

Natália Palivanas

**Investigação observacional da candidata  
a variável cataclísmica polar  
CRTS J091936.6-055519**

Observational investigation of the polar cataclysmic variable  
candidate CRTS J091936.6-055519

São José dos Campos

2023



Natália Palivanas

**Investigação observacional da candidata a variável  
cataclísmica polar CRTS J091936.6-055519**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação da Universidade do Vale do Paraíba como parte do processo de avaliação para a obtenção do título de Mestre em Física e Astronomia.

Orientador: Alexandre Soares de Oliveira

São José dos Campos

2023

## TERMO DE AUTORIZAÇÃO DE DIVULGAÇÃO DA OBRA

### Ficha catalográfica

Palivanas, Natália  
Investigação observacional da candidata a variável cataclísmica polar CRTS J091936.6-055519 / Natália Palivanas; orientador, Prof. Dr. Alexandre Soares de Oliveira. - São José dos Campos, SP, 2023.  
1 CD-ROM, 87 p.

Dissertação (Mestrado Acadêmico) - Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos. Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia.

Inclui referências

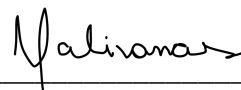
1. Física e Astronomia. 2. Astrofísica. 3. Fotometria. 4. Polarimetria. 5. Análise espectral. I. Oliveira, Prof. Dr. Alexandre Soares de, orient. II. Universidade do Vale do Paraíba. Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia. III. Título.

Eu, Natália Palivanas, autor(a) da obra acima referenciada:

Autorizo a divulgação total ou parcial da obra impressa, digital ou fixada em outro tipo de mídia, bem como, a sua reprodução total ou parcial, devendo o usuário da reprodução atribuir os créditos ao autor da obra, citando a fonte.

Declaro, para todos os fins e efeitos de direito, que o Trabalho foi elaborado respeitando os princípios da moral e da ética e não violou qualquer direito de propriedade intelectual sob pena de responder civil, criminal, ética e profissionalmente por meus atos.

São José dos Campos, 10 de Maio de 2023.




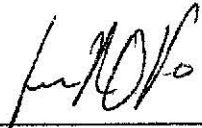
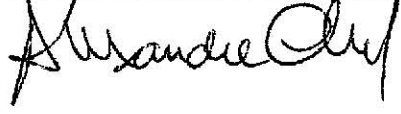
Autor(a) da Obra

Data da defesa: 03 / março / 2023

**NATÁLIA PALIVANAS**

**"INVESTIGAÇÃO OBSERVACIONAL DA VARIÁVEL CATACLÍSMICA POLAR  
CRTSJ091936.6-055519".**

Dissertação aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre, do Programa de Pós-Graduação em Física e Astronomia, do Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento da Universidade do Vale do Paraíba - Univap, pela seguinte banca examinadora:

FRANCISCO JOSÉ JABLONSKI	
IRAPUAN RODRIGUES DE OLIVEIRA Fº	
ALEXANDRE SOARES DE OLIVEIRA	

Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Lúcia Vieira

Diretora do IP&D – Univap

São José dos Campos, 03 de março de 2023.



*Para Irene.*



# AGRADECIMENTOS

Escrevo esta seção ciente de que seria impossível nomear todos que contribuíram de alguma forma para este trabalho.

Inicio os agradecimentos pelo meu orientador, Prof. Dr. Alexandre Soares de Oliveira, a quem sou imensamente grata pelo voto de confiança e pela orientação paciente e tão inspiradora.

Ao Prof. Dr. Francisco Jose Jablonski e Prof. Dr. Irapuan Rodrigues de Oliveira Filho por gentilmente aceitarem fazer parte da minha formação como banca avaliadora, trazendo debates, correções e apontamentos de forma construtiva para o meu presente e futuro trabalho.

A todos os membros do grupo de Variáveis Cataclísmicas pelo incentivo e compartilhamento de ideias e conhecimento. Particularmente, Profa. Dra. Cláudia Vilega Rodrigues e Me. Diego Carvalho de Souza pelo auxílio com a redução dos dados de polarimetria.

Aos meus colegas de pós-graduação, Diego e Daniela, por todo o suporte desde o começo do mestrado. À Stella, pelas incontáveis horas de estudo, desabafos e alegrias – um anjo em minha vida. A pós-graduação me concedeu a amizade de vocês, e eu espero poder levá-la para a vida.

Aos meus familiares próximos, especialmente Nelson, Murilo e Mariana, cujo apoio e afeto foram fundamentais para tornar os últimos anos menos duros. Henrique, Luísa e Sofia por colorirem os meus dias de uma forma que transcende o espectro visível.

Minha guilda de longa data, Aila, André, Kharen, Renata e Matheus, que puderam estar presentes me motivando e dando suporte durante mais esta *quest* – obrigada por segurarem a minha mão em todos os caminhos.

Finalmente, à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo financiamento do meu trabalho por meio do processo de número 88887.601971/2021-00, e à Universidade do Vale do Paraíba por toda estrutura e assistência durante o mestrado.



## RESUMO

Este trabalho tem como objetivo principal o estudo da candidata a variável cataclísmica polar CRTS J091936.6-055519, selecionada a partir de estudos prévios exploratórios, com dados de múltiplas técnicas observacionais. Para isso, utilizamos dados de fotometria, espectroscopia e polarimetria obtidos nos observatórios OPD e SOAR, e do telescópio espacial TESS. Buscando por periodicidades nos dados de fotometria TESS, determinamos o período orbital, até então desconhecido, em  $P = 0,078100 \pm 0,000002$  d, abaixo do *period gap* das variáveis cataclísmicas. A curva de luz é modulada pelo período orbital, com morfologia compatível à de uma polar não eclipsante. Os espectros possuem um contínuo plano com linhas de emissão em comprimentos de onda típicos de polares, ressaltando-se a presença de  $H\beta$  e He II 4686 Å intensas e com razão  $\text{He II}/H\beta \approx 0.75$ . A velocidade radial das linhas de emissão, ajustadas como uma componente e como a combinação de duas componentes, seguem a modulação orbital do período encontrado e com amplitudes de até 500 km/s. A curva de luz obtida como subproduto da polarimetria é dominada por *flickering* e, quando em fase, mostra uma modulação compatível com o período orbital. A busca de periodicidades nos dados de fotometria, polarização e velocidade radial recuperam o período orbital obtido com os dados TESS, contudo com menos precisão devido à menor cobertura e resolução temporal das observações. Os dados polarimétricos indicam a presença polarização linear e circular no filtro V, ainda que pouco intensas. A polarização circular varia entre  $\pm 8\%$  de forma independente da modulação orbital. As características analisadas apontam para o caso de uma polar com baixa polarização, porém dados adicionais podem auxiliar na confirmação da classificação. De todo modo, descobertas como a CRTS J091936.6-055519 certamente contribuem para aprimorar o debate e entendimento acerca das variáveis cataclísmicas.

**Palavras-chave:** astrofísica estelar. variável cataclísmica magnética. fotometria. espectroscopia. polarimetria.



# ABSTRACT

This work aims at the multi-technique study of the polar cataclysmic variable candidate CRTS J091936.6-055519, selected from previous exploratory studies. We used photometry, spectroscopy and polarimetry data obtained at the OPD and SOAR observatories, and photometry data from TESS telescope. In search for periodic signals in TESS data, we were able to determine the hitherto unknown orbital period of  $P = 0,078100 \pm 0,000002$  d, below the cataclysmic variables period gap. The morphology of the light curve is compatible with that of non-eclipsing polars, and is well modulated by the orbital period. The spectra shows emission lines over a plain continuum at wavelengths typical of polars, featuring intense  $H\beta$  and He II 4686 Å with measured ratio of  $He\ II/H\beta \approx 0.75$ . The radial velocity of the emission lines, fitted both as a single component and as a sum of two components, follows the orbital modulation with amplitudes as high as 500 km/s. The lightcurve obtained as a subproduct of the polarimetry data is dominated by flickering, but it is still modulated by the orbital period when phased. The search for periodic signals in the polarimetry data and radial velocity curves confirms the period found using TESS data, however with less accuracy due to lower coverage and temporal resolution of the data. The polarimetry analysis indicate the presence of relatively low circular and linear polarization in the V filter. The circular polarization oscillates between  $\pm 8\%$  detached from the orbital modulation. The results point at the direction of a low polarization polar, however additional data may be useful to elucidate the classification. Nevertheless, discoveries such as CRTS J091936.6-055519 certainly contributes to the improvement of cataclysmic variables research.

**Keywords:** stellar astrophysics. magnetic cataclysmic variable. photometry. spectroscopy. polarimetry.



## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Estrutura de uma variável cataclísmica com disco de acreção . . . . .	22
Figura 2 – Superfícies equipotenciais da geometria de Roche . . . . .	24
Figura 3 – Distribuição de períodos orbitais das variáveis cataclísmicas . . . . .	26
Figura 4 – Raio de circularização . . . . .	27
Figura 5 – Estrutura de uma VC não magnética . . . . .	28
Figura 6 – Estrutura de uma mVC polar . . . . .	29
Figura 7 – Estrutura de uma mVC polar intermediária . . . . .	31
Figura 8 – Período orbital de variáveis cataclísmicas magnéticas conhecidas . . . . .	31
Figura 9 – Região de acreção em polares . . . . .	32
Figura 10 – Curva de luz histórica da polar AM Her . . . . .	33
Figura 11 – Curva de luz em fase da polar não eclipsante CSS 2144+22 . . . . .	34
Figura 12 – Curva de luz em fase e diagrama da polar Hu Aqr . . . . .	34
Figura 13 – Força de Lorentz sobre uma carga em campo magnético uniforme . . . . .	36
Figura 14 – Parâmetros de Stokes . . . . .	36
Figura 15 – Espectro médio da polar V348 Pav . . . . .	37
Figura 16 – Espectro resolvido em fase da polar EQ Cet . . . . .	38
Figura 17 – CSS0919-05: Curva de luz obtida pelo CRTS . . . . .	39
Figura 18 – Espectros anteriores da CSS0919-05. . . . .	40
Figura 19 – Setores observados pelo TESS . . . . .	44
Figura 20 – Exemplo de comparação entre curvas de luz SAP e PDCSAP de duas VCs. . . . .	45
Figura 21 – FFI do campo em torno da polar V808 Aur . . . . .	47
Figura 22 – V808 Aur: Máscaras para fotometria com FFIs . . . . .	47
Figura 23 – V808 Aur: curva de luz sem subtração do fundo de céu . . . . .	48
Figura 24 – V808 Aur: Curva de luz com dados TESS . . . . .	48
Figura 25 – V808 Aur: Periodograma . . . . .	49
Figura 26 – V808 Aur: Curva de luz em fase . . . . .	50
Figura 27 – V808 Aur: Curva de luz em fase por Schwöpe et al. (2015) . . . . .	50
Figura 28 – V808 Aur: Localização da origem da periodicidade no campo . . . . .	51
Figura 29 – CSS0919-05: Imagens de <i>bias</i> e <i>flatfield</i> médios . . . . .	53
Figura 30 – Curva de eficiência quântica da <i>Goodman Spectrograph Blue Camera</i> . . . . .	54
Figura 31 – CSS0919-05: Espectros bidimensionais de objeto e lâmpada de CuHeAr . . . . .	54
Figura 32 – CSS0919-05: Corte espacial do espectro bidimensional . . . . .	55
Figura 33 – CSS0919-05: Resíduo do ajuste da calibração da lâmpada de CuHeAr . . . . .	56
Figura 34 – CSS0919-05: Ajuste de polarização . . . . .	58

Figura 35 – CSS0919-05: Imagem de exemplo de polarimetria . . . . .	59
Figura 36 – Eficiência quântica dos filtros do telescópio P48 (ZTF) . . . . .	62
Figura 37 – CSS0919-05: Curvas de luz. . . . .	63
Figura 38 – FFI do campo de CSS0919-05 . . . . .	64
Figura 39 – CSS0919-05: Máscaras utilizadas para fotometria TESS . . . . .	65
Figura 40 – CSS0919-05: Curvas de luz TESS preliminares . . . . .	65
Figura 41 – CSS0919-05: Curvas de luz TESS normalizadas . . . . .	66
Figura 42 – CSS0919-05: Periodograma TESS . . . . .	67
Figura 43 – CSS0919-05: Detalhe do periodograma TESS . . . . .	67
Figura 44 – CSS0919-05: Posição da origem da frequência encontrada . . . . .	68
Figura 45 – CSS0919-05: Curvas de luz TESS em fase . . . . .	68
Figura 46 – CSS0919-05: Espectros médios . . . . .	69
Figura 47 – CSS0919-05: Periodogramas obtidos com velocidade radial de compo- nente gaussiana . . . . .	71
Figura 48 – CSS0919-05: velocidade radial em fase do ajuste de 1 componente gaussiana. . . . .	71
Figura 49 – CSS0919-05: Periodogramas das curvas de velocidade radial com ajuste de 2 componentes de Lorentz . . . . .	72
Figura 50 – CSS0919-05: Velocidade radial em fase do ajuste de 2 componente2 de Lorentz . . . . .	73
Figura 51 – CSS0919-05: Polarimetria no filtro V (24/03/2020) . . . . .	74
Figura 52 – CSS0919-05: Polarimetria no filtro V (26/03/2020) . . . . .	75
Figura 53 – CSS0919-05: Polarimetria no filtro V em fase (24/03/2020) . . . . .	75
Figura 54 – CSS0919-05: Polatimetria no filtro V em fase (26/03/2020) . . . . .	76

