem é de  $90^\circ$  ou  $270^\circ$ , mas as amplitudes são distintas), o feixe é uma combinação das polarizações linear e circular – neste caso dizemos que é elipticamente polarizado.

Como o ângulo de polarização indica uma *direção* de vibração do campo e não um sentido, ele é graduado de  $0$  a  $180^\circ$  – pois ângulos  $\theta$  e  $\theta \pm 180^\circ$  dizem respeito à mesma direção.

### 2.1.1 Parâmetros de Stokes

George G. Stokes (1851) publicou um trabalho desenvolvendo uma representação para a polarização da luz através de quatro parâmetros, os chamados *parâmetros de Stokes*. Eles são definidos matematicamente para um feixe de luz monocromática, nas formas complexa e real, como <sup>1</sup>

$$\begin{aligned}
 \mathcal{I} &= E_x E_x^* + E_y E_y^* & \mathcal{I} &= \epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 \\
 \mathcal{Q} &= E_x E_x^* - E_y E_y^* & \mathcal{Q} &= \epsilon_x^2 - \epsilon_y^2 \\
 \mathcal{U} &= E_x E_y^* + E_y E_x^* & \mathcal{U} &= 2\epsilon_x \epsilon_y \cos(\Delta\varphi) \\
 \mathcal{V} &= i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) & \mathcal{V} &= 2\epsilon_x \epsilon_y \sin(\Delta\varphi)
 \end{aligned} \quad , \quad (2.3)$$

onde o símbolo  $*$  indica o conjugado complexo e  $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ .

---

<sup>1</sup>A nomenclatura originalmente adotada por Stokes foi  $A$ ,  $B$ ,  $C$  e  $D$  para os aqui utilizados  $\mathcal{I}$ ,  $\mathcal{Q}$ ,  $\mathcal{U}$  e  $\mathcal{V}$ .

$$\begin{aligned}
 \mathcal{I} &= \longleftrightarrow + \updownarrow = \nearrow + \nwarrow \\
 \mathcal{Q} &= \longleftrightarrow - \updownarrow \\
 \mathcal{U} &= \nearrow - \nwarrow \\
 \mathcal{V} &= \circlearrowleft - \circlearrowright
 \end{aligned}$$

Figura 2.1: Interpretação geométrica dos parâmetros de Stokes. Cada flecha indica a intensidade da radiação decomposta cujo campo elétrico oscila naquela direção.

O parâmetro  $\mathcal{I}$  é proporcional à intensidade total da radiação, já que a energia de uma onda eletromagnética é proporcional a  $\langle \|\vec{E}\|^2 \rangle = \frac{1}{2}\epsilon_x^2 + \frac{1}{2}\epsilon_y^2$ . Os outros três parâmetros são proporcionais às diferenças nas intensidades das componentes da luz conforme a figura 2.1 (ver com mais detalhes em Hecht, 1970).

A polarização mais geral de um feixe é apresentada na figura 2.2 por meio da elipse que demarca a posição do vetor campo elétrico em função do tempo no ponto  $z = 0$ . Nela são introduzidas as variáveis  $\theta$  e  $\chi$  para a parametrização sobre  $\epsilon_x$ ,  $\epsilon_y$  e  $\Delta\varphi$ . Por meio de relações geométricas, podemos reescrever as equações (2.3) em termos dessas duas variáveis, adicionada uma terceira  $\epsilon_0^2 = \epsilon_x^2 + \epsilon_y^2$  (ver, por exemplo, Rybicki e Lightman,

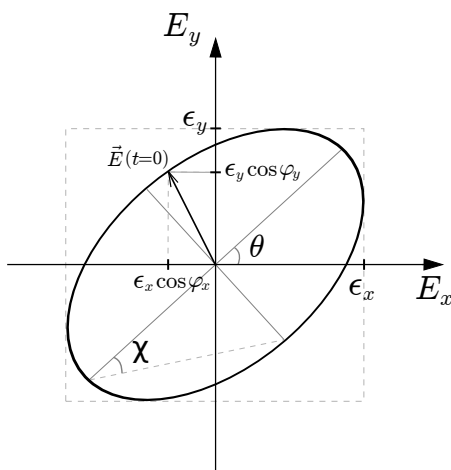


Figura 2.2: Decomposição das componentes do campo elétrico de um feixe de luz elipticamente polarizado nas componentes  $E_x$  e  $E_y$  (para polarização linear,  $\chi = 0$ , e para circular,  $\chi = 45^\circ$ ). A elipse demarca a posição do vetor campo elétrico em função do tempo no ponto  $z = 0$ ; o vetor indica a posição inicial do campo elétrico  $\vec{E}(t = 0)$ .

2008):

$$\begin{aligned}
 \mathcal{I} &= \epsilon_0^2 ; \\
 \mathcal{Q} &= \epsilon_0^2 \cos 2\chi \cos 2\theta ; \\
 \mathcal{U} &= \epsilon_0^2 \cos 2\chi \sin 2\theta ; \\
 \mathcal{V} &= \epsilon_0^2 \sin 2\chi .
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Invertendo essas equações,  $\theta$  e  $\chi$  – o ângulo da polarização e o associado ao inverso da “excentricidade” da polarização – são dados em termos dos parâmetros de Stokes por

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{\mathcal{U}}{\mathcal{Q}} , \text{ e} \tag{2.5a}$$

$$\chi = \frac{1}{2} \arcsin \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{I}} . \tag{2.5b}$$

### 2.1.2 Polarização de um conjunto de feixes

Trabalhamos até aqui com um único feixe monocromático; na prática, entretanto, a radiação é constituída por uma composição de feixes de diversos comprimentos de onda, amplitudes e fases. Uma importante propriedade dos parâmetros de Stokes é que são aditivos para a superposição de ondas independentes que compõem tal feixe. Ademais, podemos separar os parâmetros de Stokes como se esse feixe fosse uma composição de um feixe não polarizado (*não-pol*) e um outro que contém toda a polarização (*pol*), como

$$\begin{pmatrix} \mathcal{I} \\ \mathcal{Q} \\ \mathcal{U} \\ \mathcal{V} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \mathcal{I} - \sqrt{\mathcal{Q}^2 + \mathcal{U}^2 + \mathcal{V}^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}}_{\text{não-pol}} + \underbrace{\begin{pmatrix} \sqrt{\mathcal{Q}^2 + \mathcal{U}^2 + \mathcal{V}^2} \\ \mathcal{Q} \\ \mathcal{U} \\ \mathcal{V} \end{pmatrix}}_{\text{pol}} . \tag{2.6}$$

O chamado grau de polarização do feixe, ou a porcentagem de polarização, é dado pela razão entre o parâmetro  $\mathcal{I}_{\text{pol}} \equiv \sqrt{\mathcal{Q}^2 + \mathcal{U}^2 + \mathcal{V}^2}$  da componente polarizada e o  $\mathcal{I}$  total do feixe:

$$P = \frac{\sqrt{\mathcal{Q}^2 + \mathcal{U}^2 + \mathcal{V}^2}}{\mathcal{I}} . \tag{2.7}$$



### 2.1.3 Polarização linear

Neste trabalho estamos interessados apenas no estudo da polarização linear – mais especificamente, apenas nos parâmetros  $Q$  e  $U$ . Por isso é conveniente representarmos esses parâmetros relativamente à intensidade total do feixe, ou seja, em termos da razão com o parâmetro  $\mathcal{I}$ : definimos assim  $Q = Q/\mathcal{I}$  e  $U = U/\mathcal{I}$ . Reescrevendo as equações (2.5a) e (2.7), a porcentagem linearmente polarizada e o ângulo da polarização são dados por

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2}, \quad (2.8a)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \frac{U}{Q}. \quad (2.8b)$$

Com essa descrição, a polarização linear de um objeto pode ser representada por um vetor em um diagrama  $QU$ . Seu módulo e ângulo com relação à abscissa correspondem, respectivamente, à porcentagem  $P$  da polarização e a duas vezes o ângulo de polarização  $\theta$  (ver figura 2.3).

Se os parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$  têm a mesma incerteza  $\sigma$ , é possível mostrar que a propagação gaussiana convencional sobre  $P$  e  $\theta$  leva a (e.g., Serkowski, 1974)

$$\sigma_P = \sigma, \text{ e} \quad (2.9a)$$

$$\sigma_\theta = \frac{90}{\pi} \frac{\sigma}{P} \approx 28.65 \frac{\sigma}{P}. \quad (2.9b)$$

É importante reforçar que as operações matemáticas envolvendo diferentes medições polarimétricas devem ser feitas sobre os parâmetros de Stokes e não sobre  $P$  e  $\theta$ . Para o cálculo do  $\theta$  médio entre duas medições, por exemplo, deve-se encontrar o ponto médio no

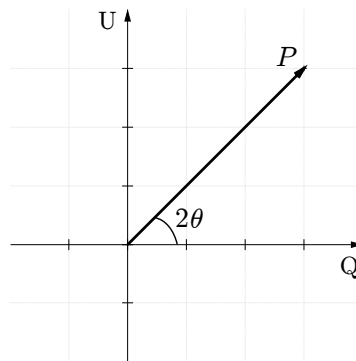


Figura 2.3: Representação no diagrama  $QU$  de um feixe com porcentagem  $P$  de polarização na direção  $\theta$ .

diagrama  $QU$  para, então, efetuar o cálculo do ângulo  $\theta$  correspondente através da equação (2.8b).

Até aqui falamos de um ângulo de polarização que é computado usando um sistema de referência arbitrário para o campo elétrico, sem qualquer correspondência física. Para aplicações astronômicas, precisamos definir qual é esse sistema no céu. A União Astronômica Internacional (IAU) convencionou o sistema equatorial, no qual o ângulo de polarização é medido do norte para o leste no céu (sentido anti-horário) (ver Hamaker e Bregman, 1996).

#### 2.1.4 Enviesamento da polarização

Um problema que surge com a representação da polarização através de  $P$  e  $\theta$  é o enviesamento dos valores: como o grau de polarização  $P$  somente pode ser positivo, a distribuição de probabilidade de  $P$  se distancia da normal à medida que a polarização medida se aproxima de ser compatível com zero. O seguinte raciocínio explicita o problema: se o valor real dos parâmetros de Stokes de um feixe é  $Q_0 = U_0 = 0$  – e portanto a polarização é nula ( $P_0 = 0$ ) – as medições de  $Q$  e  $U$  devem dar compatíveis com zero, mas seus valores serão numericamente não nulos devido aos erros e incertezas intrínsecos ao processo de medida. O grau de polarização  $P$  calculado através da equação (2.8a) amplificará essas flutuações, já que somará os quadrados de  $Q$  e  $U$ , levando a um  $P$  mais distante de zero, e portanto, superestimado.

Correções do tipo  $P \rightarrow \sqrt{P^2 - K^2\sigma_P^2}$ , com  $\sigma_P$  sendo a incerteza de  $P$ , foram propostas por diversos autores, com fatores  $K$  de correção diversos. Simmons e Stewart (1985) estudaram o comportamento estatístico de  $P$  sob cinco valores de  $K$  e concluíram pelo uso de dois deles: 1)  $K = 1.41$  – que leva ao  $P$  corrigido que maximiza a distribuição de probabilidade do  $P$  medido (máxima verossimilhança) – é a melhor opção quando a polarização real é menor do que  $\sim 0.7\sigma_P$ ; 2)  $K = 1.0$ , proposto por Wardle e Kronberg (1974) – que leva ao novo  $P$  do qual o  $P$  medido é que é o máximo da distribuição –, é preferível nos demais casos.

A discriminação do fator ideal tem como obstáculo a necessidade de conhecimento prévio sobre a polarização do alvo ou ao menos uma ideia do seu valor. Pelo fato de estarem envolvidas estrelas com polarizações baixíssimas neste trabalho, optamos por usar a fórmula de Wardle e Kronberg (1974) em todas as estrelas, por ser a mais comumente

utilizada na literatura.

A incerteza do ângulo de polarização ( $\sigma_\theta$ ) também fica enviesada quando a polarização se torna compatível com zero. Isso é consequência de tal incerteza ser inversamente proporcional a  $P$  (ver equação 2.9b), e assim, quando  $P$  diverge da distribuição normal, o mesmo ocorre com  $\sigma_\theta$ : à medida que  $P$  fica superestimado,  $\sigma_\theta$  fica subestimado. Além disso um feixe pode ser medido no quadrante oposto ao da polarização real no diagrama  $QU$  (com o ângulo de polarização passando de  $\theta$  a  $\theta \pm 90^\circ$ ) quando a polarização é quase nula, afetando também a acurácia do  $\theta$  medido.

No caso de  $\sigma_\theta$ , o mapeamento da incerteza corrigida foi feito por Maier et al. (2014) através de uma análise bayesiana, ajustando uma função analítica sobre as curvas que representam intervalos de confiança do ângulo de polarização de 68.3%, 95.5% e 99.7%. Para simplificar, tomamos aqui a incerteza equivalente ao intervalo de 68.3% na equação (2.10b).

De modo geral, portanto, as correções em  $P$  e  $\sigma_\theta$  são feitas da seguinte maneira:

$$P \rightarrow \begin{cases} \sqrt{P^2 - K^2 \sigma_P^2} & , \text{ se } P/\sigma_P \geq K \\ 0 & , \text{ se } P/\sigma_P < K \end{cases} ; \quad (2.10a)$$

$$\sigma_\theta \rightarrow \begin{cases} \sigma_\theta & , \text{ se } P/\sigma_P \geq 6 \\ 32.5 \left[ 1.35 + \tanh \left( 0.739 \left( 0.801 - \frac{P}{\sigma_P} \right) \right) \right] - 1.154 \frac{P}{\sigma_P} & , \text{ se } P/\sigma_P < 6 \end{cases} . \quad (2.10b)$$

A razão  $P/\sigma_P$  que entra na equação (2.10b) é relativa à polarização *medida* e não à recém-corrigida pela fórmula (2.10a).

## 2.2 Polarização interestelar

Como introduzido na seção 1.4.4, a polarização do meio interestelar pode se tornar um empecilho no estudo de objetos que apresentam polarização intrínseca, pois é capaz de afetar substancialmente a polarização medida.

Suponhamos que um feixe com polarização intrínseca, cujos parâmetros de Stokes são  $Q_{\text{int}}$  e  $U_{\text{int}}$ , atravesse o meio interestelar. Ao ser detectado na Terra, a polarização medida

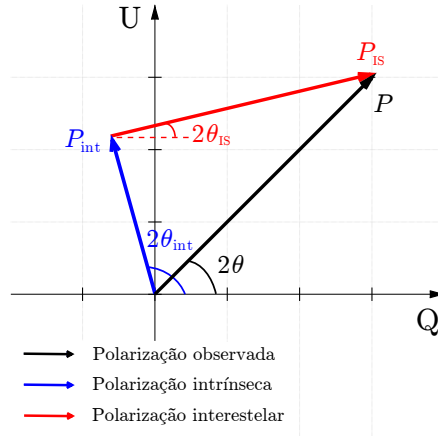


Figura 2.4: A polarização observada ( $P$ ) é a soma vetorial das polarizações intrínseca ( $P_{\text{int}}$ ) e interestelar ( $P_{\text{IS}}$ ) no diagrama  $QU$ .

será  $Q = Q_{\text{int}} + Q_{\text{IS}}$  e  $U = U_{\text{int}} + U_{\text{IS}}$ , admitindo a aproximação de que  $Q$  e  $U$  sejam muito menores do que 100% e, portanto, soma-se a contribuição do meio interestelar ( $Q_{\text{IS}}$  e  $U_{\text{IS}}$ ) à polarização intrínseca (ver seção 2.1.2).

As três polarizações estão graficamente representadas no diagrama  $QU$  da figura 2.4. No exemplo da figura, a polarização medida é completamente distinta da intrínseca, justificando a necessidade da correção da PI. Note que se a porcentagem da polarização intrínseca for muito maior do que a da interestelar ( $P_{\text{int}} \gg P_{\text{IS}}$ ), a polarização observada  $P$  é dominada pela componente intrínseca e a correção da PI pode ser desprezada.

### 2.2.1 Características da PI

A dependência espectral da PI em uma dada linha de visada foi descrita empiricamente por Serkowski (1973) através da fórmula

$$P_{\text{IS}}(\lambda) = P_{\text{max}} \cdot \exp \left[ -k \ln^2 (\lambda_{\text{max}}/\lambda) \right], \quad (2.11)$$

onde  $\lambda_{\text{max}}$  e  $P_{\text{max}} \equiv P_{\text{IS}}(\lambda_{\text{max}})$  são parâmetros que dependem da linha de visada considerada, e estão intrinsecamente relacionados com a nuvem (ou nuvens) interestelares situadas entre nós e a estrela estudada. O valor de  $k = 1.15$  foi inicialmente considerado fixo, até que uma relação linear entre  $k$  e  $\lambda_{\text{max}}$  foi encontrada por Codina-Landaberry e Magalhães (1976). Diversos autores estudaram e determinaram coeficientes para essa relação, sendo que a fórmula utilizada neste trabalho,  $k(\lambda_{\text{max}}) = (1.86 \pm 0.09) \cdot \lambda_{\text{max}} - (0.1 \pm 0.05)$ , foi obtida por Wilking et al. (1982) a partir do estudo de estrelas cujas PI englobavam valores

amplos de  $\lambda_{\max}$ .

#### *Parâmetro $\lambda_{\max}$*

Em 1975, Serkowski et al. estudaram a PI de 350 estrelas e encontraram correlações entre os parâmetros  $\lambda_{\max}$  e as razões entre seus excessos de cor. Isso foi interpretado como consequência dos elementos responsáveis pela extinção da luz serem os mesmos da PI – os grãos de poeira, já propostos primeiramente por Hall (1949) no próprio anúncio da descoberta da polarização pelo meio interestelar. Carrasco et al. (1973) encontraram que nuvens de poeira mais densas possuem grãos maiores, o que justificou a seguinte conclusão de Serkowski et al.: valores maiores de  $\lambda_{\max}$  indicam um meio interestelar constituído por grãos, em média, maiores, relacionados a uma nuvem de densidade maior.

Os valores limites encontrados para o parâmetro  $\lambda_{\max}$  por Wilking et al. (1982) foram 3300Å e 8900Å.

#### *Parâmetro $P_{\max}$*

A porcentagem da PI deve aumentar com a distância se a poeira estiver uniformemente distribuída ao longo da linha de visada, já que há mais grãos polarizando a luz. No entanto se o meio é inhomogêneo ou se há nuvens com grãos de características distintas ao longo da linha de visada, as polarizações em diferentes profundidades ao longo dessa linha podem se cancelar mutuamente, dependendo das suas orientações relativas, levando a uma polarização líquida menor. Portanto, o parâmetro  $P_{\max}$  não está unicamente relacionado à quantidade de poeira na linha de visada, mas também ao alinhamento dos grãos.

Para ilustrar isso, a figura 2.5 exibe o gráfico obtido por Serkowski et al. (1975) do parâmetro  $P_{\max}$  ajustado para a PI e o excesso de cor para cerca de 200 estrelas. Mesmo quando algumas estrelas têm excessos de cor altíssimos, indicando a presença de bastante poeira na linha de visada,  $P_{\max}$  pode ser relativamente baixo, menor do que o de estrelas com um excesso menor.

Também observa-se uma relação empírica máxima entre  $P_{\max}$  e  $E_{B-V}$  ( $P_{\max} \leq 9E_{B-V}$ ). Esse limite é interpretado como a eficiência máxima dos grãos polarizarem e é alcançado quando há alto grau de alinhamento dos grãos. No geral, a razão  $P_{\max}/E_{B-V}$  de uma estrela observada é usada como um indicador do alinhamento dos grãos em sua linha de visada.

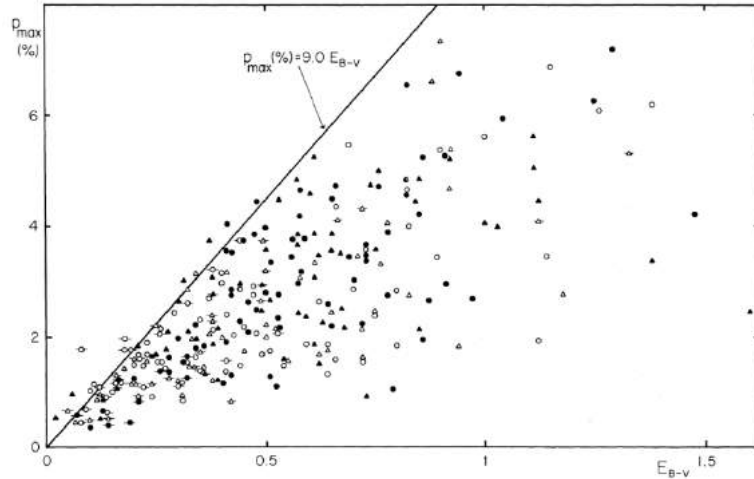


Figura 2.5: Relação entre os parâmetros  $P_{\max}$  e os excessos de cor encontrada por Serkowski et al. (1975).

### Ângulo de polarização $\theta_{IS}$

Por fim, o ângulo da PI,  $\theta_{IS}$ , é o terceiro parâmetro para a descrição da PI e indica a direção predominante de alinhamento dos grãos, já que a componente da luz com o campo elétrico oscilante na direção paralela a esse alinhamento é barrada pelos grãos (ver figura 1.12).

O ângulo tende a ser aproximadamente constante nos comprimentos de onda do ultravioleta ao infravermelho próximo. Porém um fenômeno que pode acontecer é a rotação do ângulo de polarização com  $\lambda$ , resultado decorrente da presença de mais de uma nuvem de poeira com alinhamentos distintos ao longo da linha de visada (e.g., Coyne, 1974).

## 2.3 Determinação da polarização interestelar

Como apresentado na seção anterior, a PI está mesclada na polarização observada da estrela Be, de maneira que é necessário conhecer seus parâmetros de Stokes  $Q_{IS}$  e  $U_{IS}$  para a correção. Em termos dos parâmetros  $P_{\max}$ ,  $\lambda_{\max}$  e  $\theta_{IS}$ , eles são dados por

$$\begin{aligned} Q_{IS} &= P_{IS}(\lambda_{ef}) \cos 2\theta_{IS} , \text{ e} \\ U_{IS} &= P_{IS}(\lambda_{ef}) \sin 2\theta_{IS} , \end{aligned} \quad (2.12)$$

onde  $P_{\max}$  e  $\lambda_{\max}$  estão implícitos na função  $P_{IS}$  de Serkowski (equação 2.11) e  $\lambda_{ef}$  é o comprimento de onda efetivo do filtro utilizado para a observação polarimétrica.

### 2.3.1 Observações diretas em fase sem disco

O método mais acurado para a determinação da PI de uma estrela Be é a medição de sua polarização em uma fase em que ela não apresenta disco circunstelar. A ausência do disco pode ser confirmada através de observações espectroscópicas ou através do conhecimento da sua variabilidade recente. Dessa maneira, uma eventual polarização não nula é atribuída unicamente ao meio interestelar.<sup>2</sup>

### 2.3.2 Estrelas de campo

O método de estrelas de campo envolve a observação de algumas estrelas fisicamente próximas da estrela Be sob investigação. Se essas estrelas de campo não possuem polarização intrínseca, suas medidas polarimétricas darão exatamente os valores de suas polarizações interestelares, que devem ser estatisticamente compatíveis entre si e com a polarização interestelar (desconhecida) da Be, já que, como descrito na seção 2.2.1:

- $\lambda_{\max}$  está associado ao tamanho típico dos grãos e, portanto, deve ser o mesmo para duas estrelas distintas que atravessam a mesma região do meio interestelar;
- $P_{\max}$  está associado ao grau de alinhamento dos grãos e à profundidade óptica que a radiação da estrela percorre na nuvem e, portanto, desde que o meio interestelar envolvido seja homogêneo, deve crescer linearmente com a distância dentro dela;
- $\theta_{\text{IS}}$  está associado à direção do alinhamento dos grãos e, portanto, também é o mesmo para duas estrelas na mesma nuvem.

Quanto mais próximas as estrelas de campo estiverem da estrela Be de referência – tanto angularmente, quanto em distância –, mais provável será corresponderem ao mesmo meio interestelar. Se a estrela de campo estiver praticamente na mesma linha de visada, mas muito mais próxima ou distante de nós do que a Be, poderá ter adicionada ou subtraída a influência de uma outra região com grãos de tamanho ou alinhamento diferentes, resultando

---

<sup>2</sup>Dentro de nossas precisões, podemos atribuí-las apenas ao meio interestelar. Cotton et al. (2016), por exemplo, mediram a polarização de 50 estrelas brilhantes do hemisfério sul com precisão de até 0.001% de polarização. É possível que algumas das polarizações medidas por eles tenham contribuição intrínseca devido ao achatamento da estrela ou à presença de manchas na fotosfera, e que esta seja maior ou comparável com o valor da PI, que deve ser baixo pelas estrelas serem próximas.

em uma polarização interestelar líquida diferente em um ou mais parâmetros; se estiver angularmente mais distante, pode estar imersa em uma nuvem diferente, muito embora parte das duas linhas de visada tenha material interestelar coincidente.

No nosso caso, por diversas estrelas Be de programa serem próximas, muitas das estrelas de campo tinham sua distância conhecida pelo satélite Hipparcos (van Leeuwen, 2007). Essa é uma grande vantagem, pois possibilita restringir entre as estrelas de campo aquelas que estão, de fato, fisicamente próximas.

### 2.3.3 Método com o diagrama $QU$

Como citado na seção 1.4.2, uma estrela Be que passa por uma fase de construção e/ou dissipação de disco apresentará grande variabilidade em sua polarização. Como um disco axissimétrico apresenta ângulo de polarização intrínseco constante no tempo (ver seção 1.4), uma série temporal de observações em uma determinada banda espectral tenderá a se dispor naturalmente em uma reta no diagrama  $QU$  (denominada “reta intrínseca”), da qual toda variabilidade deve ser resultante apenas de valores diferentes na porcentagem de polarização (figura 2.6). É necessário considerar também que a polarização interestelar permaneça constante durante este período, o que pode não ser verdade se a estrela possuir movimento próprio relevante e se o intervalo de tempo entre as observações for suficiente

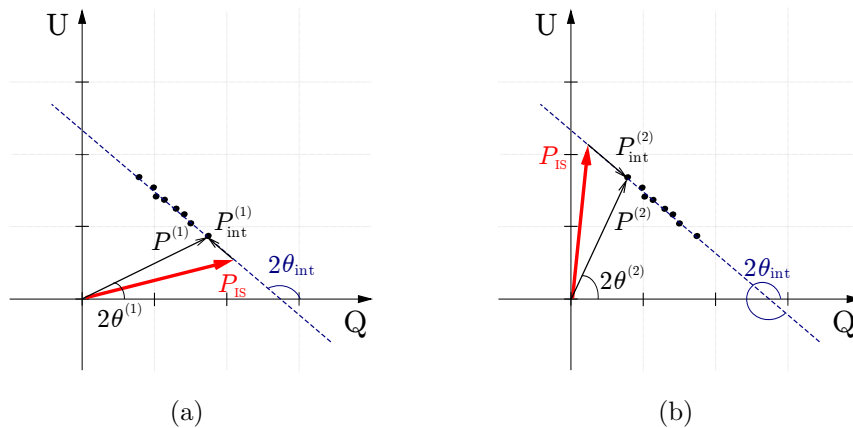


Figura 2.6: Representação esquemática de uma série observacional de uma estrela Be numa dada banda espectral no diagrama  $QU$  ao longo da construção e/ou dissipação do disco. Os pontos representam dados hipotéticos, que devem se distribuir ao longo da reta intrínseca (reta azul tracejada). À esquerda, a PI (vetor vermelho) está em uma posição tal que o ângulo de cada polarização intrínseca é  $\theta_{\text{int}}$ . À direita, a PI é admitida em outra posição, tal que as polarizações intrínsecas devem ser em sentido contrário ( $90^\circ$  a mais no ângulo intrínseco).



para que ela se mova pelo meio interestelar, ou ainda se as próprias nuvens no meio interestelar se moverem.

Este cenário nos permite extrair uma informação importantíssima: uma estimativa do ângulo da polarização intrínseca  $\theta_{\text{int}}$  e com ele, a direção do disco projetada no céu. Estes valores ficam indeterminados em  $\pm 90^\circ$ , a menos que alguma informação seja conhecida sobre a polarização interestelar. A figura 2.6 reproduz os dois casos conforme a PI.

Nesse contexto, haverá dois dados observacionais especiais: aqueles que delimitam toda a variabilidade – os pontos com polarização  $P^{(1)}$  e  $P^{(2)}$  da figura 2.6. A discriminação entre qual o ângulo intrínseco correto pode ser feita por meio da análise da posição da PI relativamente aos dois pontos limites. O diagrama 2.6(a) apresenta o caso no qual a PI se localiza inferiormente ao ponto limite (1). Nesse caso, ao se utilizar das operações de soma no diagrama  $QU$  (ver figura 2.4), todos os pontos apresentam ângulo de polarização intrínseca com o valor  $\theta_{\text{int}}$  indicado na figura (desprezando as flutuações estatísticas). Para o caso onde a polarização interestelar se localiza além do outro ponto limite (2) (diagrama 2.6(b)), a polarização intrínseca passa a ser anti-paralela à da primeira situação e o ângulo intrínseco é o mesmo valor, acrescido de  $90^\circ$ .

Ademais, notar da figura 2.6 que, se a reta intrínseca interceptar diretamente a origem, pode ser por três casos:

- polarização interestelar nula ( $P_{\text{IS}} = 0$ );
- $\theta_{\text{IS}} = \theta_{\text{int}}$ ;
- $\theta_{\text{IS}} = \theta_{\text{int}} \pm 90^\circ$ .

### *Determinação de uma das componentes da PI*

Uma vantagem deste método é que é possível *isolar* a polarização intrínseca contida em um dado, que está na direção paralela à reta intrínseca no diagrama  $QU$  e trabalhar sobre a componente perpendicular, que é não nula devido à polarização do meio interestelar.

A figura 2.7 esquematiza a decomposição da polarização interestelar nas componentes paralela e perpendicular à reta intrínseca. A componente perpendicular à reta de um dado observado equivale à própria componente  $P_{\text{IS}}^\perp$  da PI, enquanto a componente paralela contém toda a contribuição da polarização intrínseca, mais a parte  $P_{\text{IS}}^\parallel$ . O ângulo  $\alpha =$

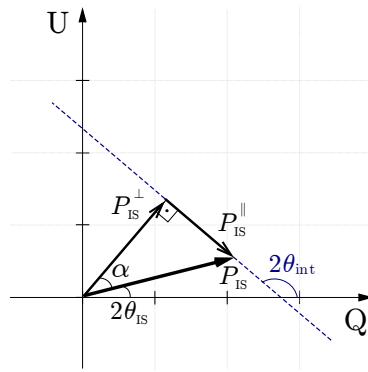


Figura 2.7: Polarização interestelar  $P_{IS}$  e sua decomposição nas componentes paralela ( $P_{IS}^{\parallel}$ ) e perpendicular ( $P_{IS}^{\perp}$ ) à direção da polarização intrínseca. Geometricamente, o valor do ângulo  $\alpha$  interior ao triângulo retângulo vale  $2(\theta_{\text{int}} - \theta_{IS}) - 90^\circ$ .

$2(\theta_{\text{int}} - \theta_{IS}) - 90^\circ$  é a chave para a reconstrução da informação completa sobre a PI a partir do valor de  $P_{IS}^{\perp}$ .

Ao possuir uma amostra de dados, é conveniente rotacioná-los no diagrama  $QU$  de maneira a manter toda a polarização intrínseca no novo parâmetro  $Q'$  e a componente  $P_{IS}^{\perp}$  no  $U'$ :

$$\begin{aligned} Q' &= Q \cos 2\theta_{\text{int}} + U \sin 2\theta_{\text{int}} ; \\ U' &= -Q \sin 2\theta_{\text{int}} + U \cos 2\theta_{\text{int}} . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Caso nenhuma informação sobre a PI seja conhecida para determinar qual dos dois ângulos  $\theta_{\text{int}}$  da figura 2.6 deve ser considerado, podemos tomar, por padrão, sempre o de menor valor (figura 2.6(a)). A diferença não resultaria em nada mais do que um fator multiplicativo  $\pm 1$  em  $P_{IS}^{\perp}$ , de maneira que seu módulo permaneceria o mesmo.

A figura 2.8 traz uma representação esquemática do que significa rotacionar os dados no diagrama  $QU$ . Fisicamente falando, o novo parâmetro de Stokes  $U'$  refere-se à polarização da luz na direção a  $45^\circ$  (ou  $135^\circ$ ) do disco da estrela.

O valor médio dos  $U'$  em uma determinada banda espectral,  $\langle U' \rangle$ , portanto, é um bom indicador da componente  $P_{IS}^{\perp}$  da PI nessa banda. Em polarimetria UBVRI, pode-se ajustar uma função do tipo Serkowski (equação 2.11) sobre os  $\langle U' \rangle$  das cinco bandas e obter os parâmetros  $P_{\text{max}}^{\perp}$  e  $\lambda_{\text{max}}^{\perp}$  que representem a componente da PI na direção perpendicular à direção da polarização intrínseca no diagrama  $QU$ . Finalmente, para recuperar a informação completa sobre a PI, é necessário conhecer o ângulo da polarização interestelar

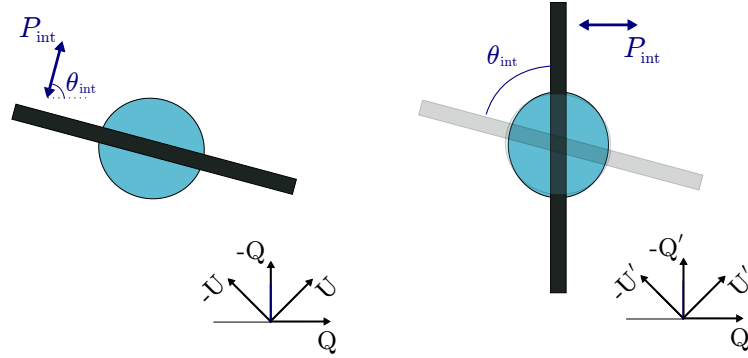


Figura 2.8: Representação esquemática da rotação dos parâmetros de Stokes. No sistema equatorial (à esquerda), o ângulo  $\theta_{\text{int}}$  indica a direção perpendicular ao disco. Ao rotacionar os dados no diagrama  $QU$ , os novos parâmetros  $Q'$  e  $U'$  formam um sistema cuja referência é a própria direção da polarização intrínseca (à direita). Assim sendo, o parâmetro  $Q'$  passa a ser constituído pela soma da componente  $P_{\text{IS}}^{\parallel}$  da PI (ver figura 2.7) e a polarização intrínseca integral; o parâmetro  $U'$  passa a ser constituído apenas por  $P_{\text{IS}}^{\perp}$ .

$\theta_{\text{IS}}^3$

$$P_{\text{max}} = \frac{P_{\text{max}}^{\perp}}{\cos \alpha} = \frac{P_{\text{max}}^{\perp}}{\sin 2(\theta_{\text{IS}} - \theta_{\text{int}})}, \quad (2.14)$$

via relações geométricas da figura 2.7. Note que  $\lambda_{\text{max}} = \lambda_{\text{max}}^{\perp}$  (ver Quirrenbach et al., 1997). Este é um método que também foi empregado por alguns autores na literatura como, por exemplo, Quirrenbach et al. (op. cit.) e Draper et al. (2014).

### 2.3.4 Despolarização de linhas

Como visto ao longo da introdução (capítulo 1), as linhas de Balmer em emissão no disco, como  $\text{H}\alpha$  e  $\text{H}\beta$ , costumam ser muito intensas em estrelas Be.

Supondo que a radiação emitida por desexcitação radiativa seja não polarizada e que ela não seja significativamente espalhada após sua emissão, o aumento do fluxo não polarizado “diluirá” a polarização da luz nos comprimentos de onda da linha, havendo uma despolarização líquida.

Nesta aproximação, a razão entre a polarização observada nos comprimentos de onda da linha  $P_*(\lambda)$  e a polarização do contínuo  $P_c(\lambda)$  é

$$\frac{P_*(\lambda)}{P_c(\lambda)} = \frac{1}{1 + \chi(\lambda)},$$

onde  $\chi(\lambda)$  é a razão entre as intensidades da linha e do contínuo no comprimento  $\lambda$  (ver McLean e Clarke, 1979). A partir disso, é possível obter a polarização intrínseca

<sup>3</sup>Usando a identidade  $\sin A = \cos(A - 90^\circ)$ .

do contínuo  $P_c$  – que é a polarização procurada – e a partir dela, a própria polarização interestelar. Para isso deve-se assumir que o ângulo da polarização intrínseca não varia ao longo da linha.

Este método deve ser usado com cautela porque supõe tanto um ângulo de polarização intrínseco constante ao longo da linha espectral (o que não é estritamente verdade por causa do efeito Doppler sobre diferentes regiões em rotação do disco), quanto não admite a polarização sobre parte dos fótons emitidos através de espalhamentos “pós-emissão” no disco (alguns desses casos foram relatados por McLean e Clarke, *op. cit.*).

## Observações de estrelas Be no OPD

Neste capítulo trataremos do ponto central do trabalho, que é o levantamento dos dados polarimétricos de banda larga (UBVRI) de estrelas Be. Introduziremos o projeto de longo prazo mantido no Observatório Pico dos Dias (OPD), descrevendo a instrumentação utilizada, os procedimentos observacionais e o novo projeto de observações de estrelas de campo. Ao longo do capítulo, introduziremos os conceitos relacionados à extração das informações polarimétricas a partir das observações.

### 3.1 Projeto de longo prazo no OPD

Desde 2006 um projeto de longo prazo de monitoramento polarimétrico de estrelas Be é conduzido pelo Prof. Dr. Alex C. Carciofi no Observatório Pico dos Dias (OPD). O observatório é gerenciado pelo Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA/MCTI) e se localiza na cidade de Brazópolis, MG. A manutenção e ampliação sucessiva do projeto só foi possível com a colaboração de todo o grupo Beacon, fundado no IAG em 2009.<sup>1</sup>

O telescópio tipicamente utilizado no programa de monitoramento é o *Boller & Chivens* (B&C), de 60 cm de diâmetro. No entanto alguns dados foram adquiridos nos outros dois telescópios do sítio – *Perkin-Elmer* (PE) e *Zeiss*, respectivamente, de 1.60 m e 60 cm.

Foram concedidas 312 noites nesses 10 anos, das quais 204 produziram algum tipo de

---

<sup>1</sup>Os observadores que contribuíram foram Alex C. Carciofi, André Luiz Figueiredo, Artur Alegre, Bruno C. Mota, Cyril Escolano, Daiane B. Seriacopi, Daniel Bednarski, Daniel L. Viana, Daniel Moser Faes, Despina Panoglou, Leandro Rímulo, Lucas Zillner, Marcelo S. Rubinho, Rodrigo G. Vieira, Sayyed Mohammad R. Ghoreyshi, Sérgio Quadros, Xavier Houbois, com a colaboração eventual de Aiara Lobo Gomes, Jorge Miguel Ribeiro e Maryory Loaiza-Agudelo.

dado válido<sup>2</sup>. A porcentagem de noites com aproveitamento total e nulo são da mesma ordem, 28% e 31%, respectivamente. Os objetos do programa de monitoramento, bem como suas informações adicionais básicas, encontram-se no apêndice A. Também é apresentado o número total das séries de observação para cada um deles (última coluna da tabela do apêndice).

### 3.1.1 Instrumentação – polarímetro IAGPOL

Conforme vimos ao longo da seção 2.1, uma luz linearmente polarizada é aquela que possui uma direção de vibração predominante do campo elétrico. O instrumento que permite determinar essa direção e a porcentagem que representa da intensidade total é chamado de polarímetro.

O polarímetro utilizado nas missões do OPD é o IAGPOL (descrito por Magalhães et al., 1996), que consiste em uma lâmina retardadora de meia onda para medições de polarização linear e um analisador que pode ser um prisma de Savart de calcita ou um polaroide. Ao passar pelo polarímetro, o feixe atravessa primeiramente a lâmina retardadora, que acrescenta uma diferença de fase de  $180^\circ$  entre as componentes com campo elétrico nas direções paralela e perpendicular a seu eixo óptico. Um motor permite rotacionar esse eixo óptico em 16 posições angulares diferentes, em passos de  $22.5^\circ$ . Denotamos as posições de  $0, 22.5^\circ, \dots, 337.5^\circ$  por L0, L1, ..., L9, LA, ..., LF.

Em seguida, o feixe atravessa o analisador, que em nosso caso é uma entre os dois prismas de Savart disponíveis (as denominadas informalmente por calcita “velha” e “nova”). A diferença entre as calcitas é simplesmente que à calcita velha acoplamos um filtro neutro de densidade para a observação das estrelas mais brilhantes. Por ser um material birrefringente (i.e., com índices de refração dependente da orientação do campo elétrico), a calcita refrata duas componentes eletromagnéticas da luz em ângulos diferentes, separando-as fisicamente nos chamados feixes ordinário (FO) e extraordinário (FEO). Estas são, portanto, as componentes da luz recém modificadas através da lâmina com o campo elétrico vibrando nas direções paralela e perpendicular ao eixo óptico da calcita.

Os dois feixes atravessam, então, uma roda de filtros UBVRI, através da qual é selecionada a região espectral de interesse e são, finalmente, registrados por um detector CCD

---

<sup>2</sup>Por dado válido, entende-se a observação de pelo menos um alvo em um filtro, ainda que se trate simplesmente da padrão polarizada ou mesmo que esta esteja ausente.

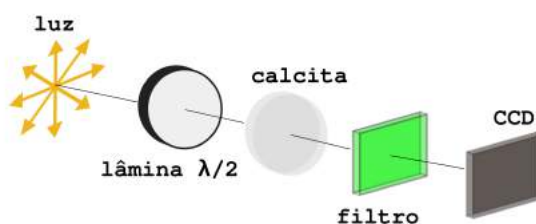


Figura 3.1: Esquema da instrumentação utilizada. A luz atravessa uma lâmina retardadora de meia onda e depois uma calcita. Posteriormente atravessa um filtro (UBVRI), sendo detectada, finalmente, por um detector CCD. (Lobo-Gomes, 2012).

(*charge-coupled device*). Todo o esquema instrumental aqui descrito está sistematizado na figura 3.1.

O papel da lâmina ao defasar as componentes da radiação incidente é o de efetivamente rotacionar a polarização original do objeto observado, efetuando projeções de distintas componentes dessa polarização sobre o eixo óptico da calcita. Isso é equivalente a uma instrumentação sem a lâmina, na qual se rotaciona diretamente a calcita. Entretanto, o fato do telescópio estar em movimento criaria a complicação do ponto-zero do eixo óptico variar ao longo da observação, problema que é facilmente resolvido com a inserção da lâmina.

Além disso, algumas das vantagens da calcita sobre o polaroide são:

1. A observação com a calcita anula a polarização do céu;
2. Com o polaroide apenas são registradas a intensidade da luz em uma direção de polarização por aquisição, desprezando os fótons associados à outra direção; já com a calcita registramos os fótons associados a ambas direções, otimizando o tempo de telescópio.
3. A principal vantagem das duas componentes da polarização serem obtidas simultaneamente é que a técnica utilizada para obter os parâmetros de Stokes é diferencial. Isso leva a uma precisão maior do que a do polaroide, principalmente em noites não fotométricas.

Os três CCD usados ao longo das missões foram os 301 (até maio de 2010) e iKon e iXon posteriormente, cujos modelos e algumas das características estão descritas na tabela 3.1.

Tabela 3.1 - CCD utilizados nas observações entre 2006 e 2015.

CCD	Modelo	Tipo
301	EEV CCD02-06-1-206	<i>Back-illuminated, Frame Transfer</i>
iKon	Andor iKon L936-BV	<i>Back-illuminated</i>
iXon	Andor iXon DU-888E-C00-BV	<i>Back-illuminated, Frame Transfer</i>

Os comprimentos de onda efetivos  $\lambda_{\text{ef}}$  que resumem todo o intervalo espectral registrado nas observações de uma estrela são calculados no apêndice B em termos das curvas de resposta de cada CCD e do filtro utilizado, do índice de cor da estrela e da massa de ar em sua direção no momento da observação.

### 3.1.2 Obtendo $Q$ e $U$ com o polarímetro

Ao registrar as intensidades  $I_{\text{FO}}$  e  $I_{\text{FEO}}$  dos feixes ordinário e extraordinário em diversas posições de lâmina, mapeamos efetivamente como a diferença nas intensidades da luz varia em diferentes direções de vibração do campo elétrico, ou equivalentemente, como a rotação da lâmina *modula* a polarização da estrela observada. Para uma fonte com polarização linear representada pelos parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$ , essa modulação segue (ver Serkowski, 1974; Magalhães, 2012)

$$p \equiv \frac{I_{\text{FO}} - I_{\text{FEO}}}{I_{\text{FO}} + I_{\text{FEO}}} = Q \cos(4\phi) + U \sin(4\phi) , \quad (3.1)$$

conforme o ângulo  $\phi$  entre os eixos ópticos da lâmina retardadora e da calcita, supondo que a rotação da lâmina seja do sentido norte pra o leste, o mesmo padronizado para o sistema equatorial (ver seção 2.1.3). Porém, a direção projetada do eixo óptico da calcita no céu será aquela que definirá a referência para o ângulo  $\theta = 0$  de polarização. Essa projeção deve ser exatamente na direção norte-sul celeste para que os resultados calculados pela da equação (3.1) estejam no sistema equatorial.

Assumindo essa situação, observações com a lâmina posicionada em ângulos específicos



nos fornecem diretamente os parâmetros de Stokes (seguindo a equação 3.1):

$$\begin{aligned} p(0.0^\circ) &= Q ; \\ p(22.5^\circ) &= U ; \\ p(45.0^\circ) &= -Q ; \\ p(77.5^\circ) &= -U ; \\ &\vdots \end{aligned}$$

No entanto ao invés de observar as estrelas em apenas duas posições de lâmina para a determinação de um parâmetro de Stokes em cada uma delas, é conveniente observá-las em no mínimo 8 posições, encontrando  $Q$  e  $U$  através de um ajuste da função da equação (3.1).

#### *Calibração do ângulo de polarização*

Na prática, a calcita é posicionada arbitrariamente em cada missão, de maneira que a projeção de seu eixo óptico no céu também é aleatória, e não alinhada com a direção norte-sul. Como resultado, os parâmetros de Stokes obtidos estarão em um outro sistema que não o equatorial. Para calibrar o ponto zero do ângulo  $\theta$  de polarização é necessário a observação de uma estrela com polarização alta, conhecida e não variável – as chamadas estrelas padrão polarizadas. Tal calibração é feita da seguinte maneira:

##### 1. Preparação da padrão:

- (a) Obtém-se o ângulo de polarização  $\theta_{\text{padrão}}$  associado aos parâmetros  $Q$  e  $U$  medidos da padrão polarizada através da equação (2.8b).
- (b) Calcula-se o fator de correção

$$\Delta\theta = \theta_{\text{padrão}} - \theta_{\text{padrão}}^{(\text{eq})} , \quad (3.2)$$

que é simplesmente a diferença entre o ângulo observado e o publicado no sistema equatorial ( $\theta_{\text{padrão}}^{(\text{eq})}$ ) e, portanto, um indicador do deslocamento angular do eixo óptico da calcita.

## 2. Calibração da estrela-alvo:

- (a) Obtém-se  $P$  e  $\theta$  associados aos  $Q$  e  $U$  da estrela observada através das equações (2.8).
- (b) Aplica-se a correção  $\theta \rightarrow \theta - \Delta\theta$  e calcula-se os novos parâmetros  $Q$  e  $U$  associados.

O fator  $\Delta\theta$  varia de calcita para calcita e conforme a região espectral utilizada (i.e., filtro), como consequência da dependência do eixo óptico com o comprimento de onda (e.g., Serkowski, 1974).

Bastien et al. (1988) concluíram que diversas estrelas padrão polarizadas utilizadas pela comunidade astronômica não possuem polarização estritamente constante (cf. Clarke e Naghizadeh-Khouei, 1994; Bastien et al., 2007). Isso porque não basta a polarização das estrelas padrão virem apenas do meio interestelar para ser constante (sem variabilidade intrínseca), já que a estrela e o próprio meio interestelar pode se mover em questão de poucos anos, alterando mensuravelmente a polarização na linha de visada.

### 3.1.3 Procedimentos observacionais

As estrelas Be são observadas tipicamente em 16 posições de lâmina retardadora: L0-L3, L8-LB, L0-L3, L8-LB. Isso é equivalente a observar sequencialmente de L0-LF, uma vez que não há diferença prática entre o eixo óptico estar em um dado ângulo  $\phi$  ou  $\phi \pm 90^\circ$ . No entanto as experiências do grupo, bem como comunicação privada por parte do professor Dr. Antônio Mário Magalhães, mostraram melhores resultados desta maneira alternativa. Em cada posição, o tempo de exposição total é distribuído em diversas imagens a serem somadas durante a redução, resultando na razão sinal-ruído (S/N) necessária.

No geral, há algumas configurações padrão do CCD para os objetos da noite, mostradas na tabela 3.2. O CCD mais comumente usado nas missões recentes é o iXon no modo *Frame Transfer* de aquisição, que integra uma imagem enquanto lê as cargas transferidas da imagem anterior a uma seção não utilizada do CCD (equivalente ao modo “rápido” do CCD 301). Isso permite alcançar tempos curtíssimos de exposição, com virtualmente nenhum tempo morto entre elas.

Tabela 3.2 - Configurações padrão dos CCD usadas nas aquisições no OPD.

CCD	Pré-amplificação	Modo	Ganho (e-/adu)	Ruído Leitura (adu)
301	4×	lento	2.5	2.12
	4×	rápido	2.5	5.12
iKon	1×	CON	3.5	3.20
	4×	CON	0.9	6.67
iXon	1×	CON, <i>Frame transfer</i>	3.7	2.19
	5.1×	CON, <i>Frame transfer</i>	0.7	8.14

Imagens de calibração são necessárias durante as noites de observação, as quais são, basicamente, de três tipos:

- *Flat-field*, *flat* de cúpula ou simplesmente *flat*: imagens feitas apontando o telescópio para uma tela uniformemente iluminada por uma lâmpada. As imagens obtidas contêm informação sobre as imperfeições do CCD, já que os seus píxeis possuem diferentes eficiências quânticas.
- *Dark*: imagens de exposições com o obturador fechado, usadas para medir a carga espúria acumulada no detector como resultado da temperatura do material. Como as contagens das correntes de escuro aumentam linearmente com o tempo nas exposições do alvos, a correção deve ser feita com uma imagem tipo *dark* de mesmo tempo de exposição.
- *Bias*: imagens também obtidas com o obturador fechado, porém, com o menor intervalo de exposição. A função é apenas a correção do zero-nível de contagens.

Para o caso do CCD 301 são necessárias calibrações do tipo *dark* e *flat* – o *bias* é corrigido simultaneamente através do *dark*. Já para os CCD iXon/iKon, são necessárias *bias* e *flat* – o *dark* é desprezível pois esses CCD são refrigerados a  $-80^{\circ}\text{C}$ . Para cada tipo são adquiridas dezenas de imagens – de 80 a 300 – a serem combinadas no processo de redução. O objetivo dessas tantas imagens é de não malograr as medições, devido às precisões desejadas.

Em cada noite também são observadas até duas estrelas padrão polarizadas para calibração do valor do ângulo de polarização para o sistema equatorial. A lista de estrelas

padrão, bem como os valores publicados das polarizações, está no apêndice C. As experiências ao longo desses anos com algumas estrelas padrão não polarizadas mostraram que a polarização instrumental sempre esteve abaixo de um limite de 0.005% (ver seção 3.2.2 para um estudo recente).

## 3.2 Observações de estrelas de campo

O monitoramento polarimétrico das estrelas Be registra a polarização observada da luz das estrelas, que inclui tanto a contribuição do disco quanto do meio interestelar (ver seção 1.4.4) – e qualquer outra fonte de polarização, se presente. Para o estudo astrofísico das estrelas Be usando a polarimetria, devemos ter conhecimento da componente interestelar para efetuar a correção, tal como é apresentada na seção 2.2. É por esses motivos que em 2014 foi iniciado um segundo projeto no OPD, tendo Daniel Bednarski e Bruno C. Mota como autores principais, visando a observação de estrelas de campo das estrelas Be de programa nos filtros BVRI, a fim utilizar o método descrito na seção 2.3.2. O projeto durou três semestres, resultando em 59 noites concedidas. Destas, houve praticamente a mesma porcentagem de aproveitamentos total e nulo do projeto de monitoramento polarimétrico (27% e 31%, respectivamente).

Diferentemente das missões de monitoramento, o telescópio Perkin-Elmer foi predominantemente usado, possibilitando a observação de estrelas mais fracas. A instrumentação e os procedimentos são idênticos aos apresentados nas seções 3.1.1 e 3.1.3, apenas com o complemento de que algumas das estrelas cujos campos revelavam ter polarizações baixíssimas foram observadas em 32 posições de lâmina para uma melhor estatística. As contagens necessárias de fótons por posição de lâmina foram calculadas para que a razão sinal-ruído fotométrica fosse de 1000, o que permitiu alcançar precisões de até 0.005% de polarização em uma sequência de 16 posições de lâmina.

### 3.2.1 Seleção de estrelas de campo

Em 2014 foram feitas buscas por estrelas do catálogo Hipparcos próximas às 28 estrelas Be selecionadas da tabela 3.3, utilizando as ferramentas VizieR e Simbad<sup>3</sup>. A escolha das Be se deu basicamente pelo grau de importância científica entre aquelas próximas,  $\lesssim 400$  pc,

---

<sup>3</sup>Disponíveis em <http://cdsportal.u-strasbg.fr/>.

Tabela 3.3 - Estrelas Be selecionadas para medição de estrelas de campo.

$\alpha$ Eri	$\kappa$ CMa	$\mu$ Cen	$\delta$ Sco	51 Oph	31 Peg
28 Tau	28 CMa	$\eta$ Cen	$\chi$ Oph	$\alpha$ Ara	$\pi$ Aqr
$\lambda$ Eri	$\beta$ CMi	$\kappa$ Lup	HD 148938	$\lambda$ Pav	$\beta$ Psc
$\omega$ Ori	$o$ Pup	HR 5907	$\tau$ Sco	HR 7355	
$\alpha$ Col	$\omega$ Car	48 Lib	$\iota$ Ara	$o$ Aqr	

para as quais as distâncias são conhecidas através da paralaxe Hipparcos (publicadas pela nova redução de van Leeuwen, 2007). Essa, portanto, é uma abordagem especial, pois permite identificar as estrelas de campo que estão fisicamente próximas.

Inicialmente, buscou-se um mínimo de 4 estrelas de campo para cada Be – número que foi variando conforme as necessidades expostas pelos resultados parciais de cada campo – obedecendo aos seguintes critérios:

- separação angular de no máximo  $3^\circ$  da estrela Be;
- distâncias calculadas através da paralaxe entre  $\pm 30\%$  da distância da Be;
- preferencialmente da sequência principal;
- magnitude  $\lesssim 10$ .

As duas primeiras condições permitem discriminar as estrelas mais prováveis de estarem imersas no mesmo ambiente interestelar que a Be de referência, e a terceira, as menos prováveis de possuírem polarização intrínseca. A limitação de magnitude é devido ao tempo de exposição no telescópio para atingir a razão sinal-ruído desejada. Em alguns campos, no entanto, as estrelas eram escassas dentro dessas quatro condições – sobretudo quanto à terceira condição, forçando-nos a selecionar estrelas de fora da sequência principal ou com classe de luminosidade desconhecida.

Todas as estrelas de campo selecionadas e observadas são apresentadas no apêndice D, juntamente de suas coordenadas, tipos espectrais, magnitude no filtro V e as informações sobre suas distâncias e separações angulares das respectivas Be. Também constam as estrelas adicionais que estavam presentes no campo do CCD no momento das aquisições

e que, por isso, também foram aproveitadas (a maioria, porém, sem constar no catálogo Hipparcos).

Vale notar que este levantamento da polarização interestelar será único na literatura, quando publicado. Levantamentos anteriores existem (e.g. Yudin, 2001; Draper et al., 2014), mas que se utilizam de catálogos polarimétricos tais como o de Heiles (2000). Como resultado, as estrelas usadas para aferir a PI em geral estão muito distantes da estrela-alvo, tanto angularmente quanto em profundidade. No trabalho de Draper et al. (op. cit.), por exemplo, nota-se que as estrelas de campo selecionadas para cada estrela Be muito frequentemente apresentam resultados de PI muito discrepantes entre si, o que por si sugere que elas não amostram bem a PI na linha de visada da Be.

### 3.2.2 Correção da polarização instrumental

A polarização instrumental se revelou, ao longo da missão de monitoramento, ser muito baixa. Entretanto, uma boa estimativa é necessária para o estudo das estrelas de campo, já que trabalharemos, muitas vezes, no limite de precisão do polarímetro. Para isso, foram observadas 13 estrelas padrão não polarizadas em, tipicamente, 16 a 32 posições de lâmina, ao longo dos três semestres do projeto. As estrelas observadas são listadas no

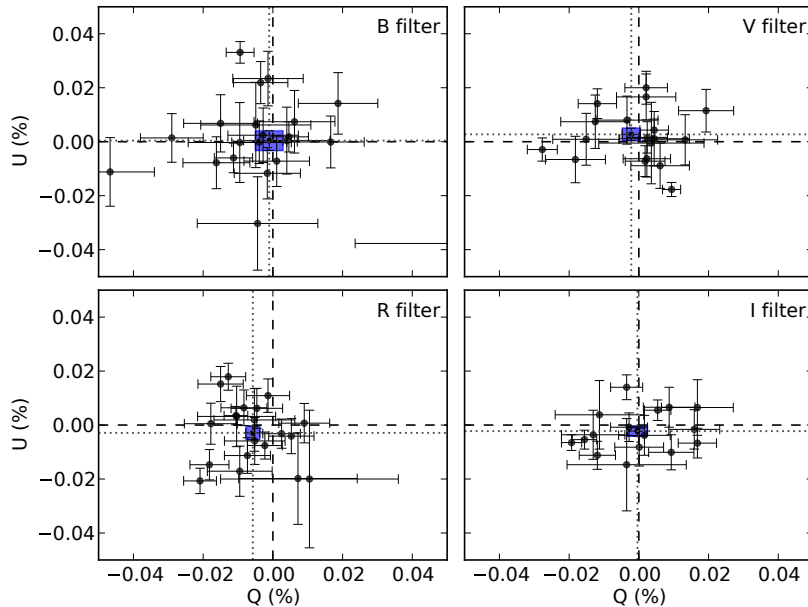


Figura 3.2: Diagramas  $QU$  com as estrelas padrão não polarizadas nos quatro filtros. As linhas tracejadas marcam as retas  $Q = 0$  e  $U = 0$ ; as intersecções das linhas pontilhadas marcam os valores médios; os pequenos quadrados azuis delimitam as regiões dentro de um desvio padrão da média.

Tabela 3.4 - Parâmetros  $Q$  e  $U$  da polarização instrumental. Os dados são apresentados como os parâmetros  $Q$  e  $U$  médios de todas observações das padrões não polarizadas, o erro propagado e o desvio padrão da média (DesvPad). A última coluna indica o número de sequências usadas no cálculo em cada filtro.

Filtro	Q (%)			U (%)			N
	Média	Erro	DesvPad	Média	Erro	DesvPad	
B	-0.0010	0.0025	0.0040	0.0004	0.0025	0.0037	23
V	-0.0022	0.0016	0.0026	0.0027	0.0018	0.0023	21
R	-0.0058	0.0022	0.0020	-0.0029	0.0022	0.0025	20
I	-0.0004	0.0020	0.0029	-0.0023	0.0020	0.0019	16

apêndice E, bem como suas coordenadas, tipo espectral, magnitude  $V$  e o valor publicado da polarização; também são descritos o número de posições de lâmina observadas em cada sequência observacional.

A figura 3.2 traz um diagrama  $QU$  com os dados de todas as observações das estrelas não polarizadas reduzidas (ver seção 4.1 para os procedimentos de redução). Ainda que muitas das observações individuais tenham valores compatíveis com zero, a polarização instrumental poderia ser identificada através de um comportamento sistemático que se revelasse através da média – que diluiria, inclusive, eventuais polarizações nas padrões.

