



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/05.11.14.33-TDI

**POLARIMETRIA DAS VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS  
MAGNÉTICAS QUASE SÍNCRONAS  
1RXSJ083842.1-282723 E IGR J19552+0044**

Fernando Falkenberg Marques

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pela Dra. Cláudia Vilega  
Rodrigues, aprovada em 16 de maio  
de 2023.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/494DS82>

INPE  
São José dos Campos  
2023

**PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE  
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)  
Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
CEP 12.227-010  
São José dos Campos - SP - Brasil  
Tel.:(012) 3208-6923/7348  
E-mail: pubtc@inpe.br

**CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):****Presidente:**

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

**Membros:**

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)  
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)  
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)  
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon  
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

**EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)  
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/05.11.14.33-TDI

**POLARIMETRIA DAS VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS  
MAGNÉTICAS QUASE SÍNCRONAS  
1RXSJ083842.1-282723 E IGR J19552+0044**

Fernando Falkenberg Marques

Dissertação de Mestrado do Curso  
de Pós-Graduação em Astrofísica,  
orientada pela Dra. Cláudia Vilega  
Rodrigues, aprovada em 16 de maio  
de 2023.

URL do documento original:

[<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/494DS82>](http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/494DS82)

INPE  
São José dos Campos  
2023

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Marques, Fernando Falkenberg.

M348p Polarimetria das variáveis cataclísmicas magnéticas quase  
síncronas 1RXSJ083842.1-282723 E IGR J19552+0044 / Fernando  
Falkenberg Marques. – São José dos Campos : INPE, 2023.  
xx + 101 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/05.11.14.33-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de  
Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2023.

Orientadora : Dra. Cláudia Vilega Rodrigues.

1. Variáveis cataclísmicas. 2. Polarimetria. 3. Polares.  
4. Polares Intermediárias. 5. Séries temporais. I.Título.

CDU 520.62

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).





MINISTÉRIO DA  
CIÊNCIA, TECNOLOGIA  
E INOVAÇÃO



**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

Serviço de Pós-Graduação - SEPGR

**DEFESA FINAL DE DISSERTAÇÃO DE FERNANDO FALKENBERG MARQUES  
REG. 942100/2021, BANCA Nº 078/2023**

No dia 16 de maio de 2023, no modo híbrido, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) foi APROVADO(A) pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Mestre em Astrofísica, com a exigência de que o trabalho final a ser publicado deverá incorporar as correções sugeridas pela Banca Examinadora, com revisão pelo(s) orientador(es).

**Novo Título:** "POLARIMETRIA DAS VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS MAGNÉTICAS QUASE SÍNCRONAS 1RXS J083842.1-282723 E IGR J19552+0044"

**Membros da banca:**

Dr. André de Castro Milone – Presidente – INPE

Dra. Cláudia Vilega Rodrigues – Orientadora – INPE

Dr. Francisco José Jablonski – Membro Interno – INPE

Dr. Gerardo Juan Manuel Luna – Membro Externo – IAFE/CONICET

Declaração de aprovação do membro externo Gerardo Juan Manuel Luna anexa ao processo.



Documento assinado eletronicamente por **Cláudia Vilega Rodrigues, Pesquisador**, em 26/05/2023, às 10:46 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **andré de Castro Milone, Pesquisador**, em 26/05/2023, às 13:46 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Francisco Jose Jablonksi, Pesquisador**, em 30/05/2023, às 18:27 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <https://sei.mcti.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **11011929** e o código CRC **206B680E**.



## AGRADECIMENTOS

Este trabalho não seria possível sem a contribuição de muitos que, direta ou indiretamente, apoiaram a minha trajetória acadêmica e de vida. Sou profundamente grato pela contribuição de todos. Agradeço especialmente os docentes da Pós-Graduação em Astrofísica do INPE, meus colegas de curso e a contribuição imprescindível de minha orientadora. Também agradeço os professores e colegas da Univap e LNA, assim como os desenvolvedores do ASTROPOP.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.



## RESUMO

Neste trabalho estudamos novas séries temporais fotométricas e polarimétricas dos sistemas 1RXS J083842.1-282723 (J0838) e IGR J19552+0044 (J1955), que são variáveis cataclísmicas magnéticas (VCMs) quase síncronas, ou seja, com período de rotação da anã branca ( $P_{rot}$ ) diferente, mas próximo, do período orbital do sistema ( $P_{orb}$ ). Essa característica as difere de outras VCMs: as polares intermediárias (PIs), que possuem tipicamente  $P_{rot}/P_{orb} \simeq 0,1$  e as polares, que possuem  $P_{rot}/P_{orb} = 1$ . Atualmente se conhecem 10 VCMs quase síncronas. Possíveis explicações para as razões de períodos observadas envolvem um estágio evolutivo de transição entre o assincronismo e o sincronismo, ou um evento de nova que tira o sistema do sincronismo temporariamente. J0838 é uma possível PI que possui  $P_{orb}$  de 98,4 minutos e  $P_{rot}$  de 94,8 minutos. Já J1955 é uma possível polar assíncrona (PA) que possui  $P_{orb}$  de 83,6 minutos e  $P_{rot}$  de 81,3 minutos. Realizamos no ano de 2018 três missões no Observatório Pico dos Dias, com o polarímetro IAGPOL, dedicadas à coleta de séries temporais desses objetos. A detecção de emissão polarizada e modulada periodicamente confirma a existência de emissão ciclotrônica da coluna de acreção para J1955. O mesmo não foi observado de maneira evidente para J0838. Esses resultados corroboram com as classificações prévias desses sistemas. Também apresentamos uma discussão dos períodos presentes em nossos dados com relação aos valores propostos pela literatura. Neste trabalho utilizamos, pela primeira vez na redução de séries temporais e de dados de polarização circular, um novo software para processamento de dados astronômicos escrito em linguagem Python chamado ASTROPOP. Os resultados obtidos foram comparados com os obtidos usando pacotes de redução baseados no IRAF e a concordância é muito boa.

Palavras-chave: Variáveis Cataclísmicas. Polarimetria. Polares. Polares Intermediárias. 1RXS J083842.1-282723. IGR J19552+0044. Séries Temporais.



# POLARIMETRY OF THE NEAR SYNCHRONOUS MAGNETIC CATACLYSMIC VARIABLES 1RXS J083842.1-282723 AND IGR J19552+0044

## ABSTRACT

In this work we study new photometric and polarimetric time series of the systems 1RXS J083842.1-282723 (J0838) and IGR J19552+0044 (J1955), which are near synchronous magnetic cataclysmic variables, i.e., whose white dwarf has a spin period ( $P_{spin}$ ) different from, but close to, the orbital period of the system ( $P_{orb}$ ). This characteristic differs them from other magnetic cataclysmic variables: the intermediate polars, which have typically  $P_{spin}/P_{orb} \simeq 0.1$  and the polars, which have  $P_{spin}/P_{orb} = 1$ . Currently, 10 near synchronous magnetic cataclysmic variables are known. Possible explanations for the observed period ratios involve a transition evolutionary stage between asynchronism and synchronism or a nova event that takes the system out of synchronism temporarily. J0838 is a possible intermediate polar with  $P_{orb}$  of 98.4 minutes and  $P_{spin}$  of 94.8 minutes. J1955 is a possible asynchronous polar with  $P_{orb}$  of 83.6 minutes and  $P_{spin}$  of 81.3 minutes. We performed in 2018 three observing runs at Pico dos Dias Observatory, using the IAGPOL polarimeter, in order to collect time series of those objects. The detection of periodically modulated polarized emission confirms the existence of the cyclotronic emission from the accretion column of J1955. Polarized emission was not clearly detected in J0838. These results corroborate the previous classification of those systems. We also present a discussion of the periods present in our data in relation to the values proposed in literature. In this work we used, for the first time in the reduction of time series and circular polarization data, a new software for astronomical data processing written in Python language called ASTROPOP. The obtained results were compared with those obtained using IRAF based reduction packages and the agreement is very good.

Keywords: Cataclysmic Variables. Polarimetry. Polars. Intermediate Polars. 1RXS J083842.1-282723. IGR J19552+0044. Time Series.





## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Potencial Gravitacional do Sistema ( $z = 0$ e $a = 0,75R_{\odot}$ ). . . . .	7
1.2 Trajetória da acreção por disco. . . . .	8
1.3 Trajetória da acreção por coluna. . . . .	9
1.4 Representação de uma PI. . . . .	12
1.5 Representação de uma Polar. . . . .	13
1.6 Diagrama da relação $P_{rot}/P_{orb}$ de sessenta e quatro das setenta e uma PIs confirmadas até dezembro de 2021. . . . .	16
1.7 Imagem de J0838 em Raios-X e no Infravermelho. . . . .	17
1.8 Espectro de J0838. . . . .	18
1.9 Espectro de potência de J0838. . . . .	19
1.10 Diagrama $P_{rot}/P_{orb}$ com J0838 em destaque. . . . .	20
1.11 Dados de J0838. . . . .	21
1.12 Curvas de luz no ótico de J0838. Os tempos são dados em tempo dinâmico baricêntrico (TBD). . . . .	22
1.13 Diagrama de fluxo em função da fase de J1955. . . . .	25
1.14 Curvas de luz de J1955. . . . .	26
1.15 Tomogramas Doppler padrões e invertidos de J1955. . . . .	27
2.1 Deslocamentos para J0838 na noite de 25/04/2018. . . . .	41
2.2 Largura a meia altura obtida no ASTROPOP para o objeto J0838 na noite de 17/03/2018. . . . .	42
2.3 Largura a meia altura obtida no ASTROPOP para o objeto J1955 na noite de 09/07/2018. . . . .	43
2.4 Valor de $X$ em função do tempo BJD para as imagens de J1955 na noite de 09/07/2018. . . . .	47
2.5 Identificação da estrela de comparação escolhida para o objeto J0838. . .	48
2.6 Identificação da estrela de comparação escolhida para o objeto J1955. . .	49
2.7 Variação da razão de fluxo de estrelas do campo com relação à estrela de comparação ao longo das 4 noites de observação de J0838 no filtro V. . .	50
2.8 Variação da razão de fluxo de estrelas do campo com relação à estrela de comparação ao longo das 4 noites de observação de J1955 no filtro $I_C$ . . .	51
2.9 Valor RMS da fotometria diferencial em função da abertura para os dados de J1955 na noite de 09/07/2018. . . . .	53
3.1 Série temporal de fotometria diferencial de J0838. . . . .	60

3.2	Série temporal de polarização linear de J0838. . . . .	62
3.3	Série temporal de polarização circular de J0838. . . . .	63
3.4	Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização linear de J0838. . . . .	64
3.5	Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização circular de J0838. . . . .	65
3.6	Série temporal de fotometria diferencial de J1955. . . . .	66
3.7	Série temporal de polarização linear de J1955. . . . .	69
3.8	Série temporal de polarização circular de J1955. . . . .	70
3.9	Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização linear de J1955. . . . .	71
3.10	Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização circular de J1955. . . . .	72
3.11	Resultados da análise de Lomb-Scargle dos dados fotométricos de J0838. . . . .	74
3.12	Resultados da análise de Lomb-Scargle dos dados fotométricos de J0838 considerando períodos longos (até 1200 minutos). . . . .	75
3.13	Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período de rotação da AB de J0838. . . . .	76
3.14	Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período de batimento de J0838. . . . .	78
3.15	Resultados da análise de Lomb-Scargle dos dados fotométricos de J1955. . . . .	79
3.16	Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período de rotação da AB de J1955. . . . .	80
3.17	Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período encontrado para os dados de polarização circular de J1955. . . . .	82
A.1	Comparação de imagens obtidas no ASTROPOP e no IRAF . . . . .	98
A.2	Imagem com o par ordinário do objeto de ciência J1955 indicado por um círculo semitransparente. . . . .	99
A.3	Comparação entre a polarização linear obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP. . . . .	100
A.4	Comparação entre a polarização circular obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP. . . . .	100
A.5	Comparação entre a polarização linear obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP, junto com a fotometria diferencial de J1955. . . . .	101
A.6	Comparação entre a polarização circular obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP, junto com a fotometria diferencial de J1955. . . . .	101

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Lista das VCMs quase síncronas e das PIs com maior sincronia conhecidas atualmente, em ordem de assincronismo, com seus períodos orbitais, de rotação, de batimento, razão de períodos e classificação. . . . .	15
2.1 Log das observações das estrelas padrões HD 94851 e HD 110984. . . . .	35
2.2 Log das observações das estrelas padrões HD 111579 e WD 1620-391. . . . .	36
2.3 Log das observações dos objetos de estudo. . . . .	36
2.4 Largura a meia altura média para cada noite de observação. . . . .	44
2.5 Abertura escolhida para cada noite de observação. . . . .	52
2.6 Melhores zeros obtidos para cada objeto observado. . . . .	55
2.7 Valor de Zero utilizado para a redução polarimétrica em cada missão. . . . .	56
2.8 Valores de polarização linear e circular encontrados neste trabalho em comparação com a literatura, para as estrelas padrões HD 110984 e HD 111579 no filtro V. . . . .	57



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AB	–	Anã Branca
AV	–	Anã Vermelha
BJD	–	Data Juliana Baricêntrica ( <i>Baricentric Julian Date</i> )
CCD	–	<i>Charge Coupled Device</i>
FWHM	–	Largura a meia altura ( <i>Full Width at Half Maximum</i> )
J0838	–	1RXS J083842.1-282723
J1955	–	IGR J19552+0044
JD	–	Data juliana ( <i>Julian Date</i> )
LNA	–	Laboratório Nacional de Astrofísica
OPD	–	Observatório Pico dos Dias
PA	–	Polar Assíncrona
PI	–	Polar Intermediária
TESS	–	<i>Transiting Exoplanet Survey Satellite</i>
VC	–	Variável Cataclísmica
VCM	–	Variável Cataclísmica Magnética



## LISTA DE SÍMBOLOS

$M_{\odot}$	–	Massa solar
$P_{orb}$	–	Período orbital
$P_{rot}$	–	Período de rotação
$R_{\odot}$	–	Raio solar





# SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO . . . . .</b>	<b>1</b>
1.1 Variáveis cataclísmicas . . . . .	1
1.1.1 Definição . . . . .	1
1.1.2 Componentes estelares . . . . .	1
1.1.3 Evolução . . . . .	3
1.1.4 Acreção . . . . .	5
1.1.5 VCs magnéticas . . . . .	8
1.1.6 VCMs quase síncronas . . . . .	14
1.1.7 1RXS J083842.1-282723 (J0838) . . . . .	16
1.1.8 IGR J19552+0044 (J1955) . . . . .	23
1.2 Polarimetria . . . . .	27
1.2.1 Parâmetros de Stokes . . . . .	27
1.2.2 Determinação da polarização do feixe . . . . .	29
<b>2 OBSERVAÇÕES E REDUÇÃO DOS DADOS . . . . .</b>	<b>33</b>
2.1 Instrumentos utilizados . . . . .	33
2.2 Descrição dos dados . . . . .	33
2.2.1 Imagens de calibração . . . . .	33
2.2.2 Estrelas padrões . . . . .	34
2.2.3 Objetos de ciência . . . . .	34
2.3 Softwares de redução . . . . .	37
2.3.1 ASTROPOP . . . . .	37
2.3.2 Pacotes Python . . . . .	37
2.4 Processamento básico das imagens . . . . .	37
2.4.1 Verificação dos dados . . . . .	37
2.4.2 Combinação dos <i>bias</i> e <i>flats</i> . . . . .	38
2.4.3 Calibração das imagens . . . . .	39
2.4.4 Redução . . . . .	40
2.5 Fotometria de abertura e diferencial . . . . .	45
2.5.1 Determinação da estrela de comparação . . . . .	45
2.5.2 Escolha da melhor abertura . . . . .	51
2.5.3 Fotometria . . . . .	53

2.6	Redução polarimétrica . . . . .	53
2.6.1	Determinação do zero da lâmina . . . . .	53
2.6.2	Escolha das melhores aberturas para a polarimetria . . . . .	56
2.6.3	Cálculo da polarimetria . . . . .	56
<b>3</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO QUALITATIVA DOS RESUL-</b>	
	<b>TADOS . . . . .</b>	<b>59</b>
3.1	Séries temporais . . . . .	59
3.1.1	J0838 . . . . .	59
3.1.1.1	Fotometria . . . . .	59
3.1.1.2	Polarimetria . . . . .	59
3.1.2	J1955 . . . . .	61
3.1.2.1	Fotometria . . . . .	61
3.1.2.2	Polarimetria . . . . .	61
3.2	Busca por sinais periódicos . . . . .	68
3.2.1	J0838 . . . . .	73
3.2.1.1	Fotometria . . . . .	73
3.2.1.2	Polarimetria . . . . .	73
3.2.2	J1955 . . . . .	77
3.2.2.1	Fotometria . . . . .	77
3.2.2.2	Polarimetria . . . . .	77
<b>4</b>	<b>CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS . . . . .</b>	<b>83</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .</b>	<b>89</b>
	<b>APÊNDICE A - COMPARAÇÃO ENTRE IRAF E ASTROPOP . .</b>	<b>97</b>
A.1	Comparação dos deslocamentos . . . . .	97
A.2	Comparação dos resultados da polarimetria . . . . .	98

# 1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentamos o que são as variáveis cataclísmicas e os princípios da polarimetria. As principais referências são [Rybicki e Lightman \(1985\)](#), [Warner \(1995\)](#), [Hellier \(2001\)](#) e [Mukai \(2017\)](#).

## 1.1 Variáveis cataclísmicas

A maior parte dos sistemas estelares conhecidos é múltiplo, composto por duas ou mais estrelas que interagem gravitacionalmente. Ao mesmo tempo, a maioria das estrelas se torna uma anã branca (AB) no final de sua evolução. Assim, um número significativo de sistemas estelares, em algum momento de sua evolução, conterá uma AB como uma de suas componentes. Dependendo de suas características, esses sistemas recebem diferentes classificações, sendo as variáveis cataclísmicas uma das mais frequentes.

### 1.1.1 Definição

O termo variável cataclísmica (VC) refere-se a um sistema binário de estrelas onde uma AB e uma anã vermelha (AV) encontram-se a uma distância pequena o suficiente para que material flua da segunda para a primeira. Essa distância é da mesma ordem do diâmetro solar, o que ilustra o quão compacto é esse sistema binário. A matéria em acreção gera uma variedade de fenômenos que tornam esses sistemas, além de objetos de estudo interessantes, laboratórios naturais para o estudo da acreção e de reações termonucleares na superfície estelar.

VCs variam o seu brilho de muitas formas, assim, são de grande interesse tanto para astrônomos profissionais quanto para amadores com pequenos telescópios que monitoram suas curvas de luz e muitas vezes registram aumentos de brilho esporádicos de muitas ordens de grandeza.

Os seres humanos registram as curvas de luz de VCs há mais de 100 anos. Mais de 100 delas são visíveis em pequenos telescópios. Dezenas delas são monitoradas diariamente por astrônomos amadores ao redor do mundo e milhares são detectáveis com o uso de CCDs.

### 1.1.2 Componentes estelares

**Anã Branca** (também chamada de primária): Durante a maior parte de sua vida, uma estrela da sequência principal é formada quase totalmente por hidrogênio e, em

menor parte, por hélio. Em seu núcleo, o hélio, junto com os produtos mais pesados da fusão nuclear (como o carbono e o oxigênio), se acumulam com densidades centenas de milhares de vezes maiores do que na Terra, devido à pressão gravitacional das camadas externas. Para estrelas de até cerca de 10 massas solares ( $M_{\odot}$ ), após a sua vida como uma estrela da sequência principal (durante a fase de gigante vermelha do ramo assintótico), suas camadas externas são ejetadas para o espaço, restando apenas o núcleo quente e denso, agora chamado de AB. Na condição de AB, o princípio da exclusão de Pauli impede que mais de 2 elétrons com energias iguais e spins diferentes ocupem um mesmo estado quântico, limitando a contração da estrela. Elétrons são obrigados a ocupar estados de energia mais elevados. Esse fenômeno é o responsável pela pressão de degenerescência eletrônica, que é a responsável por contrabalancear a pressão gravitacional e manter a AB em um estado estável.

O princípio de Chandrasekhar mostra que esse equilíbrio vale para uma AB com massa de até  $1,4 M_{\odot}$ . Quando um núcleo estelar ultrapassa esse limite, a pressão gravitacional supera a pressão de degenerescência eletrônica e consegue forçar os elétrons para dentro dos núcleos atômicos, formando as estrelas de nêutrons, ou então gerando uma supernova. O valor médio da massa de uma AB está entre 0,5 e  $0,6 M_{\odot}$  e quase todas elas possuem massas entre 0,3 e  $1,3 M_{\odot}$ .

A temperatura superficial de uma AB é inversamente proporcional à sua idade, enquanto uma AB. Como nessas estrelas o processo de fusão nuclear não ocorre mais, conforme a estrela irradia, sua temperatura diminui. Ainda assim, no início do estágio de vida como uma AB, são estrelas quentes, com temperaturas de dezenas de milhares de Kelvin.

As ABs possuem um diâmetro da ordem do diâmetro da Terra. Além disso, devido à natureza da pressão de degenerescência eletrônica, seu raio aumenta com a diminuição da massa.

**Anã Vermelha** (também chamada de secundária): Pequenas, frias e com massas que variam entre 0,08 e  $0,8 M_{\odot}$ , são o tipo mais comum de estrelas.

Possuem raio da ordem de 0,15 raios solares ( $R_{\odot}$ ) e temperaturas superficiais entre 2500 K e 5300 K, embora essa temperatura possa ser maior quando elas estão muito próximas de uma AB, situação na qual a AV apresenta um aquecimento não uniforme, sendo aquecida na face que aponta para a AB.

Diferentes autores divergem sobre quais tipos espectrais de estrelas se classificam como AVs. Os valores aqui apresentados para massa, temperatura superficial e raio de uma AV são aproximadamente aqueles apontados por [Maciel \(2016\)](#) como característicos de estrelas do tipo espectral K e M.

### 1.1.3 Evolução

As VCs têm origem a partir de um evento de envelope comum de um sistema binário, onde a estrela de maior massa deixa a sequência principal, se torna uma gigante e envolve sua companheira de menor massa. A fricção dinâmica entre as estrelas e o envelope comum reduz drasticamente a separação dos dois objetos. Com o tempo o envelope é ejetado e como resultado dessa interação temos uma AB (núcleo remanescente da estrela gigante) e uma estrela companheira de menor massa, ambas orbitando o centro de massa do sistema. Esse tipo de sistema é conhecido como binária pós envelope comum e ainda não pode ser chamado de variável cataclísmica.

Na maioria das binárias pós envelope comum, os dois componentes estelares coexistem de maneira desacoplada, ou seja, sem transferência de matéria. Muitos sistemas são observados nessa configuração. No entanto, em outros sistemas, a interação do vento estelar com o campo magnético da estrela de menor massa causa a perda de momento angular do sistema, diminuindo o seu período orbital, através do fenômeno conhecido como freamento magnético. Em certo momento a estrela de menor massa passa a sofrer efeitos de maré e passa a ter sua rotação sincronizada com o período orbital do sistema.

A perda de momento angular continua até o momento em que os dois sistemas estão tão próximos um do outro que a secundária passa a transferir matéria para a AB, iniciando assim o período evolutivo do sistema binário como uma variável cataclísmica. A Seção 1.1.4 irá se dedicar ao fenômeno da acreção mais detalhadamente. Aqui, seguimos com a evolução da VC.

Na situação onde a estrela de menor massa transfere matéria para a de maior massa, mais matéria se aproxima do centro de massa do sistema, o que, devido ao princípio da conservação do momento angular, deveria causar uma separação das órbitas e a interrupção do fluxo de matéria. A explicação para que isso não ocorra nas VCs envolve a continuação da perda de momento angular do sistema. Dois mecanismos são propostos para explicar essa perda de momento angular: a radiação gravitacional e o freamento magnético.

Como já discutido anteriormente, o freamento magnético é causado pela interação do vento estelar com o campo magnético da secundária. A teoria desse fenômeno ainda é pouco conhecida. [Hellier \(2001\)](#) mede a intensidade desse fenômeno observacionalmente em termos da transferência de matéria que ela causa, sendo em média, aproximadamente  $10^{14} \text{ kg s}^{-1}$  ou  $10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ .

Já a transferência de matéria devido à emissão de radiação gravitacional é maior para sistemas que orbitam mais próximos e, para uma VC com período orbital de 2 h, possui valor aproximado de  $10^{13} \text{ kg s}^{-1}$  ou  $10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$  ([HELLIER, 2001](#)).

Esses dois fenômenos fazem com que o período orbital de uma VC gradualmente diminua.

### ***Period Gap***

Quando o período orbital de uma VC chega em aproximadamente 3 h, o freamento magnético é interrompido, a secundária contrai e deixa de transferir matéria para a primária. Tais sistemas são conhecidos como variáveis cataclísmicas desacopladas. A radiação gravitacional continua removendo momento do sistema e a matéria da secundária só volta a ser transferida para a primária quando o período orbital fica abaixo de aproximadamente 2 h. O motivo desse desligamento do freamento magnético é desconhecido. Pode ter relação com o período da órbita ficando menor que a escala de tempo convectiva da AV, o que causaria a interrupção do campo magnético. Esse período, aproximadamente entre 2 h e 3 h é conhecido como *period gap*. Poucas VCs com período orbital dentro do *period gap* são conhecidas, já que, sem acreção, seu brilho diminui.

Para períodos orbitais abaixo de aproximadamente 2 h, a acreção é reativada e a massa da secundária e o período orbital do sistema continuam diminuindo até que a massa da AV se torne baixa demais para que a mesma mantenha a reação de fusão nuclear em seu interior. Nesse momento ela se torna uma anã marrom e o sistema atinge o seu período orbital mínimo, de aproximadamente 76 minutos.

Em uma anã marrom, a pressão do gás é pequena e é sustentada pela pressão de degenerescência eletrônica. Nesse estado, quanto menor a massa, maior o seu raio. Sendo assim, para uma VC com período muito curto, a secundária já se encontra em estado degenerado e seu raio aumenta com a perda de massa. Isso faz com que o sistema se separe e o seu período volte a crescer. Sistemas nesse estágio de evolução são conhecidos como *period bouncers*.

#### 1.1.4 Acreção

Acreção e fusão nuclear são as duas principais fontes de emissão eletromagnética das VCs. Para o entendimento do sistema como um todo se torna necessário o estudo desses fenômenos em múltiplas frequências. Também se torna necessário o entendimento da geometria associada a esses fenômenos.

#### Lóbulo de Roche

Estrelas são em sua maioria esféricas, trazidas pela própria gravidade para a configuração mais compacta possível. Já em sistemas múltiplos, quanto mais próximas estão as componentes, mais a gravidade de uma influencia na geometria da outra. Em VCs, devido ao seu pequeno tamanho e alta densidade, a AB continua essencialmente esférica. Já a AV é distorcida pelo forte campo gravitacional da estrela primária.

Para entender esse processo, torna-se essencial a descrição do potencial gravitacional efetivo gerado pelo sistema em diferentes pontos do espaço. O lóbulo de Roche descreve a região no espaço ao redor das componentes do sistema binário onde o material em órbita fica gravitacionalmente ligado a cada uma dessas componentes. A partir do momento em que uma componente do sistema, no caso a AV, preenche o seu lóbulo de Roche, ela passa a favorecer a transferência de massa para a AB.

Para definir a geometria do lóbulo de Roche, é necessário considerar que toda a massa de cada estrela esteja localizada em um ponto no seu centro. Além disso, consideramos um sistema de coordenadas cartesianas que rotaciona com a binária, com origem na primária, com eixo- $x$  ao longo da linha que passa pelos centros das duas componentes e com eixo- $z$  perpendicular ao plano orbital do sistema. Nessas condições a geometria de Roche é derivada a partir da soma dos potenciais gravitacionais das duas estrelas e do potencial efetivo da força centrífuga fictícia, considerando ainda uma órbita circular da AV em torno da AB, referencial inercial e ausência de força de Coriolis. Ela toma a seguinte forma:

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x - a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{1}{2}\Omega_{orb}^2[(x - \mu a)^2 + y^2], \quad (1.1)$$

onde  $\Phi_R$  é o potencial gravitacional,  $G$  é a constante gravitacional universal,  $M_1$  é a massa da AB,  $M_2$  é a massa da AV,  $\Omega_{orb}$  é velocidade angular da AV,  $\mu$  é um termo

que relaciona a massa da secundária com a massa do sistema ( $\mu = M_2/(M_1 + M_2)$ ) e  $a$  é a separação do sistema. A Figura 1.1 mostra a representação do campo potencial da Equação 1.1, considerando uma razão de massas  $q = 0,1$ . É interessante notar que nessa equação existem cinco pontos em que a atração gravitacional das duas estrelas é perfeitamente equilibrada pela força centrífuga. Esses pontos são chamados de pontos de Lagrange  $L_n$  (onde  $n$  é um número de 1 a 5).

Em sistemas como NN Ser (que não é uma VC) a secundária é ligeiramente menor que o lóbulo de Roche, logo, não ocorre troca de matéria entre as componentes do sistema. Em uma VC, a secundária preenche o lóbulo de Roche, de modo que a matéria nas camadas mais externas é transferida em direção à AB, dando origem a alguns dos mais diversos fenômenos observados em VCs.

### Acreção por disco

A AV que preenche o lóbulo de Roche tem o seu período de rotação sincronizado com o seu período orbital. Isso acontece devido à atração gravitacional ser mais intensa para a região da secundária que está mais próxima da primária. Assim, uma rotação da secundária com período diferente do seu período orbital causaria uma força nessa matéria com o sentido de igualar os dois períodos.

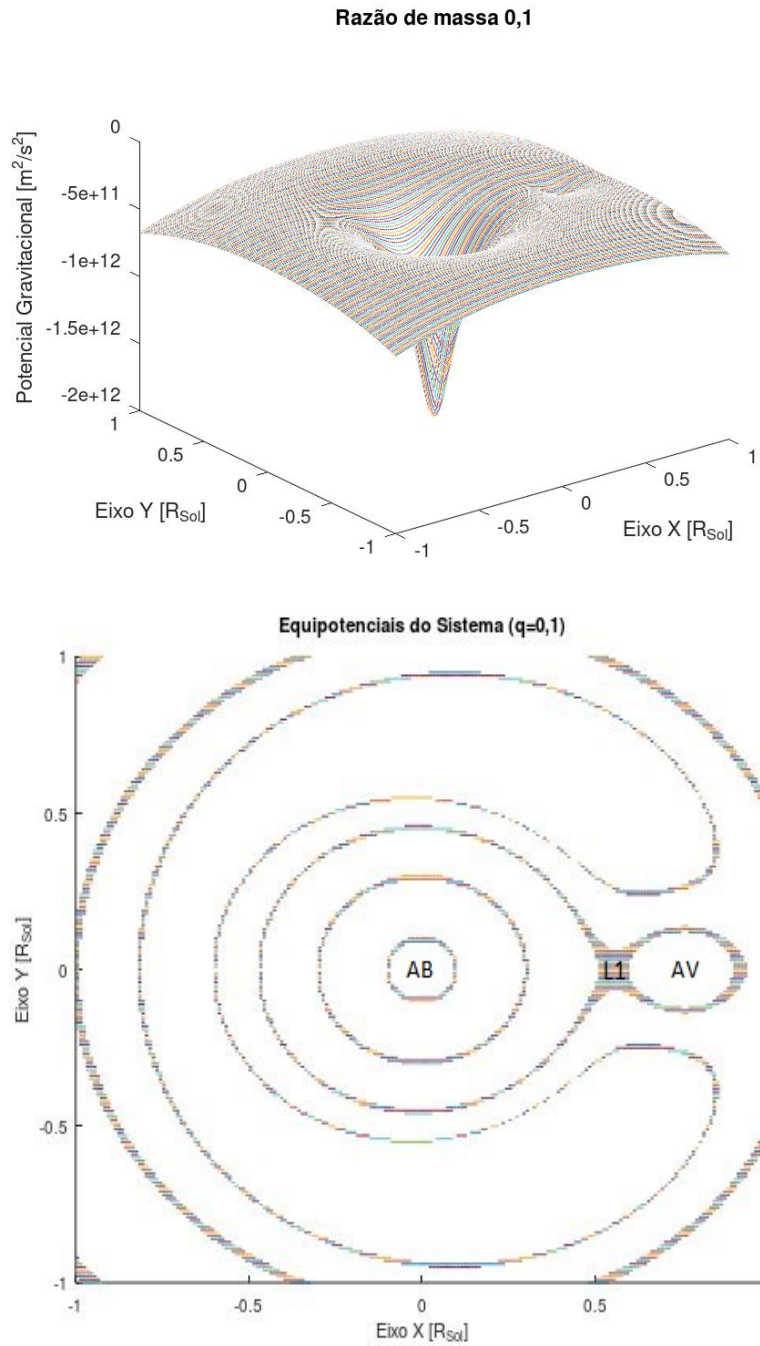
A matéria é transferida do ponto de Lagrange  $L_1$  em direção à AB na velocidade do som do meio ( $\sim 10 \text{ km/s}$ ). Ao mesmo tempo o ponto  $L_1$  se move perpendicularmente a isso, com uma velocidade de aproximadamente  $100 \text{ km/s}$ . Dessa forma, a matéria que sai do ponto  $L_1$  é lançada em órbita da AB, ao invés de cair diretamente na mesma. Uma descrição completa do movimento da matéria em órbita da AB, incluindo sua interação com a matéria sendo transferida do ponto  $L_1$ , é melhor obtida através de simulações computacionais. Mas podemos afirmar que a interação turbulenta dessa matéria dissipa energia, fazendo com que esse material adquira uma órbita circular (órbita de menor energia). O momento angular da matéria em acreção é mantido, de forma que a matéria ejetada passe a orbitar a AB no chamado raio de circularização. Nesse raio, o momento angular dessa matéria é o mesmo do que no ponto  $L_1$ . Essa matéria forma então um anel em torno do raio de circularização. A Figura 1.2 mostra uma representação desse movimento.

Devido à viscosidade, o disco de acreção se espalha radialmente até atingir a *boundary layer*, região de onde passa a acretar na superfície da AB.