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros da CSS0919-05. . . . .	41
Tabela 2 – Observações da CSS0919-05. . . . .	43
Tabela 3 – Estrelas padrões observadas durante as observações de polarimetria . . . . .	58
Tabela 4 – CSS0919-05: Razão He II/H $\beta$ do espectro médio de cada noite . . . . .	69
Tabela 5 – CSS0919-05: Largura equivalente e largura a meia altura de linhas de emissão . . . . .	70
Tabela 6 – Deslocamento $\gamma$ das curvas de velocidade radial em fase calculadas com o ajuste de 1 componente gaussiana. . . . .	70
Tabela 7 – Deslocamento $\gamma$ das curvas de velocidade radial em fase calculadas com o ajuste de 2 componentes de Lorentz. . . . .	73



# SUMÁRIO

<b>Introdução</b>	<b>19</b>
<b>1 As Variáveis Cataclísmicas</b>	<b>21</b>
1.1 Componentes estelares do sistema	21
1.2 Geometria de Roche	23
1.3 Origem e evolução	25
1.4 Variáveis cataclísmicas não magnéticas	27
1.5 Variáveis cataclísmicas magnéticas	28
1.5.1 Polares	29
1.5.2 Polares intermediárias	30
1.5.3 Acreção de matéria nas polares	32
1.5.4 Características observacionais das polares	33
1.5.4.1 Curvas de luz	33
1.5.4.2 Polarização	35
1.5.4.3 Espectro eletromagnético	36
<b>2 CRTS J091936.6-055519: Uma candidata a mVC polar</b>	<b>39</b>
<b>3 Obtenção e tratamento dos dados</b>	<b>43</b>
3.1 Fotometria com dados do telescópio TESS	43
3.1.1 Curvas de luz a partir de FFIs TESS	46
3.1.2 Busca de periodicidades: o método de Lomb-Scargle	48
3.2 Espectroscopia SOAR	52
3.2.1 Aquisição dos espectros	52
3.2.2 Redução e calibração dos espectros	52
3.3 Polarimetria e fotometria no OPD	57
3.3.1 Aquisição dos dados	57
3.3.2 Redução dos dados	57
<b>4 Resultados</b>	<b>61</b>
4.1 Fotometria de longa base temporal	61
4.2 Fotometria TESS	63
4.3 Espectroscopia	68
4.4 Polarimetria e Fotometria OPD	73
<b>5 Discussões e Conclusão</b>	<b>77</b>

**Referências** . . . . . 81

## Introdução

Variáveis cataclísmicas são sistemas binários de semi-contato, formadas por uma anã branca e uma estrela doadora de baixa massa da sequência principal, que rotacionam em torno do centro de massa com períodos orbitais entre 78 min e 12 h. A acreção da matéria pela anã branca desencadeia uma série de processos físicos responsáveis por variações intensas no brilho do sistema. O mecanismo de acreção e, portanto, o comportamento e parâmetros orbitais de uma variável cataclísmica estão intimamente relacionados ao campo magnético da anã branca. As variáveis cataclísmicas compostas por anãs brancas altamente magnéticas ( $\sim 10\text{--}10^2$  MG) constituem a classe das polares – nelas, a matéria ionizada é conduzida pelas linhas de campo diretamente ao polo magnético da anã branca, onde será acretada. Devido a este modo de acreção, as polares estão dentre as fontes de luz com maior fração de luz polarizada no céu.

O modelo de evolução atual desta classe de binárias aponta que a transição entre os estágios evolutivos está ligada à perda do momento angular do sistema, fazendo com que as variáveis cataclísmicas transitem de períodos orbitais maiores para menores. A busca e estudo de novas exemplares é essencial para o melhor entendimento da origem, estrutura e evolução das variáveis cataclísmicas. Particularmente, a análise de polares contribui também para a compreensão da interação entre a matéria e intensos campos magnéticos.

A seguir, apresentamos um estudo da candidata a polar CRTS J091936.6-055519 utilizando as técnicas observacionais de fotometria, espectroscopia e polarimetria. A candidata, ainda pouco estudada, foi observada pelo levantamento realizado pelo CRTS, e selecionada para observações subsequentes de espectroscopia por [Drake et al. \(2014\)](#) e [Oliveira et al. \(2017\)](#). Este trabalho tem como objetivo a caracterização da candidata a partir da determinação do período orbital do sistema, até então desconhecido, análise de série temporal de espectros em comprimento de onda visível e, por fim, apuração do seu grau de polarização circular e linear.



# 1 As Variáveis Cataclísmicas

As variáveis cataclísmicas (VCs) compõem uma classe de sistemas binários estelares de semi-contato, compostas por uma anã branca que acreta matéria vinda de sua companheira de baixa massa da sequência principal, usualmente uma anã vermelha, separadas a uma distância da ordem de  $0,5 R_{\odot}$ .

São classificadas em magnéticas e não magnéticas, de acordo com a intensidade do campo magnético da anã branca, que influencia na acreção e dinâmica orbital do sistema. A transferência de matéria nas VCs não magnéticas é realizada via discos de acreção, enquanto nas magnéticas a acreção ocorre sobre a região dos polos magnéticos da anã branca.

Os processos de acreção nas VCs desencadeiam uma série de efeitos no disco e na superfície da anã branca, que causam variações significativas no brilho do sistema chamadas de *outbursts*, cuja amplitude é inversamente proporcional à duração. De acordo com a periodicidade dos *outbursts*, as VCs podem receber as seguintes denominações:

- Nova Clássica: Apenas um *outburst* observado, com variação de brilho que pode atingir de 6 a 19 mag.
- Nova Anã: *Outbursts* sem ejeção de camadas, porém em intervalos de recorrência bem definidos de semanas até anos. Apresentam picos de brilho de 2–5 mag. São divididas entre novas anãs do tipo U Gem, SU UMa e Z Cam.
- Nova Recorrente: *Outbursts* recorrentes que liberam camadas significativas de matéria em altas velocidades.
- *Nova-Like*: VCs sem assinaturas de *outbursts*.

## 1.1 Componentes estelares do sistema

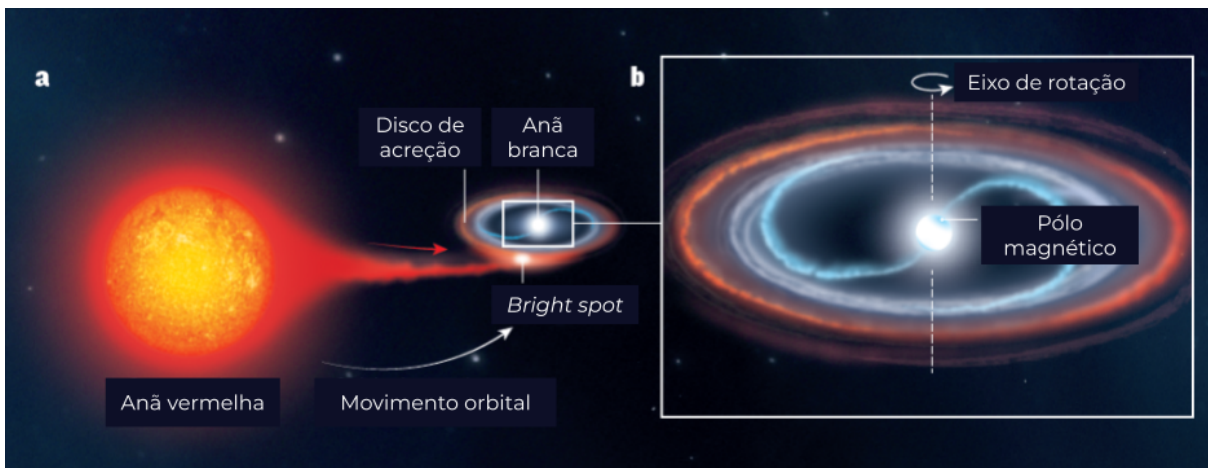
Anãs brancas são o núcleo remanescente da última fase evolutiva de estrelas que possuíram massa inicial entre  $1-8 M_{\odot}$ . Neste estágio, possuem massa de  $0,5-1,3 M_{\odot}$ , restrita pelo limite de Chandrasekhar de  $1,4 M_{\odot}$ . Com raios da ordem de  $10^{-2} R_{\odot}$ , estas estrelas possuem alta densidade e são compostas majoritariamente por matéria degenerada, e estão protegidas do colapso gravitacional pela pressão de degenerescência dos elétrons. Apresentam temperatura efetiva superficial entre 6000–30.000 K, ocupando uma faixa na porção esquerda inferior abaixo do ramo da sequência principal no diagrama de Hertzsprung-Russel.

Quando isoladas, anãs brancas magnéticas ( $\sim 10^3\text{--}10^9$  G) podem apresentar períodos de rotação de 12 min (BARSTOW et al., 1995) a uma centena de anos, contrastando com o período de apenas alguns dias das não magnéticas. No entanto, quando acompanhadas de uma estrela de baixa massa doadora, os períodos de rotação das anãs brancas magnéticas concentram-se na faixa de algumas horas (FERRARIO; MARTINO; GÄNSICKE, 2015).

As anãs vermelhas, por sua vez, estão no ramo das estrelas mais frias da sequência principal (G, K e M). São estáveis e realizam a conversão de hidrogênio em hélio em seu núcleo. Com raio e massa da ordem de  $0,1 R_{\odot}$  e  $0,1 M_{\odot}$  respectivamente, a anã vermelha rotaciona em sincronia com o movimento orbital da VC em torno do centro de massa, de modo a mostrar sempre a mesma face para sua companheira. Possuem temperatura superficial entre 3000–6000 K – porém, em órbitas tão próximas, a face voltada para a anã branca é aquecida e pode apresentar temperaturas significativamente maiores.

A figura 1 mostra a estrutura da variável cataclísmica que produziu a erupção Nova Scorpii 1473. Nela, a matéria que migra da anã vermelha acumula-se em torno da anã branca, formando um disco de acreção. O ponto onde o fluxo de matéria encontra o disco forma uma região quente chamada *bright spot*, que pode contribuir com grande parte da luminosidade de VCs com disco (HELLIER, 2001).

Figura 1 – Concepção artística esquemática da cataclísmica variável que produziu a nova Scorpii 1473. (a) O fluxo de matéria que migra da anã vermelha acumula-se em torno da anã branca, formando um disco de acreção. (b) Detalhe da anã branca ressaltando seus polos magnéticos e eixo de rotação.



(Fonte: Adaptada de Shore (2017))

É comum referir-se às estrelas de um sistema binário como primária e secundária e, dependendo da fonte, esta denominação nas VCs pode mudar de acordo com seu estágio evolutivo. Neste trabalho, convencionamos denominar a anã vermelha sempre como componente secundária, enquanto a componente primária refere-se à anã branca ou, quando sinalizado, à estrela que dará origem a esta.

## 1.2 Geometria de Roche

Dada a proximidade das estrelas nas VCs, as forças de maré causam a deformação da secundária e sincronização entre os seus períodos de rotação e orbital, além de forçar uma órbita aproximadamente circular.

O formato da secundária é um parâmetro importante para a compreensão das VCs, pois influencia diretamente na modulação da curva de luz e na taxa de transferência de matéria. O cálculo do seu formato é feito pela aproximação de Roche, que considera que o centro de massa da secundária coincide com seu centro geométrico. É uma aproximação aceitável neste caso pois, como a secundária é uma estrela da sequência principal, sua densidade segue um gradiente radial inversamente proporcional ao raio.

Definindo-se um plano cartesiano XY centrado na primária e que rotaciona com a mesma velocidade angular  $\omega$  do sistema, o potencial  $\Phi(\vec{r})$  no entorno da VC é dado pela soma dos potenciais relacionados à força gravitacional de cada estrela e à força inercial centrífuga (equação 1.1), onde  $M_1$ ,  $\vec{r}_1$ ,  $M_2$  e  $\vec{r}_2$  são as massas e posição do centro de massa da primária e secundária, respectivamente (HELLIER, 2001).