A tabela 3.4 mostra os valores médios dos parâmetros  $Q$  e  $U$ , bem como as incertezas propagadas nas médias e os desvios-padrão da média. Embora o parâmetro  $Q$  pareça ser sistematicamente negativo nos quatro filtros, as incertezas são insuficientes para concluir seu valor. Os resultados mostram, portanto, uma polarização instrumental indeterminada, com limite superior de 0.004% em todos os casos (considerando os desvios-padrão como medidas desse limite). Por esse motivo, ignoraremos a correção da polarização instrumental sobre as estrelas de campo.





# Redução e curadoria dos dados

Dando continuidade ao capítulo anterior, apresentaremos o processo de redução dos dados polarimétricos obtidos no OPD, introduzindo o pacote BEACON e suas tarefas. Posteriormente falaremos de sua curadoria, processo de validação que, ao final, viabiliza a organização e a fácil extração dos resultados em tabelas e gráficos de interesse. Esse procedimento foi implementado através de dois módulos Python – *poltools* e *fieldstars* – ao longo deste trabalho. Os dados deverão ser disponibilizados na página do grupo (em processo de finalização), através de tabelas e gráficos gerados em tempo real, a partir do banco de dados.

Ao final apresentaremos três artigos nos quais o autor é co-autor pela contribuição com os dados observacionais polarimétricos – o primeiro foi publicado em 2014 (apêndice F), o segundo já foi submetido e um terceiro está em fase de redação.

### 4.1 Redução dos dados

A redução dos dados é o processo que gera os parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$  a partir das imagens brutas dos objetos. Isso é feito através do programa IRAF, *Image Reduction and Analysis Facility* (ver, por exemplo, Tody, 1993), utilizando o pacote de tarefas BEACON<sup>1</sup>. Este pacote é uma ramificação do pacote PCCDPACK de Pereyra (2000), cujas tarefas foram adaptadas aos padrões de aquisição de dados do grupo, e posteriormente, foram adicionadas tarefas para novos propósitos. Contribuíram para as tarefas da versão atual do pacote BEACON Alex C. Carciofi, Antônio Mário Magalhães, Antonio Pereyra, Daniel Bednarski e Daniel Moser Faes.

---

<sup>1</sup>Disponível em <https://github.com/danmoser/beacon>.

Antes deste trabalho, o volume de dados dos dez anos de observações no OPD encontrava-se apenas parcialmente reduzido. Em 2015, iniciou-se uma força-tarefa coordenada pelo autor para a redução completa, incluindo também as recentes observações de estrelas de campo.<sup>2</sup> Foi necessário um levantamento prévio de todas as noites observadas, daquelas que já estavam reduzidas e a compilação de todos os dados brutos. Ao final, todas as noites já reduzidas – exceto as de 2006 e 2007 – as foram novamente por conta de modificações feitas nas tarefas do pacote BEACON, muito embora não substanciais.

#### 4.1.1 Procedimento de redução

O passo preliminar na redução de uma noite é a preparação das imagens de calibração através da tarefa `calib`<sup>3</sup> do pacote BEACON<sup>4</sup>, que utiliza as seguintes tarefas do pacote CCDRED:

1. `zerocombine/darkcombine`: compõe uma imagem média dos *bias/dark* a partir da sequência de imagens adquiridas (a depender do CCD, como descrito na seção 3.1.3);
2. `ccdproc`: subtrai o *bias/dark* correspondente de cada uma das imagens de *flat*;
3. `flatcombine`: soma as imagens de *flat* corrigidas e normaliza pelas contagens médias, combinando-as em uma imagem final de *flat* para cada filtro.

O segundo passo é chamar a tarefa `reduce` para a redução completa de cada um dos alvos. Ela basicamente chama internamente as tarefas `ccdrap` e `polrap` – que são adaptações da tarefa `quickpol` do pacote PCCDPACK (Pereyra, 2000) – para cada filtro observado. A primeira calcula a fotometria de abertura dos feixes ordinário e extraordinário em cada

---

<sup>2</sup>Além do autor que ficou responsável por cerca de 70% de todas as noites, participaram da força-tarefa Daiane B. Seriacopi, Daniel Moser Faes e Lucas Zillner; parte das reduções de 2006 e 2007 foi feita por Alex C. Carciofi.

<sup>3</sup>Existem duas versões de algumas das tarefas, uma para o CCD 301 e outra para os CCD iKon e iXon. Essas tarefas são `calib/calib_301`, `ccdrap/ccdrap_301` e `reduce/reduce_301` e apenas diferem no procedimento de leitura dos arquivos, que têm nomenclaturas e formatos diferentes. Referiremo-nos nesta seção supondo uma observação com iKon ou iXon, estando implícito que o procedimento também se aplica ao CCD 301, apenas adicionando o sufixo “\_301” nas tarefas aqui referidas.

<sup>4</sup>Os detalhes sobre os parâmetros dessas e de outras rotinas podem ser consultados no tutorial de redução disponível em <http://www.astro.iag.usp.br/~bednarski/obs/ixon-tutorial.pdf>.

posição da lâmina de meia onda. As imagens observadas são antes corrigidas individualmente pela tarefa `ccdproc`, que faz as operações de subtração do *bias/dark* e divisão pelo *flat* gerados previamente pelo `calib`; por fim, todas as imagens de uma mesma posição de lâmina são alinhadas com a tarefa `imalign` e somadas, tendo as fotometrias calculadas através da tarefa `phot`, do pacote DAOPHOT.

A escolha do valor do raio de abertura da fotometria é uma operação delicada: se muito pequeno, acaba por desprezar parte da luz da estrela e se muito grande, adiciona apenas mais ruído do céu. Para sistematizar as reduções, as fotometrias são feitas sempre sobre um conjunto de aberturas. Usamos dez raios distintos, de dimensão de 5 a 14 píxeis – o que equivale a um raio mínimo de 1 a 1.5 larguras a meia altura da função de dispersão pontual (*PSF*) e máximo de 3 a 4.5, a depender da combinação *seeing* + telescópio + CCD. Ao final, a abertura que resultar no menor erro polarimétrico é a que será considerada. A contagem de fótons do céu por píxel é calculada através da mediana em um anel de 30 a 40 píxeis de distância do centroide de cada feixe no CCD – o que equivale a mais de 6 larguras a meia altura.

Ao final, o `ccdrap` retorna um arquivo com as contagens de fótons dos feixes ordinário e extraordinário, mais as contagens do céu por píxel (para cada um dos dois feixes), e suas incertezas, em cada posição de lâmina.

A segunda tarefa chamada pelo `reduce`, o `polrap`, calcula a componente  $p = (I_{FO} - I_{FEO}) / (I_{FO} + I_{FEO})$  da polarização da luz da estrela em cada posição da lâmina através das contagens de fótons (ver seção 3.1.2). As intensidades  $I_{FO}$  e  $I_{FEO}$  são simplesmente as contagens das fotometrias feitas pelo `ccdrap`, subtraídas as contagens do céu, em número de fótons por píxel, multiplicada pelo número de píxeis sob a área da abertura. Em seguida é ajustada uma função do tipo (3.1), que descreve a modulação  $p(\phi)$  da polarização do feixe incidente com o ângulo  $\phi$  de rotação da lâmina, tendo como parâmetros livres os parâmetros de Stokes  $Q$  e  $U$  que procuramos da estrela observada. Esse procedimento de ajuste é feito através da tarefa `pccdgen` (modificação da tarefa `pccd` do pacote PCCDPACK) para cada um dos dez raios de fotometria. O `polrap` considera como resultado os parâmetros  $Q$  e  $U$  referentes à abertura que produziu o menor erro.

O `reduce` chama o `polrap` mais que uma única vez, para produzir ajustes da modulação da polarização sobre diversos subconjuntos das posições de lâmina observadas:

1. Se foram observadas menos de 8 posições de lâmina, ajusta a modulação apenas sobre

um único grupo com todas elas.

2. Se foram observadas entre 8 e 16 posições de lâmina, ajusta a modulação sobre um grupo principal com todas elas, bem como em cada subgrupo de 8 posições sequenciais (i.e., posições 1-8, 2-9, 3-10, ...).
3. Se foram observadas mais de 16 posições de lâmina, agrupa em grupos de 8 e de 16 posições sequenciais (i.e., posições 1-8, 2-9, 3-10 e 1-16, 2-17, 3-18, ...).

O objetivo disso é gerar diversos valores de polarimetria que serão avaliados na etapa seguinte de curadoria (seção 4.2), quando um único agrupamento será escolhido. No caso de mais de 16 posições de lâmina, haverá um resultado independente para cada 16 posições de lâmina observadas.

Essa abordagem deve-se à possibilidade dos dados em uma posição de lâmina específica serem prejudicados por alguma ocorrência, como um problema com a mudança na posição de lâmina no polarímetro; também não é incomum as condições observacionais mudarem em meio à observação de um alvo e algumas posições de lâmina distoarem sistematicamente do restante da série. A rigor, o ideal seria excluir apenas as posições problemáticas, apoiado em justificativas válidas. No entanto, as restrições que isso ocasionaria seriam enormes, pois não há integração do processo de redução com o de curadoria que possibilite rodar o `polrap` durante a validação. O que é feito no processo de curadoria nesses casos problemáticos é a simples seleção de um agrupamento de 8 posições previamente processado que não contenha as posições problemáticas.

#### 4.1.2 Contribuições ao pacote BEACON

Durante este trabalho foi feita uma grande quantidade de aprimoramentos nas tarefas do pacote BEACON, alguns dos quais são brevemente descritos abaixo:

- *Correção de bugs e prevenção de erros.* Diversas correções foram feitas nas tarefas `swap`, `jdrap`, `ccdrap`, `ccdrap_301`, `calib`, `calib_301` e `reduce`.
- *Prevenção de perda de coordenadas.* O `ccdrap` agora atualiza continuamente as coordenadas dos centroides da estrela no CCD em cada processamento de uma posição de lâmina (antes mantinha as coordenadas da primeira posição como referência a todas as demais). Isso dificulta a perda de objetos que se deslocam sistematicamente no

CCD. Interrupções automáticas foram implementadas em alguns casos onde a rotina ainda possa os perder. Por fim, foi adaptado um parâmetro interativo, no qual o usuário pode confirmar as posições dos centroides antes de cada processamento.

- *Prevenção de erros humanos.* O `reduce` passou a verificar se as configurações do CCD durante a aquisição das calibrações são as mesmas do objeto que está sendo reduzido. Isso é importante para evitar que erros humanos levem a utilizar calibrações errôneas. Também verifica se a primeira posição de lâmina é a L0 (ver seção 3.1.1) e utiliza o ganho e ruído de leitura diretamente do cabeçalho dos arquivos fits.
- *Automatizações.* Durante o processamento do `reduce`, as coordenadas da estrela são atualmente selecionadas uma única vez pelo usuário, o que antes era feito duas vezes por filtro. O usuário deve, contudo, validar a posição automática uma vez por filtro.
- *Impressões de avisos.* As tarefas `ccdrap`, `ccdrap_301`, `calib`, `calib_301`, `reduce` e `reduce_301` tiveram erros e avisos aprimorados, para maior comunicação com o usuário. Ao final da rodada de `reduce` e `reduce_301`, um mini relatório é impresso com as informações de quais filtros foram reduzidos e quais eventualmente tiveram problemas com as imagens de calibração e foram reduzidos sem *bias* e/ou *flat*.

## 4.2 Curadoria dos dados

As tarefas IRAF de redução geram um conjunto de arquivos dos seguintes tipos dentro do subdiretório do alvo no diretório da noite de observação:<sup>5</sup>

- coord\_\*.ord** (saída do `ccdrap`) Arquivos com as coordenadas dos centroides dos objetos reduzidos das imagens .fits.
- JD\_\*** (saída do `ccdrap`) Arquivos com os dias julianos médios de cada posição de lâmina em um dado filtro.
- sum\_\*.dat** (saída do `ccdrap`) Arquivos com as fotometrias dos feixes ordinário e extraordinário em uma dada posição de lâmina.

---

<sup>5</sup>O símbolo \* suprime uma sequência de caracteres que apenas indicaria o objeto observado, seu filtro e demais componentes dos nomes que não nos importam aqui.

- w\*<sub>n<sub>WP</sub></sub>p<sub>0</sub>.dat** (saída do `polrap`) Concatenação dos arquivos `sum_*.dat` referentes às posições de lâmina  $p_0$  e  $p_0 + n_{WP}$  para um dado filtro.
- w\*<sub>n<sub>WP</sub></sub>p<sub>0</sub>.log** (saída do `polrap`) Resultados polarimétricos do ajuste das posições de lâmina entre  $p_0$  e  $p_0 + n_{WP}$  para um dado filtro. Contêm todos os resultados para cada raio de abertura das fotometrias (ver seção 4.1.1).
- w\*<sub>n<sub>WP</sub></sub>p<sub>0</sub>.out** (saída do `polrap`) Resultado usando a fotometria de abertura de menor erro do respectivo arquivo `w*nWPp0.log`.

Como descrito na seção 4.1.1, o ajuste da modulação polarimétrica é feito usando diversas combinações de posições de lâmina. Por exemplo, quando há 16 posições de lâmina numa observação em um dado filtro, haverá pelo menos 10 resultados polarimétricos: `w*_16001.out`, `w*_08001.out`, ..., `w*_08009.out`, sendo que este valor é geralmente dobrado devido a duas versões de redução: uma considerando as operações de calibração convencionais (*bias/dark* e *flat*) e um outra com variantes desta (somente *bias/dark*, *flat*, calibração de outro dia, nenhuma calibração).

#### 4.2.1 Módulo `poltools`

Até então não havia nenhum mecanismo de leitura automática dos diversos arquivos-saída da redução, tampouco de apresentação sistemática dos gráficos das modulações para que o usuário avaliasse eventuais problemas nas posições de lâmina. O histórico polarimétrico de um alvo desejado necessitava ser “caçado” à mão, noite por noite, da mesma forma como deviam ser feitas as correções do ângulo de polarização para o sistema equatorial. Isso já era trabalhoso quando envolvia um só objeto e torna-se inviável para a concretização de um banco de dados, devido ao volume de dados de dez anos de monitoramento polarimétrico no OPD.

É nesse contexto que foi desenvolvido<sup>6</sup> um vasto conjunto de tarefas Python para a curadoria dos dados, processo que envolve a validação interativa de cada resultado polarimétrico e sua organização através de arquivos de texto, além das ferramentas para a extração dos dados finais em formato de tabela ou gráfico. As tarefas desenvolvidas

---

<sup>6</sup>Por Daniel Bednarski, com co-autoria de Daniel Moser Faes.

compõem o módulo Python *poltools*, que integra o pacote PYHDUST<sup>7</sup>. Os demais módulos são relacionados à espectroscopia, interferometria, ao projeto BeAtlas, ao código de transporte radiativo HDUST e às estrelas de campo (módulo *fieldstars* que será introduzido na seção 4.2.2 deste capítulo), além de módulos auxiliares.

As duas rotinas centrais do módulo *poltools* são `genAllLog` e `genTarget`, que descreveremos nas subseções a seguir.

#### 4.2.1.1 Rotina `genAllLog`: gerando os logs das noites

Como primeiro passo na organização dos dados, cada noite reduzida deve ser procedida por uma rodada da tarefa Python `genAllLog`, que compila as informações dos alvos observados na noite, incluindo os caminhos para os respectivos arquivos formato “.out” com o resultado polarimétrico a ser considerado. Sua saída são dois arquivos: um primeiro com as informações das estrelas de programa (arquivo nomeado como “obj.dat”) e outro com as das padrões polarizadas da noite (“std.dat”). Cada linha nesses arquivos diz respeito a uma série observacional, cada qual com um resultado polarimétrico independente. A seguir descreveremos seus detalhes.

#### Validação das modulações

A execução de `genAllLog` no terminal processa interativamente estrela por estrela, filtro por filtro. Em cada interação há a exibição gráfica das modulações produzidas pelos diferentes agrupamentos de posições de lâmina (aqueles descritos na página 73, com os relativos arquivos apresentados na seção 4.2) para que o usuário ratifique ou retifique aquela selecionada automaticamente pelo programa (figura 4.1). Essa seleção automática se dá da seguinte maneira: o algoritmo identifica o agrupamento **A** que possui a menor incerteza na polarização, enquanto também lê o resultado do agrupamento **B** com todas as posições de lâmina (caso haja mais do que uma versão de redução, toma o de menor erro entre eles). Caso a incerteza  $\sigma_A$  de **A** seja menor do que a  $\sigma_B$  de **B** mas ainda dentro de um limite de tolerância, seleciona o agrupamento **B**; do contrário, seleciona o de menor incerteza. Essa tolerância é definida através da variável `sigtol` do `genAllLog`, sendo como padrão  $\sigma_B < 1.4\sigma_A$ . A inclusão desta variável permite que sejam priorizados

<sup>7</sup>Disponível em <https://github.com/danmoser/pyhdust>, com a documentação completa em <http://www.astro.iag.usp.br/~moser/doc/>.

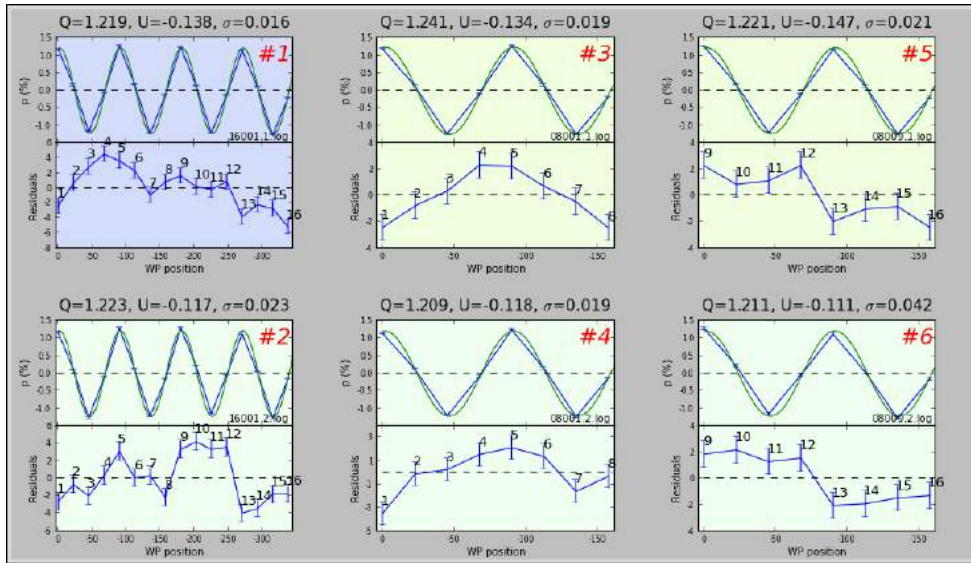


Figura 4.1: Gráficos exibidos pelo `genAllLog` para cada estrela e filtro com as 6 modulações  $p(\phi)$  referentes aos ajustes com as 16 posições de lâmina (`w*_16001.out`), as 8 primeiras (`w*_08001.out`) e as 8 últimas (`w*_08009.out`) nas duas versões da redução (‘.1’ e ‘.2’, acima e abaixo), mais os resíduos reduzidos dos ajustes (em sigmas). Os pontos azuis conectados são os calculados através das fotometrias dos feixes ordinário e extraordinário; as curvas verdes são os ajustes, cujos parâmetros estão imediatamente acima de cada subgráfico. O subgráfico com o fundo azul indica aquele selecionado automaticamente pela rotina e que deve ser confirmado ou alterado para uma das opções de número #1 a #6.

os agrupamentos com todas posições de lâmina quando as incertezas dos demais grupos não forem significativamente diferentes, o que favorece a acurácia.

O programa não apresenta os gráficos de todas as modulações por interação mas apenas seis subgráficos – as modulações com todas as posições de lâmina, as usando apenas as oito primeiras e as oito últimas (relativos aos arquivos `w*_16001.out`, `w*_08001.out` e `w*_08009.out` nas duas versões de redução). Apenas exibe-se uma 7ª modulação se foi ela a que gerou a menor incerteza, dada a condição do parâmetro `sigtol`. Para os casos de um número menor de 16 posições de lâmina, o programa apresentará a modulação com todas as posições de lâmina e os mesmos subgrupos com oito posições quando encontrados; para os casos de mais de 16 posições, o programa repetirá a operação acima para cada bloco de 16 posições – ou seja, cada conjunto de 16 posições de lâmina gera um dado independente em “`obj.dat`”.

A rotina `genAllLog` foi implementada de maneira que o usuário possa abortá-la a qualquer momento sem perder os dados já registrados. Além disso, sempre que o programa encontrar os arquivos “.fits” de um alvo mas não os arquivos-saída da redução, interromper-se-á e pedirá para o usuário reduzi-los.



### Sistema de marcadores

No processo de validação das modulações, o usuário pode associar um ou mais marcadores pré-definidos a cada resultado:

<code>bad-mod</code>	Modulação ruim.
<code>very-bad-mod</code>	Modulação muito ruim.
<code>incomp-mods</code>	Um ou mais agrupamentos possuem resultados incompatíveis com os demais agrupamentos.
<code>obs-prob</code>	Algum problema ou erro observacional.
<code>iagpol-prob</code>	Suspeita de problema com o polarímetro.
<code>other-prob</code>	Algum outro problema que possa ter ocorrido.

Outros marcadores são atribuídos automaticamente quando critérios forem cumpridos:

<code>obs!=pub</code>	(apenas para estrelas padrão) A porcentagem medida de polarização da estrela padrão é compatível com o valor publicado dentro de mais de 8 sigmas. Esse marcador é importante por indicar sinais de variabilidade na padrão polarizada (ver final da seção 3.1.2). O valor 8 foi determinado porque várias das estrelas padrão apresentaram-se compatíveis entre 3 e 8 sigmas, de maneira que preferimos associar ao marcador apenas os casos mais extremos.
<code>s&gt;&gt;theor_s</code>	A incerteza final da polarização é muito maior do que a incerteza teórica estimada através das razões sinal-ruído (maior que cinco vezes).

Há também o sistema de *flags*, que são mais gerais do que os marcadores e indicam se tudo está adequado com os resultados de uma série observacional (*flag* “OK”), se o resultado da série deve ser utilizado com atenção (*flag* “W”) ou se os dados não devem ser utilizados devido a algum comprometimento da série (*flag* “E”).

### Conteúdo dos arquivos-saída

Após a validação de uma noite, haverá dois arquivos compilando as informações: “obj.dat” e “std.dat”. Estes arquivos são criados integralmente pela rotina `genAllLog`, em formato de fácil leitura, compostos por nove colunas:

<b>MJD</b>	Dia juliano modificado (2400000.5-JD).
<b>ccd</b>	Nome do CCD.
<b>target</b>	Nome abreviado do alvo. <sup>8</sup>
<b>filt</b>	Filtro.
<b>calc</b>	Ângulo da reta que liga os centroides dos feixes ordinário e extraordinário no CCD. Há um padrão no qual a calcita nova projeta as componentes a cerca de 45° ou 135°, equanto a calcita velha projeta a cerca de 80° ou 170°.
<b>outfile</b>	Caminho para o arquivo .out com o resultado polarimétrico a ser usado.
<b>star</b>	Número da estrela no arquivo .out selecionado (útil quando há mais de uma estrela no campo).
<b>flag</b>	<i>Flag</i> (definida na subseção “Sistema de marcadores” da página 79).
<b>tags</b>	Marcadores (a lista é apresentada na mesma subseção da página 79).

As colunas `outfile`, `flag` e `tags` são preenchidas pelo algoritmo a partir da seleção e indicação do usuário; as demais são independentemente preenchidas. Um exemplo de arquivos “obj.dat” e “std.dat” são:

#### obj.dat (objetos)

#MJD	ccd	target	filt	calc	outfile	star	flag	tags
57142.340907	ixon	hr5907	b	133.5	hr5907_2/whr5907_v_g5_16001.2.out	1	OK	---
57142.345110	ixon	hr5907	b	133.5	hr5907_2/whr5907_v_g5_16017.2.out	1	OK	bad-mod,obs-prob
57142.250499	ixon	aara	v	81.5	aara/waara_a2_v_g5_16001.1.out	1	OK	---
57142.255197	ixon	aara	r	81.5	aara/waara_a2_r_g5_16001.1.out	1	OK	iagpol-prob
57142.056655	ixon	agcar	v	133.5	agcar/wagcar_v_g5_f_08004.2.out	1	OK	---
57142.058531	ixon	h94828	v	133.5	agcar/wagcar_v_g5_f_16001.2.out	2	OK	---
57142.054825	ixon	ggcar	v	133.5	agcar/wagcar_v_g5_f_08003.2.out	3	OK	---
57142.062238	ixon	v413car	v	133.5	agcar/wagcar_v_g5_f_08007.2.out	4	OK	---
57142.051050	ixon	agcar_field1	v	133.5	agcar/wagcar_v_g5_f_08001.2.out	5	OK	---

<sup>8</sup>Cada alvo possui uma sigla padrão (ver tabela do apêndice A para as estrelas Be).

*std.dat* (padrões)

#MJD	ccd	target	filt	calc	outfile	star	flag	tags
57142.079473	ixon	osco	b	133.4	osco/wosco_b_g5_08003.1.out	1	W	obs!=pub
57142.093441	ixon	osco	v	133.3	osco/wosco_v_g5_16001.2.out	1	W	s>>theor_s
57142.085034	ixon	osco	r	133.3	osco/wosco_r_g1_16001.2.out	1	W	obs!=pub
57142.302136	ixon	eaql	v	81.6	eaql_a2/weaql_a2_v_g5_08006.2.out	1	OK	---
57142.297090	ixon	eaql	r	81.5	eaql_a2/weaql_a2_r_g5_08006.1.out	1	OK	---

#### 4.2.1.2 Rotina *genTarget*: obtendo a tabela de dados de uma estrela *Be*

Uma vez que as noites estejam completamente reduzidas e com seus arquivos “obj.dat” e “std.dat” devidamente gerados, a rotina *genTarget* é usada para varrê-los em busca de todas as observações de um dado objeto de programa. A saída é um arquivo de texto com a tabela da série temporal polarimétrica, lidos a partir dos respectivos arquivos “.out” referenciados na coluna *outfile* dos “obj.dat”. A calibração para o sistema equatorial é feita normalmente lendo a padrão polarizada no respectivo arquivo “std.dat” da noite e aplicando o procedimento descrito na seção 3.1.2 (ver subseção “Noites sem padrão polarizada (...)” da página 82 para outros casos específicos).

O parâmetro opcional *ispol* permite aplicar a subtração da polarização interestelar (PI), se especificado no formato  $[P_{max}, \lambda_{max}, \theta_{IS}]$  conforme procedimentos descritos no capítulo 2.2.

Um exemplo de arquivo-saída de *genTarget* é reproduzido abaixo:

```
# ISP parameters used:
#
# Pmax (%)   lmax (Å)   PA
# 0.0000     0.00     0.00
#
#MJD      night    ccd filt  calc   stdstars  dth sigdth   P      Q      U      th   sigP  sigth   outfile star  flag tags
56943.996990 14out13  ixon  b  43.2    eaql 150.8  0.4  0.5865  0.4352  0.3932  21.05  0.0185  0.90  08007.2.out  1  OK ---;s>>theor_s;---
56944.006103 14out13  ixon  v  43.2    eaql 155.1  0.4  0.7215  0.5347  0.4845  21.09  0.0108  0.43  08003.2.out  1  OK ---;---;s>>theor_s
56944.014401 14out13  ixon  r  43.1    eaql 152.3  0.5  0.7264  0.5591  0.4638  19.84  0.0191  0.75  08006.1.out  1  OK ---;---;---
56944.025329 14out13  ixon  i  43.0    eaql 145.2  0.3  0.6143  0.4854  0.3765  18.90  0.0058  0.27  08009.1.out  1  W ---;---;obs!=pub
56842.233608 14jul03  ixon  b  42.7    osco 170.2  0.1  0.6422  0.4873  0.4183  20.32  0.0112  0.50  08002.1.out  1  W ---;---;obs!=pub
56842.242387 14jul03  ixon  v  43.4    osco 175.8  0.1  0.7151  0.5308  0.4792  21.04  0.0085  0.34  08004.1.out  1  OK ---;---;---
56842.249530 14jul03  ixon  r  43.4    osco 172.5  0.2  0.7235  0.5194  0.5037  22.06  0.0087  0.34  08002.1.out  1  W ---;---;bad-mod
56842.258139 14jul03  ixon  i  43.5    osco 163.7  0.2  0.6367  0.4402  0.4600  23.13  0.0060  0.27  08008.1.out  1  OK ---;---;---
54627.279332 08jun09  301  b  0.0    eaql  53.9  0.5  0.6561  0.5315  0.3847  17.95  0.0083  0.36  08002.1.out  1  OK ---;---;---
54627.310251 08jun09  301  v  0.0    eaql  57.4  0.2  0.7182  0.5422  0.4710  20.49  0.0166  0.66  16001.2.out  1  OK ---;---;---
56504.112339 13jul30  ixon  b 170.8  nsco,eaql,zoph 137.1  0.8  0.6668  0.5566  0.3672  16.71  0.0203  0.87  08003.1.out  1  OK ---;---;s>>theor_s
56504.127632 13jul30  ixon  v 171.4  nsco,eaql,zoph 141.8  0.3  0.7103  0.5420  0.4591  20.13  0.0079  0.32  08006.1.out  1  OK ---;---;---
56504.139315 13jul30  ixon  r 171.4  nsco,eaql,zoph 139.2  0.6  0.7163  0.5567  0.4507  19.50  0.0131  0.52  16001.1.out  1  OK ---;---;---
56504.149233 13jul30  ixon  i 171.4  nsco,eaql,zoph 130.1  0.3  0.6681  0.5090  0.4328  20.19  0.0120  0.51  08006.1.out  1  W ---;---;obs!=pub
(...)
```

As colunas representam:

**night** Noite da observação como consta no diretório dos arquivos.

**stdstars** Nomes abreviados das estrelas padrão (separadas por vírgula quando há mais que uma).

- dth, sigdth** Fator de correção  $\Delta\theta$  para o sistema equatorial e seu erro (equação 3.2). Para essa incerteza são levadas em conta as incertezas tanto da polarização medida da padrão, quanto do valor que foi publicado. O desvio-padrão também é considerado quando mais de uma estrela padrão é usada.
- P, Q, U, sigP** Respectivamente: a porcentagem de polarização, parâmetros  $Q$  e  $U$  de Stokes e a incerteza (a mesma para os três valores). Os valores estão no sistema equatorial desde que o elemento na coluna **tags** não possua o marcador *no-std*.
- th, sigth** Ângulo de polarização e sua incerteza sem a propagação da incerteza do fator  $\Delta\theta$  (coluna **sigdth**) – ou seja, os valores nessa coluna valem  $28.65 \sigma_P/P$  (ver equação 2.9b). Os valores estão no sistema equatorial desde que o elemento na coluna **tags** não possua o marcador *no-std*.
- tags** Lista de marcadores com três campos, separados por ponto-e-vírgula: marcadores da correção do fator  $\Delta\theta$  (definidos na página 85 da subseção “Noites sem padrão polarizada (...)” na sequência), do objeto de programa e da padrão (copiados dos arquivos “obj.dat” e “std.dat”).

#### *Noites sem padrão polarizada ou com filtros faltantes*

Infelizmente nem todas as noites possuem observação da estrela padrão polarizada nos filtros e calcitas utilizados, embora esses casos sejam exceção. Na maioria dessas situações é possível efetuar o cálculo alternativo do fator de correção  $\Delta\theta$  (equação 3.2) em um determinado filtro usando uma observação da padrão em outro filtro graças à caracterização da dependência de  $\Delta\theta$  com o comprimento de onda feita usando nossa base de dados (figura 4.2).

Essas relações foram obtidas da seguinte maneira: após a completa redução do banco de dados, as diferenças médias entre os fatores  $\Delta\theta$  foram calculadas para cada combinação de filtros (BV, BR, BI, VR, VI, RI), usando todas as padrões observadas entre 2006 e 2015. Esses valores estão associados ao deslocamento angular do eixo óptico da calcita entre duas bandas e podem ser usados para estimar o fator  $\Delta\theta_a$  em um dado filtro  $a$  usando o  $\Delta\theta_b$  de

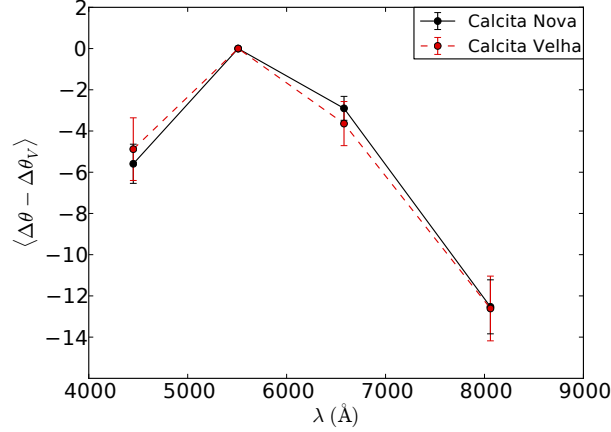


Figura 4.2: Caracterização da dependência do fator de correção  $\Delta\theta$  com o comprimento de onda para as duas calcitas. Cada ponto indica a diferença média entre o  $\Delta\theta$  naquele comprimento de onda (filtros BVRI) e o calculado na banda V das séries de observação das padrões. As barras de erros são os desvios-padrão das amostras.

outro filtro  $b$ , através da simples fórmula

$$\Delta\theta_a = \Delta\theta_b + \langle \Delta\theta_a - \Delta\theta_b \rangle, \quad (4.1)$$

onde  $\langle \Delta\theta_a - \Delta\theta_b \rangle$  é essa diferença média levantada entre todas as padrões nos filtros  $a$  e  $b$  em questão (valores na tabela 4.1). A única estrela padrão polarizada que não foi incluída nestes cálculos foi  $\chi^2$  Ori, porque os respectivos valores destoavam bastante dos das demais estrelas padrão. Isso pode ser um indício de que essa padrão tenha ângulo de polarização consideravelmente variável do valor publicado, muito embora a variabilidade não tenha sido estudada na literatura. Exemplos de histogramas da distribuição das diferenças dos  $\Delta\theta$  com relação ao  $\Delta\theta$  do filtro V para todas as padrões observadas com a calcita nova

Tabela 4.1 - Médias das diferenças dos  $\Delta\theta$  entre diferentes combinações de filtros. A incerteza é representada pelo desvio-padrão da amostra.

	Calcita Nova	Calcita Velha
$\langle \Delta\theta_B - \Delta\theta_V \rangle$	$-5.59 \pm 0.95$	$-4.88 \pm 1.52$
$\langle \Delta\theta_R - \Delta\theta_V \rangle$	$-2.90 \pm 0.58$	$-3.64 \pm 1.07$
$\langle \Delta\theta_I - \Delta\theta_V \rangle$	$-12.53 \pm 1.31$	$-12.61 \pm 1.57$
$\langle \Delta\theta_R - \Delta\theta_B \rangle$	$2.80 \pm 1.12$	$1.63 \pm 1.84$
$\langle \Delta\theta_I - \Delta\theta_B \rangle$	$-6.94 \pm 1.83$	$-7.46 \pm 2.39$
$\langle \Delta\theta_I - \Delta\theta_R \rangle$	$-9.26 \pm 0.75$	$-8.33 \pm 0.95$

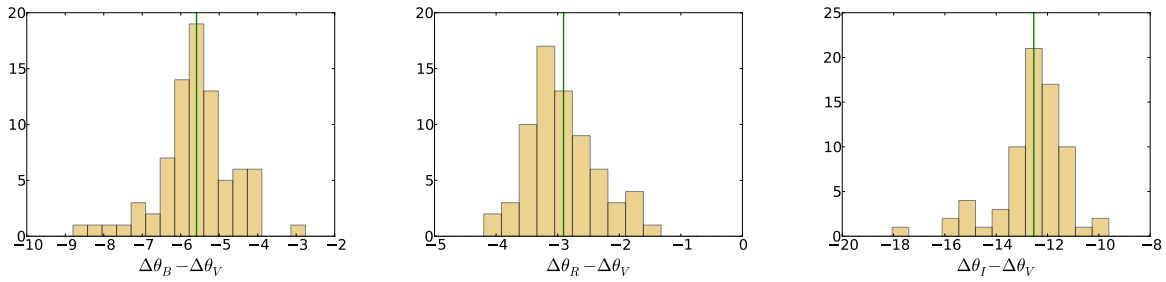


Figura 4.3: Histogramas das ocorrências das diferenças entre os  $\Delta\theta$  dos filtros B, R e I com relação ao V para a calcita nova. A linha vertical indica a posição da média.

(exceto  $\chi^2$  Ori) são mostrados na figura 4.3.

Nós também verificamos se poderia haver algum efeito da cor das estrelas padrão polarizadas sobre os fatores de correção, mas nenhuma correlação foi encontrada entre seus índices de cor e as diferenças médias  $\Delta\theta_a - \Delta\theta_b$  de cada estrela.

Com esse método, a correção do ângulo de polarização pode ser feita sempre que houver observação da padrão em algum filtro, sem necessariamente ser no mesmo filtro da estrela Be observada. Com a também existência de noites nas quais não há observação em um filtro sequer, o `genTarget` implementa, de modo geral, as três seguintes alternativas em ordem de prioridade: 1) caso haja a padrão na mesma calcita mas apenas em outros filtros, estima um valor de  $\Delta\theta$  em cada combinação possível com os filtros então observados através do método discutido acima e considera aquele que resultar em menor incerteza; 2) caso não haja nenhuma observação de padrão com a mesma calcita, procura por um arquivo “std.link”<sup>9</sup>, que aponta para a noite da mesma missão da qual usar; 3) caso não exista tal arquivo, pergunta por outra noite diretamente através do terminal; 4) Se a noite indicada no arquivo “std.link” ou pelo usuário possuir estrela padrão observada na mesma calcita mas não no mesmo filtro, faz o mesmo que o item 1 sobre a nova noite. Se não houver nenhuma observação de padrões com a mesma calcita em toda a missão, o dado do objeto estará incompleto, mas não necessariamente de todo perdido pois a porcentagem de polarização continua válida. No entanto será impossível subtrair a PI e obter a polarização intrínseca, a menos que a PI ou a polarização observada seja nula.

Por fim, nesses casos em que o  $\Delta\theta$  não foi obtido da maneira convencional (padrão observada na mesma noite e no mesmo filtro), a rotina `genTarget` automaticamente associa

<sup>9</sup>Arquivo deve ser criado manualmente pelo usuário.

marcadores no primeiro campo da coluna **tags** em seu arquivo-saída:

**oth-dth**  $\Delta\theta$  foi calculado a partir do  $\Delta\theta$  de um outro filtro.

**oth-day-std** Padrão polarizada utilizada de outra noite.

**no-std** Sem nenhuma estimativa para  $\Delta\theta$  (os valores polarimétricos da tabela não estarão corrigidos para o sistema equatorial).

#### 4.2.1.3 Rotinas *graf\_qu* e *graf\_t*

Duas rotinas foram elaboradas para plotar gráficos com toda a série observacional de uma dada estrela Be:

**graf\_qu** Plota os diagramas  $QU$  com todas observações de uma estrela Be, exibindo os pontos em um gradiente de cor que indica a sequência em dias julianos. Um parâmetro ativa o Método de Monte Carlo via Cadeias de Markov para o mapeamento das retas que são mais verossímeis aos dados (ver seção 5.1 para os detalhes do método e modelo), para quando se busca a direção da polarização intrínseca pelo método descrito na seção 2.3.3.

**graf\_t** Plota um gráfico da porcentagem da polarização em um filtro passado como parâmetro, a “cor da polarização” (polarização no filtro B, dividido pela no filtro I) e seu ângulo, *versus* o tempo.

O arquivo de entrada dessas tarefas é a tabela gerada por **genTarget**; a correção da PI nos gráficos estará atrelada à estipulada pelo parâmetro **ispol** no processo de geração da tabela. Os dados com determinados marcadores podem ser filtrados nos gráficos (ver subseção “Sistema de marcadores” da página 79).

#### 4.2.2 Módulo *fieldstars*

*Fieldstars* é o segundo módulo desenvolvido neste trabalho e, como já citado, também integra o pacote PYHDUST. Possui rotinas para geração de tabelas com os dados observa-

dos das estrelas de campo, para plotagem de gráficos e ajustes de funções e demais rotinas auxiliares. As principais tarefas são:<sup>10</sup>

- gencsv** Busca observações reduzidas das estrelas de campo, chamando a tarefa `pol.t.genTarget` (apresentada na seção 4.2.1.2) para cada uma delas; cruza os dados com outra tabela contendo informações sobre as coordenadas dos alvos, magnitudes, distâncias, distâncias angulares, tipos espectrais, etc; calcula os comprimentos de onda efetivos (apêndice B). Ao final, produz uma longa tabela no formato `.csv` que é a base para a plotagem dos dados.
- graf\_p** Plota um gráfico da polarização *versus* comprimento de onda das estrelas de campo de uma determinada Be de entrada; um outro parâmetro ativa o Método de Monte Carlo via Cadeias de Markov para o ajuste dos parâmetros da função de Serkowski (seção 2.2.1) que são mais verossímeis aos dados (ver seção 6.1 para os detalhes do método).
- graf\_pradial** Plota um gráfico da polarização *versus* distância em um determinado campo de Be e ajusta uma reta através do Métodos dos Mínimos Quadrados (MMQ) para calcular a polarização no campo à distância da Be.
- graf\_field** Plota um mapa da polarização de um determinado campo. Os eixos  $x$  e  $y$  são a ascensão reta e declinação, e cada estrela é marcada com um vetor com a direção da polarização.

Exemplos das saídas destas rotinas para os campos observados de cada estrela Be encontram-se no apêndice I e são utilizadas no capítulo 6 para a determinação das PI.

### 4.3 Página do grupo Beacon

Os dados das estrelas Be estão sendo disponibilizados na página do grupo BEACON (<http://beacon.iag.usp.br/>), através da ferramenta POLT WEB. Esta ferramenta foi

---

<sup>10</sup>Demais detalhes sobre os parâmetros de entrada e as saídas das rotinas são descritos na documentação do módulo, disponível em <http://www.astro.iag.usp.br/~moser/doc/>.



implementada ao final deste trabalho e consiste em uma interface web para a fácil obtenção dos dados polarimétricos do grupo.<sup>11</sup> Os dados são restritos aos colaboradores<sup>12</sup>, que pode obtê-los em formato de tabela ou de gráficos exibidos na própria página ou baixados em formato vetorial. Além da escolha do alvo, o usuário tem a opção de efetuar a correção da PI, bem como de selecionar marcadores a serem filtrados nos gráficos (ver subseção “Sistema de marcadores” da página 79).

Todo o processamento é feito em segundo plano pelas tarefas `genTarget`, `graf_qu` e `graf_t` do módulo `poltools` (apresentadas nas seções 4.2.1.2 e 4.2.1.3) sobre um banco de dados *online* alimentado constantemente à medida que novas noites são reduzidas e nele introduzidas.

#### 4.4 Artigos

A redução sistemática dos dados já possibilitaram e vem possibilitando o uso dos dados em três trabalhos, nos quais o autor foi ou será co-autor:

- Haubois et al. (2014) Neste artigo (em anexo no apêndice F), que explora como a dinâmica da perda de massa das estrelas Be e as propriedades da estrela e do disco se traduzem em termos dos observáveis polarimétricos,  $\delta$  Sco foi utilizada como exemplo para ilustrar o comportamento no diagrama *PCD* (ver seção 1.4.2).
- Silaj et al. (aceito). Nesse artigo a estrela 48 Lib foi modelada a partir dos dados polarimétricos do OPD, além de outros dados fotométricos e espectroscópicos. A correção da PI foi feita com duas estimativas de valores semelhantes ( $[P_{\max}, \lambda_{\max}, \theta_{\text{IS}}]$  de  $[0.819\%, 5591\text{\AA}, 96^\circ]$  e  $[0.860\%, 5593\text{\AA}, 93^\circ]$ ), mas que resultaram em polarizações intrínsecas com diferença de cerca de 10% na porcentagem de polarização, indicando sensibilidade aos parâmetros.
- Rivinius et al. (em preparação). Esse artigo é o primeiro de uma série e envolve diversas técnicas de observação no monitoramento da estrela  $\delta$  Sco em um período completo da órbita da companheira binária. Os dados polarimétricos deste trabalho também foram usados.

<sup>11</sup>A página foi implementada por profissionais da área, com o suporte do autor para a integração dos códigos Python à interface.

<sup>12</sup>Todos são bem-vindos como colaboradores.



## Ângulos da polarização intrínseca das estrelas Be

Neste capítulo será apresentada parte dos resultados da redução dos dados das estrelas Be, visando primariamente a obtenção do ângulo da polarização intrínseca dessas estrelas através do método de Monte Carlo via Cadeias de Markov (*Markov Chain Monte Carlo*, MCMC), usando as bases teóricas introduzidas na seção 2.3.3. Os conceitos básicos do MCMC e o modelo para os ajustes serão introduzidos, sendo completamente desenvolvido no apêndice G.

Apresentamos, ao final, as tabelas com os ângulos intrínsecos para 11 estrelas Be, discriminando o grupo das estrelas que potencialmente têm polarização interestelar (PI) nula e estipulando valores numéricos que representem um limite superior. Por fim, discutiremos as determinações desses ângulos para quatro estrelas (as demais são discutidas no apêndice H). Os ajustes feitos neste capítulo também permitem conhecer uma das componentes da PI, e serão retomados no próximo capítulo.

### 5.1 Ajustes

Como introduzido na seção 2.3.3, uma sequência temporal de observações de uma estrela Be pode revelar o ângulo da polarização intrínseca  $\theta_{\text{int}}$ , mesmo sem o conhecimento do valor da PI, desde que a estrela possua polarização intrínseca variável. Portanto, uma vez que os dados estejam reduzidos, podemos procurar pelas retas nos diagramas  $QU$  de cada estrela, ajustando-as e obtendo seus ângulos de inclinação  $\psi$  no diagrama, a partir dos quais  $\theta_{\text{int}} = \psi/2$ .

O método de ajuste por mínimos quadrados é limitado porque exige condições muito específicas, como os dados serem independentes e com incertezas bem estimadas e seguindo

uma distribuição gaussiana. No caso das nossas medições de polarização, diversos problemas podem ocorrer, como a má correção das imagens de calibração (*bias*, *dark* e *flat*), a má calibração para o sistema equatorial – devido à variabilidade da estrela padrão polarizada, por exemplo (ver final da seção 3.1.2) – ou algum problema observacional, levando a desvios sistemáticos ou a más determinações das incertezas.

Um método mais robusto é o de Monte Carlo via cadeias de Markov (*Markov Chain Monte Carlo*, MCMC), apresentado no apêndice G e desenvolvido para a aplicação de ajustes de reta. Este método consiste em *walkers*, andadores, que percorrem o espaço dos parâmetros livres de um modelo e retornam uma amostra da função de distribuição de probabilidade *a posteriori* de um dado conjunto de parâmetros representar os dados.

Resumidamente, o modelo construído na seção G.3 para o ajuste considera que os dados no diagrama  $QU$  têm certa probabilidade de seguirem devidamente a reta, mas que também têm uma probabilidade  $p_b$  de não a seguirem estritamente (i.e., têm probabilidade de não estarem gaussianamente distribuídos em sua direção ortogonal). Para explicar esses desvios, foi adicionado um termo que os descreve através de uma distribuição gaussiana deslocada da reta por um valor  $Y_b$  e com uma certa largura associada à variância  $V_b$ . O objetivo desse segundo termo é apenas tornar a reta ajustada menos sensível aos pontos destoantes.

Quanto à reta em si, os parâmetros mapeados pelo MCMC não são seus coeficientes angular e linear  $a$  e  $b$ , mas  $\psi$  e  $b \cos \psi$ :

$\psi$      Ângulo de inclinação da reta no diagrama  $QU$ . Desde que a reta encontrada seja real,  $\psi/2$  é uma medida de  $\theta_{\text{int}}$ , indefinido em  $\pm 90^\circ$ , como consequência de  $\psi$  estar indefinido em  $\pm 180^\circ$  (ver figura 2.6 e texto que a acompanha).

$b \cos \psi$      Distância ortogonal da reta à origem.  $b \cos \psi$  é um indicador direto da componente da PI perpendicular à reta intrínseca (ver figura 2.7, onde  $b \cos \psi \equiv P_{\text{IS}}^\perp$ ).

A seção G.4 descreve como foi feita a implementação do método através do programa EMCEE (Foreman-Mackey et al., 2013), as condições e suposições usadas como informações *a priori* na inferência bayesiana e, por fim, como são extraídos o “melhor ajuste” e as

margens de confiança dos parâmetros através das amostras da função de verossimilhança retornadas pelo MCMC.

## 5.2 Resultados

Os procedimentos de ajuste de reta foram executados nos filtros UBVR I para 20 estrelas Be (embora apenas em poucos casos os foram com sucesso no filtro U). Os parâmetros  $\psi$  e  $b$  cos  $\psi$  das retas que melhor representam os dados em cada filtro e suas margens de

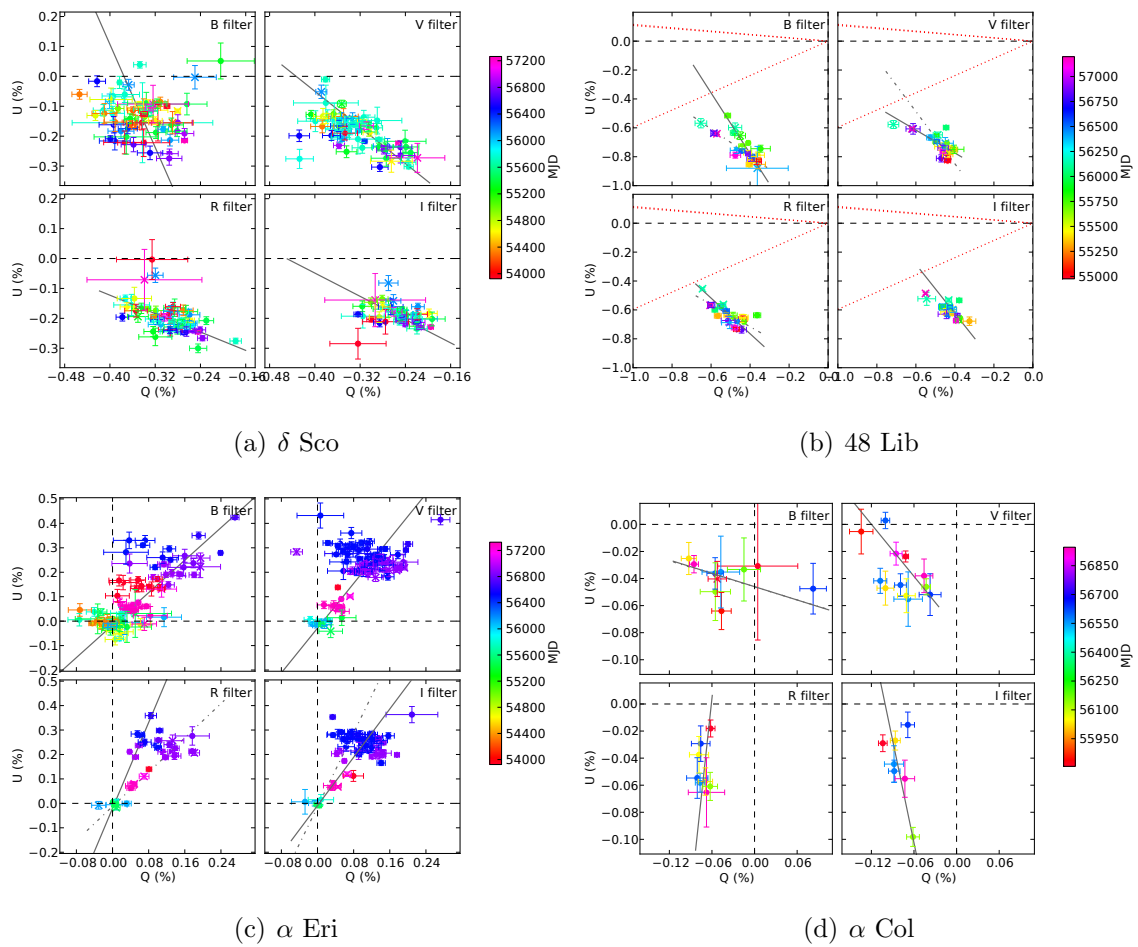


Figura 5.1: Diagramas  $QU$  das estrelas representantes dos grupos 1 (a e b), 2 (c) e 3 (d). As retas sólidas indicam a solução mais provável do MCMC, enquanto as ponto-tracejadas são a segunda solução, quando presentes. Os pontos marcados com ‘x’ possuem um ou mais dos seguintes marcadores atribuídos durante o processo de curadoria: *iagpol-prob*, *incomp-mods*, *obs-prob*, *other-prob* e *oth-day-std* (ver subseção “Sistema de marcadores” da página 79, e marcadores adicionais na página 85). Para 48 Lib, as linhas vermelhas pontilhadas indicam a direção da PI medida pelas três estrelas de campo no apêndice I.15.

confiança são mostrados na tabela H.1 em apêndice.<sup>1</sup> Os valores apresentados já consideram o  $\psi$  que retorna o ângulo correto da polarização intrínseca (i.e., sem as ambiguidades de  $\pm 90^\circ$  no valor) em todos os casos em que as retas foram identificadas. Para distinguir qual o sentido sobre a reta ajustada que leva à polarização intrínseca correta (i.e., se o ângulo da reta deve ser  $\psi$  ou  $\psi \pm 180^\circ$ ), foram avaliadas as posições da intersecção da reta ajustada com a reta que vem da origem com ângulo  $2\theta_{IS}$ , representando a direção da PI (ver figura 2.6 e texto que a acompanha). Esses ângulos vieram das observações das estrelas de campo (resultados que serão apresentados no capítulo 6, cujos valores constam no apêndice I).

Ao final, as estrelas foram divididas em três grupos, conforme seus resultados:

- Grupo 1      estrelas que apresentam reta unívoca no diagrama  $QU$  e PI não nula;
- Grupo 2      estrelas que apresentam uma reta bem definida, mas com PI nula;
- Grupo 3      estrelas inconclusivas quanto à presença e/ou direção da reta.

Dois exemplos para o grupo 1,  $\delta$  Sco e 48 Lib, mais um exemplo para cada um dos outros dois,  $\alpha$  Eri e  $\alpha$  Col, são mostrados na figura 5.1 e discutidos abaixo. O apêndice H exibe os diagramas  $QU$  das estrelas dos três grupos e uma breve discussão para as demais dos grupos 1 e 2.

### 5.2.1 Grupo 1

O primeiro grupo contém as estrelas para as quais o ângulo da polarização intrínseca pôde ser determinado a partir da análise dos ângulos de inclinação  $\psi$  das retas em cada filtro. As estrelas deste grupo também apresentam  $b \cos \psi$  incompatível com zero, indicando  $P_{IS}^\perp$  – e conseqüentemente  $P_{IS}$  – não nulos. Isso é graficamente traduzido como retas que não interceptam a origem no diagrama  $QU$ .

Os valores determinados para  $\theta_{int}$  das seis estrelas deste grupo estão na tabela 5.1. Na sequência, são discutidos os resultados de  $\delta$  Sco e 48 Lib. Para discussão das demais estrelas deste grupo, ver seção H.1 do apêndice.

---

<sup>1</sup>Os valores de  $\psi$  são apresentados como  $\psi/2$ , já que são estes os valores de interesse.

Tabela 5.1 - Ângulos da polarização intrínseca das estrelas do grupo 1.

Estrela	$\langle \theta_{\text{int}} \rangle$ (°)	Filtros usados
$\delta$ Sco	$67.0 \pm 2.9$	VRI
48 Lib	$150.5 \pm 2.0^*$	BVRI
HD 148937	$92.1 \pm 5.7$	V
$\lambda$ Pav	$71.9 \pm 3.0$	BVRI
$\epsilon$ Cap	$150.3 \pm 2.3$	BVRI
$\pi$ Aqr	$167.8 \pm 0.6$	BVRI

\* Valor variável?

 $\delta$  Sco

A figura 5.1(a) exibe as retas para cada filtro, em contraste com os dados observacionais. O ângulo da polarização intrínseca encontrado no filtro B é de  $51.6^{+2.8}_{-2.9}$  graus, abaixo da média de  $67.0^\circ \pm 2.9^\circ$  nos filtro VRI – o filtro U foi desconsiderado nesta análise porque sua reta possui uma grande incerteza.

Justamente no filtro B, os dados se distribuem de maneira inesperada ao redor da reta, indicando desvios temporais no ângulo da polarização intrínseca. Por esse motivo, o ângulo intrínseco considerado como resultado foi a média VRI; a incerteza atribuída é associada à combinação  $\sqrt{\sigma_{\text{prop}}^2 + \sigma_{\text{dpm}}^2}$ , onde  $\sigma_{\text{prop}}$  é a propagação das incertezas individuais de cada uma das retas (uma média entre as incertezas superior e inferior) e  $\sigma_{\text{dpm}}$  é o desvio-padrão da média.<sup>2</sup> Esse valor é compatível dentro de 1.4 e 1.8 sigmas com os dois valores encontrados por Meilland et al. (2013), de  $78^\circ \pm 7^\circ$  e  $76^\circ \pm 4^\circ$ , por meio de interferometria, considerando a direção perpendicular ao disco medido projetado no céu.

## 48 Lib

No caso de 48 Lib, a polarização intrínseca deve ser no sentido antiparalelo às retas ajustadas nos diagramas  $QU$ , já que a direção da PI estimada pelas estrelas de campo (apêndice I.15) leva a uma intersecção com as retas em uma posição superior aos pontos observados (figura 5.1(b), onde as linhas vermelhas indicam as direções da polarização das três estrelas de campo). Portanto, os ângulos  $\psi$  de inclinação das retas devem ser considerados como aqueles entre  $180^\circ \leq \psi < 360^\circ$ , implicando  $90^\circ \leq \theta_{\text{int}} < 180^\circ$  (ver

---

<sup>2</sup>Essa mesma fórmula está implícita nos demais cálculos de médias deste capítulo.

figura 2.6 e texto que a acompanha).

As cadeias de Markov forneceram duas soluções nos filtros BVR, com médias do ângulo da polarização intrínseca de  $151.4^\circ \pm 2.0^\circ$  e  $160.1^\circ \pm 1.4^\circ$  para cada uma delas. A reta de maior inclinação está sempre ligada a uma “trilha” de dados no diagrama  $QU$ , associados a marcadores que os indicam como prejudicados de alguma forma (ver marcações com ‘x’ na figura 5.1(b) e sua descrição na legenda). Talvez essas retas tenham sido retornadas apenas porque essa informação não foi considerada como conhecimento *a priori* na construção das cadeias de Markov e correspondem, inclusive, à solução menos provável nos filtros B e R. Contudo, ainda é possível que representem uma variabilidade real no ângulo da polarização intrínseca.

A média entre as retas de menor inclinação nos filtros UBVRI é  $\theta_{\text{int}} = 153.0^\circ \pm 3.3^\circ$ ; porém, como há apenas cinco pontos no filtro U – e com incertezas altas –, consideramos como resultado a média nos filtros BVRI, de  $150.5^\circ \pm 2.0^\circ$ . Este valor é precisamente compatível com o ângulo médio de  $150.3^\circ \pm 1.0^\circ$  obtido por McDavid (1999) durante mais de uma década de observação. Também é compatível com a direção perpendicular ao disco medido por interferometria, de  $140^\circ \pm 9^\circ$  (Štefl et al., 2012).

### 5.2.2 Grupo 2

Neste grupo estão as estrelas para as quais as retas interceptam a origem, indicando uma polarização interestelar nula ou muito baixa (em termos dos parâmetros do ajuste, são as estrelas para as quais  $b \cos \psi$  é compatível com zero). É importante citar que, como  $b \cos \psi$  representa a componente da PI perpendicular à direção intrínseca da polarização,

Tabela 5.2 - Ângulos da polarização intrínseca das estrelas do grupo 2.

Estrela	$\langle \theta_{\text{int}} \rangle$ (°)	Filtros usados	$\langle P_{\text{IS}}^\perp \rangle$ (%)
$\alpha$ Eri	$32.6 \pm 1.9^*$	UBVRI+RI <sup>†</sup>	$-0.0062 \pm 0.0044$
28 CMa	$56.4 \pm 2.7$	BVRI	$0.0009 \pm 0.0206$
$\mu$ Cen	$0.0 \pm 4.3$	BVR	$0.0172 \pm 0.0247$
$\eta$ Cen	$169.7 \pm 2.9$	BVRI	$0.0159 \pm 0.0510$
$\alpha$ Ara	$175.1 \pm 1.3$	BVR	$-0.0506 \pm 0.0339$

\* Valor variável?