A maioria das VCs acreta por disco, mas neste trabalho vamos nos concentrar na



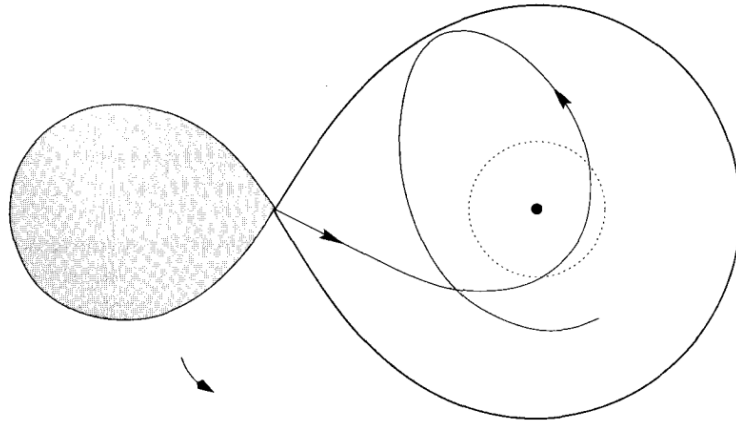
Figura 1.1 - Potencial Gravitacional do Sistema ( $z = 0$  e  $a = 0,75R_{\odot}$ ).



Acima: representação do potencial gravitacional no plano orbital de uma VC com razão de massas  $q = 0,1$  e separação  $a = 0,75R_{\odot}$ . Abaixo: corte transversal mostrando as curvas de equipotencial gravitacional no plano orbital de uma VC. O ponto de equipotencial gravitacional exatamente entre as duas componentes da VC é chamado de ponto de Lagrange L1.

Fonte: Autor.

Figura 1.2 - Trajetória da acreção por disco.



A figura mostra uma visão superior da trajetória de uma partícula de matéria ao sair do ponto L1, onde se origina a linha com setas, em direção à AB, representada pelo ponto escuro à direita. Os contornos da figura representam os lóbulos de Roche, sendo o da esquerda inteiramente preenchido pela AV. O círculo tracejado é o raio de circularização.

Fonte: [Hellier \(2001\)](#).

acreção por coluna, já que a última é a que ocorre na presença de campos magnéticos intensos na AB.

### Acreção por coluna

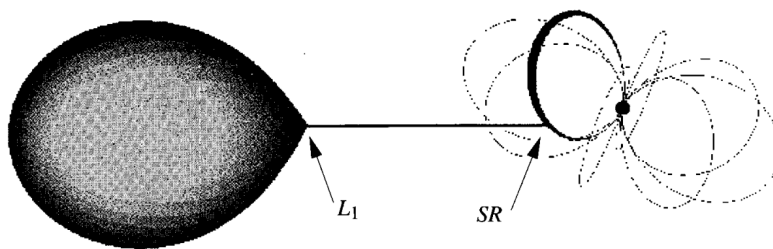
Dentre as características das VCs, uma das mais importantes é o campo magnético da AB e a forma como ele interage com o fluxo de matéria do sistema. Quando a AB possui um campo magnético suficientemente grande para alterar o comportamento da acreção, o sistema passa a ser uma variável cataclísmica magnética (VCM).

A interação do campo magnético da AB com o fluxo de matéria em acreção altera a trajetória dessa matéria. A matéria ionizada segue as linhas de campo magnético da AB até colidir com a mesma. Esse tipo de acreção é chamado de acreção por coluna. A Figura 1.3 mostra uma representação desse movimento.

#### 1.1.5 VCs magnéticas

Cerca de um terço das VCs possuem propriedades observacionais consistentes com a presença de acreção por coluna magnética ([PALA et al., 2020](#)). VCs com essa pro-

Figura 1.3 - Trajetória da acreção por coluna.



A figura ilustra uma VC que possui acreção por coluna devido ao intenso campo magnético da AB. Entre o ponto  $L_1$  e a região de estagnação (SR), a matéria em acreção executa um movimento de queda livre. Ao atingir a região de estagnação a matéria passa a acompanhar as linhas de campo magnético da AB até atingir a superfície da mesma.

Fonte: [Hellier \(2001\)](#).

priedade são chamadas de magnéticas. O campo magnético da AB de uma VCM possui tipicamente intensidade acima de 1 MG.

A origem desses campos magnéticos não é inteiramente conhecida. [Inight et al. \(2023\)](#) nos fornecem um resumo com as principais referências sobre o tema. Uma das possibilidades citadas ([SCHREIBER et al., 2021](#)) é a de que a AB surge sem um campo magnético significativo e, enquanto acelera sua rotação devido à acreção, forma um dínamo. O campo magnético então é intensificado e faz com que o sistema se torne desacoplado. A única fonte de acreção passa a ser o vento estelar da secundária, que segue as linhas de campo magnético e, portanto, é polarizado. Esse estágio é chamado de pré-polar. Ele é mantido até que a secundária se torne completamente convectiva e a transferência de matéria recomeça. Nesse ponto a VC passa a ser magnética.

### Acreção magnética

Sabemos que um campo magnético afeta o movimento de partículas carregadas. Ao mesmo tempo, o movimento de partículas carregadas gera um campo magnético. Portanto, qualquer interação de um campo magnético com um gás quente e ionizado gera um mecanismo complexo de interações em *loop*. Ainda assim, nas condições físicas comumente encontradas na astrofísica, podemos considerar duas afirmações como válidas: a primeira é a de que a matéria ionizada e o campo são congelados, ou seja, travados um em relação ao outro. As partículas podem se mover ao longo

de uma linha de campo, mas dificilmente vão atravessar de uma linha para a outra. Ao mesmo tempo uma linha de campo acompanha o movimento das partículas; a segunda é a de que, com a finalidade de deduzir o movimento de uma partícula, consideramos duas situações: a primeira em que desconsideramos o campo magnético; a segunda em que desconsideramos tudo menos o campo magnético.

Uma partícula distante o suficiente de um campo magnético interage com os seus arredores como se esse campo não existisse. Já o movimento de uma partícula sujeita a um campo magnético intenso é regido inteiramente pela interação com o campo. Entre esses dois cenários existe uma região de transição, que é a região menos conhecida nas VCMs.

Para ABs com campos magnéticos altos, da ordem de 10 MG ou mais, a região de influência do campo magnético (magnetosfera) se estende para além do raio de circularização, impedindo a formação do disco de acreção. O fluxo de matéria da secundária segue uma trajetória balística até atingir a magnetosfera da AB, onde acopla com as linhas de campo magnético e é forçada a segui-las em um movimento de quase queda livre, espiralando em torno da linha de campo. Essa região onde a matéria segue as linhas do campo magnético é chamada de coluna de acreção. Próximo da AB, a matéria atinge velocidades supersônicas, produzindo um choque a partir do qual a matéria é desacelerada e aumenta de densidade, formando a chamada região pós-choque, entre a superfície da AB e a frente de choque. Para campos de centenas de mega-gauss, a magnetosfera ultrapassa inclusive o ponto L1, fazendo com que a matéria já saia da secundária acompanhando as linhas de campo magnético da primária. Sistemas com campos magnéticos dessa magnitude são classificados como polares. A Equação 1.2 mostra que o tamanho da magnetosfera depende não somente da intensidade do campo magnético da AB, mas também da taxa de acreção de matéria do sistema.

$$r_{mag} = 0,5 \left[ \frac{1}{8GM_{AB}} \frac{\mu^4}{\mu_0^2} \frac{1}{\dot{M}^2} \right]^{1/7} \quad (1.2)$$

onde  $r_{mag}$  é o raio da magnetosfera,  $G$  é a constante gravitacional universal,  $M_{AB}$  é a massa da AB,  $\mu$  é o momento magnético da AB,  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do vácuo e  $\dot{M}$  é a taxa de acreção de matéria da AV para a AB.

Para VCMs com campos magnéticos intermediários, entre 1 MG e 10 MG, a magnetosfera se estende até no máximo o raio de circularização. Nesses sistemas é comum

a formação de um disco de acreção. Ainda assim, a acreção nesses sistemas não será como em uma VC sem campo magnético. O fluxo de acreção vai se comportar como em uma não magnética quando fora da magnetosfera e como numa magnética quando dentro, com o diferencial de que diversos fenômenos mais complexos podem ocorrer, como a acreção por cortina ou fenômenos relacionados com a interação do disco de acreção com a magnetosfera. Esses sistemas são classificados como polares intermediárias (PIs).

Dessa forma, dentro das VCMs encontramos o grupo das polares (também chamadas de AM Her) e das PIs (também chamadas de DQ Her). As polares estão, usualmente, abaixo do *period gap* e as PIs, acima. Isso pode estar relacionado à evolução desses sistemas (PRETORIUS et al., 2013).

As polares e as PIs emitem raios-X térmicos nas suas regiões pós-choque, provenientes do fenômeno de Bremsstrahlung.

### Polares Intermediárias

Para PIs sem disco, existe um ponto de equilíbrio para a velocidade de rotação da AB quando o raio de circularização é o mesmo que o raio de corotação, que é a distância em que o campo magnético corrotaciona com a velocidade Kepleriana local. Esse ponto, a partir da terceira lei de Kepler e da equação para a geometria de Roche (Equação 1.1), fornece  $P_{rot} \sim 0,07P_{orb}$ , o que é condizente com o observado na maioria das PIs. Quase todas as PIs conhecidas possuem  $P_{rot}/P_{orb} \leq 0,1$ . Isso significa que, apesar de terem campos magnéticos maiores do que as VCs não magnéticas, nas PIs o campo magnético da AB não é capaz de sincronizar os períodos, sendo o período de rotação da AB menor do que o período orbital do sistema.

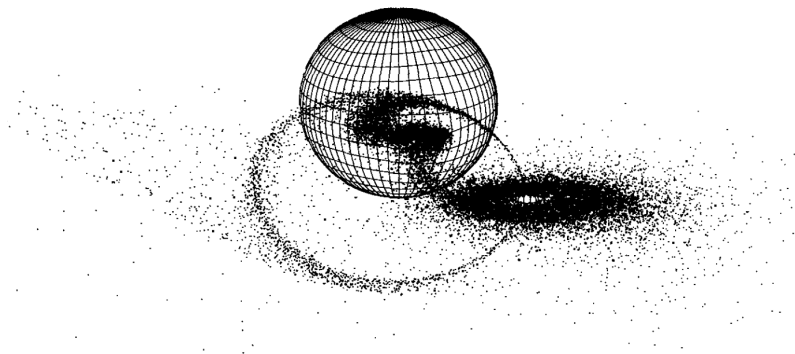
Na maioria das PIs a maior parte da acreção passa através de um disco, o que contribui com a emissão. Quando em equilíbrio, o raio interno do disco é igual ao raio da magnetosfera, demonstrado pela Equação 1.2, ou seja, é determinado pelo balanço entre a densidade de energia cinética e a densidade de energia magnética. O período de rotação da AB é definido pelo equilíbrio do torque da matéria com o torque magnético. Um campo magnético mais fraco gera um raio interno menor para o disco de acreção.

É comum a descrição de duas cortinas de acreção de  $180^\circ$  centradas no ponto sub-polar do limite interno do disco. A Figura 1.4 mostra uma simulação de uma PI.

Como resultado de campos magnéticos relativamente baixos, a maioria das PIs emi-

tem pouca ou nenhuma luz polarizada (BUTTERS et al., 2009).

Figura 1.4 - Representação de uma PI.



Simulação de uma polar intermediária. O fluxo de material da estrela secundária encontra o campo magnético. Dependendo de sua energia e densidade, a matéria se prende em círculos, é ejetada para órbitas mais distantes da AB, ou pode espiralar em direção ao centro do sistema e acretar na AB.

Fonte: [Hellier \(2001\)](#).

## Polares

Polares contém ABs com os maiores campos magnéticos entre as VCs. A intensidade desses campos varia de 10 a 200 MG e é suficiente para impedir a formação de um disco de acreção e canalizar a matéria proveniente da estrela companheira através das linhas de campo magnético da AB. O intenso campo magnético da AB e a sua magnetosfera estendida interagem com o campo magnético da estrela companheira e sincronizam o período de rotação da AB com o período orbital da binária. Nesse caso temos  $P_{rot}/P_{orb} = 1$ . Como consequência, as polares são caracterizadas pelo maior período de rotação da AB. A Figura 1.5 mostra uma representação de uma polar. Deve ser destacado que nem todas as polares tem a coluna magnética com origem no ponto L1.

Geralmente emitem mais luz polarizada que as PIs. A principal diferença das polares em relação às PIs, do ponto de vista do comportamento periódico de sua variabilidade, é que elas apresentam variabilidade da emissão em apenas um período, enquanto as PIs variam com o período de rotação, período orbital e batimentos.

Figura 1.5 - Representação de uma Polar.

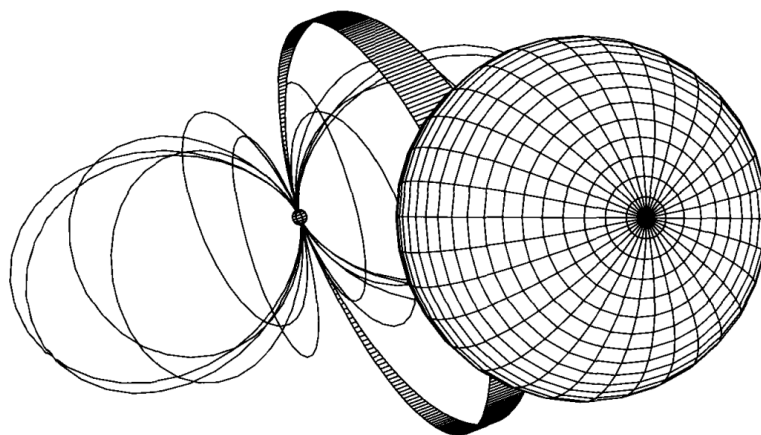


Ilustração de uma polar. O fluxo de acreção sai do ponto L1, se divide em dois e segue as linhas de campo magnético até os polos da AB.

Fonte: [Hellier \(2001\)](#).

## Emissão Cíclotron

As partículas do fluxo de acreção magnética não somente seguem as linhas de campo magnético. Elas giram em torno delas, em forma de espiral. Isso ocorre devido à força de Lorentz.

Movimento em círculo envolve uma aceleração constante e cargas aceleradas emitem fótons. Dessa forma, o movimento das partículas em direção à AB gera radiação cíclotron. A emissão cíclotron, ao contrário da maioria dos outros tipos de radiação, é polarizada. Como a emissão cíclotron pode ser mais que a metade da luz emitida por polares, esses estão entre os objetos mais polarizados do céu.

A polarização é de extrema importância no estudo de polares. Ela contribui para a determinação da intensidade e da geometria do campo magnético. A emissão cíclotron é também responsável por uma fração importante do resfriamento da região pós-choque, sendo um dos mecanismos que determina a distribuição de temperatura e densidade nessa região.

As formas mais utilizadas para a determinação do campo magnético de uma polar ou de uma PI são a observação do efeito Zeeman, da polarização e dos harmônicos cíclotron.

### 1.1.6 VCMs quase síncronas

Dentre as variáveis cataclísmicas magnéticas, existem 10 sistemas conhecidos atualmente que apresentam uma relação entre período de rotação da AB e período orbital do sistema diferente do padrão, como mostrado na Tabela 1.1. Isso inclui 4 polares com  $P_{rot}/P_{orb} \neq 1$ , que são classificadas como polares assíncronas (PAs), e 6 objetos com  $P_{rot}/P_{orb} > 0,8$  que possuem classificação incerta e que podem ser PAs ou PIs quase síncronas. Aqui chamaremos o conjunto das PAs e das PIs quase síncronas de VCMs quase síncronas.

As VCMs quase síncronas oferecem oportunidades únicas de estudo do acoplamento do fluxo de acreção com o campo magnético. Além disso, por serem objetos incommuns, podem fornecer informações importantes sobre o processo de acreção e sobre a evolução desses sistemas. A Tabela 1.1 lista as VCMs quase síncronas, assim como as PIs com maior sincronia, junto com os valores encontrados na literatura para o período orbital ( $P_{orb}$ ), de rotação ( $P_{rot}$ ), de batimento ( $P_{beat}$ ), razão de períodos ( $P_{rot}/P_{orb}$ ) e classificação desses objetos. Já a Figura 1.6, produzida por K. Mukai, mostra um diagrama da relação  $P_{rot}/P_{orb}$  contendo a maioria das PIs confirmadas até dezembro de 2021.

As quatro polares assíncronas apresentam  $1 - P_{rot}/P_{orb} \sim \pm 1\%$ . São elas, V1432 Aql, V1500 Cyg, CD Ind e BY Cam.

As seis PIs apresentam  $0,7 > P_{rot}/P_{orb} > 0,1$ . Esses objetos são EX Hya, V598 Peg, DW Cnc, V1025 Cen, IGR J18173-2509 e RX J2015.6+3711.

V1432 Aql é a única polar assíncrona que possui  $P_{rot}$  maior que  $P_{orb}$ . Escalas de tempo de sincronização de aproximadamente 170 e 200 anos foram observadas em V1500 Cyg (HARRISON; CAMPBELL, 2016), e V1432 Aql (STAUBERT et al., 2003), respectivamente, sugerindo como possível causa uma explosão de nova no passado recente. Particularmente, V1500 Cyg foi observada como uma nova, também conhecida como Nova Cygni 1975. Não foram detectadas nuvens de gás ao redor dos sistemas V1432 Aql, CD Ind, BY Cam e EX Hya (PAGNOTTA; ZUREK, 2016). Essa detecção poderia ser evidência de uma explosão de nova recente. Ainda assim, a falta de uma nuvem de gás não é uma evidência contra a existência dessa interpretação, visto que muitas novas não apresentam essa característica. EX Hya, que é mais dessincronizada ( $P_{rot} \sim 67 \text{ min}$  e  $P_{rot}/P_{orb} = 0.68$ ) é uma das poucas PIs abaixo do *period gap*.



Tabela 1.1 - Lista das VCMs quase síncronas e das PIs com maior sincronia conhecidas atualmente, em ordem de assincronismo, com seus períodos orbitais, de rotação, de batimento, razão de períodos e classificação.

Sistema	$P_{rot}$ (s)	$P_{orb}$ (s)	$P_{rot}/P_{orb}$	$P_{beat}$ (h)	Classificação
V1432 Aquilae	12150	12116	1,003	1213,4	PA
V1500 Cyg	11890	11994	0,991	230,4	PA
CD Ind	6579	6649	0,989	175,2	PA
BY Cam	11961	12089	0,989	384,5	PA
IGR J19552+0044	4877	5016	0,972	49,0	-
SDSS J084617.11+245344.1	16236	16704	0,972	162,5	-
1RXS J083842.1-282723	5688	5904	0,963	14,7	-
SDSS J134441.83+204408.3	6099	6830	0,893	-	-
Swift J0503.7-2819	4363	4899	0,891	11,1	-
Paloma	8205	9432	0,833	17,4	-
EX Hydrae	4022	5895	0,682	3,5	PI
V598 Pegasi	2500	4987	0,501	-	PI
DW Cancri	2315	5166	0,448	1,2	PI
V1025 Centauri	2147	5077	0,423	0,5	PI
IGR J18173-2509	1663	5520	0,301	-	PI
RX J2015.6+3711	7196	45940	0,157	-	PI

Fonte: [Littlefield et al. \(2023a\)](#); [Littlefield et al. \(2023b\)](#); [Littlefield et al. \(2019\)](#); [Littlefield et al. \(2015\)](#); [Halpern \(2022\)](#), [Tovmassian et al. \(2017\)](#); [Halpern et al. \(2017\)](#) e [Pavlenko et al. \(2018\)](#).

Os objetos Paloma ([SCHWARZ et al., 2007](#)), Swift J0503.7-2819 ([HALPERN, 2022](#); [RAWAT et al., 2022](#)), SDSS J134441.83+204408.3 ([LITTLEFIELD et al., 2023b](#)), SDSS J084617.11+245344.1 ([LITTLEFIELD et al., 2023a](#)), J0838 (1RXS J083842.1-282723) e J1955 (IGR J19552+0044), estes dois últimos estudados nesta dissertação, apresentam assincronias entre 3% e 20%, o que os tornam ou polares com assincronia extrema ou PIs quase síncronas. Swift J0503.7-2819, SDSS J134441.83+204408.3 e SDSS J084617.11+245344.1 são objetos descobertos há poucos meses e mais detalhes sobre eles podem ser encontrados nos artigos indicados.

Paloma e J1955 são sistemas de período orbital curto. O primeiro, com período de 157 min está dentro do *period gap*, enquanto o segundo, com período de 101 min, está abaixo. Os dois estão provavelmente em um estágio de transição antes de atingir o sincronismo e são possíveis progenitores de sistemas polares. Em comparação com essas duas, J0838 possui a curva de luz e o espectro mais simples, e por isso pode ser uma chave para a interpretação dos outros casos mais complexos.

Figura 1.6 - Diagrama da relação  $P_{rot}/P_{orb}$  de sessenta e quatro das setenta e uma PIs confirmadas até dezembro de 2021.

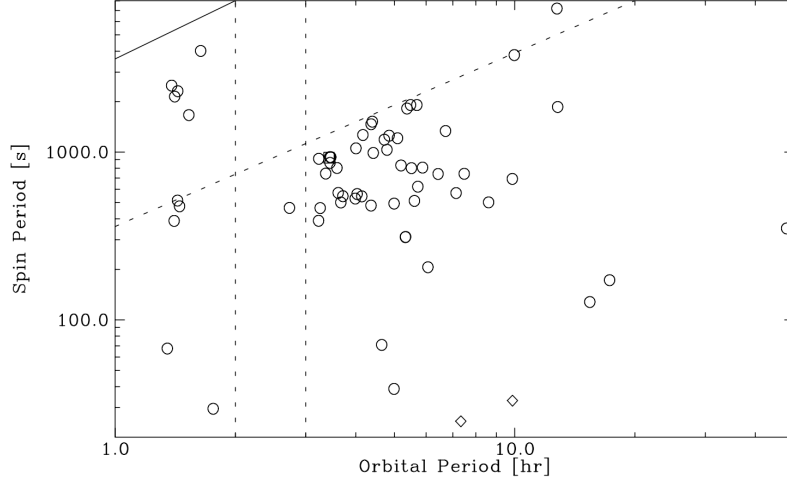


Figura produzida por Koji Mukai que mostra a relação  $P_{rot}/P_{orb}$  de sessenta e quatro das setenta e uma PIs confirmadas até dezembro de 2021. O quadrado aberto é para o sistema sem disco V2400 Oph, diamantes para os sistemas AE Aqr e LAMOST J024048.51+195226.9, e círculos para os demais. As linhas tracejadas verticais mostram a localização aproximada do *period gap*, enquanto as linhas diagonais mostram  $P_{orb}=P_{rot}$  (linha sólida) e  $P_{orb}=10P_{rot}$  (linha tracejada).

Fonte: [National Aeronautics and Space Administration \(NASA\) \(2021\)](#).

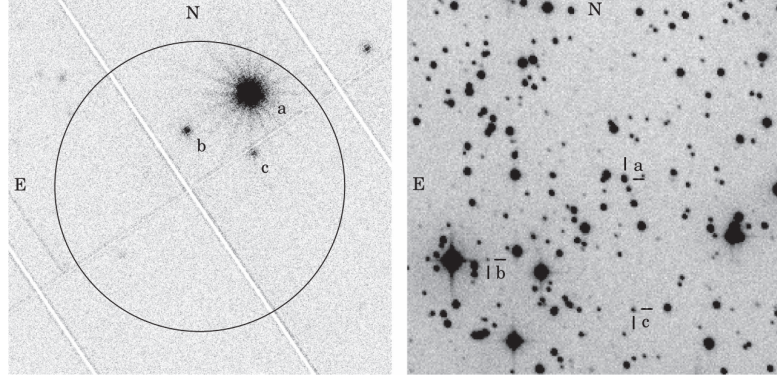
O estudo desses sistemas pode nos fornecer dados importantes sobre a evolução de VCMs. Nas seções a seguir, vamos resumir a bibliografia recente sobre os dois objetos que propomos estudar, J0838 e J1955, que são duas VCMs quase síncronas recentemente descobertas.

### 1.1.1.7 1RXS J083842.1-282723 (J0838)

A fonte 1RXS J083842.1-282723 foi descoberta em 1996 usando dados da missão ROSAT e, baseado nas linhas de emissão de Balmer e de hélio, classificada como uma VC por [Masetti et al. \(2013\)](#). Em 2015, o catálogo 3FGL, obtido com a missão Fermi, lista uma fonte de raios gama na mesma região. Dois trabalhos, [Halpern et al. \(2017\)](#) e [Rea et al. \(2017\)](#), se dedicaram a estudar com maior profundidade essa fonte. Esses trabalhos mostram que J0838 não é a fonte dos raios gama observados pelo satélite Fermi e sim duas outras fontes muito próximas, mas não relacionadas, que são responsáveis por essa emissão, como mostra a Figura 1.7.

Sobre J0838, [Rea et al. \(2017\)](#) reportam uma grande campanha multibanda nas frequências de rádio, infravermelho, ótico e raios-X. Aqui vamos nos concentrar nas observações no ótico. A Figura 1.8 mostra um espectro de J0838 obtido com o telescópio ESO-NTT.

Figura 1.7 - Imagem de J0838 em Raios-X e no Infravermelho.



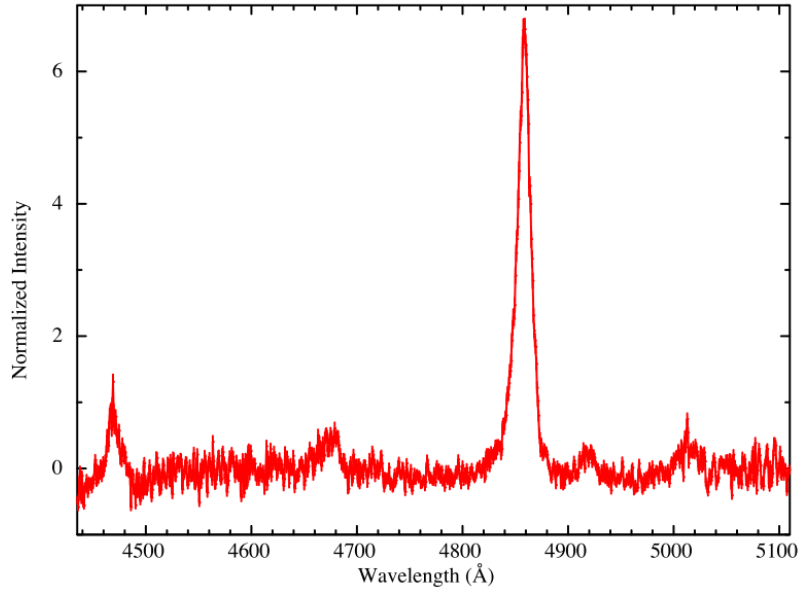
Esquerda: Imagem do sensor EPIC do XMM-Newton (0,3-10 keV) de 2 de dezembro de 2015 (Obs ID 0790180101) mostrando o círculo de erro 3FGL J0838.8-2829 do Fermi. Direita: Imagem obtida através de um filtro BG38 do MDM 1,3 m. As fontes indicadas são (a) a VC 1RXS J083842.1-282723, (b) o candidato a MSP de nome XMMU J083850.38-282756.8 e (c) o QSO XMMU J083842.85-282831.8.

Fonte: [Halpern et al. \(2017\)](#).

A curva de luz no espectro ótico de J0838 mostrou um comportamento complexo, altamente variável em escalas de tempo curtas e longas. Foram detectados dois períodos dominantes em seu espectro de potência: 98,4 min e 15,2 h (Figura 1.9). Um período importante de 88,2 min também foi observado. O período mais longo é precisamente o período de batimento dos dois períodos mais curtos. Esses períodos são consistentes com os observados em VCs magnéticas. Se interpretarmos os períodos de 98,4 min e de 88,2 min como o período orbital e a rotação da AB, respectivamente, obtemos um  $P_{rot}/P_{orb} \sim 0,90$ . A localização do sistema no plano  $P_{rot} - P_{orb}$  é mostrado na Figura 1.10. Dessa forma ele pode ser classificado como uma das PIs com maior razão  $P_{rot}/P_{orb}$  ou como uma polar altamente assíncrona. O período orbital do sistema J0838 o coloca abaixo do *period gap*, onde a maioria das polares são encontradas.

[Halpern et al. \(2017\)](#) sugerem que J0838 se trata de uma VC com propriedades

Figura 1.8 - Espectro de J0838.



A figura mostra um exemplo do espectro de J0838 obtido com o ESO-NTT. O pico em 4861 Å é a linha de emissão do  $H\beta$ .

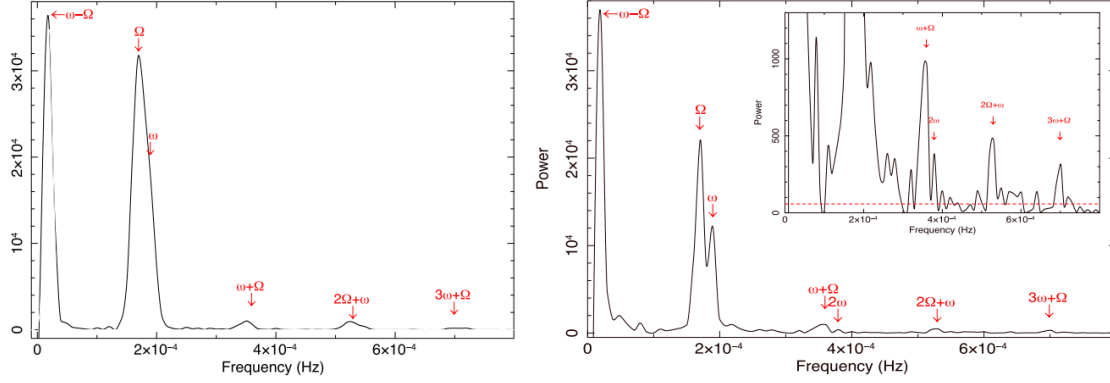
Fonte: [Rea et al. \(2017\)](#).

incomuns: uma polar assíncrona com acreção que muda periodicamente de polo magnético (polos estes com separação de  $\sim 120$  graus). Uma modulação em raios-X foi observada em  $94,8 \pm 0,4$  minutos e  $14,7 \pm 1,2$  h. O primeiro período se encontra entre os dois menores períodos observados por [Rea et al. \(2017\)](#), já o segundo é condizente com o observado anteriormente pelo mesmo grupo. O primeiro é citado como o período de rotação e o segundo como um terço do período de batimento entre rotação e período orbital, o que implica um período orbital de  $98,3 \pm 0,5$  minutos, novamente em acordo com [Rea et al. \(2017\)](#).

Em raios-X, a rotação da AB se manifesta como um período de 94,8 minutos por conta da auto-ocultação do polo de acreção, enquanto o período de mudança de polo de acreção se manifesta em 14,7 h. A forte modulação com período de 14,7 h pode ser explicada pela interrupção do fluxo de acreção, conforme ele troca de polo. Essa observação é confirmada pela variação de velocidade radial das linhas de emissão, mostradas na Figura 1.11.

O espectro ótico da fonte J0838 é dominado por linhas de emissão ( $H\beta$ ,  $He I \lambda$

Figura 1.9 - Espectro de potência de J0838.



Distribuição espectral de potência de J0838 obtida com dados de duas observações (esquerda e direita) do XMM-Newton. Os picos de frequência correspondentes às modulações de 98,4 min e 88,2 min das curvas de luz estão identificados por  $\Omega$  e  $\omega$ , respectivamente, e vários outros picos significantes podem ser identificados como *sidebands* ou harmônicos superiores dessas frequências. À direita é mostrado um zoom do eixo y. A linha tracejada representa um limite de significância de  $5\sigma$ .

Fonte: [Rea et al. \(2017\)](#).

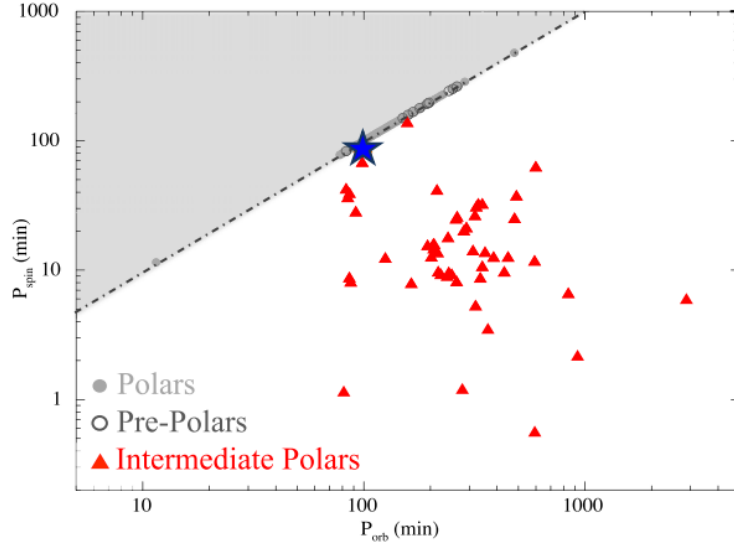
4471, 4919, 5015, *He II*  $\lambda$  4686 e *N III*  $\lambda$  4634 – 41/*C III*  $\lambda$  4647 – 50). A linha do *H $\beta$*  é predominante, como mostrado na Figura 1.11. Não foram detectadas linhas de absorção significativas. Não foram encontradas evidências de um perfil de duplo pico nessas linhas, característico do efeito Doppler de um disco de acreção visto por alta inclinação.

As curvas de luz no ótico obtidas por [Halpern et al. \(2017\)](#) são mostradas na Figura 1.12. Elas indicam que o sistema não está sendo eclipsado pela secundária ou pelo fluxo de acreção, pois o ingresso e o egresso da AB levaria apenas alguns segundos. A modulação em 14,7 h também não pode ser explicada por um eclipse. É hipotetizado que esse período resulta da interrupção do fluxo de acreção.

A partir desses dois estudos ([Rea et al., 2017](#); [Halpern et al., 2017](#)), sobre os períodos de J0838, tiramos três conclusões:

- O período de 98,4 min, determinado pela variação da velocidade radial das linhas de emissão é o período orbital. Ambos os trabalhos apresentam espectroscopia ótica resolvida em fase e determinam esse período.

Figura 1.10 - Diagrama  $P_{rot}/P_{orb}$  com J0838 em destaque.