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\omega \wedge \vec{r})^2 \quad (1.1)$$

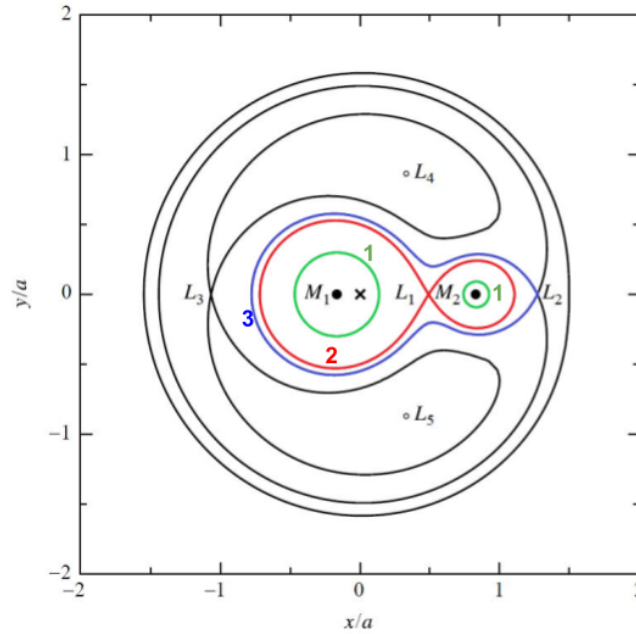
A velocidade angular é dada por  $\omega = 2\pi/P_{orb}$ , onde  $P_{orb}$  é o período orbital obtido pela generalização de Newton para a terceira lei de Kepler do movimento orbital, calculado pela equação 1.2, na qual  $q = M_2/M_1$  é a razão entre as massas da secundária e primária,  $a$  a separação das estrelas e  $G$  a constante gravitacional (WARNER, 2003). Deste modo,  $\Phi(\vec{r})$  e o formato das superfícies equipotenciais do sistema, sobre as quais  $\Phi(\vec{r}) = \text{constante}$ , são determinados pela separação  $a$  e pela a razão das massas  $q$ .

$$P_{orb} = 2\pi \left[ \frac{a^3}{GM_1(1+q)} \right]^{1/2} \quad (1.2)$$

A figura 2 mostra as linhas equipotenciais no plano orbital (em unidades da separação  $a$ ) para um sistema com  $q = 0,2$  e  $a = 0,718 R_{\odot}$ . O centro de massa está marcado com um  $\times$  na origem do plano. Os pontos  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ ,  $L_4$  e  $L_5$ , denominados pontos de Lagrange, marcam regiões de equilíbrio instável, onde a força resultante sobre uma partícula é nula mas sensível a qualquer perturbação externa. A linha vermelha marca os lóbulos de Roche, que delimitam o volume que cada estrela pode preencher antes que a matéria transborde para a companheira pelo ponto  $L_1$ . As equipotenciais são circulares próximo do centro de massa das estrelas (círculos 1), e tomam um formato de gota quanto maior a distância ao centro de massa (superfície 2). Portanto, estrelas com raios menores tendem a permanecer esféricas, mas são deformadas à medida que expandem e preenchem

seu lóbulo de Roche. Longe do centro de massa, a equipotencial é esférica, como a de uma massa pontual na origem.

Figura 2 – Corte das superfícies equipotenciais da geometria de Roche no plano orbital de um sistema com razão de massas  $q = 0,2$  e  $a = 0,718 R_{\odot}$ . Os pontos de Lagrange  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$ ,  $L_4$  e  $L_5$  marcam regiões de equilíbrio.



(Fonte: Adaptada de [Carroll e Ostlie \(2017\)](#))

Os sistemas binários podem ser classificados de acordo com o modo como as estrelas preenchem seus lóbulos de Roche. Caso nenhuma delas preencha o lóbulo, temos um sistema separado. Se apenas uma preencher seu lóbulo até o ponto  $L_1$ , ocorre a transferência de matéria e o sistema é chamado como binária de semi-contato. Caso as duas preencham seus lóbulos, são ditas binárias de contato. Se ambas estrelas expandirem além de seus lóbulos, a matéria excedente forma um envelope comum (superfície 3) e o sistema é denominado binária de supercontato. As VCs são binárias de semi-contato, mas transitam pelos outros estados durante sua evolução.

A geometria de Roche é útil também para a determinação da fase evolutiva da secundária em VCs com razão de massa  $0,01 \leq q \leq 1$ , pois relaciona sua densidade média com o período orbital do sistema (em horas) na forma  $\bar{\rho}_2 = 107[P_{orb}(h)]^{-2} \text{ g/cm}^3$  ([WARNER, 2003](#)). Para períodos orbitais entre 1 e 10 h, a densidade da secundária coincide com a de estrelas de baixa massa da sequência principal ( $\sim 1\text{--}100 \text{ g/cm}^3$ ), enquanto VCs com períodos maiores do que 10 h devem possuir secundárias em fases mais evoluídas.

## 1.3 Origem e evolução

Na fase inicial do sistema que se tornará uma variável cataclísmica, a binária é composta pela anã vermelha (secundária) e uma estrela da sequência principal com massa entre  $1\text{--}8 M_{\odot}$  e raio  $50\text{--}500 R_{\odot}$  (primária), separadas a uma distância da ordem de  $10^2 R_{\odot}$  e orbitando o centro de massa em períodos de uma dezena de anos. O tempo de evolução de uma estrela é inversamente proporcional ao quadrado de sua massa – enquanto a anã vermelha possui tempo de vida estimado em trilhões de anos, a primária evolui para seu estágio final de anã branca muito mais rapidamente, em cerca de 10 bilhões de anos.

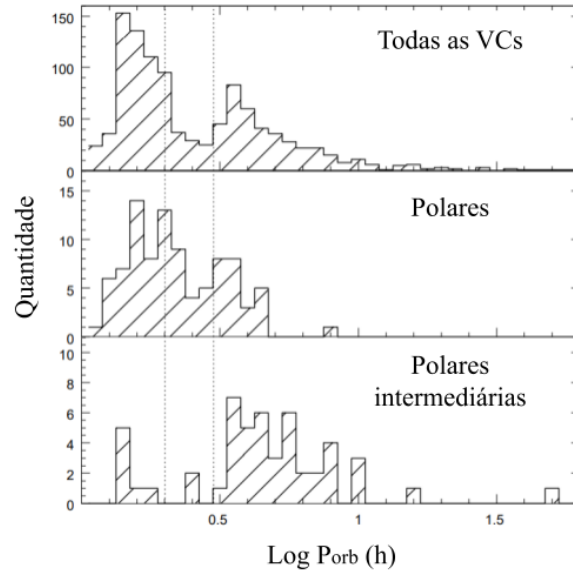
Ao deixar a sequência principal, a primária expande em uma gigante vermelha, preenchendo seu lóbulo de Roche e transferindo a matéria excedente para a anã vermelha. Para conservar o momento angular total do sistema, a separação diminui e os lóbulos de Roche encolhem. Esse ciclo acontece de forma mais rápida do que a taxa de absorção da matéria pela anã vermelha. Em pouco tempo, ambos os lóbulos são preenchidos e envoltos por um envelope comum de matéria (superfície 3 da figura 2). Neste estágio, a binária perde energia pelo atrito com o gás do envelope, ao mesmo tempo que este é expelido. A conservação do momento angular diminui a separação para uma distância da ordem de  $1 R_{\odot}$ , resultando em um sistema binário de semi-contato no qual a transferência agora acontece da anã vermelha para a anã branca remanescente da primária.

A evolução das VCs é regida pela perda de momento angular dos sistemas binários, e cada sistema individual evolui de períodos orbitais maiores para menores. A distribuição em função do período orbital (figura 3) mostra que a grande maioria das VCs possui períodos entre 78 minutos e 12 horas. O intervalo entre 2–3 h, denominado *period gap*, possui menor quantidade de VCs conhecidas.

O limite superior de 12 h está associado ao movimento kepleriano das massas da primária e secundária,  $M_1$  e  $M_2$ , em órbita circular de separação  $a$ , descrito pela equação 1.2. Para que o sistema seja estável, a secundária deve ser menos massiva do que a anã branca, ao mesmo tempo que a anã branca não deve ultrapassar o limite de Chandrasekhar – portanto,  $M_2 < M_1 < 1,4 M_{\odot}$ . Esta condição leva a equação 1.2 do período orbital a um limite superior teórico de  $P_{orb} \approx 12 h$ .

Assumindo que a massa total  $M = M_1 + M_2$  do sistema é conservada, a resposta do lóbulo de Roche da secundária à transferência de massa é descrita pela equação 1.3, onde  $J = M_1 M_2 \sqrt{Ga/M}$  é o momento angular da binária e  $R_2$  o raio de uma esfera com mesmo volume do lóbulo da secundária (equação 1.4). Para que a taxa de transferência  $\dot{M}_2$  mantenha-se constante, é necessário que o lóbulo da secundária diminua e permaneça em contato com a superfície da estrela (i.e.  $\dot{R}_2 < 0$ ). Para isso,  $\dot{J}$  deve ser negativo, implicando que o sistema deve perder momento angular para sustentar uma transferência de massa estável e duradoura. Os mecanismos de perda de momento angular das VCs dependem de

Figura 3 – Distribuição do número de variáveis cataclísmicas (topo), polares (meio) e polares intermediárias (quadro inferior) em função do período orbital. As linhas pontilhadas marcam o *period gap*.



(Fonte: Adaptada de [Ferrario, Martino e Gänsicke \(2015\)](#))

seu estágio evolutivo.

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = 2\frac{\dot{J}}{J} - 2\frac{\dot{M}_2}{M_2} \left( \frac{5}{6} - \frac{M_2}{M_1} \right) \quad (1.3) \quad R_2 \propto a \left( \frac{q}{1+q} \right)^{1/3} \quad (1.4)$$

A perda de momento angular em sistemas com  $P_{\text{orb}} > 3$  h é dominada por um sistema de freio magnético. As partículas ionizadas carregadas pelo vento estelar da anã vermelha são arremessadas pelo campo magnético, causando perda do momento angular. Para manter a rotação da secundária sincronizada com o período orbital, a separação do sistema diminui gradualmente, encurtando este período.

Entre 2–3 h, a secundária deixa de preencher seu lóbulo e a transferência de matéria é interrompida. A separação diminui até que a estrela volte a preencher o lóbulo. Neste intervalo, o sistema passa por um período de pouco brilho, justificando a baixa quantidade de VCs observadas no *period gap*.

Em VCs com  $P_{\text{orb}} < 2$  h, a perda de momento angular acontece majoritariamente pela dissipação em ondas gravitacionais. A separação diminui, levando a binária ao período mínimo de 78 minutos. Neste estágio, a secundária atinge níveis de massa da ordem de  $0,06 M_{\odot}$ , para os quais a pressão de degenerescência torna-se dominante. A secundária, então, expande ao transferir massa, aumentando o seu lóbulo e a separação. Como consequência, o período orbital evolui para valores maiores.

Após passar pelo período mínimo, estima-se que a secundária atinja massas tão

baixas quanto  $0,02 M_{\odot}$ , que inviabilizam a transferência de matéria a taxas significativas e reduz o brilho do sistema a níveis indetectáveis.

## 1.4 Variáveis cataclísmicas não magnéticas

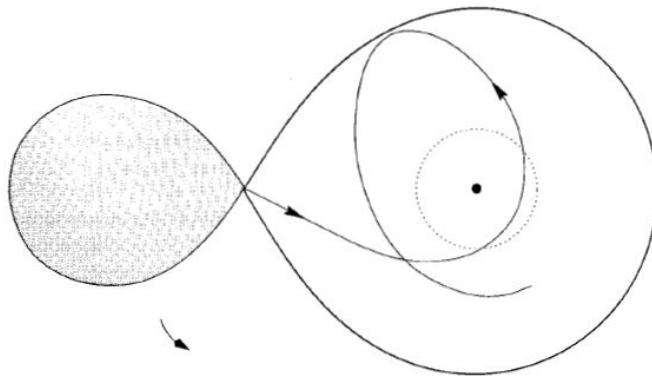
As variáveis cataclísmicas não magnéticas possuem anã branca com campo magnético com intensidade relativamente baixa, da ordem de 1 MG, que possibilita a formação de discos de acreção de acordo com o processo descrito a seguir.

Após adentrar o lóbulo de Roche da primária pelo ponto  $L_1$ , a matéria segue a direção determinada pelo efeito de Coriolis e pela razão de massas  $q$ , formando um laço. O choque entre os fluxos de matéria em alta velocidade no laço causa turbulência e perda de energia cinética. Para conservar o momento angular, a matéria migra para uma órbita circular com raio  $r_{circ}$ , chamado raio de circularização (equação 1.5, onde  $R_{L1}$  é a distância entre o  $L_1$  e a primária) e que determina o menor raio externo possível do disco (HELLIER, 2001).

$$r_{circ} = (1 + q) \frac{R_{L1}^4}{a^3} \quad (1.5)$$

A figura 4 mostra o plano orbital de um sistema com  $q=0,3$ , com a trajetória da matéria que deixa a secundária (hachurada) e começa a formar o disco de acreção. A linha pontilhada marca o raio de circularização em torno da primária.

Figura 4 – Plano orbital de uma CV mostrando a trajetória da matéria que começa a formar o disco de acreção. O círculo pontilhado demarca o raio de circularização.

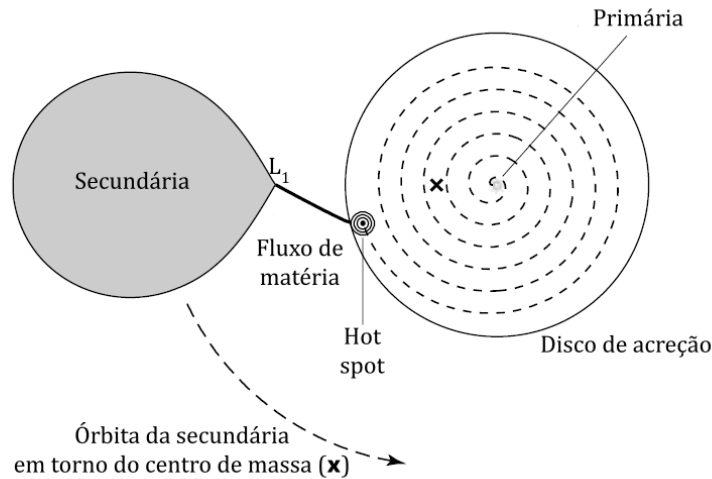


(Fonte: Hellier (2001))

A fricção causada pela velocidade diferencial do gás no disco, sendo a última inversamente proporcional à distância da partícula ao centro da anã branca, faz com que o material aqueça e perca energia por radiação térmica. O raio interno deste material diminui, até que a matéria fique suficientemente próxima à superfície da anã branca e seja acretada. Paralelamente, para conservar o momento angular do disco, parte do material migra para raios maiores, mantendo o disco delgado.