† Usados também as segundas soluções dos filtros R e I;

-  $\langle P_{\text{IS}}^\perp \rangle$  foi calculado como média nos filtros BVRI.



esta componente pode ser nula sem necessariamente a PI o ser.

A determinação dos ângulos das polarizações intrínsecas, bem como uma medida para  $P_{IS}^\perp$  são mostradas na tabela 5.2. Em seguida é feita a discussão para a estrela  $\alpha$  Eri. Para discussão das demais estrelas deste grupo, ver seção H.2 do apêndice.

### $\alpha$ Eri

O diagrama  $QU$  da estrela  $\alpha$  Eri é mostrado na figura 5.1(c), junto das retas encontradas pelo MCMC. A aglomeração dos dados sobre a origem de fato representa uma fase na qual a estrela não possuía disco. Toda a polarização medida, portanto, seria contribuição do meio interestelar e que, por ser nula, indica uma PI também nula. De fato, os valores dos parâmetros  $b \cos \psi$  ajustados nos retornam que  $\langle P_{IS}^\perp \rangle = -0.0062 \pm 0.0044\%$ .

Em uma primeira análise, o ângulo da polarização intrínseca parece ser variável no tempo por conta da existência de uma dispersão, sobretudo entre MJD 56400 e MJD 57000. No caso dos filtros R e I as cadeias de Markov inclusive amostraram uma segunda reta como solução. De fato, Carciofi et al. (2007) concluíram, usando parte desses dados inclusive, existir uma variação no ângulo de polarização de  $\alpha$  Eri em até 8 graus, e a atribuíram a inomogeneidades do disco.

Um valor obtido por interferometria por Domiciano de Souza et al. (2012) aponta para um disco a  $34.9^\circ \pm 1.6^\circ$  (direção perpendicular ao disco medido projetado no céu). Uma média entre todas as nossas sete retas (retas únicas dos filtros U, B e V, mais as duas retas dos R e I) leva a um valor compatível, de  $32.6^\circ \pm 1.9^\circ$ , mesmo possuindo os discutidos desvios nos ângulos da polarização.

### 5.2.3 Grupo 3

O terceiro e último grupo é composto pelas estrelas relacionadas na tabela 5.3, para as quais o ajuste da reta foi inconclusivo. Estrelas deste grupo, em geral, são de duas subcategorias:

1. estrelas com disco pouco ou nada variável no intervalo das observações;
2. estrelas sem disco no momento das observações.

Na maioria dos casos, as retas ajustadas nos diferentes filtros são discrepantes, sem que a discriminação da melhor reta pudesse ser feita; em outros casos, os erros dos parâmetros

Tabela 5.3 - Estrelas do grupo 3.

28 Tau	$\alpha$ Col	BZ Cru	$\gamma$ Ara	$\beta$ Psc
$\lambda$ Eri	$\sigma$ Pup	$\tau$ Sco	HR 7355	

ajustados são muito grandes – ou apenas não os são porque os resultados foram interpretados como duas soluções distintas para um mesmo filtro, ao invés da utilização de uma solução única média com incerteza tão grande quanto a necessária para abranger esses dois picos.

Em todas as estrelas deste grupo com mais de uma solução por filtro, a diferença nas inclinações das retas dadas pelas duas soluções é muito mais acentuada do que, por exemplo, nos casos de 48 Lib e  $\alpha$  Eri (estrelas dos grupos 1 e 2, respectivamente), para as quais a diferença máxima foi de  $10^\circ$  no ângulo associado à polarização intrínseca.

Um exemplo é mostrado através da estrela  $\alpha$  Col na figura 5.1(d), onde as retas são discrepantes entre si: os ângulos de inclinação delas equivaleriam a ângulos de polarização de  $0.8^{+15.9}_{-17.5}$ ,  $85.3^{+3.2}_{-3.1}$ ,  $73.6^{+4.8}_{-3.5}$ ,  $39.2^{+7.2}_{-6.0}$  e  $55.8^{+4.7}_{-6.1}$  graus, respectivamente, nos filtros UBVRI. Os diagramas  $QU$  das demais estrelas deste grupo são mostrados na seção H.3 do apêndice.

## Polarizações interestelares das estrelas Be

Este capítulo trata da determinação da polarização interestelar (PI) das estrelas Be selecionadas. São utilizados dois métodos: o das estrelas de campo observadas no decorrer do projeto no OPD e determinando a componente da PI na direção perpendicular ao ângulo da polarização intrínseca, quando determinado (capítulo 5).

Ajustaremos funções do tipo Serkowski (equação 2.11) por meio do método de Monte Carlo via cadeias de Markov tanto às estrelas de campo, quanto às componentes perpendiculares da PI. Todos os 28 campos observados, reduzidos e ajustados estão no apêndice I. Neste capítulo, analisaremos e discutiremos os resultados para os campos de 28 Tau, 48 Lib e  $\alpha$  Ara e apresentaremos também alguns casos de campos inhomogêneos.

### 6.1 Ajustes

As missões de estrelas de campo conduzidas no OPD (seção 3.2) nos permitiram obter um grande volume de dados da polarização de estrelas de campo fisicamente próximas a 28 estrelas Be de programa (ver lista de estrelas de campo no apêndice D). Como elas, em princípio, não possuem polarização intrínseca, o ajuste de uma função de Serkowski (equação 2.11) sobre os valores da porcentagem de polarização medidos em cada comprimento de onda deve retornar os parâmetros  $P_{\max}$  e  $\lambda_{\max}$  característicos de cada estrela de campo (o último parâmetro,  $\theta_{IS}$ , vem diretamente da redução). Pelas observações no OPD terem sido feitas em filtros de banda larga UBVRI, os comprimentos de onda considerados nos ajustes advêm do cálculo do comprimento efetivo  $\lambda_{ef}$  associado a cada filtro. Os cálculos são desenvolvidos no apêndice B e levam em conta as curvas de resposta do CCD, a transmitância do filtro e o índice de cor da estrela observada.

Para ajustar a função de Serkowski, alguns autores a linearizam, mantendo três parâmetros livres:  $P_{\max}$ ,  $\lambda_{\max}$  e  $k$  (este último também aparece na equação 2.11). Entretanto, os valores do parâmetro  $k$  só são bem determinados pelo ajuste quando se possui dados com medições da PI em comprimentos de onda na região do infravermelho (ver discussão de Rodrigues, 1992, pág. 26). Por esse motivo, não implementamos  $k$  como parâmetro livre, mas utilizamos a relação  $k = (1.86 \pm 0.09) \cdot \lambda_{\max} - (0.1 \pm 0.05)$  obtida por Wilking et al. (1982). Como consequência, a função de Serkowski deixa de ser linearizável no parâmetro  $\lambda_{\max}$ , e nossas experiências iniciais mostraram que as incertezas retornadas pelos métodos de mínimos quadrados não lineares pareciam inconsistentes.

Por esse motivo, o método de Monte Carlo via cadeias de Markov (MCMC) também foi usado para os ajustes de Serkowski (ver a descrição do método nas seções G.1 e G.2 em apêndice). No entanto, foi usado um modelo mais simples para a função de verossimilhança do que o modelo da reta da seção 5.1, utilizado nos ajustes dos diagramas  $QU$ . A diferença aqui é que a função de verossimilhança utilizada na inferência bayesiana simplesmente supõe que os valores de  $P$  (porcentagem de polarização) dos dados se distribuam gaussianamente ao redor do  $P_{\text{IS}}$  calculado pela função de Serkowski naquele comprimento de onda, sem considerar a incerteza em  $\lambda$  e sem a adição do termo para os pontos espúrios – mesmo porque como temos no máximo 5 pontos (filtros UBVRI), não é mais adequado admiti-los. A função de verossimilhança a ser mapeada é dada pela equação (G.4), onde

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{P_i - P_{\text{IS}}(\lambda_i)}{\sigma_i} \right)^2, \quad (6.1)$$

com  $P_{\text{IS}}$  sendo a função de Serkowski (equação 2.11) e cada  $i$  sendo a observação em um filtro de comprimento de onda efetivo  $\lambda_i$  e polarização medida de  $P_i \pm \sigma_i$  (desenviesadas através do procedimento descrito na seção 2.1.4). Ou seja, mapear a probabilidade *a posteriori* é equivalente a mapear os próprios valores de  $\chi^2$  de cada modelo.

A implementação do método considera as seguintes informações *a priori*:  $\lambda_{\max}$  está entre 0 e 10000Å, intervalo dentro do qual estão todas estrelas com valores extremos relatadas por Wilking et al. (op. cit.) (ver seção 2.2); e  $P_{\max} \geq 0$  para as estrelas de campo.

O número de *walkers* usados é de 120, e o número de iterações é 1100, onde as 800 últimas posições de cada *walker* são as que integram as cadeias resultantes que fornecem a amostra da probabilidade *a posteriori* dos parâmetros  $P_{\max}$  e  $\lambda_{\max}$  aplicados à função de

Serkowski representarem os dados. Ao invés de extrair os parâmetros  $P_{\max}$  e  $\lambda_{\max}$  mapeados que maximizam essa probabilidade (e, portanto, minimizam  $\chi^2$ ), o melhor modelo é composto pelos valores medianos e os intervalos de confiança calculados da mesma maneira que nos parâmetros das retas do capítulo 5 (ver descrição para  $\delta$  Sco na seção 5.2.1).

## 6.2 Determinação das PI

Uma vez que as estrelas de campo estejam ajustadas e com  $P_{\max}$ ,  $\lambda_{\max}$  determinados, os ângulos de polarização médios obtidos diretamente da redução são a última informação para a caracterização completa de cada PI. Com isso, podemos estudar as homogeneidades de cada campo e determinar as PI relativas às estrelas Be de referência a partir dos conceitos introduzidos na seção 2.3.2.

Adicionalmente às estrelas de campo, o segundo método, introduzido na seção 2.3.3, permite a determinação da componente da PI de uma estrela Be na direção perpendicular à da polarização intrínseca ( $P_{\text{IS}}^{\perp}$ ), desde que a reta intrínseca em seu diagrama  $QU$  tenha sido identificada e ajustada no capítulo 5. A partir dos valores dessa componente nos vários filtros, também podemos ajustar uma função de Serkowski e obter os parâmetros  $P_{\max}^{\perp}$  e  $\lambda_{\max}$ . A única diferença com os ajustes das estrelas de campo é que, diferentemente de  $P_{\max}$ ,  $P_{\max}^{\perp}$  pode ser negativo *a priori*, como consequência dos valores de  $P_{\text{IS}}^{\perp}$  o poderem ser. Com o conhecimento do ângulo da PI por meio das estrelas de campo, recuperamos o  $P_{\max}$  associado à PI completa a partir do  $P_{\max}^{\perp}$  encontrado, usando a equação (2.14).

## 6.3 Resultados

Os resultados dos ajustes em cada campo e dos perfis dos campos das 28 Be estudadas são apresentados no apêndice I. Na sequência, discutiremos e determinaremos a PI de três estrelas Be a partir da análise de seus campos, e em alguns casos, utilizando da componente da PI perpendicular à direção da polarização intrínseca no diagrama  $QU$ . Os valores encontrados são compilados na tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Polarizações interestelares das estrelas Be.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_{\text{IS}}$ ( $^{\circ}$ )	Estimativa
28 Tau	$0.275 \pm 0.016$	$0.537 \pm 0.027$	$113.5 \pm 2.5$	Campo
48 Lib	$0.892 \pm 0.075$	$0.632 \pm 0.038$	$93.0 \pm 6.3$	Campo
	$0.872 \pm 0.095$	$0.603 \pm 0.028$	—	QU
$\alpha$ Ara	$0.0290 \pm 0.0045$	—	$99.7 \pm 4.2$	Campo

Analogamente aos resultados das determinações dos ângulos de polarização intrínseca (capítulo 5), também dividimos os resultados em 3 grupos:

- Grupo 1 campos relativamente homogêneos, com PI bem determinadas;
- Grupo 2 campos cuja PI é nula;
- Grupo 3 campos inhomogêneos, com PI indeterminada.

### 6.3.1 Grupo 1

#### 28 Tau

Seis estrelas de campo foram observadas para a estrela Be 28 Tau. A dependência das polarizações medidas com o comprimento de onda e as funções de Serkowski ajustadas são mostradas na figura 6.1, enquanto os valores dos parâmetros ajustados estão na tabela 6.2.

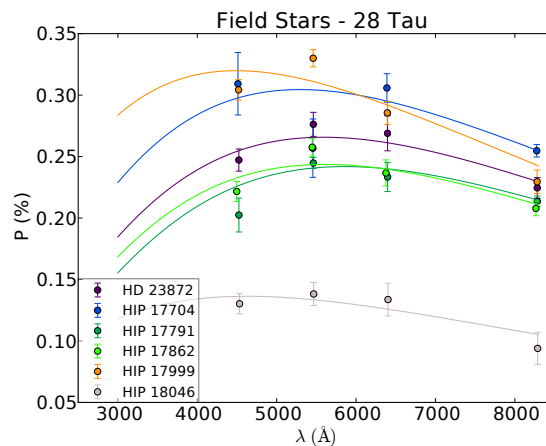


Figura 6.1: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas para 28 Tau.

Tabela 6.2 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 28 Tau e as médias dos ângulos de polarização.

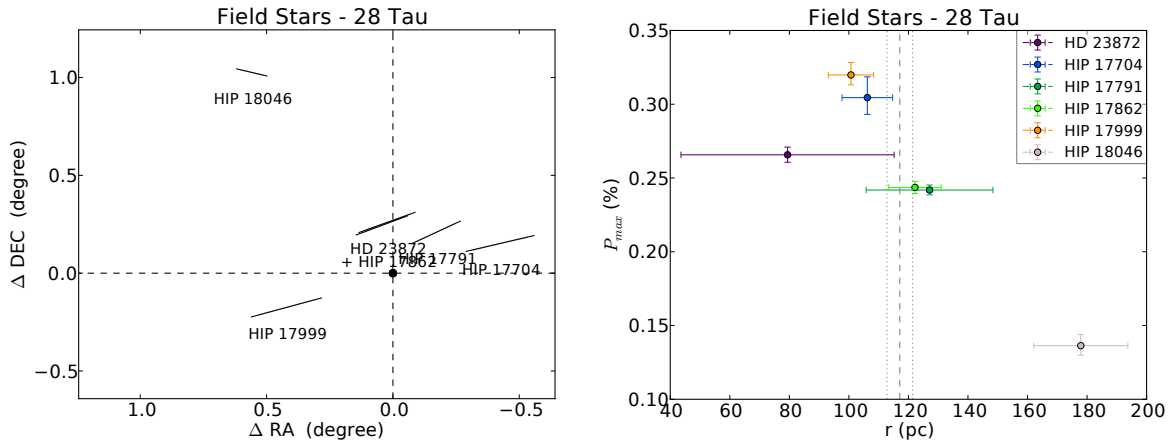
Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N*
HD 23872	$0.266^{+0.005}_{-0.005}$	$0.559^{+0.026}_{-0.028}$	$114.9 \pm 0.7$	4
HIP 17704	$0.304^{+0.014}_{-0.011}$	$0.529^{+0.040}_{-0.043}$	$106.8 \pm 1.2$	4
HIP 17791	$0.242^{+0.003}_{-0.003}$	$0.586^{+0.019}_{-0.021}$	$120.9 \pm 0.8$	4
HIP 17862	$0.244^{+0.004}_{-0.004}$	$0.561^{+0.022}_{-0.023}$	$115.7 \pm 0.6$	4
HIP 17999	$0.320^{+0.008}_{-0.007}$	$0.449^{+0.029}_{-0.035}$	$109.2 \pm 0.5$	4
HIP 18046	$0.136^{+0.008}_{-0.006}$	$0.463^{+0.074}_{-0.086}$	$73.0 \pm 1.6$	4

\*N é o número de pontos utilizados no ajuste

A figura 6.2 apresenta o campo de 28 Tau e o gráfico da variação de  $P_{\max}$  com a distância de cada uma dessas estrelas. Podemos ver que a estrela HIP 18046 tem polarização discrepante das demais, tanto pelo seu ângulo de polarização, quanto pelo  $P_{\max}$  obtido, que é mais baixo do que as estrelas mais próximas. Isso indica que ou a estrela tem polarização intrínseca não nula – improvável pelo tipo espectral –, ou a poeira interestelar que existe em sua linha de visada difere significativamente das demais estrelas – o que é suportado pelo fato de ser a estrela de campo mais distante, tanto angularmente quanto em parsecs. De qualquer maneira, deixá-la-emos de lado.

As demais estrelas são mais consistentes entre si, mas é possível encontrar dois padrões: com exceção da HD 23872, que tem uma grande incerteza em sua distância, as estrelas mais próximas (HIP 17704 e HIP 17999) têm, no geral, valores de  $P_{\max}$  ligeiramente maiores, e de ângulo  $\theta$  menores, do que as outras duas estrelas (HIP 17791 e HIP 17862) que estão, em média, um pouco mais distantes que 28 Tau. Em média, as duas primeiras têm  $P_{\max} = (0.312 \pm 0.011)\%$  e  $\theta = (108.0 \pm 1.4)^{\circ}$ , enquanto para as duas últimas,  $P_{\max} = (0.243 \pm 0.003)\%$  e  $\theta = (118.3 \pm 2.6)^{\circ}$ . Essa pequena modificação na PI deve ser devido a inhomogeneidades dos grãos na linha de visada. Se a nuvem fosse homogênea, a polarização deveria ser maior para os objetos mais distantes, além do ângulo de polarização também ser o mesmo.

Por fim, é mais conveniente tomar a média entre as cinco estrelas de campo (i.e., todas, exceto HIP 18046) e estimar corretamente as incertezas envolvidas, combinando a propagação das incertezas de cada uma com o desvio-padrão da média  $\sigma_{\text{dpm}}$  através de



(a) Mapa de polarização no campo de 28 Tau. Os eixos  $x$  e  $y$  indicam a distância em ascensão reta e declinação das estrelas de campo observadas a 28 Tau, que se localiza sobre a origem. A direção dos vetores indica a direção da polarização média, enquanto que o comprimento é proporcional ao  $P_{\max}$  ajustado (tabela 6.2).

(b) Gráfico do  $P_{\max}$  ajustado *versus* a distância  $r$  das estrelas de campo. A linha tracejada e as pontilhadas verticais indicam a posição de 28 Tau e o intervalo dentro de  $\pm 1\sigma$  de sua distância.

Figura 6.2: Campo da estrela 28 Tau.

$\sqrt{\sigma_{\text{prop}}^2 + \sigma_{\text{dpm}}^2}$ , onde  $\sigma_{\text{prop}}$  é a combinação das incertezas individuais.<sup>1</sup> Os valores encontrados são  $P_{\max} = (0.275 \pm 0.016)\%$ ,  $\lambda_{\max} = (0.537 \pm 0.027)\mu\text{m}$  e  $\theta_{\text{IS}} = (113.5 \pm 2.5)^\circ$  (ver tabela 6.1).

Os valores encontrados por Poeckert et al. (1979) foram  $P_{\max} = (0.13 \pm 0.04)\%$ ,  $\lambda_{\max} = (0.593 \pm 0.049)\mu\text{m}$  e  $\theta_{\text{IS}} = (115 \pm 2)^\circ$ , consistentes com nossos valores, com exceção do  $P_{\max}$ , que difere em  $3.3\sigma$  (i.e., a probabilidade de serem compatíveis é apenas de 0.04%). A determinação deles veio da componente da PI na direção perpendicular à polarização intrínseca em seus dados de 28 Tau. O ângulo utilizado foi tomado como uma média do ângulo de polarização das estrelas não polarizadas das Plêiades (da qual 28 Tau faz parte).

#### 48 Lib

Para a estrela 48 Lib, foram observadas 3 estrelas de campo. Os ajustes das funções de Serkowski sobre os dados são mostrados na figura 6.3(a), e os coeficientes encontrados estão na tabela 6.3.

A figura 6.4 apresenta o campo de 48 Lib e a variação de  $P_{\max}$  com a distância  $r$  das

<sup>1</sup>Essa mesma fórmula está implícita nos demais cálculos de médias deste capítulo.



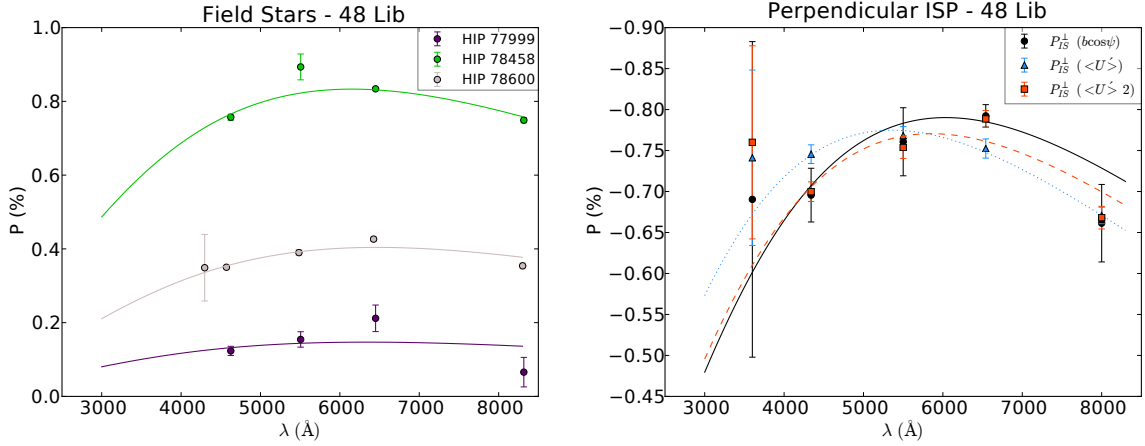


Figura 6.3: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas para 48 Lib (esquerda) e nas componentes da PI perpendicular à reta intrínseca no diagrama  $QU$  de 48 Lib (direita) (ver descrição no texto).

estrelas de campo. Como esperado,  $P_{\max}$  aumenta com a distância e, por isso, uma reta foi ajustada através dos métodos dos mínimos quadrados, retornando  $P_{\max} = (0.015 \pm 0.006)r - (1.3 \pm 0.6)$  (valores em % e pc). Isso leva a um valor de  $P_{\max} = (0.892 \pm 0.075)\%$  na posição relativa a 48 Lib. As três estrelas parecem concordar com o valor de  $\lambda_{\max}$ , tendo uma média de  $(0.632 \pm 0.038)\mu\text{m}$ .

Quanto ao ângulo de polarização, a estrela HIP 77999 o apresenta a  $20^\circ$  acima das outras duas, de modo que não sabemos qual valor é o mais fidedigno. Dessa maneira, preferimos admitir a média de  $93.0 \pm 6.3$  graus. Esses valores aqui discutidos compõem uma primeira estimativa da PI de 48 Lib (valores apresentados na tabela 6.1).

Tabela 6.3 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 48 Lib e as médias dos ângulos de polarização.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^\circ$ )	N*
HIP 77999	$0.147^{+0.019}_{-0.014}$	$0.634^{+0.101}_{-0.116}$	$105.4 \pm 3.4$	4
HIP 78458	$0.833^{+0.003}_{-0.003}$	$0.615^{+0.007}_{-0.007}$	$86.9 \pm 0.5$	4
HIP 78600	$0.404^{+0.004}_{-0.004}$	$0.647^{+0.010}_{-0.010}$	$86.7 \pm 1.9$	5
$P_{\text{IS}}^\perp (b \cos \psi)$	$-0.790^{+0.012}_{-0.012}$	$0.604^{+0.027}_{-0.028}$	—	5
$P_{\text{IS}}^\perp (\langle U' \rangle)$	$-0.775^{+0.006}_{-0.006}$	$0.536^{+0.011}_{-0.011}$	—	5
$P_{\text{IS}}^\perp (\langle U' \rangle_2)$	$-0.771^{+0.006}_{-0.006}$	$0.585^{+0.011}_{-0.011}$	—	5

\*N é o número de pontos utilizados no ajuste

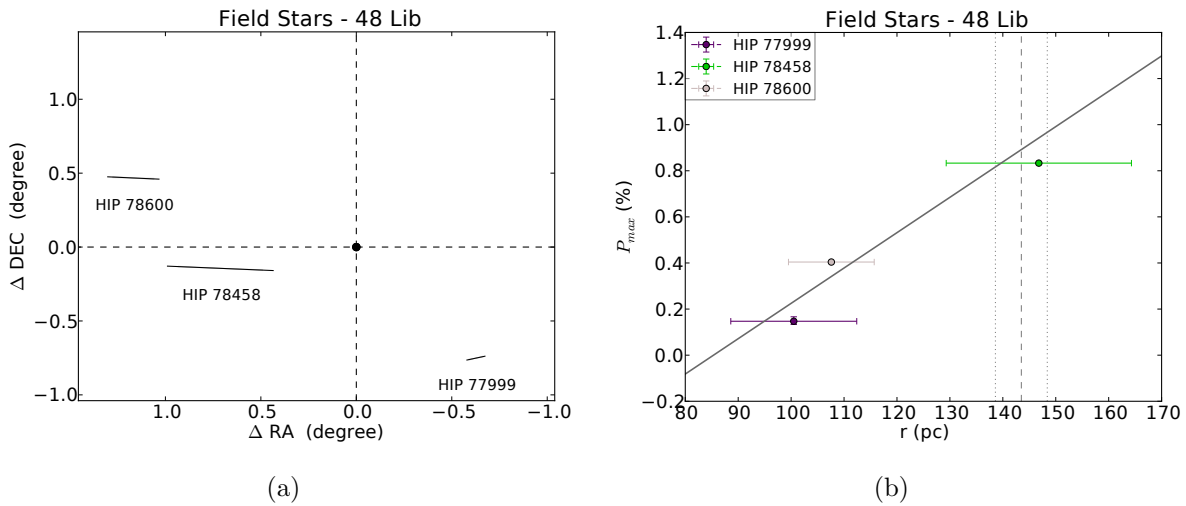


Figura 6.4: Campo da estrela 48 Lib. Mesma descrição da figura 6.2. Reto à direita equivale ao ajuste com  $P_{\max} = (0.015 \pm 0.006)r - (1.3 \pm 0.6)$ .

### Estimativa pelo diagrama $QU$

Por causa da determinação do ângulo da polarização intrínseca de 48 Lib na seção 5.2.1, também é possível extrair a informação da PI a partir de sua componente  $P_{\text{IS}}^{\perp}$  na direção ortogonal à reta formada pelos dados no diagrama  $QU$ . A figura 6.3(b) apresenta a dependência dessa componente da PI com o comprimento de onda estimada de três maneiras distintas (os parâmetros dos ajustes estão na tabela 6.3):

$b \cos \psi$  Os valores de  $P_{\text{IS}}^{\perp}$  foram admitidos como os valores  $b \cos \psi$  que os ajustes de reta nos diagramas  $QU$  retornaram em cada um dos cinco filtros (valores da tabela H.1), uma vez que esses valores indicam o deslocamento ortogonal da reta à origem, que é causado integralmente pela PI (ver figura 2.7, onde  $b \cos \psi \equiv P_{\text{IS}}^{\perp}$ ). As incertezas consideradas são justamente uma média entre a incerteza superior e inferior para cada ponto.

$\langle U' \rangle$  O valor de  $P_{\text{IS}}^{\perp}$  em cada filtro foi considerado como a média entre os parâmetros de Stokes  $U'$  de cada observação. O parâmetro  $U'$  nada mais é do que o parâmetro  $U$  original de cada ponto rotacionado a duas vezes o ângulo da polarização intrínseca  $\theta_{\text{int}} = (150.5 \pm 2.0)^{\circ}$  (tabela 5.1) no diagrama  $QU$ , feito por meio da equação (2.13). Os pontos com marcadores do tipo *iagpol-prob*, *incomp-mods*, *obs-prob*, *other-prob* e *oth-*

*day-std* foram desconsiderados no cálculos das médias (ver subseções “Sistema de marcadores” da página 79, e marcadores adicionais na página 85). A incerteza considerada foi a combinação da propagada dos dados observacionais com o desvio-padrão da média.

$\langle U' \rangle_2$  Semelhante ao método anterior, mas os dados rotacionados no diagrama  $QU$  os foram ao respectivo ângulo encontrado para cada filtro no ajuste da reta intrínseca (i.e., aos valores da tabela H.1).

Entre essas três estimativas, a mais adequada parece ser utilizando os valores de  $b \cos \psi$ , já que o parâmetro ajustado  $\lambda_{\max}$  concorda bem com os das estrelas de campo (tabela 6.3). Isso provavelmente deve-se à robustês do método de Monte Carlo, que além de fornecer a direção da reta ajustada no diagrama  $QU$ , também fornece a componente perpendicular com incerteza muito bem estimada. O valor mais discrepante entre as três estimativas, o  $\lambda_{\max}$  do segundo ajuste, é mais baixo do que os outros dois, mas ainda é compatível dentro de  $2.2\sigma$  e  $3.1\sigma$  com eles. A sugestão que fica para as outras estrelas é a utilização do primeiro método sempre que possível.

Um ponto crucial é a recuperação da informação sobre  $P_{\max}$  a partir de  $P_{\max}^{\perp}$  através da equação (2.14). É necessário utilizar o ângulo da PI obtido pelas estrelas de campo (além do ângulo da polarização intrínseca obtido no capítulo 5). Se utilizamos o ângulo da PI obtido por HIP 77999, temos para 48 Lib  $P_{\max} = (0.790 \pm 0.012)\%$ ; se utilizamos o ângulo médio entre as outras duas estrelas de campo,  $P_{\max} = (0.994 \pm 0.06)\%$ . Embora ambos os valores sejam compatíveis com o  $P_{\max}$  da primeira estimativa da PI através das estrelas de campo, provocam diferenças substanciais quando a correção da PI é feita nos dados observados. Esses dois valores levam o patamar da polarização intrínseca um ao dobro do outro.

Por isso, a segunda estimativa da PI de 48 Lib (tabela 6.1) considera como o ângulo da PI para o cálculo de  $P_{\max}$ , a média entre as três estrelas de campo, levando a  $P_{\max} = (0.871 \pm 0.095)\%$ , valor perfeitamente compatível com a determinação feita usando as estrelas de campo. Observações de mais estrelas de campo de 48 Lib podem fornecer uma melhor estatística sobre o ângulo da PI, e como consequência, a determinação mais precisa de seus parâmetros.

Por fim, as duas estimativas da PI (por meio das estrelas de campo e do diagrama  $QU$ )

são compatíveis com os valores de  $P_{\max} = (0.819 \pm 0.050)\%$ ,  $\lambda_{\max} = 0.5591 \mu\text{m}$  e  $\theta_{\text{IS}} = (96 \pm 5)^\circ$  usados por Štefl et al. (2012) e  $P_{\max} = 0.86\%$ ,  $\lambda_{\max} = 0.5593 \mu\text{m}$  e  $\theta_{\text{IS}} = (93 \pm 11)^\circ$  obtido por Draper et al. (2014) através do mesmo método ajustando funções de Serkowski sobre  $P_{\text{IS}}^\perp$ . No caso de Draper et al., o ângulo da polarização intrínseca foi determinado na banda V e a função de Serkowski foi ajustada sobre os dados espectropolarimétricos rotacionados no diagrama  $QU$ . O ângulo da PI usado foi obtido entre quatro estrelas do catálogo de Heiles (2000) a até  $3^\circ$  de separação, uma delas a 130 pc mais distante que 48 Lib.

### 6.3.2 Grupo 2

#### $\alpha$ Ara

Foram observadas 7 estrelas de campo para  $\alpha$  Ara. Os ajustes estão mostrados na figura 6.5, enquanto os coeficientes estão na tabela 6.4. A figura 6.6 mostra o mapa do campo. De primeira, concluímos que a PI é baixíssima (como tínhamos conhecimento na seção 5.2.2), mas ainda mensurável. Existe uma convergência do ângulo da PI em todas as estrelas de campo, cuja média vale  $(95.3 \pm 8.5)^\circ$ . Se deixarmos fora as duas estrelas com polarização mais baixa, que têm grande incerteza no ângulo de polarização, teremos cinco estrelas com média  $(99.7 \pm 4.2)^\circ$ .

O parâmetro  $\lambda_{\max}$  ajustado para HIP 86247 é próximo de  $1 \mu\text{m}$  por causa da polarização no filtro I inesperadamente muito maior que nos outros filtros. A causa disso pode ter sido

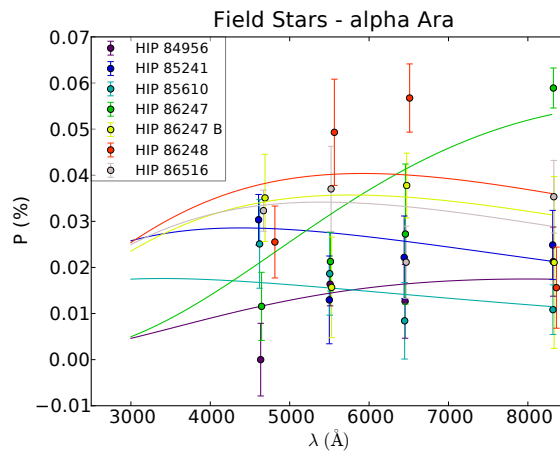


Figura 6.5: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas para  $\alpha$  Ara.

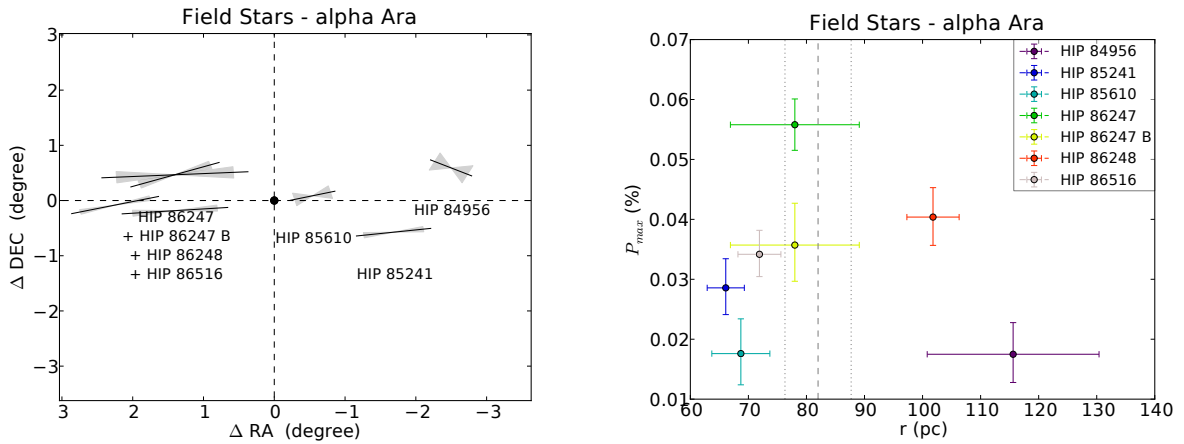


Figura 6.6: Campo da estrela  $\alpha$  Ara. Mesma descrição da figura 6.2.

algum problema observacional ou polarização intrínseca não nula para essa estrela, embora o ângulo de polarização esteja consistente com as demais estrelas de campo. De qualquer maneira, o  $P_{\max}$  para  $\alpha$  Ara foi calculado como a média entre todas as estrelas, exceto ela, resultando em  $(0.0290 \pm 0.0045)\%$ .

Dois valores publicados na literatura são  $P_{\max} = 0.03\%$  e  $\theta_{\text{IS}} = 10^\circ$  por McLean e Clarke (1979) e  $P_{\max} = 0.15\%$  e  $\theta_{\text{IS}} = 30^\circ$  por Yudin (2001). O método usado por ambos foi analisar as estrelas de campo contidas em catálogos polarimétricos. Porém, por exemplo, muitas das estrelas do catálogo Heiles (Heiles, 2000), usado por Yudin (op. cit.), que estão nas proximidades de  $\alpha$  Ara no céu e possuem ângulo de polarização medido por volta de  $20 - 30^\circ$ , estão a dezenas ou até centenas de parsecs dela, de modo que a poeira adicionada nesse caminho deve mudar significativamente os parâmetros da PI. Apenas duas estrelas do

Tabela 6.4 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\alpha$  Ara e as médias dos ângulos de polarização.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^\circ$ )	N*
HIP 84956	$0.018^{+0.005}_{-0.005}$	$0.80^{+0.15}_{-0.46}$	$64 \pm 34$	4
HIP 85241	$0.029^{+0.005}_{-0.004}$	$0.44^{+0.20}_{-0.16}$	$97.5 \pm 6.5$	4
HIP 85610	$0.018^{+0.006}_{-0.005}$	$0.34^{+0.27}_{-0.18}$	$105 \pm 24$	4
HIP 86248	$0.040^{+0.005}_{-0.005}$	$0.59^{+0.14}_{-0.14}$	$94.5 \pm 5.2$	4
HIP 86247	$0.056^{+0.004}_{-0.004}$	$0.981^{+0.014}_{-0.030}$	$93.0 \pm 7.1$	4
HIP 86247 (B)	$0.036^{+0.007}_{-0.006}$	$0.58^{+0.24}_{-0.24}$	$109.6 \pm 7.3$	4
HIP 86516	$0.034^{+0.004}_{-0.004}$	$0.54^{+0.15}_{-0.16}$	$104.2 \pm 4.8$	4

\*N é o número de pontos utilizados no ajuste

Heiles podem ser consideradas fisicamente próximas o suficiente de  $\alpha$  Ara (entre  $\pm 30$  pc e dentro de  $3^\circ$  de separação), e possuem ângulos de polarização de  $(115 \pm 24)^\circ$  e  $(169 \pm 30)^\circ$ , e porcentagens  $< 0.04\%$ . Já nossa estimativa se baseia em sete estrelas dentro dessas condições (na verdade a separação angular máxima é de praticamente metade desse valor,  $1.7^\circ$ ) que foram observadas com alta precisão.

O caso de  $\alpha$  Ara exemplifica como é importante utilizar estrelas de campo que estejam de fato próximas à Be de referência, sob o risco da PI calculada estar associada a outra região.

### 6.3.3 Grupo 3

Exemplos de estrelas com o campo bastante inhomogêneo são  $\omega$  Ori,  $\delta$  Sco e  $\chi$  Oph (figura 6.7). Os apêndices I.4, I.16 e I.17 apresentam as informações completas desses

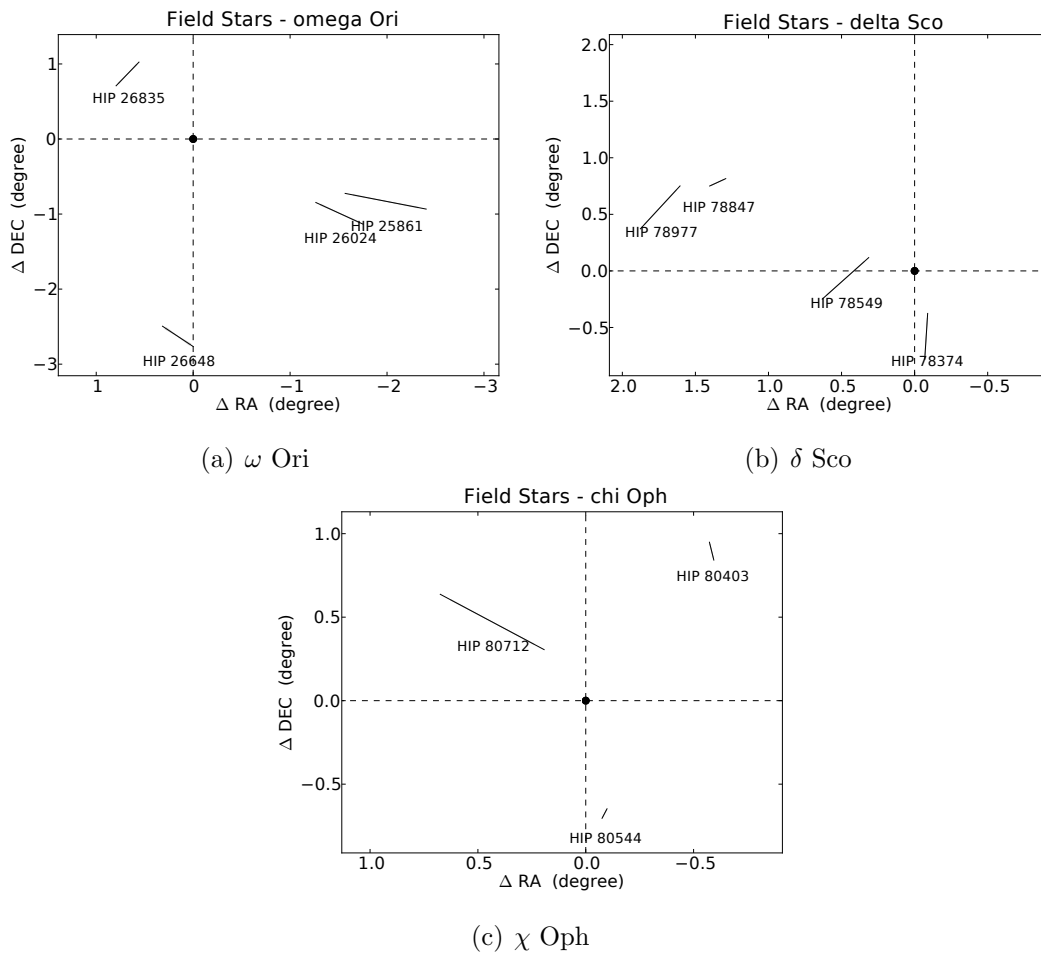


Figura 6.7: Campos inhomogêneos das estrelas  $\omega$  Ori,  $\delta$  Sco e  $\chi$  Oph. Mesma descrição da figura 6.2.

---

campos. Nestes casos, na pior das hipóteses, a média das polarizações das estrelas de campo fornecerá uma estimativa, ainda que grosseira, da PI. Essa estimativa pode ser refinada ou verificada caso outras informações (como o ângulo da polarização intrínseca) sejam conhecidas.





## Conclusões e perspectivas

Neste trabalho apresentamos o resultado de dez anos de monitoramento polarimétrico de estrelas Be e observações de estrelas de campo no Observatório Pico dos Dias (OPD). Dado o imenso volume de dados, foram desenvolvidos os módulos Python *poltools*, para o processo de curadoria dos dados, e *fieldstars*, para as tarefas envolvendo as estrelas de campo. A implementação desses módulos permite que qualquer noite futura do projeto de monitoramento possa ser reduzida e imediatamente adicionada ao banco de dados.

As principais rotinas do *poltools* podem ser executadas em uma interface web, a partir da varredura do banco de dados em um servidor *online*.<sup>1</sup> Esta ferramenta, POLT WEB, permite que qualquer colaborador possa extrair as informações das 73 estrelas Be observadas em nosso banco de dados tanto em tabela, quando na forma de gráficos exibidos na própria página. Um objetivo de longo prazo é fornecer os dados também em formato de tabela VO, e de integrar os dados de outros *surveys* polarimétricos, tais como os do espectropolarímetro HPOL<sup>2</sup>.

O catálogo produzido por este trabalho tem potencial de ser usado em inúmeros trabalhos futuros do grupo Beacon e de demais colaboradores, já que a polarimetria fornece informações cruciais sobre os discos das estrelas Be, objeto principal de estudo do grupo. Até o momento, inclusive, os dados de 48 Lib e  $\delta$  Sco já foram usados em três artigos, o primeiro já publicado, o outro já aceito para publicação e o terceiro em fase final de redação.

Nos capítulos 5 e 6 foram apresentadas análises preliminares dos dados. Foi determinada a direção da polarização intrínseca de 11 estrelas Be, antes mesmo de se conhecer a

---

<sup>1</sup>Em <http://beacon.iag.usp.br>.

<sup>2</sup><http://www.sal.wisc.edu/HPOL>.

componente interestelar em suas polarizações, analisando apenas a direção da sua variabilidade no espaço  $QU$  de Stokes. No geral, esses valores são compatíveis filtro a filtro e concordam bem com um ângulo de polarização constante no tempo e com os valores publicadas na literatura. Adicionalmente, procuramos pela direção da polarização intrínseca em mais 9 estrelas Be, mas sem que alguma conclusão pudesse ser obtida até o momento.

Por fim, foram ajustadas as funções de Serkowski em todas as estrelas de campo observadas para 28 estrelas Be. Foi apresentada uma análise preliminar de três estrelas Be para as quais suas estrelas de campo forneceram informações robustas e confiáveis a respeito da PI. Adicionalmente, mostramos exemplos de campos inomogêneos, que fornecem informações pouco confiáveis a respeito da PI. Vimos que as estimativas das PI publicadas na literatura que envolvem estrelas de campo muito dispersas das estrelas Be, por vezes, possuem grande incerteza nos parâmetros. Eles podem chegar a ser, inclusive, inconsistentes com os resultados encontrados quando as estrelas de campo consideradas estão fisicamente mais próximas da estrela Be (caso de  $\alpha$  Ara).

Temos três perspectivas a este trabalho:

- concluir a análise da PI para todos os campos observados e publicar os resultados;
- estender a observação de estrelas de campo para as demais estrelas Be do levantamento Beacon;
- adensar as observações dos campos inconclusivos.

Espera-se concluir o primeiro item dentro dos próximos seis meses; os outros dois serão conduzidos ao longo do doutorado, como projeto de longo prazo. Existem dois grandes projetos que deverão auxiliar nestes objetivos. O *survey* polarimétrico SOUTH POL (Magalhães et al., 2012) mapeará a polarização do céu de todo o hemisfério sul (declinação menor que  $-15^\circ$ ). Portanto, será muito importante tanto no complemento polarimétrico dos nossos campos atuais, quanto na expansão do projeto às demais estrelas de programa que estejam dentro dessa região, que é o caso da maioria dos nossos alvos. Além disso, com os resultados da missão Gaia, a paralaxe das estrelas serão conhecidas com precisão muito maior: erros de menos de 20 mili-segundos de arco (para as estrelas de até 14 magnitudes), o que equivale a um erro de, no máximo, 5 pc para as estrelas dentro de 500 pc (de Bruijne, 2012). A expectativa, portanto, é de que seja viável determinar as PI também das estrelas mais distantes, além de um refinamento dos nossos campos atuais.

## Referências Bibliográficas

- Baade D., Nonradial Pulsations and the *be* Phenomenon. In *The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics* , vol. 132 of IAU Symposium, 1988, p. 217
- Baade D., Rivinius T., Pigulski A., Carciofi A. C., Martayan C., Moffat A. F. J., Wade G. A., Weiss W. W., Grunhut J., Handler G., Kuschnig R., Mehner A., Pablo H., Popowicz A., Rucinski S., Whittaker G., Short-term variability and mass loss in Be stars. I. BRITE satellite photometry of  $\eta$  and  $\mu$  Centauri, *A&A*, 2016, vol. 588, p. A56
- Bastien P., Drissen L., Menard F., Moffat A. F. J., Robert C., St-Louis N., The variability of polarized standard stars, *AJ*, 1988, vol. 95, p. 900
- Bastien P., Vernet E., Drissen L., Ménard F., Moffat A. F. J., Robert C., St-Louis N., The Variability of Polarized Standard Stars. In *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization* , vol. 364 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 2007, p. 529
- Box G., Tiao G., *Bayesian Inference in Statistical Analysis*. A Wiley-Interscience publication, Wiley, 1992
- Carciofi A. C., *Transporte Radiativo em Envoltórios Circunstelares Usando o Método de Monte Carlo*, Depto. de Astronomia, IAG-USP, São Paulo SP - Brasil, 2001, Tese de Doutorado, 210 p.
- Carciofi A. C., The circumstellar discs of Be stars. In *Active OB Stars: Structure, Evolution, Mass Loss, and Critical Limits* , vol. 272 of IAU Symposium, 2011, p. 325
- Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Otero S. A., Okazaki A. T., Štefl S., Rivinius T., Baade D.,

- Haubois X., The First Determination of the Viscosity Parameter in the Circumstellar Disk of a Be Star, *ApJ*, 2012, vol. 744, p. L15
- Carciofi A. C., Magalhães A. M., Leister N. V., Bjorkman J. E., Levenhagen R. S., Acher-  
nar: Rapid Polarization Variability as Evidence of Photospheric and Circumstellar Ac-  
tivity, *ApJ*, 2007, vol. 671, p. L49
- Carciofi A. C., Miroshnichenko A. S., Kusakin A. V., Bjorkman J. E., Bjorkman K. S.,  
Marang F., Kuratov K. S., García-Lario P., Calderón J. V. P., Fabregat J., Magalhães  
A. M., Properties of the  $\delta$  Scorpii Circumstellar Disk from Continuum Modeling, *ApJ*,  
2006, vol. 652, p. 1617
- Carciofi A. C., Okazaki A. T., Le Bouquin J.-B., Štefl S., Rivinius T., Baade D., Bjorkman  
J. E., Hummel C. A., Cyclic variability of the circumstellar disk of the Be star  $\zeta$  Tauri.  
II. Testing the 2D global disk oscillation model, *A&A*, 2009, vol. 504, p. 915
- Carrasco L., Strom S. E., Strom K. M., Interstellar dust in the Rho Ophiuchi dark cloud.,  
*ApJ*, 1973, vol. 182, p. 95
- Clarke D., Naghizadeh-Khouei J., A reassessment of some polarization standard stars, *AJ*,  
1994, vol. 108, p. 687
- Codina-Landaberry S., Magalhães A. M., On the polarizing interstellar dust, *A&A*, 1976,  
vol. 49, p. 407
- Collins II G. W., The use of terms and definitions in the study of Be stars. In *IAU Colloq.*  
92: Physics of Be Stars , 1987, p. 3
- Cotton D. V., Bailey J., Kedziora-Chudczer L., Bott K., Lucas P. W., Hough J. H.,  
Marshall J. P., The linear polarization of Southern bright stars measured at the parts-  
per-million level, *MNRAS*, 2016, vol. 455, p. 1607
- Coyne G. V., Wavelength dependence of polarization. XXV. Rotation of the position angle  
by the interstellar medium., *AJ*, 1974, vol. 79, p. 565
- de Bruijne J. H. J., Science performance of Gaia, ESA's space-astrometry mission, *Ap&SS*,  
2012, vol. 341, p. 31

- Doazan V., The spheroidal/ellipsoidal, variable mass-loss, decelerated Be star model. In IAU Colloq. 92: Physics of Be Stars , 1987, p. 384
- Domiciano de Souza A., Hadjara M., Vakili F., Bendjoya P., Millour F., Abe L., Carciofi A. C., Faes D. M., Kervella P., Lagarde S., Marconi A., Monin J.-L., Niccolini G., Petrov R. G., Weigelt G., Beyond the diffraction limit of optical/IR interferometers. I. Angular diameter and rotation parameters of Achernar from differential phases, *A&A*, 2012, vol. 545, p. A130
- Domiciano de Souza A., Kervella P., Jankov S., Abe L., Vakili F., di Folco E., Paresce F., The spinning-top Be star Achernar from VLTI-VINCI, *A&A*, 2003, vol. 407, p. L47
- Domiciano de Souza A., Kervella P., Moser Faes D., Dalla Vedova G., Mérand A., Le Bouquin J.-B., Espinosa Lara F., Rieutord M., Bendjoya P., Carciofi A. C., Hadjara M., Millour F., Vakili F., The environment of the fast rotating star Achernar. III. Photospheric parameters revealed by the VLTI, *A&A*, 2014, vol. 569, p. A10
- Draper Z. H., Wisniewski J. P., Bjorkman K. S., Meade M. R., Haubois X., Mota B. C., Carciofi A. C., Bjorkman J. E., Disk-loss and Disk-renewal Phases in Classical Be Stars. II. Contrasting with Stable and Variable Disks, *ApJ*, 2014, vol. 786, p. 120
- Ekström S., Meynet G., Maeder A., Barblan F., Evolution towards the critical limit and the origin of Be stars, *A&A*, 2008, vol. 478, p. 467
- Faes D. M., An interferometric view of hot star disks, IAG-Universidade de Sao Paulo (Brazil), Lagrange-Universite de Nice (France) ;EMAIL;dmfaes@gmail.com;/EMAIL;, 2015, Tese de Doutorado
- Feinstein A., Be stars with large magnitude changes., *PASP*, 1975, vol. 87, p. 603
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., emcee: The MCMC Hammer, *PASP*, 2013, vol. 125, p. 306
- Frémat Y., Zorec J., Hubert A.-M., Floquet M., Effects of gravitational darkening on the determination of fundamental parameters in fast-rotating B-type stars, *A&A*, 2005, vol. 440, p. 305

- Georgy C., Ekström S., Granada A., Meynet G., Mowlavi N., Eggenberger P., Maeder A., Populations of rotating stars. I. Models from 1.7 to 15  $M_{\odot}$  at  $Z = 0.014$ , 0.006, and 0.002 with  $\Omega/\Omega_{crit}$  between 0 and 1, *A&A*, 2013, vol. 553, p. A24
- Gil-Hutton R., Benavidez P., Southern stars that can be used as unpolarized standards, *MNRAS*, 2003, vol. 345, p. 97
- Hall J. S., Observations of the Polarized Light from Stars, *Science*, 1949, vol. 109, p. 166
- Hamaker J. P., Bregman J. D., Understanding radio polarimetry. III. Interpreting the IAU/IEEE definitions of the Stokes parameters, *A&AS*, 1996, vol. 117, p. 161
- Haubois X., Carciofi A. C., Rivinius T., Okazaki A. T., Bjorkman J. E., Dynamical Evolution of Viscous Disks around Be Stars. I. Photometry, *ApJ*, 2012, vol. 756, p. 156
- Haubois X., Mota B. C., Carciofi A. C., Draper Z. H., Wisniewski J. P., Bednarski D., Rivinius T., Dynamical Evolution of Viscous Disks around Be Stars. II. Polarimetry, *ApJ*, 2014, vol. 785, p. 12
- Haverkorn M., Magnetic Fields in the Milky Way. In *Magnetic Fields in Diffuse Media*, vol. 407 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2015, p. 483
- Hecht E., Note on an Operational Definition of the Stokes Parameters, *American Journal of Physics*, 1970, vol. 38, p. 1156
- Heiles C., 9286 Stars: An Agglomeration of Stellar Polarization Catalogs, *AJ*, 2000, vol. 119, p. 923
- Hiltner W. A., Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium, *Science*, 1949, vol. 109, p. 165
- Hogg D. W., Bovy J., Lang D., Data analysis recipes: Fitting a model to data, *ArXiv e-prints*, 2010
- Kemp J. C., Henson G. D., Steiner C. T., Powell E. R., The optical polarization of the sun measured at a sensitivity of parts in ten million, *Nature*, 1987, vol. 326, p. 270
- Kepler S. O., Saraiva M. F., *Astronomia & Astrofísica*. Livraria da Física, 2014

- 
- Lamers H. J. G. L. M., Zickgraf F.-J., de Winter D., Houziaux L., Zorec J., An improved classification of B[e]-type stars, *A&A*, 1998, vol. 340, p. 117
- Lazarian A., Magnetic Fields via Polarimetry: Progress of Grain Alignment Theory, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 2003, vol. 79, p. 881
- Lee U., Osaki Y., Saio H., Viscous excretion discs around Be stars, *MNRAS*, 1991, vol. 250, p. 432
- Lobo-Gomes A., A Estrutura do Campo Magnético da Pequena Nuvem de Magalhães, Depto. de Astronomia, IAG-USP, São Paulo SP - Brasil, 2012, Dissertação de Mestrado
- Maeder A., Grebel E. K., Mermilliod J.-C., Differences in the fractions of Be stars in galaxies, *A&A*, 1999, vol. 346, p. 459
- Magalhães A. M., Circumstellar Matter Studied with Polarimetry. In *Circumstellar Dynamics at High Resolution* , vol. 464 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2012, p. 25
- Magalhães A. M., de Oliveira C. M., Carciofi A., Costa R., dal Pino E. M. G., Diaz M., Ferrari T., Fernandez C., Lobo-Gomes A., Marrara L., Pereyra A., Ribeiro N. L., Rodrigues C. V., Rubinho M. S., Seriacopi D. B., Taylor K., South Pol: Revealing the polarized southern sky. In *American Institute of Physics Conference Series* , vol. 1429 of *American Institute of Physics Conference Series*, 2012, p. 244
- Magalhães A. M., Rodrigues C. V., Margoniner V. E., Pereyra A., Heathcote S., High Precision CCD Imaging Polarimetry. In *Polarimetry of the Interstellar Medium* , vol. 97 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1996, p. 118
- Maier D., Tenzer C., Santangelo A., Point and Interval Estimation on the Degree and the Angle of Polarization: A Bayesian Approach, *PASP*, 2014, vol. 126, p. 459
- Markovsky I., Van Huffel S., Overview of Total Least-squares Methods, *Signal Process.*, 2007, vol. 87, p. 2283
- Martayan C., Frémat Y., Hubert A.-M., Floquet M., Zorec J., Neiner C., Effects of metallicity, star-formation conditions, and evolution in B and Be stars. II. Small Magellanic Cloud, field of NGC 330, *A&A*, 2007, vol. 462, p. 683

- McDavid D., Multicolor polarimetry of selected Be stars: 1990-93, *PASP*, 1994, vol. 106, p. 949
- McDavid D., Multicolor Polarimetry of Selected BE Stars: 1995-1998, *PASP*, 1999, vol. 111, p. 494
- McLean I. S., Interpretation of the intrinsic polarizations of early-type emission-line stars, *MNRAS*, 1979, vol. 186, p. 265
- McLean I. S., Brown J. C., Polarisation by Thomson scattering in optically thin stellar envelopes. III. A statistical study of the oblateness and rotation of Be star envelopes., *A&A*, 1978, vol. 69, p. 291
- McLean I. S., Clarke D., Separation of the intrinsic and interstellar linear polarization components of southern hemisphere early-type emission-line stars, *MNRAS*, 1979, vol. 186, p. 245
- Meilland A., Millour F., Kanaan S., Stee P., Petrov R., Hofmann K.-H., Natta A., Perraut K., First spectro-interferometric survey of Be stars. I. Observations and constraints on the disk geometry and kinematics, *A&A*, 2012, vol. 538, p. A110
- Meilland A., Stee P., Spang A., Malbet F., Massi F., Schertl D., The binary Be star  $\delta$  Scorpii at high spectral and spatial resolution. II. The circumstellar disk evolution after the periastron, *A&A*, 2013, vol. 550, p. L5
- Meilland A., Stee P., Vannier M., Millour F., Domiciano de Souza A., Malbet F., Martayan C., Paresce F., Petrov R. G., Richichi A., Spang A., First direct detection of a Keplerian rotating disk around the Be star  $\alpha$  Arae using AMBER/VLTI, *A&A*, 2007, vol. 464, p. 59
- Mennickent R. E., Vogt N., Sterken C., Long-term photometry of Be stars. I. Fading events and variations on time scales of years., *A&AS*, 1994, vol. 108
- Meynet G., Maeder A., Stellar evolution with rotation. V. Changes in all the outputs of massive star models, *A&A*, 2000, vol. 361, p. 101



- Miroshnichenko A. S., Bjorkman K. S., Morrison N. D., Wisniewski J. P., Manset N., Levato H., Grosso M., Pollmann E., Buil C., Knauth D. C., Spectroscopy of the growing circumstellar disk in the delta Scorpii Be binary, *A&A*, 2003, vol. 408, p. 305
- Okazaki A. T., Long-term V/R variations of Be stars due to global one-armed oscillations of equatorial disks, *PASJ*, 1991, vol. 43, p. 75
- Pereyra A., Dust and Magnetic Field in Dense Regions of the Interstellar Medium, Depto. de Astronomia, IAG-USP, São Paulo SP - Brasil, 2000, Tese de Doutorado
- Pickles A. J., A Stellar Spectral Flux Library: 1150-25000 Å, *PASP*, 1998, vol. 110, p. 863
- Poeckert R., Bastien P., Landstreet J. D., Intrinsic polarization of Be stars, *AJ*, 1979, vol. 84, p. 812
- Porter J. M., Rivinius T., Classical Be Stars, *PASP*, 2003, vol. 115, p. 1153
- Quirrenbach A., Bjorkman K. S., Bjorkman J. E., Hummel C. A., Buscher D. F., Armstrong J. T., Mozurkewich D., Elias II N. M., Babler B. L., Constraints on the Geometry of Circumstellar Envelopes: Optical Interferometric and Spectropolarimetric Observations of Seven Be Stars, *ApJ*, 1997, vol. 479, p. 477
- Ribeiro N. L., A Estrutura do Campo Magnético na Nuvem de Musca, Depto. de Astronomia, IAG-USP, São Paulo SP - Brasil, 2013, Dissertação de Mestrado
- Rivinius T., Baade D., Štefl S., Non-radially pulsating Be stars, *A&A*, 2003, vol. 411, p. 229
- Rivinius T., Carciofi A. C., Martayan C., Classical Be stars. Rapidly rotating B stars with viscous Keplerian decretion disks, *A&A Rev.*, 2013, vol. 21, p. 69
- Rivinius T., Štefl S., Baade D., Bright Be-shell stars, *A&A*, 2006, vol. 459, p. 137
- Rivinius T., Štefl S., Baade D., Carciofi A. C., Otero S. A., Bednarski D., et al., The circumstellar environment of the Be binary  $\delta$  Sco I: From periastron 2000 to pre-periastron 2010, em preparação
- Rodrigues C. V., Poeira Interestelar na Pequena Nuvem de Magalhães, Depto. de Astronomia, IAG-USP, São Paulo SP - Brasil, 1992, Dissertação de Mestrado

- Rybicki G., Lightman A., Radiative Processes in Astrophysics. Physics textbook, Wiley, 2008
- Secchi A., Schreiben des Herrn Prof. Secchi, Directors der Sternwarte des Collegio Romano, an den Herausgeber, *Astronomische Nachrichten*, 1866, vol. 68, p. 63
- Serkowski K., Interstellar Polarization (review). In *Interstellar Dust and Related Topics*, vol. 52 of IAU Symposium, 1973, p. 145
- Serkowski K., , 1974 Polarization techniques. pp 361–414
- Serkowski K., Mathewson D. S., Ford V. L., Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction, *ApJ*, 1975, vol. 196, p. 261
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., Black holes in binary systems. Observational appearance., *A&A*, 1973, vol. 24, p. 337
- Silaj J., Jones C. E., Carciofi A. C., Escolano C., Okazaki A. T., Tycner C., Rivinius T., Klement R., Bednarski D., Investigating the Circumstellar Disk of the Be Shell Star 48 Librae, submetido
- Simmons J. F. L., Stewart B. G., Point and interval estimation of the true unbiased degree of linear polarization in the presence of low signal-to-noise ratios, *A&A*, 1985, vol. 142, p. 100
- Sterken C., Vogt N., Mennickent R. E., Long-term photometry of Be stars. II. Periodic variations on time scales of days to months., *A&A*, 1996, vol. 311, p. 579
- Stokes G. G., On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, 1851, vol. 9, p. 399
- Struve O., On the Origin of Bright Lines in Spectra of Stars of Class B, *ApJ*, 1931, vol. 73, p. 94
- Tody D., IRAF in the Nineties. In *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, vol. 52 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 1993, p. 173

- Štefl S., Le Bouquin J.-B., Carciofi A. C., Rivinius T., Baade D., Rantakyro F., New activity in the large circumstellar disk of the Be-shell star 48 Librae, *A&A*, 2012, vol. 540, p. A76
- Štefl S., Rivinius T., Carciofi A. C., Le Bouquin J.-B., Baade D., Bjorkman K. S., Hesselbach E., Hummel C. A., Okazaki A. T., Pollmann E., Rantakyro F., Wisniewski J. P., Cyclic variability of the circumstellar disk of the Be star  $\zeta$  Tauri. I. Long-term monitoring observations, *A&A*, 2009, vol. 504, p. 929
- van Leeuwen F., Validation of the new Hipparcos reduction, *A&A*, 2007, vol. 474, p. 653
- Wardle J. F. C., Kronberg P. P., The linear polarization of quasi-stellar radio sources at 3.71 and 11.1 centimeters, *ApJ*, 1974, vol. 194, p. 249
- Wilking B. A., Lebofsky M. J., Rieke G. H., The wavelength dependence of interstellar linear polarization - Stars with extreme values of  $\lambda/\max$ , *AJ*, 1982, vol. 87, p. 695
- Wisniewski J. P., Draper Z. H., Bjorkman K. S., Meade M. R., Bjorkman J. E., Kowalski A. F., Disk-Loss and Disk-Renewal Phases in Classical Be Stars. I. Analysis of Long-Term Spectropolarimetric Data, *ApJ*, 2010, vol. 709, p. 1306
- Wood K., Bjorkman J. E., Whitney B. A., Code A. D., The Effect of Multiple Scattering on the Polarization from Axisymmetric Circumstellar Envelopes. I. Pure Thomson Scattering Envelopes, *ApJ*, 1996, vol. 461, p. 828
- Yudin R. V., Statistical analysis of intrinsic polarization, IR excess and projected rotational velocity distributions of classical Be stars, *A&A*, 2001, vol. 368, p. 912
- Zivot E., , 2009 Maximum Likelihood Estimation. <http://faculty.washington.edu/ezivot/econ583/mleLectures.pdf>. Acessado em 30/04/2016.
- Zorec J., Frémat Y., Cidale L., On the evolutionary status of Be stars. I. Field Be stars near the Sun, *A&A*, 2005, vol. 441, p. 235



# Apêndices



# Apêndice A

## Lista de estrelas Be

Tabela A.1 - Lista de estrelas Be.

Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	U <sup>(a)</sup>	B <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sigla <sup>(b)</sup>	N <sub>obs</sub> <sup>(c)</sup>
$\alpha$ Eri	10144	01 37 42.84	-57 14 12.31	B6Vpe	-0.36	0.30	0.46	aeri	395
$\eta$ Tau	23630	03 47 29.08	+24 06 18.49	B7III	2.44	2.78	2.87	etau	8
28 Tau	23862	03 49 11.21	+24 08 12.16	B8Vne	4.73	5.01	5.09	28tau	47
228 Eri	28497	04 29 06.92	-13 02 54.12	B2(V)ne	4.45	5.23	5.41	228eri	21
56 Eri	30076	04 44 05.32	-08 30 12.84	B2(V)nne	4.97	5.75	5.81	56eri	4
$\lambda$ Eri	33328	05 09 08.78	-08 45 14.69	B2IVne	3.17	4.07	4.27	leri	21
HD 35502	35502	05 25 01.20	-02 48 55.69	B8II	6.76	7.30	7.34	h35502	4
$\delta$ Ori C	36485	05 32 00.41	+00 17 04.38	B2Vsn	5.97	6.67	6.83	dori	21
$\theta^1$ Ori C	37022	05 35 16.46	-05 23 22.85	O7V	4.20	5.15	5.13	tori	13
$\zeta$ Tau	37202	05 37 38.69	+21 08 33.16	B1IVe	2.22	2.84	3.03	zttau	43
$\sigma$ Ori E	37479	05 38 47.19	-02 35 40.54	B2IV-Vp	5.66	6.50	6.61	sori	65
$\omega$ Ori	37490	05 39 11.15	+04 07 17.28	B3Ve	3.73	4.48	4.59	oori	9
$\alpha$ Col	37795	05 39 38.94	-34 04 26.80	B9Ve	2.10	2.53	2.65	acol	43
HD 37776	37776	05 40 56.37	-01 30 25.86	B2V	5.96	6.82	6.96	h37776	7
HR 2142	41335	06 04 13.50	-06 42 32.18	B3/5Vnne	4.31	5.14	5.21	hr2142	4
$\theta$ Col	42167	06 07 31.63	-37 15 10.51	B(8)IV	—	4.90	4.99	tcol	4
HESS J0632+057	259440	06 32 59.25	+05 48 01.18	B0pe	9.17	9.58	9.12	hess	5
10 CMa	48917	06 44 28.47	-31 04 13.89	B2V	4.18	5.08	5.17	10cma	4
$\kappa$ CMa	50013	06 49 50.46	-32 30 30.52	B1.5Ve	2.73	3.68	3.89	kcma	17
28 CMa	56139	07 14 48.65	-26 46 21.61	B2IV-Ve	2.90	3.64	3.82	28cma	133
HD 57682	57682	07 22 02.05	-08 58 45.77	O9.5IV	5.20	6.24	6.43	h57682	3
$\beta$ CMi	58715	07 27 09.04	+08 17 21.54	B8Ve	2.52	2.80	2.89	bcmi	28
HD 61556	61556	07 38 49.87	-26 48 13.80	B5IV	—	4.26	4.43	h61556	4
$o$ Pup	63462	07 48 05.17	-25 56 13.81	B1IVe	3.42	4.43	4.49	opup	32
HD 64740	64740	07 53 03.63	-49 36 46.95	B2V	3.48	4.40	4.63	h64740	7
f Car	75311	08 46 42.55	-56 46 11.19	B3V(n)	3.58	4.31	4.49	fcar	4
HR 4009	88661	10 11 46.46	-58 03 37.96	B5Vne	4.77	5.66	5.75	hr4009	10
$\omega$ Car	89080	10 13 44.22	-70 02 16.46	B8IIIe	2.92	3.25	3.33	ocar	28
HR 4074	89890	10 20 54.90	-56 02 35.94	B5II	3.80	4.38	4.50	hr4074	5

Tabela A.1 - Continuação.

Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	U <sup>(a)</sup>	B <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sigla <sup>(b)</sup>	N <sub>obs</sub> <sup>(c)</sup>
p Car	91465	10 32 01.46	-61 41 07.20	B4Vne	2.46	3.18	3.27	pcar	15
HR 4221	93563	10 46 57.47	-56 45 25.89	B8/9III	4.82	5.15	5.23	hr4221	5
GG Car	94878	10 55 58.92	-60 23 33.45	B0/2eq	8.67	9.37	8.70	ggcar	14
AG Car	94910	10 56 11.58	-60 27 12.80	WN11h	7.00	7.57	6.96	agcar	20
HD 96446	96446	11 06 05.82	-59 56 59.56	B2IIp	5.81	6.57	6.69	h96446	6
δ Cen	105435	12 08 21.50	-50 43 20.74	B2Vne	1.51	2.39	2.52	dcen	11
39 Cru	110335	12 41 56.57	-59 41 08.95	B5III	4.55	4.91	4.94	39cru	17
BZ Cru	110432	12 42 50.27	-63 03 31.05	B0.5IVpe	4.79	5.58	5.31	bzcru	55
λ Cru	112078	12 54 39.18	-59 08 48.12	B3Vne	3.86	4.46	4.60	lcru	9
GX 304-1	—	13 01 17.10	-61 36 06.60	B2Vne	—	15.6	13.4	gx304	2
PSR B1259-63	—	13 02 47.66	-63 50 8.67	O9.5Ve	10.34	10.68	10.08	psrb12	22
μ Cen	120324	13 49 36.99	-42 28 25.43	B2Vnpe	2.37	3.27	3.43	mcen	75
HR 5223	120991	13 53 57.24	-47 07 41.39	B2Ve	5.11	6.03	6.10	hr5223	9
σ Lup	127381	14 32 37.06	-50 27 25.77	B1/B2V	3.39	4.25	4.42	slup	21
η Cen	127972	14 35 30.42	-42 09 28.17	B2Ve	1.30	2.12	2.31	ecen	35
κ Lup	134481	15 11 56.07	-48 44 16.17	B9.5Vne	3.55	3.67	3.70	klup	13
μ Lup	135734	15 18 32.02	-47 52 31.00	B8Ve	3.82	4.18	4.27	mlup	12
HR 5781	138769	15 35 53.25	-44 57 30.20	B3V	3.68	4.36	4.54	hr5781	20
HR 5907	142184	15 53 55.86	-23 58 41.15	B2V	4.77	5.36	5.40	hr5907	169
48 Lib	142983	15 58 11.37	-14 16 45.69	B8Ia/Iab	4.61	4.77	4.87	48lib	95
δ Sco	143275	16 00 20.00	-22 37 18.14	B0.3IV	1.30	2.20	2.32	dsco	246
χ Oph	148184	16 27 01.43	-18 27 22.49	B2Vne	3.95	4.71	4.43	coph	26
HD 148937	148937	16 33 52.39	-48 06 40.48	O6f	6.49	7.12	6.71	h148937	23
τ Sco	149438	16 35 52.95	-28 12 57.66	B0.2V	1.55	2.56	2.81	tsco	38
ζ Oph	149757	16 37 09.54	-10 34 01.53	O9.2IV	1.73	2.58	2.56	zoph	11
ι Ara	157042	17 23 16.08	-47 28 05.51	B2(V)nne	4.32	5.14	5.25	iarara	44
γ Ara	157246	17 25 23.66	-56 22 39.81	B1Ib	2.25	3.21	3.34	gara	35
51 Oph	158643	17 31 24.95	-23 57 45.51	A0V	4.75	4.81	4.81	51oph	40
α Ara	158427	17 31 50.49	-49 52 34.12	B2Vne	2.09	2.78	2.95	aara	121
66 Oph	164284	18 00 15.80	+04 22 07.02	B2Ve	3.77	4.58	4.60	66oph	4
λ Pav	173948	18 52 13.03	-62 11 15.33	B2Ve	3.19	4.06	4.21	lpav	93
HR 7355	182180	19 24 30.18	-27 51 57.40	B2Vnn	5.22	5.91	6.02	hr7355	139
HD 184279	184279	19 33 36.92	+03 45 40.78	B0V	6.63	6.98	6.98	h184279	4
HD 191612	191612	20 09 28.61	+35 44 01.29	O8fpe	7.40	8.07	7.80	h191612	8
ε Cap	205637	21 37 04.83	-19 27 57.65	B3V	3.69	4.35	4.55	ecap	36
η PsA	209014	22 00 50.23	-28 27 13.46	B8/9V+B8/9	4.96	5.53	5.62	etpsa	16
o Aqr	209409	22 03 18.84	-02 09 19.31	B7IVe	4.22	4.64	4.69	oaqr	137
HR 8408	209522	22 04 36.77	-26 49 20.50	B4IVe	5.16	5.80	5.95	hr8408	9
31 Peg	212076	22 21 31.07	+12 12 18.66	B2IV-Ve	4.08	4.89	4.99	31peg	16
π Aqr	212571	22 25 16.62	+01 22 38.63	B1III-IVe	3.64	4.60	4.64	paqr	133
ε PsA	214748	22 40 39.34	-27 02 37.02	B8Ve	3.69	4.09	4.18	eppsa	20
β Psc	217891	23 03 52.61	+03 49 12.17	B6Ve	3.90	4.40	4.52	bpsc	28



Tabela A.1 - Continuação.

Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	U <sup>(a)</sup>	B <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sigla <sup>(b)</sup>	N <sub>obs</sub> <sup>(c)</sup>
$\psi^2$ Aqr	219688	23 17 54.21	-09 10 57.07	B7/8V	3.72	4.26	4.40	psaqr	9
$\epsilon$ Tuc	224686	23 59 54.98	-65 34 37.68	B8V	4.12	4.38	4.47	etuc	34

<sup>(a)</sup> Informações retiradas do Simbad (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>). Estrelas Be têm magnitude variável, além do tipo espectral da estrela central ser, por vezes, de difícil caracterização;

<sup>(b)</sup> Sigla da estrela na nossa nomenclatura abreviada;

<sup>(c)</sup> Número de séries observacionais obtidas no OPD entre 2006 e 2015.



## Cálculo dos comprimentos de onda efetivos dos filtros UBVRI

Ao usarmos filtros de banda larga UBVRI precisamos caracterizar a observação em todo um intervalo de comprimento de onda como se fosse em um único comprimento efetivo  $\lambda_{\text{ef}}$ . Os  $\lambda_{\text{ef}}$  são particularmente importantes nos ajustes de funções de Serkowski das estrelas de campo (equação 2.11). Definimos o comprimento de onda efetivo como a média ponderada pelo número de contagens  $N(\lambda)$  registradas pelo CCD:

$$\lambda_{\text{ef}} = \frac{\int_0^{\infty} N(\lambda)\lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} N(\lambda)d\lambda} . \quad (\text{B.1})$$

As contagens dependem propriamente de diversos fatores: número de fótons que chega na atmosfera por segundo, extinção atmosférica, curva de resposta do CCD, curva de transmitância do filtro. Em termos do fluxo de energia da estrela  $F_{\lambda}(\lambda)$ , podemos escrever  $N(\lambda) \propto F_{\lambda}(\lambda)\lambda\Phi(\lambda)$ , já que  $F_{\lambda}(\lambda)\lambda$  é proporcional ao número de fótons de comprimento de onda associado  $\lambda$  que chega no espelho, sendo  $\Phi(\lambda)$  a função-resposta normalizada do instrumento – que nada mais é do que o produto das curvas de eficiência quântica do CCD e de transmitância do filtro, variando de 0 a 1, a depender da porcentagem dos fótons que incidem no telescópio por comprimento de onda que é efetivamente registrado pelo CCD. Assim reescrevemos a equação B.1 como

$$\lambda_{\text{ef}} = \frac{\int_0^{\infty} F_{\lambda}(\lambda)\Phi(\lambda)\lambda^2 d\lambda}{\int_0^{\infty} F_{\lambda}(\lambda)\Phi(\lambda)\lambda d\lambda} . \quad (\text{B.2})$$

As influências que a dependência da polarização do alvo com o comprimento de onda possam ter sobre o comprimento de onda efetivo foram desconsideradas devido à complexidade que seria adicionada. Isso é equivalente a considerar que dentro de uma banda espectral, a polarização se mantém aproximadamente constante.

### B.1 Cálculos dos $\lambda_{ef}$

Conhecendo a função-resposta dos instrumentos do Observatório Pico dos Dias (OPD), podemos calcular previamente a integral da equação (B.2) usando os espectros típicos de estrelas de diversos tipos – de M a O, da sequência principal às supergigantes; esse cálculo, entretanto, envolve um processamento numérico.

Os espectros que fornecem  $F_\lambda(\lambda)$  foram retirados da biblioteca de Pickles (1998), que compila publicações de estrelas de 131 tipos espectrais (entre M6 e O5, classes I a V e ricas e pobres em metais), com resolução de  $5\text{\AA}$ . As curvas da eficiência quântica dos CCD da tabela 3.1 e da transmitância dos filtros foram fornecidas pelos fabricantes dos CCD e pelo OPD. A atmosfera é desconsiderada por ora, para ser simplificada mais a frente.

A equação (B.2), então, é integrada numericamente em passos de  $5\text{\AA}$ , interpolando os valores das tabelas do CCD e do filtro em cada passo (pois têm resolução menor do que  $5\text{\AA}$ ). Como exemplo, a figura B.1 mostra as curvas que compõem a função-resposta do CCD iXon no filtro B, mais o espectro de uma estrela tipo G8IV e como ele é registrado em razão da resposta; o comprimento de onda  $\lambda_{ef}$  também é indicado.

Ao invés de relacionar um valor de  $\lambda_{ef}$  por tipo espectral e filtros, é conveniente apre-

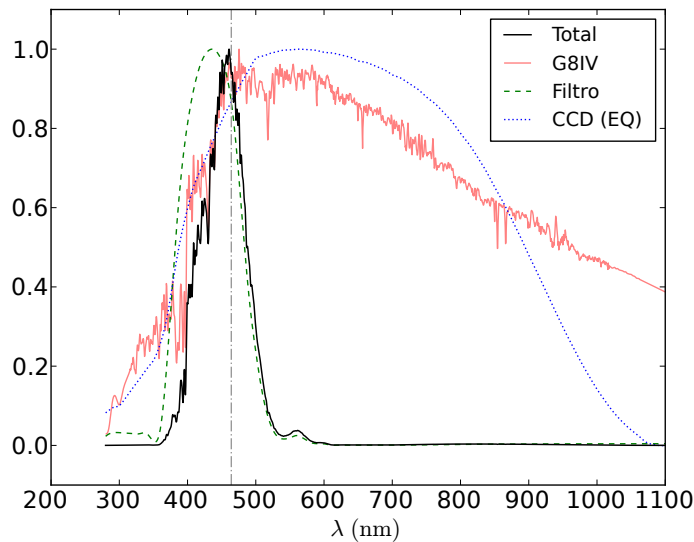


Figura B.1: Curvas, normalizadas pelo máximo, da eficiência quântica do CCD iXon e da transmitância do filtro B (que compõem a função-resposta do instrumento) e do fluxo de uma estrela tipo G8IV; a composição gera a curva preta, que é a distribuição de energia tal como é recebida pelo CCD. A reta vertical indica o valor calculado para  $\lambda_{ef}$  nesse caso, que está mais para o vermelho porque comprimentos de onda maiores têm peso maior na integral da equação (B.2).

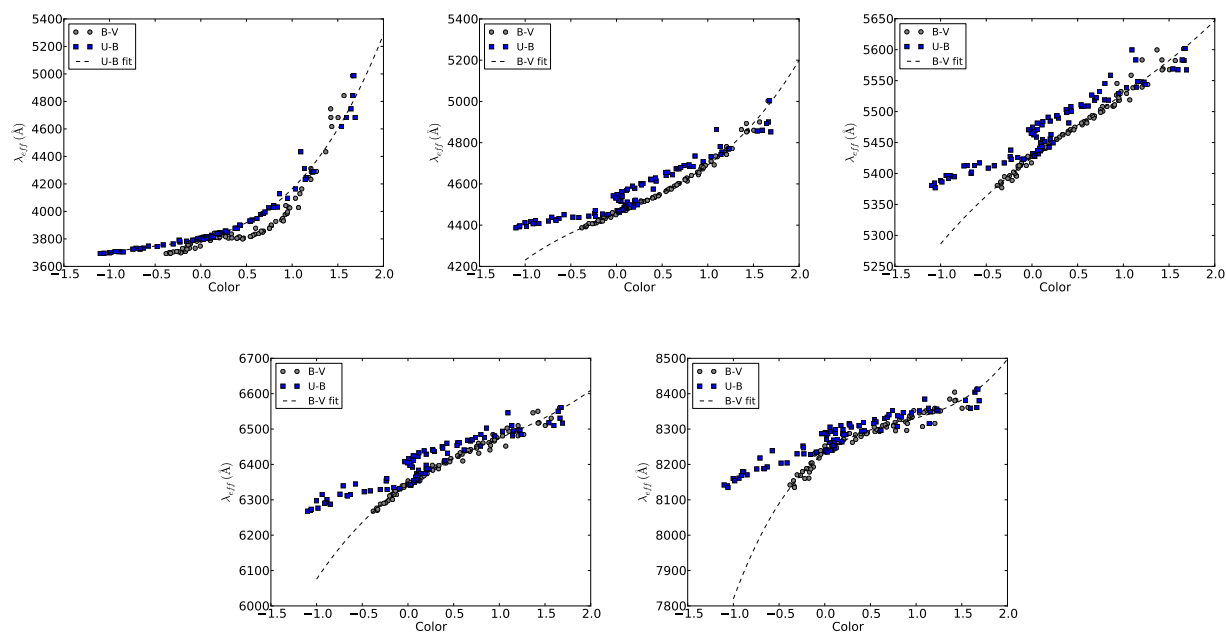


Figura B.2: Dependência do comprimento de onda efetivo ( $\lambda_{ef}$ ) com os índices de cor  $U - B$  e  $B - V$  nos cinco filtros, usando como detector o CCD iXon. Da esquerda para direita: filtros UBV (acima) e RI (abaixo). Os pontos são os valores calculados para as estrelas dos diversos tipos espectrais de M a O e as curvas são os ajustes da tabela B.1.

sentá-los como função do índice de cor, porque mesmo estrelas de mesmo tipo espectral podem experimentar avermelhamentos distintos, tanto do meio interestelar quanto da atmosfera terrestre, influenciando de maneira diferente seus  $\lambda_{ef}$ . A figura B.2 apresenta a dependência dos  $\lambda_{ef}$  recém calculados para o CCD iXon com os índices  $U - B$  e  $B - V$  associados aos espectros de Pickles (op. cit.) (foram excluídas as estrelas tipo M mais tardias, pois as linhas moleculares influenciavam significativamente nos valores de  $\lambda_{ef}$ ).

Uma curva do tipo cúbica,  $\lambda_{ef} = \lambda_0 + k_1(B - V) + k_2(B - V)^2 + k_3(B - V)^3$ , foi ajustada para os filtros BVRI; para o filtro U, o mesmo ajuste foi feito usando o índice de cor  $U - B$ . Os resultados para cada CCD estão na tabela B.1. Com os valores da tabela é possível calcular  $\lambda_{ef}$  em qualquer filtro, para qualquer estrela observada, a partir de seu índice de cor.

Tabela B.1 - Coeficientes do ajuste  $\lambda_{\text{ef}} = \lambda_0 + k_1(B - V) + k_2(B - V)^2 + k_3(B - V)^3$  para os CCD iXon, iKon e 301. No caso do filtro U, o índice de cor utilizado é o U-B.

Filtro	CCD	$\lambda_0$	$k_1$	$k_2$	$k_3$
U	iXon/iKon	$3800.2 \pm 5.8$	$149.7 \pm 12.2$	$131.6 \pm 10.4$	$82.8 \pm 9.7$
	301	$3778.5 \pm 3.8$	$67.8 \pm 8.1$	$57.9 \pm 6.9$	$70.0 \pm 6.4$
B	iXon/iKon	$4458.9 \pm 1.7$	$185.2 \pm 6.0$	$2.1 \pm 13.8$	$45.3 \pm 7.4$
	301	$4393.4 \pm 1.5$	$182.6 \pm 5.3$	$2.5 \pm 12.0$	$38.0 \pm 6.4$
V	iXon/iKon	$5425.3 \pm 1.4$	$112.4 \pm 4.8$	$-18.0 \pm 10.9$	$8.6 \pm 5.8$
	301	$5398.3 \pm 1.4$	$131.1 \pm 5.1$	$-38.8 \pm 11.6$	$16.3 \pm 6.2$
R	iXon/iKon	$6344.0 \pm 1.6$	$175.3 \pm 5.6$	$-69.1 \pm 12.9$	$23.9 \pm 6.9$
	301	$6335.7 \pm 1.7$	$218.7 \pm 5.9$	$-113.6 \pm 13.5$	$39.3 \pm 7.2$
I	iXon/iKon	$8232.7 \pm 2.2$	$192.2 \pm 7.7$	$-157.1 \pm 17.6$	$63.6 \pm 9.4$
	301	$8175.5 \pm 2.2$	$205.4 \pm 7.7$	$-174.3 \pm 17.5$	$69.0 \pm 9.3$

## B.2 Avermelhamento atmosférico

A atmosfera não apenas atenua a intensidade incidente, mas o faz a diferentes fatores para comprimentos de ondas diferentes, seguindo a dependência da seção de choque do espalhamento Rayleigh, que é  $\sigma \propto \lambda^{-4}$ . Como resultado, o índice de cor das estrelas é modificado pela atmosfera, a depender ainda da massa de ar.

Como aproximação, se  $F_{B_0}$  e  $F_{V_0}$  são os fluxos da estrela no alto da atmosfera nas bandas B e V, ela os atenuará a  $F_{B_0} \exp(-\tau_B X)$  e  $F_{V_0} \exp(-\tau_V X)$ , respectivamente – sendo  $\tau_B$ ,  $\tau_V$  e  $X$  as profundidades óptica da atmosfera ao zênite nas duas bandas e a massa de ar na direção do objeto. As magnitudes atenuadas serão

$$B = -2.5 \log (F_{B_0} \exp (-\tau_B X)) + c_B = B_0 + 2.5\tau_B X \log(e) \quad , \text{ e}$$

$$V = -2.5 \log (F_{V_0} \exp (-\tau_V X)) + c_V = V_0 + 2.5\tau_V X \log(e) \quad ,$$

onde

$$B_0 = -2.5 \log F_{B_0} + c_B \quad \text{e}$$

$$V_0 = -2.5 \log F_{V_0} + c_V$$

são as magnitudes sem a influência da atmosfera, com  $c_B$  e  $c_V$  sendo as constantes de ponto-zero. Logo, a partir do índice de cor extra-atmosférico  $(B - V)_0$ , o índice de cor

avermelhado fica

$$B - V = (B - V)_0 + 2.5(\tau_B - \tau_V)X \log(e) , \quad (\text{B.3})$$

e da mesma maneira, chega-se a uma equação análoga para  $U - B$ . Para uma altitude de dois mil metros (aproximadamente a do OPD), as profundidades ópticas admitidas são  $\tau_U = 1.36$ ,  $\tau_B = 0.52$  e  $\tau_V = 0.37$  (valores retirados de Kepler e Saraiva, 2014).

Para simplificação da influência da atmosfera, podemos usar o índice de cor calculado pela equação (B.3) nas funções  $\lambda_{\text{ef}}(U - B)$  e  $\lambda_{\text{ef}}(B - V)$  ajustadas (cujos parâmetros foram mostrados na tabela B.1) para o cálculo do  $\lambda_{\text{ef}}$  em uma dada observação.





## Apêndice C

---

### Estrelas padrão polarizadas

Tabela C.1 - Lista de estrelas padrão polarizadas.

Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	$\theta_B$ <sup>(b)</sup>	$\theta_V$ <sup>(b)</sup>	$\theta_R$ <sup>(b)</sup>	$\theta_I$ <sup>(b)</sup>	Var? <sup>(c)</sup>
HD 23512	23512	03 46 34.20	+23 37 26.51	A0V...	8.09	30.30 ± 0.14	29.90 ± 0.13	29.60 ± 0.25	29.30 ± 0.40	N?
HD 283812	283812	04 44 24.92	+25 31 42.72	A2	9.55	33.30 ± 0.15	31.80 ± 0.15	32.90 ± 0.15	—	—
HD 245310	245310	05 36 23.01	+21 11 11.45	B2:III:nnp	8.96	145.97 ± 0.40	—	—	—	—
$\chi^2$ Ori	41117	06 03 55.18	+20 08 18.43	B2Ia	4.63	172.8	174.9	179.9	177.8	—
HD 251204	251204	06 05 05.67	+23 23 38.54	B0	10.2	—	147.00 ± 0.47	—	—	—
3 Gem	42087	06 09 43.98	+23 06 48.47	B3Ia	5.75	169.8	170.1	170.0	—	—
9 Gem	43384	06 16 58.71	+23 44 27.28	B3Iab	6.25	169.30 ± 0.51	169.80 ± 0.39	170.70 ± 0.30	170.30 ± 0.42	S
HR 3708	80558	09 18 42.36	-51 33 38.34	B6Ia	5.93	162.4	161.8	161.5	161.2	S
HD 298383	298383	09 22 29.77	-52 28 57.27	A0Ib	9.75	147.94	148.61 ± 0.05	148.67	148.61	—
$\iota$ Car	84810	09 45 14.81	-62 30 28.45	G5Iab/b	3.4	—	99.80 ± 0.18	—	—	N
HD 110984	110984	12 46 44.84	-61 11 11.58	BIII/III	9.0	92.05 ± 0.04	91.65 ± 0.04	91.25 ± 0.03	90.82 ± 0.04	—
HD 111579	111579	12 51 03.56	-61 14 37.72	B2Ib/II	9.12	103.40 ± 0.07	103.11 ± 0.06	102.47 ± 0.06	102.00 ± 0.09	—
HR 4876	111613	12 51 17.98	-60 19 47.24	B9.5Iab	5.72	—	80.20 ± 0.08	—	—	S
HD 126593	126593	14 28 50.87	-60 32 25.13	B1/2Ib	8.67	75.27 ± 0.06	75.19 ± 0.07	74.81 ± 0.07	74.39 ± 0.17	—
HD 127769	127769	14 33 35.60	-16 23 36.03	A7V	9.07	—	54.00 ± 0.40	—	—	—
HD 142863	142863	15 57 02.91	-02 59 19.25	A4IV/V	8.98	—	83.70 ± 0.95	—	—	—
$\nu$ Sco	145502	16 11 59.74	-19 27 38.54	B2V	4.0	141.0	140.4	139.7	140.0	—
$\sigma$ Sco	147084	16 20 38.18	-24 10 09.55	A4II/III	4.57	32.85 ± 0.04	32.90 ± 0.06	33.27 ± 0.04	32.92 ± 0.07	S

Tabela C.1 - Continuação.

Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	$\theta_B$ <sup>(b)</sup>	$\theta_V$ <sup>(b)</sup>	$\theta_R$ <sup>(b)</sup>	$\theta_I$ <sup>(b)</sup>	Var? <sup>(c)</sup>
HD 147889	147889	16 25 24.32	-24 27 56.57	B2III/IV	7.9	178.00 ± 1.35	177.00 ± 0.72	176.00 ± 0.65	173.00 ± 0.49	—
HD 155197	155197	17 10 15.75	-04 50 03.67	F0V	9.56	103.10 ± 0.33	102.80 ± 0.15	102.90 ± 0.18	103.20 ± 0.30	—
HD 155528	155528	17 12 19.95	-04 24 09.27	B8Ib/II	9.6	91.24 ± 0.24	92.61 ± 0.37	—	—	—
$\theta$ Sco	159532	17 37 19.13	-42 59 52.18	F1III	1.86	88.90 ± 0.39	88.80 ± 0.47	88.90 ± 0.56	89.90 ± 0.69	S?
HD 160529	160529	17 41 59.03	-33 30 13.71	A3Ia-0	6.66	20.10 ± 0.12	20.40 ± 0.16	20.80 ± 0.04	21.30 ± 0.13	—
HD 161056	161056	17 43 47.02	-07 04 46.59	B3II/III	6.32	66.56 ± 0.42	66.93 ± 0.18	67.33 ± 0.23	67.78 ± 0.24	N?
HD 183143	183143	19 27 26.56	+18 17 45.20	B6Ia	6.86	180.00 ± 0.25	179.00 ± 0.18	178.00 ± 0.20	179.00 ± 0.45	—
HD 185859	185859	19 40 28.32	+20 28 37.48	B0.5Ia	6.52	5.0	4.7	3.0	6.3	S?
$\eta$ Aql	187929	19 52 28.37	+01 00 20.37	F6Iab+B9.8V	3.8	94.4 ± 0.35	93.9 ± 0.20	93.3 ± 0.34	92.6 ± 0.18	N

<sup>(a)</sup> Informações retiradas do Simbad (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>);<sup>(b)</sup>  $\theta$  são os valores dos ângulos de polarização no sistema equatorial em cada um dos filtros BVRI e foram retirados da compilação da página do Grupo de Polarimetria do IAG (ver <http://astroweb.iag.usp.br/~polarimetria/padroes/> para as referências);<sup>(c)</sup> Estrelas com variabilidade polarimétrica estudada por Clarke e Naghizadeh-Khouei (1994) ou Bastien et al. (2007). O valor nas células indicam se esses autores identificaram alguma variabilidade temporal (S, sim; N, não). A interrogação, quando presente, indica a conclusão mais provável.



# Apêndice D

## Estrelas de campo observadas

Tabela D.1 - Lista de estrelas de campo.

	Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sep ang ( <sup>o</sup> ) <sup>(a)</sup>	Dist (pc) <sup>(b)</sup>
$\alpha$ Eri (42.8 $\pm$ 1.0)pc	HIP 7699	10269	01 39 07.62	-56 25 45.74	F5V	7.08	0.8302	47.6 $\pm$ 1.1
	HIP 7387	9896	01 35 15.02	-58 08 22.10	F2V	6.01	0.9610	40.2 $\pm$ 0.4
	HIP 8035	10720	01 43 11.07	-58 00 36.46	K1/K2Vp...	9.29	1.0650	38.3 $\pm$ 2.9
	HIP 7990	10678	01 42 37.01	-58 24 47.33	G6V	8.39	1.3452	44.1 $\pm$ 1.2
	HIP 7091	9424	01 31 22.17	-58 43 11.62	G8V	9.17	1.7052	59.6 $\pm$ 3.7
28 Tau (117.1 $\pm$ 4.2)pc	HIP 17862	23873	03 49 21.75	+24 22 51.43	B9.5V	6.61	0.2476	122.2 $\pm$ 8.8
	HD 23872	23872	03 49 16.80	+24 23 46.08	A2V	7.53	0.2604	79.4 $\pm$ 35.8
	HIP 17791	23763	03 48 30.09	+24 20 43.89	A1V	6.96	0.2609	127.1 $\pm$ 21.3
	HIP 17704	23642	03 47 29.45	+24 17 18.04	A0VpSi+Am	6.81	0.4155	106.2 $\pm$ 8.5
	HIP 17999	24076	03 50 52.43	+23 57 41.31	A2V	6.92	0.4230	100.7 $\pm$ 7.6
	HIP 18046	24118	03 51 25.29	+25 09 46.54	A2V	6.79	1.1450	177.9 $\pm$ 15.8
$\lambda$ Eri (248.8 $\pm$ 11.1)pc	HIP 23916	33224	05 08 20.19	-08 39 55.17	B8III	5.78	0.2190	208.8 $\pm$ 20.5
	BD-08 1038	—	05 08 21.52	-08 39 47.63	K0III-IV	9.70	0.2190	—
	HIP 23493	32468	05 03 01.96	-08 39 47.34	A0	7.12	1.5135	188.3 $\pm$ 24.5
	HIP 23464	32395	05 02 37.89	-08 53 39.16	K0	7.23	1.6155	290.7 $\pm$ 43.1
	HIP 23364	32249	05 01 26.34	-07 10 26.27	B3V	4.81	2.4775	226.8 $\pm$ 11.8
$\omega$ Ori (423.7 $\pm$ 52.1)pc	HIP 26835	37884	05 41 53.61	+04 59 17.46	A5	7.67	1.0985	311.5 $\pm$ 79.6
	HIP 26024	36627	05 33 08.91	+03 07 51.93	B6V	7.56	1.8027	357.1 $\pm$ 89.3
	HIP 25861	36351	05 31 14.53	+03 17 31.67	B1.5V	5.46	2.1483	348.4 $\pm$ 102.0
	HIP 25938	36471	05 32 07.40	+06 02 49.28	B8V	8.70	2.6078	390.6 $\pm$ 160.2
	HIP 26648	37606	05 39 49.09	+01 29 30.21	B8V	6.89	2.6345	393.7 $\pm$ 93.0
$\alpha$ Col (80.1 $\pm$ 2.3)pc	HIP 26810	38077	05 41 35.51	-33 40 39.32	G2V	9.20	0.5656	131.2 $\pm$ 15.7
	HIP 26245	37224	05 35 26.75	-33 16 09.23	F6V	6.76	1.1883	48.9 $\pm$ 1.4
	HIP 26948	38298	05 43 04.87	-35 16 01.95	G2/G3V	9.59	1.3860	118.1 $\pm$ 29.6
	HIP 26014	36856	05 33 04.99	-34 29 38.81	G2/G3V	9.18	1.4196	68.9 $\pm$ 3.8

Tabela D.1 - Continuação.

	Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sep ang ( <sup>o</sup> ) <sup>(a)</sup>	Dist (pc) <sup>(b)</sup>
	HIP 27113	38554	05 45 00.24	-35 47 53.22	G6V	9.39	2.0436	77.9 ± 5.8
	HIP 27259	38805	05 46 42.09	-36 13 52.88	A3V	6.82	2.5944	95.1 ± 3.9
κ CMa (202.0 ± 4.9)pc	HIP 32716	49961	06 49 31.80	-32 32 31.93	B9V	6.86	0.0737	205.8 ± 15.2
	HIP 32905	50331	06 51 21.95	-32 11 01.22	A1V	7.53	0.4574	137.6 ± 8.9
	HIP 32985	50518	06 52 19.80	-32 00 51.95	A5V	7.73	0.7217	173.6 ± 19.0
	HIP 32788	50096	06 50 10.81	-33 53 08.61	B9.5V	7.39	1.3791	206.6 ± 20.5
28 CMa (279.3 ± 13.3)pc	HIP 35117	56373	07 15 38.32	-26 51 24.33	B9V	9.03	0.2029	334.4 ± 104.0
	HIP 35326	56876	07 17 48.01	-26 47 51.20	B2IV-V	6.43	0.6676	296.7 ± 31.7
	HIP 34814	55595	07 12 24.18	-27 28 29.13	A5IV-V	6.60	0.8831	246.9 ± 28.0
	HIP 35012	56067	07 14 34.18	-25 18 08.64	B9.2/A0V	7.34	1.4713	233.1 ± 35.3
β CMi (49.6 ± 0.5)pc	HIP 36290	58971	07 28 11.98	+09 29 53.50	G5	8.80	1.2370	44.9 ± 2.0
	HIP 35750	—	07 22 26.71	+08 54 07.24	K2V	9.42	1.3154	46.7 ± 3.4
	HIP 35519	—	07 19 53.72	+09 13 42.79	K0	9.24	2.0245	46.9 ± 2.8
	HIP 35509	57006	07 19 47.65	+07 08 34.61	F8V	5.92	2.1531	53.3 ± 1.0
	HIP 35310	56515	07 17 38.52	+09 17 31.47	G0	6.77	2.5544	41.6 ± 1.8
ο Pup (434.8 ± 43.5)pc	HIP 38142	63635	07 48 59.95	-26 32 43.37	A0V	8.80	0.6418	292.4 ± 103.5
	TYC 6561-3124-1	—	07 48 52.57	-26 31 12.65	—	10.17	0.6093	—
	TYC 6561-3702-1	—	07 49 01.10	-26 32 19.72	—	10.53	0.6369	—
	HIP 38125	63599	07 48 45.82	-26 37 07.23	A0V	9.07	0.6982	446.4 ± 221.2
	HIP 37733	62680	07 44 20.17	-25 42 49.90	A1IV/V	8.25	0.8729	438.6 ± 144.3
	HIP 38440	64339	07 52 30.06	-24 55 36.60	B9.5V	8.35	1.4193	280.9 ± 71.8
ω Car (104.8 ± 1.0)pc	HIP 50231	89266	10 15 15.46	-69 38 11.58	F3V	7.89	0.4221	76.1 ± 3.0
	HIP 49440	87991	10 05 37.51	-70 35 16.48	F8V	9.30	0.8770	103.6 ± 8.5
	HIP 50741	90121	10 21 40.76	-69 19 58.97	K2III	8.05	0.9858	473.9 ± 152.7
	HIP 50734	90103	10 21 35.77	-69 19 18.39	F5V	8.49	0.9890	75.7 ± 3.6
	HD 310012	310012	10 21 42.61	-69 21 57.78	K7	9.69	0.9641	39.5 ± 31.6
	HD 310013	310013	10 21 30.39	-69 22 39.40	M0	9.05	0.9432	76.9 ± 76.3
μ Cen (155.0 ± 3.9)pc	HIP 67717	120761	13 52 19.92	-42 37 02.26	F5V	8.66	0.5203	155.5 ± 24.7
	HIP 67334	120075	13 48 02.54	-41 59 38.34	F3V	8.94	0.5613	144.5 ± 23.4
	HIP 67751	120834	13 52 47.99	-42 28 59.59	K2III	7.21	0.5872	178.3 ± 18.7
	HIP 67303	119998	13 47 35.64	-43 04 51.05	F5V	8.51	0.7116	110.4 ± 11.0
	HIP 67940	121174	13 54 48.57	-42 24 57.12	F3V	8.39	0.9597	128.4 ± 12.2
η Cen (93.7 ± 1.8)pc	HIP 71353	127971	14 35 31.48	-41 31 02.77	B7V	5.87	0.6405	112.5 ± 8.4
	HIP 71368	128010	14 35 44.89	-42 50 04.33	F5V	8.09	0.6782	79.8 ± 6.7
	HIP 71640	128633	14 39 12.85	-41 57 01.53	G3V	8.90	0.7188	73.1 ± 6.3
	HIP 71036	127294	14 31 41.36	-43 05 17.66	F7/F8V	7.85	1.1655	102.0 ± 7.8

Tabela D.1 - Continuação.

	Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sep ang ( <sup>o</sup> ) <sup>(a)</sup>	Dist (pc) <sup>(b)</sup>
	HIP 71724	128819	14 40 17.64	-40 50 30.11	B8/B9V	6.65	1.5924	157.2 ± 14.3
$\kappa$ Lup (55.2 ± 1.4)pc	HIP 74380	134482	15 11 57.67	-48 44 37.34	A3IV	5.64	0.0074	77.8 ± 20.9
	HIP 74217	134120	15 09 58.81	-49 14 44.95	G4V	8.68	0.6007	72.4 ± 5.0
	HIP 74831	135538	15 17 34.75	-49 23 35.73	F8V	7.97	1.1337	60.7 ± 3.6
	HIP 73833	133277	15 05 21.40	-48 10 18.18	G4V	8.23	1.2287	60.8 ± 3.5
	HIP 74264	134237	15 10 38.53	-50 09 06.70	G8V	8.79	1.4294	47.9 ± 3.8
HR 5907 (130.9 ± 6.3)pc	HIP 77858	142165	15 53 53.91	-24 31 59.37	B5V	5.38	0.5550	128.9 ± 8.6
	HIP 77960	142424	15 55 17.58	-23 22 03.75	A4IV/V	8.43	0.6855	94.3 ± 10.8
	HIP 78099	142705	15 56 47.85	-23 11 02.67	A0V	7.74	1.0305	140.8 ± 15.1
	HIP 77911	142315	15 54 41.59	-22 45 58.51	B9V	6.87	1.2245	147.7 ± 12.0
	HIP 77642	141683	15 51 05.21	-22 37 35.90	F7V	7.70	1.5010	87.6 ± 6.7
48 Lib (143.5 ± 4.9)pc	HIP 78458	143470	16 01 02.33	-14 25 24.15	F3V	8.06	0.7051	146.8 ± 17.5
	HIP 77999	142538	15 55 41.00	-15 01 50.64	F6V	9.11	0.9653	100.5 ± 11.9
	HIP 78600	143783	16 02 51.67	-13 48 43.30	F0V	7.81	1.2257	107.6 ± 8.1
$\delta$ Sco (150.6 ± 20.2)pc	HIP 78549	143600	16 02 13.56	-22 41 15.21	B9.5V	7.33	0.4416	146.2 ± 12.2
	HIP 78374	143229	16 00 00.98	-23 12 00.90	F0V	9.10	0.5832	171.2 ± 44.6
	HIP 78847	144254	16 05 43.39	-21 50 19.69	A0V	7.78	1.4727	162.3 ± 20.8
	HIP 78977	144548	16 07 17.79	-22 03 36.56	F7V	8.75	1.7052	116.7 ± 15.9
$\chi$ Oph (161.0 ± 6.0)pc	HIP 80712	148438	16 28 45.52	-17 59 05.96	A0IV/V	7.17	0.6259	162.9 ± 17.2
	HIP 80544	148116	16 26 40.53	-19 07 56.23	G5V	9.55	0.6809	107.2 ± 16.3
	HIP 80378	147778	16 24 25.99	-17 44 42.92	F0V	9.64	0.9405	160.5 ± 42.8
	HIP 80403	147807	16 24 41.37	-17 33 39.15	F5/F6V	8.61	1.0535	116.8 ± 17.9
HD 148937 (425.5 ± 143.1)pc	HIP 81125	148974	16 34 06.07	-48 27 41.37	A7III	6.91	0.3523	304.0 ± 77.6
	HIP 81121	148987	16 34 04.80	-47 37 02.96	B9V	8.64	0.4950	393.7 ± 220.1
	HIP 81900	150500	16 43 44.37	-47 06 20.54	B9p...	7.07	1.9432	339.0 ± 66.6
	HIP 82159	151019	16 47 04.53	-48 55 53.55	G5V	9.11	2.3347	444.4 ± 254.8
$\tau$ Sco (145.3 ± 11.2)pc	HIP 81521	149960	16 39 04.43	-27 58 56.34	F5V	8.17	0.7417	127.4 ± 15.1
	HIP 81619	150148 (AB)	16 40 12.16	-27 59 50.19	F1V+...	8.20	0.9776	-10.1 ± 2.4 <sup>(c)</sup>
	HIP 81619 (C)	150148 (C)	16 40 12.15	-27 59 42.96	—	9.34	0.9780	146.2 ± 48.1
	HIP 80819	148594	16 30 15.68	-27 54 58.51	B8Vnn	6.90	1.2758	173.0 ± 20.1
	HIP 81765	150436	16 42 06.62	-28 50 45.34	G1V	9.02	1.5058	102.1 ± 13.6
$\iota$ Ara (286.5 ± 21.4)pc	HIP 84471	155809	17 16 09.49	-47 16 59.33	F5V	9.04	1.2178	276.2 ± 112.9
	HIP 85223	157317	17 24 52.05	-46 12 07.06	B7III	6.74	1.2955	270.3 ± 40.9
	HIP 85389	157661	17 26 51.98	-45 50 34.91	B8V+B9V	5.27	1.7385	194.9 ± 27.4

Tabela D.1 - Continuação.

	Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sep ang ( <sup>o</sup> ) <sup>(a)</sup>	Dist (pc) <sup>(b)</sup>
	HIP 84956	156746	17 21 50.92	-49 17 06.68	F6/F7V	8.89	1.8319	115.6 ± 14.8
51 Oph (124.4 ± 3.7)pc	HIP 85877	158940	17 33 00.35	-24 19 23.54	F3V	8.50	0.5113	109.8 ± 10.6
	HIP 85642	158406	17 30 06.53	-22 57 04.82	F8V	9.00	1.0548	132.5 ± 22.1
	HIP 85388	157863	17 26 51.38	-24 23 07.81	G6V	9.40	1.1222	105.6 ± 20.0
	HIP 85315	157747	17 26 01.30	-23 10 17.88	F5V	8.19	1.4674	99.3 ± 8.1
α Ara (82.0 ± 5.7)pc	HIP 84956	156746	17 21 50.92	-49 17 06.68	F6/F7V	8.89	1.7243	115.6 ± 14.8
	HIP 85241	157304	17 25 05.95	-50 26 58.76	F6V	7.61	1.2226	66.1 ± 3.2
	HIP 85610	158059	17 29 40.70	-49 47 23.93	F5V	7.83	0.3593	68.7 ± 5.0
	HIP 86248	159463	17 37 27.31	-50 03 34.92	K0III	5.90	0.9211	101.8 ± 4.5
	HIP 86247	159462 (A)	17 37 27.38	-49 24 34.98	G3V	8.98	1.0219	78.0 ± 11.1
	HIP 86247 (B)	159462 (B)	17 37 27.13	-49 24 29.12	—	10.31	1.0221	78.0 ± 11.1
HIP 86516	160113	17 40 50.20	-49 57 29.70	G5V	7.28	1.4500	71.9 ± 3.7	
λ Pav (438.6 ± 34.6)pc	HIP 91553	171652	18 40 16.04	-62 07 46.75	B9Vn	8.62	1.3963	578.0 ± 370.9
	HIP 93735	176581	19 05 10.66	-63 21 17.20	K2IV/V	8.63	1.8865	381.7 ± 161.7
	HIP 92196	173069	18 47 22.89	-60 22 30.37	A0V	7.47	1.9033	252.5 ± 40.2
	HIP 94035	177481	19 08 41.51	-60 29 29.19	B9V	8.75	2.6028	438.6 ± 175.1
HR 7355 (273.2 ± 28.4)pc	HIP 95386	182120	19 24 14.62	-27 50 41.11	G8III	9.00	0.0611	408.2 ± 268.2
	HIP 95356	182047	19 23 58.75	-28 42 14.08	A9IV	9.38	0.8459	233.1 ± 105.4
	HIP 95412	182210	19 24 32.70	-27 00 45.77	B9IV	9.30	0.8533	207.5 ± 90.4
	HIP 95782	183091	19 28 53.90	-28 58 11.99	A2IV/V	7.86	1.4672	237.0 ± 54.5
	HIP 95604	182649	19 26 42.18	-26 19 06.24	A0V	7.76	1.6232	232.0 ± 50.1
	HIP 94825	180469	19 17 40.98	-27 15 13.65	F7V	8.99	1.6309	201.6 ± 53.7
	HIP 95027	181084	19 20 07.18	-26 27 00.14	F0V	9.12	1.7192	203.3 ± 61.6
ο Aqr (133.5 ± 4.1)pc	HIP 108827	209348	22 02 48.39	-02 28 44.34	G0	8.51	0.3473	94.8 ± 10.3
	TYC 5227-147-1	—	22 02 55.44	-02 30 05.76	—	10.98	0.3596	—
	HIP 109035	—	22 05 18.20	-01 25 14.19	G	10.18	0.8871	33.4 ± 33.4
	HIP 109038	209697	22 05 19.62	-01 25 27.23	F8	8.29	0.8875	151.5 ± 26.9
	TYC 5224-1007-1	—	22 05 24.67	-01 26 05.63	—	10.62	0.8909	—
	HIP 108460	208719	21 58 19.99	-01 49 46.74	F8	8.50	1.2866	140.6 ± 32.8
	HIP 108448	208690	21 58 07.78	-03 29 23.53	F0	7.51	1.8592	140.3 ± 17.7
HIP 109442	210419	22 10 21.11	-03 53 38.71	A1Vnn	6.29	2.4717	148.1 ± 9.9	
31 Peg (497.5 ± 69.3)pc	HIP 110250	211856	22 19 55.36	+12 27 06.89	F2	7.62	0.4612	331.1 ± 74.6
	HIP 110286	211905	22 20 21.22	+11 02 20.66	K0	7.48	1.2005	609.8 ± 234.2
	HIP 109946	—	22 16 01.52	+11 47 46.52	G5	8.27	1.4041	304.0 ± 80.4
	HIP 110878	212960	22 27 50.18	+10 28 22.68	K0	8.65	2.3236	369.0 ± 152.5
	HIP 110606	212501	22 24 28.41	+14 53 43.47	K4V	8.07	2.7844	336.7 ± 106.6



Tabela D.1 - Continuação.

	Estrela	HD	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	Sep ang ( <sup>c</sup> ) <sup>(a)</sup>	Dist (pc) <sup>(b)</sup>
	HIP 110552	212368	22 23 43.55	+00 33 26.86	A0	8.36	0.9070	186.6 ± 33.8
	TYC 560-1266-1	—	22 23 47.08	+00 35 14.93	—	10.41	0.8738	39.5 ± 86.0
$\pi$ Aqr (239.8 ± 16.1)pc	HIP 110677	212572	22 25 19.89	+00 00 36.82	A2	8.96	1.3877	196.5 ± 46.3
	HIP 111079	213247	22 30 09.92	+00 08 17.92	A0	7.31	1.7403	284.1 ± 46.0
	HIP 110132	211648	22 18 31.13	+00 52 17.24	F2	8.63	1.7634	155.5 ± 24.7
	HIP 111287	213610	22 32 41.34	+01 06 14.09	K0	7.37	1.8726	218.8 ± 35.0
		HIP 113913	217927	23 04 05.25	+03 17 35.78	F2	7.40	0.5292
$\beta$ Psc (125.2 ± 3.5)pc	HIP 113705	217590	23 01 43.58	+03 31 51.28	G5	6.45	0.6095	126.3 ± 8.3
	HIP 113627	217458	23 00 46.03	+03 20 37.27	G0	8.59	0.9105	130.2 ± 18.1
	HIP 114148	218330	23 07 02.67	+03 03 08.08	K0	7.00	1.1020	142.2 ± 11.5
	HIP 113832	217801	23 03 07.08	+04 56 25.15	G0	8.55	1.1362	115.9 ± 16.6

<sup>(a)</sup> Informações retiradas do Simbad (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>);

<sup>(b)</sup> Distâncias calculadas sobre as paralaxes Hipparcos (van Leeuwen, 2007), com exceção de TYC 560-1266-1;

<sup>(c)</sup> Valor negativo apenas indica limite de precisão.



## Apêndice E

---

### Estrelas padrão não polarizadas

Tabela E.1 - Lista de estrelas padrão não polarizadas.

Estrela	AR (2000)	Dec (2000)	Tipo <sup>(a)</sup>	V <sup>(a)</sup>	$P_V$ <sup>(b)</sup>	Ref <sup>(b)</sup>	Posições observadas <sup>(c)</sup>				$\langle P/\sigma_P \rangle$ <sup>(d)</sup>
							B	V	R	I	
HD 1461	00 18 41.86	-08 03 10.80	G3V	6.46	$0.006 \pm 0.007$	[1]	—	—	16	16+8	0.73
HD 10360	01 39 47.55	-56 11 36.16	K2V	5.96	$0.002 \pm 0.004$	[1]	16+8	16+8	16+8	—	2.30
HD 10361	01 39 47.55	-56 11 47.34	K2V	5.80	$0.002 \pm 0.004$	[1]	16+16	16+16	16+16	—	1.48
HD 20630	03 19 21.69	+03 22 12.71	G5V	4.85	$0.005 \pm 0.008$	[1]	—	—	16	—	0.89
HD 90156	10 23 55.27	-29 38 43.90	G5V	6.92	$0.008 \pm 0.010$	[2]	16+16	16+8	16+8	8+8	2.48
HD 131923	14 58 08.79	-48 51 46.82	G4V	6.35	$0.007 \pm 0.011$	[2]	8+8+16	8+8	16+8	8+8	2.49
HD 134083	15 07 18.06	+24 52 09.10	F5V	4.93	$0.008 \pm 0.008$	[1]	16+16	8+8	—	—	1.45
HD 150474	16 42 46.64	-37 20 33.06	G8V	7.15	$0.007 \pm 0.014$	[2]	8+8	16+16	16+8	16+8	1.84
HD 156365	17 18 07.13	-24 04 22.88	G3V	6.59	$0.009 \pm 0.011$	[2]	16+16	16+16+8	16+8	16+8	2.09
HD 155918	17 22 12.64	-75 20 53.33	G2V	7.04	$0.010 \pm 0.013$	[2]	16+8	16+8	16+8	8+8	2.86
HD 210302	22 10 08.78	-32 32 54.26	F6V	4.92	$0.003 \pm 0.007$	[1]	16+8	—	—	—	0.71
HD 215037	22 43 42.66	-60 43 27.07	F2IV/V	7.61	$0.007 \pm 0.010$	[1]	16+8	16+8	16+16	16+8	3.47
HD 220378	23 23 28.61	-28 40 28.65	F3V	8.26	$0.002 \pm 0.008$	[1]	16+8	16+8	16+16	16+16	3.28

<sup>(a)</sup> Informações retiradas do Simbad (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>);

<sup>(b)</sup> Polarização publicada  $P_V$  com referência;

[1] Heiles (2000), e referências internas;

[2] Gil-Hutton e Benavidez (2003).

<sup>(c)</sup> Número de posições de lâmina observadas no OPD. Sinal + separa séries independentes.

<sup>(d)</sup> Razão sinal-ruído média de todas as observações nos filtros BVRI (i.e., a quantos sigma em média está o nível da polarização medido para cada objeto).

Apêndice F

---

Artigo

## DYNAMICAL EVOLUTION OF VISCOUS DISKS AROUND BE STARS. II. POLARIMETRY

X. HAUBOIS<sup>1,2,3</sup>, B. C. MOTA<sup>2</sup>, A. C. CARCIOFI<sup>2</sup>, Z. H. DRAPER<sup>4,5</sup>, J. P. WISNIEWSKI<sup>6</sup>, D. BEDNARSKI<sup>2</sup>, AND TH. RIVINIUS<sup>7</sup><sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France; xavier.haubois@obspm.fr<sup>2</sup> Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, São Paulo, SP 05508-090, Brazil<sup>3</sup> Sydney Institute for Astronomy, School of Physics, University of Sydney, NSW 2006, Australia<sup>4</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Victoria, 3800 Finnerty Road, Victoria, BC V8P 5C2, Canada<sup>5</sup> Herzberg Institute of Astrophysics, National Research Council of Canada, Victoria, BC V9E 2E7, Canada<sup>6</sup> H. L. Dodge Department of Physics and Astronomy, University of Oklahoma, 440 West Brooks St Norman, OK 73019, USA<sup>7</sup> European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received 2013 November 28; accepted 2014 February 8; published 2014 March 21

## ABSTRACT

Be stars exhibit variability for a great number of observables. Putting the pieces of the disk dynamics together is not an easy task and requires arduous modeling before achieving a good fit to the observational data. In order to guide the modeling process and make it more efficient, it is very instructive to investigate reference dynamical cases. This paper focuses on continuum polarimetric quantities and is the second of a series that aims to demonstrate the capacity of deriving the dynamical history and fundamental parameters of a classical Be star through follow-up of various observables. After a detailed study of the different opacities at play in the formation of polarized spectra, we investigate predictions of polarimetric observables in the continuum for different dynamical scenarios. Our models are based on a coupling of a hydrodynamic viscous decretion simulations in a disk and a three-dimensional non-LTE radiative transfer code. Through introduction of the polarization color diagram (PCD), we show that certain combinations of polarimetric observables exhibit features that are characteristic of a mass-loss history. This diagram also enables estimates of fundamental parameters such as the inclination angle, disk density scale, and the  $\alpha$  viscous diffusion parameter. We present the PCD as a powerful diagnosis tool to track the dynamical phases of a Be star, such as disk build-up, dissipation, periodic, and episodic outbursts. Finally, we confront our models with observations of four Be stars that exhibited long-term polarimetric activity.