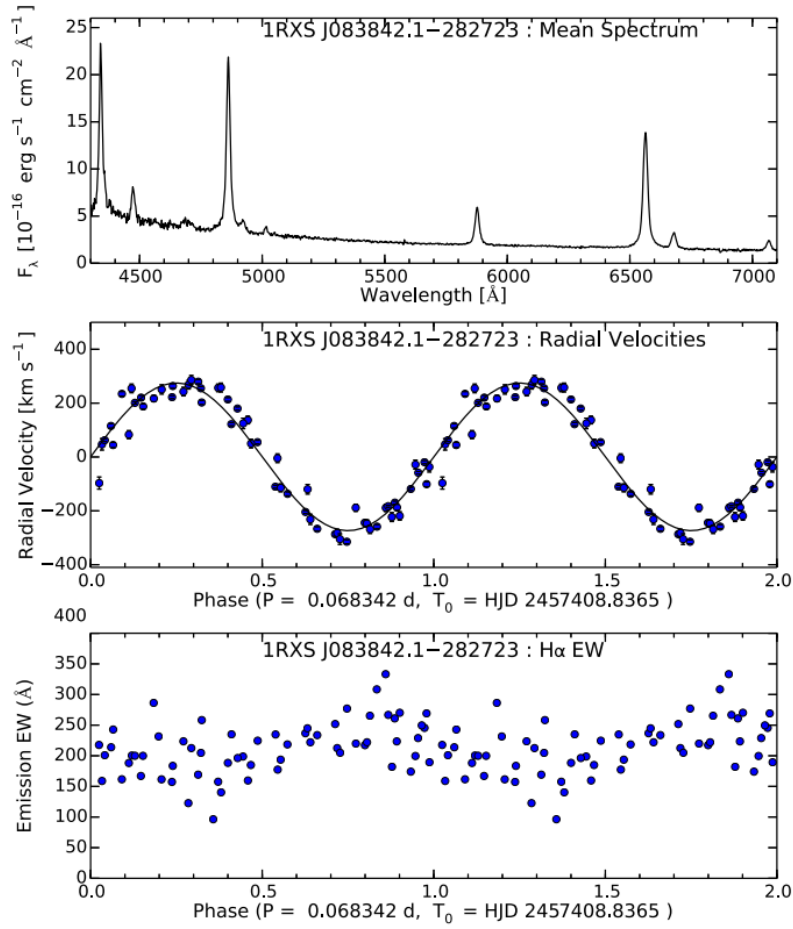
Períodos de rotação e orbital de polares (círculos cinza), pré-polares (círculos cinza-escuro) e PIs (triângulos vermelhos) conhecidos até 2015, quando este gráfico foi preparado, com os valores encontrados para J0838 mostrado como uma estrela azul. A linha traço-ponto representa  $P_{rot} = P_{orb}$ .

Fonte: Rea et al. (2017).

- Ambos os trabalhos detectam uma modulação em torno de 15 h nas curvas de luz no ótico e em raios-X. Os valores encontrados são consistentes dentro dos erros. Halpern et al. (2017) interpretam esse resultado como tendo origem na modulação da acreção devido à orientação relativa entre as faces da primária e da secundária.
- Cada trabalho propõe um período diferente para a rotação da AB. Rea et al. (2017) sugerem 88,2 min e Halpern et al. (2017) sugerem 94,8 min. Halpern et al. (2017) identificam que a correta interpretação dos espectros deve considerar que existe uma mudança de fase da modulação do fluxo quando esse passa pela fase de menor acreção. Eles apresentam uma análise criteriosa dos dados, que inclui simulações que confirmam essa interpretação. Assim, vamos considerar que o período de rotação da AB em J0838 é o determinado por Halpern et al. (2017).

Uma campanha dedicada para observar esse objeto é importante para uma obtenção

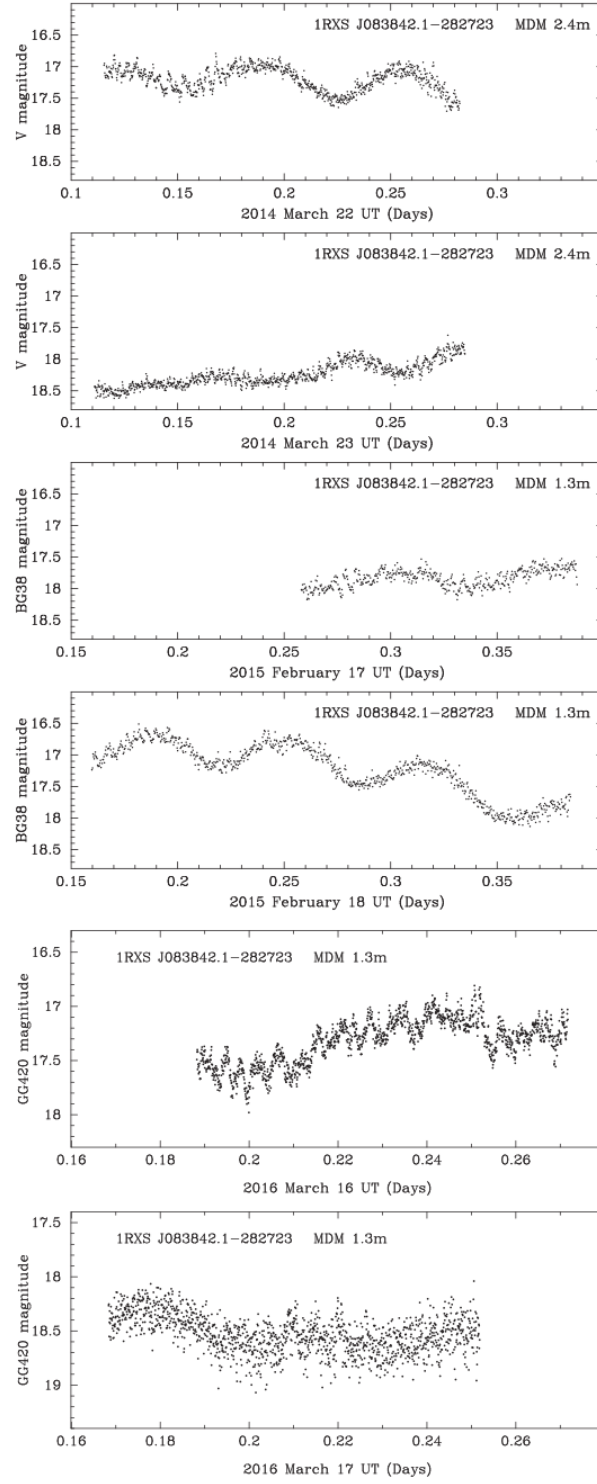
Figura 1.11 - Dados de J0838.



Acima: espectro médio de J0838. Meio: velocidade radial da linha de emissão do  $H\alpha$ , em fase com o período de melhor encaixe, junto com um fit senoidal. Os dados são repetidos por dois ciclos para facilitar a visualização. Abaixo: largura equivalente da linha de emissão do  $H\alpha$ .

Fonte: Halpern et al. (2017).

Figura 1.12 - Curvas de luz no ótico de J0838. Os tempos são dados em tempo dinâmico baricêntrico (TBD).



Fonte: Halpern et al. (2017).



mais precisa dos períodos de rotação da AB e de batimento. Também é importante para testar a geometria dos pontos de acreção já proposta com mais detalhes e para determinar se o sistema está evoluindo para o sincronismo.

#### 1.1.8 IGR J19552+0044 (J1955)

J1955 foi identificada como uma VCM por [Masetti et al. \(2010\)](#) com base na espectroscopia ótica de fontes de raios-X detectadas pela missão INTEGRAL. [Thorstensen e Halpern \(2013\)](#) obtiveram séries temporais espectroscópicas e fotométricas, mas com cobertura insuficiente para determinar os períodos do sistema sem ambiguidade. [Bernardini et al. \(2013\)](#) estudaram o comportamento em raios-X do objeto utilizando dados do XMM-Newton. Esses autores apontam que J1955 é uma fonte de raios-X altamente variável com espectro duro e que também apresenta variabilidade no infravermelho. Eles inferiram uma massa de  $0,77 M_{\odot}$  para a AB e uma baixa taxa de acreção. Suas análises de períodos foram inconclusivas sobre a origem dos períodos (rotação da AB, orbital ou batimentos). Baseados na detecção do espectro de raios-X duros e múltiplas periodicidades eles propuseram a natureza de polar assíncrona para o objeto.

No trabalho de [Tovmassian et al. \(2017\)](#), a fonte foi observada por três anos usando diferentes combinações de telescópios e instrumentos. Com base nessas observações, nas observações em raios-X do XMM-Newton e incorporando as observações espectrais de J1955 de [Thorstensen e Halpern \(2013\)](#), [Tovmassian et al. \(2017\)](#) desenvolvem um estudo que deduz os parâmetros básicos da binária (período de rotação, período orbital e intensidade do campo magnético). Eles mostram que J1955 apresenta características de uma pré-polar ou de uma polar assíncrona, com variabilidade fotométrica complexa. Foram encontradas evidências de períodos fotométricos ( $81,29 \pm 0,01$  minutos) e espectroscópicos ( $83,599 \pm 0,002$  minutos) discordantes atribuídos à rotação da AB e ao período orbital do sistema binário, respectivamente. Isso confirma J1955 como uma VCM quase síncrona. Variabilidades que dependem do comprimento de onda e com formatos que mudam continuamente apontam para uma emissão ciclôtrica de uma AB magnética, com campo magnético relativamente fraco (abaixo dos 20 MG). A relação  $P_{rot}/P_{orb}$  faz de J1955 possivelmente a polar com o maior grau de assincronismo conhecido (0,97 ou 3%).

Foi encontrado que o espectro ótico de J1955 é consistente com o de uma VC, mas a sua classificação particular não é simples. O objeto mostra um conjunto de linhas de hidrogênio e hélio, de pico único mas com perfil e intensidade variáveis. A linha de He II é proeminente, indicando a presença de uma fonte de alta ionização no sistema,

mas a sua intensidade é menor do que a metade da intensidade da linha de  $H\beta$ . Nenhuma característica espectral da secundária é visível no espectro ótico. A fonte é altamente variável e sua intensidade muda notavelmente até mesmo visualmente, não apenas nas linhas mas também no contínuo e, de forma não explicada, na forma do contínuo.

É seguro dizer que em J1955 a maior parte da emissão está concentrada próxima da AB e que a parte magneticamente confinada do fluxo de acreção é a fonte dominante de linhas de emissão.

Além das variabilidades periódicas causadas pela rotação da AB magnética e pelo movimento orbital do sistema, existe uma grande variabilidade errática que é melhor demonstrada pela fotometria de alta resolução temporal, mostrada na Figura 1.13, com flares sobresscritos em uma variabilidade suave mais longa. Essa variação é denominada *flickering* e é típica de objetos com acreção.

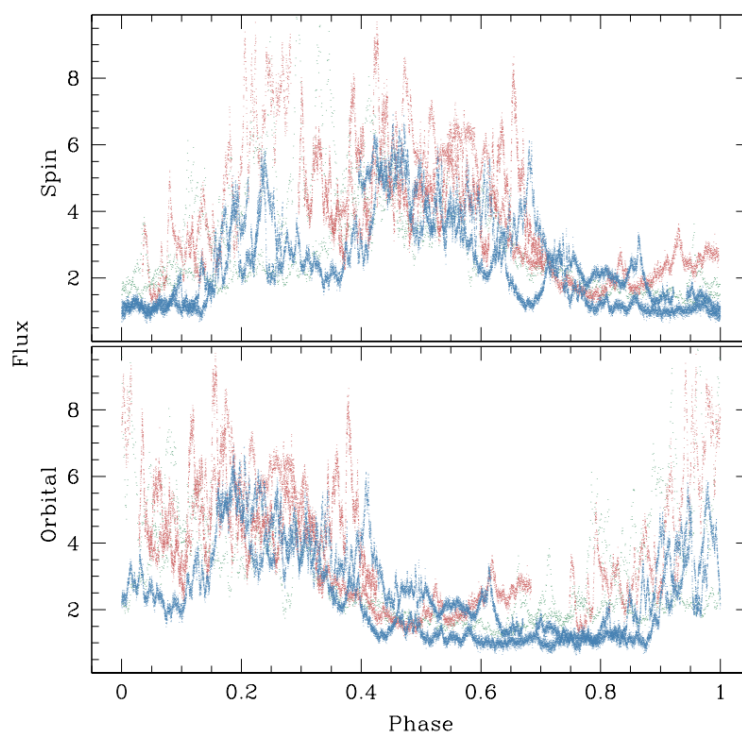
Um sinal foi detectado em raios-X com período  $82,7 \pm 1,35$  minutos. Este período está no meio dos dois períodos detectados no ótico. No entanto, o período de 81,3 minutos, mostrado na Figura 1.14, parece se encaixar melhor com o feixe de raios-X colimados da AB observados conforme ela gira. A origem de um período de 101,4 minutos, também encontrado em raios-X, não é clara. As observações em raios-X não fornecem cobertura suficiente para um entendimento completo dos períodos observados.

A variabilidade pronunciada com o período de rotação da AB é explicada como a radiação cíclotron de pelo menos um polo de acreção. Conforme a intensidade da acreção muda, o brilho do sistema varia e o espectro cíclotron também.

Não existe uma característica espectral que possa ser inequivocamente associada com o campo magnético na região de acreção: nenhuma absorção por efeito Zeeman nem harmônicos cíclotron. Esse fato associado com o espectro cíclotron avermelhado apontam para um campo magnético relativamente baixo.

A Figura 1.15 mostra os resultados de uma tomografia Doppler de J1955 (TOV-MASSIAN et al., 2017). A técnica da tomografia Doppler nos fornece informações importantes da geometria do sistema. A característica mais proeminente em todos os tomogramas de J1955 é a emissão mais brilhante em suas metades inferiores. A partir do modelo do perfil de velocidade, foi deduzido que essa emissão pode estar associada com a *threading region*, região onde a matéria em trajetória balística passa

Figura 1.13 - Diagrama de fluxo em função da fase de J1955.



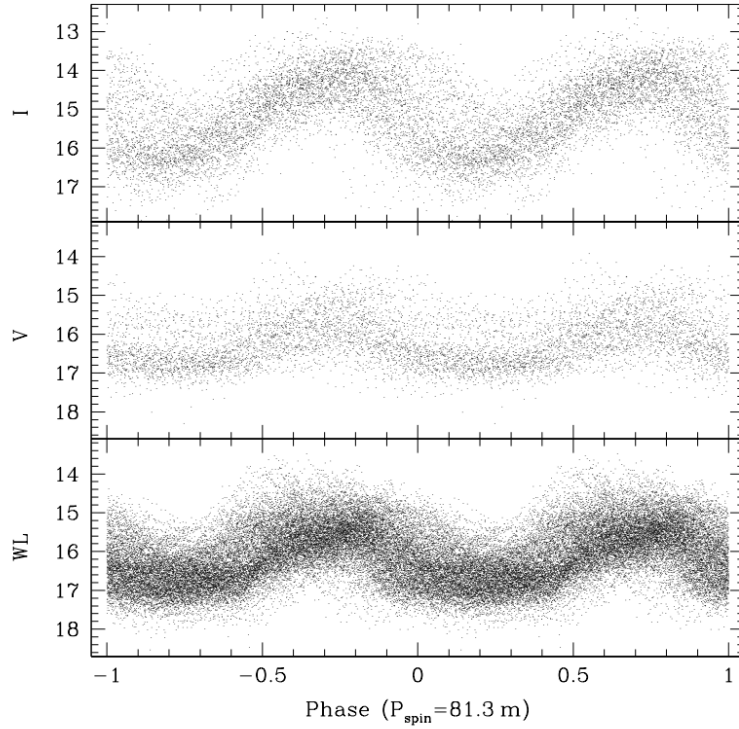
Fotometria rápida de J1955. Os dados de três diferentes noites (com separação de dois dias cada) são mostrados em função da fase orbital orbital (83,6 min) e do período de rotação (81,3 min). Cores diferentes indicam noites diferentes. A variabilidade curta e intensa é provavelmente *flickering*, ou seja, resultado da acreção de pequenos aglomerados de matéria. Nenhum sinal de eclipse da AB é encontrado.

Fonte: [Tovmassian et al. \(2017\)](#).

a seguir o campo magnético da AB. A trajetória da emissão da coluna segue o modelo de dipolo em direção a maiores velocidades, conforme cai em direção ao polo magnético da AB.

A alta energia do feixe no polo magnético ioniza o gás do fluxo, que é responsável pela maior parte da emissão. Uma pequena fração da linha  $H\alpha$  é originada na face irradiada da secundária, indicando uma baixa temperatura da irradiação. Isso é demonstrado pelos tomogramas dopler invertidos, também na Figura 1.15. Em muitas polares a irradiação na secundária chega a produzir linhas He II. No caso de J1955, a irradiação da secundária é fraca e é observada principalmente em  $H\alpha$ .

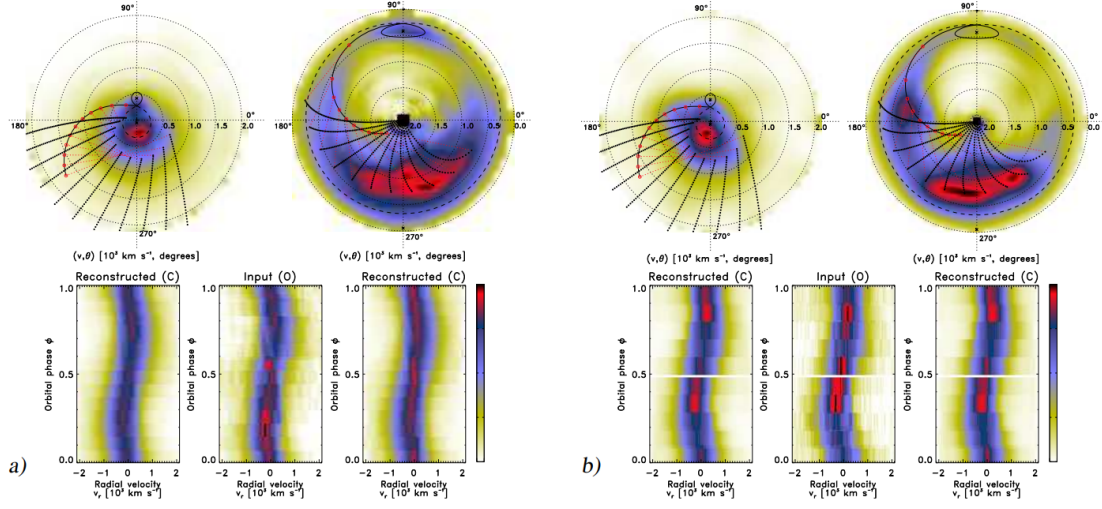
Figura 1.14 - Curvas de luz de J1955.



Curvas de luz de J1955 compostas de todos os dados disponíveis em luz branca (WL), visível (V) e infra vermelho (I).

Fonte: [Tovmassian et al. \(2017\)](#).

Figura 1.15 - Tomogramas Doppler padrões e invertidos de J1955.



Tomogramas Doppler padrões e invertidos de J1955 baseados nas linhas de emissão do  $H\alpha$  (a) e do  $H\beta$  (b). Para cada linha espectral um par de mapas no painel superior mostra o tomograma Doppler padrão (esquerda) e o tomograma Doppler invertido (direita). No painel de baixo três imagens acompanham os mapas de cada linha. A imagem do meio mostra o espectro observado. O espectro reconstruído para o tomograma padrão fica à esquerda e para o tomograma invertido fica à direita.

Fonte: Tovmassian et al. (2017).

## 1.2 Polarimetria

O conteúdo dessa seção se baseia em Rybicki e Lightman (1985), Targon (2008) e (SILVA, 2009).

### 1.2.1 Parâmetros de Stokes

Existem quatro parâmetros, conhecidos como parâmetros de Stokes, propostos matematicamente no século XIX para representar completamente uma onda eletromagnética. Eles são dados por:

$$I \equiv \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2; \quad (1.3)$$

$$Q \equiv \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2; \quad (1.4)$$

$$U \equiv 2\varepsilon_1\varepsilon_2\cos(\phi_1 - \phi_2); \quad (1.5)$$

$$V \equiv 2\varepsilon_1\varepsilon_2\sin(\phi_1 - \phi_2). \quad (1.6)$$

onde  $\varepsilon_1$  e  $\varepsilon_2$  são as componentes do campo elétrico no plano perpendicular à propagação da onda e  $\phi_1$  e  $\phi_2$  são as fases dessas componentes.

Existe uma relação entre os quatro parâmetros de Stokes:

$$I^2 \leq Q^2 + U^2 + V^2. \quad (1.7)$$

O significados dos mesmos são:

I: É o fluxo total de energia da onda. Deve ser maior que zero;

V: É o parâmetro de circularidade, que está relacionado à presença de uma componente de polarização circular na onda. Quando V é maior que zero a polarização é à direita. Quando V é menor que zero, a polarização é à esquerda;

Q e U: Definem a orientação da elipse de polarização da luz. Quando ambos são iguais a zero, a polarização é circular;

Na prática as ondas eletromagnéticas são superposições de muitas componentes, cada uma com sua polarização.

Uma propriedade importante dos parâmetros de Stokes é que eles são aditivos para a superposição de ondas independentes, ou seja: não há relação de fase permanente entre as várias ondas; e as fases são aleatórias e uniformemente distribuídas entre 0 e  $2\pi$ .

Pelo princípio da superposição, um conjunto arbitrário de parâmetros de Stokes pode ser representado por:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (1.8)$$

O primeiro termo à direita da igualdade representa os parâmetros de Stokes de uma onda completamente não-polarizada de intensidade  $I - \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ . O segundo termo representa os parâmetros de Stokes de uma onda completamente elipticamente polarizada de intensidade  $\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ , já que isso satisfaz  $I^2 \leq Q^2 + U^2 + V^2$ .

Dessa forma podemos decompor uma onda parcialmente polarizada em uma componente totalmente não polarizada somada com uma componente totalmente polarizada.

O grau de polarização da onda parcialmente polarizada,  $\Pi$ , vai ser dado pela razão da intensidade da parte polarizada,  $I_{pol}$ , pela intensidade total,  $I$ , de acordo com a Equação 1.9.

$$\Pi = \frac{I_{pol}}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (1.9)$$

O valor da polarização linear vai ser dado pela Equação 1.10.

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I}. \quad (1.10)$$

### 1.2.2 Determinação da polarização do feixe

A técnica de polarimetria utilizada neste trabalho consiste na separação do feixe de luz original da estrela em dois, através de um cristal de calcita. Os fluxos desses dois feixes, chamados de ordinário e extraordinário, são então comparados. A partir dessa comparação são determinados os parâmetros de Stokes e, posteriormente, a polarização linear e circular do feixe original.

Se um feixe representado pelo vetor de Stokes  $S$  atravessa dois elementos ópticos representados pelas matrizes  $A$  e  $B$ , e o elemento representado pela matriz  $A$  é o primeiro a ser atravessado, temos que o feixe final, representado pelo vetor  $S'$ , é dado por:

$$S' = BAS. \quad (1.11)$$

Para este trabalho, o primeiro elemento óptico a ser atravessado é um retardador e o segundo é um analisador.

A transformação de um feixe que passa por um retardador (no caso, uma lâmina de um quarto de onda) com eixo óptico a um ângulo  $\phi$  pode ser expressa como:

$$\begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\phi) + \sin^2(2\phi)\cos(\delta) & \cos(2\phi)\sin(2\phi)(1 - \cos(\delta)) & -\sin(2\phi)\sin(\delta) \\ 0 & \cos(2\phi)\sin(2\phi)(1 - \cos(\delta)) & \sin^2(2\phi) + \cos^2(2\phi)\cos(\delta) & \cos(2\phi)\sin(\delta) \\ 0 & \sin(2\phi)\sin(\delta) & -\cos(2\phi)\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (1.12)$$

Para uma lâmina de um quarto de onda,  $\delta = 90^\circ$ , logo:

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\phi) & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & -\sin(2\phi) \\ 0 & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & \sin^2(2\phi) & \cos(2\phi) \\ 0 & \sin(2\phi) & -\cos(2\phi) & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.13)$$

Além disso, a transformação de um feixe que passa por um analisador perfeito com eixo óptico a um ângulo  $\theta$  pode ser expressa como:

$$\begin{bmatrix} I'_{\parallel} \\ Q'_{\parallel} \\ U'_{\parallel} \\ V'_{\parallel} \end{bmatrix} = 0,5 \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\theta) & \sin(2\theta) & 0 \\ \cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

para a componente ordinária. E como:



$$\begin{bmatrix} I'_{\perp} \\ Q'_{\perp} \\ U'_{\perp} \\ V'_{\perp} \end{bmatrix} = 0,5 \begin{bmatrix} 1 & -\cos(2\theta) & -\sin(2\theta) & 0 \\ -\cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ -\sin(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

para a componente extraordinária. Logo:

$$B_{\parallel} = 0,5 \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\theta) & \sin(2\theta) & 0 \\ \cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\cos(2\theta)}{2} & \frac{\sin(2\theta)}{2} & 0 \\ \frac{\cos(2\theta)}{2} & \frac{\cos^2(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & 0 \\ \frac{\sin(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & \frac{\sin^2(2\theta)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}; \quad (1.16)$$

$$B_{\perp} = 0,5 \begin{bmatrix} 1 & -\cos(2\theta) & -\sin(2\theta) & 0 \\ -\cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ -\sin(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{\cos(2\theta)}{2} & -\frac{\sin(2\theta)}{2} & 0 \\ -\frac{\cos(2\theta)}{2} & \frac{\cos^2(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & 0 \\ -\frac{\sin(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & \frac{\sin^2(2\theta)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.17)$$

A transformação do feixe então vai ser:

$$S'_{\parallel} = B_{\parallel}AS; \quad (1.18)$$

$$\begin{bmatrix} I'_{\parallel} \\ Q'_{\parallel} \\ U'_{\parallel} \\ V'_{\parallel} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{\cos(2\theta)}{2} & \frac{\sin(2\theta)}{2} & 0 \\ \frac{\cos(2\theta)}{2} & \frac{\cos^2(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & 0 \\ \frac{\sin(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & \frac{\sin^2(2\theta)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\phi) & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & -\sin(2\phi) \\ 0 & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & \sin^2(2\phi) & \cos(2\phi) \\ 0 & \sin(2\phi) & -\cos(2\phi) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (1.19)$$

$$S'_{\perp} = B_{\perp}AS; \quad (1.20)$$

$$\begin{bmatrix} I'_{\perp} \\ Q'_{\perp} \\ U'_{\perp} \\ V'_{\perp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{\cos(2\theta)}{2} & -\frac{\sin(2\theta)}{2} & 0 \\ -\frac{\cos(2\theta)}{2} & \frac{\cos^2(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & 0 \\ -\frac{\sin(2\theta)}{2} & \frac{\sin(4\theta)}{2} & \frac{\sin^2(2\theta)}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\phi) & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & -\sin(2\phi) \\ 0 & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & \sin^2(2\phi) & \cos(2\phi) \\ 0 & \sin(2\phi) & -\cos(2\phi) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}. \quad (1.21)$$

Finalmente, após realizar os cálculos, obtemos as intensidades:

$$I'_{\parallel} = \frac{1}{2}(I + Q\cos(2\phi)\cos(2\theta - 2\phi) + U\sin(2\phi)\cos(2\theta - 2\phi) + V\sin(2\theta - 2\phi)); \quad (1.22)$$

$$I'_{\perp} = \frac{1}{2}(I - Q\cos(2\phi)\cos(2\theta - 2\phi) - U\sin(2\phi)\cos(2\theta - 2\phi) - V\sin(2\theta - 2\phi)). \quad (1.23)$$

Por último, realizamos os cálculos para obter a diferença normalizada entre os fluxos ordinário e extraordinário,  $Zi$ :

$$Zi = \frac{F_o - F_e}{F_o + F_e} = \frac{I'_{\parallel} - I'_{\perp}}{I'_{\parallel} + I'_{\perp}}; \quad (1.24)$$

$$Zi = \frac{Q\cos(2\phi)\cos(2\theta - 2\phi) + U\sin(2\phi)\cos(2\theta - 2\phi) + V\sin(2\theta - 2\phi)}{I}. \quad (1.25)$$

A partir dos valores dos fluxos ordinário e extraordinário, das relações entre os parâmetros de Stokes e das Equações 1.22, 1.23, 1.24 e 1.25, se torna possível realizar um ajuste numérico que determina a polarização linear e circular do feixe de luz da estrela. Mais detalhes de como esse ajuste numérico é feito podem ser encontrados em [Campagnolo \(2019\)](#).

Por usar medidas diferenciais, essa técnica produz resultados consistentes mesmo em condições com extinção atmosférica alta e variável. As medidas são limitadas pelos ruídos de Poisson e do detector, não existindo contribuições adicionais importantes de ruído ao sistema. A técnica também subtrai automaticamente a polarização atmosférica.

## 2 OBSERVAÇÕES E REDUÇÃO DOS DADOS

Os dados utilizados neste trabalho foram obtidos em três missões, no ano de 2018, que totalizaram onze noites de observação. A primeira missão é composta por quatro noites, entre 16 e 19 de março de 2018. A segunda missão é composta por três noites, entre 24 e 26 de abril de 2018. A terceira missão é composta por quatro noites, entre os dias 9 e 12 de julho de 2018. Neste capítulo apresentamos como esses dados foram obtidos e reduzidos.

### 2.1 Instrumentos utilizados

Todas as imagens foram obtidas com o telescópio Perkin-Elmer, de 1,60m, do Observatório Pico dos Dias, gerenciado pelo Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), do Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovações. As observações foram feitas utilizando a câmera direta juntamente com o instrumento IAGPOL (MAGALHAES et al., 1996), com uma lâmina de quarto de onda ( $\lambda/4$ ) e com filtros B e V de Johnson e  $R_C$  e  $I_C$  de Cousins. Além disso foi utilizada a câmera CCD da marca Andor, modelo iXon Ultra de número de série 10671, acoplada a um redutor focal de  $0,5\times$ , o que nos fornece uma escala de placa de  $0.36''/\text{pixel}$  e uma imagem de  $1024\times 1024$  pixels (1 MP) com campo de visão de  $6.1'\times 6.1'$ . A CCD foi configurada com uma pré-amplificação (preamp) de  $2\times$ , taxa de leitura de 1 MHz com amplificação convencional (sem amplificação de multiplicação de elétrons), pixels de 16 bits e sem *binning*, o que nos forneceu um ganho de 0,770 elétrons por ADU e um ruído de leitura de 4,47 elétrons por pixel.

As observações foram realizadas pela Dra. Cláudia Vilega Rodrigues e, então, M.Sc Isabel de Jesus Lima, ambas vinculadas ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.

### 2.2 Descrição dos dados

#### 2.2.1 Imagens de calibração

No início de cada noite de observação foram obtidas 300 imagens de calibração do tipo *bias*, com tempo de exposição de  $10\ \mu s$ .

Em cada noite também foram capturadas entre 100 e 300 imagens de calibração do tipo *flat*, em diferentes filtros (com exceção da primeira noite da segunda missão onde não foram capturadas imagens do tipo *flat*).

### 2.2.2 Estrelas padrões

Ao longo das três missões foram coletados dados de quatro estrelas padrões. Para cada noite foram capturadas até 16 imagens, para cada estrela padrão, para cada filtro. Essas estrelas são:

- HD 94851: Uma padrão não polarizada (TURNESHEK et al., 1990);
- HD 110984: Uma padrão polarizada (TURNESHEK et al., 1990);
- HD 111579: Uma padrão polarizada (TURNESHEK et al., 1990);
- WD 1620-391: Uma anã branca padrão não polarizada (FOSSATI et al., 2007).

Os dados das estrelas padrões polarizadas são usados para a determinação da correção do ângulo de polarização linear em relação ao sistema de referência equatorial e também para calcular a posição do zero da lâmina de um quarto de onda. Os dados das estrelas padrões não polarizadas são usados para verificar a presença de polarização instrumental espúria.

As Tabelas 2.1 e 2.2 mostram as quantidades de imagens obtidas de cada estrela padrão, os tempos de exposição, os filtros e as datas de cada exposição.

O motivo de o número de imagens ser sempre 16 é que, para cada estrela, para cada filtro, foi capturada uma imagem para cada uma das 16 posições do analisador (prisma de Savart) do instrumento IAGPOL. Dessa forma se torna possível realizar a medição de polarização de cada objeto.

### 2.2.3 Objetos de ciência

Foram capturadas um total de 609 imagens de J0838 ao longo de cinco noites de observação, totalizando aproximadamente 25 h de dados. Em quatro dessas noites se utilizou o filtro V. Em uma se utilizaram os filtros B e  $I_C$ . Por sua vez, para o objeto J1955, foram capturadas um total de 2128 imagens ao longo de quatro noites de observação, todas elas no filtro  $I_C$ , totalizando aproximadamente 20h de dados. A Tabela 2.3 mostra os detalhes dessas capturas.

Tabela 2.1 - Log das observações das estrelas padrões HD 94851 e HD 110984.

Nome	Data	Filtro	$t_{exp}$ (s)	Número de Imagens
HD 94851	17/03/2018	V	2	16
	17/03/2018	I	2	16
	18/03/2018	B	4	16
	18/03/2018	V	2	16
	19/03/2018	B	2	16
	19/03/2018	V	2	16
	24/04/2018	I	3	16
	25/04/2018	V	1	16
	25/04/2018	I	2	16
	26/04/2018	V	2	16
	26/04/2018	R	2	16
	09/07/2018	I	3	16
	12/07/2018	V	2	16
	12/07/2018	I	1,5	16
HD 110984	17/03/2018	V	2	16
	17/03/2018	I	1,5	16
	18/03/2018	B	10	16
	18/03/2018	V	2	16
	19/03/2018	B	2	16
	19/03/2018	V	2	16
	24/04/2018	I	1,5	16
	25/04/2018	V	0,8	16
	25/04/2018	I	0,8	16
	26/04/2018	V	0,8	16
	26/04/2018	R	0,8	16
	09/07/2018	I	4	16
	11/07/2018	V	2	16
	11/07/2018	I	1	16
	12/07/2018	V	2,5	16
	12/07/2018	I	1	16

Tabela 2.2 - Log das observações das estrelas padrões HD 111579 e WD 1620-391.

Nome	Data	Filtro	$t_{exp}$ (s)	Número de Imagens
HD 111579	17/03/2018	V	2	16
	17/03/2018	I	2	16
	18/03/2018	B	40	16
	18/03/2018	V	10	16
	19/03/2018	B	10	16
	19/03/2018	V	10	16
	24/04/2018	I	1,5	16
	25/04/2018	V	0,8	16
	25/04/2018	I	0,8	16
	26/04/2018	V	0,8	16
	26/04/2018	R	0,8	16
	09/07/2018	I	4	16
	11/07/2018	V	3	16
	11/07/2018	I	1	16
	12/07/2018	V	2,5	16
	12/07/2018	I	1	16
WD 1620-391	17/03/2018	V	15	16
	17/03/2018	I	30	16
	18/03/2018	V	20	16
	19/03/2018	B	20	16
	19/03/2018	V	20	16
	24/04/2018	I	25	16
	25/04/2018	V	5	16
	25/04/2018	I	15	16
	26/04/2018	V	5	16
	26/04/2018	R	10	16

Tabela 2.3 - Log das observações dos objetos de estudo.