Bolhas de matéria vindouras da secundária alimentam o disco, espiralando para raios cada vez menores (figura 5). A colisão com a borda externa do disco converte a energia cinética da bolha em energia térmica, formando o *bright spot*. Esta região do disco chega a representar 1/3 do brilho total em comprimentos de onda visíveis em algumas VCs não magnéticas (HELLIER, 2001; WARNER, 2003).

Figura 5 – Estrutura de uma VC não magnética vista de cima do plano orbital.



(Fonte: Adaptada de Carroll e Ostlie (2017))

## 1.5 Variáveis cataclísmicas magnéticas

As VCs magnéticas (mVCs) possuem anã branca com campo magnético intenso o suficiente para dominar a forma como a matéria será transferida e acretada. Há uma região em torno da anã branca denominada magnetosfera, dentro da qual o gás ionizado movimenta-se acoplado às linhas do campo magnético da primária. Fora da magnetosfera, a matéria é dominada pela ação gravitacional e sua trajetória pode ser tratada como balística.

A extensão da magnetosfera é determinada pelo limite onde a pressão magnética supera a pressão causada pelo fluxo de matéria  $\dot{M}$  com seção transversal de área  $A$ . O raio  $r_{mag}$  da magnetosfera esférica de uma mVC com taxa constante de acreção  $\dot{M}$  é dado pela equação 1.6 (HELLIER, 2001), onde  $\mu = Br^3$  é o momento de dipolo do campo magnético em  $r$ , e  $M_1$  a massa da primária.

$$r_{mag} = \left[ \frac{A^2 \mu^2}{8GM_1 \mu_0^2 \dot{M}^2} \right]^{1/11} \quad (1.6)$$

Considerando um sistema em equilíbrio, as velocidades do gás imediatamente dentro e fora da borda da magnetosfera são iguais. A velocidade angular na borda

da magnetosfera é dada por  $\omega = 2\pi r_{mag}/P_1$ , onde  $P_1$  denota o período de rotação da anã branca. Relacionando o período de rotação e massa da anã branca com o raio da magnetosfera pela equação da velocidade kepleriana na borda da magnetosfera, obtém-se que  $P_1$  é proporcional ao tamanho da magnetosfera e à massa (equação 1.7). Assim, quanto menor o raio da magnetosfera, mais rápida é a rotação da anã branca.

$$P_1 = 2\pi r_{mag}^{3/2} \sqrt{GM_1} \quad (1.7)$$

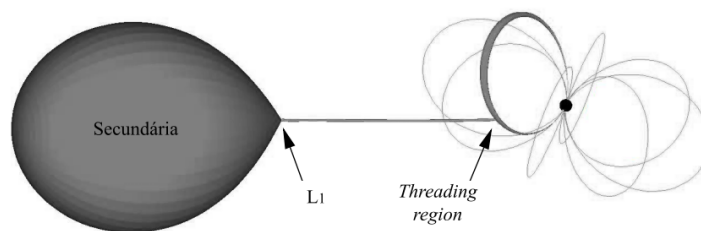
As mVCs são subdivididas em polares e polares intermediárias de acordo com a extensão da magnetosfera em relação às dimensões do sistema.

### 1.5.1 Polares

As mVCs polares (CROPPER, 1990) possuem intenso campo magnético, da ordem de  $10\text{--}10^2$  MG, capazes de inibir a formação de discos de acreção. Em polares cujo campo magnético na superfície da anã branca atinge valores tão intensos quanto 200 MG, como a AR UMa, a magnetosfera estende-se até o ponto  $L_1$  e a matéria é conduzida diretamente pelas linhas de campo em direção à primária.

Em uma polar típica, o campo magnético tem intensidade entre  $10\text{--}100$  MG, suficiente para que a magnetosfera estenda-se entre  $L_1$  e o raio de circularização. O gás deixa a secundária pelo  $L_1$  em uma trajetória balística até encontrar a magnetosfera em um local denominado *threading region* (região de acoplamento), como mostra a figura 6.

Figura 6 – Estrutura de uma mVC polar.



(Fonte: Adaptada de Kube, Gänsicke e Beuermann (1999))

Durante a trajetória balística, a pressão magnética sobre o gás fragmenta o material em pequenas bolhas. Como a densidade das linhas de campo aumenta quanto mais próximo da superfície da primária, a pressão magnética sobre as bolhas cresce até a região de acoplamento, onde são forçadas a mudar de trajetória e seguir as linhas de campo. Devido à perda de energia causada por colisões, uma quantidade de material pode se acumular sobre o eixo azimutal da região de acoplamento.

A partir deste ponto, a matéria segue espiralando pelas linhas de campo em direção a um dos polos magnéticos, ou divide-se entre os dois polos se a região de acoplamento

estiver sobre a interseção do plano orbital com o equador magnético. dipolo descentralizado em relação ao centro da anã branca, porém, podem fazer com que um destes tenha campo mais intenso do que o outro, tornando a análise mais complexa.

Observa-se que, na maior parte das polares conhecidas, a anã branca possui períodos orbital e de rotação sincronizados. Há alguns mecanismos conhecidos que podem explicar em diferentes magnitudes esta sincronia, sendo que o mais significativo origina-se no acoplamento entre os campos magnéticos de cada estrela, que cria uma força de arrasto e diminui a velocidade de rotação da anã branca até que ambas as estrelas mostrem sempre a mesma face para a outra. Enquanto as primárias de CVs não magnéticas possuem períodos de rotação de dezenas de minutos, este freio magnético que age nas polares eleva o período para 1–3 h.

Cerca de 10% das CVs polares conhecidas possuem período orbital diferente do período de rotação da anã branca – são as chamadas polares assíncronas. Esta assincronia pode ser causada por campos magnéticos menos intensos, separações maiores entre as componentes estelares, ou por eventos que possam perturbar o sistema temporariamente. A rotação assíncrona pode ainda causar a acreção alternada entre os polos.

A alta na taxa  $\dot{M}_2$  durante o período que sucede um *outburst* pode diminuir o raio da magnetosfera de modo que este fique menor do que o raio de circularização, permitindo a formação de anéis ocasionais em torno da primária.

## 1.5.2 Polares intermediárias

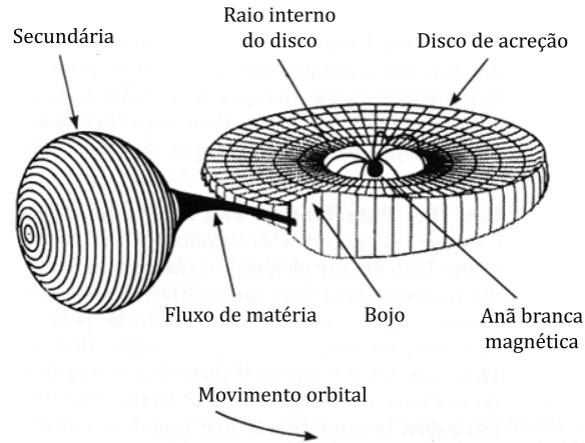
As polares intermediárias (PIs) representam VCs na transição entre as não magnéticas e polares (PATTERSON, 1994). Possuem campo magnético entre 1–10 MG, com magnetosfera extensa, porém menor do que o raio de circularização, possibilitando a formação de um disco de acreção parcial.

No interior da magnetosfera das PIs, a matéria segue pelas linhas de campo, formando múltiplas colunas de acreção sobre os polos magnéticos da anã branca (figura 7).

Diferente das polares, as anãs brancas em PIs rotacionam com períodos entre 100–1000 s, em assincronia com o período orbital de horas. Como consequência, as curvas de luz no espectro visível de PIs típicas mostram uma variação rápida causada pela rotação da anã branca, moduladas por um período maior associado ao movimento orbital.

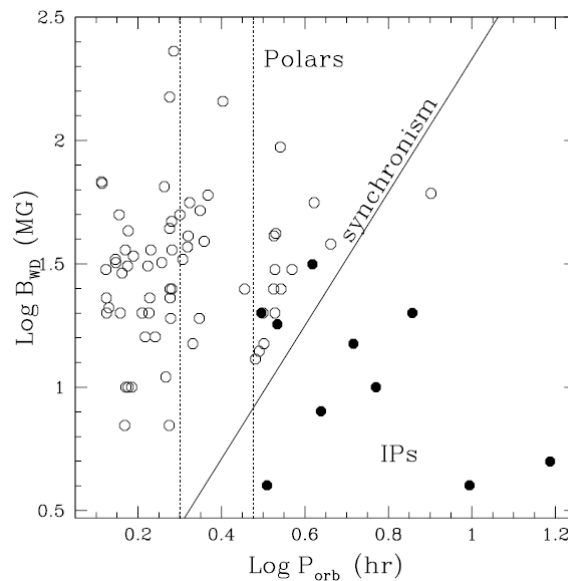
A figura 8 mostra o período orbital das polares (círculo branco) e 10 polares intermediárias com polarização circular detectada e campos magnéticos conhecidos (círculo preto), categorizadas pelo campo magnético da anã branca. O traço sólido marca o limite teórico de rotação síncrona em função do período orbital para taxas de acreção típicas, e as linhas tracejadas delimitam o *period gap*. Ao contrário das polares, nota-se que as PIs

Figura 7 – Estrutura de uma mVC polar intermediária.



(Fonte: Adaptada de NASA)

Figura 8 – Período orbital de variáveis cataclísmicas magnéticas conhecidas e campo magnético da anã branca. Os círculos brancos são polares conhecidas e os círculos pretos marcam a posição de 10 PIs com polarização circular. A linha diagonal marca o limite teórico de rotação síncrona e as linhas verticais pontilhadas delimitam o *period gap*.



(Fonte: Ferrario, Martino e Gänsicke (2015))

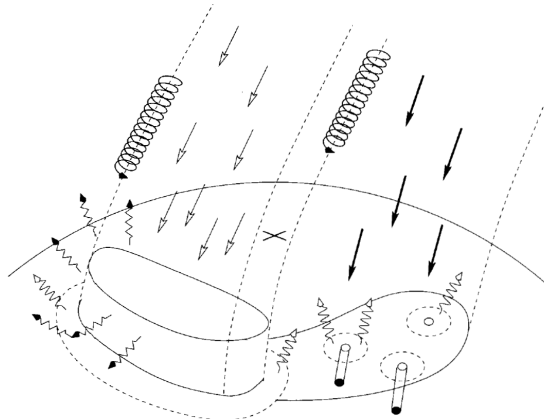
conhecidas concentram-se em períodos maiores do que o *period gap* e abaixo da linha de sincronia, considerando as grandes incertezas das estimativas. Atualmente, é discutida a hipótese de que polares intermediárias acima do *period gap* e com momento magnético acima de  $5 \times 10^{33} \text{ G cm}^3$  possam acabar tornando-se polares durante seu processo de evolução (FERRARIO; MARTINO; GÄNSICKE, 2015).

### 1.5.3 Acreção de matéria nas polares

Enquanto o disco de acreção domina a luminosidade das VCs não magnéticas, grande parte da radiação emitida pelas polares tem origem na região de acreção próxima à superfície da anã branca. O choque da matéria com a atmosfera da estrela causa intensas emissões em raios-X mole, enquanto a interação das partículas carregadas com o campo magnético faz das polares uma das fontes com maior emissão de radiação cíclotron observáveis no céu (HELLIER, 2001).

A pressão magnética fragmenta o fluxo de matéria em uma névoa menos densa e bolhas mais densas, que penetram mais a *threading region* do que a névoa e ocupam diferentes linhas de campo. Em seguida, o material é desviado pelo campo magnético e segue em direção à anã branca. A matéria acretada forma um arco próximo ao polo magnético (marcado com um  $\times$  na figura 9), que reflete a distribuição de matéria na *threading region* de acordo com a sua densidade.

Figura 9 – Região de acreção da superfície de anãs brancas de VCs polares.



(Fonte: Hellier (2001))

O material menos denso (setas retas claras) é aquecido pelo choque, expande e forma uma coluna densa com altura da ordem de  $0,1 R_1$  acima da superfície da anã branca. O material subsequente choca-se com o topo da coluna e é desacelerado, aquecendo o restante da coluna (região pós-choque) que então emite radiação Bremsstrahlung em raios-X duro em todas as direções (setas onduladas escuras). A superfície da estrela em torno da região pós-choque é aquecida por uma fração desta radiação a temperaturas da ordem de 200.000 K, emitindo raios-X mole mole (setas onduladas claras) e ultravioleta.