*Key words:* circumstellar matter – radiative transfer – stars: emission-line, Be – stars: individual ( $\pi$  Aquarii, 60 Cygni,  $\delta$  Scorpii and  $\psi$  Persei) – techniques: polarimetric

*Online-only material:* color figures

## 1. INTRODUCTION

Be stars are non-supergiant, early-type stars with a circumstellar (CS) disk that is created from matter ejected from the star. Recent observational facts brought by spectro-interferometry and spectro-astrometry (e.g., Meilland et al. 2012; Wheelwright et al. 2012) support the fact that so far, all studied Be star disks rotate in a Keplerian fashion. This characteristic, together with other observational signatures of the disk outlined in Carciofi (2011), are properties that only the viscous decretion disk (VDD) model can reproduce. This model, first suggested by Lee et al. (1991) and further developed by Bjorkman (1997), Porter (1999), Okazaki (2001), Bjorkman & Carciofi (2005), and Jones et al. (2008), among others, uses the angular momentum transport by turbulent viscosity to lift material into higher orbits, thereby causing the disk to grow in size. This model has already been successfully applied to systems showing stable continuum emission, e.g.,  $\zeta$  Tauri (Carciofi et al. 2009),  $\chi$  Oph (Tycner et al. 2008),  $\beta$  CMi (Wheelwright et al. 2012), and systems exhibiting a more variable photometric activity (28 Cma; Carciofi et al. 2012). In a recent review paper, Rivinius et al. (2013) discuss in detail the observational and theoretical evidences in support of the VDD scenario for Be stars.

Polarization is a powerful tool to study the geometry of the disk (opening angle, flaring) of Be stars without angularly resolving it. Polarized flux originates from electron scattering off the disk, and is affected by both pre- and post-scattering absorption by H I atoms (Wood et al. 1996; Halonen & Jones 2013a). Since H I opacity depends on the physical state of the

gas, studying polarimetric observables at different wavelengths allows one to probe different regions of the disk. In the literature, the polarimetric technique has an established history of providing a unique diagnosis in identifying and studying the detailed CS environments of Be stars (Wood et al. 1997; Carciofi et al. 2007, 2009; Wisniewski et al. 2010; Draper et al. 2011).

Haubois et al. (2012, hereafter Paper I), studied the temporal variability of Be disks, based on SINGLEBE VDD hydrodynamic simulations (Okazaki 2007). SINGLEBE solves the one-dimensional surface density evolution equation for a viscous isothermal Keplerian decretion disk. The effects of variable mass injection rates on the disk structure, and their corresponding effect on the photometry, were studied at different wavelengths and compared to observations. More specifically, we first studied the different timescales that characterize the evolution of the disk surface density and how this surface density responds to changes in mass injection rates. These surface density profiles were used as inputs to the three-dimensional non-LTE Monte Carlo radiative transfer code HDUST (Carciofi & Bjorkman 2006, 2008) that allowed the calculation of photometric observables at various wavelengths. The characteristic shapes of these lightcurves agree qualitatively well with observations, which provide strong circumstantial evidence that viscosity is indeed the mechanism that redistributes matter along the CS disk. The first successful confrontation of theoretical VDD lightcurves with observations was done by Carciofi et al. (2012) for the Be star 28 Cma. To summarize, Paper I provides the reader with a description of the photometric variability from a Be star in the framework of the VDD model. With the present

**Table 1**  
Stellar Main Parameters Used in the Simulations

Parameter	B0	B1	B2	B3	B4	B5
Mass ( $M_{\odot}$ )	14.6	11.0	8.6	6.1	5.1	4.4
Polar radius $R_{\text{pole}} (R_{\odot})$	12.8	9.6	7.5	5.4	4.5	3.8
Equatorial radius $R_{\star} (R_{\odot})$	5.8	4.9	4.3	3.6	3.3	3.0
$W^a$	0.53	0.53	0.53	0.53	0.53	0.53
$v_{\text{rot}}$ (km s $^{-1}$ )	344	325	308	283	272	261
$v_{\text{orb}}$ (km s $^{-1}$ )	648	613	580	534	512	492
$\Omega/\Omega_{\text{crit}}$	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8
Oblateness	1.14	1.14	1.14	1.14	1.14	1.14
Polar temperature (K)	29900	26200	23100	19100	17200	15500
Luminosity ( $L_{\odot}$ )	24200	10200	4400	1500	830	467

**Note.** <sup>a</sup>  $W = v_{\text{rot}}/v_{\text{orb}}$ , see Section 2.3.1 of Rivinius et al. (2013).

paper, we aim at exploring the variability of the continuum polarimetric features in the same manner.

In Section 2, we describe the polarigenic mechanisms operating in Be disks. Then, we present the dynamical models we investigated and their signatures on common continuum polarimetric observables. We also show the diagnosis potential of a series of diagrams that we named polarization color diagrams (PCDs) that represent a powerful tool to follow the mass injection history in Be stars (Section 3). Finally, a discussion and a comparison to observed data of these synthetic observables are presented in Section 4 before concluding.

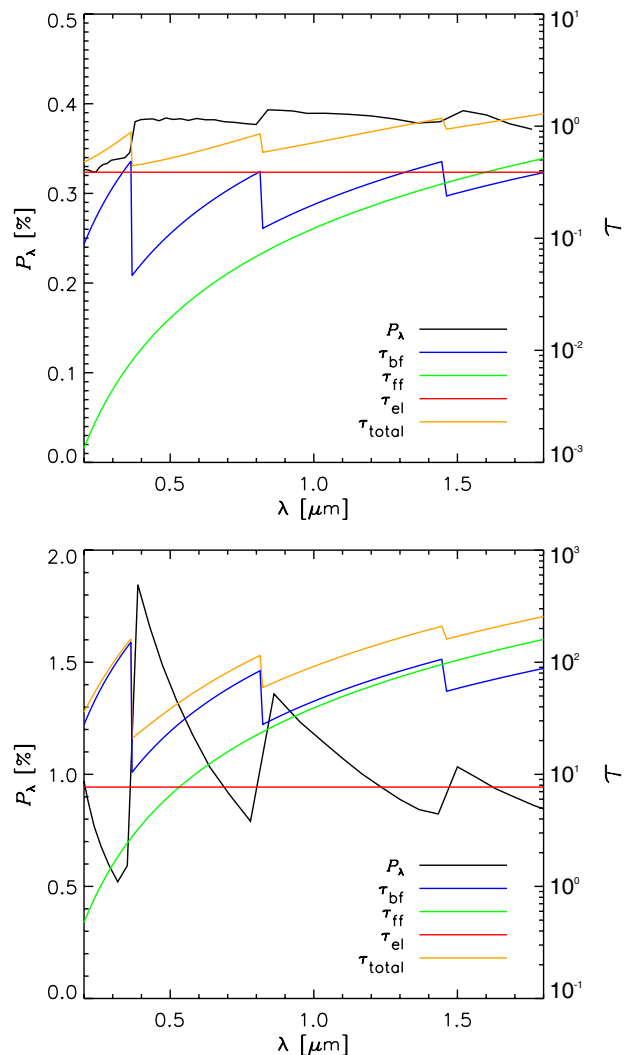
## 2. POLARIZATION IN Be STAR DISKS

Continuum spectropolarimetric observations of Be stars usually reveal a sawtooth pattern that displays abrupt changes of the polarization close to the H I ionization thresholds (see, e.g., Quirrenbach et al. 1997, for examples of observed polarization spectra). It is useful to review the origin of this pattern to understand precisely the physical processes that control the shape of the polarized spectrum. In this section, we therefore adopt an analytical model to describe a viscous decretion disk surrounding a rotationally deformed and gravity darkened star; see Table 1 for the adopted stellar parameters.

For the disk, we adopted the VDD model in its simplest form; after a sufficiently long and stable period of mass decretion, a viscous disk assumes a power-law density profile given by  $\rho = \rho_0 (R_{\star}/r)^{3.5}$  (Bjorkman & Carciofi 2005), where  $\rho_0$  is the density at the base of the disk. In this study and in the rest of the paper, we keep the disk outer radius fixed at  $20 R_{\star}$ . Thus, in this section we explore the effects of two model parameters in the polarized spectrum: the spectral type of the star and the disk density scale.

Figure 1 shows two theoretical polarized spectra at two different base densities and at an inclination angle of  $70^{\circ}$ . While the low-density model has a nearly flat spectrum in the optical and near IR, the high-density model displays a steep spectrum with marked changes in the H I ionization thresholds. This behavior can be understood in terms of the relative contribution to the total opacity of each opacity source. Figure 1 shows the total optical depth of the disk, measured in the radial direction along the midplane (orange lines). The contribution of the absorptive (free-free and bound-free) and scattering (Thomson) opacities are also shown.

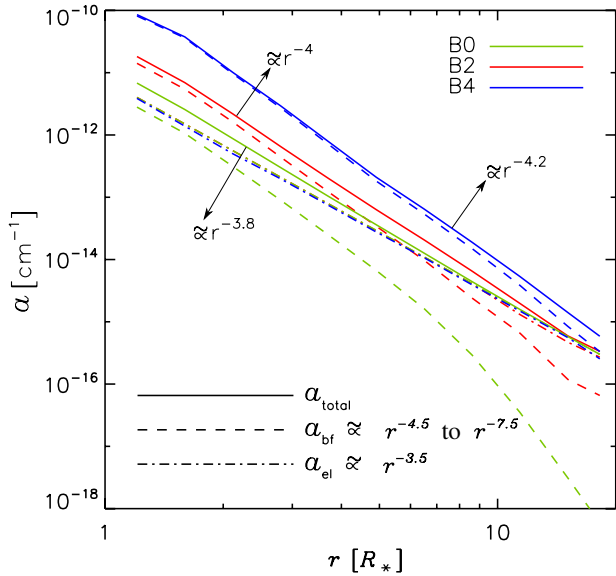
At low density, the electron scattering opacity, which is wavelength independent, is responsible for most of the total opacity. The resulting polarized spectrum is consequently nearly flat. However, changes in the polarization level do



**Figure 1.** Polarized spectrum and radial optical depth contributions along the midplane. The total optical depth is the sum of the optical depth for each continuum opacity source, as indicated. Upper panel:  $4.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ ; lower panel:  $8.4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ . The inclination angle is  $70^{\circ}$  and the spectral type is B2.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

occur close to H I ionization thresholds, and more importantly, at the Balmer discontinuity ( $0.365 \mu\text{m}$ ). What causes the decrease in the polarization redward of the discontinuities is the increase in the H I opacity. This effect is thoroughly discussed in Wood et al. (1996) and can be understood in terms of pre-scattering (and to a lesser degree, post-scattering) absorption of starlight, that decreases the polarized flux and hence the polarization level, creating an anticorrelated aspect of optical depth and polarization curves. If the density of the disk increases, the electron opacity will increase more or less linearly, as it is proportional to the number density of free electrons ( $\rho$ -diagnostics). However, the bound-free and free-free opacities, being roughly proportional to the square of the density (e.g., Equation (A1) and Equation (30) of Bjorkman & Bjorkman 1994), will increase much faster than the electron opacity ( $\rho^2$ -diagnostics) so that, at high disk densities (lower panel of Figure 1), the bound-free opacity dominates the total opacity.

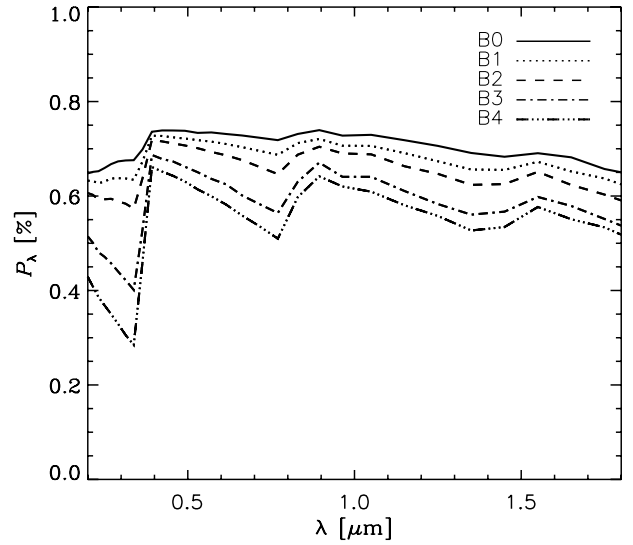


**Figure 2.** Absorption coefficient redward of the Balmer discontinuity as a function of the distance to the stellar surface. The calculations assume a base density of  $\rho_0 = 8.4 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$  and three spectral types: B0 (green curve), B2 (red curve), and B4 (blue curve). The free-free absorption coefficient is not shown because for short wavelengths, it is much smaller than the other opacities. The electron scattering opacities are very similar for the three spectral types so that their curves overlap. Power-law indexes were estimated for the individual (in the legend) and total (on the graph) absorption coefficients.

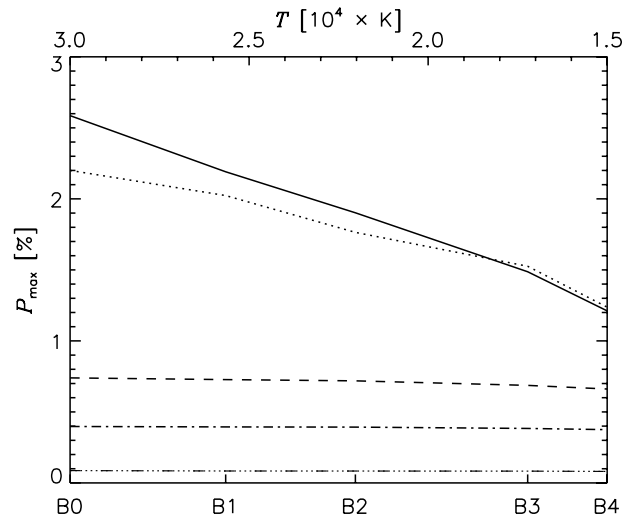
(A color version of this figure is available in the online journal.)

As a result, the polarized spectrum, besides displaying much more pronounced changes in the H I discontinuities, has a quite steep slope that results from the spectral dependency of the bound-free opacity.

In addition to the total radial optical depth, another important quantity in shaping the polarized spectrum is the radial dependence of the opacities or equivalently, absorption coefficients. These are shown in Figures 2 and 16 for a wavelength redward of the Balmer discontinuity. The effects of the spectral type on the absorption coefficients are shown in Figure 2. The slope of the electron absorption coefficient curve,  $a_{el}$ , follows roughly the slope of the density ( $\propto r^{-3.5}$ ), because, for the models shown, H I is more than 98% ionized everywhere in the disk (in other words, the ionization fractions are close to unity, and therefore, the electron number density is roughly proportional to the total density). However, the bound-free absorption coefficient,  $a_{bf}$ , falls much faster than the electron absorption coefficient. For the B4 model, for instance,  $a_{bf} \propto r^{-4.5}$ , and no significant difference in slope was found for other spectral types (Figure 2). The value of the radial slope of the bound-free opacity is controlled by the H I level populations, as shown in the Appendix. The actual values of the opacities differ quite markedly for different spectral types: the later the spectral type the larger the opacity. This is explained by the changing ratio between the ionizing UV luminosity versus the total luminosity. Since the electron opacity is essentially the same for the models shown in Figure 2, the large differences in the bound-free opacity implies that the dominant opacity source is different for each spectral type. So, for a B0 star, electron scattering dominates at  $0.3647 \mu\text{m}$  everywhere in the disk, and the opposite is true for the B4 star. An intermediate behavior is seen for the B2 star model: while the bound-free absorption coefficient dominates in the inner disk



**Figure 3.** Polarized spectra for five spectral types: B0 (top curve) to B4 (bottom curve). The base density of the disk is  $8.4 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ . The inclination angle is  $70^\circ$ .



**Figure 4.** V-band maximum level of polarization vs. the effective temperature of the star for five different base densities and five spectral types. The inclination angle is  $70^\circ$ . From top to bottom:  $8.4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $4.2 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $8.4 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ ,  $4.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ , and  $8.4 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ .

(up to  $\approx 6 R_*$ ), the opacity is controlled by electron scattering in the outer disk.

The resulting effects of the spectral type on the continuum polarization can be seen in Figure 3. The polarized spectrum goes for a relatively flat one for the B0 star (electron scattering dominated) to a steep one, with marked discontinuity at the H I thresholds, for a B4 star at the density considered (bound-free dominated). Another interesting aspect of Figure 3 is the fact that the polarization level for a given wavelength increases with the effective temperature. This is seen more qualitatively in Figure 4, which shows how the V-band maximum polarization of a given model (that happens for an inclination around  $70^\circ$ ; Wood et al. 1996) varies with spectral type. For low densities, all models (including the ones for later spectral types) are electron scattering dominated, meaning that electron scattering opacity



is larger than the bound-free opacity in the optical and near-IR continuum (see the Appendix and Figure 16 for an example of how the different opacities changes with changing disk density). This explains why the low density curve in Figure 4 is flat.

As larger densities are considered, two effects concur for the strong dependence of the maximum polarization with spectral type. (1) The relative contribution of the bound-free opacity to the total opacity increases, and it will eventually become the dominating source of opacity in the optical continuum (e.g., bottom panel of Figure 1). Since absorptive opacities decrease the polarization level due to pre- and post-scattering absorption, it follows that the latter spectral types, that are more bound-free dominated, will have lower polarization levels. (2) The total scattering mass of the disk decreases for latter spectral types. For instance, in the high density B2 model of Figure 4, the ionization fraction is about 99%, while for the B4 model it is 91%. These combined effects are so important that the maximum polarization level of the high density B0 model is about 2.5 times larger than the B4 model (Figure 4).

In the above, the relevance of continuum absorption to both the polarization level and the slope of the polarized continuum was discussed. However, Wood et al. (1996) showed that other processes, such as multiple scattering and occultation by the central star, also concur to define the shape of the polarized continuum. These additional processes are not discussed here but they are all self-consistently included in our calculations (Carciofi & Bjorkman 2006). In a recent paper, Halonen & Jones (2013a) also studied the polarization from Be star disks. Based on an self-consistent treatment of the thermal structure of the disk, they performed a radiative transfer in a gaseous disk that feeds a Monte Carlo multiple scattering routine which provides polarization levels for different parameters. Even though a quantitative comparison was not attempted, the results shown in Figure 1 of Halonen & Jones (2013a) are qualitatively similar to the ones we present in this paper.

We conclude that the polarization spectrum carries valuable information about the physical conditions in the circumstellar disk. The polarization level at a given wavelength depends primarily on the total scattering mass of the envelope (number of free electrons), while the “color” of the spectrum (its slope or, equivalently, the size of the polarization change across the H I ionization thresholds) depends on the H I bound-free opacity, which is a strong function of both the disk density and the spectral type. These two polarization features (polarization level and “color”) thus carry complementary information. This will be further explored in the next section, particularly through examples of the polarization in the V band (polarization level),  $P_V$ , and the polarization level ratio across the Balmer discontinuity (polarization “color”),  $P_{BD}$ .

### 3. DYNAMICAL SIGNATURES IN POLARIMETRY

In the last section, we set the stage for explaining the origin of polarized spectra from Be stars using a VDD model in steady state (constant mass decretion rate). However, Be stars are known to be highly variable, and a constant mass decretion rate is likely to be the exception rather than the rule. A much more common situation is a disk whose characteristics are time dependent, in response to variable disk injection rates. To model the polarized signature of a time-dependent VDD, we follow the same approach used in Paper I. In that paper, the photometric variability was studied in detail and it was shown that predictions based on simple, yet realistic, mass injection rate scenarios agree quite well with the correlations observed for both shell

**Table 2**  
Time in Years Required to Reach 95% of the Limit Value for  $\alpha = 1$

Inclination Angle (deg)	$T_{P_{BD}}$	$T_{P_V}$	$T_{V \text{ mag}}$
30	1.4	1.9	2.8
70	3.0	3.9	<0.1
80	2.7	4.2	3.4
85	1.0	4.8	7.1
90	0.4	8.4	8.1

and Be stars (we refer the reader to the discussion in Section 5 of Paper I). Here, our goal is to extend that study to the two polarimetric features described in Section 2: the polarization level in the V band and the color of the polarized spectrum as measured either by the polarization change across a H I ionization threshold or by the slope of the polarized spectrum.

For the reader’s benefit, we succinctly describe the procedures adopted here; full details are given in Paper I. Using the SINGLEBE code, different dynamical scenarios were built from a given coefficient of viscosity ( $\alpha$ , Shakura & Sunyaev 1973) and different histories of the mass injection into the disk: monotonic build-up and dissipation phases of the disk, periodic injection rates, and episodic outbursts. From each hydrodynamic simulation, we obtained a temporal series of surface density profiles for a given dynamical scenario. To transform these structural information into observables, we used the surface density profiles as input to the radiative transfer code HDUST for each epoch of the dynamical scenario we wanted to investigate. This three-dimensional Monte Carlo code produces a full spectral synthesis of a star-disk system with a non-LTE treatment of the level populations and gas temperature and produces output spectra for the Stokes parameters  $Q$  and  $U$ . Unless mentioned otherwise, the model parameters are the same as presented in Tables 1 and 2 of Paper I. This model, that we call hereafter “the reference model,” simulates a B2 star with a disk base density of  $8.4 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ . Nevertheless, we also explored the base density and spectral type parameter space and the corresponding values are specified in the figure captions.

#### 3.1. Disk Build-up and Dissipation

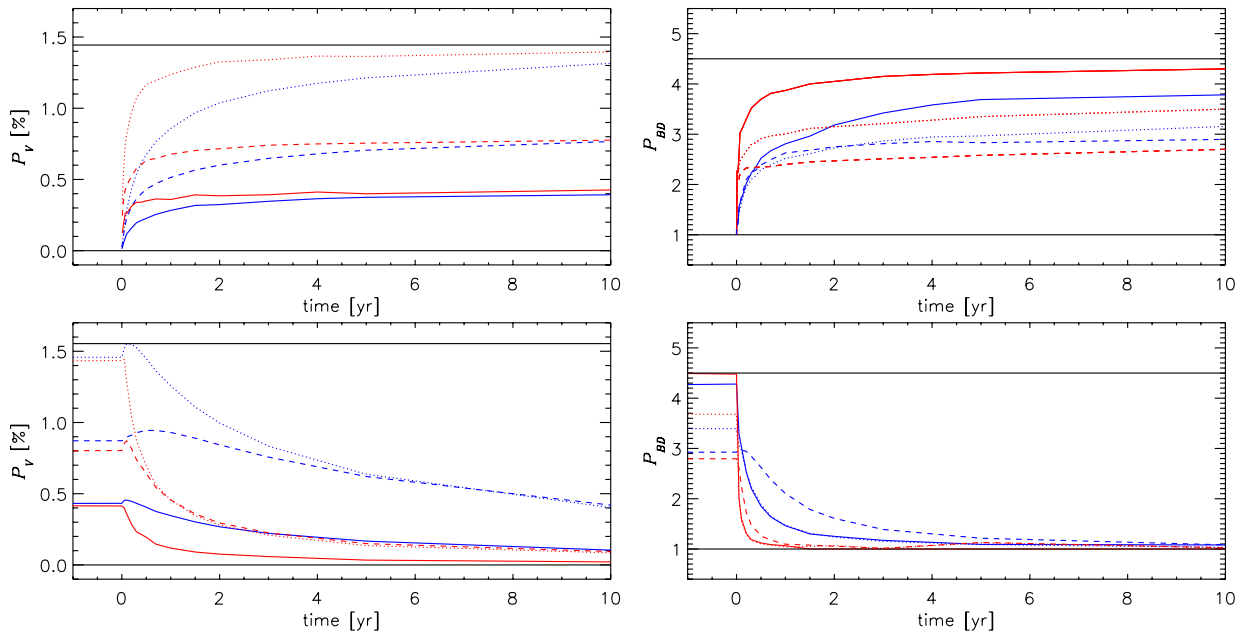
##### 3.1.1. V-band Polarization and Balmer Discontinuity

To understand the effects of different dynamical scenarios upon polarimetric observables, we start with a case of an uninterrupted disk build-up and dissipation. The disk build-up is simulated using a constant mass injection rate. The simulation starts without any circumstellar material, and the disk is gradually fed with matter as time goes on. The dissipation is modeled starting with a fully developed disk; mass injection is turned off, and the disk material slowly dissipates both inwardly (re-accretion onto the star) and outwardly. We refer the reader to Paper I for a detailed discussion on how the disk grows and dissipates and the timescales involved.

To explore the two polarimetric features we mentioned at the beginning of the section, we plot in Figure 5 the temporal evolution of  $P_V$  and  $P_{BD}$  defined as:

$$P_{BD} = \frac{P_{\lambda_{BD+}}}{P_{\lambda_{BD-}}}, \quad (1)$$

where  $P_{\lambda_{BD+}}$  and  $P_{\lambda_{BD-}}$  are the polarization levels estimated at higher- and lower-wavelength intervals of the Balmer discontinuity, respectively. Results are shown for two  $\alpha$  parameters and three inclination angles.



**Figure 5.** Temporal evolution of  $P_V$  (left) and  $P_{BD}$  (right) associated with disk build-up (top panels) and dissipation (bottom panels). The solid, dotted, and dashed lines represent the lightcurves for inclination angles of  $30^\circ$  (face-on),  $70^\circ$ , and  $90^\circ$  (edge-on), respectively. The blue and red colors represent models for  $\alpha = 0.1$  and  $1.0$ , respectively. The solid black lines indicate the maximum values for each scenario. These curves were obtained using the reference model parameters.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Understanding the build-up phase (upper panels of Figure 5) is straightforward; the polarization level monotonically increases as the disk builds up, approaching a limit value after a time that depends on the  $\alpha$  coefficient. This limit value is associated with the fact that even though viscous decretion disks never actually reach steady state, in the case of steadily building disks, their surface density approaches an  $r^{-2}$  profile when time goes to infinity (Paper I and references therein). The maximum of the polarization level does not happen for  $90^\circ$  but rather at around  $70^\circ$  (e.g., Wood et al. 1996). Indeed, at high inclinations, photons scattered in directions parallel to the disk plane are much more likely to be absorbed by the disk than photons scattered away from the disk.

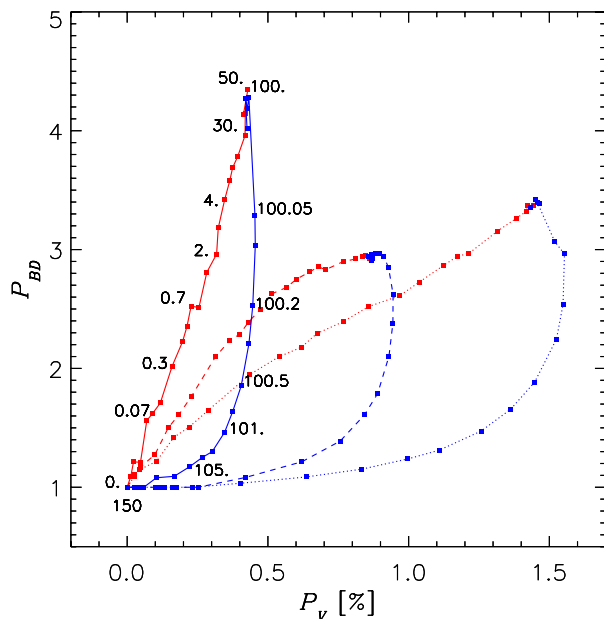
The dissipation (lower panels of Figure 5) is characterized by an increase of the  $P_V$  signal right after the mass injection has been set to zero (no more mass injected at the base of the disk). This somewhat counterintuitive behavior is explained by the fact that the (unpolarized) emission in the  $V$  band decreases soon after the mass injection stops (see Paper I). However, the total polarized flux decreases less rapidly because it is produced in a bigger area in the disk (Rivinius et al. 2013). This causes the polarization fraction to increase. When a sufficient fraction of the disk mass has been dissipated, there is less and less electrons available for Thomson scattering, and the polarization fraction naturally decreases as is the case for  $P_{BD}$ . These variations are also naturally  $\alpha$  and inclination angle dependent. Eventually, all of the polarized signals reach the zero value, when the disk has dissipated all or almost all its scattering mass. As shown in Figure 5,  $P_{BD}$  grows and decreases faster than  $P_V$  because the former quantity is a  $\rho^2$  diagnostics (depending on the  $\tau_{bf}$  opacity), whereas the latter varies linearly with the density (depending on the  $\tau_{el}$  opacity.) Hence,  $P_{BD}$  responds much faster to changes in density. To further illustrate this point, Table 2 shows the timescales that  $P_V$  and  $P_{BD}$  need to reach 95% of their limit value for an uninterrupted 50 yr long phase of building up

(for  $\alpha = 1$ ). The same timescales for the  $V$ -band magnitude are also listed for comparison (taken from Paper I).

### 3.1.2. Polarization Color Diagrams (PCDs)

From Figure 12 of Paper I, we can see the excess magnitude in different bands stem from different locations in the disk. As demonstrated in Section 2, the same apply for polarimetric features studied in this paper, which probes different disk regions. This offers the possibility of tracking the variations of the local density at different locations in the disk. This fact therefore provides us with an interesting possibility of following viscous processes in Be disks through different dynamical phases such as dissipation, build-up, or outburst phases. Particularly, it is useful to look at the correlation between the polarimetric features  $P_{BD}$  and  $P_V$ . This correlation was detected observationally in Be stars that underwent build-up and dissipation phases by Draper et al. (2011), which showed that the process of disk growth and dissipation is associated to a loop in a diagram that plots  $P_{BD}$  versus  $P_V$ . We saw in Section 2 that these quantities respond differently to density changes and are produced in different loci in the disk (although these loci do overlap). We can generalize the concept of this diagram by plotting other combinations of polarimetric observables that also represent a polarized spectrum “color” as a function of polarization level. In analogy to color magnitude diagrams (e.g., Figure 22 of Paper I), this kind of diagram allows us to follow the evolution of Be star disks. We hereafter name this kind of diagram polarization color diagrams (PCD).

Examples of PCDs are shown in Figure 6. The formation of these loops can be described as follows. When the mass injection starts,  $P_{BD}$  increases from the value 1 and faster than  $P_V$  until it reaches a limit value as seen on Figure 5. At the end of this first phase, the star has generated a large and dense CS disk. The formation path in the PCD corresponds to the



**Figure 6.** PCDs showing the process of disk growth and dissipation, involving a 100 yr long build-up (in red) and 50 yr dissipation (in blue). The results are shown for three inclination angles (solid line,  $30^\circ$ ; dotted line,  $70^\circ$ ; and dashed line,  $90^\circ$ ). For reference, epochs are marked in years along the curve obtained for  $30^\circ$  and  $\alpha = 0.1$ . These curves were obtained using the reference model parameters.

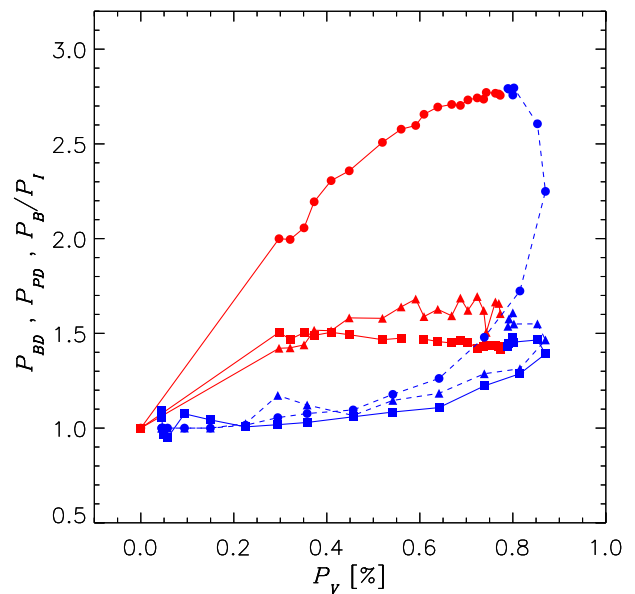
(A color version of this figure is available in the online journal.)

upper part of the loops. When mass injection stops, the inner disk quickly reaccretes back onto the star; this causes a fast drop of  $P_{BD}$ , which being a  $\rho^2$  diagnostics, responds fast to the density variations. However, as described in the previous section,  $P_V$  reacts more slowly to mass injections and increases a bit more until dissipation eventually makes its level drop. The curve then follows a track toward the bottom-left part of the diagram. What follows is a slow secular dissipation of the entire disk along which  $P_{BD}$  changes little and  $P_V$  diminishes steadily. The detailed shape of the loop depends on the viewing angle, as shown in Figure 6, and also on the value of  $\alpha$ .

To generate a PCD, we need to plot a quantity that measures the “color” of the polarized spectrum versus the polarization level at some wavelength. Here, one can employ several quantities to measure the color; for instance, in addition to the polarization change in the Balmer discontinuity, other discontinuities can be used or, alternatively, the slope of the polarized spectrum can be measured directly from the ratio between the polarization values at different bandpasses. An example of different diagrams for the same model can be seen in Figure 7 which compares the use of  $P_{BD}$  with the polarization change at the Paschen discontinuity ( $P_{PD}$ ) and the slope of the polarization spectrum as measured by the ratio between the polarization at the  $B$  and  $I$  bands ( $P_B/P_I$ ). All diagrams made according to this principle contain roughly the same information in the sense that they enable tracking of the build-up and dissipation phases. For simplicity, from now on, by PCD we refer to the diagram  $P_{BD}$  versus  $P_V$ .

### 3.1.3. Diagnostic Potential

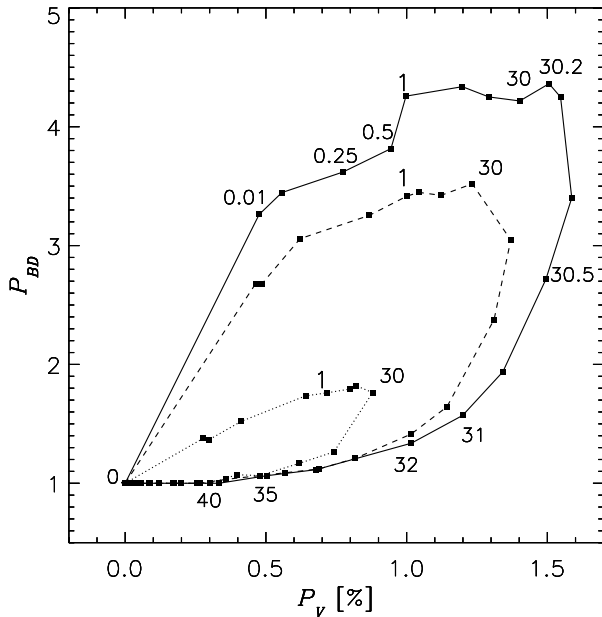
Having described the two main features contained in the polarized spectrum (polarization level and color) and how these



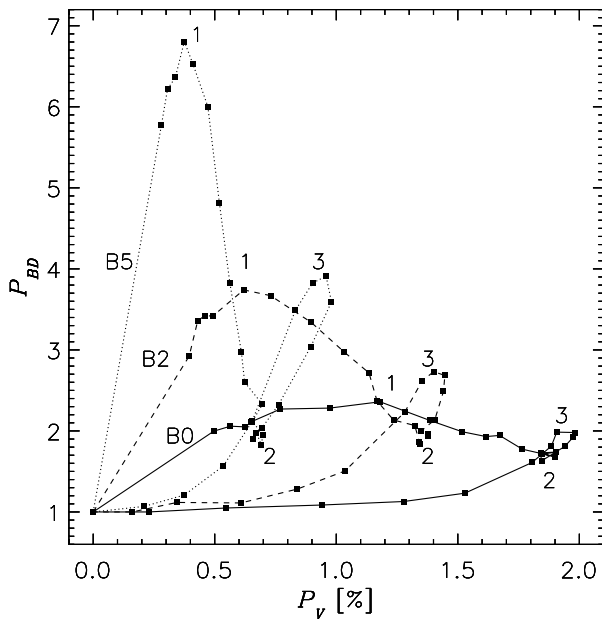
**Figure 7.** PCDs showing  $P_{BD}$  (filled circles),  $P_{PD}$  (squares), and  $P_B/P_I$  (triangles) as a function of  $P_V$ . The red curve shows a 50 yr building up and the blue curve a following 50 yr dissipation phase. The inclination angle is  $90^\circ$  and  $\alpha = 1.0$ . These curves were obtained using the reference model parameters. (A color version of this figure is available in the online journal.)

relate to the disk properties, we now explore the diagnostic potential of polarimetric observations of Be disks, with a focus on the usefulness of the PCDs. Figure 6 already showed that the shape of the loop in the PCD is very sensitive to the inclination angle of the system. Moreover, PCDs are characteristic of the density at the base of the disk and can be used to infer this quantity via VDD modeling. Figure 8 shows the different forms the PCDs can take depending on the density at the base of the disk. The amplitude of the loop in the PCDs is a clear signature of the base density: the loop has a bigger extent for a higher density, whatever the inclination angle. If the disk undergoes an almost constant build-up phase, the top region of the PCD is reached in less than a year (for a viscous coefficient  $\alpha = 1$ ). Provided a few measurements typically spaced by one or two months and with  $\sim 0.1\%$  uncertainties, Figure 8 shows that it is quite straightforward to disentangle between base densities that are different by a factor of three (except maybe at the end of a long-term dissipation phase). We also note that the slope of the PCDs changes with density. For low densities, the slope is smaller and the loop less broad, while for large densities, the slope increases and the loop gets broader. This is a result of the different weight that H I opacity plays in each model.

Interestingly, PCDs exhibit a secondary loop for very high density models ( $> 1 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ ) seen close to equator-on (Figure 9). For all of the PCDs presented so far, the tip of the loop roughly corresponded to the end of the disk build-up phase (for example, see Figure 6). This is easily understood from the fact that the higher the density, the higher the polarization change across the Balmer jump (e.g., Figure 1). However, for the models shown in Figure 9, the tip of the loop (labeled point 1) no longer corresponds to the end of the build-up phase (labeled point 2). This phenomenon is characteristic of high-inclination angles ( $i > 80 \text{ deg}$ ), and the most likely explanation is a rather complex interplay between pre- and post-scattering absorption. Indeed, the two effects cause both a

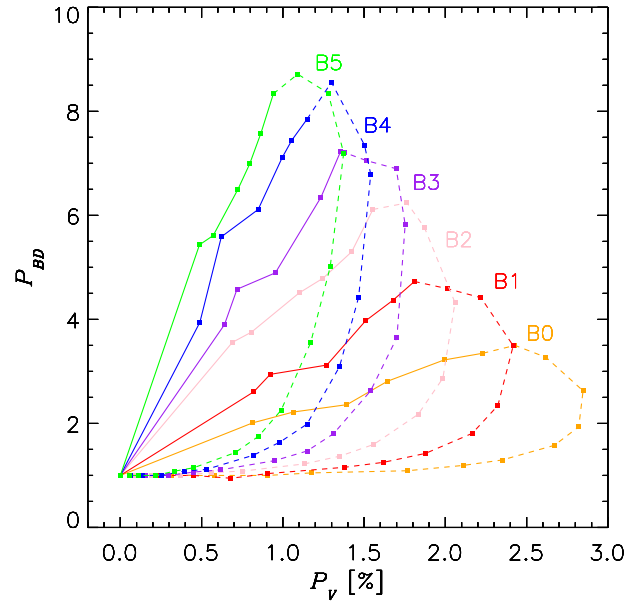


**Figure 8.** PCD for the reference model with three different base densities:  $6 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$  (solid line),  $3 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$  (dashed line), and  $1 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$  (dotted line). The dynamical scenario involves a B3 star and 30 yr of build-up followed by 30 yr of dissipation. The inclination angle is  $85^\circ$  and  $\alpha = 1.0$ . The epochs are marked and counted in years for the highest density model. The 1 yr and 30 yr epoch are marked for the three models.



**Figure 9.** PCDs for three different spectral types (solid for B0, dashed for B2, and dotted for B5) with a dynamical scenario compound of 30 yr of build-up followed by 30 yr of dissipation. The base density is  $1 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ . The inclination angle is  $90^\circ$  and  $\alpha = 1.0$ . Numbers indicate three reference times that help describe the disk evolution in the text. Whereas 1 and 3 represent different epochs depending on the spectral type, the number 2 always marks the stop of mass injection in the disk at  $t = 30 \text{ yr}$ .

decrease in the polarization value and a change in the color of the polarized spectrum. However, pre-scattering absorption depends on the conditions of the innermost part of the disk, whereas



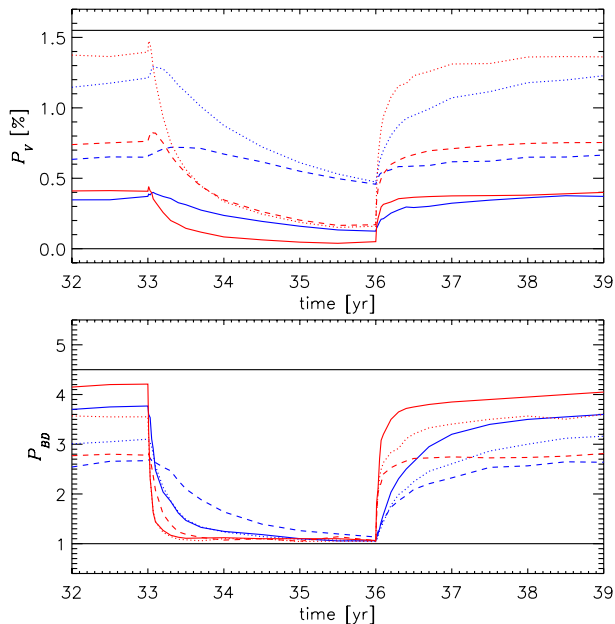
**Figure 10.** PCD for a central star of different spectral types, as indicated. The scenario is the same as for Figure 8. The solid lines mark the build-up phase, and the dashed lines represent the dissipation phase. The base density is  $6 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ . The inclination angle is  $70^\circ$  and  $\alpha = 1.0$ .

(A color version of this figure is available in the online journal.)

post-scattering absorption follows the conditions at much larger radii. We thus explain Figure 9 as follows: for the onset of the disk formation to point 1, the loops follow a normal behavior. As time passes,  $P_{BD}$  grows as a result of the density increase everywhere in the disk. As the disk continues to grow and to become more dense, post-scattering absorption starts to play a role in lowering  $P_{BD}$  (point 1 to 2). The track between point 1 and 2 in Figure 9 thus indicates the growing role of the outer disk in absorbing the polarized flux coming from the innermost parts of the disk. When mass injection stops (point 2),  $P_V$  increases for reasons already explained in Section 3.1, and  $P_{BD}$  also increases due to the smaller post-scattering absorption. At point 3, post-scattering absorption becomes negligible and, at the same time, the  $P_{BD}$  also drops due to the lack of density. This is why the  $P_{BD}$  level at the top of the secondary loop (point 3) is always smaller than the level at the top of the primary loop (point 1). Finally, the PCD follows a normal track toward  $P_{BD} = 1$  and  $P_V = 0$ , characteristic of an emptying disk. Moreover, since this post-scattering absorption changes the color of the polarized spectrum, the phenomenon we just described is more important for late spectral type stars where the polarization color is more pronounced. From the observational point of view, this example shows that it is not possible to directly associate a value of  $P_{BD}$  to a disk density scale, at least for close to edge-on viewing.

Figure 4 showed how the maximum polarization of a given model depends on  $T_{\text{eff}}$ . A strong dependence of the PCD on the central star spectral type is thus to be expected. In Figure 10, we can see that the spectral type impacts the PCD in various ways. Firstly, the range of  $P_V$  values plotted in the PCD increases with increasing  $T_{\text{eff}}$  (in agreement with Figure 4). Secondly, the slope of the PCD increases with decreasing  $T_{\text{eff}}$ . This again can be understood in terms of the relative importance of electron scattering opacity versus H I opacity.





**Figure 11.** Same as for Figure 5 for the sixth cycle of a periodic mass injection scenario with period of six yr and a duty cycle of 50%. The solid black lines indicate the limit values that are reached for uninterrupted build-up and dissipation phase.

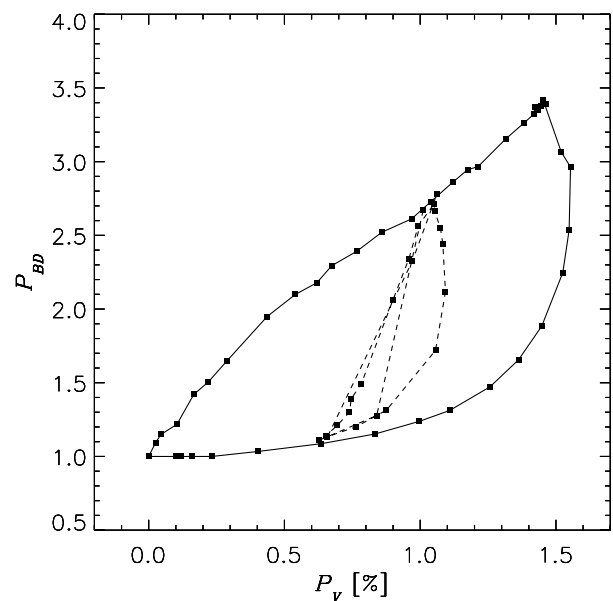
(A color version of this figure is available in the online journal.)

As seen above, the higher the effective temperature, the lower the bound-free opacity for a given density. Also, the lower the bound-free opacity, the smaller the polarization change across the Balmer discontinuity. Therefore, the slope of the loop in the PCD is a good tracer of the bound-free opacity. In view of the results shown in Figures 8 and 9, the diagnostic potential of the PCD as a measure of the disk density depends critically on a good determination of the spectral type of the central star.

Halonen & Jones (2013a) studied the shape of the PCD loops using ad hoc models that simulated the disk growth and dissipation by simply changing the inner and outer radius of the disk while keeping the density slope fixed to its steady state value ( $n = 3.5$ ). A quantitative agreement between this work and their results is not to be expected due to the different disk models used but also because their definition for  $P_{BD}$  is based on the difference between polarization levels before and after the Balmer discontinuity instead of the ratio (definition used in the present work).

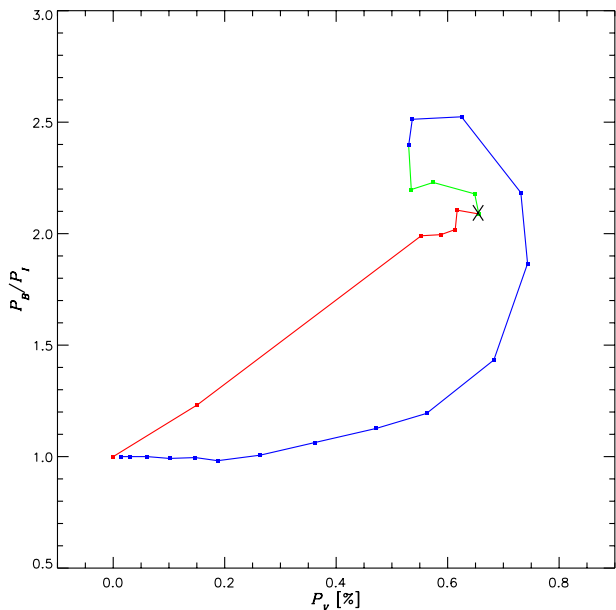
### 3.2. Periodic Mass Loss Rate

The previous section dealt with the case of a disk forming when none exists and the dissipation of a fully formed disk. This situation has been already observed in several Be stars. Some examples include  $\pi$  Aqr (a well-documented disk dissipation that started in 1986 can be found in Wisniewski et al. 2010) and the disk growth of  $\omega$  Ori in the eighties (Sonneborn et al. 1988). In between these limiting cases, most Be stars display either an irregular variability or, what is more rare, a quasi-cyclic variation of the light curve (Sabogal et al. 2008). The best-studied example of the latter case is  $\omega$  CMa, that displays two to three yr long outbursts separated by four to five yr of quiescence (Štefl et al. 2003). In this section, we explore the polarization signature expected when the mass injection is periodically turned on and off.



**Figure 12.** PCD at a  $70^\circ$  inclination angle and  $\alpha = 0.1$  for the same dynamical scenario shown in Figure 6 (solid line) and for another one where the mass injection rate is periodically turned on and off every one year (dashed line).

A periodical scenario is defined by three parameters, the mass injection rate, the period, and the duty cycle, which indicates the fraction of time in each cycle where the mass injection rate is larger than 0 (see Paper I for details). Figure 11 shows the temporal evolution of  $P_V$  and  $P_{BD}$  for a periodic mass injection scenario (six-yr period and 50% duty cycle, meaning that mass is continuously injected into the disk for three years every six years). The main difference between this case and the scenarios seen in Section 3.1 is that the disk doesn't totally build up and dissipate. The lowest values of  $P_V$  and  $P_{BD}$  at the end of quiescence are therefore different from 0% and 1, respectively, and the maximum values are less than for an uninterrupted build-up phase (Figure 5). Figure 12 compares the tracks in the PCD of a periodical scenario (one-yr period, 50% duty cycle, dashed curve) to that of a fully formed disk (formation from no previous disk followed by full dissipation, solid curve). The latter case forms a closed loop with maximal extent because at the end of the build-up phase, the disk density approaches a limit value (Paper I), and at the end of the dissipation, the disk matter has been almost completely lost. In the case of a periodical mass injection, however, there are three main differences: (1) the cyclic mass injection prevents the disk density to reach its limit value; (2) at the end of quiescence the disk matter has not yet been fully lost; and (3) a given cycle starts with matter already accumulated in the previous one, so the total disk mass of each successive cycle, at a given phase, is always larger than the previous ones. Observationally, we already saw in Figure 11 that these differences imply that the variations of  $P_V$  and  $P_{BD}$  will be of a smaller amplitude but it also results in a variation of these curves from cycle to cycle. This last point depends on the parameters of the scenario and is mainly visible for low-period scenarios (i.e., about a year or less for  $\alpha = 1.0$ ). This is well illustrated in Figure 12; the loops in the PCD for a periodic scenario never close, and they are of a smaller amplitude than the loops for fully formed and dissipated disks in which they are confined.



**Figure 13.** PCD showing  $P_B/P_I$  as a function of  $P_V$  for a 0.2 yr outburst ( $\dot{M} = 3.3 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , green curve) following a 20 yr long ( $\dot{M} = 1.6 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , red curve) stable period of build-up. The outburst is then followed by a 30 yr dissipation (blue curve). The X point marks the start of the outburst. The parameters are those of the reference model (B2 star). The inclination angle is  $39^\circ$  and  $\alpha = 1.0$ .

(A color version of this figure is available in the online journal.)

### 3.3. Episodic Mass Loss Rate

The most common type of variability observed in Be stars is of an irregular nature, which means that the mass injection rate varies with time in a complicated way. One extreme example is the so-called “flickering activity,” which is related to short-term variations seen in several observables. Examples of flickering activity can be found in Rivinius et al. (1998;  $\mu$  Cen, photometry and spectroscopy) and Carciofi et al. (2007;  $\alpha$  Eri, polarimetry). The “flickering” is attributed to an enhanced mass injection rate (outburst) that lasts from a few days to several weeks.

To illustrate the effects of an outburst on the polarimetric features, Figure 13 shows a PCD for a dynamical scenario involving a 20 yr long build-up phase followed by a 0.2 yr outburst with a mass injection rate twice higher than for the previous phase. The outburst is then followed by a 30 yr dissipation phase. The first 20 yr of disk formation displays the same signature in the PCD as seen above (red line in Figure 13). After the mass injection rate doubles at  $t = 20$  yr, the disk density gradually increases inside-out (see Figure 11 of Paper I for a description on how the disk density evolves with time in this scenario). The signature of the outburst (green curve in Figure 13) in the PCD is quite curious; while  $P_B/P_I$  stays essentially the same,  $P_V$  initially decreases between epochs 20.01 and 20.1 yr. This can be understood in terms of the sudden increase in the disk continuum emission (Figure 21 of Paper I) as a result of the enhanced densities in the inner disk. After the disk total mass adjusts to the new mass injection rate ( $\dot{M} = 1.6 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  at epoch 20 yr or so), then  $P_V$  increases again. After the end of the outburst, mass injection is turned off ( $t = 20.2$  yr) and the model follows a dissipative path in the PCD (blue curve), as seen before. The outburst thus adds an extra outgrowth to the loop compared to a dynamical

scenario without any outburst and should be quite well-identified provided a sufficient time coverage of polarimetric observations.

## 4. COMPARISON OF THE PREDICTIONS WITH OBSERVED DATA

Long-term polarimetric observations of the Be stars 60 Cygni and  $\pi$  Aquarii were obtained with the spectropolarimeter HPOL and revealed several year long disk-loss episodes interrupted by outbursts (Wisniewski et al. 2010). PCDs made out of these measurements showed loop patterns whose general shape was generally well described with viscous disk build-up and dissipation phases (Draper et al. 2011). More recently, Draper et al. (2013) presented a polarimetric follow-up of nine Be stars among which some of them exhibited very characteristic PCD patterns, similar to the ones we showed in the last section.

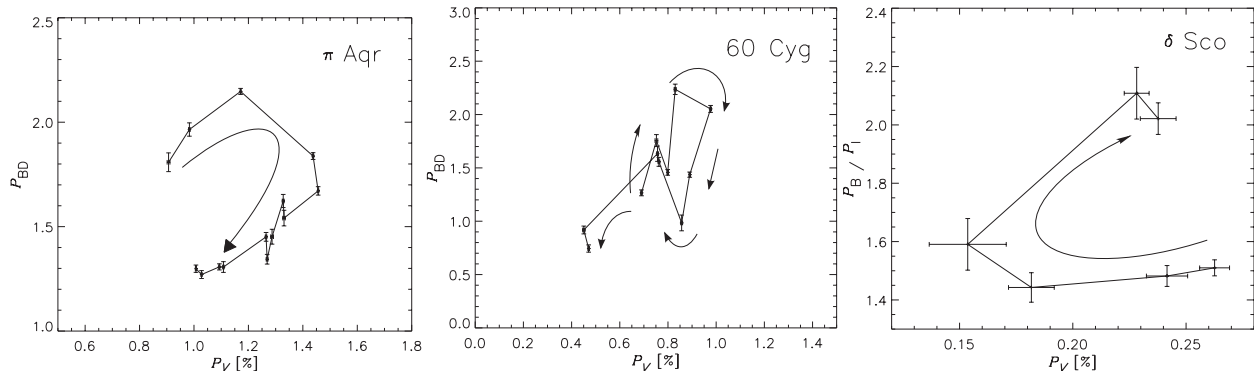
In this section, we compare our theoretical predictions with PCDs obtained from HPOL measurements for 60 Cygni,  $\pi$  Aquarii, and  $\psi$  Persei. We refer the reader to Draper et al. (2013) for further details regarding the observational data. Moreover, we also discuss polarimetric measurements of  $\delta$  Scorpii made with the IAG polarimeter at the Pico dos Dias Observatory (Bednarski & Carciofi 2012).

### 4.1. $\pi$ Aquarii

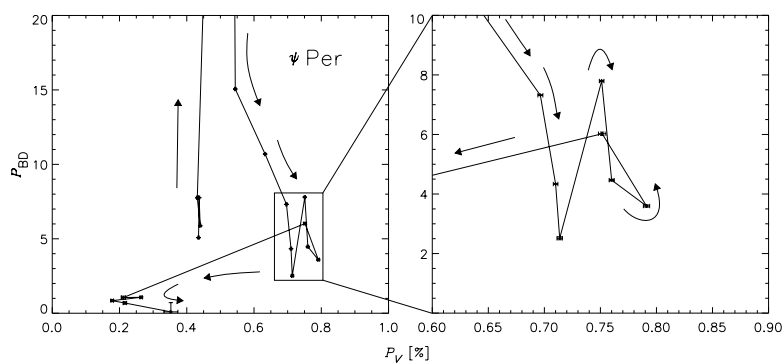
The PCD of  $\pi$  Aqr presents a very clear observational evidence of a partial loop obtained during a  $\sim 180$  day polarimetric flare (Figure 14, left panel). From a pre-existent disk ( $P_V = 0.9\%$ ,  $P_{BD} = 1.8$ ), the loop starts with a build-up phase until it reaches a maximum  $P_{BD}$  value of 2.2. After that, an irregular dissipation pattern (with small deviations probably due to short-lived mass injection events) is seen. As already reported in Draper et al. (2011) and in the present paper, the general clockwise loop is well explained by viscous processes. The exact PCD then depends on an interplay between the injected quantity of matter, the inclination angle, the  $\alpha$  parameter and a good knowledge of the disk state before the outburst. Such in-depth analysis will be carried out in the future. However,  $\pi$  Aqr being a B1 type star (Slettebak 1982), the range of the observed  $P_V$  and  $P_{BD}$  values are consistent with the range of the values shown in Figure 10. Since these latter values correspond to maximum values obtained for full build-up and dissipation cases, we conclude that the  $\pi$  Aqr polarimetric observations are compatible with our VDD predictions.

### 4.2. 60 Cygni

60 Cyg presents a more complex case (Figure 14, middle panel). The first part of the PCD loop forms a clear clockwise loop that is well understood with a classical building-up/dissipation scenario, albeit with an irregular shape, suggestive of possible events of mass injection into the disk. In this part, the slopes are quite high for a B1 spectral type star (Slettebak 1982) when compared with Figure 10. We speculate that this could be a signature of a high base density (i.e., high mass injection rates) and/or low inclination angles. The remaining data points follow a quite irregular track in the PCD, displaying the enigmatic behavior of an increase of  $P_{BD}$  with a simultaneous decrease of  $P_V$ . The results of Sections 3.1 and 3.3 suggest possible ways to explain such a behavior (e.g., irregular mass injection rates) but the scarcity of the data points prevents any well-founded interpretation.



**Figure 14.** Observed PCDs of  $\pi$  Aqr (left panel) and 60 Cyg (middle panel), from Draper et al. (2013), and PCD of  $\delta$  Sco (right panel) made from measurements obtained at the IAG polarimeter. For the three PCDs, arrows indicate the chronological succession of epochs.



**Figure 15.** PCD of  $\psi$  Per built from HPOL observations that spanned 15 yr.

#### 4.3. $\delta$ Scorpii

$\delta$  Sco is a B0.2 IVe star with an inclination angle of about  $35^\circ$  (Carciofi et al. 2006). A several-year-long campaign led at the Pico dos dias Observatory (LNA, Brazil) allowed monitoring of the polarimetric activity of  $\delta$  Sco in the  $B$ ,  $V$ ,  $R$ , and  $I$  filters (Bednarski & Carciofi 2012). At  $\text{JD} \sim 2,445,500$ , the star was in an intermediary level of activity, having built a large disk over the course of the previous 10 yr, when a photometric increase was observed in 2010 March. Since the star is close to pole-on viewing, this increase is likely associated with a strong outburst (Paper I).

Polarimetric measurements were obtained before, during, and after the 2010 March outburst (Figure 14, right panel). In the PCD, the data shows the following chronological behavior.

1. The  $P_V$  level decreases after the photometric outburst had started while the  $P_B/P_I$  level stays essentially the same, and
2. as the outburst proceeds, both  $P_B/P_I$  and  $P_V$  increase.

This behavior is qualitatively very similar to the outburst scenario described in Figure 13. When an outburst happens on top of an already existing disk (which is the case for the 2010 outburst of  $\delta$  Sco), what is initially seen is a leftward track in the PCD, followed by an up-right track, characteristic of disk build-up and subsequent dissipation. The range of  $P_V$  levels are much lower than in Figure 13, which could indicate that the  $\delta$  Sco disk was not in a very dense state. Even though no attempt is made here to fit the data, it is worth noting that the outburst scenario, as suggested by photometry (Bednarski & Carciofi 2012), is a quite attractive explanation for the unusual track in the PCD seen for  $\delta$  Sco, which in turn, suggests that this track is

consistent with a viscous disk scenario. This certainly deserves further scrutinization.

#### 4.4. $\psi$ Persei

Another observed PCD that we can compare to our models, especially with Figure 9, is  $\psi$  Per (B5 star with a disk inclination angle of  $75^\circ \pm 8^\circ$ ; Delaa et al. 2011). Figure 15 represents a 15 yr long polarimetric monitoring of this star. The first characteristic of this PCD is the gigantic variation seen in  $P_{BD}$  while  $P_V$  steadily increases over a period of 10 yr, indicating that the disk is overall building up. The data point which is off scale corresponds to  $P_V \sim 0.5$  and  $P_{BD} \sim 80$ . Second, after  $P_{BD}$  decreased, a series of lower amplitude  $P_{BD}$  variations are seen (see zoom of Figure 15), until both  $P_{BD}$  and  $P_V$  decline over a few months. The track that  $\psi$  Per follows on the PCD presents many similarities with the curve corresponding to the B5 spectral type in Figure 9. Even though the time-scale and amplitude of the  $P_{BD}$  jump is not reproduced specifically by our model, the fact that a high  $P_{BD}$  variation is concomitant with a steady increase of  $P_V$  supports the fact that  $\psi$  Per was experiencing a build-up phase seen at a high-inclination angle and with a very high disk density. We also mention that this peaky shape for a PCD is typical of late-type stars as shown in Figure 9. Moreover, the zoomed panel of Figure 15 also shows a pattern that is very similar to the counter-clockwise secondary loop in the PCD presented in Figure 9. This type of behavior was only observed for models involving an inclination angle of  $i > 80^\circ$  and a base density higher than  $1 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ . However, we speculate that this sort of PCD could be observed for lower inclination angles if the disk is denser ( $\rho_0 > 1 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$ ).