Objeto	Data	Filtro	$t_{exp}$ (s)	Número de Imagens
J0838	17/03/2018	V	120	169
	18/03/2018	B	100	39
	18/03/2018	B	120	60
	18/03/2018	I	120	56
	19/03/2018	V	120	144
	25/04/2018	V	100	113
	26/04/2018	V	180	28
J1955	09/07/2018	I	20	435
	10/07/2018	I	30	460
	11/07/2018	I	40	475
	12/07/2018	I	20	758

## 2.3 Softwares de redução

### 2.3.1 ASTROPOP

A redução dos dados foi feita utilizando o software em linguagem Python de nome ASTROnomical POLarimetry and Photometry pipeline (ASTROPOP) (CAM-PAGNOLO, 2019). O software foi criado com o intuito de fornecer uma ferramenta completa para a redução de dados de fotometria e polarimetria obtidos com CCDs. Dentre as capacidades do software estão:

- A calibração de imagens utilizando *frames* do tipo *bias*, *flat* e *dark*;
- Correção de ganho;
- Extração de raios cósmicos;
- Alinhamento de conjuntos de imagens;
- Fotometria de abertura;
- Polarimetria usando técnicas de duplo feixe. Em particular, a versão atual do ASTROPOP calcula a polarimetria considerando a configuração instrumental polarimétrica dos instrumentos IAGPOL e SPARC4 (RODRIGUES et al., 2012), que são os polarímetros instalados no OPD;
- Identificação automática de estrelas e de pares de estrelas no modo polarimétrico;
- Calibração fotométrica automática usando catálogos online.

### 2.3.2 Pacotes Python

Além do ASTROPOP, os pacotes em linguagem Python *Astropy* (COLLABORATION et al., 2018), *Matplotlib* (HUNTER, 2007) e *Numpy* (HARRIS et al., 2020) foram necessários para a redução de dados.

## 2.4 Processamento básico das imagens

### 2.4.1 Verificação dos dados

Antes de iniciar qualquer tipo de tratamento ou redução nos dados brutos foi criado um *script* em linguagem Python com o intuito de analisar os *headers* de todas

as imagens, sejam elas do tipo *flat*, *bias*, das estrelas padrões ou dos objetos de ciência, em busca de inconsistências, ou seja, imagens com configurações diferentes das demais que poderiam atrapalhar o processamento dos dados.

O *script* lê todas as *keywords* de todas as imagens de uma mesma noite e apresenta, para cada *keyword*, o número de imagens que possuem valores repetidos para aquela *keyword*. Se a quantidade de imagens com o mesmo valor para uma determinada *keyword* for igual ao número total de imagens feitas para o objeto, então a conferência é validada, pois isso significa que todas as imagens possuem o mesmo valor para essa *keyword*.

O *script* foi utilizado para a verificação de todas as *keywords* de todas as imagens de todas as missões e serviu para garantir a adequação dos dados. Todos os dados verificados foram organizados em pastas separadas inicialmente por missão, em sequência por data, objeto e por último, filtro.

#### 2.4.2 Combinação dos *bias* e *flats*

As imagens *bias* e *flats* foram combinadas dentro do ASTROPOP com o método da média (tomando o cuidado de remover dados com mais de 3 desvios-padrões de diferença da média), para gerar uma imagem *master\_bias* para cada noite e um *master\_flat* para cada filtro, para cada noite de observação. Os detalhes dos procedimentos utilizados são discutidos a seguir.

Primeiro, o “*reduction\_script*” executa o “*astropop.image.processing.gain\_correct*” para corrigir o ganho de cada imagem do tipo *bias* transformando os valores de cada pixel de contagens para elétrons. Isso faz com que tenhamos uma medida proporcional ao número de fótons, a menos da eficiência quântica do detetor.

Em seguida é utilizado o “*astropop.image.imcombine*” para fazer a combinação das 300 imagens do tipo *bias* com o método da média, gerando um arquivo *master\_bias* para cada noite. Nessa etapa é utilizada a função “*sigma\_clip=3*” para remover dos cálculos os dados que possuam uma diferença acima de três desvios-padrões da média.

Para as imagens do tipo *flat*, aplicamos a correção de ganho “*astropop.image.processing.gain\_correct*” e utilizamos o “*astropop.image.processing.subtract\_bias*” para fazer a subtração do *master\_bias* de todas as imagens do tipo *flat* para cada noite



Utilizamos novamente o “astropop.image.imcombine” com o método da média, dessa vez para combinar as imagens do tipo *flat*, gerando uma imagem *master\_flat* para cada filtro que tenha sido utilizado nas imagens do tipo *flat*, para cada noite.

Todos esses procedimentos para a criação dos arquivos *master\_bias* e *master\_flat* foram repetidos para todas as noites da observação (com exceção da primeira noite da segunda missão em que não foram obtidas imagens do tipo *flat*, logo só obtivemos um *master\_bias*).

Para verificar a confiabilidade do ASTROPOP na criação das imagens de calibração, os mesmo conjuntos de dados foram utilizados para a criação de imagens de calibração no software IRAF, que já possui resultados verificados ao longo de décadas em trabalhos anteriores. As imagens geradas pelo ASTROPOP foram comparadas com as geradas pelo IRAF e com isso concluímos que o ASTROPOP apresenta resultados confiáveis. Mais detalhes sobre o IRAF e o método utilizado para a comparação dos resultados podem ser encontrados no Anexo A deste trabalho.

Após obter uma imagem do tipo *master\_bias* para cada noite, decidimos criar uma imagem *master\_bias* para cada missão, combinando os *master\_bias* de cada noite de uma mesma missão. Isso foi feito utilizando o “astropop.image.imcombine” com o método da média.

É importante salientar que isso foi feito após a verificação de que os *master\_bias* de cada noite de uma mesma missão estavam compatíveis entre si, ou seja, com valores mínimos, máximos, médios, medianos e de desvios-padrões muito próximos.

O mesmo procedimento foi repetido para a criação de uma imagem *master\_flat* para cada missão, a partir da combinação dos *master\_flat* de cada noite de uma mesma missão, para cada filtro utilizado naquela missão.

Após essa etapa os arquivos que temos são:

- 1 *master\_bias* para cada missão
- 1 *master\_flat* para cada missão, para cada filtro utilizado naquela missão

### 2.4.3 Calibração das imagens

A calibração das imagens, sejam elas de estrelas padrões ou dos objetos de ciência, começa com a utilização do “astropop.image.processing.cosmics\_lacosmic”, para a

remoção dos raios cósmicos, e do “astropop.image.processing.gain\_correct”, para corrigir o ganho das mesmas. Logo em seguida é feita a subtração do master\_bias da missão utilizando o “astropop.image.processing.subtract\_bias”. Então é feita a correção das imagens utilizando o “astropop.image.processing.flat\_correct” com a imagem master\_flat da missão no filtro adequado.

Neste processo inicial de redução de dados, é também adicionada a data juliana baricêntrica (BJD) referente ao instante médio da exposição de cada imagem.

#### 2.4.4 Redução

Nessa etapa temos todas as imagens corrigidas por *bias* e *flat* e com o BJD nos *headers*.

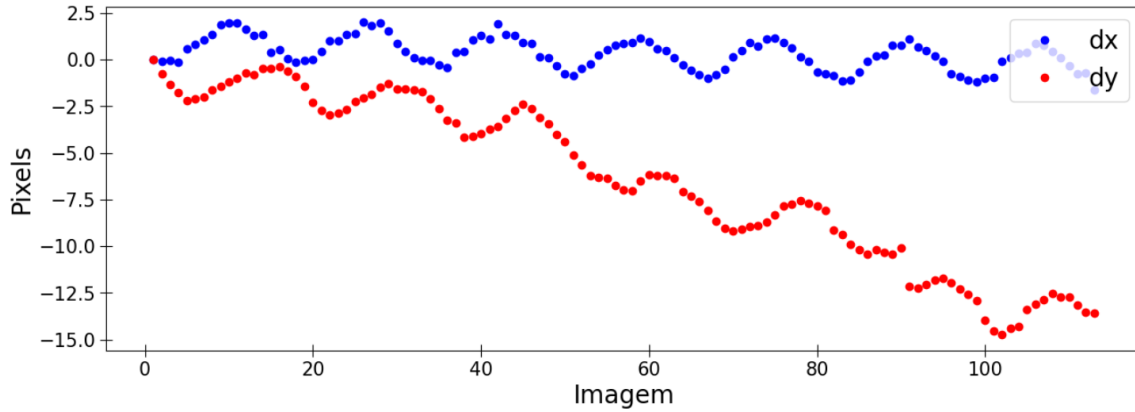
O *script* de fotometria e polarimetria então começa calculando o deslocamento de cada imagem, com relação a uma imagem de referência, com o algoritmo “cross-correlation” do “astropop.image.register.compute\_shift\_list”. A lista de deslocamentos é salva em um documento de texto. Para todas as noites a imagem de referência escolhida para a criação da lista de deslocamentos foi a primeira imagem da sequência. A Figura 2.1 mostra, como exemplo, os deslocamentos, em pixels, em função do número da imagem, calculados para J0838 na noite de 25/04/2018. Oscilações periódicas nos deslocamentos são resultado do mecanismo de guiagem sideral do telescópio Perkin-Elmer.

Os deslocamentos gerados pelo ASTROPOP foram comparados com os gerados pelo IRAF para um mesmo conjunto de dados e concluímos que o ASTROPOP apresenta resultados confiáveis. Mais detalhes sobre essa comparação podem ser encontrados no Anexo A deste trabalho.

A partir da lista de deslocamentos é feito o empilhamento de todas as imagens com os deslocamentos corrigidos através do “astropop.image.imcombine.register\_framedata\_list” e do “astropop.image.imcombine”. O resultado final é uma imagem combinada que possui melhor razão sinal-ruído e que será utilizada para a detecção de fontes.

Antes da detecção das fontes é utilizada a função “astropop.photometry.background” para fazer a remoção do fundo da imagem combinada. Então a função “astropop.photometry.starfind” detecta as fontes. A função *starfind* possui um parâmetro chamado *threshold*, que determina a sensibilidade do algoritmo na detecção das fontes. Esse parâmetro foi regulado em cada noite para que o objeto de ciência fosse

Figura 2.1 - Deslocamentos para J0838 na noite de 25/04/2018.



Exemplo dos deslocamentos calculados para as imagens do objeto J0838 na noite de 25/04/2018. Em azul são representados os deslocamentos para o eixo  $X$  e em vermelho para o eixo  $Y$ , ambos em pixels em função do número da imagem.

Fonte: Autor.

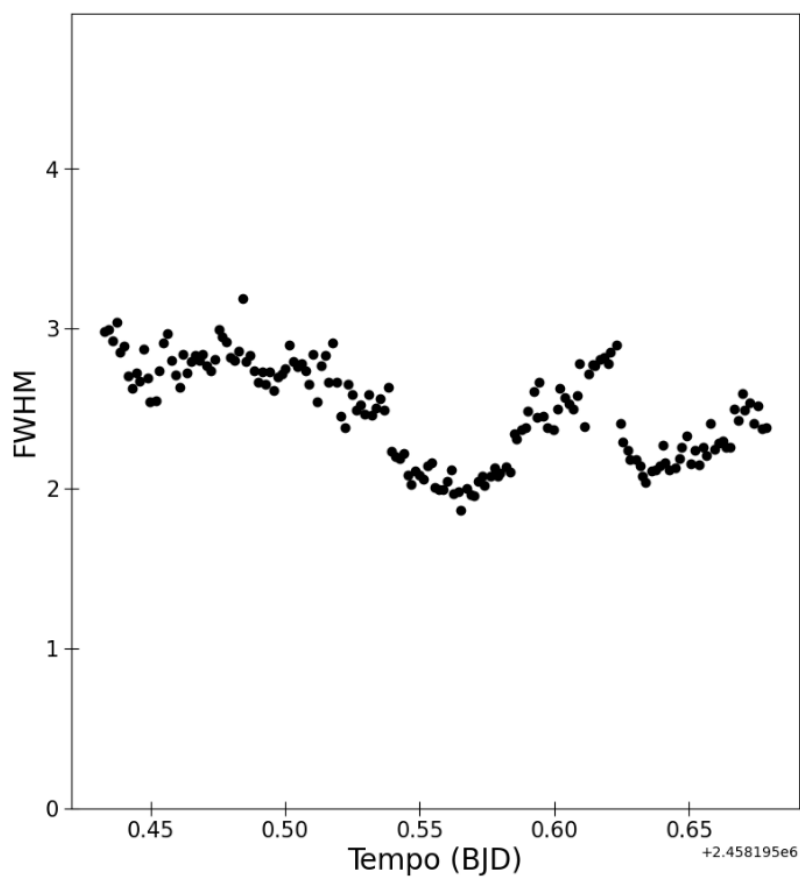
sempre detectado, mas ao mesmo tempo fossem detectados o menor número de fontes possível. A detecção de muitas fontes não é interessante pois aumenta o tempo de processamento das imagens e não contribui para os resultados finais de fotometria e polarimetria. Para cada noite foram identificadas entre 124 e 523 fontes.

Logo após a detecção de fontes, a função “astropop.polarimetry.estimate\_dxdy” calcula a separação dos pares ordinário e extraordinário da imagem. Por último, a função “astropop.polarimetry.match\_pairs” faz a detecção dos pares polarimétricos de estrelas.

A função “astropop.photometry.calc\_fwhm” é utilizada para a determinação da largura a meia altura (FWHM (a sigla vem do termo em inglês *full width at half maximum*)) de todas as estrelas detectadas pelo *starfind* em cada imagem. As Figuras 2.2 e 2.3 mostram as curvas de FWHM para J0838 e J1955 nas noites de 17/03/2018 e 09/07/2018, respectivamente.

A largura a meia altura variou entre 3,8 e 12,0 pixels ao longo das três missões. Considerando a escala de placa de 0.36"/pixel, isso significa um *seeing* entre 1,37 e 4,32 segundos de arco para todos os dados coletados. Também é calculada a largura a meia altura média de cada noite de observação, indicada na Tabela 2.4. Como em 16/03/2018 foram obtidas apenas imagens de calibração, não temos um valor para

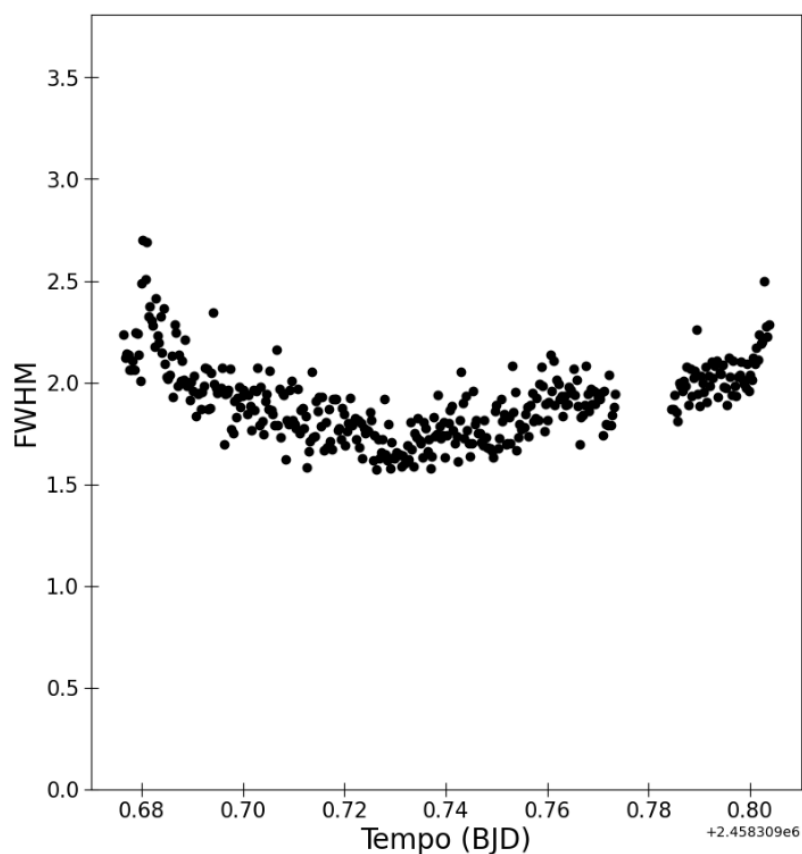
Figura 2.2 - Largura a meia altura obtida no ASTROPOP para o objeto J0838 na noite de 17/03/2018.



Cada ponto mostrado no gráfico representa a média da largura a meia altura de todas as estrelas identificadas pelo *starfind* em uma imagem. O gráfico mostra, portanto, a largura a meia altura em função do tempo BJD ( $-2458195$ ) de cada imagem da noite de 17/03/2018 para os dados de J0838. A média da largura a meia altura nessa noite é de 2,5 segundos de arco.

Fonte: Autor.

Figura 2.3 - Largura a meia altura obtida no ASTROPOP para o objeto J1955 na noite de 09/07/2018.



Cada ponto mostrado no gráfico representa a média da largura a meia altura de todas as estrelas identificadas pelo *starfind* em uma imagem. O gráfico mostra, portanto, a largura a meia altura em função do tempo BJD (-2458309) de cada imagem da noite de 09/07/2018 para os dados de J1955. A média da largura a meia altura nessa noite é de 1,9 segundos de arco.

Fonte: Autor.

a largura a meia altura média para essa noite.

Tabela 2.4 - Largura a meia altura média para cada noite de observação.

Data	FWHM	
	(pixels)	(segundos de arco)
Primeira Missão		
16/03/2018	—	—
17/03/2018	6,9	2,5
18/03/2018 B	6,1	2,2
18/03/2018 I	5,9	2,1
19/03/2018	6,2	2,2
Segunda Missão		
24/04/2018	5,9	2,1
25/04/2018	5,2	1,9
26/04/2018	7,3	2,6
Terceira Missão		
09/07/2018	5,3	1,9
10/07/2018	8,4	3,0
11/07/2018	5,8	2,1
12/07/2018	4,4	1,6

Em sequência é escolhida a faixa de aberturas em que a fotometria será calculada. O cálculo da fotometria em várias aberturas é importante para que se possa determinar a abertura para a qual obtemos o menor erro nas medidas de fotometria. Temos então que escolher uma abertura mínima e uma abertura máxima que determinam essa faixa.

Para a menor abertura em cada noite escolhemos a largura a meia altura média da noite menos um pixel. Dificilmente a melhor abertura será menor que a largura a meia altura média. Experiências prévias mostram que, para objetos de magnitude semelhante, nesse equipamento e nessa escala de placa, a melhor abertura costuma ser alguns pixels maior que a largura a meia altura média da noite.

Para o valor máximo da abertura, escolhemos 18 pixels para a J0838 e 10 pixels para a J1955, para todas as noites. Esses valores foram escolhidos pois, para cada um dos sistemas, essa foi a distância identificada como a partir da qual uma outra estrela próxima começa a interferir na fotometria do nosso objeto de estudo.

Para as estrelas padrões o valor máximo da abertura escolhido foi 30, já que são objetos brilhantes, que costumam apresentar melhores resultados para aberturas

maiores.

Assim, é utilizada a função “astropop.photometry.aperture\_photometry” para o cálculo da fotometria de abertura de todos os pares identificados pelo *starfind* em cada imagem, para todas as imagens, para todas as aberturas dentro do intervalo escolhido. O resultado é um arquivo com as informações do número da imagem, abertura, estrela, fluxo ordinário, erro do fluxo ordinário, fluxo extraordinário, erro do fluxo extraordinário, data juliana (JD) e BJD para todos os pares, imagens e aberturas naquela noite.

## 2.5 Fotometria de abertura e diferencial

### 2.5.1 Determinação da estrela de comparação

A técnica da fotometria diferencial consiste na representação do fluxo de um objeto comparado com o fluxo de outro objeto. Ela possui a capacidade de minimizar as variabilidades não relacionadas aos objetos, como mudanças no *seeing*, massa de ar, passagem de nuvens e turbulência atmosférica. Na fotometria diferencial é importante a escolha de uma estrela de comparação que possua a maior razão sinal-ruído possível, que não apresente variabilidade intrínseca e que não esteja saturada em nenhuma imagem.

Para escolher uma estrela de comparação que atenda esses requisitos, primeiro escolhemos os quatro pares de estrelas mais brilhantes na imagem combinada. Chamamos eles de *a*, *b*, *c* e *d*, em ordem do mais brilhante para o menos brilhante. Queremos que a estrela de comparação seja brilhante para garantir uma maior razão sinal-ruído.

O *script* calcula a soma dos fluxos ordinário e extraordinário dos 4 pares de estrelas, de acordo com a Equação 2.1.

$$F_i = f_{o_i} + f_{e_i} \quad (2.1)$$

onde  $F_i$  é o fluxo total da estrela *i*, com *i* podendo ser a estrela *a*, *b*, *c* ou *d*.  $f_{o_i}$  é o fluxo ordinário dessa estrela e  $f_{e_i}$  é o fluxo extraordinário dessa estrela.

Em sequência é calculada a razão entre os fluxos de cada uma das estrelas em relação às outras três, conforme a Equação 2.2.

$$R_{ij} = \frac{F_i}{F_j} \quad (2.2)$$

onde  $R_{ij}$  é a razão dos fluxos totais da estrela  $i$  com a estrela  $j$ , onde  $j$  pode ser qualquer estrela, dentre as quatro escolhidas, diferente de  $i$ .

Para a escolha da estrela de comparação calculamos então o valor *root mean square* (RMS) dos valores de  $R$  para cada noite. Por último dividimos o valor RMS de  $R$  pela média dos valores de  $R$  em cada noite, o que normaliza os resultados para as quatro estrelas candidatas escolhidas.

$$X = \frac{stdev(R_{ij})}{mean(R_{ij})} \quad (2.3)$$

Na Equação 2.3,  $X$  é a dispersão da razão de fluxos normalizada para cada par de estrelas  $ij$ . A estrela de comparação escolhida é a estrela  $j$  para a qual  $X$  apresenta o menor valor. A Figura 2.4 mostra um exemplo dos valores de  $X$  encontrados na noite de 09/07/2018 para J1955.

Para o objeto de ciência J0838 a estrela de comparação que apresentou os melhores resultados de forma consistente em todas as noites foi a estrela  $b$ , já que a estrela  $a$  saturou o sensor em uma parcela das imagens. Essa estrela está identificada na Figura 2.5.

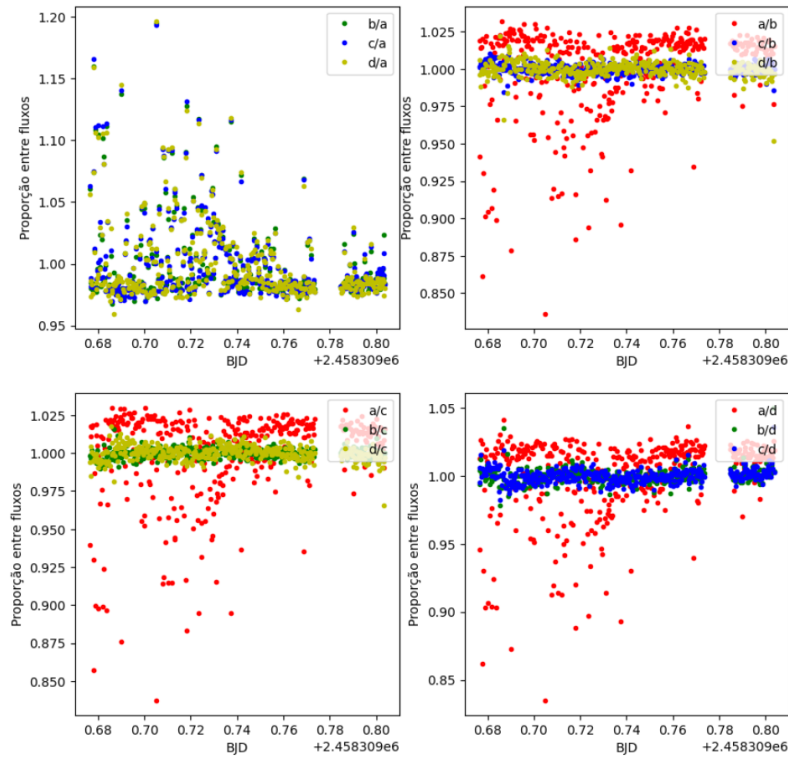
Para o objeto de ciência J1955, a estrela de comparação que apresentou os melhores resultados de forma consistente em todas as noites também foi a estrela  $b$ , pois, novamente, a estrela  $a$  satura o sensor em parte das imagens. Essa estrela está identificada na Figura 2.6.

O procedimento descrito acima é útil para evitar que uma estrela com variabilidade em escalas de horas seja usada como comparação. Porém, é também importante avaliar se a estrela de comparação escolhida não possui nenhuma variabilidade intrínseca de fluxo ao longo das noites de observação. Se torna necessário então comparar o fluxo da mesma com o fluxo de outras estrelas em outras noites.

Para J0838 foram obtidas imagens no filtro B e  $I_C$  apenas em uma noite, logo não foi possível fazer comparações entre noites para esses filtros. Mas como a estrela de comparação para esses filtros é a mesma escolhida para o filtro V, garantir que ela não é variável no filtro V também nos dá certa segurança de que ela não é variável



Figura 2.4 - Valor de  $X$  em função do tempo BJD para as imagens de J1955 na noite de 09/07/2018.



Cada janela mostra os valores de  $X$  com  $j$  fixo e três valores de  $i$  ( $i$  assume os três valores possíveis diferentes de  $j$ ). Na primeira janela  $j = a$ , na segunda  $j = b$ , na terceira  $j = c$  e na quarta  $j = d$ . É possível notar que em todas as séries que contêm a estrela “a” a dispersão é maior. Isso mostra que a estrela “a” possui algum tipo de variação ao longo da noite. Nesse caso ela está saturando o sensor. O método descrito para a escolha da estrela de comparação detectou essa maior dispersão e o *script* automaticamente escolheu a estrela b como a melhor estrela de comparação.

Fonte: Autor.

Figura 2.5 - Identificação da estrela de comparação escolhida para o objeto J0838.

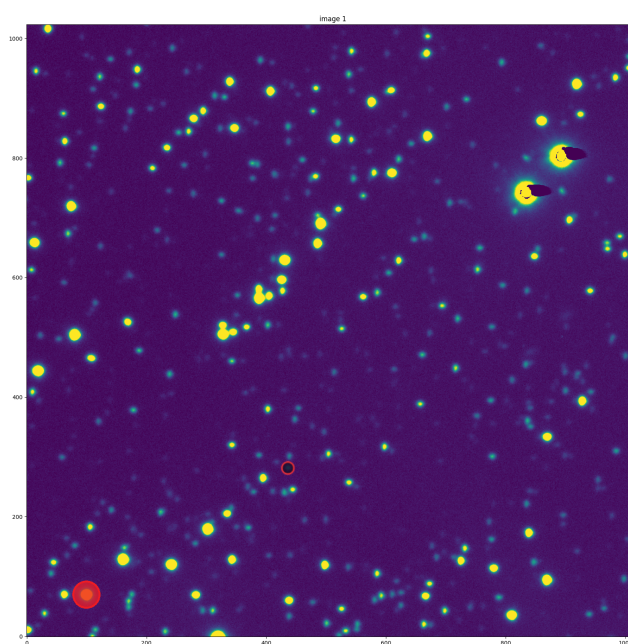


Imagem do campo de J0838 onde a estrela de comparação escolhida está indicada por um círculo vermelho semitransparente. J0838 também está indicada com um círculo cinza semitransparente com contorno em vermelho.

Fonte: Autor.

Figura 2.6 - Identificação da estrela de comparação escolhida para o objeto J1955.

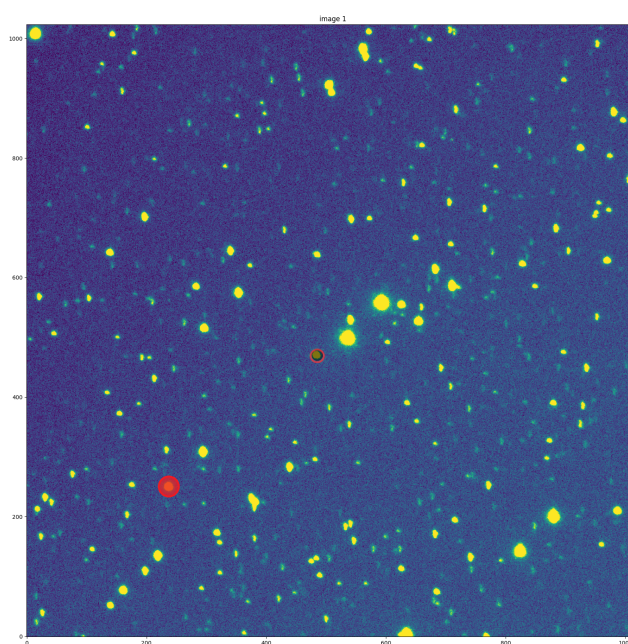
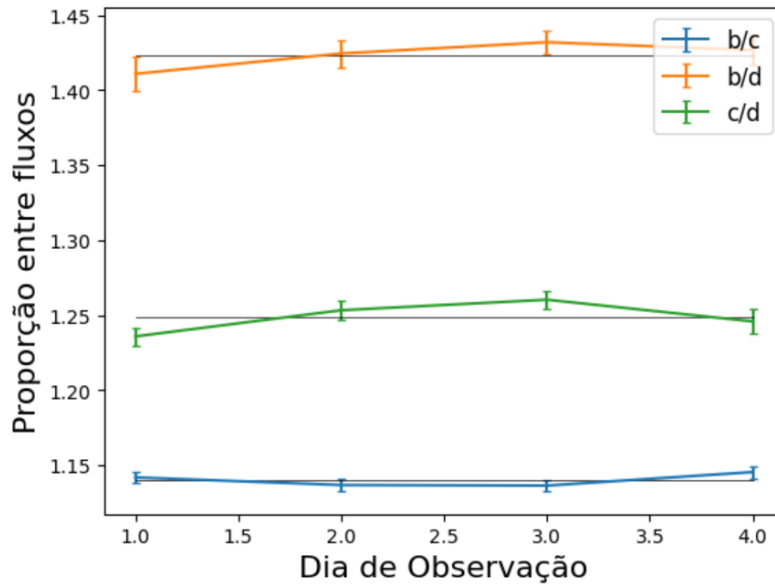


Imagem do campo de J1955 onde a estrela de comparação escolhida está indicada por um círculo vermelho semitransparente. J1955 também está indicada com um círculo cinza semitransparente com contorno em vermelho.

Fonte: Autor.

nos filtros B e  $I_C$ , já que normalmente uma estrela é variável em todo o espectro. No filtro V temos dados nas noites de 17/03, 19/03, 25/04 e 26/4. Calculamos então as médias e os desvios-padrões de  $R_{bc}$ ,  $R_{bd}$  e  $R_{cd}$  para cada noite. Esses valores são representados na Figura 2.7. Foi possível observar que a variação do fluxo médio da estrela  $b$  ao longo das quatro noites foi menor do que a variação em uma única noite, o que nos mostra que a estrela de comparação escolhida não é variável ao longo do tempo em que foi observada.

Figura 2.7 - Variação da razão de fluxo de estrelas do campo com relação à estrela de comparação ao longo das 4 noites de observação de J0838 no filtro V.



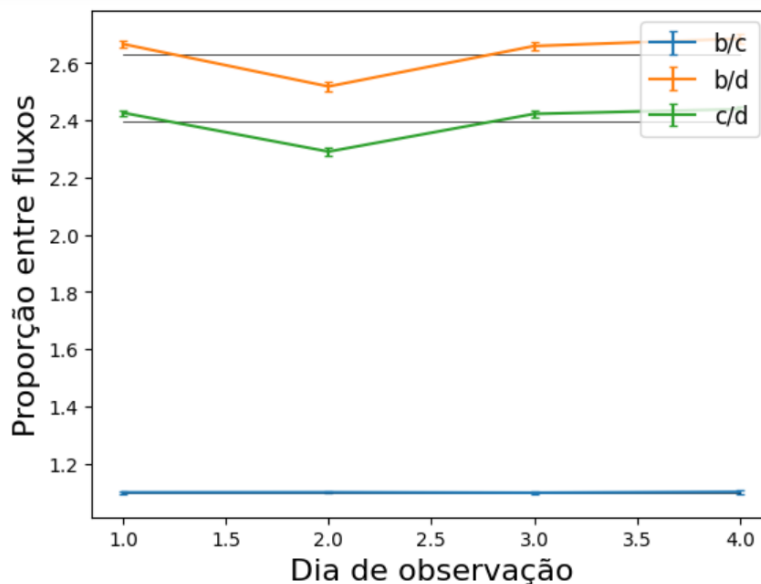
Cada uma das três curvas representa a média da razão do fluxo de uma estrela de comparação em relação à média da razão do fluxo de uma outra estrela de comparação, para cada noite de observação. As barras de erro mostram o desvio-padrão desses valores. Esses desvios são muito próximos da variação ao longo das quatro noites. Isso nos indica que as estrelas escolhidas não são variáveis ao longo das noites observadas. A média das quatro noites foi representada por uma linha reta para cada curva.

Fonte: Autor.

O mesmo é feito para J1955, que possui dados no filtro  $I_C$  nas noites de 09/07/2018, 10/07/2018, 11/07/2018 e 12/07/2018. Os valores para J1955 são representados na Figura 2.8. Foi possível observar que a variação do fluxo médio de  $b$  ao longo das quatro noites foi menor do que a variação em uma única noite, o que nos mostra que a estrela de comparação escolhida não é variável ao longo do tempo em que foi

observada.

Figura 2.8 - Variação da razão de fluxo de estrelas do campo com relação à estrela de comparação ao longo das 4 noites de observação de J1955 no filtro  $I_C$ .



Cada uma das três curvas representa a média da razão do fluxo de uma estrela de comparação em relação à média da razão do fluxo de uma outra estrela de comparação, para cada noite de observação. As barras de erro mostram o desvio-padrão desses valores. Esses desvios nos mostram que a estrela d apresentou um fluxo ligeiramente variável, principalmente na segunda noite. Isso não é um problema, já que a estrela escolhida é a estrela b, que não apresentou essas variações. A média das quatro noites foi representada por um linha reta para cada curva.