As partículas carregadas da névoa em movimento submetidas a um campo eletromagnético sofrem a ação da força de Lorentz, descrita pela equação  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ , onde  $q$  é a carga e  $\vec{v}$  a velocidade da partícula. Como consequência, o material segue em direção à anã branca em um movimento espiral em torno das linhas de campo magnético da primária. A radiação cíclotron é polarizada e emitida na frequência característica

$\nu_C = eB/2\pi m_e s^{-1}$ , onde  $e$  e  $m_e$  são a carga e massa do elétron. Partículas com velocidades maiores emitem em múltiplos inteiros de  $\nu_C$ , chamados harmônicos cíclotron.

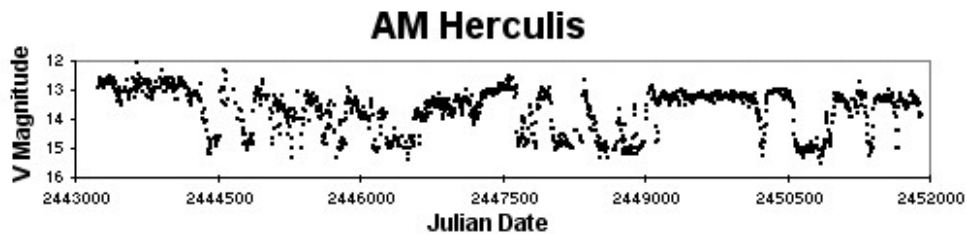
As bolhas mais densas, por sua vez, possuem energia cinética suficiente para penetrar a atmosfera da anã branca. Elas aquecem a área do choque a temperaturas da ordem de 200.000 K, que então emite raios-X mole e ultravioleta.

## 1.5.4 Características observacionais das polares

### 1.5.4.1 Curvas de luz

As curvas de luz das polares são marcadas por variações de brilho de curto e longo período. Variações de longo período em torno de 1–3 mag no estado de brilho das polares são aperiódicas e refletem mudanças na taxa de transferência  $\dot{M}$  – estados de alto brilho são causados por  $\dot{M}$  maiores. Esse comportamento pode ser observado na série histórica da polar AM Her (figura 10), que mostra estados de brilho mais altos nos quais a luminosidade do sistema permanece próximo de 13 mag, enquanto os estados de baixo brilho atingem luminosidades mínimas de até 15 mag.

Figura 10 – Curva de luz no espectro visível da polar AM Herculis, com dados de agosto de 1976 a março de 2001.



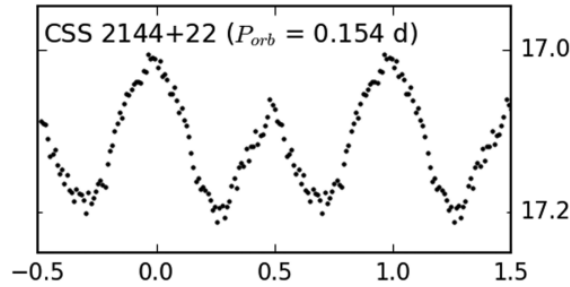
(Fonte: AAVSO)

Parte das oscilações de curto período são modulações causadas pelo movimento orbital da polar, com amplitudes maiores em comprimentos de onda mais longos. A rotação da anã branca faz com que a posição da região de acreção (responsável por até 1/3 do brilho total do sistema) mude em relação ao observador, causando variações periódicas no brilho e na luz polarizada. Eclipses entre as componentes luminosas também podem se manifestar na curva de luz de sistemas com inclinação  $i > 74^\circ$  (WARNER, 2003) – são as chamadas polares eclipsantes. Além disso, variações estocásticas no fluxo de matéria criam um padrão irregular do choque entre a matéria acretada e a região de acreção, causa oscilações aleatórias em raios-X.

A figura 11 mostra a curva da magnitude no comprimento de onda visível em função do ciclo orbital da polar não eclipsante CSS2144+22 (=CSS100520:214426+222024). Nela,

é possível notar modulação causada pelo período orbital  $P_{orb} = 0,154$  d (aproximadamente 3,6h).

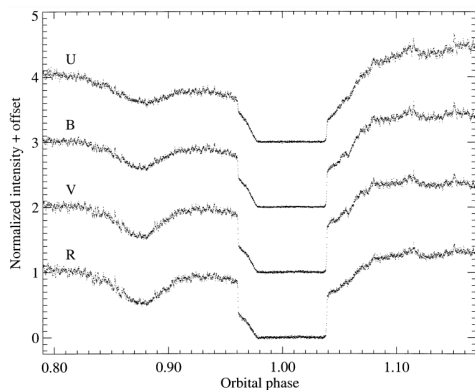
Figura 11 – Curva de luz em fase da polar não eclipsante CSS 2144+22.



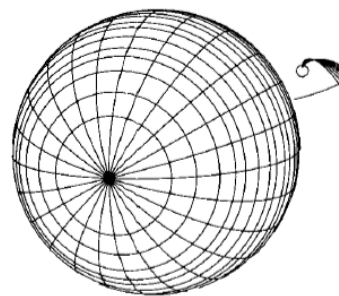
(Fonte: Paterson et al. (2019))

Além dos eclipses, polares com altas inclinações em relação ao observador podem apresentar modulações na curva de luz infravermelha causada pelo formato alongado da secundária. A figura 12 mostra a curva de luz em fase da polar eclipsante HU Aqr. À direita, um diagrama da configuração geométrica do sistema pouco antes do eclipse. A secundária movimenta-se para a direita. Aproximadamente na fase  $\phi=0,96$ , a região de acreção na superfície da anã branca é eclipsada pela secundária, causando uma queda brusca no brilho. Em seguida, a cortina de matéria é gradualmente eclipsada. Enquanto estas componentes permanecem ocultadas pela da anã vermelha ( $\phi=0,98$  a  $1,04$ ), apenas a luz emitida pela secundária fica visível. Neste intervalo, é possível notar que a região de acreção e a cortina de matéria são responsáveis pela maior parte do brilho. Pouco antes de  $\phi=1,04$ , a região de acreção emerge do eclipse, seguida pela cortina. Imaginando que a polar prossiga o movimento orbital até retornar ao início da curva de luz, a passagem da cortina na frente da região de acreção da anã branca causa o vale centrado aproximadamente em  $\phi=0,87$ .

Figura 12 – (a) Curva de luz em função da fase e (b) diagrama da geometria da polar eclipsante HU Aqr.



(a) (HARROP-ALLIN et al., 1999)



(b) (HELLIER, 2001)

### 1.5.4.2 Polarização

As cargas aceleradas pela força de Lorentz na coluna de acreção emitem radiação eletromagnética. Particularmente, em trajetórias circulares não relativísticas, as cargas emitem radiação cíclotron, uma categoria de radiação eletromagnética polarizada. Ao contrário da luz não polarizada, que possui campo eletromagnético oscilando de forma aleatória, a luz polarizada possui campo com direção constante e bem determinada.

O campo elétrico  $\vec{E}$  da radiação polarizada pode ser decomposto em duas componentes ortogonais,  $\vec{E}_x$  e  $\vec{E}_y$ , que oscilam com a mesma frequência  $\omega$  da carga. A equação 1.8 descreve estas componentes, onde  $\delta$  é a diferença de fase,  $\vec{e}_x$  e  $\vec{e}_y$  são as amplitudes das componentes na direção dos eixos X e Y. Neste caso,  $\vec{E}$  propaga-se na direção do eixo Z.

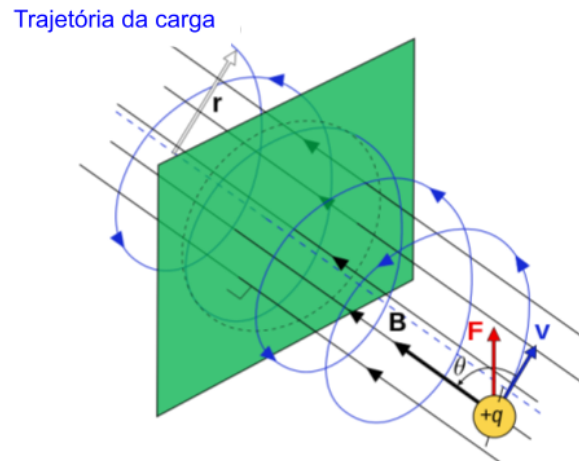
$$\begin{aligned}\vec{E}_x(t) &= \vec{e}_x \cos(2\pi\omega t) \\ \vec{E}_y(t) &= \vec{e}_y \cos(2\pi\omega t + \delta)\end{aligned}\tag{1.8}$$

A polarização é classificada de acordo com a orientação do campo  $\vec{E}$  ao longo do tempo. O caso mais geral, a polarização elíptica, acontece quando  $\delta \neq 0$  e o campo descreve uma elipse sobre o plano XY. Se  $\delta = 0$ , o campo  $\vec{E}$  oscila apenas em uma direção e a polarização é dita linear. Na polarização circular, as componentes possuem módulos iguais e diferença de fase de  $\delta = \pi/2$ , resultando em um campo  $\vec{E}$  com magnitude constante e direção que rotaciona com frequência  $\omega$  (KITCHIN, 2020; JACKSON, 1999). A figura 13 mostra a trajetória em espiral de uma partícula de carga  $q$  devido à influência de um campo magnético uniforme  $\vec{B}$ . Imaginando o plano hachurado como sendo o campo de visão do observador, podemos perceber como a medida da polarização se altera em função do ângulo de visada. Quando o plano está ortogonal ao campo magnético, a polarização é circular. À medida que diminuimos a inclinação da direção normal do plano em relação ao eixo do campo magnético, a polarização torna-se elíptica e com excentricidade cada vez maior. No caso limite, a normal do plano é paralela à direção de  $\vec{B}$ , e então vemos a carga oscilar apenas em uma direção, reproduzindo uma polarização linear.

O estado de polarização da radiação é inteiramente descrito pelas quatro quantidades listadas abaixo, chamadas parâmetros de Stokes. A figura 14 mostra a direção e sentido de polarização no plano XY considerando os valores limites de cada parâmetro de Stokes.

- $Q = e_x^2 - e_y^2$ : predominância de direção da luz linearmente polarizada.
- $U = 2e_x e_y \cos \delta$ : inclinação da luz linearmente polarizada sobre o eixo XY.
- $V = 2e_x e_y \sin \delta$ : predominância e sentido da luz circularmente polarizada.
- $I = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$ : intensidade da luz polarizada.

Figura 13 – Força de Lorentz sobre uma carga em campo magnético uniforme



(Fonte: Adaptada de Wikimedia Commons)

Figura 14 – Orientação da polarização de acordo com os parâmetros de Stokes.

100% Q	100% U	100% V
<p>+Q</p> <p><math>Q &gt; 0; U = 0; V = 0</math> (a)</p>	<p>+U</p> <p><math>Q = 0; U &gt; 0; V = 0</math> (c)</p>	<p>+V</p> <p><math>Q = 0; U = 0; V &gt; 0</math> (e)</p>
<p>-Q</p> <p><math>Q &lt; 0; U = 0; V = 0</math> (b)</p>	<p>-U</p> <p><math>Q = 0; U &lt; 0; V = 0</math> (d)</p>	<p>-V</p> <p><math>Q = 0; U = 0; V &lt; 0</math> (f)</p>

(Fonte: Wikimedia Commons)

Com os parâmetros de Stokes, é possível determinar os graus de polarização circular  $P_C$  e linear  $P_L$  utilizando as equações 1.9 e 1.10 respectivamente. A razão  $P_L/P_C$  fornece uma estimativa da posição do eixo magnético em relação ao observador em função do tempo, a partir da qual pode-se deduzir a inclinação da polar.

$$P_C = \frac{V}{I} \quad (1.9)$$

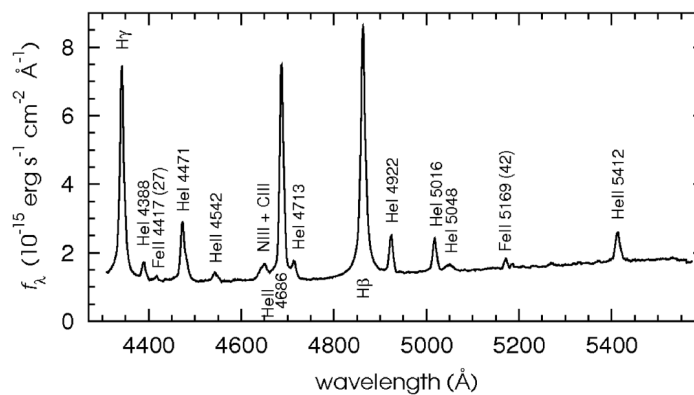
$$P_L = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (1.10)$$

### 1.5.4.3 Espectro eletromagnético

O espectro das polares mostra características distintas de acordo com os estados de brilho do sistema. O espectro em alto estado é caracterizado por linhas de emissão estreitas, sobrepostas em um contínuo sem modulações com tendência de aumento para o ultravioleta.

O espectro da luz visível ao infravermelho próximo é dominado pela luz polarizada da emissão ciclotrônica. É marcado pelas linhas de emissão da série de Balmer do hidrogênio, linhas de He I, He II 4686Å com intensidade comparável à de  $H\beta$ , e presença do complexo C III/N III 4650 Å. A região do ultravioleta contém linhas de espécies altamente ionizadas como He II, e linhas de Si IV, NV e C IV. A figura 15 mostra parte do espectro médio visível da polar V348 Pav obtido durante 12 ciclos orbitais em junho de 2014, no qual é possível notar a presença das linhas de emissão características desta classe de mVCs.