It is important to mention that loop-shaped PCDs can also be qualitatively reproduced using spiral oscillation models as demonstrated in Figure 9 of Halonen & Jones (2013b). In this approach, a one-armed density wave that is confined to a region extending out to  $10 R_*$  generates distinct shapes for the PCDs as well as characteristic signatures in the polarization angle variation. We conclude by saying that a detailed modeling specific to each observed Be star is needed to understand the origin of the polarimetric variability. PCDs and polarization angle measurements are critical observable quantities to disentangle a scenario involving a variable mass injection rate in an axisymmetric disk (with no polarization angle variation expected) from a scenario including a one-armed oscillation.

## 5. CONCLUSIONS

In this paper, we first review the mechanisms at the origin of the continuum polarization levels observed for Be stars under the assumption of a steady-state VDD model. For different disk densities and spectral types, we detail how the electron scattering, bound-free, and free-free opacities shape the polarized spectrum. Analyzing these opacities further, we describe how they vary radially to establish the regions of the disk that are electron-scattering dominated and the regions that are bound-free dominated. For low densities (typically  $1 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ ), all models are electron scattering dominated and the polarization spectrum is roughly flat regardless of the spectral type. For larger densities (typically greater than  $1 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ ), the bound-free opacity becomes the dominant opacity in the disk, at least in its innermost part. Based on this opacity description, we can define two polarimetric features that depend on different disk properties:  $P_V$ , the polarization level in the visible (or any other wavelength), is a measure of the scattering mass of the disk; and  $P_{BD}$  (the polarization change across the Balmer jump), a measure of the color of the polarization spectrum, which depends on the relative importance of the bound-free opacity to the total opacity. With a more realistic modeling based on a coupling of hydrodynamics and radiative transfer simulations, we show how these polarimetric features evolve with time for different disk mass injection scenarios. Different mass injection histories (constant, periodic, or episodic) result in specific behaviors of the polarimetric observables. This led us to introduce an extension of the concept of BJV diagrams (Draper et al. 2011) that we named PCD as an analogy to color magnitude diagrams. The PCD plots  $P_{BD}$  (or other measure of the polarization color) versus the polarization level. PCDs constitute a powerful diagnosis tool to derive different physical parameters of the disk such as the inclination angle, the viscous coefficient  $\alpha$ , the disk base density, and the spectral type of the central star on top of the mass injection history. Typically, the polarimetric features of a star evolving from a diskless phase (normal B star) to a Be phase (with a disk present) and back to a B phase will appear as a loop in the PCD, the upper part of the loop being associated with the disk construction and the lower part with the dissipation. In some particular cases of very high densities and high inclination angles, morphologic variations of the PCDs with the apparition of a secondary loop were found. Albeit the useful diagnostic potential, the morphologies seen in the PCD bear some degeneracy with respect to some parameters. For this reason, we stress that the more observables and better time coverage, the easier it is to infer a dynamical scenario and physical parameters of the system. The theoretical predictions were confronted with observed PCDs of four stars. While  $\pi$  Aqr exhibits quite a clear build-up/dissipation pattern in its PCD, 60 Cyg presents a more

irregular case that is likely to be the result of mass injection rate variations. We then analyze the PCD of  $\delta$  Sco and speculate that it probably represents the polarimetric counterpart of an outburst seen with photometry. Finally, we point out that the huge variations and the counter clockwise structure of  $\psi$  Per's PCD can be explained with our predictions for a B5 spectral type star, with a high inclination angle and a high density. However, a detailed modeling needs to be carried out for each specific star in order to achieve an accurate reproduction of the observed PCDs.

X.H. thanks FAPESP for supporting this work through the grants 2009/07477-1 and 2010/19029-0. B.C.M. acknowledges support from CNPq (grant 133338/2012-6). A.C.C. acknowledges support from CNPq (grant 307076/2012-1) and Fapesp (grant 2010/19029-0). D.B. acknowledges support from CNPq (grant 134761/2012-0). This work has made use of the computing facilities of the Laboratory of Astroinformatics (IAG/USP, NAT/Unicsul), whose purchase was made possible by the Brazilian agency FAPESP (grant 2009/54006-4) and the INCT-A.

## APPENDIX

### THE RADIAL DEPENDENCE OF THE BOUND-FREE ABSORPTION COEFFICIENTS

Figure 2 shows that the radial dependence of the bound-free absorption coefficient is much steeper than the radial dependence of the density itself. A similar figure (Figure 16) compares how the scattering and bound-free absorption coefficients change with changing density for two spectral types. It is interesting to note that the bound-free absorption coefficient becomes dominant on a larger extent of the disk for both base densities for later spectral types.

The radial dependence of the bound-free absorption coefficients in these two figures, consider the expression for the bound-free absorption coefficient in the Paschen continuum ( $\lambda_2 < \lambda < \lambda_3$ , where  $\lambda_2 = 3646 \text{ \AA}$  and  $\lambda_3 = 8203 \text{ \AA}$  are the H I  $n = 2$  and 3 photoionization thresholds). Taking into account, for simplicity, only the contributions of H I levels  $n = 2$  and 3 to the opacity (e.g., Bjorkman & Bjorkman 1994, Equation (30))

$$a_{\text{bf}}(\lambda, r) = n(r) \left[ N_2 b_2 \left( \frac{\lambda}{\lambda_2} \right)^3 + N_3 b_3 \left( \frac{\lambda}{\lambda_3} \right)^3 \right], \quad (\text{A1})$$

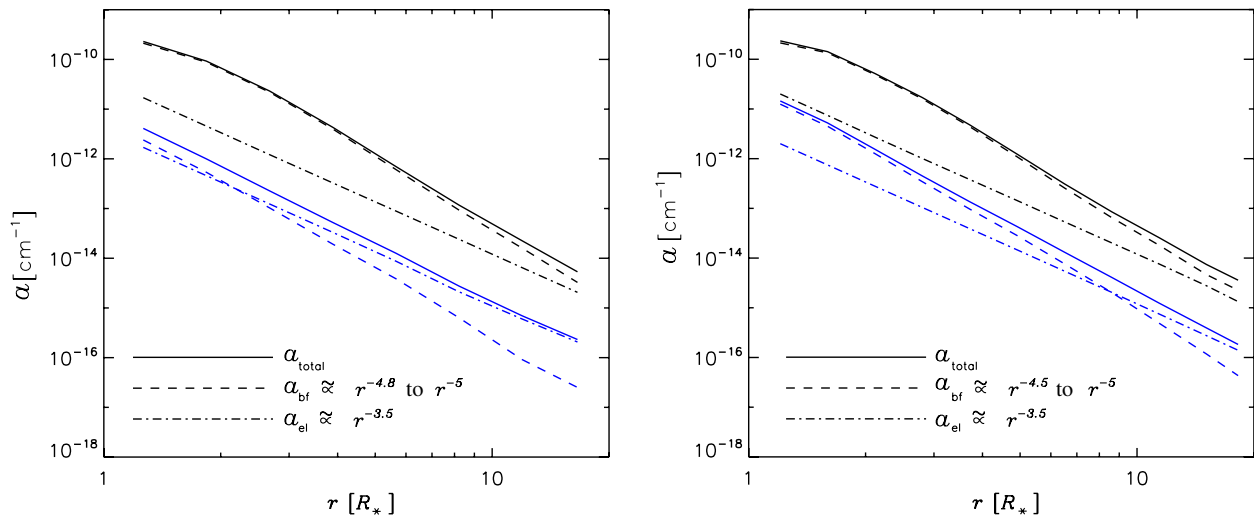
where the photoionization cross sections are  $b_2 = 1.4 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$  and  $b_3 = 2.2 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $n(r)$  is the particle number density, and  $N_2$  and  $N_3$  are the fractional occupation numbers of H I.

The H I occupation numbers of the same models shown in Figure 2 and in the left panel of Figure 16 are plotted in Figure 17.  $N_3$  is much smaller than  $N_2$  everywhere in the disk, so, to a first approximation, the contribution of the atoms in this level (and above) can be ignored. Thus, the radial dependence of  $a_{\text{bf}}$  is thus controlled by the (explicit) radial dependence of  $n(r)$  and the (implicit) radial dependence of  $N_2$

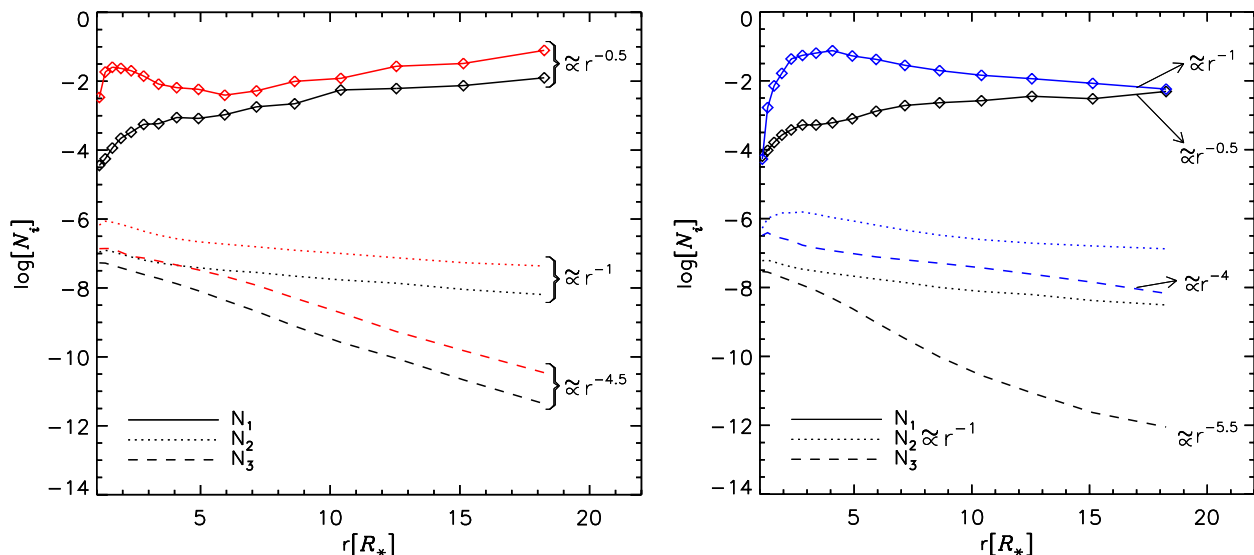
$$a_{\text{bf}}(\lambda, r) \propto n(r) N_2 \propto r^{-(A+B)}, \quad (\text{A2})$$

where  $A$  is the slope of the density distribution and  $B$  is the radial variation of  $N_2$ . For a steady-state disk,  $A = 3.5$  (Section 2). The value of  $B$  is not constant, as is apparent from the fact that the  $N_2$  curves in Figure 17 are not straight lines. However,





**Figure 16.** Same as Figure 2 for a B2 star (left) and B3 star (right) and two different base densities:  $\rho_0 = 4.2 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$  in black, and  $4.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$  in blue. (A color version of this figure is available in the online journal.)



**Figure 17.** Hydrogen level populations (up to level 3) vs. distance from the star. Left: results for different spectral types (B2 in black and B4 in red) for a steady-state VDD with  $\rho_0 = 8.4 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ . Right: results for different base densities ( $\rho_0 = 4.2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ , black, and  $8.4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-3}$ , blue) for a B2 star. Power-law indexes are indicated.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

representative values of  $B$  can be found by fitting the  $N_2$  with a power law. The results, shown in Figure 17, give  $B \sim 1$ . Thus,  $\alpha_{\text{bf}}$  falls approximately as  $r^{-4.5}$ .

## REFERENCES

- Bednarski, D., & Carciofi, A. C. 2012, in ASP Conf. Proc. 464, Circumstellar Dynamics at High Resolution, ed. A. Carciofi & Th. Rivinius (San Francisco, CA: ASP), 239
- Bjorkman, J. E. 1997, in Stellar Atmospheres: Theory and Observations, ed. J. P. De Greve, R. Blomme, & H. Hensberge (Lecture Notes in Physics, Vol. 497; Berlin: Springer), 239
- Bjorkman, J. E., & Bjorkman, K. S. 1994, *ApJ*, 436, 818
- Bjorkman, J. E., & Carciofi, A. C. 2005, in ASP Conf. Ser. 337, The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars, ed. R. Ignace & K. G. Gayley (San Francisco, CA: ASP), 75
- Carciofi, A. C. 2011, in IAU Symp. 272, Active OB Stars: Structure, Evolution, Mass Loss, and Critical Limits, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, & G. Peters (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 325
- Carciofi, A. C., & Bjorkman, J. E. 2006, *ApJ*, 639, 1081
- Carciofi, A. C., & Bjorkman, J. E. 2008, *ApJ*, 684, 1374
- Carciofi, A. C., Bjorkman, J. E., Otero, S. A., et al. 2012, *ApJL*, 744, L15
- Carciofi, A. C., Magalhães, A. M., Leister, N. V., Bjorkman, J. E., & Levenhagen, R. S. 2007, *ApJL*, 671, L49
- Carciofi, A. C., Miroshnichenko, A. S., Kusakin, A. V., et al. 2006, *ApJ*, 652, 1617
- Carciofi, A. C., Okazaki, A. T., Le Bouquin, J.-B., et al. 2009, *A&A*, 504, 915
- Delaa, O., Stee, P., Meilland, A., et al. 2011, *A&A*, 529, A87
- Draper, Z. H., Wisniewski, J. P., Bjorkman, K. S., et al. 2011, *ApJL*, 728, L40
- Draper, Z. H., Wisniewski, J. P., Bjorkman, K. S., et al. 2013, *ApJ*, in press
- Halonen, R. J., & Jones, C. E. 2013a, *ApJ*, 765, 17
- Halonen, R. J., & Jones, C. E. 2013b, *ApJS*, 208, 3
- Haubois, X., Carciofi, A. C., Rivinius, T., Okazaki, A. T., & Bjorkman, J. E. 2012, *ApJ*, 756, 156

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 785:12 (13pp), 2014 April 10

HAUBOIS ET AL.

- Jones, C. E., Sigut, T. A. A., & Porter, J. M. 2008, *MNRAS*, **386**, 1922  
Lee, U., Osaki, Y., & Saio, H. 1991, *MNRAS*, **250**, 432  
Meilland, A., Millour, F., Kanaan, S., et al. 2012, *A&A*, **538**, A110  
Okazaki, A. T. 2001, *PASJ*, **53**, 119  
Okazaki, A. T. 2007, in ASP Conf. Ser. 361, Active OB-Stars: Laboratories for Stellar and Circumstellar Physics, ed. S. Stefl, S. P. Owocki, & A. T. Okazaki (San Francisco, CA: ASP), 230  
Porter, J. M. 1999, *A&A*, **348**, 512  
Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. 1997, *ApJ*, **479**, 477  
Rivinius, T., Baade, D., Štefl, S., et al. 1998, *A&A*, **333**, 125  
Rivinius, T., Carciofi, A. C., & Martayan, C. 2013, *A&ARv*, **21**, 69  
Sabogal, B. E., Mennickent, R. E., Pietrzyński, G., et al. 2008, *A&A*, **478**, 659  
Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, **24**, 337  
Slettebak, A. 1982, *ApJS*, **50**, 55  
Sonneborn, G., Grady, C. A., Wu, C.-C., et al. 1988, *ApJ*, **325**, 784  
Štefl, S., Baade, D., Rivinius, T., et al. 2003, *A&A*, **402**, 253  
Tycner, C., Jones, C. E., Sigut, T. A. A., et al. 2008, *ApJ*, **689**, 461  
Wheelwright, H. E., Bjorkman, J. E., Oudmaijer, R. D., et al. 2012, *MNRAS*, **423**, L11  
Wisniewski, J. P., Draper, Z. H., Bjorkman, K. S., et al. 2010, *ApJ*, **709**, 1306  
Wood, K., Bjorkman, J. E., Whitney, B., & Code, A. 1996, *ApJ*, **461**, 847  
Wood, K., Bjorkman, K. S., & Bjorkman, J. E. 1997, *ApJ*, **477**, 926

## Modelo para ajuste de reta no diagrama $QU$ através das cadeias de Markov

O método mais simples de ajuste de uma reta no plano cartesiano considerando ambas as incertezas, em  $x$  e  $y$ , é o chamado método dos mínimos quadrados totais. Ele consiste em encontrar a reta que minimiza a soma dos quadrados das distâncias dos pontos ortogonalmente à reta, com as distâncias normalizadas em termos das incertezas em  $x$  e  $y$  (ver, por exemplo, Markovsky e Van Huffel, 2007). Esse processo de “regressão ortogonal” é bem aplicável na presença das seguintes condições:

1. dados independentes;
2. incertezas bem estimadas – isto é, nem superestimadas, nem subestimadas;
3. incertezas que seguem uma distribuição gaussiana.

Estas condições muitas vezes não se verificam na prática, seja por um outro comportamento estatístico que governa as incertezas, seja pela adição de erros sistemáticos durante o processo de aquisição dos dados, seja pela presença de dados em cuja medida não se confia, *etc.* Uma opção para excluir os “maus pontos” (i.e., aqueles inacurados ou com incerteza subestimada) seria um algoritmo de *sigma clipping*, que consiste em um processo iterativo: os pontos que estão a mais de  $\sigma_{\text{máx}}$  incertezas de distância de uma reta inicial são excluídos e uma nova reta é ajustada com todos os demais pontos; o processo se repete até que se chegue em um ajuste no qual nenhum ponto mais necessite ser excluído, ou até que se alcance a  $n_{\text{máx}}$ -ésima iteração.

O problema desse procedimento é que o processo de exclusão de pontos e o resultado tornam-se muito sensíveis à reta considerada inicialmente: diferentes retas provavelmente

filtrarão dados diferentes e retornarão, ao final, ajustes sobre subconjuntos diversos dos dados. Isso não seria um problema se existisse algum indicador que permitisse comparar adequadamente a qualidade dos ajustes alcançados a partir de retas iniciais distintas. O indicador mais óbvio, o  $\chi^2$ , não é um bom indicador porque escolher o resultado de menor  $\chi^2$  privilegia resultados com mais pontos excluídos (no limite em que sobram apenas dois pontos por exemplo,  $\chi^2 = 0$ , a “melhor” reta possível conforme esse indicador).

De modo geral, o mais adequado é um procedimento que se baseie no modelamento dos dados e de suas incertezas através de uma *função geratriz* capaz de reproduzi-los estatisticamente.

### G.1 Método de Monte Carlo via cadeias de Markov

Existe uma poderosa ferramenta que pode ser usada para os propósitos de ajuste de função e que admite qualquer modelo tanto para os dados, quanto para suas incertezas. Essa ferramenta é o método de Monte Carlo via cadeias de Markov (*Markov chain Monte Carlo*, MCMC), com o qual podemos mapear a probabilidade de cada modelo representar bem os dados.

A função de verossimilhança  $\mathcal{L}$  indica essa probabilidade dos dados terem sido observados tal como foram, dado um modelo teórico  $f(\{a_j\}; x)$  para os pontos, onde  $x$  é a variável independente das medições e  $\{a_j\}$  é o conjunto de parâmetros livres deste modelo (para uma reta, por exemplo,  $f(a, b; x) = ax + b$ ). Os métodos de máxima verossimilhança convencionais encontram os parâmetros do modelo que maximiza a função de verossimilhança, mas são incapazes de retornar as margens de confiança (i.e., as incertezas dos parâmetros).

Já os algoritmos de MCMC fornecem uma amostra completa da distribuição de probabilidade associada à função de verossimilhança, que além de possibilitar a extração de qualquer grandeza estatística, permite a visualização do todo o comportamento probabilístico dos parâmetros do modelo. O mapeamento das probabilidades é feito através de *walkers*, andadores que percorrem o espaço dos parâmetros  $\{a_j\}$ , construindo uma cadeia com os valores de cada posição ocupada. Ao final, a composição das cadeias construídas por cada *walker* é que produz a amostra associada à função de verossimilhança.

Neste trabalho, usamos a implementação em Python do MCMC através do programa EMCEE (Foreman-Mackey et al., 2013). Nela, cada um dos *walkers* simplificada-

- parte de uma posição inicial no espaço dos parâmetros, onde tem certa probabilidade de representar bem os dados;
- anda um passo aleatório neste espaço, alcançando uma posição com uma nova probabilidade;
- um número aleatório  $0 \leq R \leq 1$  é gerado: se  $R$  for menor do que a razão entre as probabilidades nova e antiga, aceita o passo e adiciona o valor dos parâmetros da atual posição na cadeia; do contrário, rejeita o passo e adiciona uma cópia dos valores antigos na cadeia;
- o processo se repete até um número pré-definido de iterações.

Para que a amostra da distribuição de probabilidade esteja correta, é necessário que os *walkers* tenham sido adequadamente inicializados através do processo de *burn-in*, que consiste num pré-processamento que os leva para as regiões do espaço de parâmetros próximas aos máximos locais da distribuição.

## G.2 Análise bayesiana

O MCMC mapeia não exatamente a função de verossimilhança, mas a probabilidade *a posteriori* – que leva em conta outros conhecimentos *a priori* que temos do problema, juntamente da probabilidade que temos através da função de verossimilhança. Este é um processo chamado de inferência bayesiana, com a probabilidade *a posteriori* dada pela fórmula do teorema de Bayes (ver, por exemplo, Box e Tiao, 1992),

$$P(\{a_j\} | D, I) = \frac{P(D | \{a_j\}) P(\{a_j\} | I)}{P(D | I)}, \quad (\text{G.1})$$

onde  $D$  e  $I$  são abreviaturas, respectivamente, para todo o conjunto de dados e todo conhecimento adicional *a priori* que se tem sobre o problema.<sup>1</sup> Estes termos representam:

$P(\{a_j\} | I)$  (probabilidade *a priori*) a distribuição de probabilidade dos parâmetros  $\{a_j\}$ , levando em conta os conhecimentos  $I$  que temos *a priori* sobre o modelo e os dados antes mesmo de considerarmos os dados  $D$ ;

<sup>1</sup>A abreviatura  $I$  foi usada aqui para explicitar o que geralmente está implícito nas demais fórmulas encontradas na literatura, sendo, portanto, frequentemente omitida.

$P(D|\{a_j\})$  (função de verossimilhança) a distribuição de probabilidade dos dados  $D$  conforme o modelo de parâmetros  $\{a_j\}$ ;

$P(D|I)$  a distribuição de probabilidade dos dados  $D$ , dados os conhecimentos  $a$  priori  $I$ .

$P(\{a_j\}|D, I)$  (probabilidade *a posteriori*) a distribuição de probabilidade dos parâmetros  $\{a_j\}$  dados os dados  $D$  e os conhecimentos *a priori*  $I$ ;

No nosso caso, podemos reescrever

$$P(\{a_j\}|D, I) = \mathcal{L}(\{a_j\}, D) P(\{a_j\}|I) , \quad (\text{G.2})$$

a menos de uma constante multiplicativa, já que  $P(D|I)$  pode ser considerado constante para nossos propósitos.

Muitos dos conhecimentos *a priori* que entram no termo  $P(\{a_j\}|I)$  da equação (G.2) dizem respeito a intervalos fisicamente aceitáveis para os parâmetros. Por exemplo, num modelo de reta em que o coeficiente angular  $a$  não pode ser negativo por contrariar alguma condição física do experimento ou dos fenômenos envolvidos, ou por ser um conhecimento provindo de experimentos anteriores, temos um conhecimento *a priori* sobre um dos parâmetros do modelo – nesse caso  $P(\{a_j\}|I) = 0$  quando  $a < 0$ , implicando na probabilidade *a posteriori* também nula nesses casos.

### G.3 Modelo para os dados no diagrama QU

Agora que introduzimos o problema, o MCMC e o princípio da inferência bayesiana, apresentemos neste capítulo a função de verossimilhança para a construção do modelo das retas nos diagramas QU.

Quando um ponto é medido com valor  $(x_i, y_i)$ , sendo  $x$  e  $y$  as variáveis independente e dependente da medição, respectivamente, e a incerteza sobre  $y$  é gaussiana e vale  $\sigma_i$ , a verossimilhança do modelo representado pela função  $f(\{a_j\}; x_i)$  em função de seus parâmetros livres  $\{a_j\}$  é dada simplesmente por uma probabilidade gaussiana (Zivot, 2009):

$$\mathcal{L}_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} \exp \left[ -\frac{(y_i - f(\{a_j\}; x_i))^2}{2\sigma_i^2} \right]. \quad (\text{G.3})$$

Quando há não apenas um único ponto observado, mas um conjunto de  $N$  pares  $(x_i, y_i)$ , a verossimilhança da amostra é igual ao produto das verossimilhanças de cada ponto,

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \mathcal{L}_i .$$

É comum trabalhar com o logaritmo de  $\mathcal{L}$ , porque as probabilidades envolvidas chegam a ser da ordem de muitas casas decimais. Quando os dados respeitam as três condições apresentadas no início deste apêndice, maximizar a função de verossimilhança equivale a minimizar a função  $\chi^2$ , já que

$$\ln \mathcal{L} = K - \frac{1}{2} \chi^2 , \quad (\text{G.4})$$

onde  $K = -1/2 \sum_{i=1}^N \ln(2\pi\sigma_i^2)$  é o fator de normalização das probabilidades (ver, por exemplo, Hogg et al., 2010).

### G.3.1 Reta com incerteza nos dois eixos

No caso de observações com incertezas tanto em  $x$  quanto em  $y$  e cujo modelo é o de uma reta  $f(a, b; x) \equiv f(x) = ax + b$ , tendo  $a$  e  $b$  como parâmetros livres, a verossimilhança de cada ponto deverá considerar sua distância ortogonal à reta e a projeção de sua incerteza na mesma direção. Como o objetivo com o mapeamento da reta no diagrama QU é encontrar o ângulo  $\psi = \arctan a$  de inclinação da reta, é conveniente utilizar  $\psi$  como parâmetro livre no lugar de  $a$ , já que estaremos mapeando a distribuição de probabilidade já em termos de  $\psi$ . Assim, a função passa a ser escrita como  $f(x) = \tan \psi x + b$ .

A forma matricial para a representação das componentes ortogonais, admitindo que agora os dados se dispersam gaussianamente nessa direção ortogonal, é deduzida por Hogg et al. (2010), com função de verossimilhança escrita como

$$\ln \mathcal{L} = - \sum_{i=1}^N \left( \frac{1}{2} \ln (2\pi \Sigma_i^2) + \frac{\Delta_i^2}{2\Sigma_i^2} \right) , \quad (\text{G.5})$$

com

$$\begin{aligned} \Delta_i &= \hat{\mathbf{v}}^\top \mathbf{Z}_i - b \cos \psi , \text{ e} \\ \Sigma_i^2 &= \hat{\mathbf{v}}^\top \mathbf{S}_i \hat{\mathbf{v}} , \end{aligned} \quad (\text{G.6})$$

onde  $\hat{\mathbf{v}}$  é o versor ortogonal à reta,  $\mathbf{Z}_i$  é a matriz coluna com os valores medidos do  $i$ -ésimo ponto e  $\mathbf{S}_i$  é sua matriz de covariância, respectivamente dados por

$$\hat{\mathbf{v}} = \begin{bmatrix} -\sin \psi \\ \cos \psi \end{bmatrix} , \quad \mathbf{Z}_i = \begin{bmatrix} x_i \\ y_i \end{bmatrix} , \text{ e} \quad \mathbf{S}_i = \begin{bmatrix} \sigma_{x_i}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{y_i}^2 \end{bmatrix} .$$

Por sua vez,  $\sigma_{x_i}$  e  $\sigma_{y_i}$  são as incertezas do  $i$ -ésimo ponto e os termos nulos na diagonal secundária representam as covariâncias, consideradas como nulas.

Uma última modificação nos parâmetros livres do modelo é substituir  $b$  por  $b \cos \psi$  por conveniência, já que o segundo aparece explicitamente na equação (G.6) para  $\Delta_i$ . Além disso, como  $b \cos \psi$  representa a distância ortogonal da reta à origem, ela também é uma estimativa da componente da polarização interestelar ortogonal à reta (ver figura 2.7, onde  $b \cos \psi \equiv P_{\text{IS}}^{\perp}$  e  $\psi \equiv 2\theta_{\text{IS}}$ ).

### G.3.2 Modelo de mistura

Para finalizar nosso modelo da função de verossimilhança, retomemos à questão introduzida no início deste apêndice. Consideremos que o conjunto de dados observados nem sempre é composto por pontos razoavelmente acurados e com incertezas bem estimadas e que sigam uma distribuição gaussiana. Se os erros sistemáticos puderem ser modelados ou se for conhecida uma distribuição mais apropriada para as incertezas, é possível construir uma função de verossimilhança mais específica; do contrário, o modelo mais geral para um conjunto de dados é considerar que cada ponto tem uma probabilidade de ser um “mau ponto”, e deixar o MCMC mapear as diferentes combinações entre “bons” e “maus” pontos e as verossimilhanças de cada caso.

Essa abordagem é complicada porque envolve muitas variáveis no modelo, sobre as quais também devemos ter algum conhecimento *a priori*. A alternativa é utilizar um modelo de mistura, que considera que parte dos dados segue adequadamente o modelo teórico estatístico (no nosso caso, pontos distribuídos gaussianamente na direção ortogonal à reta), mas também introduz na função de verossimilhança um termo para reproduzir os desvios. Esse termo é, a rigor, desconhecido, mas podemos supor que os desvios estejam associados a uma distribuição gaussiana deslocada reta ajustada por um valor médio de  $Y_b$  e variância  $V_b$ . A justificativa é que, assim, podemos de alguma maneira modelá-los através da distribuição menos restritiva possível – na pior das hipóteses, ficará claro através dos mapeamentos do MCMC se este não for um bom modelo, não interferindo em nada no resultado (ver Hogg et al., 2010).

Para complementar essa nova descrição da função de verossimilhança, uma variável  $p_b$  também é necessária para representar a situação da mistura, indicando uma “probabilidade média” dos pontos como um todo não seguirem estritamente o modelo da reta. É



importante notar que este novo modelo não excluirá ponto nenhum, apenas permitirá que as retas mapeadas sejam menos sensíveis aos pontos discrepantes.

Em suma, neste novo modelo, a amostra de dados passa a ser considerada como uma espécie de “sobreposição”:

- de pontos com probabilidade  $1 - p_b$  de se distribuir gaussianamente ao redor da reta inclinada ao ângulo  $\psi$  e com coeficiente linear  $b$ ;
- com pontos com probabilidade  $p_b$  de serem compatíveis não com a reta, mas com uma distribuição gaussiana ao redor de um valor médio  $Y_b$  e com variância  $V_b$ .

A função de verossimilhança completa passa a ser<sup>2</sup>

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \ln (\mathcal{L}_{gi} + \mathcal{L}_{bi}) , \quad (\text{G.7})$$

com os termos das verossimilhanças do  $i$ -ésimo ponto sendo

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{gi} &= \frac{1 - p_b}{\sqrt{2\pi\Sigma_i^2}} \exp \left[ -\frac{\Delta_i^2}{2\Sigma_i^2} \right] , \text{ e} \\ \mathcal{L}_{bi} &= \frac{p_b}{\sqrt{2\pi(\Sigma_i^2 + V_b)}} \exp \left[ -\frac{(\Delta_i - Y_b)^2}{2(\Sigma_i^2 + V_b)} \right] , \end{aligned} \quad (\text{G.8})$$

onde  $\Delta_i$  e  $\Sigma_i$  são os mesmos dados pelas equações (G.6).

O modelo (G.7) foi construído usando  $\mathcal{L}_{gi}$  idêntico ao desenvolvido por Hogg et al. (2010), o mesmo presente em cada elemento da somatória da equação (G.5), com a diferença de que naquela equação foram feitas algumas operações algébricas com o logaritmo, e que aqui foi inserido o fator  $1 - p_b$ .

Já  $\mathcal{L}_{bi}$  foi construído supondo uma distribuição gaussiana, assim como  $\mathcal{L}_{gi}$ , mas deslocada por um valor  $Y_b$  ortogonalmente à reta. O uso de  $\Sigma_i^2 + V_b$  como variância nessa fórmula indica nada mais do que a propagação das duas variâncias envolvidas – as correspondentes às incertezas da medição dos dados e a  $Y_b$ , correspondente à largura a meia altura da distribuição gaussiana geratriz dos pontos ruins.

Os parâmetros do modelo completo passam a ser cinco, portanto:  $\psi$ ,  $b \cos \psi$ ,  $p_b$ ,  $Y_b$  e  $V_b$ .

---

<sup>2</sup>Os índices “ $gi$ ” e “ $bi$ ” simplesmente vêm do inglês *good* e *bad*, para as distribuições dos pontos “bons” e “ruins”.

## G.4 Implementação do método de MCMC

A implementação do método de MCMC para o ajuste de reta, considerando um modelo de mistura para os dados, foi feita por meio da rotina `fitMCMCline` do módulo `poltools`, pacote `PYHDUST` (apresentado na seção 4.2.1).<sup>3</sup> O MCMC é executado internamente através do código EMCEE (Foreman-Mackey et al., 2013). A rotina `graf_qu` é quem chama efetivamente `fitMCMCline` para o conjunto de dados observacionais de um dado objeto, efetuando o ajuste da reta nos diagramas  $QU$  separadamente para cada um dos filtros UBVRI. Nesta seção descreveremos os parâmetros de entrada e como o melhor ajuste é extraído das probabilidades *a posteriori* retornadas pelo EMCEE.

### G.4.1 Entradas

Os parâmetros de entrada importantes destas rotinas, e que envolvem o método de MCMC, são os intervalos permitidos para os cinco parâmetros do modelo de mistura,  $(\psi, b \cos \psi, p_b, Y_b, V_b)$ , e os parâmetros que definem o número de *walkers* e os números de iterações de cada *walker* na fase de *burn-in* e na fase de construção das cadeias propriamente. Os parâmetros detalhados da rotina `graf_qu` podem ser verificados na documentação do pacote `PYHDUST`. Descrevemos abaixo os valores utilizados para os parâmetros acima citados.

### Conhecimentos *a priori*

A aplicação da fórmula de Bayes (G.2) dentro dessas rotinas é feita quando consideramos os intervalos permitidos para os parâmetros do modelo como informações *a priori*. Ou seja, a probabilidade *a priori*  $P(\{a_j\} | I)$  da fórmula de Bayes vale

$$P(\{a_j\} | I) = \begin{cases} C & \text{se } \{a_j\} \text{ está dentro dos intervalos permitidos} \\ 0 & \text{do contrário} \end{cases}, \quad (\text{G.9})$$

onde  $C$  é uma constante tal qual a integral de  $P(\{a_j\} | I)$  dentro de todo intervalo seja 1. Isso, aplicado à fórmula de Bayes, leva a uma probabilidade *a posteriori* nula quando um ou mais parâmetros estiver fora do intervalo permitido.

São conhecimentos *a priori* no nosso modelo:

---

<sup>3</sup>Esta rotina pode ser usada para quaisquer propósitos de ajuste de reta, não apenas para os diagramas  $QU$ .

- A probabilidade  $p_b$  estar entre 0 e 1 (já que a probabilidade vai de 0 a 100%);
- A variância  $V_b$  da distribuição gaussiana da mistura ser positiva, por definição;
- O ângulo  $\psi$  abranger um intervalo de apenas 180 graus porque os ângulos  $\psi$  e  $\psi \pm 180n$ , com  $n \in \mathbb{N}$  dizem respeito ao mesmo modelo quanto à direção da reta. Usamos o intervalo de 0 a 180 graus.

Já que não temos mais informações *a priori* sobre  $b \cos \psi$ ,  $Y_b$  e  $V_b$ , os intervalos foram determinados a partir de testes iniciais sobre as estrelas, sendo suficientemente altos para englobar todos os casos. Deste modo, usamos os seguintes intervalos para os cinco parâmetros:

$$\begin{aligned} \psi &\in [0, 180] ; & b \cos \psi &\in [-3, 3] ; & p_b &\in [0, 1] ; \\ Y_b &\in [-1, 1] ; & V_b &\in [0, 1] . \end{aligned}$$

#### Números de *walkers* e de iterações

Quanto ao número de *walkers* e de iterações, também foram definidos a partir de testes iniciais sobre as estrelas. Um número baixo de *walkers* pode ser incapaz de retornar uma amostra fidedigna da distribuição de probabilidade *a posteriori* dos modelos; porém, um número alto requer um tempo de processamento muitas vezes desnecessário, inviabilizando o processamento para as dezenas de estrelas Be. O número estabelecido, ao final, foi de 120.

As posições iniciais dos *walkers* no espaço dos parâmetros precisam ser estabelecidas antes do início do processo de *burn-in*. Embora não seja o aconselhado por Foreman-Mackey et al. (2013), a rotina `fitMCMCline` atribui um ponto inicial aleatório a cada um deles dentro dos intervalos permitidos *a priori*.<sup>4</sup>

A figura G.1 mostra um exemplo para as posições dos *walkers* obtidas na rodada do MCMC para  $\delta$  Sco no filtro V. O número de iterações no processo de *burn-in* parece ser razoável em torno de 200, valor suficiente para os *walkers* convergirem para próximo das regiões de maior probabilidade. O algoritmo limpa essas primeiras 200 posições e

---

<sup>4</sup>Foreman-Mackey et al. (2013) discutem que suas experiências mostraram que é preferível o mapeamento se iniciar ao redor da provável solução para, então, varrer todo o espaço dos parâmetros. Não seguimos essa sugestão porque nem sempre era clara uma solução única para nossas retas.

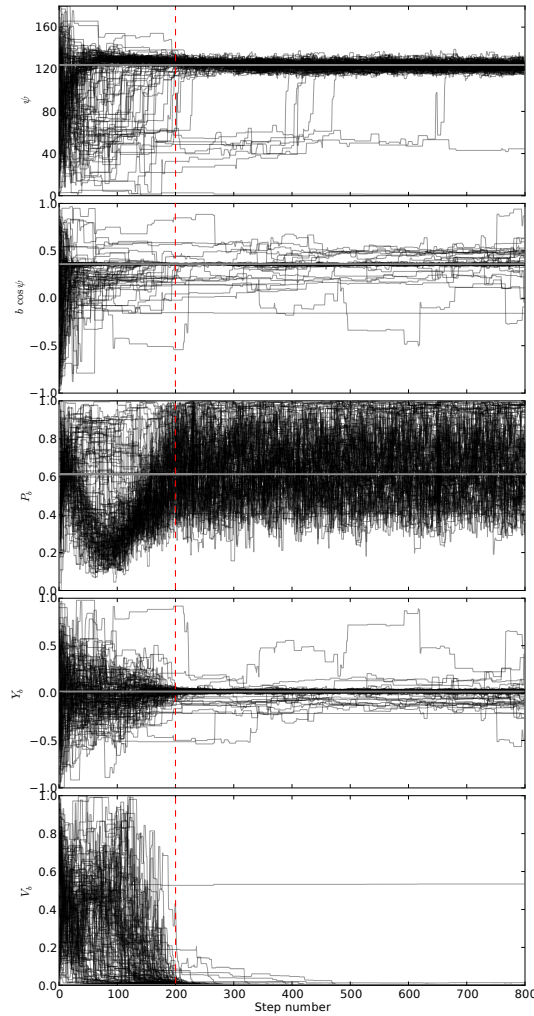


Figura G.1: Trajetórias dos *walkers* na construção das cadeias de Markov para  $\delta$  Sco (filtro V). A linha vertical vermelha divide as fases de *burn-in* da fase cujos valores são usados efetivamente na composição da amostra da probabilidade *a posteriori*.

passa a guardar os 600 valores iterados posteriormente, quando os *walkers* atingem o chamado estado estacionário. Logo, o número de elementos que amostrará a distribuição de probabilidade será  $120 \times 600 = 72000$ .

#### G.4.2 Saídas

A saída principal do EMCEE é a amostra da distribuição de probabilidade *a posteriori*, apresentada pelo `fitMCMCline` em forma de mapas de correlação entre cada combinação de parâmetros, dois a dois, e histogramas (exemplo na figura G.2). Os histogramas são gerados considerando todas as ocorrências numéricas de um dado parâmetro na amostra, independente do valor dos demais parâmetros associados àquela posição do *walker* na ca-

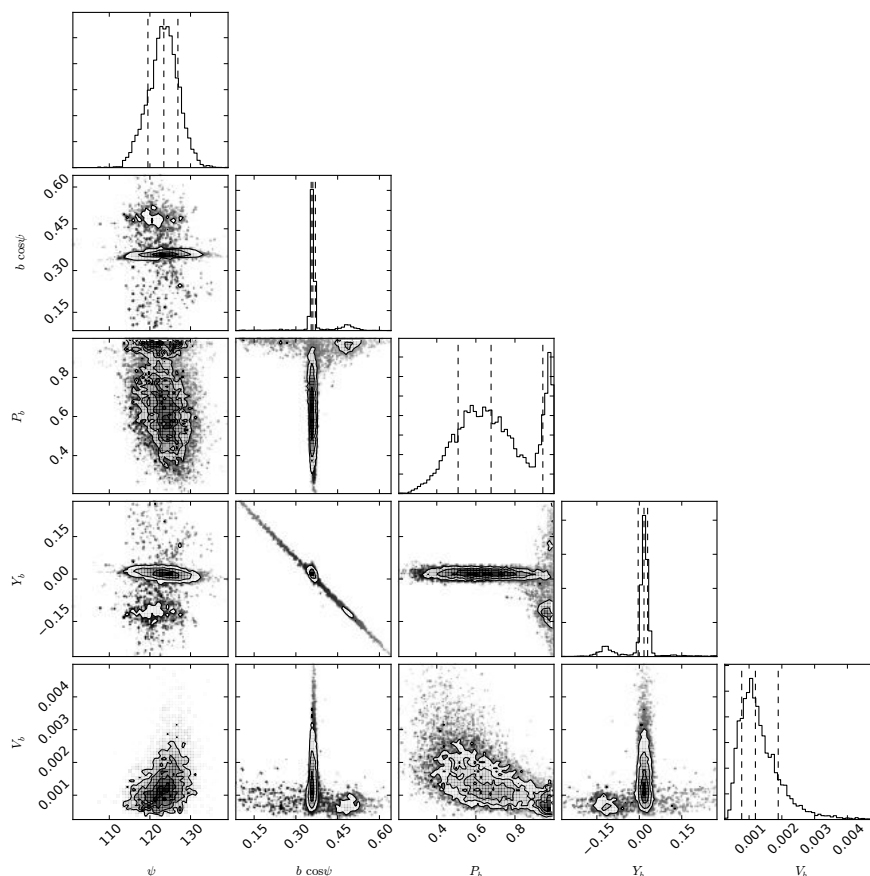


Figura G.2: Exemplo de mapas de correlação dos parâmetros que ajustam os dados para  $\delta$  Sco (filtro V).

deia. O mesmo para os mapas de correlação, que no caso considera os dois parâmetros envolvidos. Esse processo de extração da amostra em termos de apenas um ou de um conjunto parcial dos parâmetros chama-se *marginalização* e é central no processo de atribuição dos valores que indicam a reta que melhor representa os dados no diagrama  $QU$ .

A marginalização garante que os três parâmetros adicionados pela distribuição gaussiana adicional no modelo de mistura ( $p_b$ ,  $Y_b$ ,  $V_b$ ) não exerçam nenhum efeito de seleção nos parâmetros da reta procurada, uma vez que a amostra marginalizada de  $\psi$ , por exemplo, será composta por todos os valores de  $\psi$  encontrados, independente dos valores de  $p_b$ ,  $Y_b$ ,  $V_b$  e  $b \cos \psi$  associados ao respectivo elemento da cadeia.

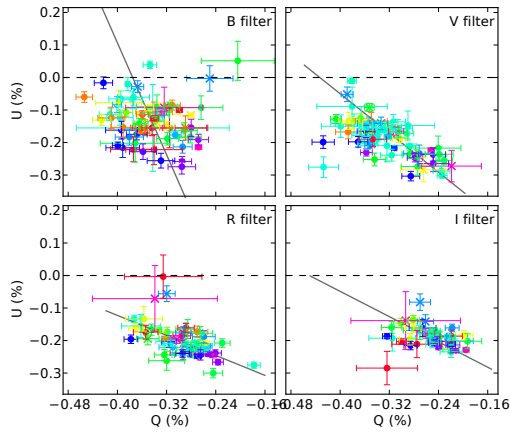
Para sintetizar a amostra em valores numéricos, a rotina `fitMCMCline` considera como “melhor modelo” aquele composto pelas medianas das amostras marginalizadas em cada parâmetro (linhas verticais tracejadas intermediárias em cada histograma da figura G.2). As incertezas são tomadas como as margens de confiança que contêm 68% da amostra

de cada parâmetro acima e abaixo da mediana (outras duas linhas em cada histogramas) e, portanto, podem ser assimétricas. Se as amostras marginalizadas seguirem uma distribuição completamente gaussiana, o melhor modelo será exatamente o composto pelos máximos das amostras e as incertezas serão simétricas e equivalentes a  $1\sigma$  dessa distribuição.

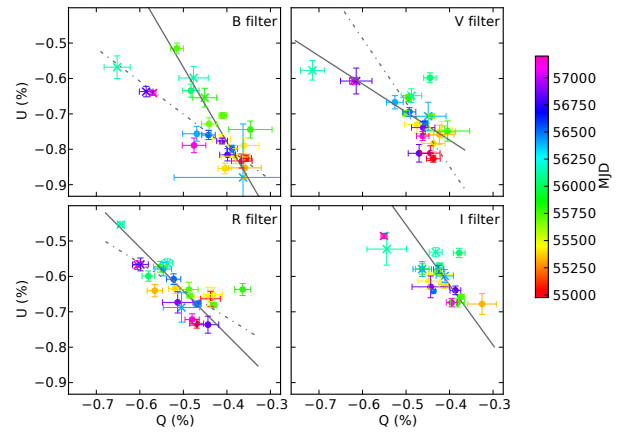
Em alguns casos como nesse exemplo da figura G.2, foram encontradas duas soluções (uma com  $p_b \sim 0.6$  e outra com  $p_b \sim 1$ ). A solução com  $p_b \sim 1$  representa um modelo no qual praticamente todos pontos são reproduzíveis pela distribuição gaussiana dos “pontos ruins”, não sendo uma solução adequada porque coloca em segundo plano a distribuição principal, responsável por produzir o ângulo  $\psi$  procurado. Em casos como esses, os dados associados ao segundo pico, com  $p_b \sim 1$ , foram filtrados da cadeia antes da extração das medianas e incertezas finais.

## Diagramas $QU$ das estrelas Be

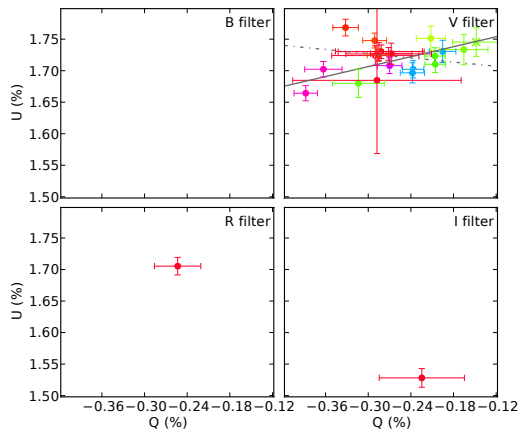
### H.1 Grupo 1



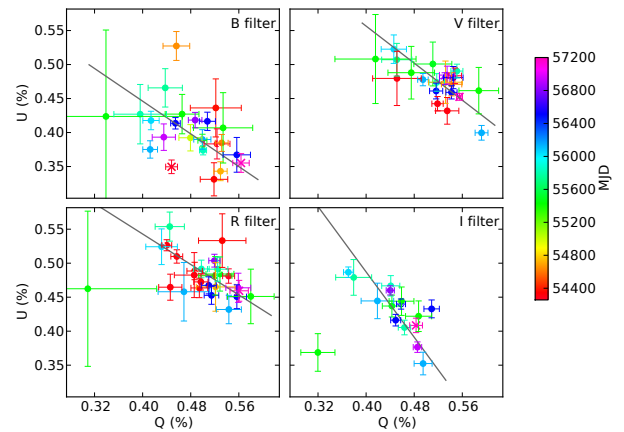
(a)  $\delta$  Sco



(b) 48 Lib



(c) HD 148937



(d)  $\lambda$  Pav

Figura H.1: Diagramas  $QU$  das estrelas do grupo 1. As retas sólidas indicam a solução mais provável do MCMC, enquanto as ponto-tracejadas são a segunda solução, quando presentes. Os pontos marcados com ‘x’ possuem um ou mais dos seguintes marcadores atribuídos durante o processo de curadoria: *iagpol-prob*, *incomp-mods*, *obs-prob*, *other-prob* e *oth-day-std* (ver subseção “Sistema de marcadores” da página 79, e marcadores adicionais na página 85).

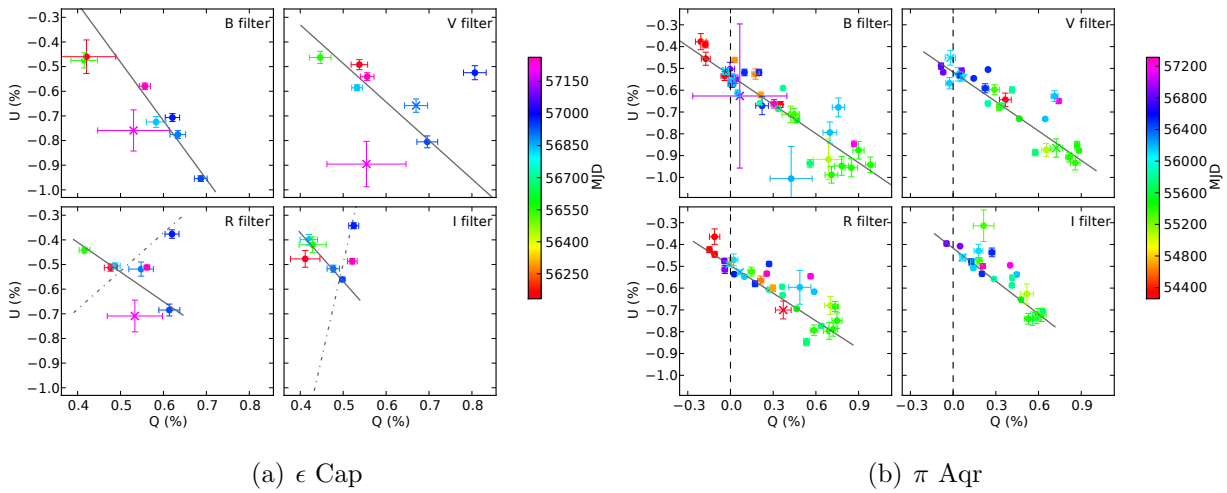


Figura H.2: (Continuação) Diagramas  $QU$  das estrelas do grupo 1.

### $\delta$ Sco

A discussão para  $\delta$  Sco pode ser conferida no corpo principal da dissertação, seção 5.2.1.

### 48 Lib

A discussão para 48 Lib pode ser conferida no corpo principal da dissertação, seção 5.2.1.

### HD 148937

Para HD 148937, as sequências de observações obtidas no OPD são todas no filtro V (figura H.1(c)), que resultaram em duas soluções encontradas pelo MCMC com valores relativamente próximos. Como não há uma reta preferencial, consideramos como ângulo de polarização intrínseca a média entre os ângulos delas,  $92.1^\circ \pm 5.7^\circ$ .

### $\lambda$ Pav

McLean e Clarke (1979) relataram um ângulo de polarização variável para  $\lambda$  Pav na banda B, única banda na qual observaram. A mesma variação é visível nessa banda em nossos dados (figura H.1(d)), embora não esteja presente nos demais filtros (esse comportamento é parecido com o encontrado em  $\delta$  Sco). A média considerada aqui,  $\theta_{\text{int}} = 71.9^\circ \pm 3.0^\circ$ , contudo, inclui o filtro B, uma vez que os pontos dispersos nessa banda são em menor amplitude do que no caso de  $\delta$  Sco.



$\epsilon$  Cap

Como não foram observadas estrelas de campo de  $\epsilon$  Cap, o ângulo da polarização interestelar (PI) de  $22^\circ$  foi retirado de Poeckert et al. (1979) para concluir que a polarização intrínseca está no sentido antiparalelo às retas ajustadas (pelos mesmos motivos da estrela 48 Lib). Há duas soluções nos filtros R e I (figura H.2(a)), sendo que as menos prováveis foram deixadas de lado porque vão contra as tendências dos demais filtros. Por isso, a média BVRI usada é  $\theta_{\text{int}} = 150.3^\circ \pm 2.3^\circ$ , compatível com os  $157^\circ \pm 5^\circ$  obtidos por McLean e Clarke (1979).

 $\pi$  Aqr

As retas para  $\pi$  Aqr foram bem determinadas em todos os filtros (figura H.2(b)). Por conta das posições das polarizações interestelares estimadas pelas estrelas de campo no diagrama  $QU$  (apêndice I.27), a polarização intrínseca também está no sentido antiparalelo da reta. O ângulo da polarização intrínseca obtido é o valor médio dos filtros BVRI,  $167.8^\circ \pm 0.6^\circ$ , coincidente com o valor médio de  $167.8^\circ \pm 1.1^\circ$  encontrado por Poeckert et al. (1979).

## H.2 Grupo 2

 $\alpha$  Eri

A discussão para  $\alpha$  Eri pode ser conferida no corpo principal da dissertação, seção 5.2.2.

## 28 CMa

As estrelas de campo sugerem PI baixíssima para 28 CMa (apêndice I.7), como também é indicado pelas retas estarem próximas de interceptar a origem nos diagramas  $QU$  (figura H.3(b)) e por  $\langle P_{\text{IS}}^\perp \rangle \equiv b \cos \psi < 0.0206$ . O ângulo da polarização intrínseca médio nos quatro filtros é  $\theta_{\text{int}} = 56.4^\circ \pm 2.7^\circ$ , valor compatível com os 55 graus publicado por McLean e Brown (1978); ambos estão acima dos  $34.9^\circ \pm 1.6^\circ$  obtidos por Yudin (2001), com o qual nossas retas são completamente incompatíveis. Seria necessário que os dados estivessem obrigatoriamente no primeiro quadrante do diagrama  $QU$  para explicar um  $\theta_{\text{int}} < 45^\circ$ .

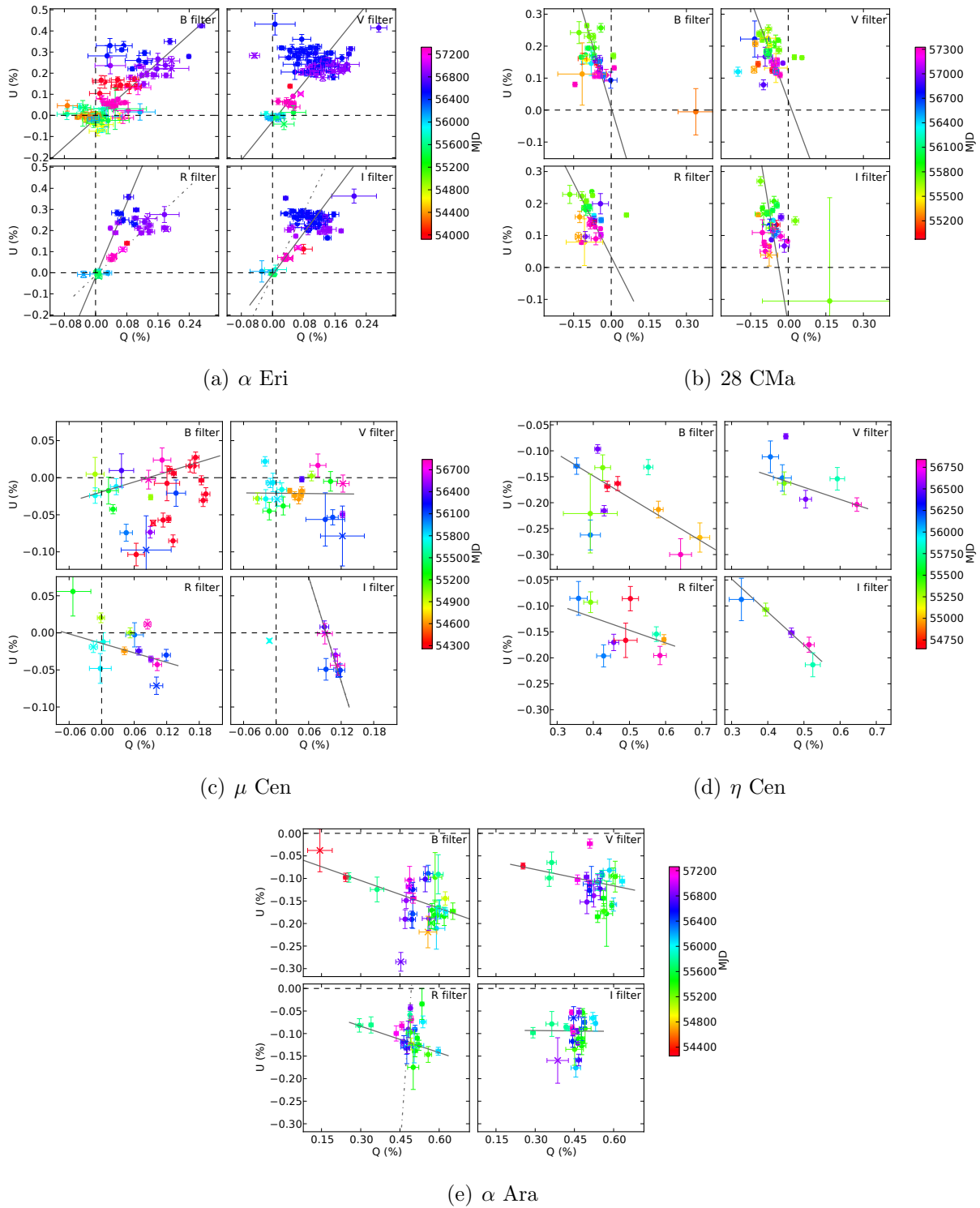


Figura H.3: Diagramas QU das estrelas do grupo 2. Pontos e retas representam o mesmo da figura H.1.

### $\mu$ Cen

Como a PI é próxima de nula e as próprias observações de  $\mu$  Cen envolvem medições de polarizações baixíssimas ( $\lesssim 0.12\%$  pelas estrelas de campo da tabela no apêndice I.11),

os ângulos das retas ajustadas são mais sensíveis às disposições dos dados. Nesse cenário, o que dá para afirmar primeiramente é que o ângulo intrínseco deve estar entre 135 e 180 graus nos filtros VRI (figura H.3(c)), já que a reta que vem da origem passa pelos pontos no quarto quadrante do diagrama  $QU$ .

O ângulo mais discrepante é no filtro I, possivelmente porque há menos cobertura temporal nessa banda, havendo apenas um ponto anterior a MJD 56000 – enquanto nos demais filtros há no mínimo 7 dados. Pela polarização ter passado por um patamar mais baixo anteriormente a essa época, essa informação parece ter sido fundamental para as retas encontradas nos outros filtros. Portanto, o filtro I foi deixado de lado e a média nos BVR nos fornece exatos  $0.0^\circ \pm 4.3^\circ$ , compatível com os  $170^\circ \pm 15^\circ \equiv -10^\circ \pm 15^\circ$  obtidos via interferometria para a direção perpendicular ao disco (Meilland et al., 2012).

### $\eta$ Cen

Analogamente a  $\mu$  Cen, os dados de  $\eta$  Cen estão no quarto quadrante, indicando que a polarização intrínseca também está entre 135 e 180 graus (figura H.3(d)). A média BVRI, portanto, é  $\theta_{\text{int}} = 169.7^\circ \pm 2.9^\circ$ , compatível com os valores de  $174^\circ \pm 5^\circ$  e  $172^\circ$  obtidos por McLean e Clarke (1979) e Yudin (2001), respectivamente.