Fonte: Autor.

Como não foi verificada nenhuma variação ao longo do período em que ambas as estrelas de comparação escolhidas, para cada objeto de estudo, foram observadas, a escolha das estrelas de comparação foi mantida.

### 2.5.2 Escolha da melhor abertura

Além da escolha da estrela de comparação, a escolha da abertura de integração irá influenciar nos resultados da fotometria. Torna-se importante, portanto, a escolha da abertura que nos fornecerá o menor erro nas medidas de fluxo.

No nosso caso, para a determinação da melhor abertura, a fotometria diferencial foi

feita entre uma estrela com magnitude semelhante ao nosso objeto de ciência e a estrela de comparação previamente escolhida, para todas as aberturas escolhidas durante a etapa da redução. O motivo de, nessa etapa, não escolhermos fazer a fotometria de abertura diretamente entre o objeto de ciência e a estrela de comparação é que o objeto de ciência apresenta variações intrínsecas em seu brilho que vão interferir no procedimento de escolha da melhor abertura.

A escolha da estrela de magnitude semelhante ao nosso objeto de ciência foi feita manualmente, observando os valores de fluxo total e com o cuidado de não escolher uma estrela muito próxima de outras estrelas. Esse cuidado é importante para que o fluxo de outras estrelas não seja adicionado no cálculo da fotometria de abertura e altere nossos resultados.

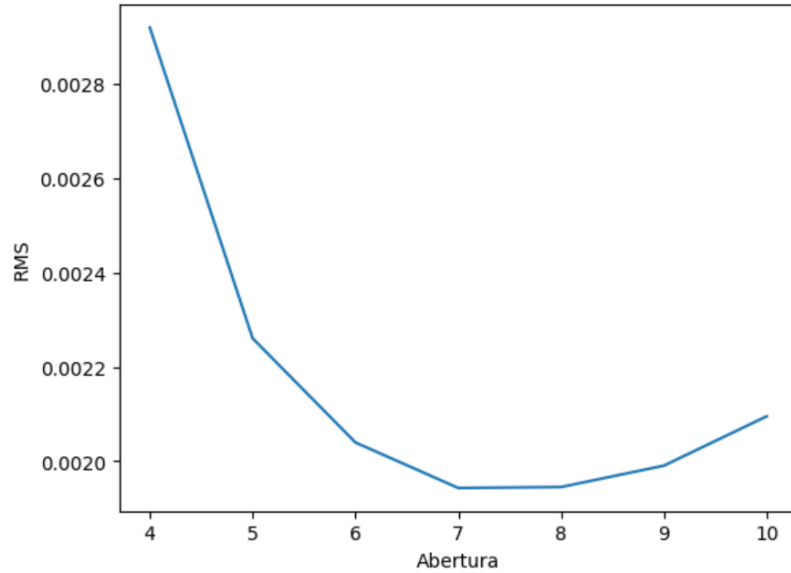
A próxima etapa consiste no cálculo do valor RMS dessa fotometria diferencial para cada noite, para cada abertura. A abertura que fornece o menor RMS em cada noite é aquela que nos fornecerá os melhores resultados para a fotometria.

A Figura 2.9 mostra o comportamento do RMS dessa fotometria diferencial em função da abertura para a curva de luz de J1955 no dia 09/07/2018, no filtro  $I_C$ . Para esse dia, a abertura escolhida para a fotometria é de 7 pixels. Já a Tabela 2.5 mostra as aberturas escolhidas para os objetos de ciência para cada noite de observação utilizando a técnica descrita neste capítulo.

Tabela 2.5 - Abertura escolhida para cada noite de observação.

Data	Melhor Abertura (pixels)
Primeira Missão	
17/03/2018	8
18/03/2018 B	8
18/03/2018 I	5
19/03/2018	6
Segunda Missão	
25/04/2018	4
26/04/2018	6
Terceira Missão	
09/07/2018	7
10/07/2018	10
11/07/2018	8
12/07/2018	7

Figura 2.9 - Valor RMS da fotometria diferencial em função da abertura para os dados de J1955 na noite de 09/07/2018.



Fonte: Autor.

### 2.5.3 Fotometria

Com a estrela de comparação e a melhor abertura escolhidas para cada objeto de estudo, a fotometria de abertura é feita entre o objeto e a estrela de comparação para todas as noites. Para esses cálculos é utilizada a função “qfloat” do ASTROPOP, que realiza a propagação de erros em todos os cálculos realizados. Os resultados são salvos em um novo arquivo e são mostrados no Capítulo 3.

## 2.6 Redução polarimétrica

### 2.6.1 Determinação do zero da lâmina

Utilizamos a lâmina de um quarto de onda para obter nossos dados. A polarimetria, nesse caso, depende do conhecimento do valor da posição desse elemento com relação ao eixo ótico. Porém, esse valor não é conhecido. Isso implica que, para iniciar a redução polarimétrica desses dados, primeiro precisamos determinar o zero da lâmina. Para isso, utilizamos as funções “astropop.polarimetry.SLSDualBeamPolarimetry” e “compute” para o cálculo dos parâmetros de Stokes através do método dos mínimos quadrados. Os resultados dessas funções são, para cada conjunto de imagens:

- os parâmetros de Stokes Q, U e V;
- o fator de normalização K (esse fator é proporcional à diferença de sensibilidade do CCD à luz polarizada em direções perpendiculares);
- o valor do zero da lâmina;
- o fluxo em contagens;
- a diferença normalizada entre feixes de fluxo ordinário e extraordinário  $Z_i$ ;
- a posição da lâmina retardadora  $\Psi_i$ ;
- a polarização linear P;
- e o erro teórico RMS.

Mais informações sobre cada um desses valores podem ser encontradas em [Campagnolo \(2019\)](#).

Como parâmetros para a função “SLSDualBeamPolarimetry”, utilizamos “quarterwave” para indicar que os dados foram obtidos com a lâmina de um quarto de onda, “compute\_k=True” para habilitar o cálculo da normalização.

A função “.compute” utiliza como parâmetros a posição da lâmina presente no *header* de cada imagem, junto com os fluxos ordinários e extraordinários do objeto de ciência, para cada imagem, presentes no arquivo “aperture\_photometry.dat”, que foi criado para a fotometria.

Para os objetos de ciência, a polarimetria é calculada para cada conjunto de 8 imagens. Por exemplo, para obter um ponto do valor da polarização (seja ela linear ou circular) utilizamos as imagens 1 a 8. Para o próximo ponto utilizamos a imagem 2 a 9. Para o próximo, 3 a 10, e assim por diante. Para as imagens de estrelas padrões, são usados conjuntos de 16 imagens. Além do apresentado no Capítulo 1.2.2, mais detalhes sobre os cálculos envolvidos na determinação dos parâmetros polarimétricos podem ser encontrados em [Campagnolo \(2019\)](#), [Silva \(2009\)](#), [Targon \(2008\)](#), além de [Rodrigues et al. \(1998\)](#) e [Magalhaes et al. \(1984\)](#). O tempo considerado para cada ponto polarimétrico é a média dos tempos de cada conjunto de 8 imagens (ou 16 imagens no caso das estrelas padrões).

Assim, para a determinação do zero da lâmina, utilizamos as duas funções citadas para cada conjunto de 8 imagens de estrelas de ciência e de 16 imagens de estrelas



padrões. A abertura utilizada é a melhor abertura obtida na fotometria. O melhor zero para cada conjunto de imagens é fornecido pela função “.compute”. Esse valor, para cada conjunto de imagens, é salvo em um arquivo que será utilizado posteriormente. Em sequência fazemos uma média ponderada de todos os valores desse arquivo, em função do erro de cada valor, para obter o melhor zero da noite. As Equação 2.4 e 2.5 mostram o cálculo utilizado para a determinação dessas médias e do erro dessas médias, respectivamente.

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (2.4)$$

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (2.5)$$

Em alguns conjuntos de imagens a função “.compute” não converge. Nesses casos, esses conjuntos foram desconsiderados para o cálculo do melhor zero. Os valores do melhor zero para cada noite são apresentados na Tabela 2.6.

Tabela 2.6 - Melhores zeros obtidos para cada objeto observado.

Data	Filtro	Objeto de ciência	HD110984	HD111579
17/03/2018	V	—	15,40 ± 0,44	16,31 ± 0,25
17/03/2018	I	—	9,66 ± 3,20	9,58 ± 7,18
18/03/2018	B	—	26,30 ± 163,41	22,23 ± 1,50
18/03/2018	V	—	13,48 ± 0,85	10,85 ± 2,60
19/03/2018	B	—	27,65 ± 59,67	33,70 ± 194,11
19/03/2018	V	—	15,99 ± 1,41	17,62 ± 0,18
24/04/2018	I	—	20,62 ± 38,83	-0,53 ± 12,21
25/04/2018	V	—	5,72 ± 3,13	20,06 ± 3,12
25/04/2018	I	—	20,94 ± 16,77	44,65 ± 8,85
26/04/2018	V	—	22,24 ± 26,41	24,72 ± 5,88
26/04/2018	R	—	18,69 ± 205,07	13,99 ± 3,54
09/07/2018	I	21,26 ± 2,91	1,24 ± 1,88	26,44 ± 73,84
10/07/2018	I	14,70 ± 6,61	—	—
11/07/2018	V	—	10,29 ± 6,67	25,28 ± 2,14
11/07/2018	I	22,69 ± 3,44	19,17 ± 18,44	-2,86 ± 3,06
12/07/2018	V	—	-29,01 ± 10,75	20,46 ± 4,31
12/07/2018	I	25,38 ± 2,64	18,09 ± 87,70	43,33 ± 16,83

O valor de zero utilizado para a redução de polarimetria, para cada missão, é definido como a média ponderada dos valores do melhor zero de cada noite em função do erro desse melhor zero de cada noite (utilizamos novamente as Equação 2.4 e 2.5, onde  $i$  não representa mais um conjunto de imagens e sim um objeto observado, para cada data e filtro). Os valores finais são então mostrados na Tabela 2.7.

Tabela 2.7 - Valor de Zero utilizado para a redução polarimétrica em cada missão.

	Valor utilizado
Primeira Missão	17
Segunda Missão	15
Terceira Missão	14

### 2.6.2 Escolha das melhores aberturas para a polarimetria

Como para a polarimetria não é utilizada nenhuma estrela de comparação, apenas os fluxos ordinário e extraordinário do objeto de ciência ou da estrela padrão, não é necessária a utilização de uma mesma abertura para todas as imagens. Basta que a abertura para o par de fluxos seja a mesma em um mesmo conjunto de imagens. Sendo assim, também determinamos as melhores aberturas individuais para cada conjunto de imagens para serem utilizadas no processamento da polarimetria.

Utilizamos novamente a função “Astropop.polarimetry.SLSDualBeamPolarimetry” com os parâmetros “quarterwave” e “compute\_k=True” para o cálculo dos parâmetros de Stokes e em sequência a função “.compute” para o cálculo da polarimetria. Dessa vez utilizamos o melhor zero (determinado anteriormente), variando a abertura entre os valores determinados durante a fotometria. Os valores para a melhor abertura, para cada conjunto de imagens, são aqueles que apresentam o menor valor RMS fornecido pelo ASTROPOP. Esses valores são salvos para serem utilizados no cálculo da polarimetria.

### 2.6.3 Cálculo da polarimetria

Com o valor de zero e os valores de abertura definidos para cada conjunto de imagens, resta realizar os cálculos finais da polarimetria.

Novamente utilizamos as funções “Astropop.polarimetry.SLSDualBeamPolarimetry” e “.compute” para determinar os parâmetros de Stokes para cada conjunto de imagens. A polarimetria foi calculada para os objetos de ciência e para as estrelas

padrões em todas as noites em que houve observação dos mesmos.

Para as estrelas padrões, foi feito o cálculo da média ponderada dos resultados encontrados para cada noite, novamente se utilizando das Equações 2.4 e 2.5. Esses resultados são mostrados na Tabela 2.8 e são importantes, pois mostram que nossa redução e processamento de dados fornece valores iguais aos encontrados na literatura, considerando as margens de erro. Os resultados das estrelas de ciência são apresentados no Capítulo 3.

Tabela 2.8 - Valores de polarização linear e circular encontrados neste trabalho em comparação com a literatura, para as estrelas padrões HD 110984 e HD 111579 no filtro V.

	Encontrado	Literatura
HD110984		
V (%)	$0,02 \pm 0,59$	—
P (%)	$5,52 \pm 0,33$	$5,7 \pm 0,007$
HD111579		
V (%)	$0,08 \pm 1,37$	—
P (%)	$6,50 \pm 0,63$	$6,46 \pm 0,014$

Fonte: Adaptada de [Turnshek et al. \(1990\)](#).



### 3 RESULTADOS E DISCUSSÃO QUALITATIVA DOS RESULTADOS

Neste capítulo são mostradas as séries temporais fotométricas e polarimétricas obtidas como resultados das observações dos objetos J0838 e J1955. Também são apresentados resultados da análise dos períodos obtidos com os dados novos.

#### 3.1 Séries temporais

##### 3.1.1 J0838

###### 3.1.1.1 Fotometria

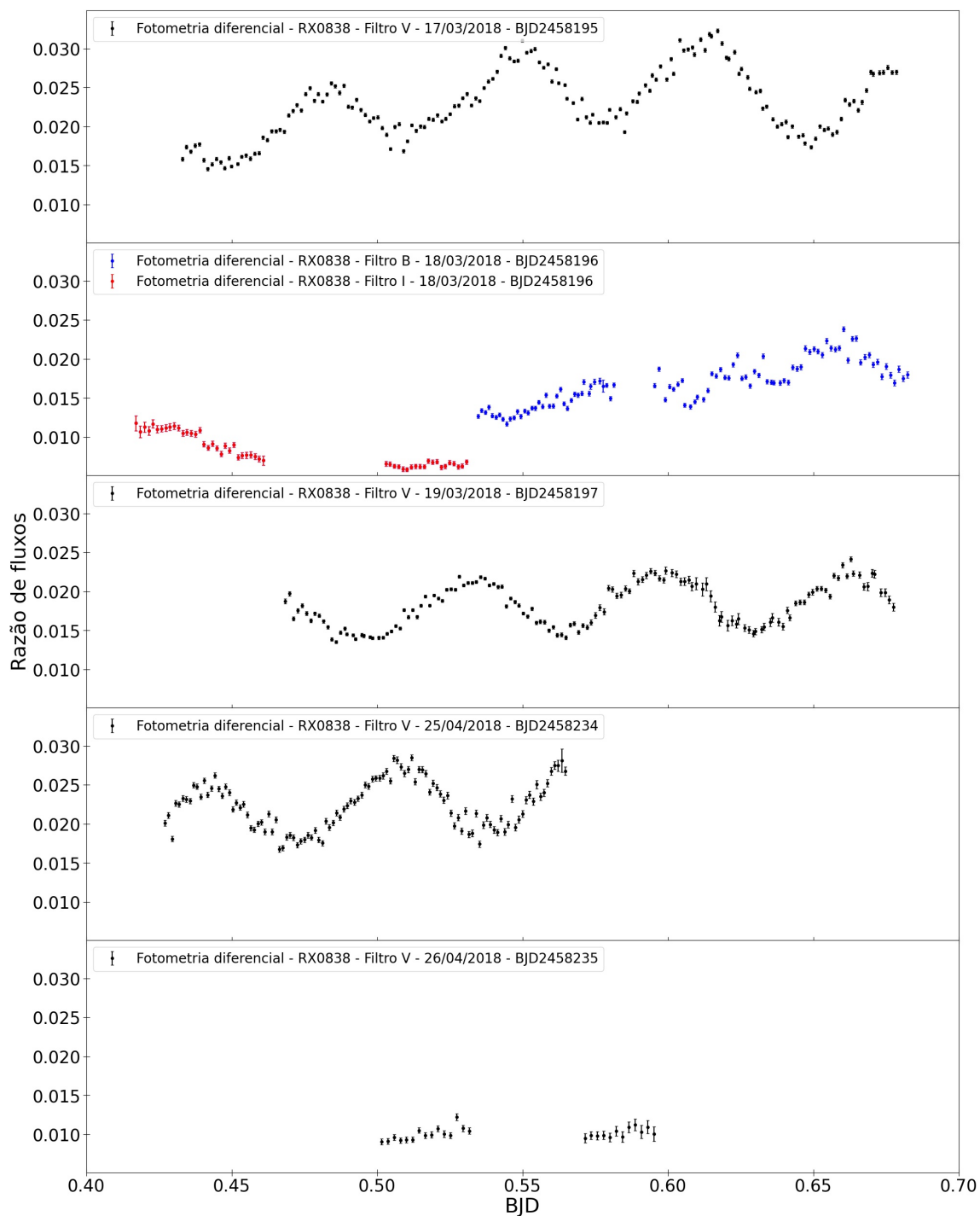
A Figura 3.1 mostra as curvas de fotometria diferencial para as cinco noites em que J0838 foi observada. Para fins de comparação, todos os gráficos apresentados possuem a mesma escala em ambos os eixos  $X$  e  $Y$ , para uma mesma variável de um mesmo objeto. Em quatro noites foi utilizado o filtro V e em uma os filtros B e  $I_C$ . É possível observar que existe uma variação no fluxo com período aproximado de 95 minutos (o detalhamento mais preciso desse período será feito na Seção 3.2). Ao mesmo tempo é observável uma variação mais longa, da ordem de um dia (por exemplo, no gráfico superior da mesma figura, o padrão senoidal da curva de luz da estrela apresenta uma tendência de subida, que se repete na segunda noite). Essa observação é condizente com o relatado por Halpern et al. (2017), que citam a observação de um período de 94,8 minutos e um período de 14,7 horas. Halpern et al. (2017) junto com Rea et al. (2017) ainda citam um período de 98,4 minutos, proposto como o período orbital do sistema.

###### 3.1.1.2 Polarimetria

A Figura 3.2 mostra as curvas de polarização linear de J0838. Nela observamos que a polarização linear permanece igual ou próxima de zero (valor representado pela linha pontilhada) em todas as noites. Uma análise mais detalhada, considerando a periodicidade do objeto e combinando dados de várias noites, é necessária para avaliar se existe algum pico real de polarização linear. Isso indicaria que a coluna de acreção é vista por um ângulo no qual o campo magnético está aproximadamente no plano do céu.

A Figura 3.3 mostra as curvas de polarização circular de J0838. É possível perceber que esse objeto possui pequena polarização circular, com alguns picos com valor de até 3% distribuídos ao longo das noites observadas. Esse é um indício da existência de um campo magnético não muito intenso, visto que não existe evidência de um

Figura 3.1 - Série temporal de fotometria diferencial de J0838.



A figura mostra as curvas de fotometria diferencial de J0838 em função do tempo BJD. Os 5 gráficos representam cada uma das 5 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 17, 18 e 19 de março e 25 e 26 de abril de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. As curvas em preto mostram os dados que foram obtidos no filtro V, enquanto a cor vermelha representa o filtro  $I_C$  e a cor azul o filtro B. A razão de fluxos é o resultado da divisão do fluxo total de J0838 pelo fluxo total da estrela de comparação.

Fonte: Autor.

disco de acreção que possa interferir na polarização da luz observada nesse objeto. A análise dessas variações de polarização circular no espaço de frequências mostrada no Capítulo 3.2 nos dará mais informações sobre a possível origem das mesmas.

As Figuras 3.4 e 3.5 mostram as mesmas curvas de polarização linear e circular (em preto), simultaneamente com as curvas de fotometria diferencial (em azul). Para J0838 não é observada nenhuma polarização linear significativa, nem correlação temporal entre polarização linear e fluxo. Para a polarização circular é possível perceber pequenas oscilações entre -3% e 3% que se repetem a cada dois ciclos de fotometria diferencial (isso é mais claramente visível na curva de polarização circular da noite de 19/03/2018). Esse é um indício de que, embora fraco, existe um campo magnético responsável por emitir radiação cíclotron nesse sistema.

### 3.1.2 J1955

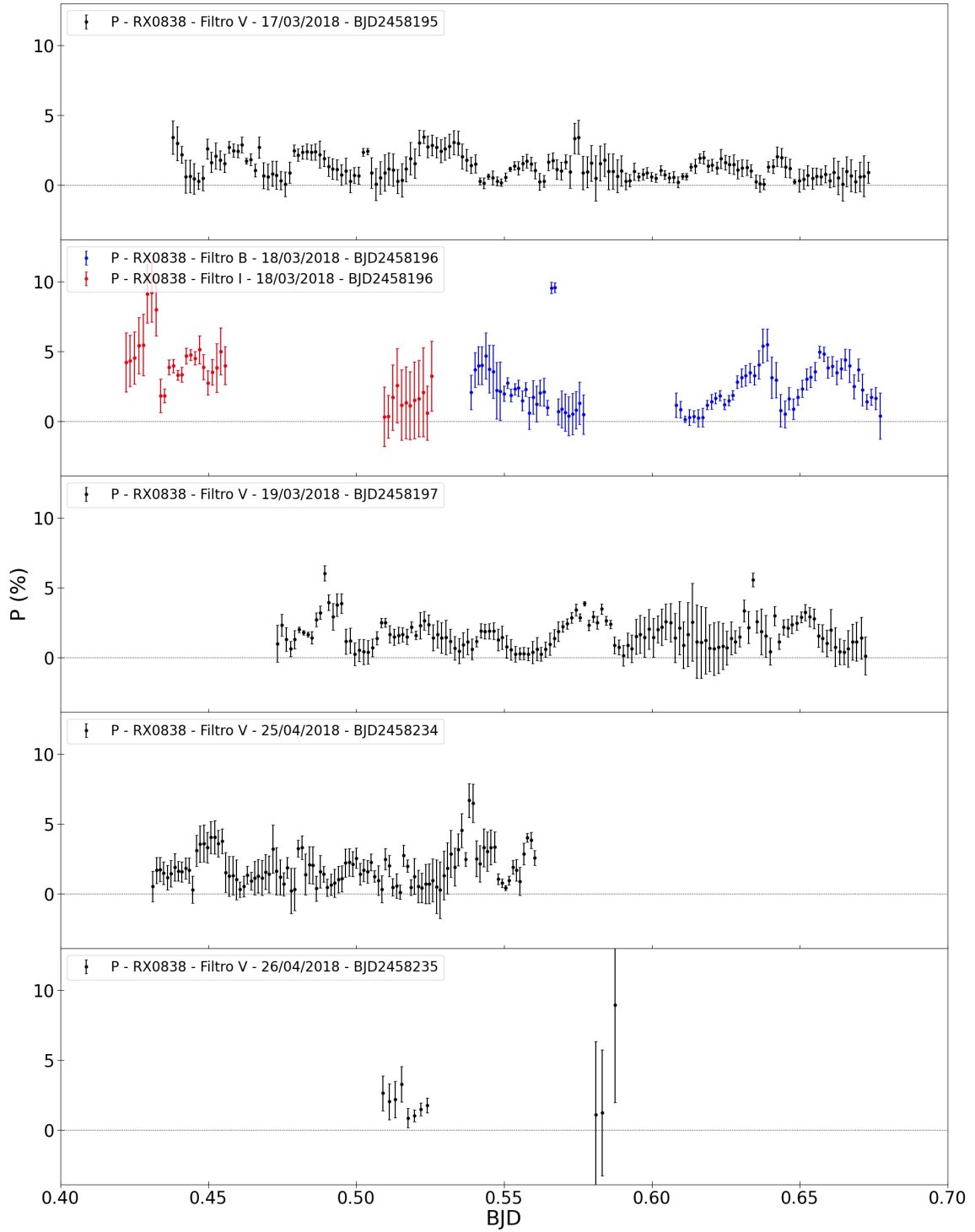
#### 3.1.2.1 Fotometria

A Figura 3.6 mostra as curvas de fotometria diferencial para as quatro noites em que J1955 foi observada. Em todas as noites foi utilizado somente o filtro  $I_C$ . Nela, mostram-se grandes variações no fluxo luminoso do objeto, de quase 10 vezes, que se repetem ao longo de todas as noites observadas. Ainda assim, visualmente não é simples identificar um período único para essas variações de fluxo. Em alguns momentos vemos picos com pouca separação temporal entre si, em outros momentos a separação temporal é maior. Alguns picos são curtos e bem definidos, outros são longos e com alta variabilidade de fluxo. A análise de Lomb-Scargle mostrada na Seção 3.2 revela a existência de um sinal periódico consistente com o observado por Tovmassian et al. (2017). Novamente, para fins de comparação, todos os gráficos apresentados possuem a mesma escala em ambos os eixos x e y, para uma mesma variável de um mesmo objeto.

#### 3.1.2.2 Polarimetria

A Figura 3.7 mostra as curvas de polarização linear de J1955. Os valores de polarização linear para esse objeto são, em quase todos os momentos observados, muito próximos de zero (valor representado pela linha pontilhada). Logo no começo da segunda noite (10/07/2018) existe um pico de polarização linear de 60% que não é observado em nenhum outro momento. No final da terceira noite (11/07/2018) também existe um pico de polarização linear, mas com barras de erro grandes. Neste trabalho não verificamos se esses picos de polarização linear são reais.

Figura 3.2 - Série temporal de polarização linear de J0838.

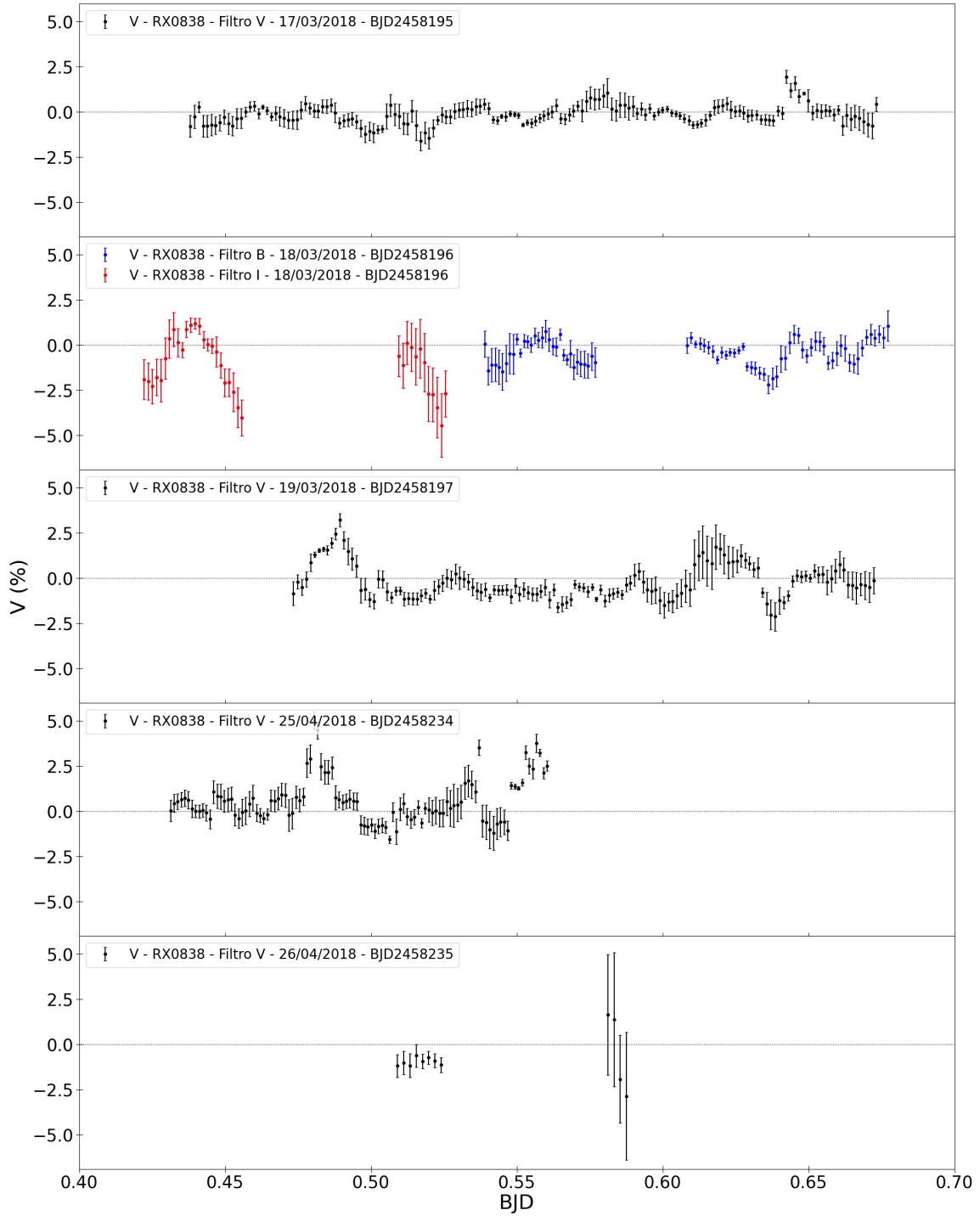


A figura mostra as curvas de polarização linear (em porcentagem) de J0838 em função do tempo BJD, para cada uma das 5 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 17, 18 e 19 de março e 25 e 26 de abril de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. As curvas em preto mostram os dados que foram obtidos no filtro V, enquanto a cor vermelha representa o filtro  $I_C$  e a cor azul o filtro B. A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.



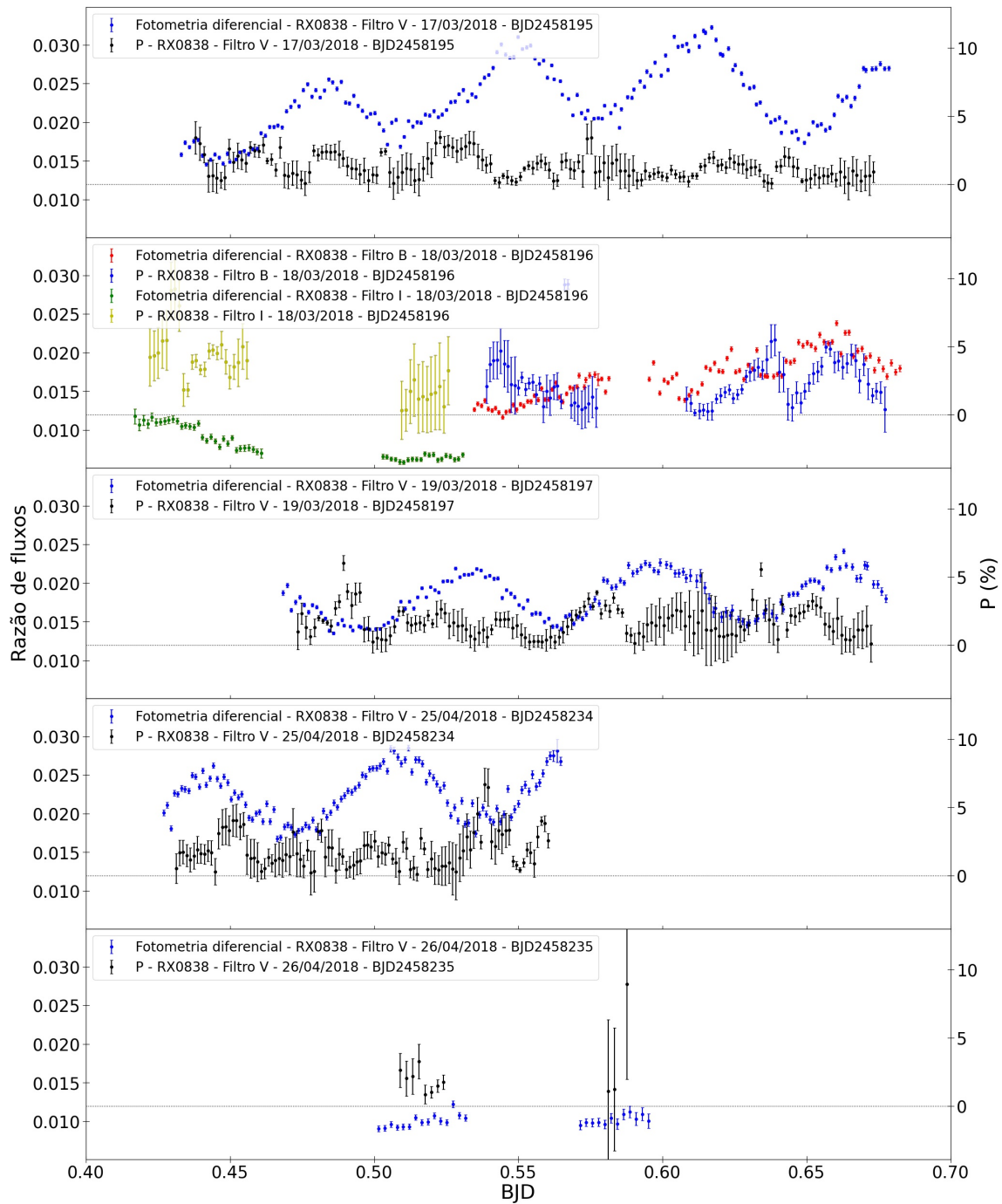
Figura 3.3 - Série temporal de polarização circular de J0838.



A figura mostra as curvas de polarização circular (em porcentagem) de J0838 em função do tempo BJD, para cada uma das 5 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 17, 18 e 19 de março e 25 e 26 de abril de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. As curvas em preto mostram os dados que foram obtidos no filtro V, enquanto a cor vermelha representa o filtro  $I_C$  e a cor azul o filtro B. A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.