Figura 15 – Espectro médio com resolução de 1,6 Å da polar V348 Pav obtido durante 12 ciclos orbitais em junho de 2014. As marcações na vertical indicam as linhas de emissão.



(Fonte: Oliveira et al. (2019))

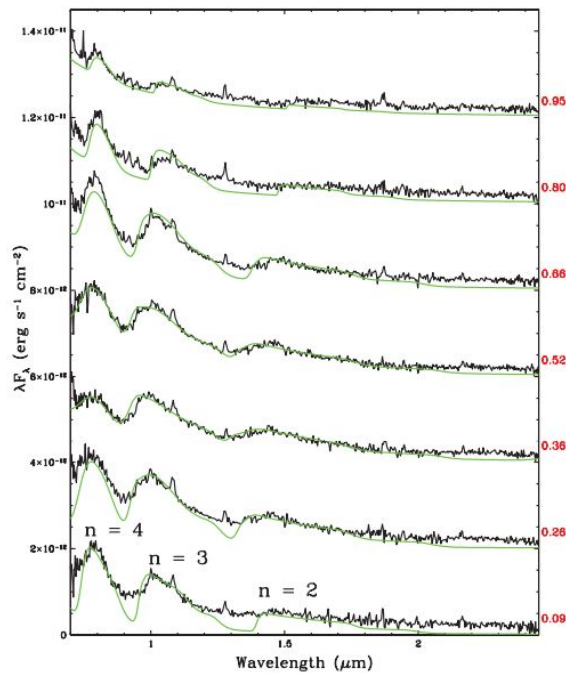
Espectros de alta resolução revelam que as linhas de emissão são compostas por múltiplas componentes com dinâmicas distintas, associadas a emissões provenientes do fluxo de matéria anterior à região de acoplamento, da região de acoplamento, da acreção próxima à superfície da anã branca e também da face aquecida da secundária (MUKAI, 1988). Em geral, as linhas de emissão de uma polar podem apresentar uma componente larga associada à emissão do gás em queda próximo à anã branca, e uma componente estreita associada à face da secundária aquecida pela região de acreção. Em muitos casos, outras componentes e dinâmicas mais complexas também são encontradas. Durante o estado alto, o espectro da secundária é ofuscado pela região de acreção e raramente é detectado.

Nos estados de baixa acreção e luminosidade, os espectros das polares podem apresentar bandas de absorção de TiO, provenientes da secundária, e linhas de emissão menos estruturadas e de mais baixa ionização. Além disso, o espectro fotosférico da anã branca pode tornar-se detectável, e ocasionalmente com a presença de componentes Zeeman em absorção, cujo grau de separação é proporcional ao campo magnético. As componentes Zeeman podem fornecer uma estimativa do campo magnético das polares, assim como a modelagem numérica da polarização e a determinação dos harmônicos ciclotron do

espectro.

A figura 16 mostra espectros na faixa do infravermelho em função da fase orbital (indicada à direita) da EQ Cet, uma polar com baixa taxa de acreção. O contínuo dos espectros é modulado pelos harmônicos da emissão ciclotrônica da região de choque. A linha contínua representa o ajuste dos *cyclotron humps* com campo magnético de 34 MG (CAMPBELL et al., 2008).

Figura 16 – Espectro no infravermelho da polar EQ Cet em função da fase orbital (direita). A linha verde mostra o ajuste dos *cyclotron humps* que modulam o contínuo do espectro. Para a construção do gráfico, cada fase foi acrescida de uma constante de  $2 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

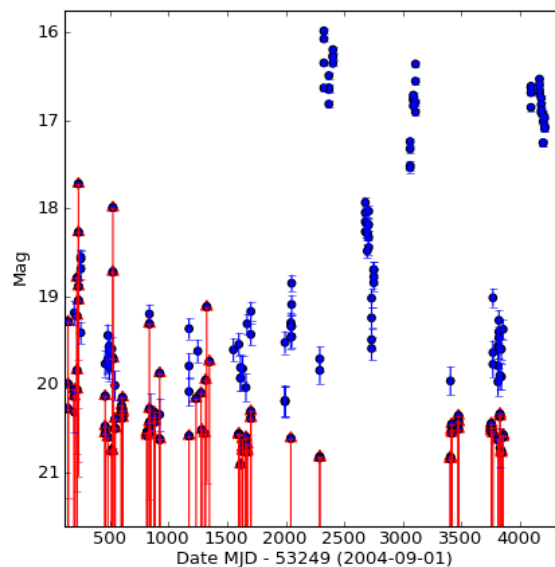


(Fonte: Campbell et al. (2008))

## 2 CRTS J091936.6-055519: Uma candidata a mVC polar

A fonte variável CRTS J091936.6-055519 (=CSS110114:091937-055519), que a partir deste ponto designaremos como CSS0919-05, foi identificada como transiente pelo telescópio de 0,7m do *Catalina Sky Survey* (CSS), situado em Tucson (Arizona, EUA). O CSS faz parte do projeto colaborativo *Catalina Real-time Transient Survey* (CRTS) (DRAKE et al., 2009), que realiza o monitoramento fotométrico em tempo real de grande parte do globo celeste em busca de fenômenos transientes ópticos. O CRTS atualmente possui um catálogo com mais de 18 mil transientes, dos quais 1513 são classificados como candidatas a variáveis cataclísmicas. A curva de luz da CSS0919-05 (Figura 17), obtida pelo CSS em filtro V entre os anos de 2005 e 2016<sup>1</sup>, revela estados de brilho que alternam entre 16 e 21 mag, e uma variação de cerca de 1 mag com maior frequência. Um transiente foi detectado pelo telescópio espacial *Swift* a 35" da posição da CSS0919-05, e pode ser sua contrapartida em raios-X. Uma fonte ultravioleta, também compatível com a posição da CSS0919-05, foi detectada pelo telescópio espacial *Galex*.

Figura 17 – Curva de luz da candidata a VC polar CSS0919-05 obtida entre os anos de 2005 e 2016 pelo *Catalina Sky Survey*.



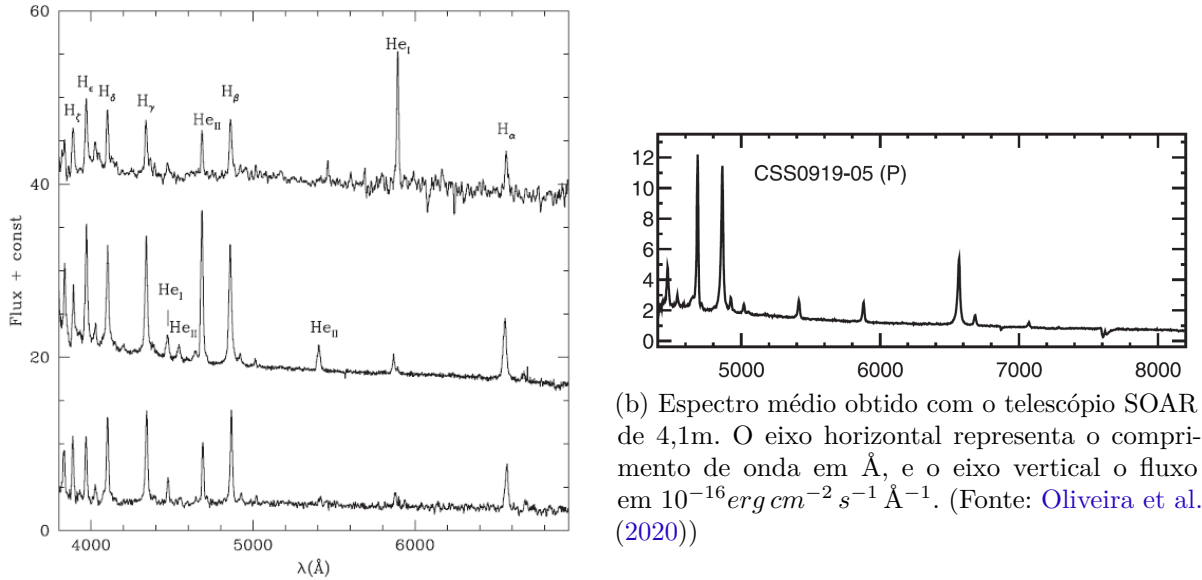
(Fonte: CRTS)

Posteriormente, espectros da CSS0919-05 foram obtidos e analisados por Drake et al. (2014) (figura 18a) e Oliveira et al. (2020) (figura 18b) em trabalhos de busca de novas VCs, nos quais os objetos foram selecionadas a partir da inspeção dos dados fotométricos do CRTS. Os espectros são visualmente semelhantes – ambos possuem linhas intensas de emissão nos comprimentos de onda de He II 4686 Å, H $\beta$  e H $\alpha$  da série de Balmer, além

<sup>1</sup> Disponível em <<http://nesssi.cacr.caltech.edu/catalina/AllCV.arch.html>>

de emissões menos intensas de He I e de C III/N III do complexo de Bowen, compatíveis com VCs polares. A razão de intensidades He II/H  $\beta = 0,77$  chama atenção por ser uma característica espectral marcante em polares. A ausência de *redshift* nos espectros indica que o objeto é galáctico.

Figura 18 – Espectros anteriores da CSS0919-05.



(a) Centro: Espectro da CSS0919-05 obtido com o telescópio Palomar de 5,1m. (Fonte: Drake et al. (2014))

(b) Espectro médio obtido com o telescópio SOAR de 4,1m. O eixo horizontal representa o comprimento de onda em  $\text{\AA}$ , e o eixo vertical o fluxo em  $10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ . (Fonte: Oliveira et al. (2020))

Parâmetros obtidos em observações anteriores da CSS0919-05 estão sumarizados na tabela 1. O catálogo *The Two Micron All Sky Survey* (2MASS) possui valores de magnitude nas bandas J, H e K do infravermelho (CUTRI et al., 2003), e Monet et al. (1997) em filtros B e R. Aparece ainda como o objeto EDR3 5746417687996443136 na publicação mais recente de dados de astrometria da missão Gaia (BROWN et al., 2021). A distância estimada por Bailer-Jones et al. (2021) utilizando os dados Gaia EDR3 é de  $d = 438_{-26}^{+23}$  pc, estabelecendo a origem galáctica do objeto.

A candidata a polar CSS0919-05 é um sistema ainda pouco conhecido. O objetivo do trabalho descrito nesta dissertação é realizar estudos detalhados de CSS0919-05 utilizando dados das técnicas observacionais de espectroscopia (SOAR), fotometria e polarimetria (OPD) obtidas nos anos de 2020 e 2021, além de dados espaciais obtidos com o telescópio TESS. O aumento da quantidade de mVCs com parâmetros físicos e geométricos bem determinados é necessário para um melhor entendimento de questões associadas ao cenário de evolução das mCVs, especialmente referente à possível relação evolutiva entre PIs e polares. A seguir, apresentaremos nossos resultados no estudo observacional deste objeto.

Tabela 1 – Parâmetros da CSS0919-05.

---

		Fonte
Coordenadas (J2000)	09:19:37	<a href="#">Oliveira et al. (2020)</a>
Declinação (J200)	−05:55:19	<a href="#">Oliveira et al. (2020)</a>
Distância	$438^{+23}_{-26}$ pc	<a href="#">Bailer-Jones et al. (2021)</a>
Magnitude média (mag)		
	18,8 (B)	<a href="#">Monet et al. (1997)</a>
	19,1 (R)	<a href="#">Monet et al. (1997)</a>
	17,3 (G)	<a href="#">Brown et al. (2021)</a>
	16,6 (J)	<a href="#">Cutri et al. (2003)</a>
	16,0 (H)	<a href="#">Cutri et al. (2003)</a>
	15,6 (K)	<a href="#">Cutri et al. (2003)</a>
	18,6 (V)	<a href="#">Oliveira et al. (2020)</a>

---



### 3 Obtenção e tratamento dos dados

Para o estudo observacional da polar CSS0919-05, foram utilizados dados de espectroscopia obtidos no *Southern Astrophysical Research Telescope* (SOAR), polarimetria e fotometria no Observatório Pico dos Dias (OPD), além de dados públicos do telescópio espacial TESS. Os detalhes das aquisições e tratamento dos dados estão descritos nas seções a seguir. A tabela 2 resume as datas de observações e técnicas de cada conjunto de dados.

Tabela 2 – Observações da CSS0919-05.