### $\alpha$ Ara

$\alpha$  Ara é uma estrela com o disco próximo do estado estacionário atualmente. Entretanto, observações mais antigas permitiram visualizar uma época em que o disco era menos denso (por volta de MJD 54400 e MJD 55800) e com isso, determinar a direção do crescimento da porcentagem da polarização no diagrama  $QU$  (figura H.3(e)). A polarização interestelar é aproximadamente nula, já que  $\langle P_{\text{IS}}^\perp \rangle \equiv b \cos \psi < 0.05$ , em módulo.

Uma segunda solução surgiu das cadeias de Markov no filtro R, cuja reta pode ser vista no respectivo gráfico da figura H.3(e). A mesma tendência dessa reta também se vê nos demais filtros, embora não tenham tido uma segunda solução. O ângulo associado a essa segunda solução só teria algo a ver com a direção do disco se a PI fosse não nula e por isso, desprezamos ela por considerarmos enviesada.

Analogamente a  $\mu$  Cen e a  $\eta$  Cen, pelos dados também estarem no quarto quadrante a média BVR é  $\theta_{\text{int}} = 175.1^\circ \pm 1.3^\circ$ . O filtro I foi desconsiderado por causa da incerteza mais alta em seu ângulo, relacionado à dificuldade de identificação da reta – em parte,

pela ausência dos dados mais antigos que, diferentemente, estavam presentes nos filtros B e V. Esse valor é compatível tanto com o obtido por McLean e Clarke (1979), de  $172^\circ \pm 5^\circ$ , quanto com observações interferométricas de Meilland et al. (2012), cujo valor obtido foi  $178^\circ \pm 2^\circ$ .

### H.3 Grupo 3

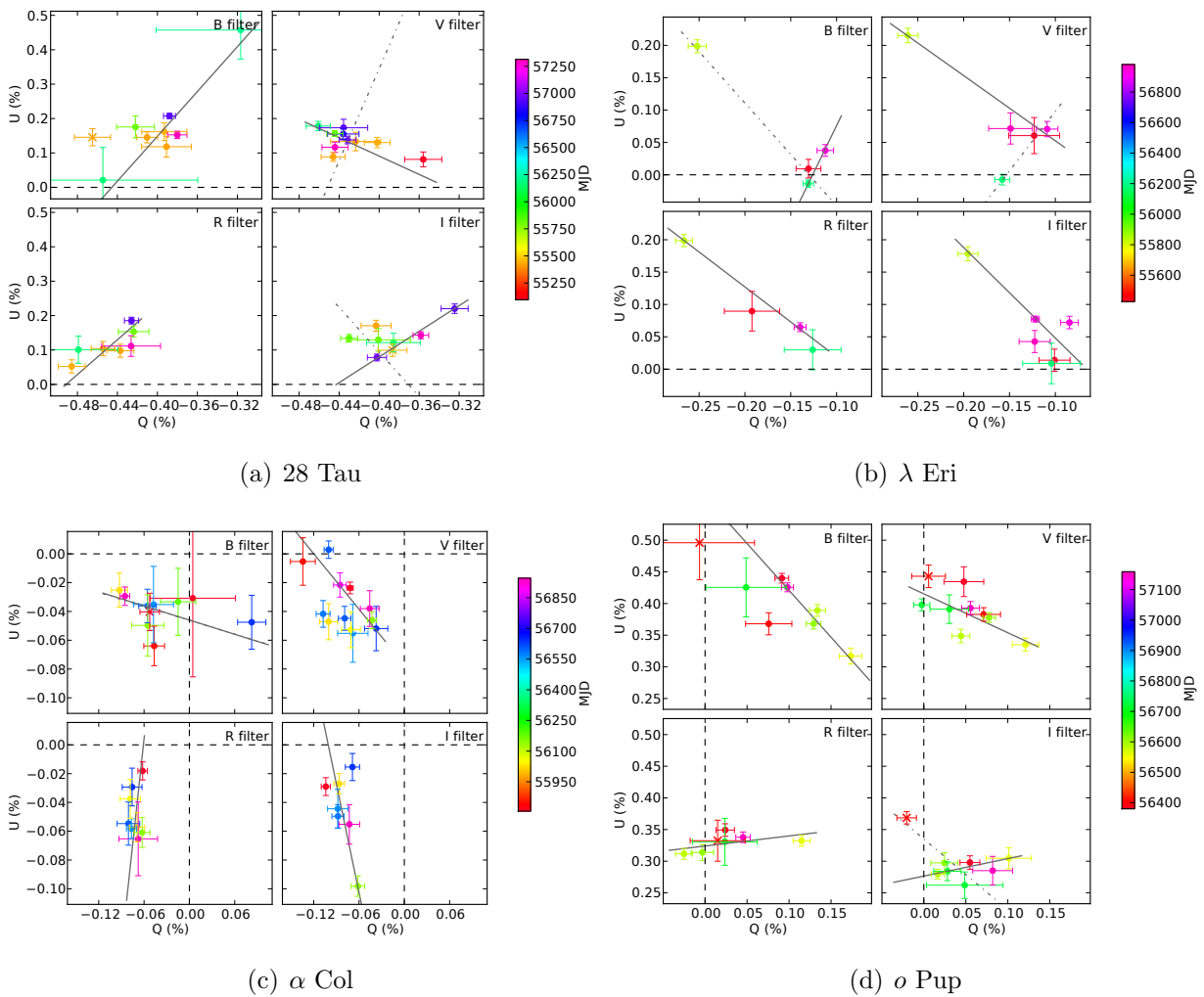
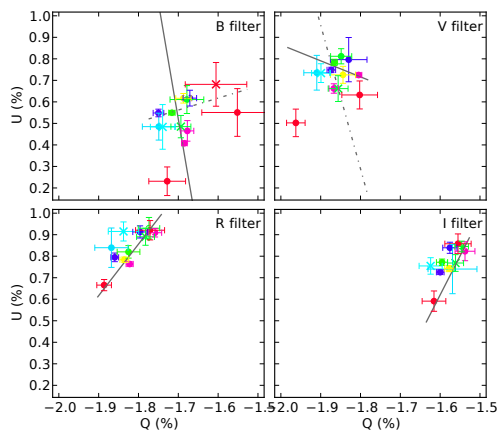
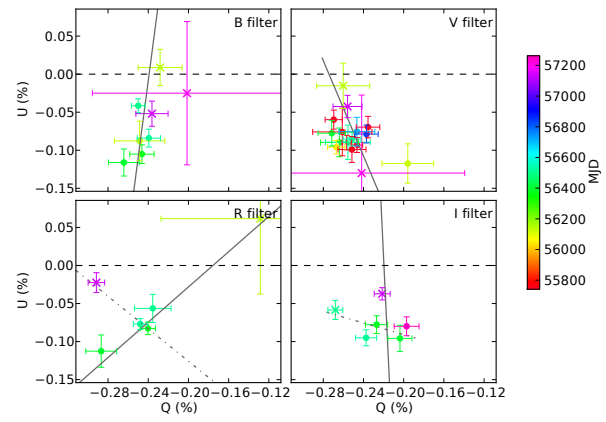


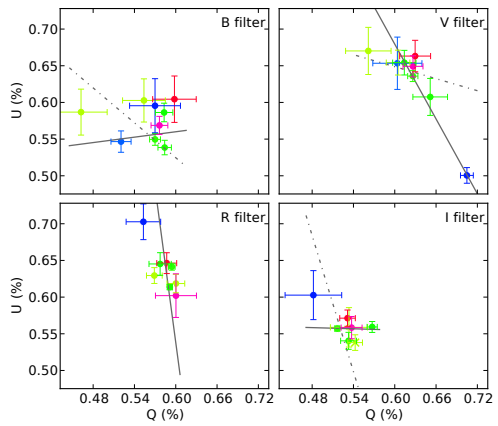
Figura H.4: Diagramas QU das estrelas do grupo 3. Pontos e retas representam o mesmo da figura H.1



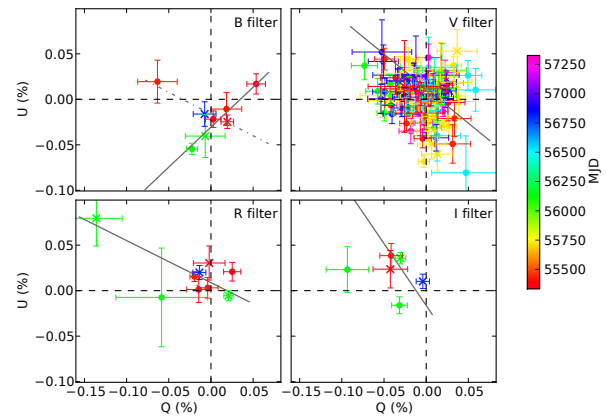
(a) BZ Cru



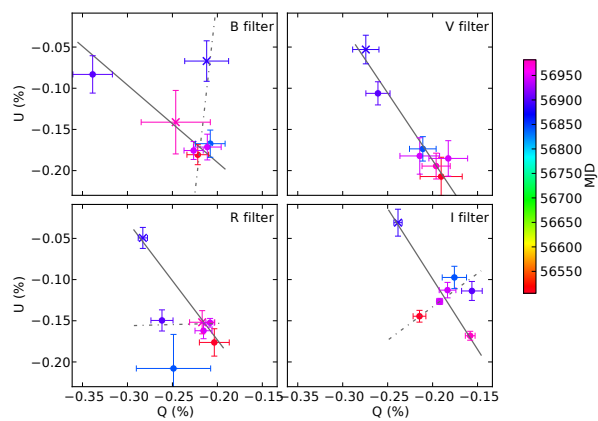
(b)  $\tau$  Sco



(c)  $\gamma$  Ara



(d) HR 7355



(e)  $\beta$  Psc

Figura H.5: (Continuação) Diagramas QU das estrelas do grupo 3.

Tabela H.1 - Parâmetros  $\psi$  (apresentados como  $\psi/2$ ) e  $b \cos \psi$  ajustados para a reta no diagrama QU nos cinco filtros.

Estrela	$\psi_U/2$		$\psi_B/2$		$\psi_V/2$		$\psi_R/2$		$\psi_I/2$	
	1° pico	N	1° pico	N	1° pico	N	1° pico	N	1° pico	N
$\delta$ Sco	$21.6^{+18.1}_{-15.1}$	6	$51.6^{+2.8}_{-2.9}$ (b)	65	$61.8^{+1.8}_{-2.0}$ (b)	67	$71.3^{+1.3}_{-1.4}$	52	$68.0^{+1.8}_{-1.9}$	47
48 Lib	$153.2^{+7.4}_{-7.1}$	5	$147.7^{+2.3}_{-1.6}$	24	$160.8^{+2.0}_{-2.8}$	23	$154.5^{+2.3}_{-1.5}$	23	$150.2^{+4.1}_{-3.6}$	20
HD 148937	—	0	—	0	$97.4^{+2.1}_{-2.7}$	21	—	1	—	1
$\lambda$ Pav	$4.6^{+22.5}_{-28.2}$	4	$74.5^{+3.6}_{-3.1}$	24	$72.9^{+5.2}_{-2.9}$	22	$75.4^{+2.2}_{-2.2}$	26	$64.9^{+4.2}_{-5.1}$	16
$\epsilon$ Cap	—	0	$146.4^{+1.4}_{-1.5}$	8	$151.3^{+2.8}_{-2.9}$	8	$154.9^{+2.8}_{-2.8}$	8	$148.5^{+3.6}_{-3.4}$	7
$\pi$ Aqr	$145.4^{+4.8}_{-4.7}$	10	$168.0^{+0.7}_{-0.8}$ (b)	37	$167.9^{+1.2}_{-0.9}$ (b)	28	$168.5^{+0.4}_{-0.4}$	33	$166.6^{+0.8}_{-1.1}$	25
$\alpha$ Eri	$25.7^{+4.3}_{-4.0}$	13	$29.4^{+1.7}_{-1.1}$	115	$33.1^{+0.6}_{-0.5}$ (b)	109	$38.6^{+0.5}_{-0.5}$ (b)	39	$33.9^{+0.9}_{-0.7}$ (b)	72
28 CMa	$68.5^{+5.5}_{-6.6}$	3	$55.5^{+1.5}_{-1.4}$	31	$57.7^{+2.0}_{-2.0}$	35	$61.5^{+1.9}_{-2.3}$	27	$51.0^{+5.5}_{-5.7}$ (b)	30
$\mu$ Cen	$4.3^{+22.9}_{-24.5}$	3	$6.3^{+1.7}_{-1.7}$ (b)	27	$179.8^{+4.0}_{-6.1}$ (b)	23	$174.0^{+2.4}_{-6.9}$	14	$146.5^{+3.3}_{-3.6}$	8
$\eta$ Cen	$44.8^{+19.3}_{-25.4}$	2	$168.6^{+3.4}_{-3.5}$ (b)	12	$173.4^{+3.0}_{-4.0}$	7	$173.1^{+4.4}_{-4.1}$	9	$163.8^{+3.1}_{-2.9}$	5
$\alpha$ Ara	$148.4^{+15.5}_{-17.6}$	3	$174.2^{+0.8}_{-0.8}$	31	$176.6^{+1.8}_{-3.1}$	27	$174.5^{+1.9}_{-1.9}$	26	$179.8^{+5.0}_{-8.6}$	26
28 Tau (c)	$7.7^{+17.7}_{-17.0}$	3	$36.5^{+6.3}_{-5.8}$	9	$63.4^{+6.0}_{-5.3}$	10	$34.2^{+3.4}_{-3.4}$	7	$30.9^{+3.3}_{-3.4}$	8
$\lambda$ Eri (c)	$60.9^{+16.7}_{-20.4}$	2	$35.5^{+7.0}_{-7.5}$	4	$67.4^{+2.3}_{-2.6}$	5	$66.4^{+2.0}_{-1.9}$	4	$62.8^{+2.3}_{-2.8}$	6
$\alpha$ Col (c)	$0.8^{+15.9}_{-17.5}$	3	$85.3^{+3.2}_{-3.1}$	10	$73.6^{+4.8}_{-3.5}$	12	$39.2^{+7.2}_{-6.0}$	8	$55.8^{+4.7}_{-6.1}$	7
$\rho$ Pup (c)	—	0	$62.0^{+2.6}_{-2.8}$	8	$74.2^{+3.3}_{-3.8}$	9	$4.5^{+2.7}_{-2.6}$	7	$7.7^{+6.3}_{-6.2}$	8
BZ Cru (c)	$56.0^{+20.8}_{-27.9}$	3	$47.6^{+3.8}_{-3.7}$	13	$71.7^{+6.0}_{-6.5}$	12	$33.7^{+2.4}_{-2.0}$	12	$37.3^{+5.6}_{-11.0}$	11
$\tau$ Sco (c)	$43.8^{+31.5}_{-29.6}$	1	$42.2^{+5.1}_{-4.4}$	8	$53.9^{+8.8}_{-11.6}$	17	$24.6^{+7.9}_{-9.5}$	6	$46.0^{+7.2}_{-8.3}$	6
$\gamma$ Ara (c)	$44.8^{+30.6}_{-29.2}$	1	$3.5^{+11.4}_{-7.0}$	9	$60.2^{+2.2}_{-2.1}$	9	$49.0^{+10.4}_{-10.7}$	8	$89.2^{+5.8}_{-6.5}$	8
HR 7355 (c)	$8.9^{+8.3}_{-8.9}$	4	$20.6^{+3.6}_{-3.7}$	8	$71.4^{+4.6}_{-5.0}$ (b)	103	$77.6^{+3.8}_{-3.8}$	9	$63.2^{+14.5}_{-13.4}$	6
$\beta$ Psc (c)	—	0	$68.4^{+5.5}_{-5.5}$	7	$60.7^{+3.0}_{-3.0}$	7	$62.4^{+2.4}_{-2.1}$	7	$60.1^{+2.3}_{-2.0}$	7

Continua na próxima página...

Estrela	$b \cos \psi_U$		$b \cos \psi_B$		$b \cos \psi_V$		$b \cos \psi_R$		$b \cos \psi_I$					
	1° pico	N	1° pico	2° pico	N	1° pico	2° pico	N	1° pico	2° pico	N			
$\delta$ Sco	$0.12^{+0.20}_{-0.21}$	6	$0.365^{+0.075}_{-0.164}$	—	65	$0.360^{+0.004}_{-0.006}$	—	67	$0.3407^{+0.0050}_{-0.0048}$	—	52	$0.3057^{+0.0026}_{-0.0029}$	—	47
48 Lib	$-0.69^{+0.35}_{-0.04}$	5	$-0.696^{+0.030}_{-0.036}$	$-0.854^{+0.009}_{-0.008}$	24	$-0.855^{+0.011}_{-0.005}$	$-0.761^{+0.044}_{-0.039}$	23	$-0.792^{+0.011}_{-0.016}$	$-0.812^{+0.006}_{-0.006}$	23	$-0.661^{+0.049}_{-0.046}$	—	20
HD 148937	—	0	—	—	0	$-1.727^{+0.011}_{-0.019}$	$-1.684^{+0.038}_{-0.080}$	21	—	—	1	—	—	1
$\lambda$ Pav	$0.13^{+0.31}_{-0.36}$	4	$-0.588^{+0.021}_{-0.032}$	—	24	$-0.685^{+0.015}_{-0.045}$	—	22	$-0.669^{+0.014}_{-0.017}$	—	26	$-0.619^{+0.005}_{-0.012}$	—	16
$\epsilon$ Cap	—	0	$0.274^{+0.048}_{-0.046}$	—	8	$0.159^{+0.081}_{-0.080}$	—	8	$0.046^{+0.068}_{-0.065}$	$0.706^{+0.036}_{-0.027}$	8	$0.188^{+0.081}_{-0.091}$	$0.560^{+0.076}_{-0.120}$	7
$\pi$ Aqr	$-0.21^{+0.09}_{-0.08}$	10	$-0.486^{+0.018}_{-0.014}$	—	37	$-0.472^{+0.022}_{-0.025}$	—	28	$-0.457^{+0.007}_{-0.007}$	—	33	$-0.372^{+0.020}_{-0.013}$	—	25
$\alpha$ Eri	$-0.028^{+0.032}_{-0.032}$	13	$-0.0080^{+0.0026}_{-0.0027}$	—	115	$-0.0122^{+0.0029}_{-0.0036}$	—	109	$-0.0041^{+0.0024}_{-0.0047}$	$-0.0053^{+0.0036}_{-0.0028}$	39	$-0.0036^{+0.0031}_{-0.0056}$	$-0.004^{+0.005}_{-0.042}$	72
28 CMa	$-0.01^{+0.05}_{-0.05}$	3	$-0.003^{+0.010}_{-0.010}$	—	31	$-0.013^{+0.013}_{-0.013}$	—	35	$-0.018^{+0.015}_{-0.012}$	—	27	$0.037^{+0.045}_{-0.080}$	—	30
$\mu$ Cen	$-0.16^{+0.10}_{-0.04}$	3	$-0.019^{+0.008}_{-0.008}$	—	27	$-0.021^{+0.005}_{-0.008}$	—	23	$-0.014^{+0.023}_{-0.007}$	—	14	$0.085^{+0.010}_{-0.011}$	—	8
$\eta$ Cen	$-0.31^{+0.16}_{-0.10}$	2	$0.019^{+0.064}_{-0.065}$	—	12	$-0.052^{+0.072}_{-0.063}$	—	7	$-0.024^{+0.088}_{-0.088}$	—	9	$0.121^{+0.047}_{-0.051}$	—	5
$\alpha$ Ara	$0.23^{+0.16}_{-0.27}$	3	$-0.042^{+0.014}_{-0.013}$	—	31	$-0.044^{+0.041}_{-0.030}$	—	27	$-0.025^{+0.032}_{-0.034}$	$-0.490^{+0.006}_{-0.004}$	26	$-0.0926^{+0.152}_{-0.072}$	—	26
28 Tau (c)	$0.18^{+0.16}_{-0.24}$	3	$0.426^{+0.009}_{-0.036}$	—	9	$0.266^{+0.064}_{-0.085}$	$0.447^{+0.011}_{-0.052}$	10	$0.457^{+0.007}_{-0.011}$	—	7	$0.390^{+0.008}_{-0.011}$	$0.354^{+0.040}_{-0.068}$	8
$\lambda$ Eri (c)	$0.14^{+0.11}_{-0.27}$	2	$0.119^{+0.009}_{-0.016}$	$0.110^{+0.013}_{-0.058}$	4	$0.034^{+0.022}_{-0.020}$	$0.135^{+0.010}_{-0.012}$	5	$0.060^{+0.014}_{-0.016}$	—	4	$0.053^{+0.015}_{-0.013}$	—	6
$\alpha$ Col (c)	$-0.148^{+0.082}_{-0.034}$	3	$0.045^{+0.007}_{-0.008}$	—	10	$0.065^{+0.006}_{-0.008}$	—	12	$0.060^{+0.014}_{-0.014}$	—	8	$0.094^{+0.004}_{-0.008}$	—	7
$\rho$ Pup (c)	—	0	$-0.318^{+0.028}_{-0.023}$	—	8	$-0.354^{+0.022}_{-0.016}$	—	9	$0.320^{+0.008}_{-0.011}$	—	7	$0.266^{+0.017}_{-0.029}$	$-0.223^{+0.040}_{-0.036}$	8
BZ Cru (c)	$1.02^{+0.37}_{-0.86}$	3	$1.645^{+0.063}_{-0.096}$	$1.317^{+0.425}_{-0.749}$	13	$0.501^{+0.423}_{-0.406}$	$1.737^{+0.168}_{-0.208}$	12	$1.991^{+0.006}_{-0.014}$	—	12	$1.707^{+0.034}_{-0.309}$	—	11
$\tau$ Sco (c)	$-0.03^{+0.40}_{-0.36}$	1	$0.238^{+0.012}_{-0.020}$	—	8	$0.261^{+0.006}_{-0.051}$	—	17	$0.133^{+0.057}_{-0.086}$	$0.232^{+0.022}_{-0.036}$	6	$0.220^{+0.010}_{-0.026}$	$0.156^{+0.046}_{-0.059}$	6
$\gamma$ Ara (c)	$-0.34^{+0.57}_{-0.27}$	1	$0.483^{+0.142}_{-0.284}$	$-0.784^{+0.031}_{-0.014}$	9	$-0.862^{+0.013}_{-0.023}$	$-0.784^{+0.082}_{-0.142}$	9	$-0.670^{+0.246}_{-0.145}$	—	8	$-0.571^{+0.100}_{-0.115}$	$-0.667^{+0.154}_{-0.064}$	8
HR 7355 (c)	$-0.055^{+0.032}_{-0.025}$	4	$-0.023^{+0.005}_{-0.004}$	$0.015^{+0.007}_{-0.006}$	8	$-0.009^{+0.036}_{-0.010}$	—	103	$-0.0080^{+0.0032}_{-0.0031}$	—	9	$0.010^{+0.016}_{-0.023}$	—	6
$\beta$ Psc (c)	—	0	$0.275^{+0.008}_{-0.014}$	$0.200^{+0.043}_{-0.062}$	7	$0.268^{+0.006}_{-0.007}$	—	7	$0.263^{+0.004}_{-0.004}$	$0.148^{+0.061}_{-0.076}$	7	$0.223^{+0.003}_{-0.004}$	$0.023^{+0.042}_{-0.040}$	7

- 2° pico diz respeito a um eventual pico menor (secundário) que apareceu nas cadeias do MCMC. Não constam aqui segundos picos quando estão relacionados a  $p_b \sim 1.0$  e quando são muito menores do que o primeiro ( $\lesssim 8$  vezes a altura);

(a) Altura semelhante à do primeiro pico;

(b) Valores do parâmetro  $p_b \geq 0.6$ , relativamente alto;

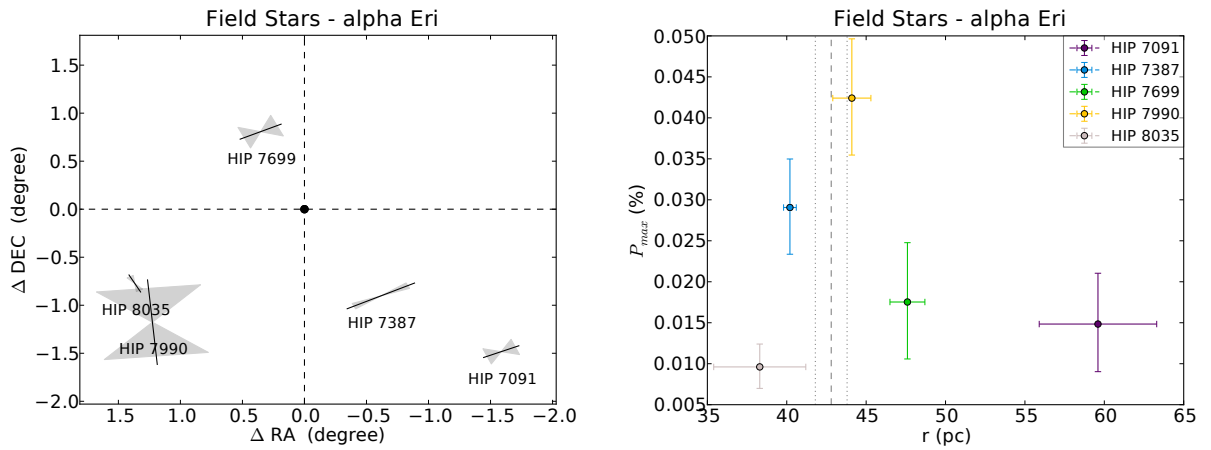
(c) Os valores de  $\psi/2$  associados ao ângulo de polarização intrínseca estão indeterminados em  $\pm 90^\circ$  para essas estrelas.





## Campos das estrelas Be

### I.1 $\alpha$ Eri



(a) Mapa de polarização no campo de  $\alpha$  Eri. Os eixos  $x$  e  $y$  indicam a distância em ascensão reta e declinação das estrelas de campo observadas a  $\alpha$  Eri, que se localiza sobre a origem. A direção dos vetores indica a direção da polarização média em todos os filtros observados, enquanto que o comprimento é proporcional ao  $P_{max}$  ajustado (tabela I.1). A abertura em formato de “ampulheta” indica  $\pm 1\sigma$  do ângulo de polarização.

(b) Gráfico do  $P_{max}$  ajustado *versus* a distância. A linha tracejada e as pontilhadas verticais indicam a posição de  $\alpha$  Eri e o intervalo dentro de  $\pm 1\sigma$  de sua distância.

Figura I.1: Campo da estrela  $\alpha$  Eri.

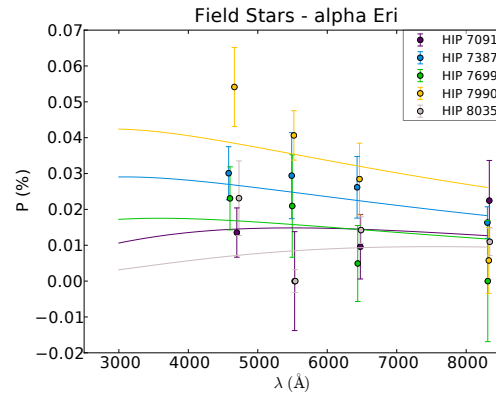


Figura I.2: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.1 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\alpha$  Eri e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 7091	$0.0148^{+0.0062}_{-0.0058}$	$0.55^{+0.34}_{-0.38}$	$113 \pm 35$	4
HIP 7387	$0.0291^{+0.0059}_{-0.0057}$	$0.31^{+0.18}_{-0.14}$	$116 \pm 7$	4
HIP 7699	$0.0175^{+0.0072}_{-0.0069}$	$0.36^{+0.31}_{-0.20}$	$115 \pm 39$	4
HIP 7990	$0.0424^{+0.0072}_{-0.0069}$	$0.29^{+0.13}_{-0.11}$	$5 \pm 50$	4
HIP 8035	$0.0096^{+0.0028}_{-0.0026}$	$0.76^{+0.18}_{-0.53}$	$28 \pm 19$	4

## I.2 28 Tau

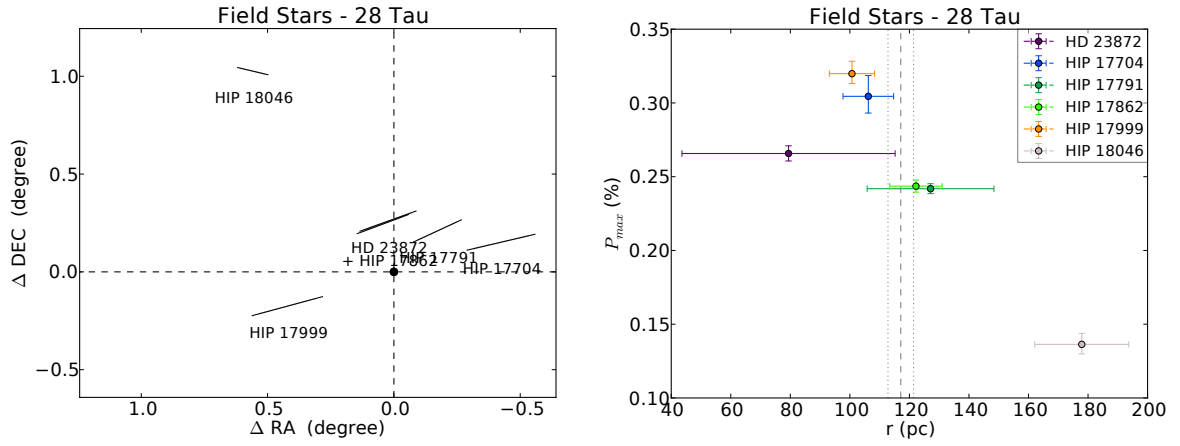


Figura I.3: Campo da estrela 28 Tau. Mesma descrição da figura I.1.

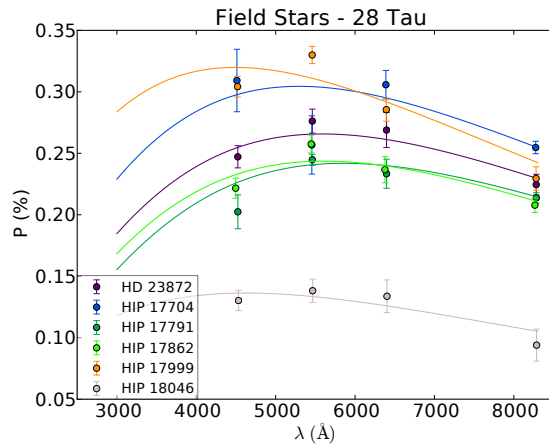


Figura I.4: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.2 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 28 Tau e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle \theta \rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HD 23872	$0.266^{+0.005}_{-0.005}$	$0.559^{+0.026}_{-0.028}$	$114.9 \pm 0.7$	4
HIP 17704	$0.304^{+0.014}_{-0.011}$	$0.529^{+0.040}_{-0.043}$	$106.8 \pm 1.2$	4
HIP 17791	$0.242^{+0.003}_{-0.003}$	$0.586^{+0.019}_{-0.021}$	$120.9 \pm 0.8$	4
HIP 17862	$0.244^{+0.004}_{-0.004}$	$0.561^{+0.022}_{-0.023}$	$115.7 \pm 0.6$	4
HIP 17999	$0.320^{+0.008}_{-0.007}$	$0.449^{+0.029}_{-0.035}$	$109.2 \pm 0.5$	4
HIP 18046	$0.136^{+0.008}_{-0.006}$	$0.463^{+0.074}_{-0.086}$	$73.0 \pm 1.6$	4

I.3  $\lambda$  Eri

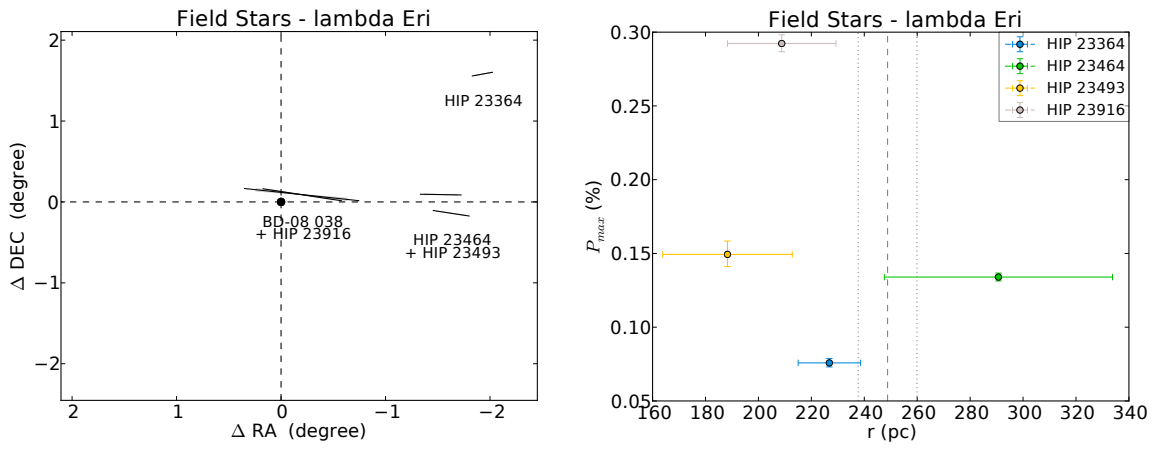


Figura I.5: Campo da estrela  $\lambda$  Eri. Mesma descrição da figura I.1.

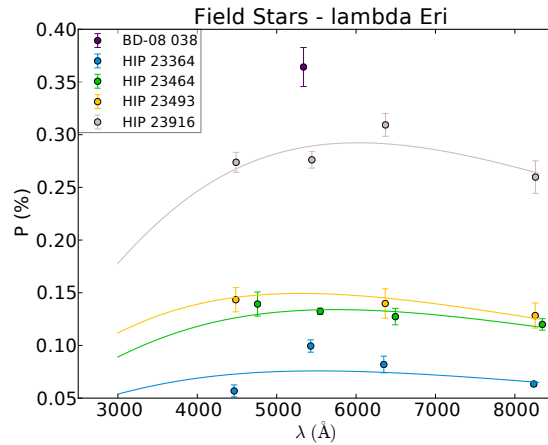


Figura I.6: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.3 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\lambda$  Eri e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 23364	$0.076^{+0.003}_{-0.003}$	$0.55^{+0.04}_{-0.04}$	$103.3 \pm 1.4$	4
HIP 23464	$0.134^{+0.003}_{-0.003}$	$0.57^{+0.04}_{-0.05}$	$78.8 \pm 1.1$	4
HIP 23493	$0.149^{+0.009}_{-0.008}$	$0.53^{+0.07}_{-0.08}$	$88.7 \pm 2.1$	3
HIP 23916	$0.292^{+0.006}_{-0.006}$	$0.60^{+0.03}_{-0.03}$	$78.8 \pm 0.8$	4
BD-08 038	$0.422^{+0.068}_{-0.052}$	$0.51^{+0.28}_{-0.30}$	$82.2 \pm 2.0$	1

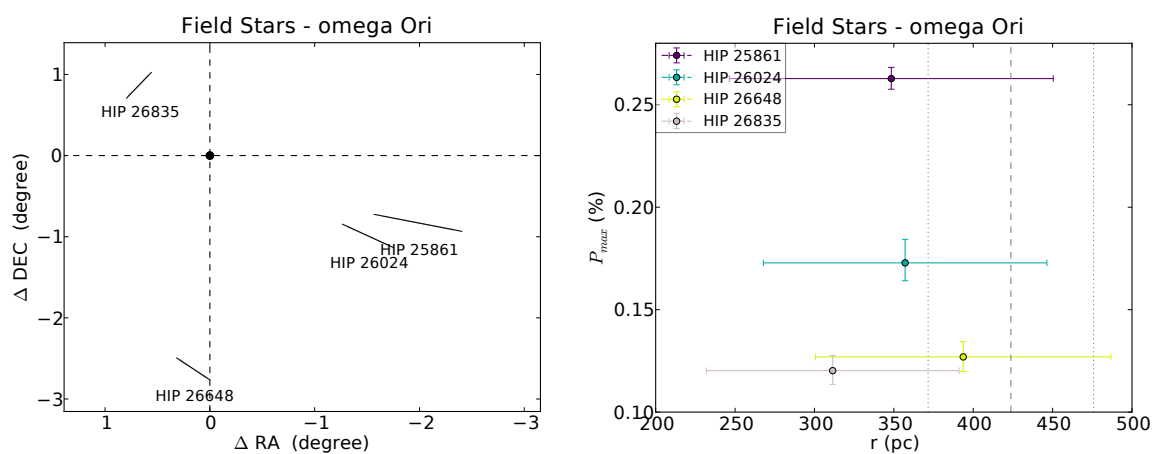
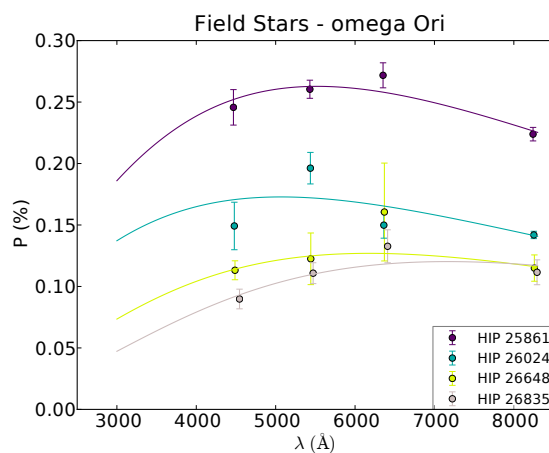
I.4  $\omega$  OriFigura I.7: Campo da estrela  $\omega$  Ori. Mesma descrição da figura I.1.

Figura I.8: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.4 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\omega$  Ori e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 25861	$0.263^{+0.006}_{-0.005}$	$0.55^{+0.02}_{-0.03}$	$76.0 \pm 0.7$	4
HIP 26024	$0.173^{+0.012}_{-0.009}$	$0.53^{+0.05}_{-0.06}$	$59.4 \pm 1.5$	4
HIP 26648	$0.127^{+0.008}_{-0.007}$	$0.62^{+0.05}_{-0.06}$	$49.5 \pm 3.6$	4
HIP 26835	$0.120^{+0.007}_{-0.007}$	$0.72^{+0.05}_{-0.05}$	$143.2 \pm 1.8$	4

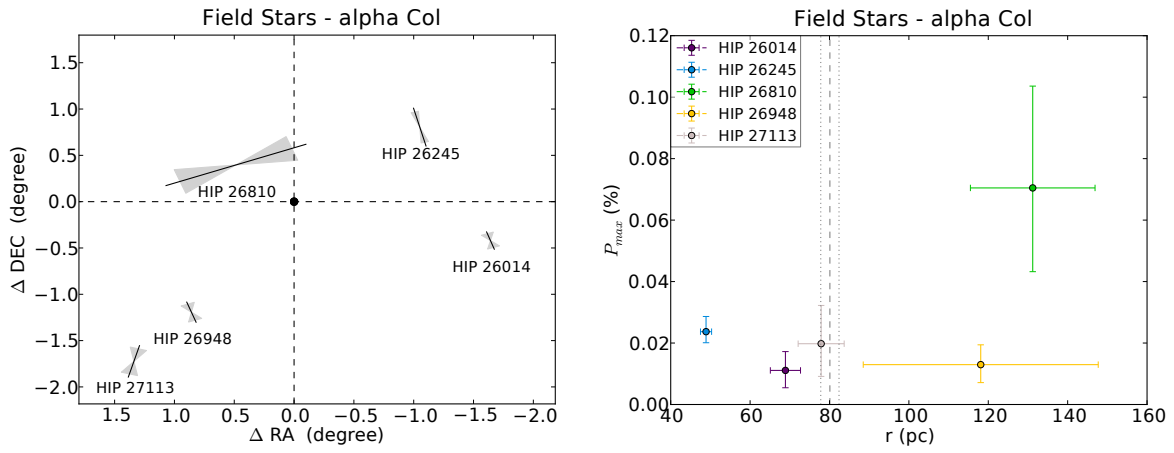
I.5  $\alpha$  Col

Figura I.9: Campo da estrela  $\alpha$  Col. Mesma descrição da figura I.1.

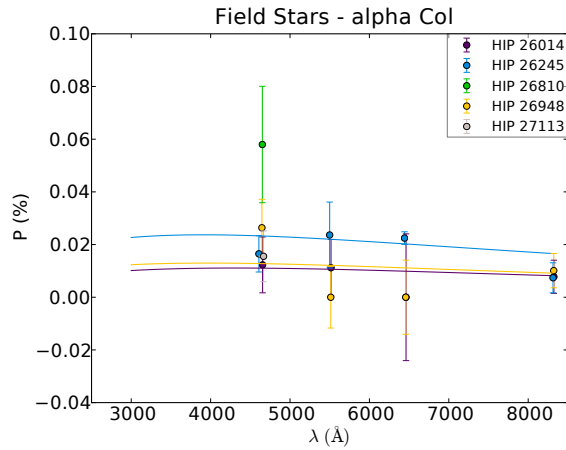


Figura I.10: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.5 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\alpha$  Col e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 26014	$0.011^{+0.006}_{-0.006}$	$0.43^{+0.35}_{-0.27}$	$19 \pm 34$	4
HIP 26245	$0.024^{+0.005}_{-0.004}$	$0.39^{+0.23}_{-0.21}$	$14 \pm 11$	4
HIP 26810	$0.070^{+0.033}_{-0.027}$	$0.54^{+0.27}_{-0.31}$	$111 \pm 15$	1
HIP 26948	$0.013^{+0.006}_{-0.006}$	$0.40^{+0.30}_{-0.21}$	$20 \pm 32$	4
HIP 27113	$0.020^{+0.012}_{-0.011}$	$0.52^{+0.29}_{-0.30}$	$165 \pm 26$	1

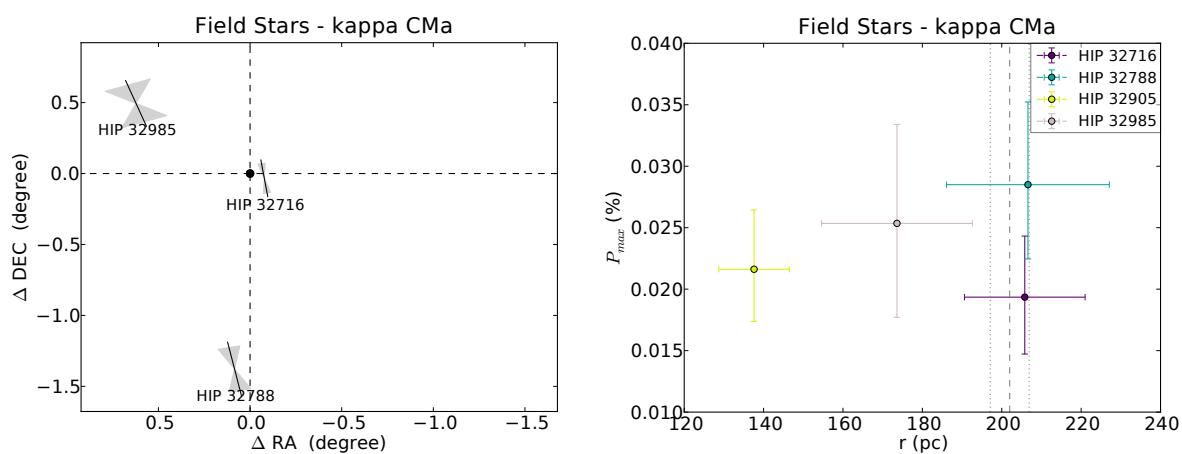
I.6  $\kappa$  CMa

Figura I.11: Campo da estrela  $\kappa$  CMa. Mesma descrição da figura I.1.

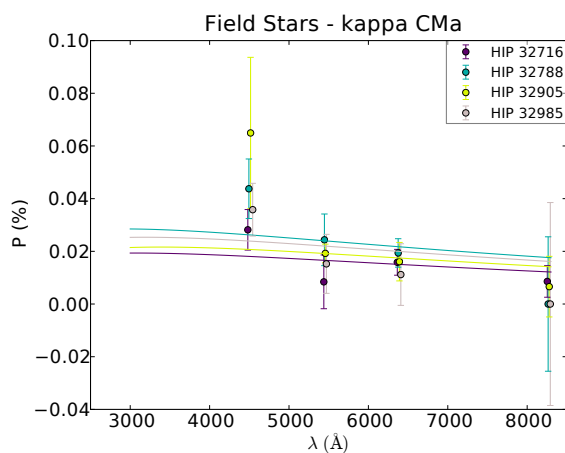


Figura I.12: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.6 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\kappa$  CMa e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 32716	$0.0193^{+0.0050}_{-0.0046}$	$0.31^{+0.22}_{-0.15}$	$8 \pm 11$	4
HIP 32788	$0.0285^{+0.0067}_{-0.0060}$	$0.29^{+0.20}_{-0.14}$	$11 \pm 22$	4
HIP 32905	$0.0216^{+0.0048}_{-0.0042}$	$0.34^{+0.29}_{-0.19}$	—	4
HIP 32985	$0.0254^{+0.0080}_{-0.0076}$	$0.32^{+0.28}_{-0.17}$	$20 \pm 44$	4

## I.7 28 CMa

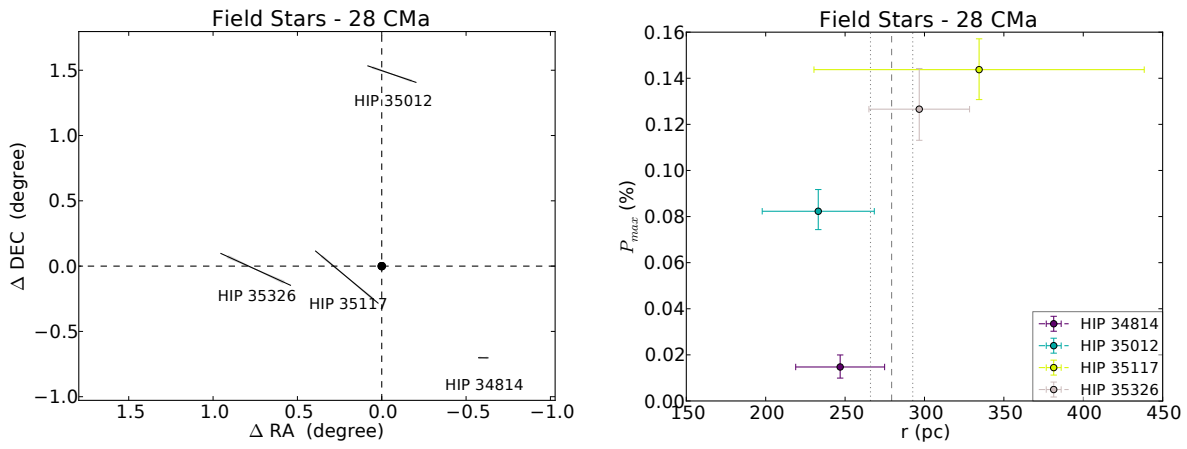


Figura I.13: Campo da estrela 28 CMa. Mesma descrição da figura I.1.

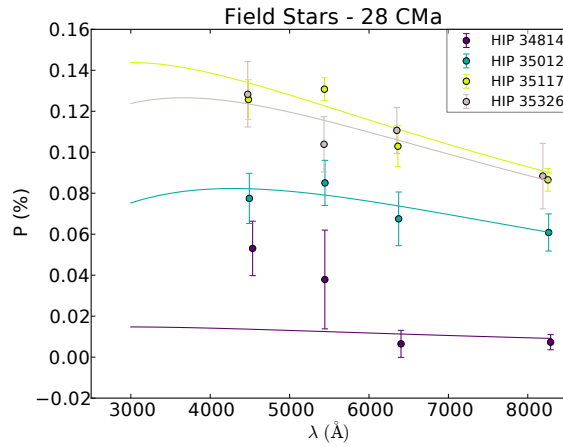


Figura I.14: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.7 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 28 CMa e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 34814	$0.015^{+0.005}_{-0.005}$	$0.30^{+0.20}_{-0.14}$	$89 \pm 14$	4
HIP 35012	$0.082^{+0.009}_{-0.008}$	$0.43^{+0.12}_{-0.11}$	$66.1 \pm 2.7$	4
HIP 35117	$0.144^{+0.013}_{-0.013}$	$0.30^{+0.09}_{-0.08}$	$42.9 \pm 1.4$	4
HIP 35326	$0.127^{+0.018}_{-0.014}$	$0.37^{+0.14}_{-0.12}$	$59.5 \pm 2.5$	4



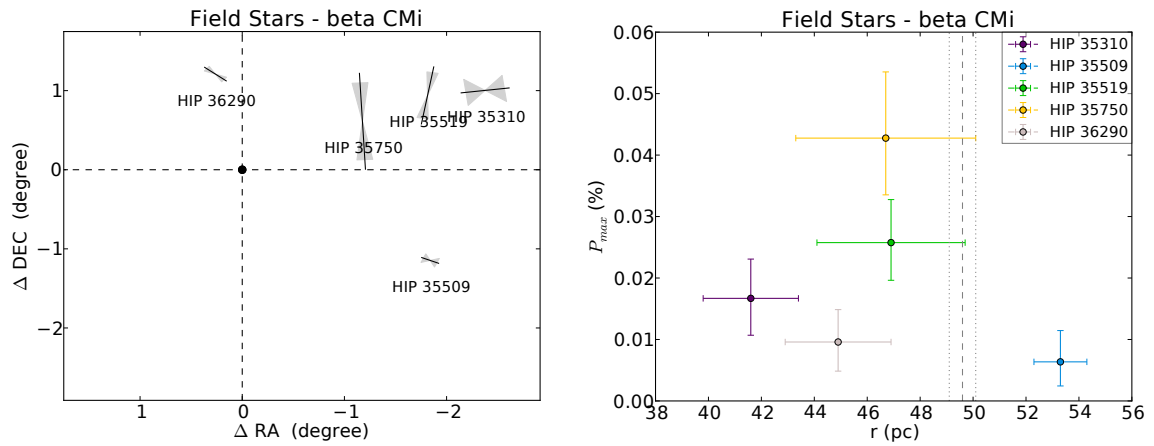
I.8  $\beta$  CMi

Figura I.15: Campo da estrela  $\beta$  CMi. Mesma descrição da figura I.1.

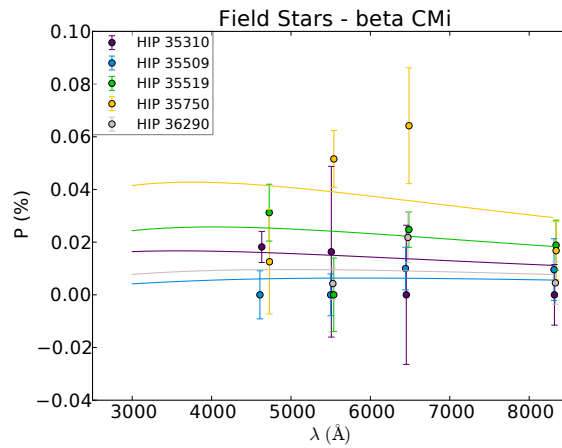


Figura I.16: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.8 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\beta$  CMi e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 35310	$0.017^{+0.006}_{-0.006}$	$0.36^{+0.30}_{-0.20}$	$98 \pm 41$	4
HIP 35509	$0.006^{+0.005}_{-0.004}$	$0.58^{+0.32}_{-0.40}$	$66 \pm 39$	4
HIP 35519	$0.026^{+0.007}_{-0.006}$	$0.40^{+0.34}_{-0.25}$	$170 \pm 11$	4
HIP 35750	$0.043^{+0.011}_{-0.009}$	$0.38^{+0.24}_{-0.20}$	$3 \pm 9$	4
HIP 36290	$0.010^{+0.005}_{-0.005}$	$0.50^{+0.36}_{-0.32}$	$51 \pm 19$	3

## I.9 o Pup

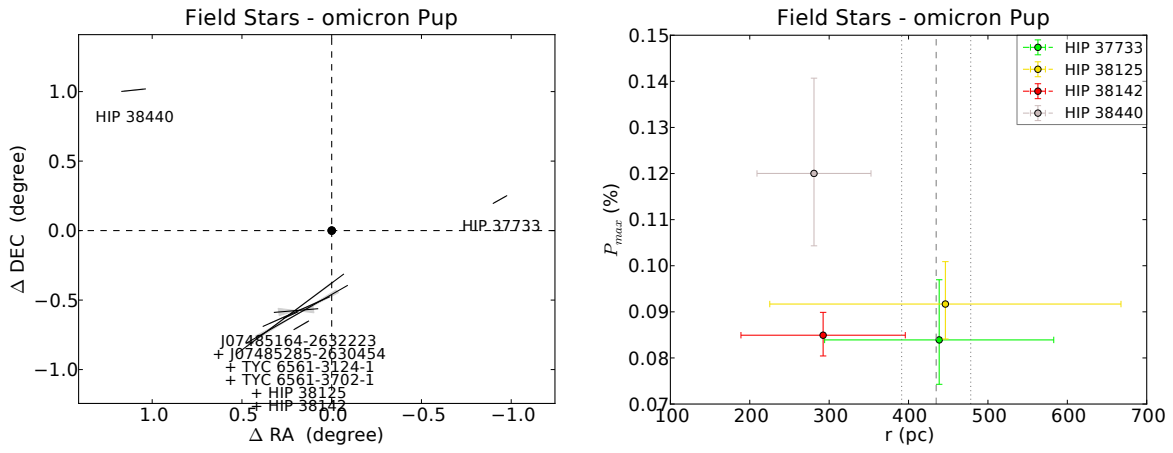


Figura I.17: Campo da estrela o Pup. Mesma descrição da figura I.1.

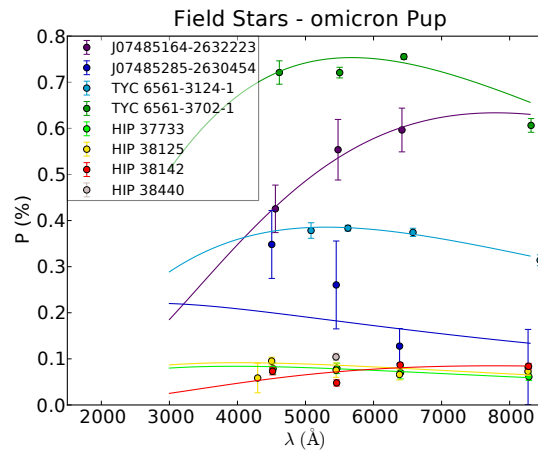


Figura I.18: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.9 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de o Pup e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 37733	$0.084^{+0.013}_{-0.010}$	$0.39^{+0.14}_{-0.13}$	$126.0 \pm 3.1$	4
HIP 38125	$0.092^{+0.009}_{-0.008}$	$0.40^{+0.10}_{-0.10}$	$126.9 \pm 5.4$	5
HIP 38142	$0.085^{+0.005}_{-0.004}$	$0.78^{+0.05}_{-0.06}$	$120.4 \pm 1.9$	4
HIP 38440	$0.120^{+0.021}_{-0.016}$	$0.50^{+0.29}_{-0.28}$	$97.7 \pm 3.0$	1
J07485164-2632223	$0.634^{+0.093}_{-0.067}$	$0.78^{+0.08}_{-0.09}$	$126.4 \pm 2.4$	3
J07485285-2630454	$0.221^{+0.048}_{-0.044}$	$0.28^{+0.16}_{-0.12}$	$96 \pm 15$	4
TYC 6561-3124-1	$0.386^{+0.008}_{-0.006}$	$0.53^{+0.03}_{-0.04}$	$119.9 \pm 0.6$	4
TYC 6561-3702-1	$0.754^{+0.007}_{-0.006}$	$0.57^{+0.02}_{-0.02}$	$133.9 \pm 0.6$	4

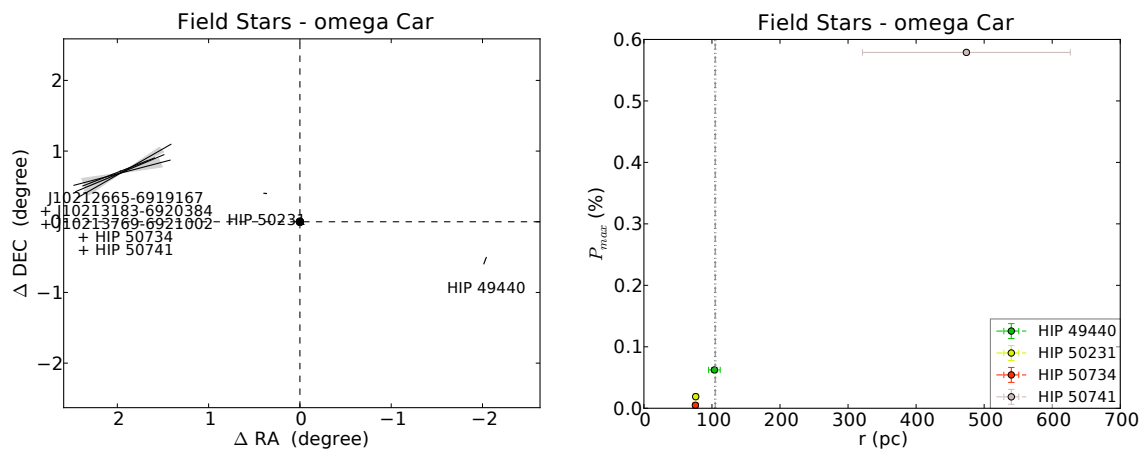
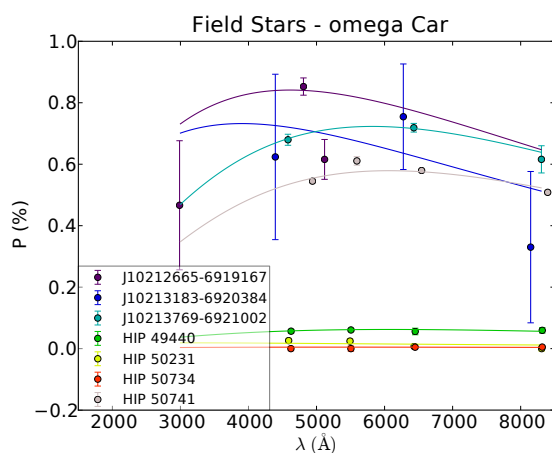
I.10  $\omega$  CarFigura I.19: Campo da estrela  $\omega$  Car. Mesma descrição da figura I.1.

Figura I.20: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.10 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\omega$  Car e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{max}$ (%)	$\lambda_{max}$ ( $\mu$ m)	$\langle \theta \rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 49440	$0.062^{+0.004}_{-0.004}$	$0.61^{+0.09}_{-0.10}$	$163.5 \pm 2.1$	4
HIP 50231	$0.018^{+0.005}_{-0.005}$	$0.30^{+0.18}_{-0.14}$	$84 \pm 33$	4
HIP 50734	$0.005^{+0.002}_{-0.002}$	$0.53^{+0.34}_{-0.35}$	$80 \pm 52$	4
HIP 50741	$0.579^{+0.003}_{-0.003}$	$0.606^{+0.010}_{-0.009}$	$116.8 \pm 0.3$	4
J10212665-6919167	$0.841^{+0.069}_{-0.035}$	$0.46^{+0.12}_{-0.12}$	$126.5 \pm 4.6$	3
J10213183-6920384	$0.732^{+0.184}_{-0.164}$	$0.39^{+0.27}_{-0.23}$	$108.7 \pm 8.1$	3
J10213769-6921002	$0.723^{+0.011}_{-0.011}$	$0.58^{+0.02}_{-0.02}$	$118.4 \pm 0.9$	3

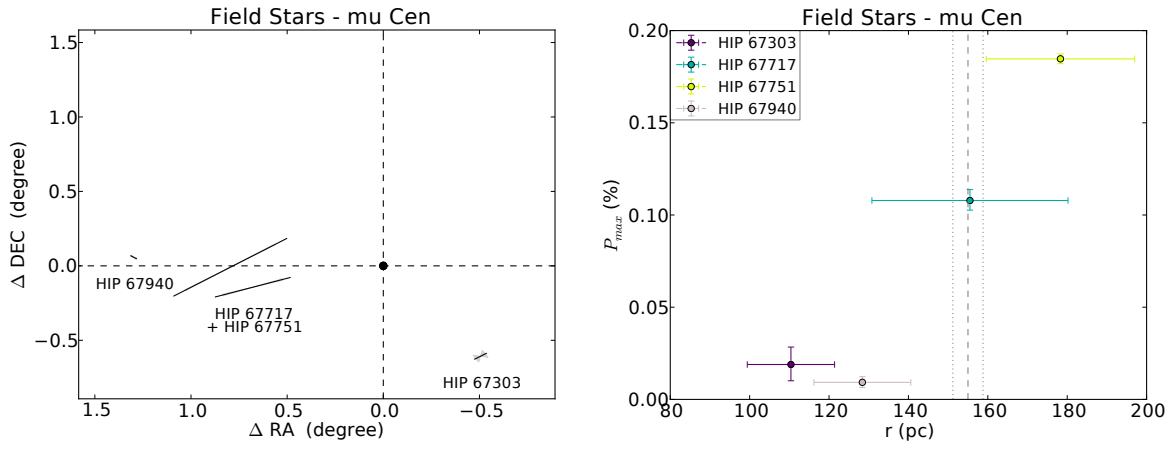
I.11  $\mu$  Cen

Figura I.21: Campo da estrela  $\mu$  Cen. Mesma descrição da figura I.1.