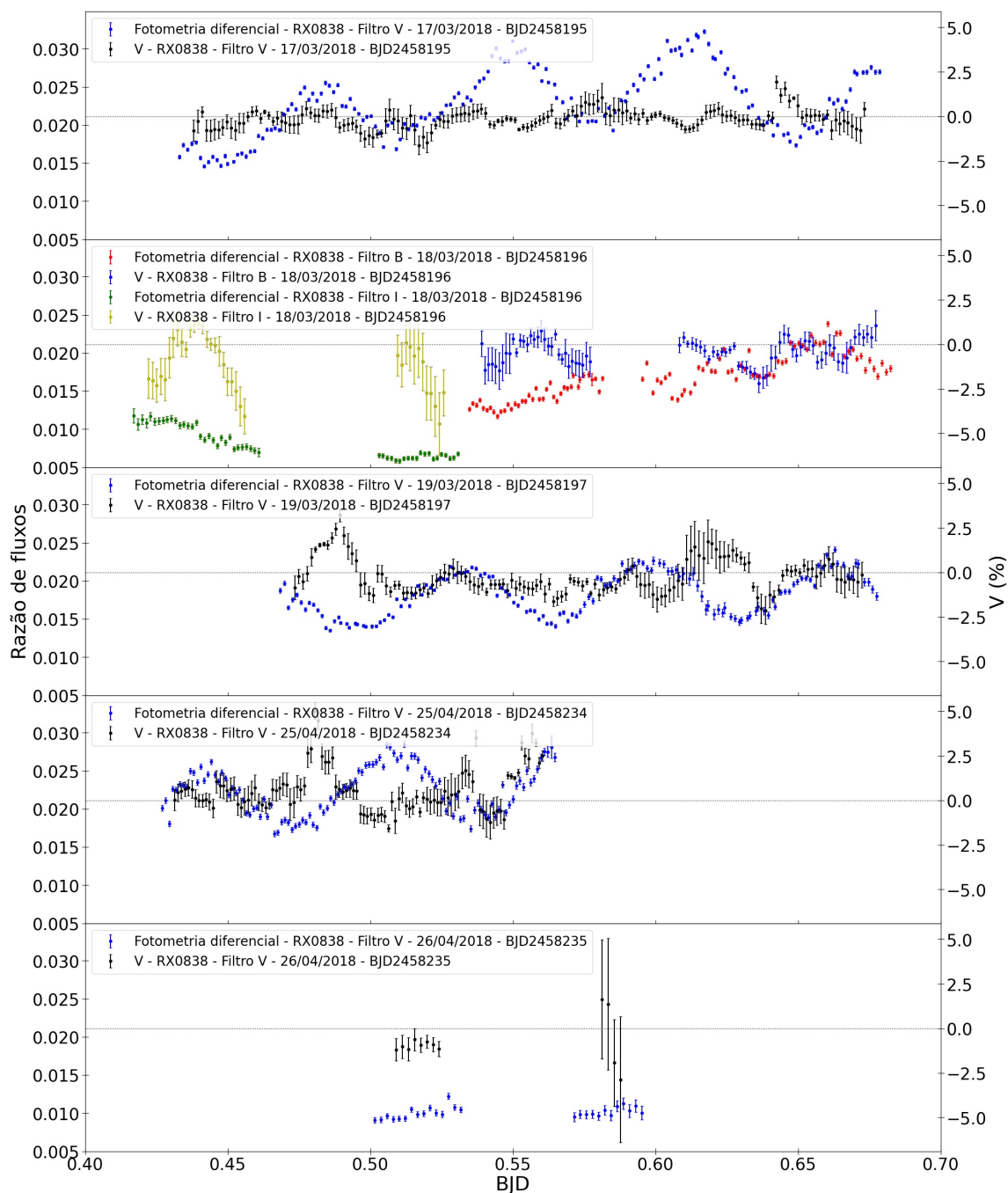
Figura 3.4 - Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização linear de J0838.



A figura mostra as curvas de fotometria diferencial simultaneamente com as curvas de polarização linear (em porcentagem) de J0838 em função do tempo BJD, para cada uma das 5 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 17, 18 e 19 de março e 25 e 26 de abril de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. O significado de cada cor está indicado nas legendas de cada gráfico. A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.

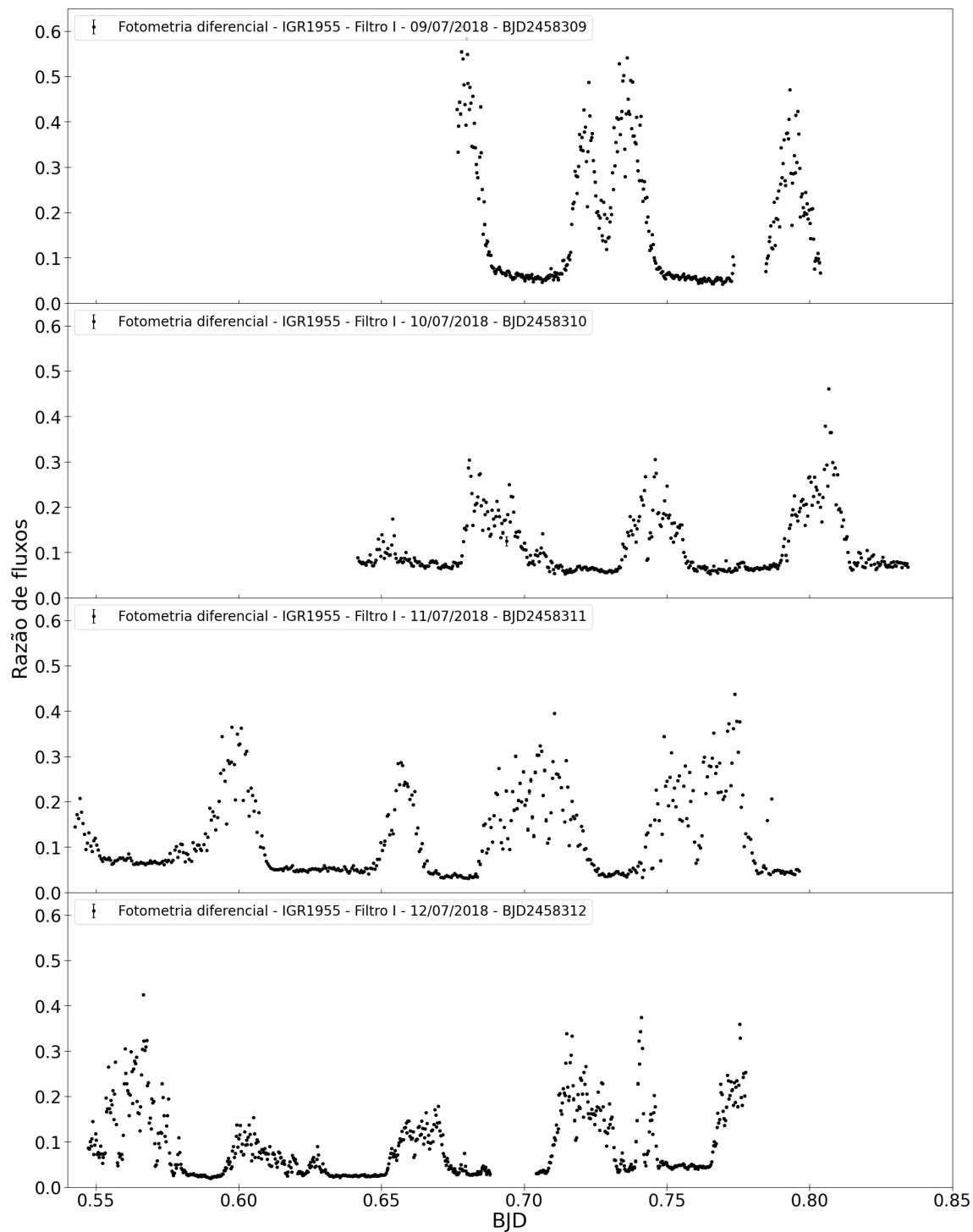
Figura 3.5 - Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização circular de J0838.



A figura mostra as curvas de fotometria diferencial simultaneamente com as curvas de polarização circular (em porcentagem) de J0838 em função do tempo BJD, para cada uma das 5 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 17, 18 e 19 de março e 25 e 26 de abril de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. O significado de cada cor está indicado nas legendas de cada gráfico. A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.

Figura 3.6 - Série temporal de fotometria diferencial de J1955.



A figura mostra as curvas de fotometria diferencial de J1955 em função do tempo BJD. Os 4 gráficos representam cada uma das 4 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 9, 10, 11 e 12 de julho de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. Todos os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ . A razão de fluxos é o resultado da divisão do fluxo total de J1955 pelo fluxo total da estrela de comparação.

A Figura 3.8 mostra as curvas de polarização circular de J1955, que são altamente moduladas, com valores entre -20% e 30%. Essa emissão polarizada circularmente é a emissão ciclotron gerada por pelo menos uma coluna de acreção e é um indício de um forte campo magnético nesse sistema. O formato dessas curvas é complexo e variável ao longo das noites observadas.

A Figura 3.9 mostra as mesmas curvas de polarização linear, simultaneamente com as curvas de fotometria diferencial. Como J1955 apresenta valores de polarização linear quase sempre próximos de zero, não conseguimos associar, pelo menos visualmente, algum período dessa polarização com um período das curvas de fluxo. O pico de polarização linear observado no início da segunda noite é simultâneo a um pequeno aumento no fluxo. O mesmo não vale para o pico no final da terceira noite.

A Figura 3.10 mostra as mesmas curvas de polarização circular, simultaneamente com as curvas de fotometria diferencial. Nela, é possível perceber que a modulação na polarização circular se dá, pelo menos em uma avaliação visual, em sincronia com as modulações fotométricas. Na primeira noite é possível perceber quatro picos na fotometria diferencial, um logo no começo da série, em BJD2458309,67, dois picos próximos do centro da série, em BJD2458309,72 e 2458309,74 e um último em 2458309,79. O primeiro pico na fotometria é acompanhado simultaneamente por um pico negativo na polarização circular. Os dois próximos picos na fotometria são acompanhados por um pico positivo seguido de um pico negativo na polarização circular. Antes do quarto pico existe uma região em que não obtivemos dados, devido às condições climáticas na noite da observação. Provavelmente existiria um pico de fotometria nessa região, acompanhado simultaneamente por um pico positivo na polarização circular. Considerando essa afirmação como verdadeira, se torna possível observar um padrão nessa noite, em que dois picos da fotometria próximos são acompanhados por um pico positivo e um pico negativo na polarização circular. Neste trabalho proponho que a explicação para essa observação é a existência de acreção em dois polos magnéticos separados por menos de  $180^\circ$  na superfície da AB.

Na segunda noite da Figura 3.10 (10/07/2018), os picos de fotometria não são tão intensos e o padrão de duplos picos de fotometria acompanhados de um pico positivo e um negativo de polarização circular desaparece. Agora temos três picos de fotometria acompanhados por picos de polarização circular negativa. Esse comportamento pode ser um indício da existência de uma acreção que alterna de polo, devido à diferença entre o período orbital do sistema e o período de rotação da AB.

Ainda analisando a Figura 3.10, na terceira noite observamos aparentemente dois

tipos de comportamentos. Até a metade das observações vemos dois picos de fotometria que são acompanhados simultaneamente por picos de polarização circular negativa, entremeados por períodos de fluxo e polarização baixos e estáveis. Na segunda metade da noite novamente são observados picos de polarização circular positiva e negativa associados a um aumento de fluxo irregular. A característica mais evidente observada nessa noite é a de que os períodos de mínimo fotométrico são sempre simultâneos aos períodos de polarização circular zero. O mesmo é observado, embora com menos evidência, em todas as outras noites.

Na última noite da Figura 3.10 temos a série temporal com o melhor *seeing* de toda a missão, mas com os sinais mais difíceis de serem interpretados. A polarização circular atinge valores positivos e negativos, mas sem um padrão ou período nítidos. Algo parecido ocorre na fotometria, onde não é possível identificar sinais periódicos semelhantes aos das noites anteriores. Ainda assim, é possível perceber uma correlação entre os períodos de máximo fluxo e de maior módulo da polarização circular. Novamente, a interpretação que pode ser obtida dessas observações é a de que a acreção na AB ocorre em mais de um polo e que ela não possui geometria constante. Para uma maior confiança na interpretação dos dados se torna importante um estudo no espaço de frequências dos dados apresentados, o que será feito a partir da próxima seção.

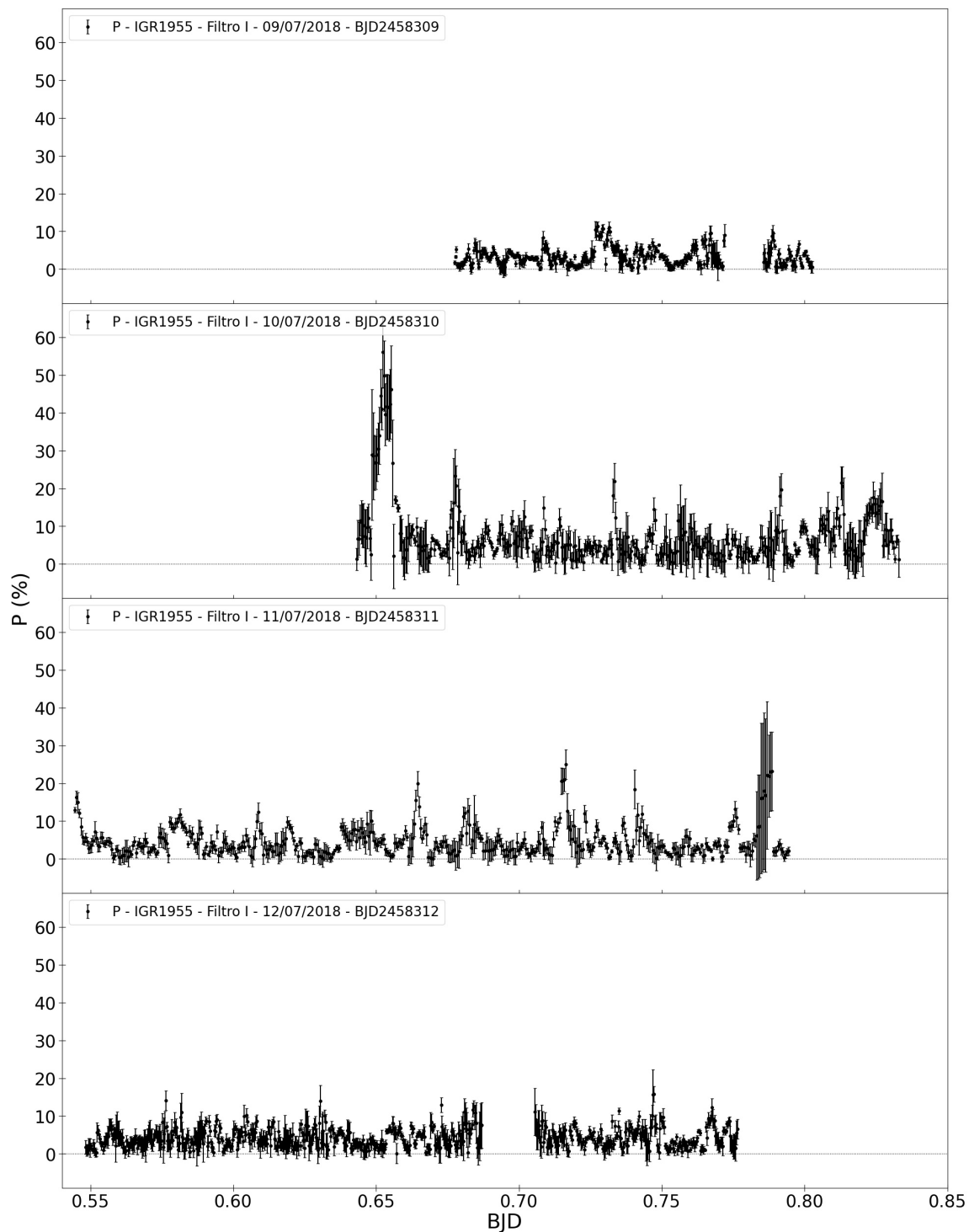
### 3.2 Busca por sinais periódicos

As VCMs apresentam variabilidades em suas curvas de luz originadas de diversos fenômenos. Existe um sinal com variabilidade rápida e aleatória chamado de *flickering*, que está associado à presença de acreção. Sua origem ainda não é bem estabelecida.

Outro sinal observado é modulado com a rotação da AB, associado à estrutura da acreção magnética próximo da superfície da mesma. Parte significativa desse sinal pode ser composto de radiação cíclotron, sendo assim observável nas curvas de polarimetria. Uma variabilidade periódica tanto nas curvas de polarimetria circular ou linear são indicativos da existência de radiação cíclotron em uma VC.

Realizamos a busca por periodicidades nas curvas de fotometria e polarimetria dos objetos J0838 e J1955 através do método Lomb-Scargle (SCARGLE, 1982), implementado em Python no pacote *Astropy* (COLLABORATION et al., 2018). Os resultados são mostrados nas seções a seguir.

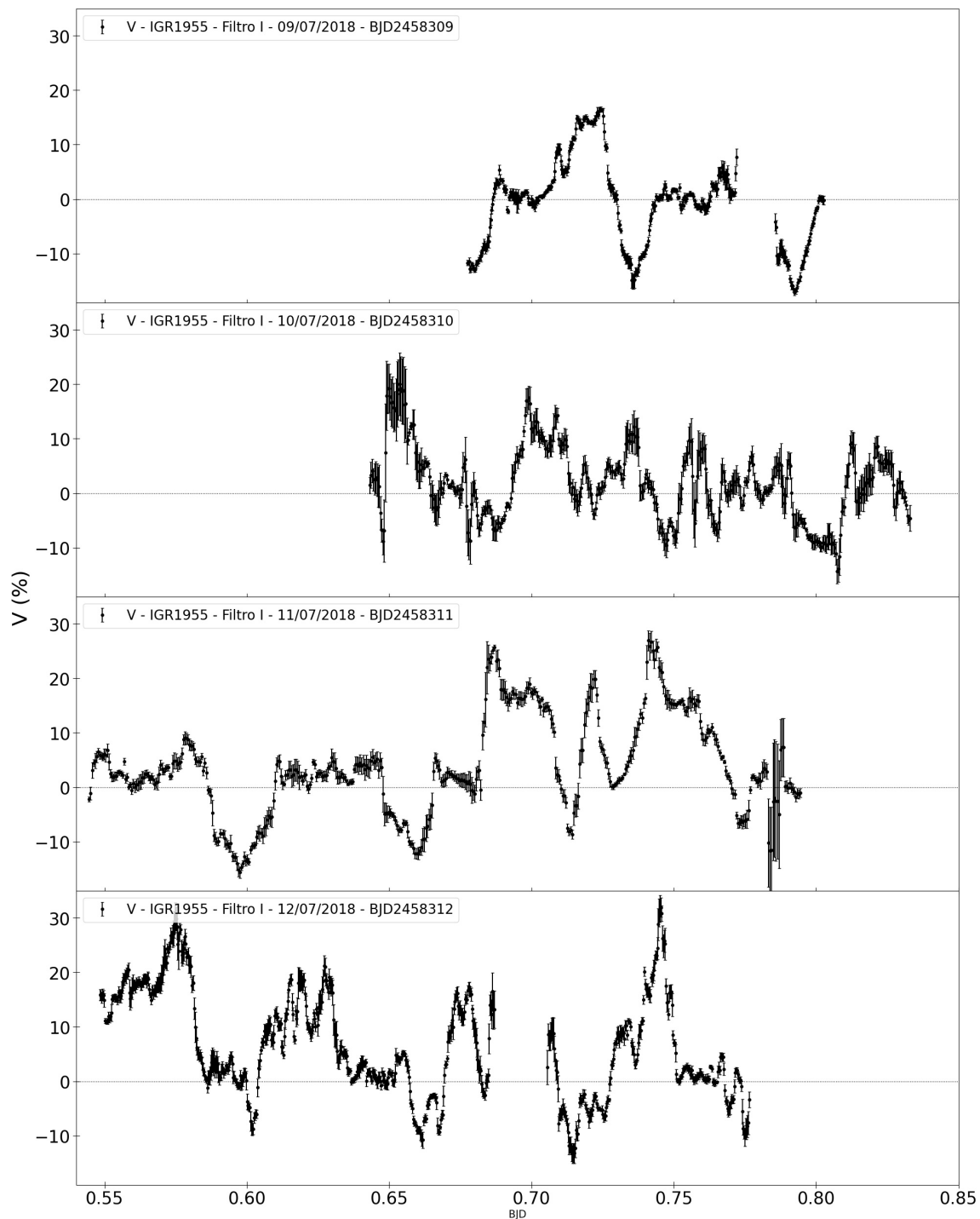
Figura 3.7 - Série temporal de polarização linear de J1955.



A figura mostra as curvas de polarização linear (em porcentagem) de J1955 em função do tempo BJD, para cada uma das 4 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 9, 10, 11 e 12 de julho de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. Todos os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ . A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.

Figura 3.8 - Série temporal de polarização circular de J1955.

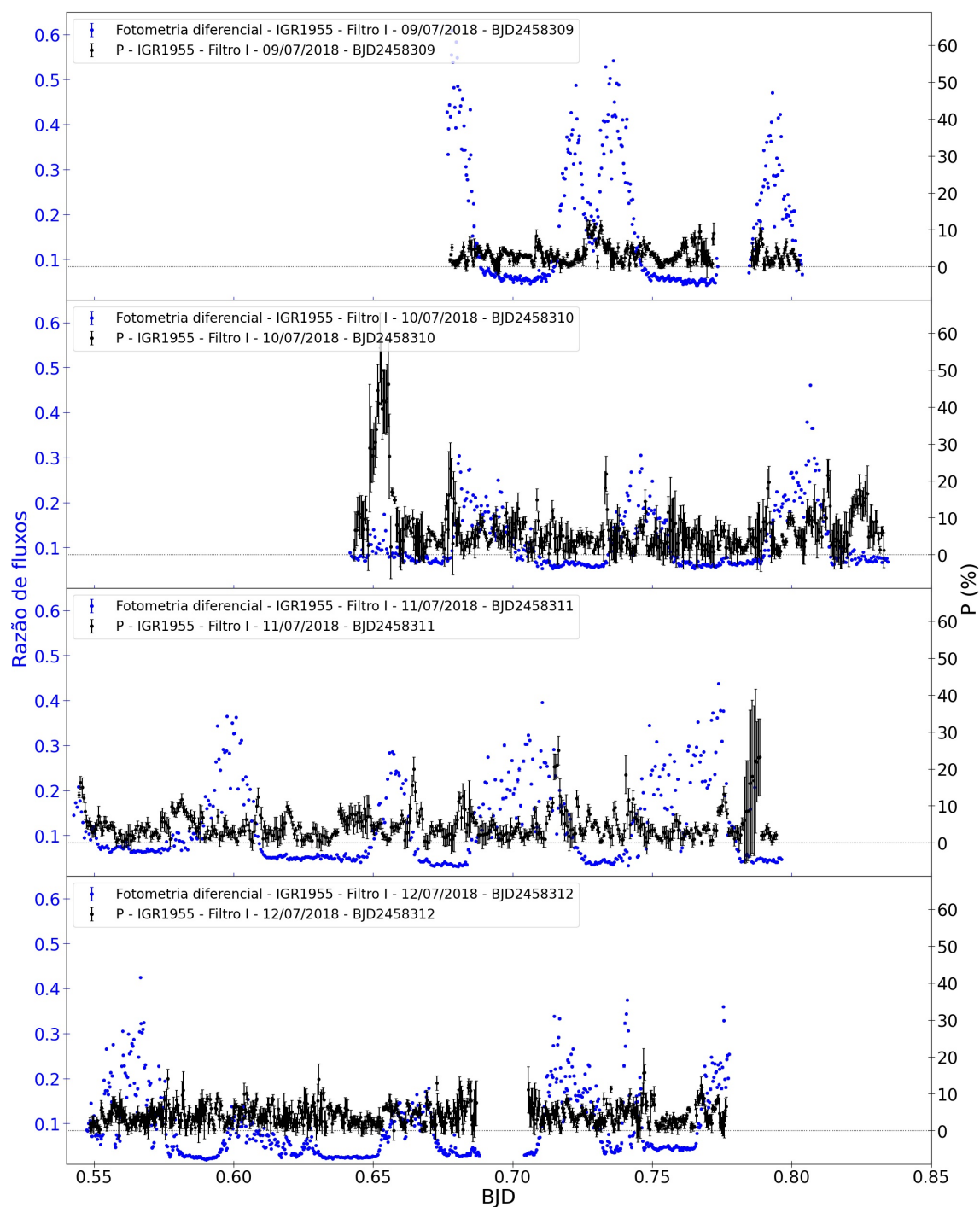


A figura mostra as curvas de polarização circular (em porcentagem) de J1955 em função do tempo BJD, para cada uma das 4 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 9, 10, 11 e 12 de julho de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. Todos os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ . A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.



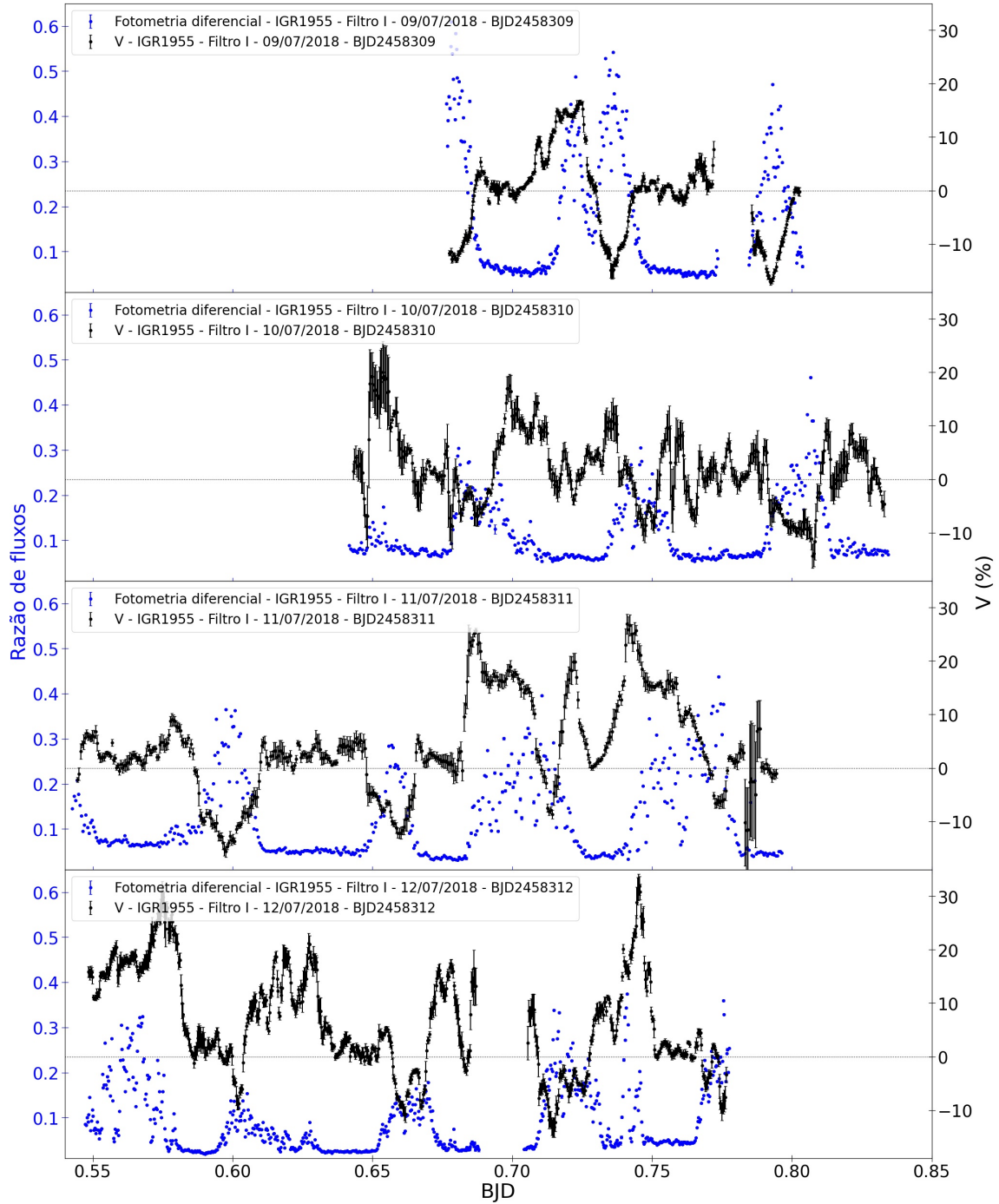
Figura 3.9 - Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização linear de J1955.



A figura mostra as curvas de fotometria diferencial simultaneamente com as curvas de polarização linear (em porcentagem) de J1955 em função do tempo BJD, para cada uma das 4 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 9, 10, 11 e 12 de julho de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. Todos os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ . A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.

Figura 3.10 - Comparação entre a fotometria diferencial e a polarização circular de J1955.



A figura mostra as curvas de fotometria diferencial simultaneamente com as curvas de polarização circular (em porcentagem) de J1955 em função do tempo BJD, para cada uma das 4 noites em que o objeto foi observado, sendo elas, de cima pra baixo, 9, 10, 11 e 12 de julho de 2018. A escala de ambos os eixos é a mesma para todos os gráficos. Todos os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ . A linha pontilhada mostra o valor de polarização igual a zero.

Fonte: Autor.

### 3.2.1 J0838

#### 3.2.1.1 Fotometria

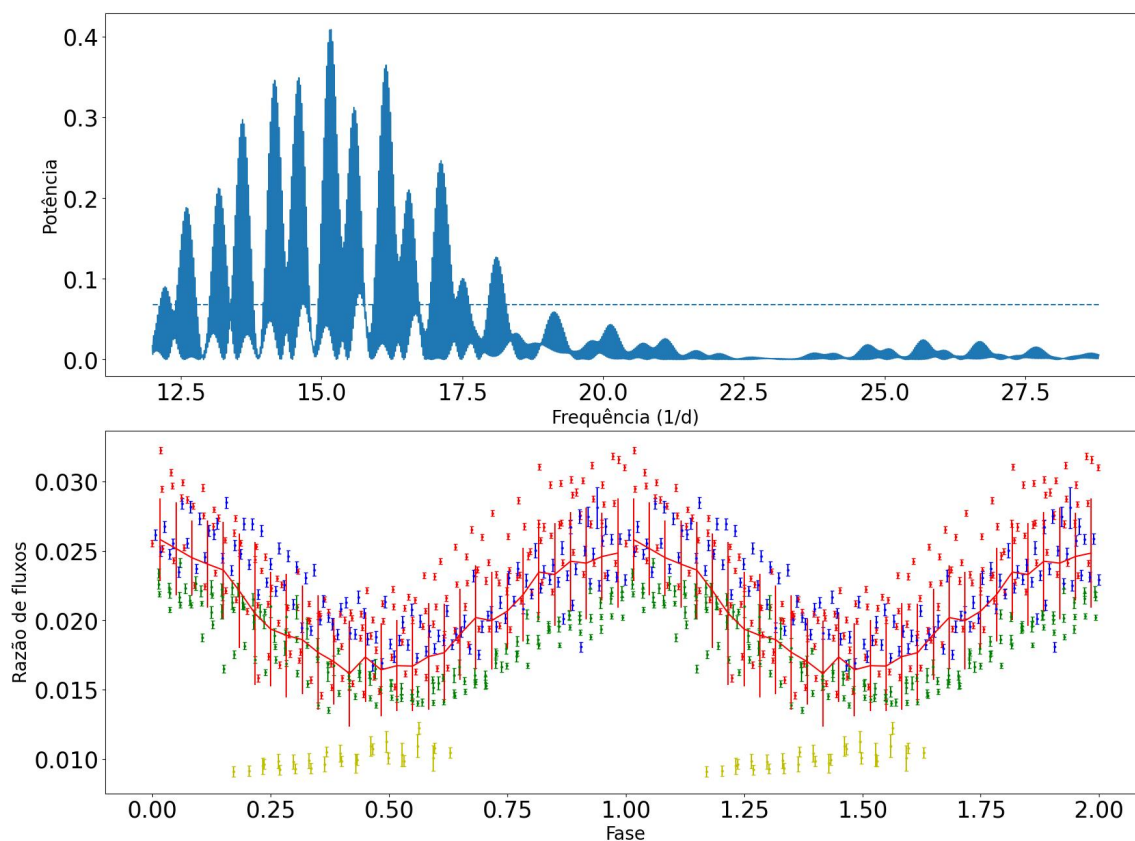
A Figura 3.11 mostra o resultado da aplicação do método de Lomb-Scargle nas curvas fotométricas de J0838 no filtro V, sem a subtração da média das noites. O primeiro gráfico mostra o período de 94,91 minutos (pico em 15,17/d) como o mais provável para esse sistema. A linha tracejada representa a probabilidade de falso alarme de 0,1%. O periodograma mostra a presença de picos bem acima dessa linha, confirmando a coerência da periodicidade avaliada visualmente. O segundo gráfico mostra os diagramas de fase de J0838 em função da fase fotométrica de 94,91 minutos encontrada. O momento de fase igual a zero foi escolhido visualmente de forma a deixá-lo o mais próximo possível do pico de fluxo e possui valor BJD de 2458195,55. Os pontos vermelhos representam os dados da noite de 17/03, os verdes da noite de 19/03, os azuis da noite de 25/04 e os amarelos da noite de 26/04. Os dados da noite de 18/03 foram omitidos pois foram obtidos em filtros diferentes do restante das noites. A linha vermelha contínua mostra a média com as barras de erro sendo o desvio-padrão da média. É possível perceber que o ajuste para essa frequência é bom, com as curvas de todas as noites seguindo a mesma modulação.

Nossos dados mostram que, além da variação de 94,91 minutos, existe uma variação de fluxo em escalas de tempo maiores. Isso já foi reportado por [Rea et al. \(2017\)](#) e [Halpern et al. \(2017\)](#). Assim, refizemos a análise de Lomb-Scargle, dessa vez considerando períodos maiores, de até 1200 minutos. Os resultados indicaram que existe uma variação consistente com um período de 1018 minutos, ou 16 horas e 58 minutos. A Figura 3.12 mostra esses resultados.

#### 3.2.1.2 Polarimetria

A Figura 3.13 compara a fotometria diferencial com a polarização circular de J0838 em função da fase de 94,91 minutos, para cada dia em que esse objeto foi observado no filtro V, e segue o mesmo padrão de cores da Figura 3.11, ou seja, os dados em vermelho representam a noite de 17/03, os verdes a noite de 19/03, os azuis a noite de 25/04 e os amarelos a noite de 26/04. O mais importante de se perceber é que a polarização circular é modulada em função da fotometria. Em algumas noites é possível observar picos de polarização circular simultaneamente com o mínimo fotométrico, ao mesmo tempo em que os máximos fotométricos são acompanhados de uma polarização circular mais próxima de zero. Na noite de 26/04 (em amarelo) foi obtida uma quantidade menor de dados, o que dificulta esse tipo de observação.