Data	Técnica	Telescópio	Tempo de exposição (s)	Número de exposições
02 a 27/02/2019	Fotometria	TESS	1426	951
24/03/2020	Polarimetria	OPD 1,60m	60	67
26/03/2020	Polarimetria	OPD 1,60m	70	173
13/12/2020	Espectroscopia	SOAR 4,1m	900	6
10/01/2021	Espectroscopia	SOAR 4,1m	600	27
11/01/2021	Espectroscopia	SOAR 4,1m	600	25
09/02 a 06/03/2021	Fotometria	TESS	476	2779

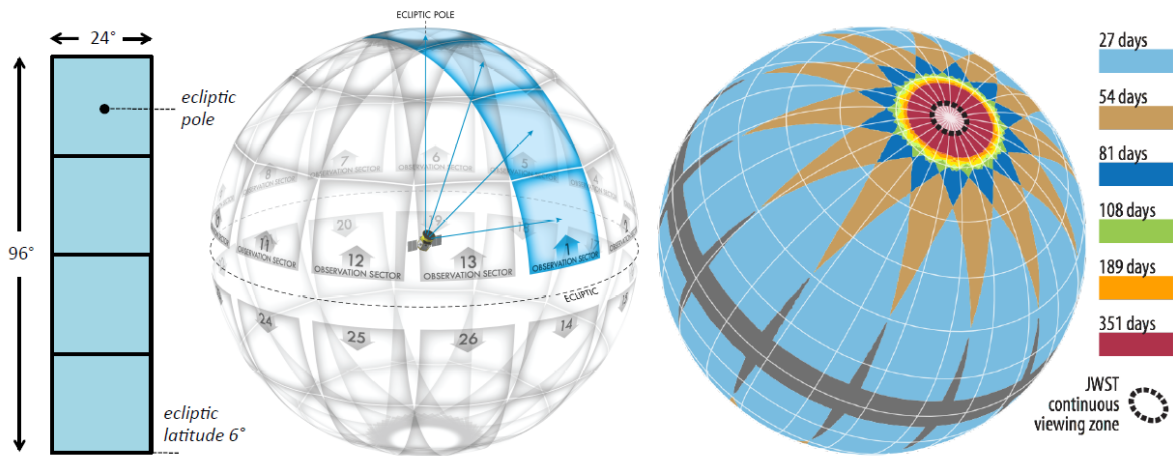
#### 3.1 Fotometria com dados do telescópio TESS

O telescópio espacial TESS (*Transiting Exoplanet Survey Satellite*) foi desenvolvido em consórcio entre o *Massachusetts Institute of Technology*, *NASA's Goddard Space Flight Center* e *Orbital Sciences Corporation* para a busca de exoplanetas através da observação de trânsitos em estrelas da sequência principal de tipo espectral de F5 a M5 próximas ao Sistema Solar (RICKER et al., 2014). A ampla cobertura temporal aliada à alta resolução temporal das medidas de fotometria tornam os dados do TESS promissores para o estudo de fenômenos variáveis, como no caso das VCs.

Com as operações iniciadas em junho de 2018, a missão realiza observações de fotometria de aproximadamente 80% do globo celeste a cada dois anos no intervalo espectral do vermelho ao infravermelho próximo (600–1000 nm). As observações são distribuídas em setores, que compreendem áreas de  $24^\circ \times 96^\circ$  do plano da eclíptica até o polo eclíptico. Cada setor é observado por períodos de cerca de 27,4 dias (figura 19). Até a data de escrita deste trabalho, o TESS acumula observações de 58 setores.

A configuração óptica do TESS é formada por quatro câmeras com lentes idênticas de 146 mm de abertura que, quando combinadas, produzem um mosaico de cada setor. Cada câmera possui 4 CCDs MIT/LL CCID-80 de  $2048 \times 2048$  pixels com escala de  $21''/\text{pixel}$ . Os sensores são preservados a temperaturas próximas de  $-80^\circ\text{C}$ , mantendo a corrente de escuro desprezível e o ruído de leitura entre  $7\text{--}11 e^-/\text{pixel}$  (VANDERSPEK et al., 2018). O limite de saturação de cada pixel é de cerca de  $200.000 e^-$ . Para lidar com objetos

Figura 19 – Esquerda: Mosaico formado pelos campos de cada câmera. Centro: Representação de 26 setores observados pela TESS no globo celeste. Direita: Duração das observações em diferentes regiões do globo celeste considerando-se as sobreposições dos setores. O círculo pontilhado preto demarca a área de visibilidade contínua do Telescópio Espacial James Webb.



(Fonte: Ricker et al. (2014))

saturados, os CCDs possuem um mecanismo que transfere os elétrons sobressalentes para os pixels adjacentes da mesma coluna, formando uma linha vertical brilhante e conservando a carga. Desta forma, utilizando uma abertura conveniente para abarcar toda a carga conservada, ainda é possível realizar fotometria de precisão de objetos com magnitude até  $I_C \sim 4$  (onde  $I_C$  refere-se ao filtro  $I$  de Johnson-Cousins).

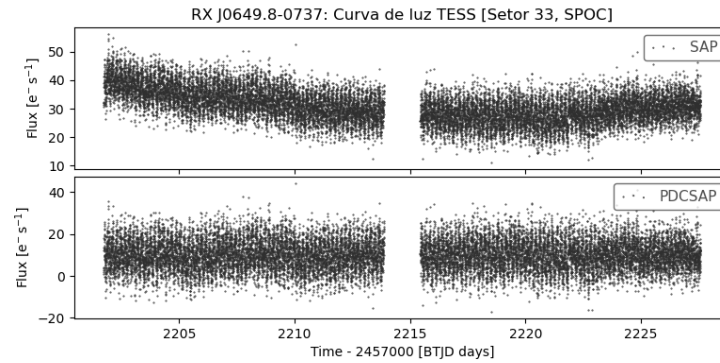
As imagens integradas pelo TESS são processadas pelo *Science Processing Operations Center* (SPOC), NASA, e disponibilizadas em domínio público no portal *Mikulski Archive for Space Telescopes* (MAST<sup>1</sup>). Para alvos pré-selecionados, o SPOC produz curvas de luz e seus respectivos *Target Pixel Files* (TPF – imagens calibradas do plano focal que contém o alvo) em exposições efetivas de no máximo 2 minutos.

As curvas de luz SPOC são obtidas a partir dos arquivos TPF pela técnica de fotometria de abertura, sinalizada como SAP (*Simple Aperture Photometry*). Há curvas de luz que, adicionalmente, passam pelo processo de correção de erros sistemáticos – estas, sinalizadas como PDCSAP (*Pre-search Data Conditioning SAP*). Esta correção, no entanto, foi otimizado para a observação de trânsitos exoplanetários e pode eliminar tendências próprias das VCs, como *outbursts* e mudanças de estado de brilho, além de diminuir o nível do fluxo. Littlefield et al. (2021), por exemplo, citam que a correção executada na curva PDCSAP da polar intermediária TX Col excluiu uma erupção que estava presente na curva de luz SAP. A figura 20 ilustra como a técnica PDCSAP pode anular tendências de longo prazo das curvas de luz e reduzir o nível de fluxo de um mesmo objeto, que

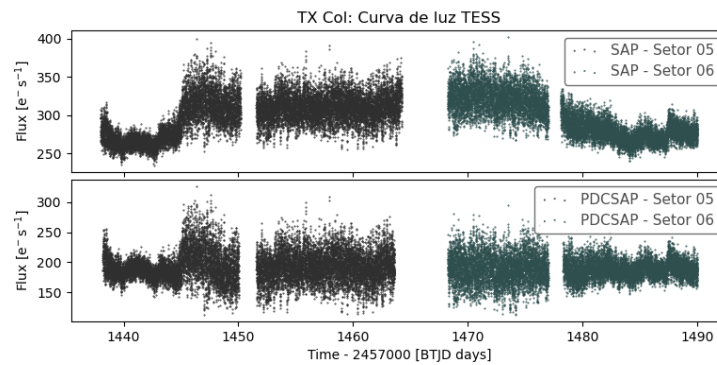
<sup>1</sup> <<https://mast.stsci.edu/portal/Mashup/Clients/Mast/Portal.html>>

inclusive atinge níveis negativos. Portanto, a escolha entre curva SAP ou PDCSAP deve ser feita analisando-se individualmente os conjuntos de dados.

Figura 20 – Exemplo de comparação entre as curvas de luz SAP e PDCSAP de duas VCs.



(a) RX J0649.8-0737



(b) TX Col

(Fonte: Elaborada pela autora)

As curvas de luz SPOC utilizam o padrão de tempo BTJD (*Barycentric TESS Julian Day*), que é calculado como a Data Juliana subtraída em 2457000 corrigida em relação ao baricentro do Sistema Solar. (equação 3.1) (TENENBAUM; JENKINS, 2018)

$$BTJD = BJD - 2457000 \quad (3.1)$$

Além das curvas de luz, o SPOC disponibiliza as sequências de *Full Frame Image* (FFI) de todos os setores, com exposições de até 30 minutos. A sequência de FFI é composta por cadências (imagens sequenciais com tempo de exposição  $t_{exp}$  cada) calibradas em fluxo, das quais pode-se obter a curva de luz de objetos que não estejam no catálogo de curvas de luz reduzidas pelo SPOC. Existe ainda a possibilidade de objetos presentes nas FFIs serem selecionados para observações futuras com tempos de exposição menores durante a missão estendida. As FFIs permitem também que curvas de luz sejam produzidas pelo usuário com configurações mais adequadas em casos especiais, como por exemplo em campos ricos. No entanto, a resolução temporal das FFIs (de 10 ou 30 minutos a depender do setor) é

sempre degradada em relação às curvas de luz fornecidas pelo SPOC (com resolução de 20 segundos até 2 minutos).

### 3.1.1 Curvas de luz a partir de FFIs TESS

A fotometria de abertura é uma técnica utilizada para obter o fluxo emitido por um objeto celeste em imagens astronômicas – quando tomadas em função do tempo, produzem uma curva de luz do objeto (KITCHIN, 2020). A técnica consiste na medida do fluxo de uma região do céu centrada no objeto subtraída da contribuição do fluxo de fundo de céu por pixel, eliminando assim a influência de outros objetos próximos e da atmosfera terrestre. Neste trabalho, as curvas de luz da CSS0919-05 com dados TESS foram obtidas a partir das FFIs, utilizando-se o pacote *Lightkurve* (Lightkurve Collaboration et al., 2018), uma biblioteca em Python colaborativa e de código aberto desenvolvida para visualização e análise de dados dos telescópios Kepler e TESS.

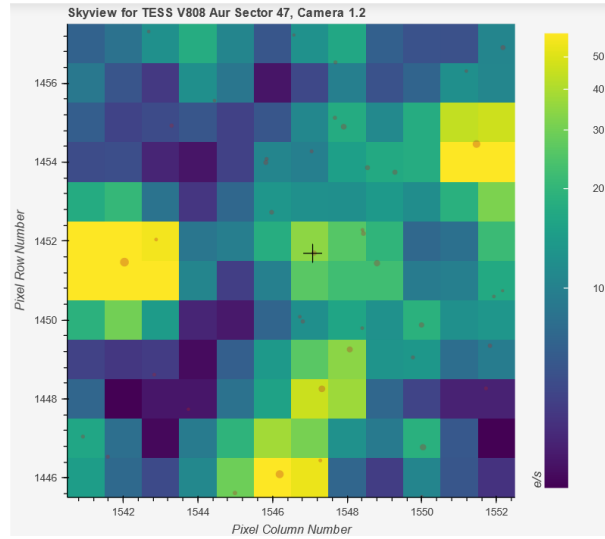
Para exemplificar o processo de construção da curva de luz a partir dos arquivos FFI, utilizamos dados de V808 Aur, uma polar eclipsante com período orbital conhecido de  $P=0,081377$  dias (THORNE; GARNAVICH; MOHRIG, 2010) e eclipse com duração, no óptico, de 433,08 s (SCHWOPE et al., 2015).

Como primeiro passo, utilizamos a função `interact_sky(x)`, que sobrepõe uma cadência com posições de objetos do catálogo Gaia com magnitude de até  $x$ , definida pelo usuário. Essa etapa serve para certificar-se que o objeto está centralizado no campo e verificar a presença de outras fontes luminosas próximas. A figura 21 mostra o campo de  $12 \times 12$  pixels centrado em V808 Aur, imageada em 2021 (setor 47) em cadências de  $t_{\text{exp}} = 475$  s. A escala de cores indica a intensidade do fluxo em  $e^-/s$  e os círculos mostram a posição de objetos Gaia, com raio proporcional ao brilho do objeto.

Em seguida, definimos máscaras marcando a posição do objeto e a região do fundo de céu, mostradas na figura 22. As máscaras são matrizes booleanas que determinam quais pixels serão utilizados para a soma do fluxo total de cada área, e podem ser criadas manual ou automaticamente. Dado um pixel de referência e um valor de limiar, informados pelo usuário, o comando `tpf.create_threshold_mask` seleciona os pixels com fluxo maior do que o limiar vezes o desvio padrão acima da média geral. Como o TESS é um telescópio livre da interferência atmosférica, a medida do fluxo oriundo do céu serve para eliminar a influência de outros objetos luminosos próximos, ruídos instrumentais e anomalias causadas pelo movimento do próprio telescópio.