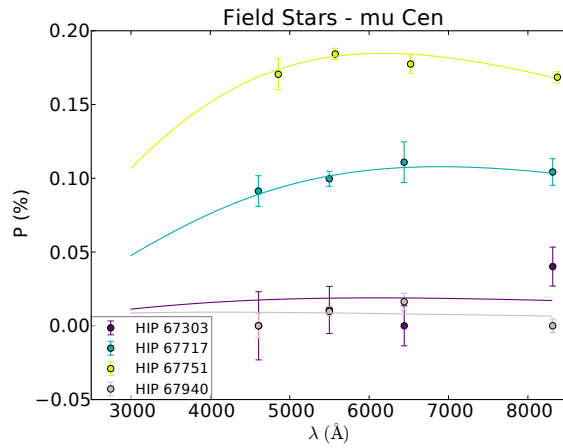


Figura I.22: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.11 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\mu$  Cen e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 67303	$0.019^{+0.010}_{-0.009}$	$0.61^{+0.23}_{-0.37}$	$123 \pm 43$	4
HIP 67717	$0.108^{+0.006}_{-0.005}$	$0.69^{+0.06}_{-0.06}$	$108.6 \pm 1.8$	4
HIP 67751	$0.185^{+0.003}_{-0.003}$	$0.62^{+0.02}_{-0.02}$	$123.4 \pm 0.6$	4
HIP 67940	$0.009^{+0.003}_{-0.003}$	$0.41^{+0.31}_{-0.24}$	$56 \pm 23$	4

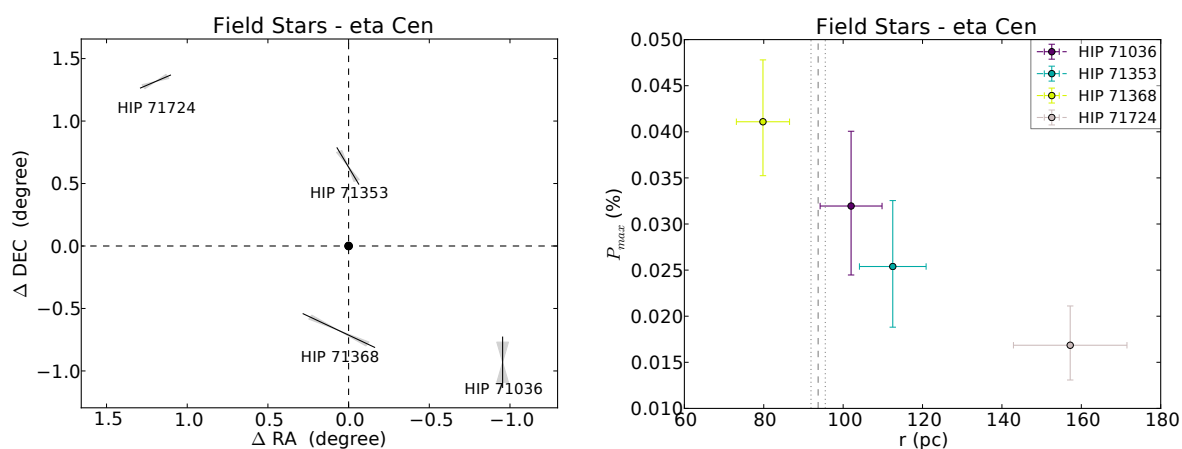
I.12  $\eta$  Cen

Figura I.23: Campo da estrela  $\eta$  Cen. Mesma descrição da figura I.1.

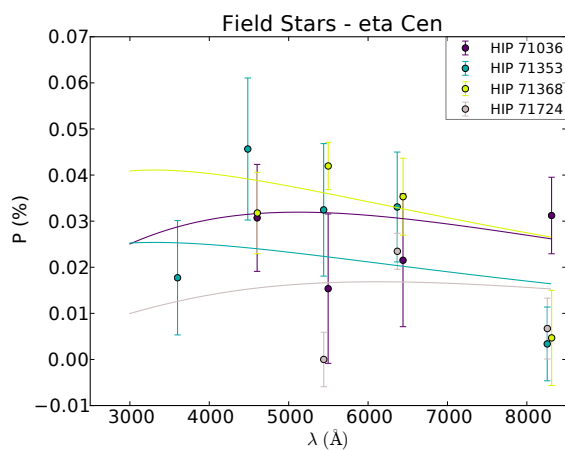


Figura I.24: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.12 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\eta$  Cen e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 71036	$0.0319^{+0.008}_{-0.008}$	$0.51^{+0.31}_{-0.36}$	$0 \pm 13$	4
HIP 71353	$0.0254^{+0.007}_{-0.007}$	$0.33^{+0.19}_{-0.16}$	$25 \pm 8$	5
HIP 71368	$0.0411^{+0.007}_{-0.006}$	$0.33^{+0.18}_{-0.15}$	$59 \pm 5$	4
HIP 71724	$0.0169^{+0.004}_{-0.004}$	$0.61^{+0.27}_{-0.40}$	$119 \pm 12$	3

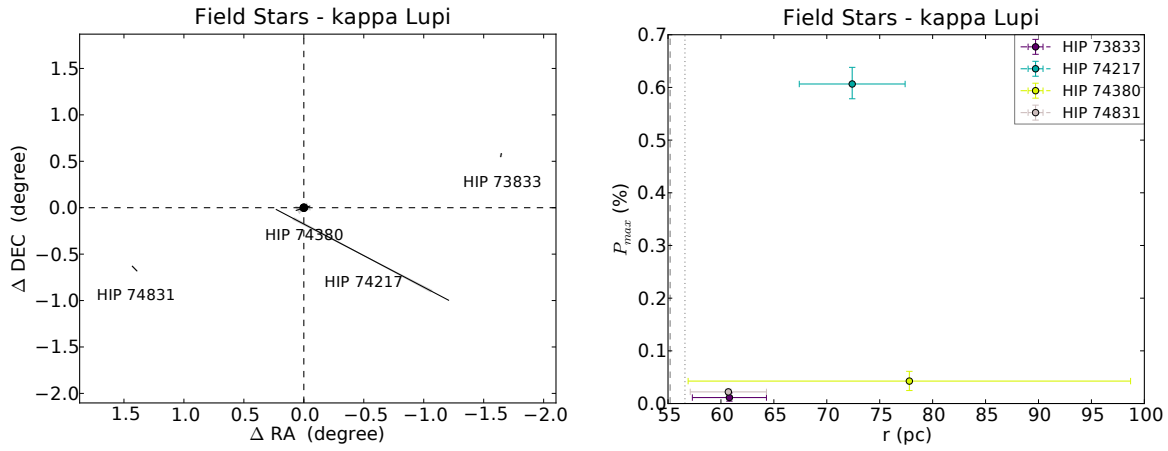
I.13  $\kappa$  Lup

Figura I.25: Campo da estrela  $\kappa$  Lup. Mesma descrição da figura I.1.

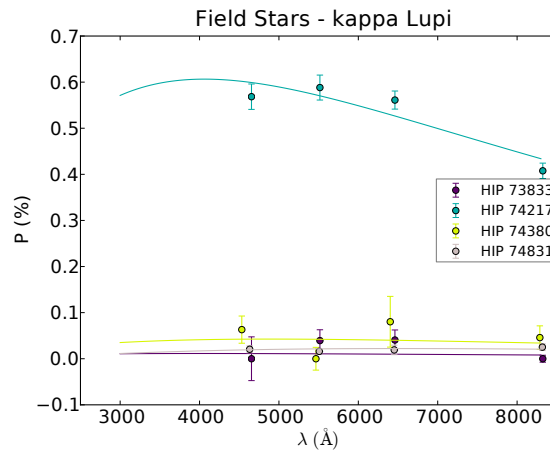


Figura I.26: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.13 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\kappa$  Lup e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{max}$ (%)	$\lambda_{max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle \theta \rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 73833	$0.011^{+0.009}_{-0.007}$	$0.40^{+0.35}_{-0.23}$	$171 \pm 31$	4
HIP 74217	$0.606^{+0.032}_{-0.028}$	$0.41^{+0.05}_{-0.05}$	$55.8 \pm 0.8$	4
HIP 74380	$0.043^{+0.018}_{-0.018}$	$0.49^{+0.36}_{-0.33}$	$112 \pm 40$	4
HIP 74831	$0.022^{+0.005}_{-0.005}$	$0.65^{+0.24}_{-0.48}$	$36.9 \pm 7.3$	4

## I.14 HR 5907

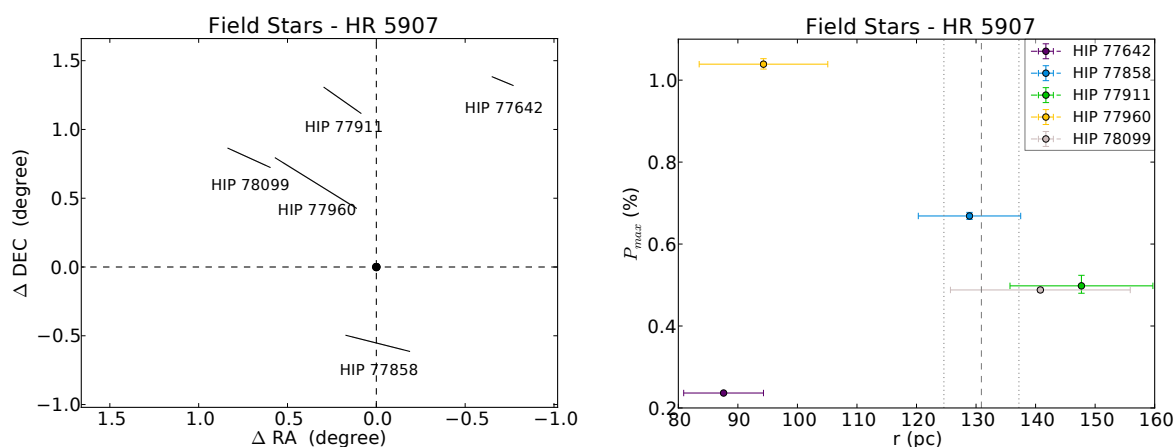


Figura I.27: Campo da estrela HR 5907. Mesma descrição da figura I.1.

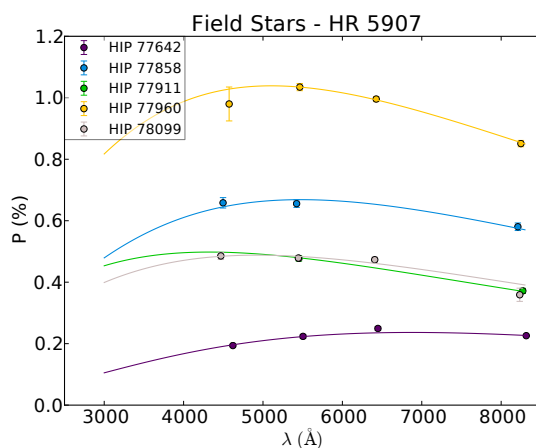


Figura I.28: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.14 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de HR 5907 e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{max}$ (%)	$\lambda_{max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 77642	$0.2364^{+0.0015}_{-0.0015}$	$0.688^{+0.008}_{-0.008}$	$61.85 \pm 0.39$	4
HIP 77858	$0.668^{+0.009}_{-0.009}$	$0.549^{+0.018}_{-0.019}$	$71.95 \pm 0.45$	3
HIP 77911	$0.498^{+0.026}_{-0.018}$	$0.432^{+0.040}_{-0.049}$	$47.77 \pm 0.89$	2
HIP 77960	$1.039^{+0.013}_{-0.012}$	$0.510^{+0.016}_{-0.017}$	$51.26 \pm 0.60$	4
HIP 78099	$0.488^{+0.007}_{-0.006}$	$0.493^{+0.025}_{-0.026}$	$59.55 \pm 0.50$	4

I.15 48 Lib

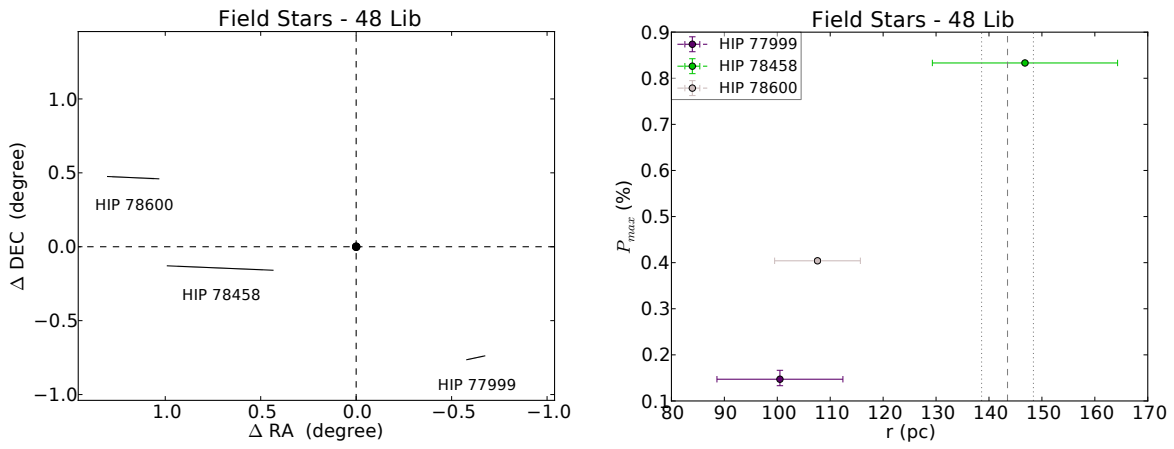


Figura I.29: Campo da estrela 48 Lib. Mesma descrição da figura I.1.

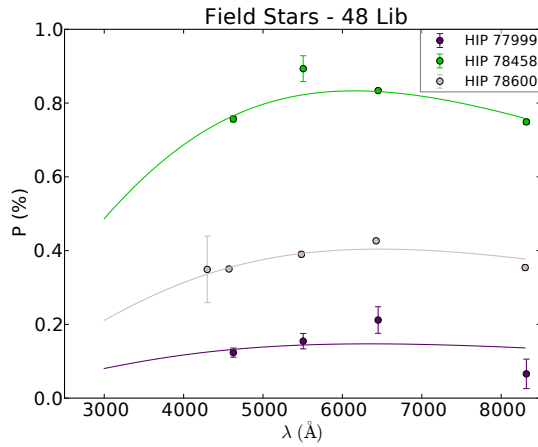


Figura I.30: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.15 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 48 Lib e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 77999	$0.1472^{+0.019}_{-0.014}$	$0.634^{+0.101}_{-0.116}$	$105.4 \pm 3.4$	4
HIP 78458	$0.8332^{+0.003}_{-0.003}$	$0.615^{+0.007}_{-0.007}$	$86.9 \pm 0.5$	4
HIP 78600	$0.4041^{+0.004}_{-0.004}$	$0.647^{+0.010}_{-0.010}$	$86.7 \pm 1.9$	5



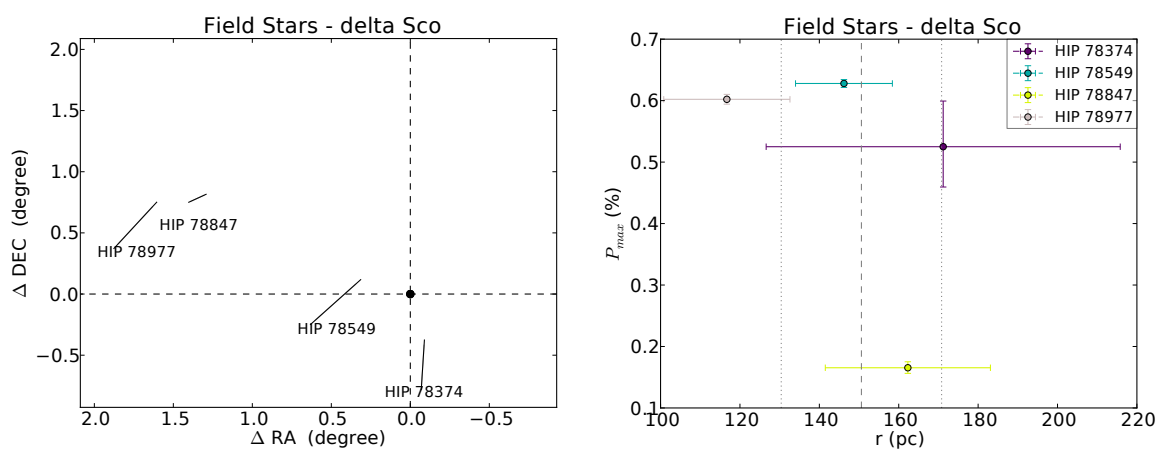
I.16  $\delta$  Sco

Figura I.31: Campo da estrela  $\delta$  Sco. Mesma descrição da figura I.1.

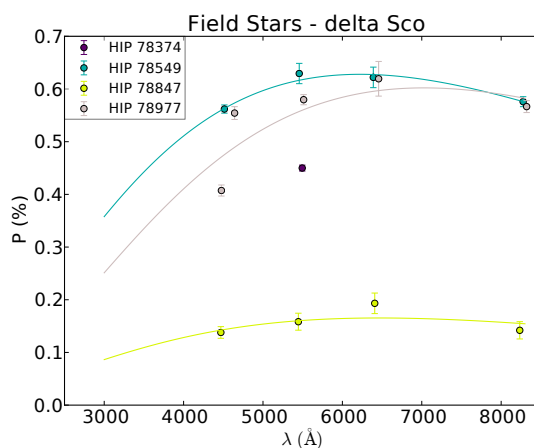


Figura I.32: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.16 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\delta$  Sco e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 78374	$0.525^{+0.074}_{-0.066}$	$0.48^{+0.32}_{-0.27}$	$177.2 \pm 0.5$	1
HIP 78549	$0.628^{+0.006}_{-0.006}$	$0.622^{+0.010}_{-0.010}$	$139.1 \pm 0.5$	4
HIP 78847	$0.165^{+0.010}_{-0.009}$	$0.646^{+0.054}_{-0.061}$	$120.7 \pm 1.9$	4
HIP 78977	$0.602^{+0.008}_{-0.008}$	$0.703^{+0.010}_{-0.011}$	$144.4 \pm 0.6$	5

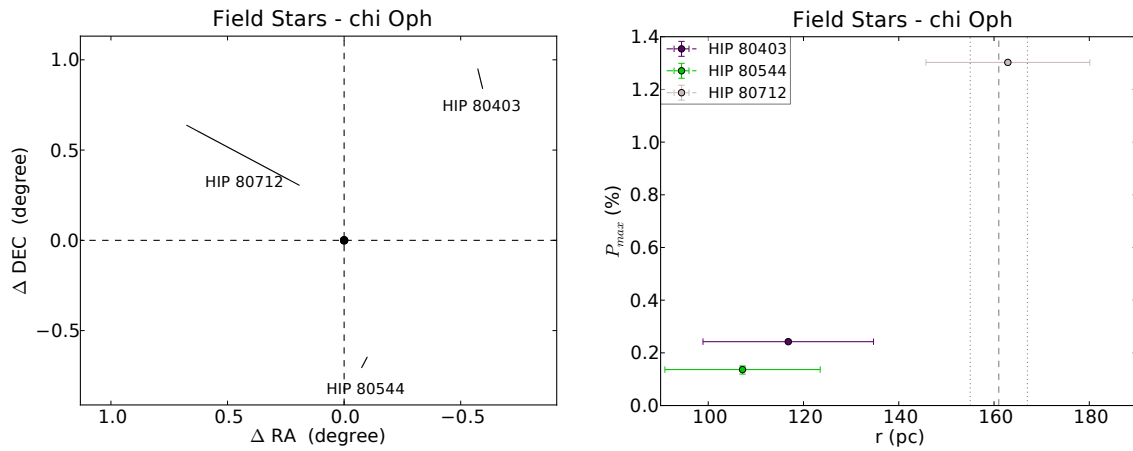
I.17  $\chi$  Oph

Figura I.33: Campo da estrela  $\chi$  Oph. Mesma descrição da figura I.1.

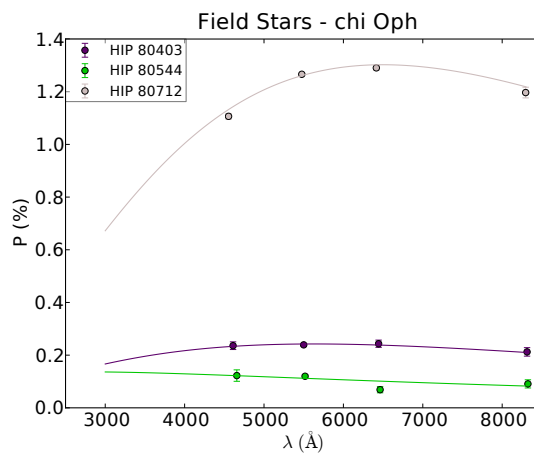


Figura I.34: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.17 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\chi$  Oph e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 80403	$0.2425^{+0.005}_{-0.005}$	$0.563^{+0.050}_{-0.057}$	$10.8 \pm 1.1$	4
HIP 80544	$0.1365^{+0.014}_{-0.017}$	$0.277^{+0.129}_{-0.105}$	$157.9 \pm 2.1$	4
HIP 80712	$1.3025^{+0.006}_{-0.006}$	$0.650^{+0.007}_{-0.007}$	$55.5 \pm 0.3$	4

## I.18 HD 148937

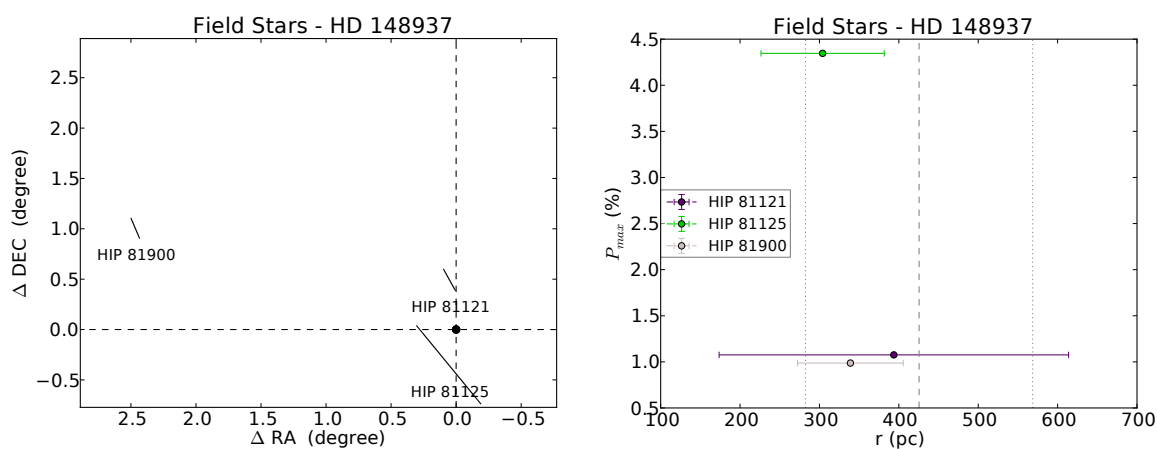


Figura I.35: Campo da estrela HD 148937. Mesma descrição da figura I.1.

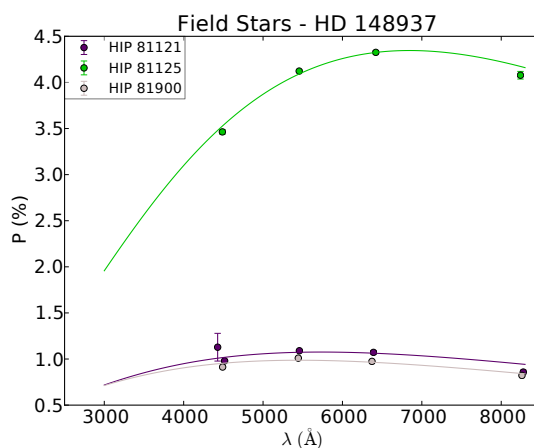


Figura I.36: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.18 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de HD 148937 e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 81121	$1.0756^{+0.006}_{-0.006}$	$0.573^{+0.011}_{-0.011}$	$23.14 \pm 0.76$	5
HIP 81125	$4.3461^{+0.015}_{-0.015}$	$0.684^{+0.004}_{-0.004}$	$32.45 \pm 0.12$	4
HIP 81900	$0.9868^{+0.005}_{-0.005}$	$0.545^{+0.008}_{-0.008}$	$18.21 \pm 0.18$	4

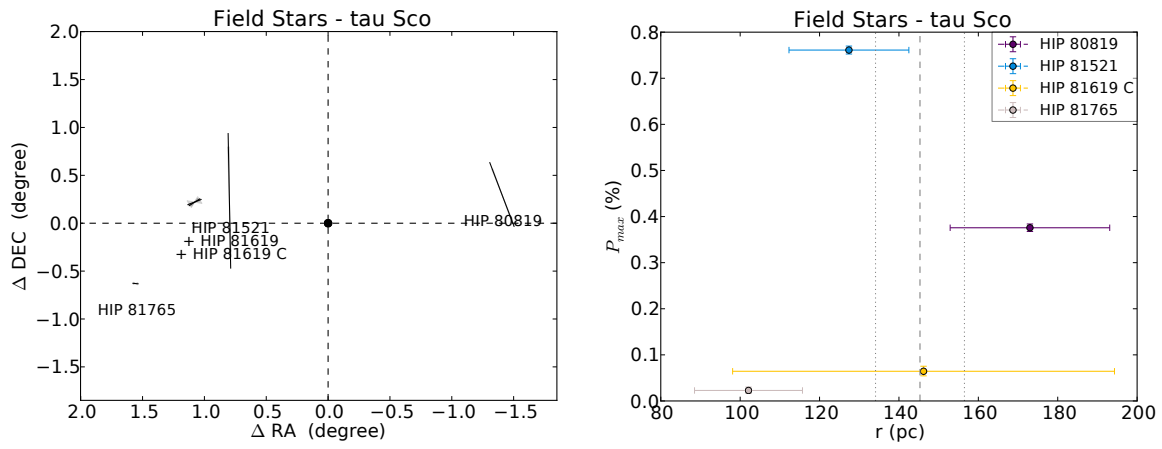
I.19  $\tau$  Sco

Figura I.37: Campo da estrela  $\tau$  Sco. Mesma descrição da figura I.1.

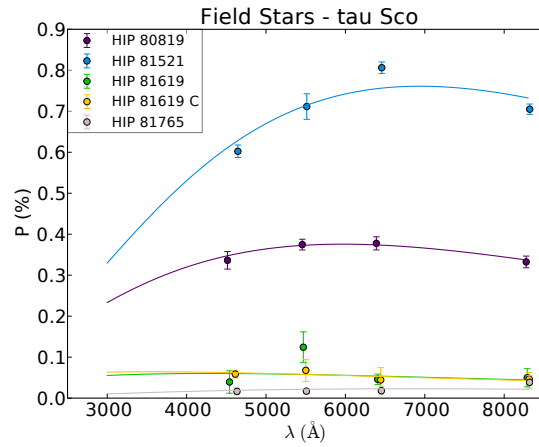


Figura I.38: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.19 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\tau$  Sco e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 80819	$0.376^{+0.008}_{-0.008}$	$0.60^{+0.033}_{-0.035}$	$16.4 \pm 0.8$	4
HIP 81521	$0.761^{+0.009}_{-0.009}$	$0.694^{+0.013}_{-0.013}$	$0.8 \pm 0.6$	4
HIP 81619	$0.060^{+0.015}_{-0.013}$	$0.43^{+0.34}_{-0.27}$	$129 \pm 18$	4
HIP 81619 (C)	$0.064^{+0.011}_{-0.010}$	$0.35^{+0.24}_{-0.21}$	$116 \pm 39$	4
HIP 81765	$0.023^{+0.008}_{-0.006}$	$0.68^{+0.24}_{-0.48}$	$83 \pm 34$	4

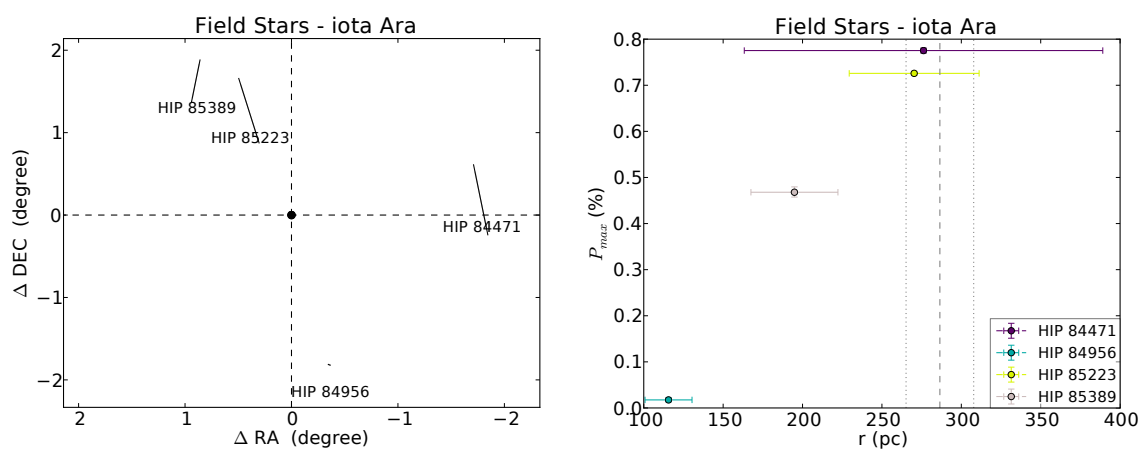
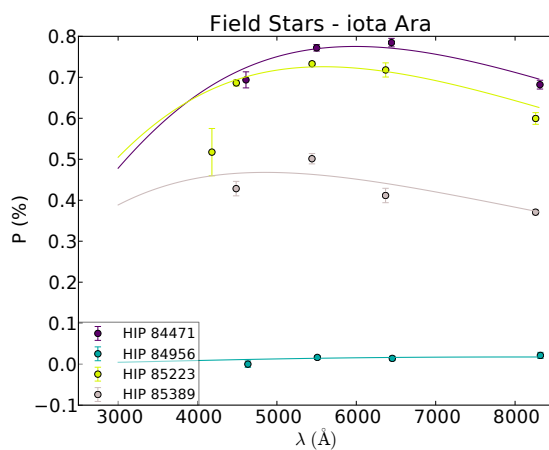
I.20  $\iota$  AraFigura I.39: Campo da estrela  $\iota$  Ara. Mesma descrição da figura I.1.

Figura I.40: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.20 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\iota$  Ara e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{max}$ (%)	$\lambda_{max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle \theta \rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 84471	$0.775^{+0.005}_{-0.005}$	$0.599^{+0.012}_{-0.013}$	$9.0 \pm 0.5$	4
HIP 84956	$0.018^{+0.005}_{-0.004}$	$0.80^{+0.15}_{-0.45}$	$64 \pm 31$	4
HIP 85223	$0.726^{+0.005}_{-0.004}$	$0.559^{+0.011}_{-0.011}$	$13.7 \pm 0.5$	5
HIP 85389	$0.468^{+0.012}_{-0.010}$	$0.486^{+0.023}_{-0.026}$	$171.1 \pm 0.7$	4

## I.21 51 Oph

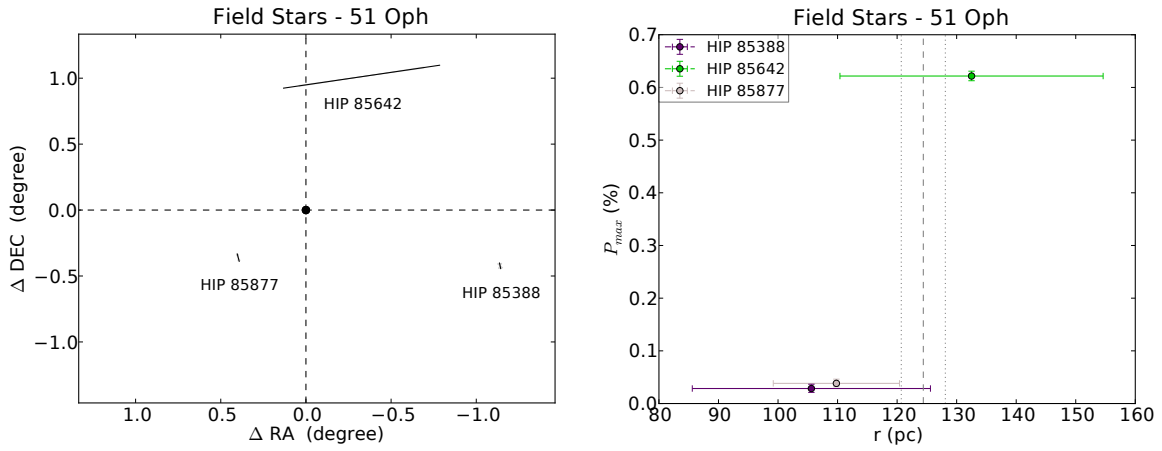


Figura I.41: Campo da estrela 51 Oph. Mesma descrição da figura I.1.

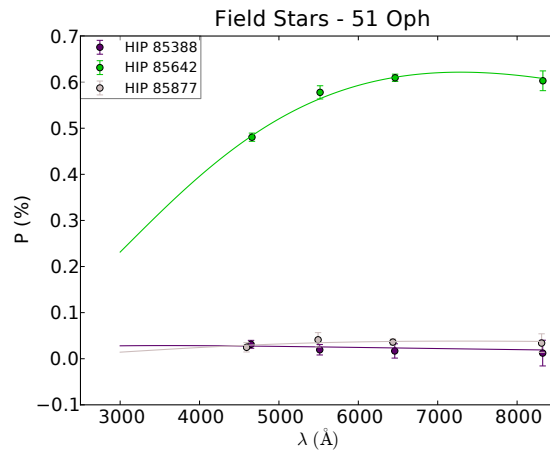


Figura I.42: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.21 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 51 Oph e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{max}$ (%)	$\lambda_{max}$ (μm)	$\langle \theta \rangle$ (°)	N
HIP 85388	$0.028^{+0.008}_{-0.007}$	$0.358^{+0.31}_{-0.21}$	$9 \pm 35$	4
HIP 85642	$0.622^{+0.009}_{-0.009}$	$0.729^{+0.013}_{-0.013}$	$100.7 \pm 0.5$	4
HIP 85877	$0.038^{+0.008}_{-0.006}$	$0.73^{+0.17}_{-0.21}$	$12 \pm 15$	4

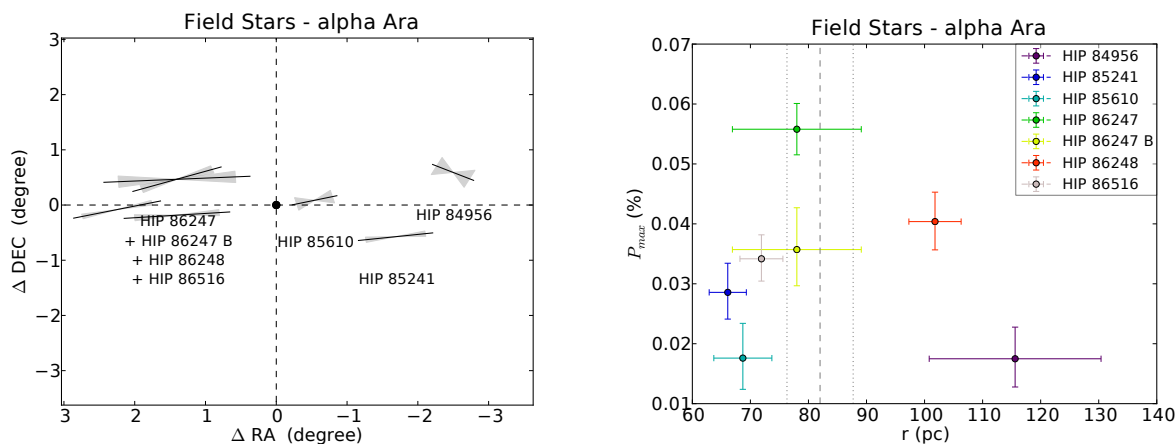
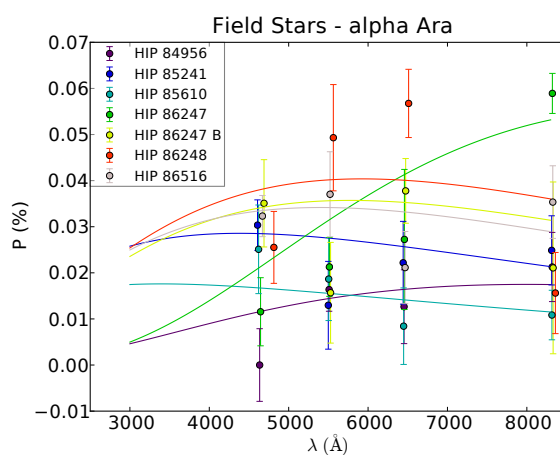
I.22  $\alpha$  AraFigura I.43: Campo da estrela  $\alpha$  Ara. Mesma descrição da figura I.1.

Figura I.44: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.22 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\alpha$  Ara e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 84956	$0.018^{+0.005}_{-0.005}$	$0.80^{+0.15}_{-0.46}$	$64 \pm 34$	4
HIP 85241	$0.029^{+0.005}_{-0.004}$	$0.44^{+0.20}_{-0.16}$	$97.5 \pm 6.5$	4
HIP 85610	$0.018^{+0.006}_{-0.005}$	$0.34^{+0.27}_{-0.18}$	$105 \pm 24$	4
HIP 86248	$0.040^{+0.005}_{-0.005}$	$0.59^{+0.14}_{-0.14}$	$94.5 \pm 5.2$	4
HIP 86247	$0.056^{+0.004}_{-0.004}$	$0.981^{+0.014}_{-0.030}$	$93.0 \pm 7.1$	4
HIP 86247 (B)	$0.036^{+0.007}_{-0.006}$	$0.58^{+0.24}_{-0.24}$	$109.6 \pm 7.3$	4
HIP 86516	$0.034^{+0.004}_{-0.004}$	$0.54^{+0.15}_{-0.16}$	$104.2 \pm 4.8$	4

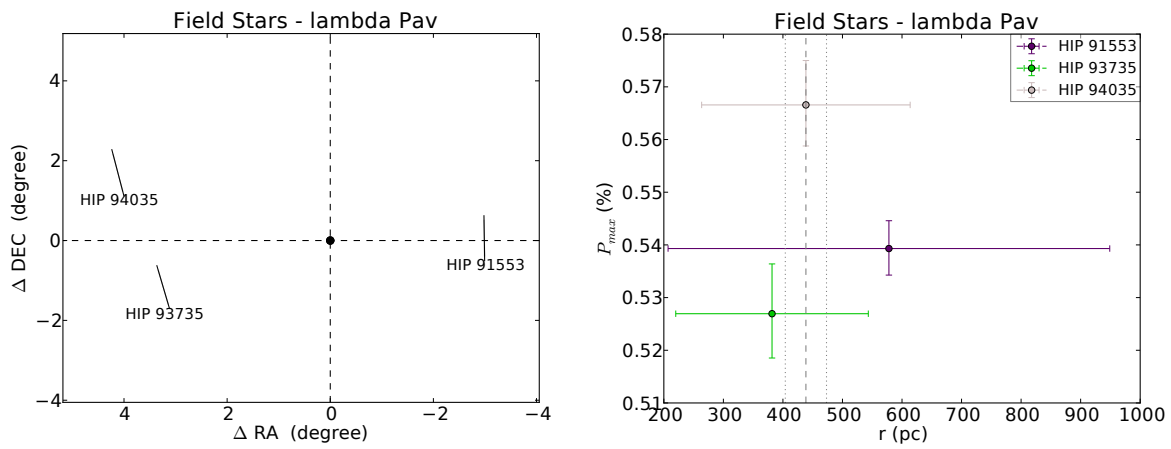
I.23  $\lambda$  Pav

Figura I.45: Campo da estrela  $\lambda$  Pav. Mesma descrição da figura I.1.

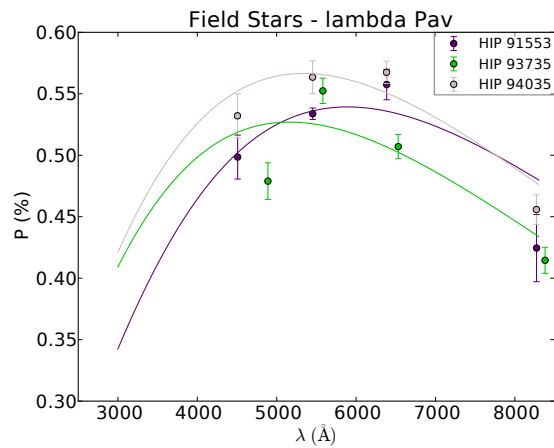


Figura I.46: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.23 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\lambda$  Pav e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 91553	$0.539^{+0.005}_{-0.005}$	$0.589^{+0.025}_{-0.027}$	$0.7 \pm 0.7$	4
HIP 93735	$0.527^{+0.010}_{-0.008}$	$0.516^{+0.023}_{-0.025}$	$12.8 \pm 0.6$	4
HIP 94035	$0.567^{+0.008}_{-0.008}$	$0.534^{+0.021}_{-0.022}$	$11.4 \pm 0.6$	4



## I.24 HR 7355

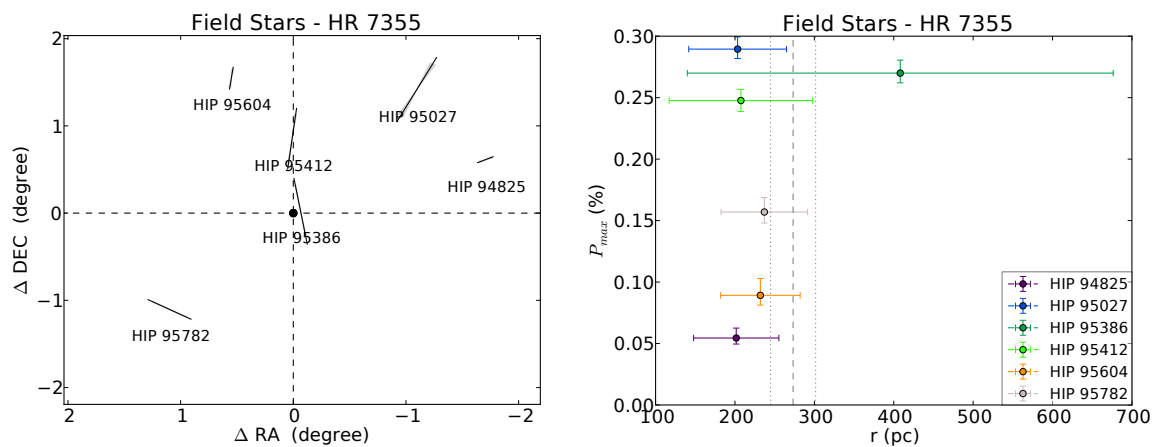


Figura I.47: Campo da estrela HR 7355. Mesma descrição da figura I.1.

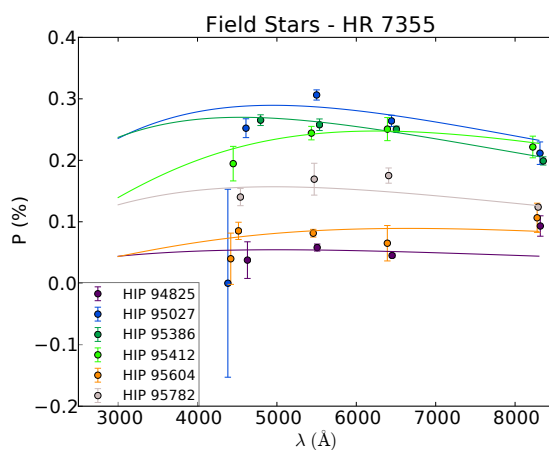


Figura I.48: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.24 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de HR 7355 e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 94825	$0.054^{+0.008}_{-0.005}$	$0.50^{+0.23}_{-0.18}$	$116.2 \pm 9.2$	4
HIP 95027	$0.290^{+0.010}_{-0.008}$	$0.50^{+0.05}_{-0.05}$	$154.4 \pm 4.4$	5
HIP 95386	$0.270^{+0.011}_{-0.008}$	$0.45^{+0.04}_{-0.04}$	$8.9 \pm 0.7$	4
HIP 95412	$0.248^{+0.009}_{-0.009}$	$0.63^{+0.05}_{-0.06}$	$173.5 \pm 1.5$	4
HIP 95604	$0.089^{+0.014}_{-0.008}$	$0.67^{+0.14}_{-0.16}$	$172.7 \pm 5.2$	5
HIP 95782	$0.157^{+0.012}_{-0.009}$	$0.50^{+0.06}_{-0.06}$	$59.5 \pm 1.9$	4

I.25 o Aqr

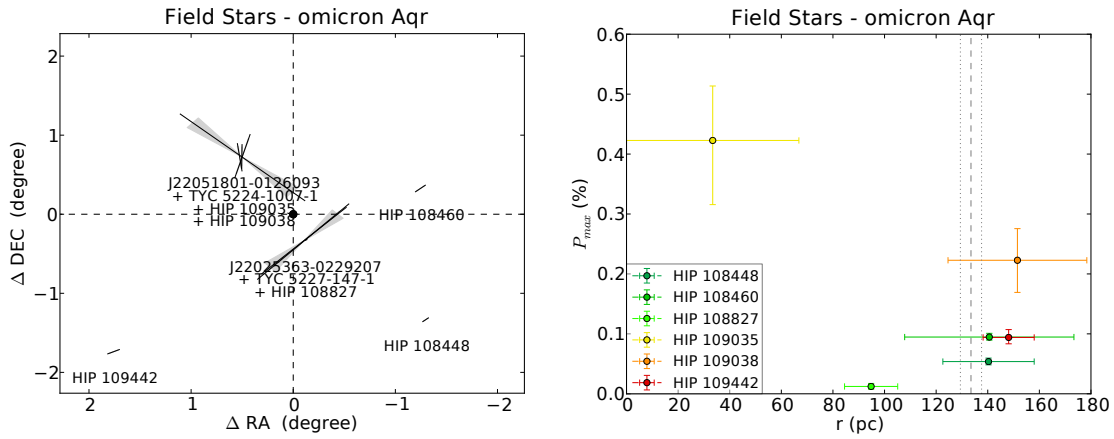


Figura I.49: Campo da estrela o Aqr. Mesma descrição da figura I.1.

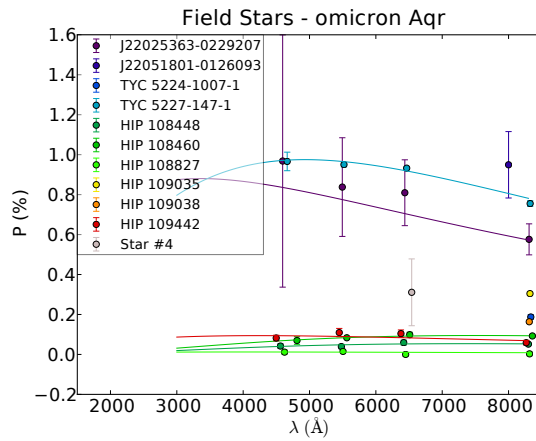


Figura I.50: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.25 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de o Aqr e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle \theta \rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 108448	$0.054^{+0.006}_{-0.006}$	$0.74^{+0.11}_{-0.12}$	$130.4 \pm 4.3$	4
HIP 108460	$0.095^{+0.006}_{-0.005}$	$0.75^{+0.05}_{-0.06}$	$130.7 \pm 2.9$	4
HIP 108827	$0.012^{+0.005}_{-0.005}$	$0.40^{+0.34}_{-0.24}$	$128 \pm 44$	4
HIP 109035	$0.423^{+0.091}_{-0.107}$	$0.41^{+0.31}_{-0.22}$	$164.8 \pm 1.1$	1
HIP 109038	$0.223^{+0.053}_{-0.054}$	$0.43^{+0.30}_{-0.23}$	$179.2 \pm 2.1$	1
HIP 109442	$0.094^{+0.013}_{-0.011}$	$0.42^{+0.13}_{-0.13}$	$115.5 \pm 3.3$	4
TYC 5224-1007-1	$0.259^{+0.059}_{-0.066}$	$0.41^{+0.32}_{-0.21}$	$7.4 \pm 2.5$	1
TYC 5227-147-1	$0.975^{+0.017}_{-0.014}$	$0.49^{+0.02}_{-0.02}$	$136.8 \pm 0.6$	4
J22025363-0229207	$0.88^{+0.17}_{-0.18}$	$0.34^{+0.21}_{-0.17}$	$135.4 \pm 9.1$	4
J22051801-0126093	$1.22^{+0.39}_{-0.30}$	$0.43^{+0.30}_{-0.23}$	$48.1 \pm 7.1$	1
#4	$0.36^{+0.21}_{-0.18}$	$0.45^{+0.31}_{-0.25}$	$55 \pm 25$	1

## I.26 31 Peg

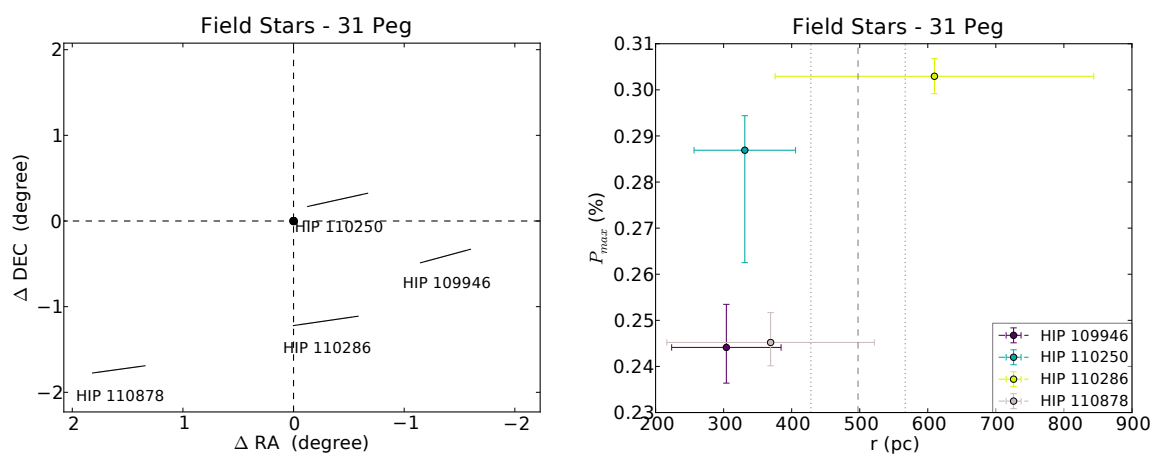


Figura I.51: Campo da estrela 31 Peg. Mesma descrição da figura I.1.

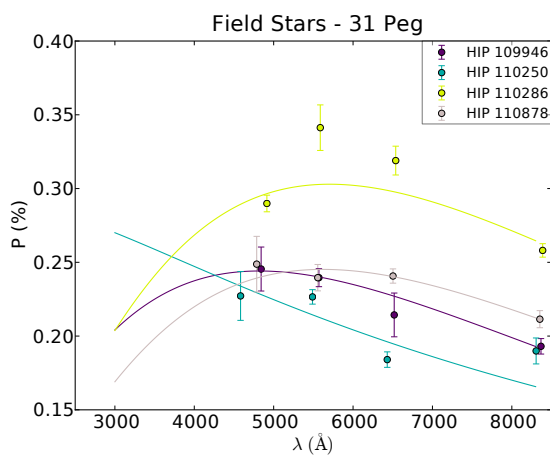


Figura I.52: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.26 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de 31 Peg e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^{\circ}$ )	N
HIP 109946	$0.244^{+0.009}_{-0.008}$	$0.482^{+0.039}_{-0.042}$	$109.27 \pm 0.89$	4
HIP 110250	$0.287^{+0.008}_{-0.024}$	$0.181^{+0.107}_{-0.046}$	$105.90 \pm 0.87$	4
HIP 110286	$0.303^{+0.004}_{-0.004}$	$0.570^{+0.016}_{-0.016}$	$100.60 \pm 0.63$	4
HIP 110878	$0.245^{+0.006}_{-0.005}$	$0.562^{+0.032}_{-0.038}$	$100.08 \pm 0.91$	4

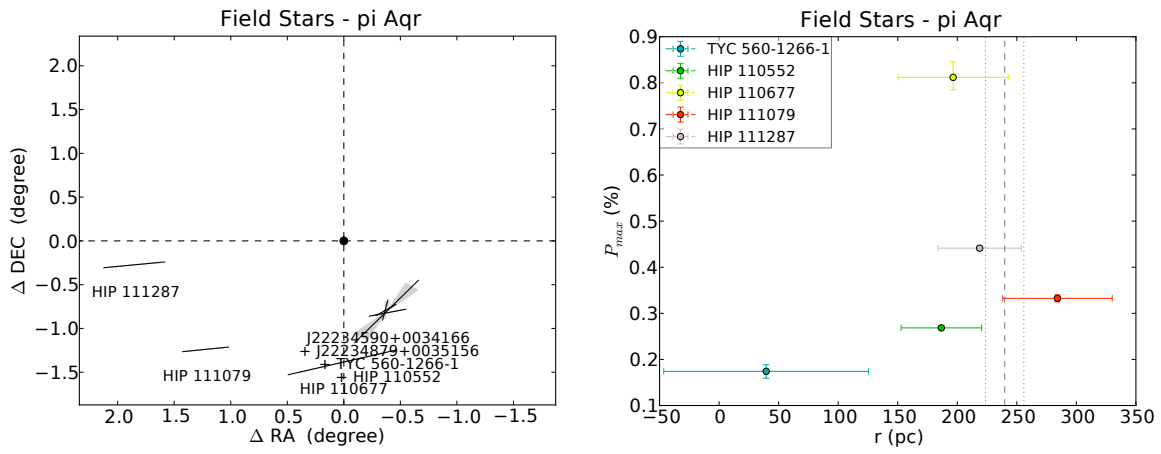
I.27  $\pi$  Aqr

Figura I.53: Campo da estrela  $\pi$  Aqr. Mesma descrição da figura I.1.

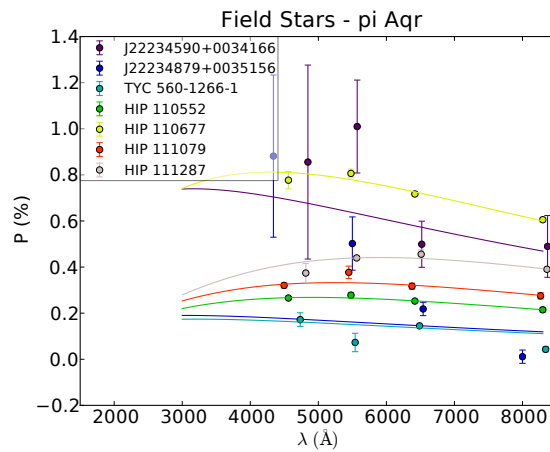


Figura I.54: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.27 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\pi$  Aqr e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle \theta \rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 110552	$0.268^{+0.004}_{-0.004}$	$0.492^{+0.022}_{-0.024}$	$103.9 \pm 0.6$	4
HIP 110677	$0.812^{+0.033}_{-0.027}$	$0.430^{+0.033}_{-0.038}$	$106.5 \pm 0.5$	4
HIP 111079	$0.332^{+0.008}_{-0.008}$	$0.524^{+0.031}_{-0.034}$	$97.3 \pm 1.1$	4
HIP 111287	$0.441^{+0.005}_{-0.005}$	$0.591^{+0.015}_{-0.015}$	$96.9 \pm 1.1$	4
TYC 560-1266-1	$0.174^{+0.014}_{-0.015}$	$0.321^{+0.068}_{-0.065}$	$126.0 \pm 4.4$	4
J22234590+0034166	$0.740^{+0.151}_{-0.139}$	$0.316^{+0.220}_{-0.158}$	$142 \pm 10$	4
J22234879+0035156	$0.190^{+0.035}_{-0.036}$	$0.304^{+0.128}_{-0.104}$	$169 \pm 12$	4

I.28  $\beta$  Psc

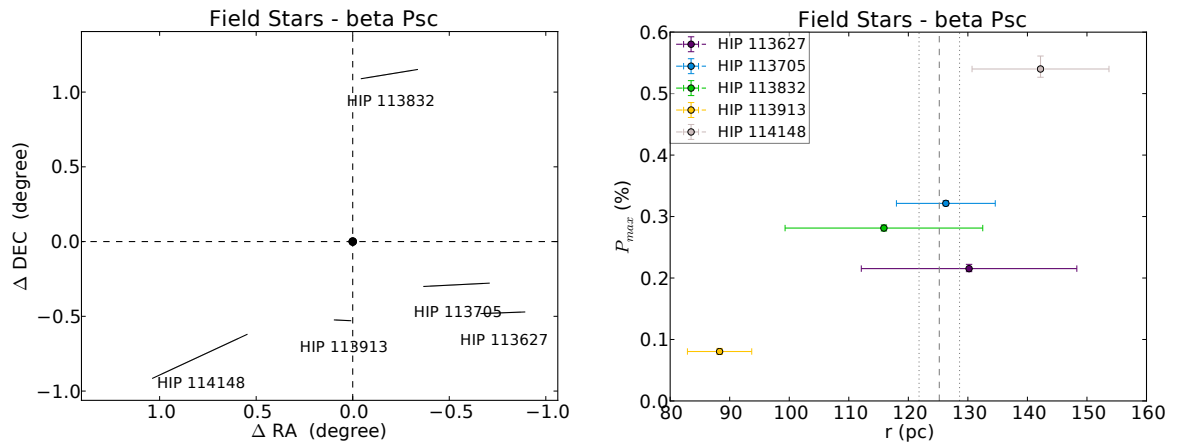


Figura I.55: Campo da estrela  $\beta$  Psc. Mesma descrição da figura I.1.

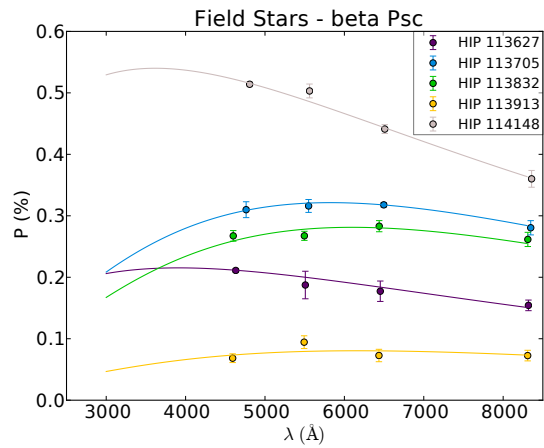


Figura I.56: Ajustes das funções de Serkowski nas estrelas de campo observadas.

Tabela I.28 - Parâmetros das funções de Serkowski ajustadas para as estrelas de campo de  $\beta$  Psc e o ângulo de polarização médio.

Estrela	$P_{\max}$ (%)	$\lambda_{\max}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\langle\theta\rangle$ ( $^\circ$ )	N
HIP 113627	$0.2153^{+0.0070}_{-0.0050}$	$0.391^{+0.048}_{-0.048}$	$92.7 \pm 1.6$	4
HIP 113705	$0.3214^{+0.0045}_{-0.0039}$	$0.582^{+0.029}_{-0.031}$	$93.7 \pm 0.7$	4
HIP 113832	$0.2813^{+0.0052}_{-0.0048}$	$0.610^{+0.025}_{-0.028}$	$101.9 \pm 0.7$	4
HIP 113913	$0.0804^{+0.0051}_{-0.0049}$	$0.617^{+0.070}_{-0.080}$	$86.5 \pm 2.4$	4
HIP 114148	$0.5401^{+0.0211}_{-0.0134}$	$0.362^{+0.030}_{-0.040}$	$121.0 \pm 0.4$	4