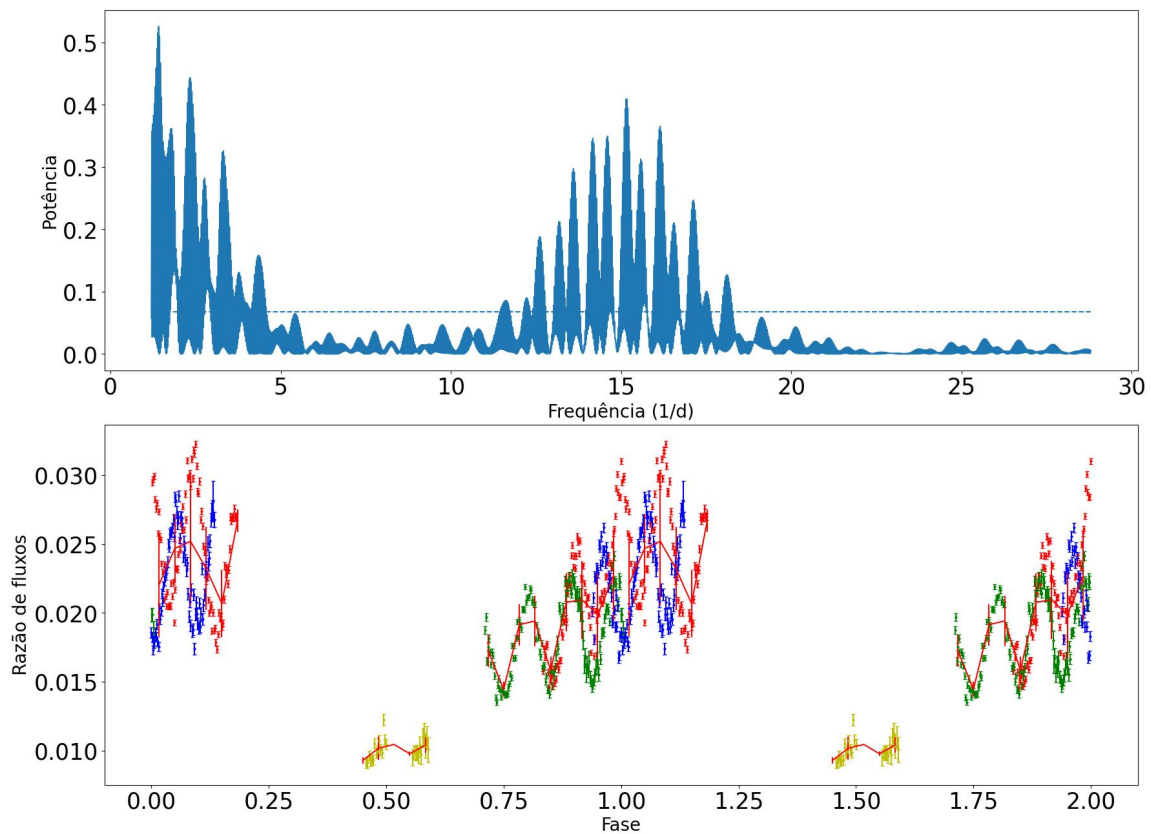
Figura 3.11 - Resultados da análise de Lomb-Scargle dos dados fotométricos de J0838.



A figura mostra dois gráficos que são resultados da aplicação do método de Lomb-Scargle nos dados de fotometria diferencial de J0838. O gráfico superior mostra a potência em função da frequência (em ciclos por dia), sendo a frequência com maior potência a de 15,17/d, o que é equivalente a um período de 94,91 minutos. A linha azul representa a probabilidade de falso alarme de 0,1%. O gráfico inferior mostra os dados de fotometria diferencial de J0838 em função do período de 94,91 minutos. Nele, cada cor representa uma noite de observação, sendo os vermelhos os dados da noite de 17/03, os verdes da noite de 19/03, os azuis da noite de 25/04 e os amarelos da noite de 26/04. Os dados da noite de 18/03 foram omitidos pois foram obtidos com filtros diferentes dos demais. A curva vermelha mostra a média com barras de um desvio-padrão desses dados.

Fonte: Autor.

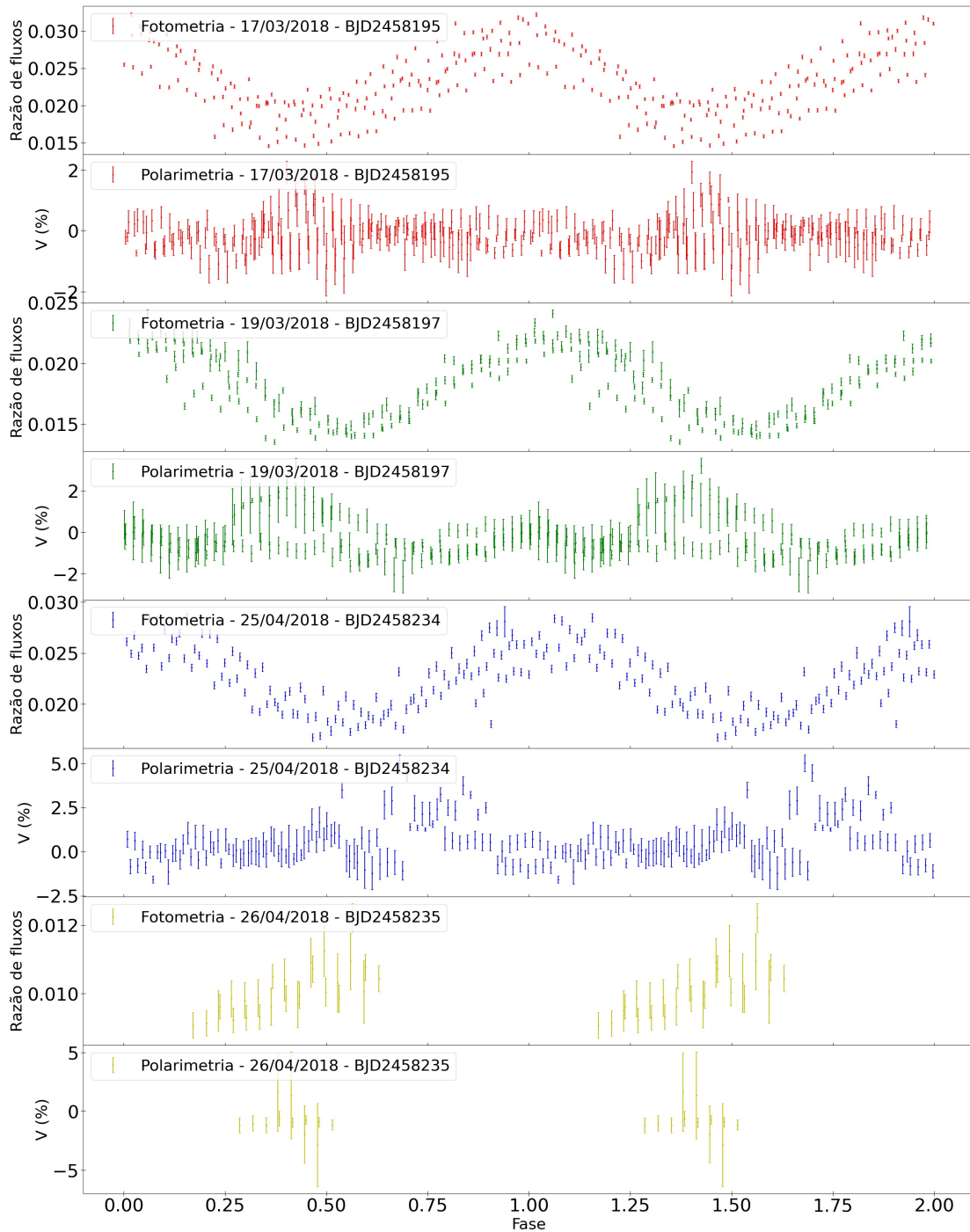
Figura 3.12 - Resultados da análise de Lomb-Scargle dos dados fotométricos de J0838 considerando períodos longos (até 1200 minutos).



A figura mostra dois gráficos que são resultados da aplicação do método de Lomb-Scargle nos dados de fotometria diferencial de J0838. O gráfico superior mostra a potência em função da frequência (em ciclos por dia), sendo a frequência com maior potência a de 1,41/d, o que é equivalente a um período de 1018 minutos. A linha azul representa a probabilidade de falso alarme de 0,1%. O gráfico inferior mostra os dados de fotometria diferencial de J0838 em função do período de 1018 minutos, que é o mais relevante encontrado pelo método. Nele, cada cor representa uma noite de observação, sendo os vermelhos os dados da noite de 17/03, os verdes da noite de 19/03, os azuis da noite de 25/04 e os amarelos da noite de 26/04. Os dados da noite de 18/03 foram omitidos pois foram obtidos com filtros diferentes dos demais. A curva vermelha no mostra a média com barras de um desvio-padrão desses dados.

Fonte: Autor.

Figura 3.13 - Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período de rotação da AB de J0838.



A figura mostra quatro conjuntos de dois gráficos, cada um dos quatro para uma noite em que J0838 foi observada. Os gráficos em vermelho mostram os dados da noite de 17/03, em verde de 19/03, em azul de 25/04 e em amarelo de 26/04. Para cada conjunto de dois gráficos, o gráfico superior mostra a curva de luz do objeto e o inferior a curva de polarização circular, ambos em função do período de 94,91 minutos, encontrado como o melhor período para a modulação dos dados de fotometria diferencial e possível período de rotação da AB do sistema.



Também obtivemos a comparação da fotometria diferencial com a polarização circular de J0838 para um período de 1018 minutos, mostrado na Figura 3.14.

### 3.2.2 J1955

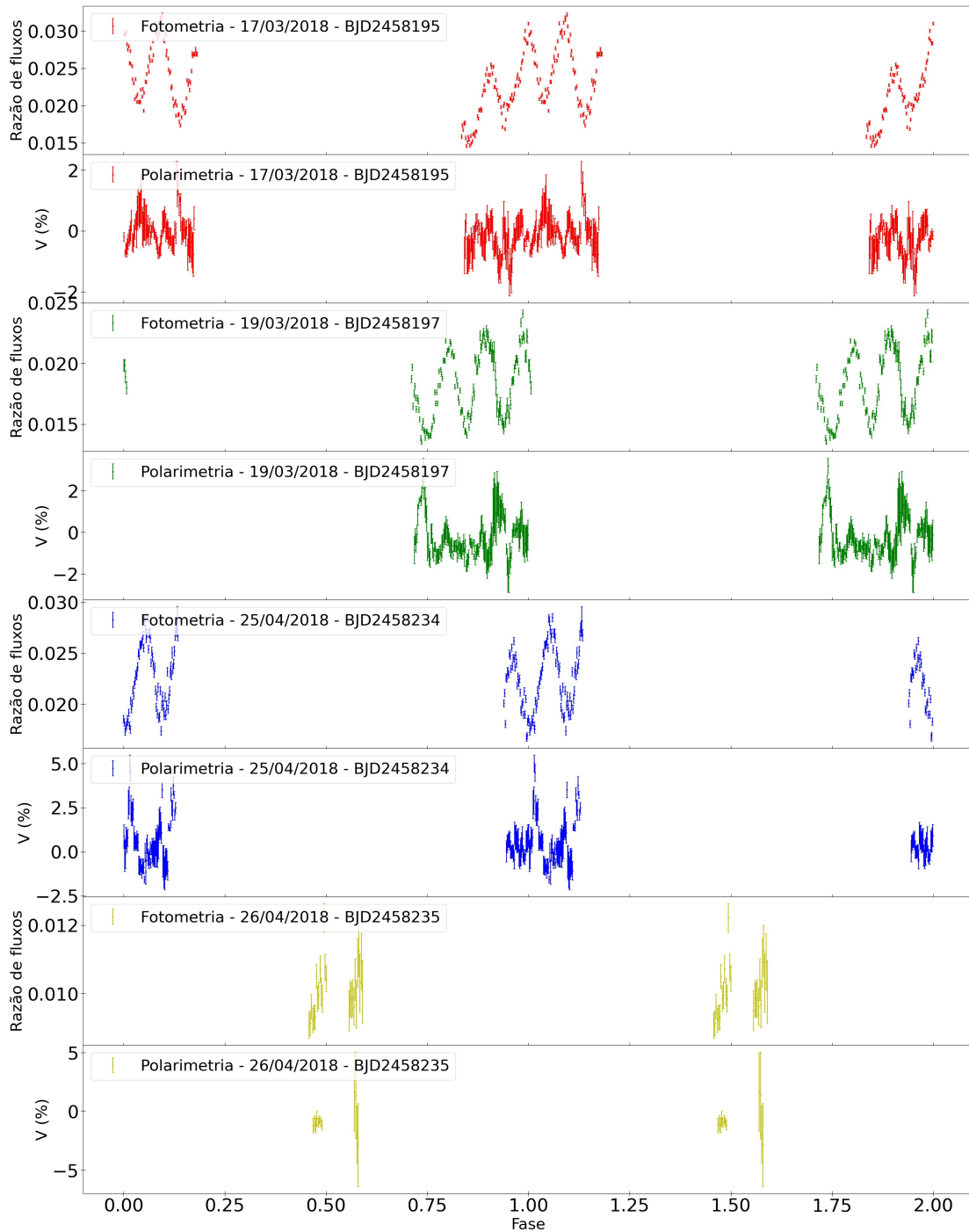
#### 3.2.2.1 Fotometria

A Figura 3.15 mostra o resultado da aplicação do método de Lomb-Scargle nas curvas fotométricas de J1955. O primeiro gráfico mostra a distribuição espectral dos períodos fotométricos de J1955. O pico mais significativo se dá em 81,27 minutos (pico em 17,72/d), aqui proposto como o período de rotação da AB. A linha tracejada indica novamente uma probabilidade de falso alarme de 0,1%. O segundo gráfico mostra os dados fotométricos de todas as noites em que J1955 foi observada em função do período de 81,27 minutos. Na cor vermelha estão representados os dados da noite de 09/07/2018, em verde os dados da noite de 10/07/2018, em azul os dados da noite de 11/07/2018 e em amarelo os dados da noite de 12/07/2018. Diferentemente do que ocorre em J0838, em que a curva de fotometria apresenta formato senoidal, em J1955 temos períodos de alto fluxo e alta variabilidade fotométrica, interrompidos por períodos de baixo fluxo e baixa variabilidade fotométrica. Isso pode ser um indício de que a acreção esteja sendo ocultada de acordo com a rotação da AB. Outro indício que corrobora com essa afirmação é a observação de que em todas as noites o mínimo fotométrico é o mesmo, o que nos mostra que não vemos a região de acreção nesses momentos. Já nos momentos em que vemos a acreção, em algumas noites é possível ver um pico duplo de fluxo, o que pode significar que estamos vendo a acreção em mais de um polo magnético.

#### 3.2.2.2 Polarimetria

A Figura 3.16 compara a fotometria diferencial com a polarização circular de J1955 em função da fase de 81,27 minutos, para cada dia em que esse objeto foi observado, e segue o mesmo padrão de cores da Figura 3.15, ou seja, os dados em vermelho representam a noite de 09/07, os verdes a noite de 10/07, os azuis a noite de 11/07 e os amarelos a noite de 12/07. Esse resultado é compatível com o período fotométrico de 81,29 minutos encontrado por [Tovmassian et al. \(2017\)](#). O mais importante de se perceber é que a polarização circular é modulada em função da fotometria. Além disso, os períodos de mínimo fotométrico são simultâneos aos períodos em que a polarização circular é zero. Em todas as noites observamos picos de polarização circular simultaneamente com picos fotométricos.

Figura 3.14 - Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período de batimento de J0838.

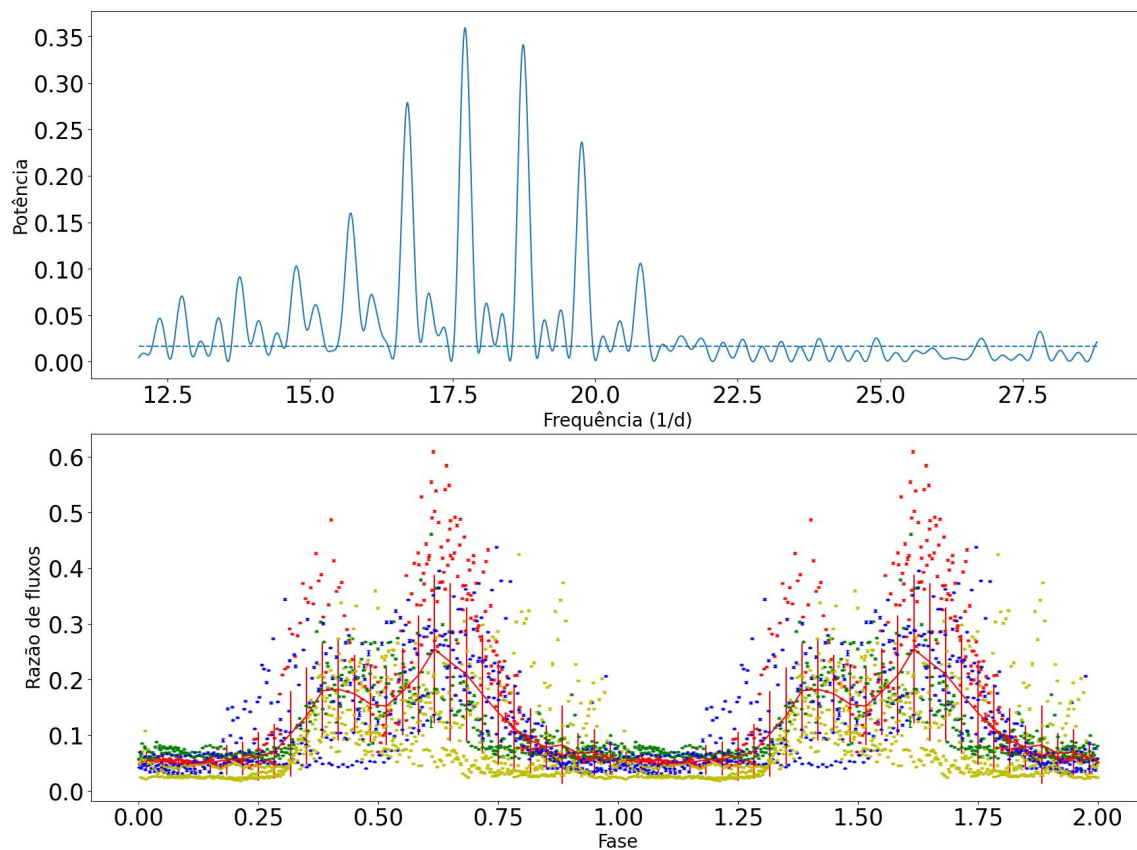


A figura mostra quatro conjuntos de dois gráficos, cada um dos quatro para uma noite em que J0838 foi observada. Os gráficos em vermelho mostram os dados da noite de 17/03, em verde de 19/03, em azul de 25/04 e em amarelo de 26/04. Para cada conjunto de dois gráficos, o gráfico superior mostra a curva de luz do objeto e o inferior a curva de polarização circular, ambos em função do período de 1018 minutos, encontrado como o possível período de batimento dos dados de fotometria diferencial do sistema.

Fonte: Autor.



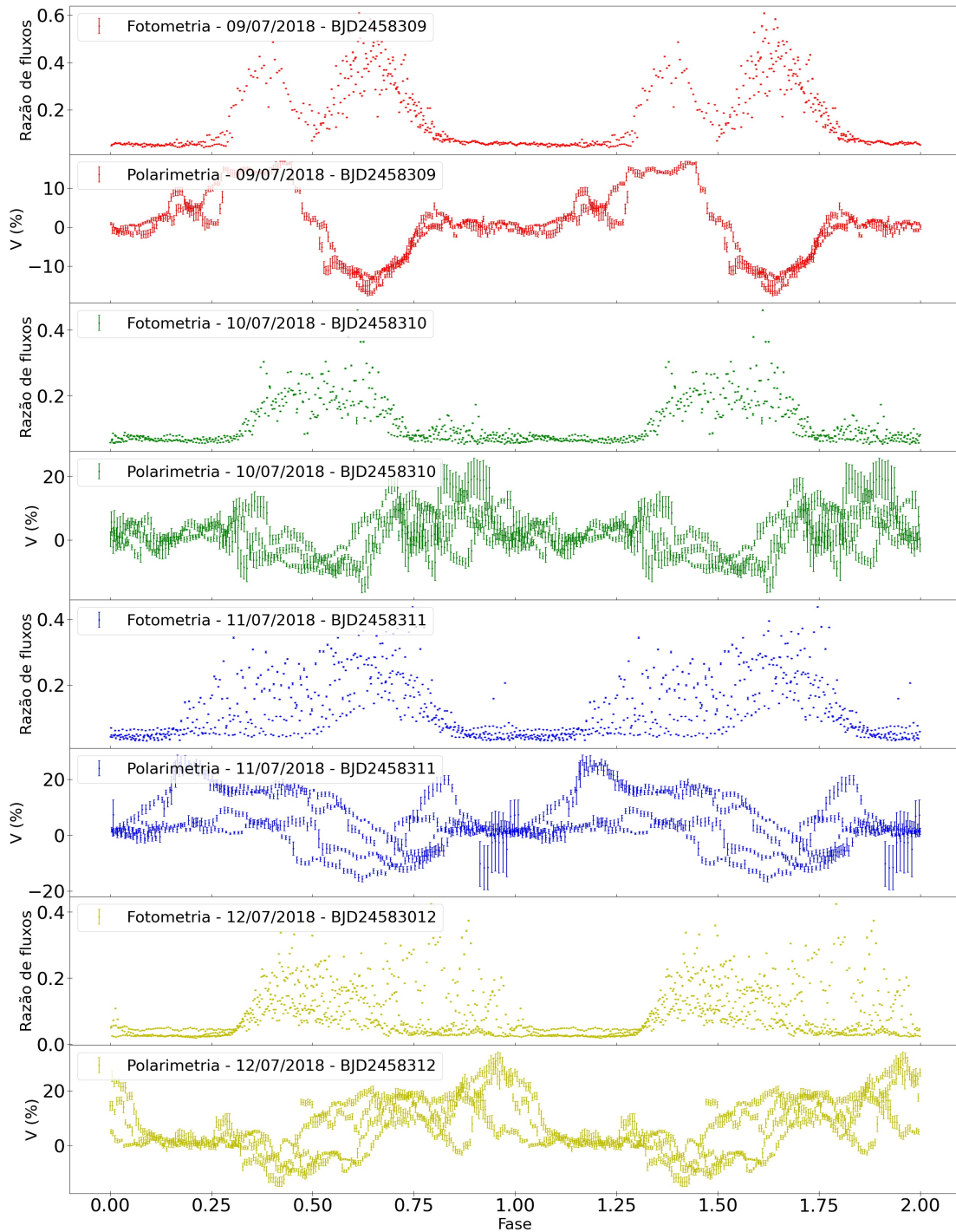
Figura 3.15 - Resultados da análise de Lomb-Scargle dos dados fotométricos de J1955.



A figura mostra dois gráficos que são resultados da aplicação do método de Lomb-Scargle nos dados de fotometria diferencial de J1955. O gráfico superior mostra a potência em função da frequência (em ciclos por dia), sendo a frequência com maior relevância a de 17,72/d, o que equivale a um período de 81,27 minutos. O segundo gráfico mostra os dados de fotometria diferencial de J0838 em função do período de 81,27 minutos. Nele, cada cor representa uma noite de observação, sendo os vermelhos os dados da noite de 09/07, os verdes da noite de 10/07, os azuis da noite de 11/07 e os amarelos da noite de 12/07. A curva vermelha no mostra a média com barras de um desvio-padrão desses dados.

Fonte: Autor.

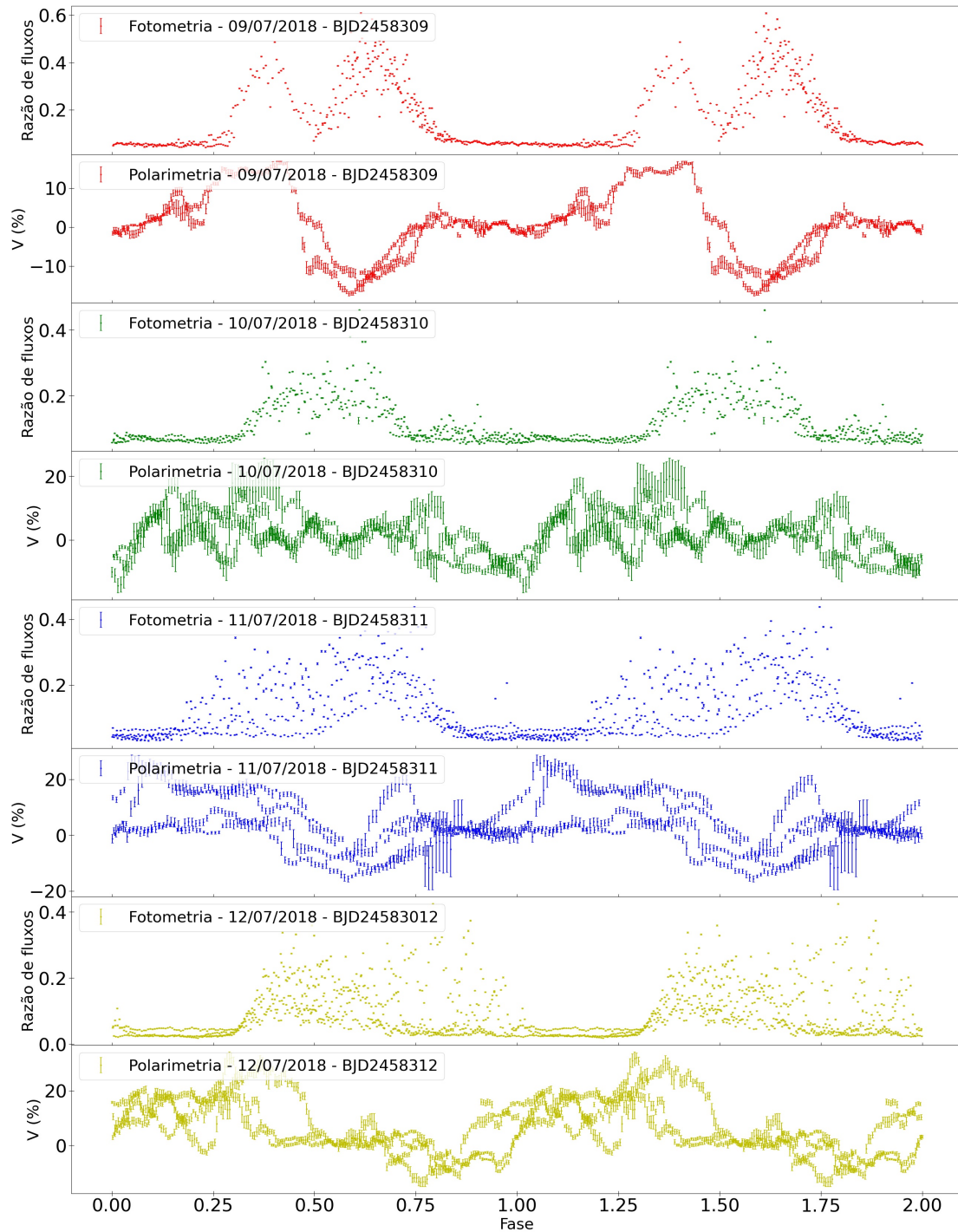
Figura 3.16 - Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período de rotação da AB de J1955.



A figura mostra quatro conjuntos de dois gráficos, cada um dos quatro para uma noite em que J1955 foi observada. Os gráficos em vermelho mostram os dados da noite de 09/07, em verde de 10/07, em azul de 11/07 e em amarelo de 12/07. Para cada conjunto de dois gráficos, o gráfico superior mostra a curva de luz do objeto e o inferior a curva de polarização circular, ambos em função do período de 81,27 minutos, encontrado como o melhor período para a modulação dos dados de fotometria diferencial e possível período de rotação da AB do sistema.

Também realizamos uma análise Lomb-Scargle para os dados de polarimetria circular de J1955 e o período mais significativo encontrado foi de 83,6 minutos. Apesar desse ser o resultado numérico, visualmente se torna claro que ele não é um bom resultado quando representamos os dados de polarização circular em função desse período. Podemos verificar isso comparando a noite de 09/07/2018 da Figura 3.16 com a mesma noite da Figura 3.17. Na primeira percebemos que os picos estão mais alinhados, o que indica uma melhor adequação dos dados ao período fotométrico.

Figura 3.17 - Dados de fotometria diferencial e polarização circular em função do período encontrado para os dados de polarização circular de J1955.



A figura mostra quatro conjuntos de dois gráficos, cada um dos quatro para uma noite em que J1955 foi observada. Os gráficos em vermelho mostram os dados da noite de 09/07, em verde de 10/07, em azul de 11/07 e em amarelo de 12/07. Para cada conjunto de dois gráficos, o gráfico superior mostra a curva de luz do objeto e o inferior a curva de polarização circular, ambos em função do período de 83,6 minutos, encontrado como o melhor período para a modulação dos dados de polarização circular do sistema.

## 4 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesse trabalho apresentamos uma introdução sobre as variáveis cataclísmicas magnéticas. Mostramos que existem 10 objetos conhecidos que apresentam uma relação entre período de rotação e período orbital diferentes do esperado para esse tipo de objeto. Chamamos esses 10 objetos de VCMs quase síncronas. Quatro deles são classificados como polares assíncronas e possuem assincronia da ordem de 1%. Os outros 6 objetos não possuem classificação clara e foram identificados na seguinte ordem: 1 deles em 2007 (Paloma); 2 deles depois de 2010 (J0838 e J1955); e 3 deles depois de 2022 (Swift J0503.7-2819, SDSS J134441.83+204408.3 e SDSS J084617.11+245344.1). Esses objetos possuem assincronia entre 3% e 17%. O estudo desses objetos pode nos fornecer importantes informações sobre a natureza e evolução das VCMs. Neste trabalho nos dedicamos a estudar J0838 e J1955.

Em 2018 foram realizadas 3 missões no observatório Pico dos Dias com o objetivo de obter séries temporais fotométricas e polarimétricas de J0838 e J1955. Foram obtidos aproximadamente 25 h de dados de J0838 nos filtros B, V e  $R_C$ , e 20h de dados de J1955 no filtro  $I_C$ .

Para a redução dos dados utilizamos o software em linguagem Python de nome ASTROPOP (CAMPAGNOLO, 2019). Parte desse trabalho foi no sentido de colaborar com o grupo responsável pelo aprimoramento do ASTROPOP e pelo desenvolvimento dos procedimentos para redução automática dos dados a serem obtidos com o instrumento SPARC4 (RODRIGUES et al., 2012). Mostramos o método utilizado para a obtenção de todos os resultados aqui apresentados. Os resultados obtidos com o ASTROPOP foram comparados com os obtidos pelo IRAF, o que nos garantiu a confiabilidade dos mesmos.

Obtivemos séries temporais de fotometria diferencial, polarimetria linear e polarimetria circular para ambos os objetos. A análise desses resultados mostrou concordância com os trabalhos anteriores.

Para J0838 obtivemos curvas de fotometria diferencial com variações suaves e sem a presença de platôs, o que confirma observações anteriores de que o sistema é não eclipsante. O sistema oscila entre estados de máximo e de mínimo fotométricos com um período de 94,91 minutos. Esse resultado é condizente com o período de 94,8 minutos, encontrado por Halpern et al. (2017), indicado como o período de rotação da AB. Também observamos um período longo de 17 h, de acordo com o período de cerca de 15 h encontrado por Rea et al. (2017) e Halpern et al. (2017), e que

foi interpretado como um harmônico do período de batimento entre os períodos de rotação da AB e orbital. [Halpern et al. \(2017\)](#) defendem que essa variação decorre da modulação da acreção, que chega praticamente a cessar, momento no qual também ocorre uma mudança da geometria de acreção, que resulta em um deslocamento da fase da modulação devida à rotação da AB. Eles ainda argumentam que os períodos de 88,2 e 98,4 minutos encontrados por [Rea et al. \(2017\)](#) são *sidebands* da frequência de rotação real, causadas pelo deslocamento da fase que ocorre quando o polo de acreção muda.

Ainda para J0838, observamos uma polarização linear pequena, com valores próximos aos erros observacionais. Uma análise preliminar indica que a polarização circular desse objeto pode ser modulada com um período de 94,9 minutos com amplitude de poucos porcentos. Entretanto, uma análise mais aprofundada desses dados é necessária. Se confirmado, esse resultado corroborará com a proposta de que o período detectado está relacionado com a rotação da AB e mostra que a AB apresenta um campo magnético suficiente para gerar radiação cíclotron.

Para J1955 observamos curvas de fotometria diferencial com picos de intensidade espaçados de maneira não uniforme e de duração variável. Durante os estados de brilho máximo o sistema apresenta *flickering*, como observado por [Tovmassian et al. \(2017\)](#). Entre os estados de fluxo máximo existem períodos de fluxo baixo e constante com praticamente a mesma intensidade em todas as noites. Essa observação é condizente com o auto eclipse da região emissora, ou seja, nessas fases a região emissora se encontra ocultada pela AB. O período fotométrico de 81,3 minutos é o mesmo encontrado por [Tovmassian et al. \(2017\)](#), proposto como o período de rotação da AB.

O sistema apresenta pouca ou nenhuma polarização linear, com alguns picos. A realidade desses picos precisa ser analisada considerando o viés observacional intrínseco de medidas de polarização linear. Se real, as fases desses picos indicam o momento no qual a região é vista com o campo magnético perpendicular à linha de visada. A polarização circular de J1955 é altamente variável, com valores entre 30% e -20%. Essa polarização circular confirma a existência de radiação cíclotron proveniente de uma região de acreção imersa em um campo magnético. [Tovmassian et al. \(2017\)](#) sugerem um campo magnético de 16 MG para o sistema. Em algumas noites foi possível observar um pico positivo seguido de um pico negativo de polarização circular que ocorrem simultaneamente com picos de fluxo. Essa observação indica a existência de mais de uma região de acreção com polaridades opostas. Além disso,



os períodos de mínimo fotométrico ocorrem simultaneamente com os períodos de polarização circular nula, o que indica mais uma vez a existência de auto eclipse.

O período fotométrico de 81,3 minutos parece se encaixar bem com os dados de polarização circular da primeira noite da missão dedicada a observar J1955. O mesmo não pode ser afirmado para as outras noites da mesma missão. Ainda assim, o período de 83,6 minutos encontrado pela análise de Lomb-Scargle para os dados de polarização circular não se encaixa bem com a primeira noite e não melhoram muito o encaixe com os dados das outras noites. [Tovmassian et al. \(2017\)](#) também encontraram um período de 83,6 minutos em uma análise de dados espectroscópicos, o qual propuseram como sendo o período orbital do sistema. Uma análise futura mais detalhada desses dados é importante.

Passos para o futuro deste trabalho envolvem:

- Aprimorar a calibração fotométrica dos dados, usando rotinas já desenvolvidas e testadas no *Astropop* pelo nosso grupo para esse fim.
- Identificação das estrelas de comparação utilizadas para a fotometria diferencial, que, embora tenham sido verificadas como boas estrelas de comparação, não foram identificadas em nenhum catálogo. Ao mesmo tempo, a utilização de mais de uma estrela de comparação para a fotometria diferencial pode ser interessante no sentido de reduzir o erro da nossa análise.
- A análise dos resultados de Lomb-Scargle pode ser aprimorada. No presente trabalho apresentamos apenas os valores de período provenientes da fotometria diferencial. Nossos dados ainda podem fornecer informações importantes sobre os períodos de polarimetria linear e circular. Além disso, os dados precisam ser analisados no sentido de confirmar, para J0838, e verificar, para J1955, a existência de deslocamentos de fase.
- Também podemos analisar se existe uma componente de polarização linear do meio interestelar para os objetos desse estudo.
- Os dados de polarização linear precisam ser corrigidos do viés inerente a esse tipo de medida.
- A análise de Lomb-Scargle para J0838 será refeita removendo a componente de baixa frequência ou através de uma média por noite com o objetivo de remover a componente de 1000 minutos, o que deve melhorar nossos resultados.

- No ano de 2022 obtivemos novos dados de J1955. A redução desses dados pode contribuir ainda mais para o entendimento desse sistema.
- As análises aqui apresentadas não incluem o cálculo do erro dos períodos. Esse cálculo deve ser feito. Inclusive, fazer buscas de períodos nos dados de fluxo polarizado, e não na polarização, nos apresenta o potencial de melhorar nossos resultados.

No doutorado, pretendemos expandir o estudo de VCMs quase síncronas, incluindo observações de outros objetos e/ou utilizando diferentes técnicas observacionais.

Em 2023 obtivemos séries fotométricas, polarimétricas e espectroscópicas de EX Hya, uma PI com razão  $P_{rot}/P_{orb} = 0,68$ . A análise desses dados pode nos ajudar a compreender melhor o comportamento das VCMs com períodos não usuais.

No período de pouco mais de um ano, diversos trabalhos envolvendo três novas VCMs quase síncronas foram publicados. Poucos envolvem dados de polarimetria. A observação desses objetos com dados de polarimetria é importante para a compreensão dos mesmos.

[Littlefield et al. \(2023a\)](#) cita que existem poucas publicações com curvas de luz ininterruptas e de longa duração de VCMs quase síncronas. Para se obter períodos com maior precisão se faz necessária a obtenção de curvas de luz sem interrupção por períodos longos. Se incluirmos os períodos de batimento nas nossas buscas, esses períodos podem ser de dias, semanas ou até meses. Assim a obtenção dessas curvas a partir de observatórios terrestres pode se tornar um desafio. Nesse aspecto o *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (TESS) tem se mostrado uma excelente ferramenta para a obtenção da curva de luz de VCMs. A busca em catálogos como o TESS apresenta o potencial de fornecer períodos fotométricos precisos, dadas as séries temporais de longa duração que o mesmo fornece.

O novo instrumento SPARC4, recém instalado no telescópio de 1,6 m do Observatório Pico dos Dias, é ideal para a aquisição de dados fotométricos e polarimétricos em múltiplas bandas de forma simultânea e com rápida cadência. A aquisição de dados de VCMs quase síncronas com esse instrumento tem o potencial de nos fornecer importantes avanços na compreensão desses sistemas.

Em um contexto mais geral, pretendemos contribuir para uma melhor compreensão das condições que levam a diferentes tipos de acreção, em particular acreção alimentada por disco (*disk-fed*) ou por feixe (*stream-fed*). Os sistemas quase síncronos são



também relevantes para um melhor entendimento da evolução das VCs e VCMs.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BERNARDINI, F.; MARTINO, D. D.; MUKAI, K.; FALANGA, M.; ANDRUCHOW, I.; BONNET-BIDAUD, J.-M.; MASETTI, N.; BUITRAGO, D. G.; MOUCHET, M.; TOVMASSIAN, G. On the nature of the hard x-ray sources swift j1907. 3- 2050, igr j12123- 5802 and igr j19552+ 0044. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 435, n. 4, p. 2822–2834, 2013.

23

BUTTERS, O. W.; KATAJAINEN, S.; NORTON, A. J.; LEHTO, H. J.; PIIROLA, V. Circular polarization survey of intermediate polars i. northern targets in the range  $17\text{ h} < \text{ra} < 23\text{ h}^*$ . **Astronomy and Astrophysics**, v. 496, n. 3, p. 891–902, 2009. Disponível em:

<<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811058>>. 12

CAMPAGNOLO, J. C. N. ASTROPOP: the ASTROnomical POLarimetry and photometry pipeline. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 131, n. 996, p. 024501, feb 2019. Disponível em:

<<https://doi.org/10.1088%2F1538-3873%2Faaecc2>>. 32, 37, 54, 83

COLLABORATION, T. A.; PRICE-WHELAN, A. M.; SIPÓ CZ, B. M.; GÜNTHER, H. M.; LIM, P. L.; CRAWFORD, S. M.; CONSEIL, S.; SHUPE, D. L.; CRAIG, M. W.; DENCHEVA, N.; GINSBURG, A.; VANDERPLAS, J. T.; BRADLEY, L. D.; PÉREZ-SUÁREZ, D.; VAL-BORRO, M. de; ALDCROFT, T. L.; CRUZ, K. L.; ROBITAILLE, T. P.; TOLLERUD, E. J.; ARDELEAN, C.; BABEJ, T.; BACH, Y. P.; BACHETTI, M.; BAKANOV, A. V.; BAMFORD, S. P.; BARENTSEN, G.; BARMBY, P.; BAUMBACH, A.; BERRY, K. L.; BISCANI, F.; BOQUIEN, M.; BOSTROEM, K. A.; BOUMA, L. G.; BRAMMER, G. B.; BRAY, E. M.; BREYTENBACH, H.; BUDELMEIJER, H.; BURKE, D. J.; CALDERONE, G.; RODRÍGUEZ, J. L. C.; CARA, M.; CARDOSO, J. V. M.; CHEEDELLE, S.; COPIN, Y.; CORRALES, L.; CRICHTON, D.; D'AVELLA, D.; DEIL, C.; DEPAGNE, É.; DIETRICH, J. P.; DONATH, A.; DROETTBOOM, M.; EARL, N.; ERBEN, T.; FABBRO, S.; FERREIRA, L. A.; FINETHY, T.; FOX, R. T.; GARRISON, L. H.; GIBBONS, S. L. J.; GOLDSTEIN, D. A.; GOMMERS, R.; GRECO, J. P.; GREENFIELD, P.; GROENER, A. M.; GROLIER, F.; HAGEN, A.; HIRST, P.; HOMEIER, D.; HORTON, A. J.; HOSSEINZADEH, G.; HU, L.; HUNKELER, J. S.; IVEZIĆ, Ž.; JAIN, A.; JENNESS, T.; KANAREK, G.; KENDREW, S.; KERN, N. S.; KERZENDORF, W. E.; KHVALKO, A.; KING, J.; KIRKBY, D.; KULKARNI, A. M.; KUMAR, A.; LEE, A.; LENZ, D.;

LITTLEFAIR, S. P.; MA, Z.; MACLEOD, D. M.; MASTROPIETRO, M.; MCCULLY, C.; MONTAGNAC, S.; MORRIS, B. M.; MUELLER, M.; MUMFORD, S. J.; MUNA, D.; MURPHY, N. A.; NELSON, S.; NGUYEN, G. H.; NINAN, J. P.; NÖTHE, M.; OGAZ, S.; OH, S.; PAREJKO, J. K.; PARLEY, N.; PASCUAL, S.; PATIL, R.; PATIL, A. A.; PLUNKETT, A. L.; PROCHASKA, J. X.; RASTOGI, T.; JANGA, V. R.; SABATER, J.; SAKURIKAR, P.; SEIFERT, M.; SHERBERT, L. E.; SHERWOOD-TAYLOR, H.; SHIH, A. Y.; SICK, J.; SILBIGER, M. T.; SINGANAMALLA, S.; SINGER, L. P.; SLADEN, P. H.; SOOLEY, K. A.; SORNARAJAH, S.; STREICHER, O.; TEUBEN, P.; THOMAS, S. W.; TREMBLAY, G. R.; TURNER, J. E. H.; TERRÓN, V.; KERKWIJK, M. H. van; VEGA, A. de la; WATKINS, L. L.; WEAVER, B. A.; WHITMORE, J. B.; WOILLEZ, J.; ZABALZA, V. The astropy project: building an open-science project and status of the v2.0 core package. **The Astronomical Journal**, v. 156, n. 3, p. 123, aug 2018. Disponível em:

<<https://doi.org/10.3847/2F1538-3881/2Faabc4f>>. 37, 68

FOSSATI, L.; BAGNULO, S.; MASON, E.; DEGL'INNOCENTI, E. L. Standard stars for linear polarization observed with FORS1. In: STERKEN, C. (Ed.). **The future of photometric, spectrophotometric and polarimetric standardization**. [S.l.: s.n.], 2007. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 364), p. 503. 34

HALPERN, J. P. Swift j0503.7-2819: a short-period asynchronous polar or stream-fed intermediate polar. **The Astrophysical Journal**, v. 934, n. 2, p. 123, aug 2022. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac7d50>>. 15

HALPERN, J. P.; BOGDANOV, S.; THORSTENSEN, J. R. X-ray and optical study of the gamma-ray source 3fgl j0838.8-2829: identification of a candidate millisecond pulsar binary and an asynchronous polar. **The Astrophysical Journal**, v. 838, n. 2, p. 124, mar 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-4357/838/2/124>>. 15, 16, 17, 19, 20, 21, 22, 59, 73, 83, 84

HARRIS, C. R.; MILLMAN, K. J.; WALT, S. J. van der; GOMMERS, R.; VIRTANEN, P.; COURNAPEAU, D.; WIESER, E.; TAYLOR, J.; BERG, S.; SMITH, N. J.; KERN, R.; PICUS, M.; HOYER, S.; KERKWIJK, M. H. van; BRETT, M.; HALDANE, A.; RÍO, J. F. del; WIEBE, M.; PETERSON, P.; GÉRARD-MARCHANT, P.; SHEPPARD, K.; REDDY, T.; WECKESSER, W.;

ABBASI, H.; GOHLKE, C.; OLIPHANT, T. E. Array programming with NumPy. **Nature**, v. 585, n. 7825, p. 357–362, set. 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2649-2>>. 37

HARRISON, T. E.; CAMPBELL, R. K. The apparent synchronization of V1500 Cygni. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 459, n. 4, p. 4161–4173, jul. 2016. 14

HELLIER, C. **Cataclysmic variable stars**. [S.l.: s.n.], 2001. 1, 4, 8, 9, 12, 13

HUNTER, J. D. Matplotlib: A 2d graphics environment. **Computing in Science & Engineering**, v. 9, n. 3, p. 90–95, 2007. 37

INIGHT, K.; GÄNSICKE, B. T.; BREEDT, E.; ISRAEL, H. T.; LITTLEFAIR, S. P.; MANSER, C. J.; MARSH, T. R.; MULVANY, T.; PALA, A. F.; THORSTENSEN, J. R. A catalogue of cataclysmic variables from 20 years of the sloan digital sky survey with new classifications, periods, trends and oddities. **arXiv:2304.06749**, 2023. 9

LITTLEFIELD, C.; GARNAVICH, P.; MUKAI, K.; MASON, P. A.; SZKODY, P.; KENNEDY, M.; MYERS, G.; SCHWARZ, R. Fast-cadence tess photometry and doppler tomography of the asynchronous polar cd ind: a revised accretion geometry from newly proposed spin and orbital periods. **The Astrophysical Journal**, v. 881, n. 2, p. 141, aug 2019. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab2a17>>. 15

LITTLEFIELD, C.; HOARD, D. W.; GARNAVICH, P.; SZKODY, P.; MASON, P. A.; SCARINGI, S.; ILKIEWICZ, K.; KENNEDY, M. R.; RAPPAPORT, S. A.; JAYARAMAN, R. Kepler k2 and TESS observations of two magnetic cataclysmic variables: the new asynchronous polar SDSS j084617.11+245344.1 and paloma. **The Astronomical Journal**, v. 165, n. 2, p. 43, jan 2023. Disponível em: <<https://doi.org/10.3847/1538-3881/2faca1a5>>. 15, 86

LITTLEFIELD, C.; MASON, P. A.; GARNAVICH, P.; SZKODY, P.; THORSTENSEN, J.; SCARINGI, S.; ILKIEWICZ, K.; KENNEDY, M. R.; WELLS, N. Sdss j134441.83+204408.3: a highly asynchronous short-period magnetic cataclysmic variable with a 56 mg field strength. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 943, n. 2, p. L24, feb 2023. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/acaf04>>. 15

LITTLEFIELD, C.; MUKAI, K.; MUMME, R.; CAIN, R.; MAGNO, K. C.; CORPUZ, T.; SANDEFUR, D.; BOYD, D.; COOK, M.; ULOWETZ, J.;

- MARTINEZ, L. Periodic eclipse variations in asynchronous polar V1432 Aql: evidence of a shifting threading region. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 449, n. 3, p. 3107–3120, 04 2015. ISSN 0035-8711. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stv462>>. 15
- MACIEL, W. J. **Introduction to stellar structure**. [s.n.], 2016. Disponível em: <<https://app.dimensions.ai/details/publication/pub.1036692828>>. 3
- MAGALHAES, A. M.; BENEDETTI, E.; ROLAND, E. H. A photoelectric polarimeter with tilt-scanning capability. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 96, p. 383–390, maio 1984. 54
- MAGALHAES, A. M.; RODRIGUES, C. V.; MARGONINER, V. E.; PEREYRA, A.; HEATHCOTE, S. High precision CCD imaging polarimetry. In: ROBERGE, W. G.; WHITTET, D. C. B. (Ed.). **Polarimetry of the interstellar medium**. [S.l.: s.n.], 1996. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 97), p. 118. 33
- MASETTI, N. et al. Unveiling the nature of integral objects through optical spectroscopy-viii. identification of 44 newly detected hard x-ray sources. **Astronomy and Astrophysics**, v. 519, p. A96, 2010. 23
- MASETTI, N.; SBARUFATTI, B.; PARISI, P.; JIMÉNEZ-BAILÓN, E.; CHAVUSHYAN, V.; VOGT, F. P. A.; SGUERA, V.; STEPHEN, J. B.; PALAZZI, E.; BASSANI, L.; BAZZANO, A.; FIOCCHI, M.; GALAZ, G.; LANDI, R.; MALIZIA, A.; MINNITI, D.; MORELLI, L.; UBERTINI, P. Bl lacertae identifications in a rosat-selected sample of fermi unidentified objects. **Astronomy and Astrophysics**, v. 559, p. A58, 2013. 16
- MUKAI, K. X-ray emissions from accreting white dwarfs: a review. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, v. 129, n. 976, p. 062001, apr 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1538-3873/aa6736>>. 1
- NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION (NASA). **The Intermediate Polars**. 2021. Disponível em: <<https://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphone/iphone.html>>. Acesso em: 27 abr. 2022. 16
- PAGNOTTA, A.; ZUREK, D. Non-detection of nova shells around asynchronous polars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 458, n. 2, p. 1833–1838, mar 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/mnras/stw424>>. 14

PALA, A. F.; GÄNSICKE, B. T.; BREEDT, E.; KNIGGE, C.; HERMES, J. J.; FUSILLO, N. P. G.; HOLLANDS, M. A.; NAYLOR, T.; PELISOLI, I.; SCHREIBER, M. R.; TOONEN, S.; AUNGWEROJWIT, A.; CUKANOVAITE, E.; DENNIHY, E.; MANSER, C. J.; PRETORIUS, M. L.; SCARINGI, S.; TOLOZA, O. A volume-limited sample of cataclysmic variables from Gaia DR2: space density and population properties. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 494, n. 3, p. 3799–3827, maio 2020. 8

PAVLENKO, E. P.; MASON, P. A.; SOSNOVSKIJ, A. A.; SHUGAROV, S. Y.; BABINA, J. V.; ANTONYUK, K. A.; ANDREEV, M. V.; PIT, N. V.; ANTONYUK, O. I.; BAKLANOV, A. V. Asynchronous polar V1500 Cyg: orbital, spin, and beat periods. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 479, n. 1, p. 341–347, set. 2018. 15

PEREYRA, A. **Dust and magnetic field in dense regions of the interstellar medium**. Tese (Doutorado) — University of Sao Paulo, Institute for Astronomy, Geophysics, and Atmospheric Sciences, São Paulo, jun. 2000. 97

PRETORIUS, M. L.; KNIGGE, C.; SCHWOPE, A. D. The space density of magnetic cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 432, n. 1, p. 570–583, jun. 2013. 11

RAWAT, N.; PANDEY, J. C.; JOSHI, A.; SCARINGI, S.; YADAVA, U. SWIFT j0503.7-2819: a nearly synchronous intermediate polar below the period gap? **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 517, n. 2, p. 1667–1677, sep 2022. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093%2Fmnras%2Fstac2723>>. 15

REA, N.; ZELATI, F. C.; ESPOSITO, P.; D'AVANZO, P.; MARTINO, D. de; ISRAEL, G. L.; TORRES, D. F.; CAMPANA, S.; BELLONI, T. M.; PAPITTO, A.; MASETTI, N.; CARRASCO, L.; POSSENTI, A.; WIERINGA, M.; WILHELMI, E. D. O.; LI, J.; BOZZO, E.; FERRIGNO, C.; LINARES, M.; TAURIS, T. M.; HERNANZ, M.; RIBAS, I.; MONELLI, M.; BORGHESE, A.; BAGLIO, M. C.; CASARES, J. Multiband study of RX J0838-2827 and XMM J083850.4-282759: a new asynchronous magnetic cataclysmic variable and a candidate transitional millisecond pulsar. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 471, n. 3, p. 2902–2916, nov. 2017. 16, 17, 18, 19, 20, 59, 73, 83, 84

RODRIGUES, C. V.; CIESLINSKI, D.; STEINER, J. E. Polarimetry and spectroscopy of the polar RX J1141.3-6410. **Astronomy and Astrophysics**, v. 335, p. 979–984, jul. 1998. 54

RODRIGUES, C. V.; JABLONSKI, F. J.; TAYLOR, K.; DOMINICI, T.; LAPORTE, R.; PEREYRA, A.; STRAUSS, C.; MAGALHAES, A. M.; ASSAFIN, M.; CARCIOFI, A.; COSTA, J. E. R.; CIESLINSKI, D.; FRANCO, G.; KANAAN, A.; MILONE, A.; SILVA, K. M. G. SPARC4 A simultaneous polarimeter and rapid camera in 4 bands. In: HOFFMAN, J. L.; BJORKMAN, J.; WHITNEY, B. (Ed.). **Stellar polarimetry: from birth to death**. [S.l.: s.n.], 2012. (American Institute of Physics Conference Series, v. 1429), p. 252–255. 37, 83

RYBICKI, G. B.; LIGHTMAN, A. P. **Radiative processes in astrophysics**. New York, NY: Wiley, 1985. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/847173>>. 1, 27

SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. ii. statistical aspects of spectral analysis of unevenly data. **The Astrophysical Journal**, v. 263, n. 5, p. 835–853, 1982. 68

SCHREIBER, M. R.; BELLONI, D.; GANSICKE, B. T.; PARSONS, S. G.; ZOROTOVIC, M. The origin and evolution of magnetic white dwarfs in close binary stars. **Nature Astronomy**, v. 5, p. 648–654, jun. 2021. 9

SCHWARZ, R.; SCHWOPE, A. D.; STAUDE, A.; RAU, A.; HASINGER, G.; URRUTIA, T.; MOTCH, C. Paloma j0524+42): the missing link in magnetic cv evolution? \*. **Astronomy and Astrophysics**, v. 473, n. 2, p. 511–521, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077684>>. 15

SILVA, K. M. G. da. **Polarimetria óptica e modelagem da polar FL Ceti**. 88 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2009. 27, 54

STAUBERT, R.; FRIEDRICH, S.; POTTSCHMIDT, K.; BENLLOCH, S.; SCHUH, S. L.; KROLL, P.; SPLITTGERBER, E.; ROTHSCILD, R. The near-synchronous polar v1432 aql (rx j1940.1-1025): Accretion geometry and synchronization time scale. **Astronomy and Astrophysics**, v. 407, n. 3, p. 987–998, 2003. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030851>>. 14

TARGON, C. G. **A influência do campo magnético interestelar na formação estelar associada a jatos ópticos**. 163 p. Dissertação (Mestrado em



Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2008. [27](#), [54](#)

THORSTENSEN, J. R.; HALPERN, J. Optical and x-ray studies of 10 x-ray-selected cataclysmic binaries. **The Astronomical Journal**, v. 146, n. 5, p. 107, 2013. [23](#)

TODY, D. The IRAF data reduction and analysis system. In: CRAWFORD, D. L. (Ed.). **Instrumentation in astronomy VI**. [S.l.: s.n.], 1986. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, v. 627), p. 733. [97](#)

TOVMASSIAN, G. et al. Igr j19552+ 0044: a new asynchronous short period polar-filling the gap between intermediate and ordinary polars. **Astronomy and Astrophysics**, v. 608, p. A36, 2017. [15](#), [23](#), [24](#), [25](#), [26](#), [27](#), [61](#), [77](#), [84](#), [85](#)

URNSHEK, D. A.; BOHLIN, R. C.; WILLIAMSON R. L., I.; LUPIE, O. L.; KOORNNEEF, J.; MORGAN, D. H. An atlas of hubble space telescope photometric, spectrophotometric, and polarimetric calibration objects. **Astronomical Journal**, v. 99, p. 1243, abr. 1990. [34](#), [57](#)

WARNER, B. **Cataclysmic variable stars**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1995. (Cambridge Astrophysics). [1](#)



## APÊNDICE A - COMPARAÇÃO ENTRE IRAF E ASTROPOP

O IRAF, Image Reduction and Analysis Facility (TODY, 1986), é um pacote de softwares desenvolvidos pela *National Optical Astronomy Observatories* (NOAO) para a redução e análise de dados astronômicos amplamente utilizado e com resultados consistentes verificados em trabalhos anteriores do grupo da divisão de astrofísica do INPE. Diversos dos resultados do ASTROPOP foram comparados com os obtidos com o pacote de rotinas do IRAF PCCDPACK (PEREYRA, 2000), com o objetivo de verificar a confiabilidade do novo software.

As imagens de calibração obtidas através do ASTROPOP foram comparadas com as obtidas através do IRAF. Foram analisadas as médias, desvios-padrões, valores máximos e valores mínimos dos `master_bias` obtidos com cada um dos softwares. Além disso foi feita uma divisão dessas mesmas imagens obtidas em cada um dos softwares. Concluímos que ambos fornecem resultados idênticos e confiáveis. A figura A.1 mostra o resultado da divisão feita de um `master_bias` obtido após redução no ASTROPOP por um `master_bias` obtido após a redução dos mesmos dados no IRAF. Todos os pixels terem valor igual a 1 (com flutuações devido a erros computacionais) indica que as imagens obtidas em cada um dos softwares são idênticas.

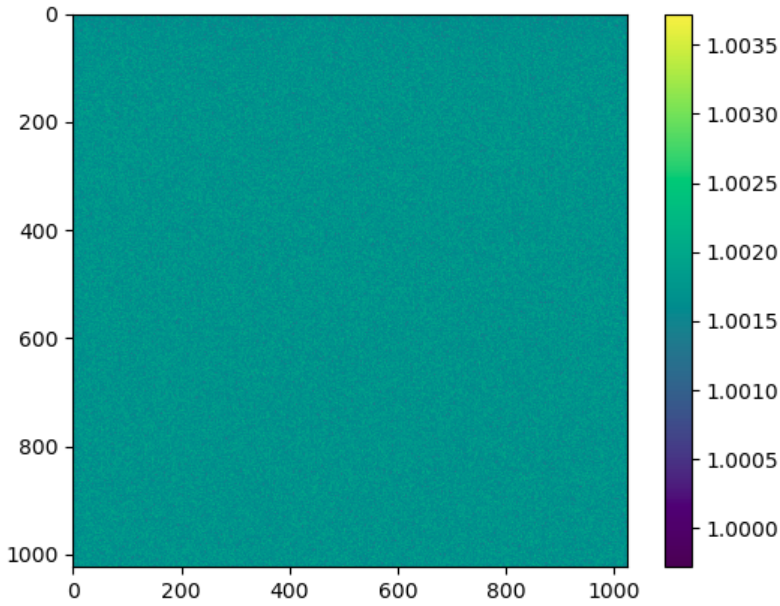
### A.1 Comparação dos deslocamentos

Para verificar a precisão do ASTROPOP na determinação dos deslocamentos da posição dos objetos em imagens sucessivas, foi escolhido um conjunto de dados para ser processado também pelo IRAF. Os resultados dos deslocamentos de cada um dos softwares foi então comparado. A diferença média entre os dois softwares foi de 0,29 pixels, com desvio-padrão de 0,1 pixel. Esses valores são pequenos e não devem causar diferenças nos resultados de fotometria e polarimetria dos dois softwares.

Para uma segunda conferência, dessa vez visual, foi gerado um círculo com as coordenadas do deslocamento calculado pelo ASTROPOP ao redor do objeto de ciência para todas as imagens de todas as noites. A Figura A.2 mostra um exemplo de uma dessas imagens. Cada imagem foi analisada com o objetivo de encontrar erros na determinação dos deslocamentos, ou seja, imagens em que o círculo gerado pelo ASTROPOP não estivesse alinhado com o objeto de ciência. Erros de um ou dois pixels na determinação dos deslocamentos já podem ser prejudiciais para os resultados da fotometria e polarimetria.

Essa conferência visual de todas as imagens identificou problemas na determinação

Figura A.1 - Comparação de imagens obtidas no ASTROPOP e no IRAF



A imagem apresenta a divisão feita de um master\_bias obtido após redução no ASTROPOP por um master\_bias obtido após a redução dos mesmos dados no IRAF

Fonte: Autor.

dos deslocamentos para algumas versões dos pacotes utilizados pelo ASTROPOP. Essas incompatibilidades foram prontamente solucionadas logo que descobertas. Assim, após a correção das incompatibilidades, nenhum erro foi encontrado, o que garante a consistência na determinação dos deslocamentos pelo ASTROPOP.

## A.2 Comparação dos resultados da polarimetria

Os dados da noite de 09/07/2018 foram processados utilizando tanto o ASTROPOP quanto o IRAF. Os resultados de ambos os softwares é mostrado a seguir.

A comparação dos resultados das curvas polarimétricas obtidas com cada software é mostrada nas Figuras A.3, A.4, A.5 e A.6. Elas mostram que os resultados são muito parecidos, apresentando variações com a mesma forma e barras de erro de tamanhos semelhantes. Essa comparação foi suficiente para mostrar que os resultados obtidos pelo ASTROPOP são confiáveis.

Figura A.2 - Imagem com o par ordinário do objeto de ciência J1955 indicado por um círculo semitransparente.

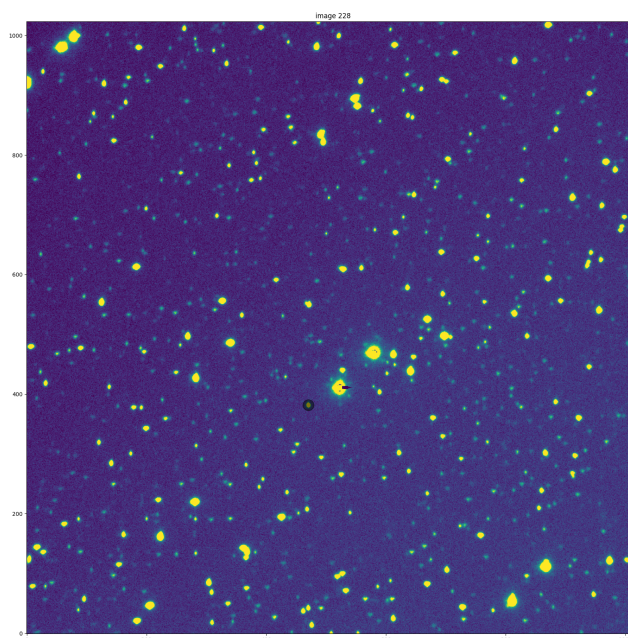
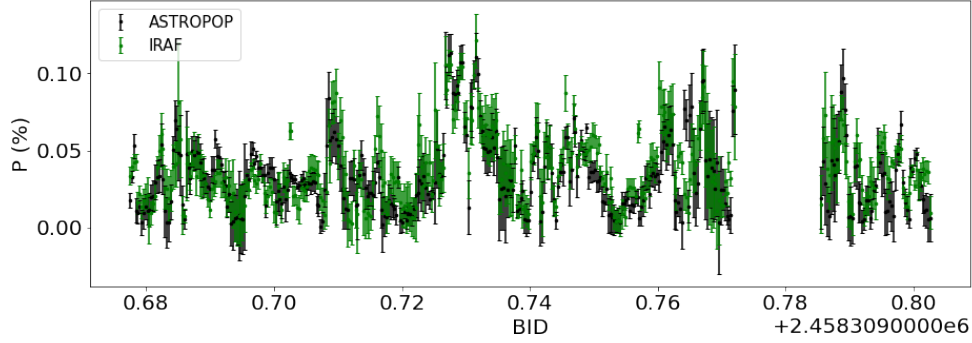


Imagem de J1955 capturada em 11/09/2018, com a componente ordinária do par polarimétrico sobreposta por um círculo semitransparente.

Fonte: Autor.

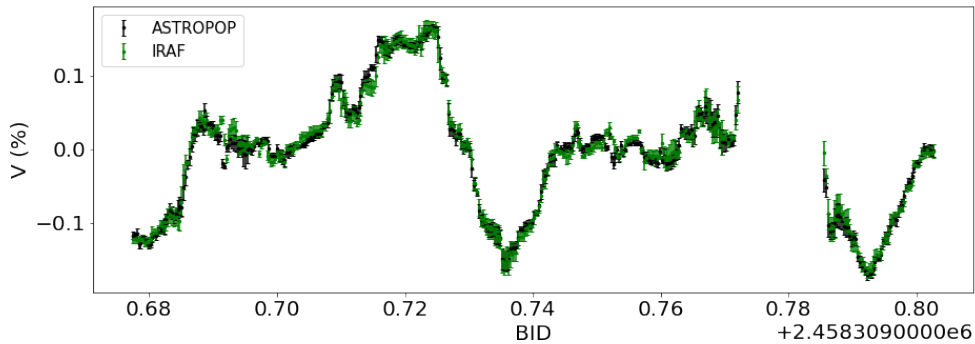
Figura A.3 - Comparação entre a polarização linear obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP.



A figura mostra a curva de polarização linear de J1955 obtida com o software IRAF, em verde, e com o software ASTROPOP, em preto, em função do tempo BJD para o dia 09/07/2018. Os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ .

Fonte: Autor.

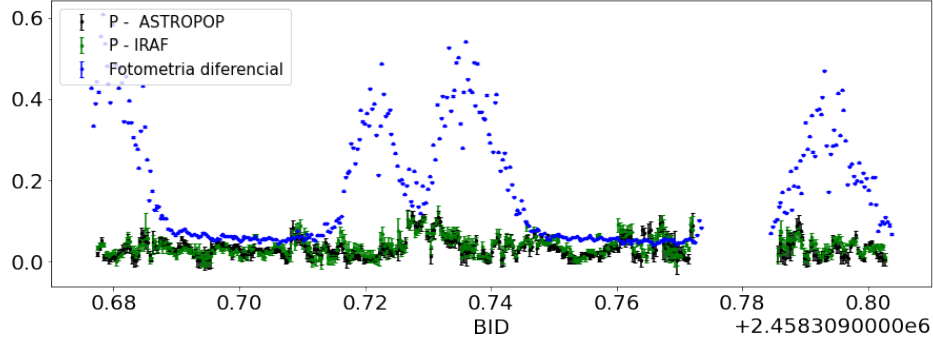
Figura A.4 - Comparação entre a polarização circular obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP.



A figura mostra a curva de polarização circular de J1955 obtida com o software IRAF, em verde, e com o software ASTROPOP, em preto, em função do tempo BJD para o dia 09/07/2018. Os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ .

Fonte: Autor.

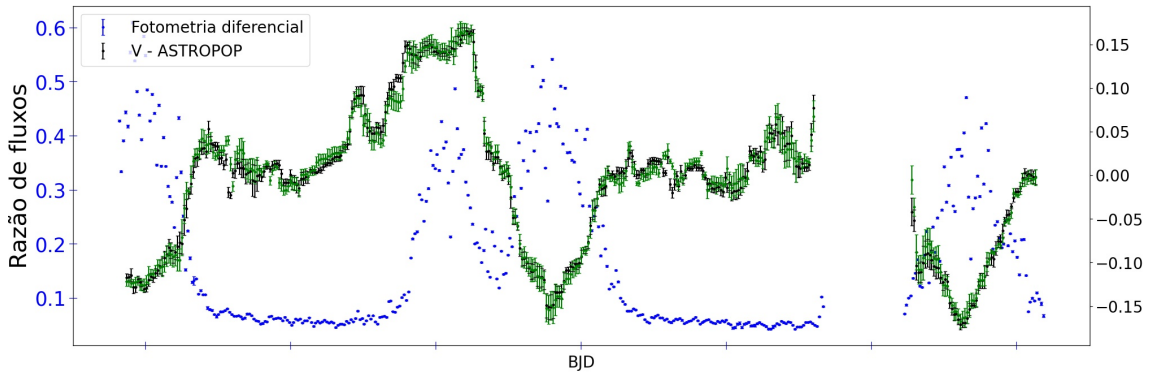
Figura A.5 - Comparação entre a polarização linear obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP, junto com a fotometria diferencial de J1955.



A figura mostra a curva de polarização linear de J1955 obtida com o software IRAF, em verde, e com o software ASTROPOP, em preto, simultaneamente com a curva de fotometria diferencial, em função do tempo BJD para o dia 09/07/2018. Os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ .

Fonte: Autor.

Figura A.6 - Comparação entre a polarização circular obtida com os softwares IRAF e ASTROPOP, junto com a fotometria diferencial de J1955.



A figura mostra a curva de polarização circular de J1955 obtida com o software IRAF, em verde, e com o software ASTROPOP, em preto, simultaneamente com a curva de fotometria diferencial, em função do tempo BJD para o dia 09/07/2018. Os dados foram obtidos no filtro  $I_C$ .

Fonte: Autor.