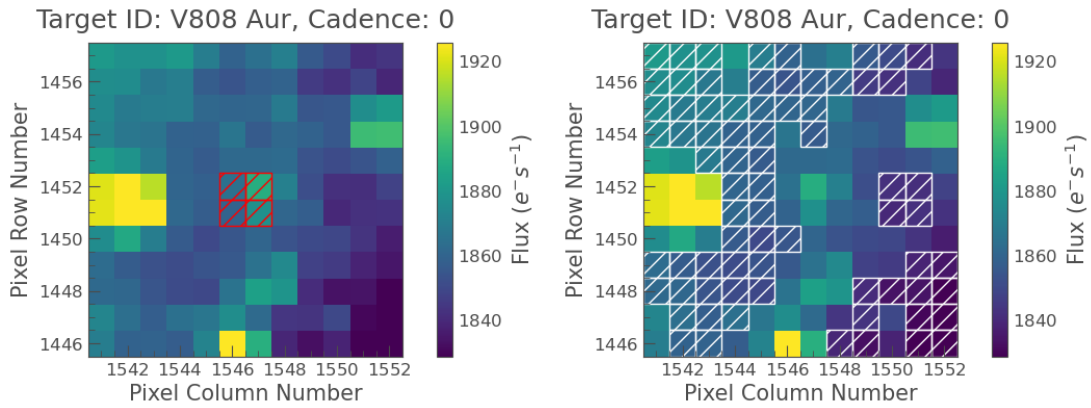
A função `to_lightcurve(aperture_mask = M)` constrói a curva de luz a partir do fluxo calculado para a máscara  $M$  em cada cadência – com esta tarefa, produzimos as curvas de luz tanto do objeto quanto do fundo de céu. A contribuição do fundo de céu  $CL_{\text{céu}}$  na curva de luz total do objeto é então calculada pela equação 3.2, multiplicando-se

Figura 21 – Campo de  $12 \times 2$  pixels em torno da VC polar V808 Aur. A escala de cores indica a intensidade do fluxo em  $e^-/s$  e os círculos mostram objetos Gaia com raio proporcional ao brilho. Os eixos vertical e horizontal mostram o número das linhas e colunas dos pixels do CCD.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Figura 22 – Máscaras definidas para cálculo do fluxo total.



(a) Objeto

(b) Fundo de céu

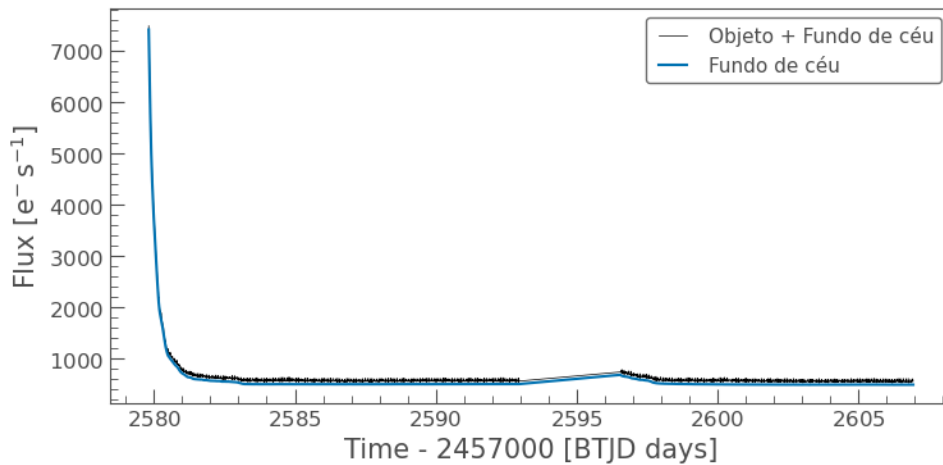
(Fonte: Elaborada pela autora)

a razão de fluxo por pixel do céu,  $\text{Fluxo}_{\text{céu}} / \text{Pixels}_{\text{céu}}$ , pelo número de pixels da máscara do objeto  $\text{Pixels}_{\text{obj}}$ . A imagem 23 mostra a curva de luz da V808 Aur, ainda sem a subtração do fluxo do céu, em comparação com a contribuição do fundo de céu.

$$\text{CL}_{\text{céu}} = (\text{Fluxo}_{\text{céu}} / \text{Pixels}_{\text{céu}}) \times \text{Pixels}_{\text{obj}} \quad (3.2)$$

Em seguida, a contribuição do céu é subtraída dos dados do objeto. A curva obtida pode ser normalizada com a função `normalize()`, resultando na curva de luz final apresentada na figura 24. A pausa nos dados corresponde à passagem do TESS pelo perigeu, durante a qual as observações são interrompidas para que os dados sejam transmitidos

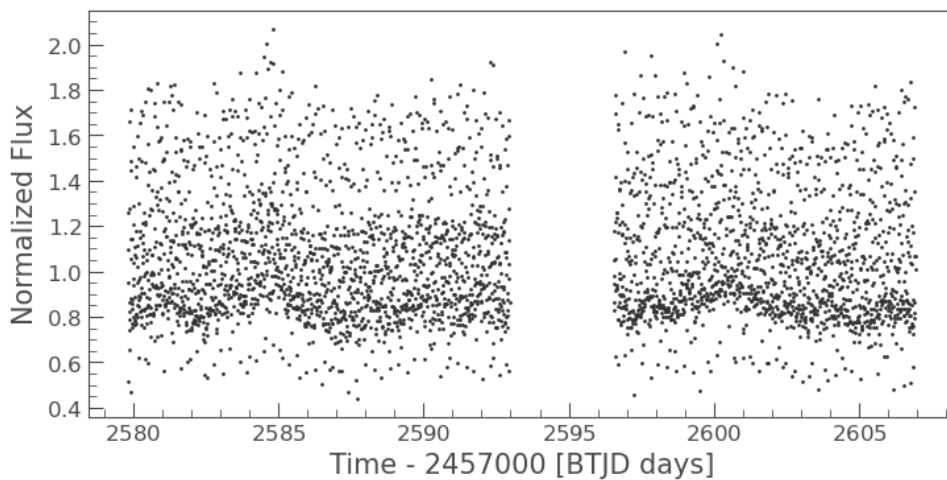
Figura 23 – V808 Aur: curva de luz sem correção comparada ao fluxo do fundo de céu.



(Fonte: Elaborada pela autora)

para a Terra. A próxima etapa consiste no estudo de periodicidades presentes na curva de luz, como descrito na seção seguinte.

Figura 24 – V808 Aur: Curva de luz com dados TESS



(Fonte: Elaborada pela autora)

### 3.1.2 Busca de periodicidades: o método de Lomb-Scargle

No contexto da pesquisa astronômica, a análise de séries temporais consiste em mensurar a variação do sistema físico em função do tempo com o objetivo de gerar modelos para caracterizar o sistema e sua previsibilidade.

O método de Lomb-Scargle ([SCARGLE, 1982](#)) é utilizado para busca de sinais periódicos em dados obtidos com intervalos de tempo irregulares ([VANDERPLAS, 2018](#)) baseando-se na transformada discreta de Fourier, cujo cálculo parte da suposição de que a série pode ser descrita como a soma de diversos sinais senoidais com frequências

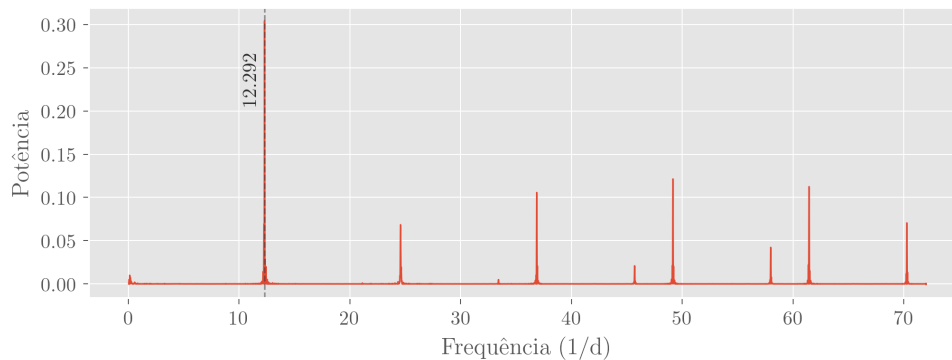
e amplitudes bem definidas. O resultado é um espectro de potências conhecido como periodograma, que mostra a contribuição de cada frequência para o sinal original – quanto mais potente uma dada frequência, maior é sua relevância na série temporal.

Dos cuidados que devem ser tomados durante o cálculo de um periodograma, a escolha de janela de busca de frequências e a grade do cálculo são dos mais relevantes pois, caso sejam mal definidos, podem acabar por desprezar picos que seriam importantes para a análise. Dada uma série temporal de duração total  $T$  cujos dados são integrados durante um intervalo de tempo  $\Delta t$  cada, as frequências  $f_n$  que podem ser recuperadas pelo Lomb-Scargle são limitadas pela janela  $1/T \leq f_n \leq 1/(2\Delta t)$  (VANDERPLAS, 2018).

Neste trabalho, o cálculo das periodicidades foi realizado com a classe `LombScargle` da biblioteca Python `astroPy` (VANDERPLAS et al., 2012; VANDERPLAS; IVEZIC', 2015). Como exemplo de aplicação da técnica, utilizamos a curva de luz de V808 Aur produzida na seção anterior (figura 24). Com a série temporal e intervalo de frequência fornecidos pelo usuário, a função `LombScargle.autopower()` calcula o periodograma apresentado na figura 25. O pico mais alto indica uma periodicidade significativa com frequência  $f=12,292 \text{ d}^{-1}$  relacionada ao período  $P = 0,081357 \text{ d}$ , muito próxima ao período orbital da V808 Aur de  $P = 0,081377 \text{ d}$  registrado na literatura. É possível notar também, iniciando-se próximo da frequência  $24 \text{ d}^{-1}$ , uma sequência de cinco harmônicos da frequência principal. Os harmônicos tendem a aparecer quando a técnica é aplicada a séries que possuem morfologia não exatamente senoidal, como no caso das polares.

Uma forma de estimar a significância de dado um pico no periodograma é utilizando a medida de probabilidade de falso alarme (PFA), que fornece a probabilidade deste pico ser produzido pelo sinal caso não houvesse periodicidade. A PFA depende diretamente da cobertura dos dados e da relação sinal-ruído. No caso do periodograma da V808 Aur, a PFA calculada para o maior pico é praticamente nula.

Figura 25 – Periodograma da curva de luz da V808 Aur obtido a partir da FFI do setor 47. A linha vertical pontilhada marca a posição central do pico mais intenso.

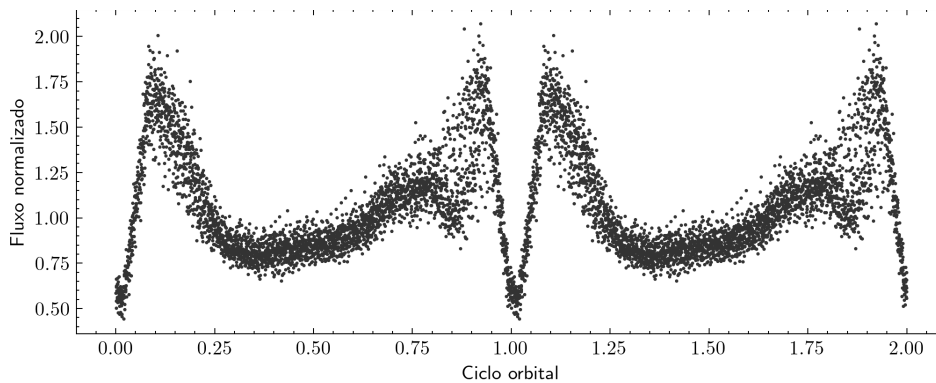


(Fonte: Elaborada pela autora)

Com o período calculado, pode-se construir um gráfico da curva de luz em função

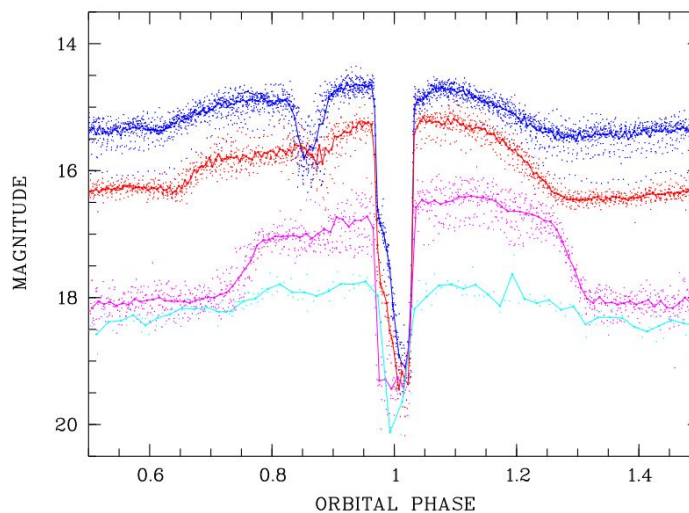
do ciclo orbital. No caso da V808 Aur, a curva em fase obtida utilizando-se os dados do setor 47 com período e efeméride definidos por [Schwope et al. \(2015\)](#) (figura 26) é muito similar à curva de luz de estado alto obtida por este (figura 27). Como principais características desta curva, temos a corcova principal entre as fases  $\phi=0,25$  e  $\phi=0,75$ , originada pela emissão oriunda da região pós-choque direcionada para o observador, o eclipse profundo centrado em  $\phi=1$ , causado pela ocultação da anã branca e da região pós-choque pela estrela secundária, e um eclipse de menor profundidade precedendo o eclipse principal, provavelmente associado à ocultação parcial da região pós-choque pela própria coluna de acreção. O exemplo da V808 Aur mostra o potencial dos dados TESS em relação ao estudo observacional de polares.

Figura 26 – Curva de luz em fase da polar V808 Aur utilizando o período e efeméride definidos por [Schwope et al. \(2015\)](#). O eixo horizontal compreende dois ciclos orbitais completos.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Figura 27 – De cima para baixo: curvas de luz em fase da polar V808 Aur obtidas durante os estados alto, intermediário, baixo e muito baixo.

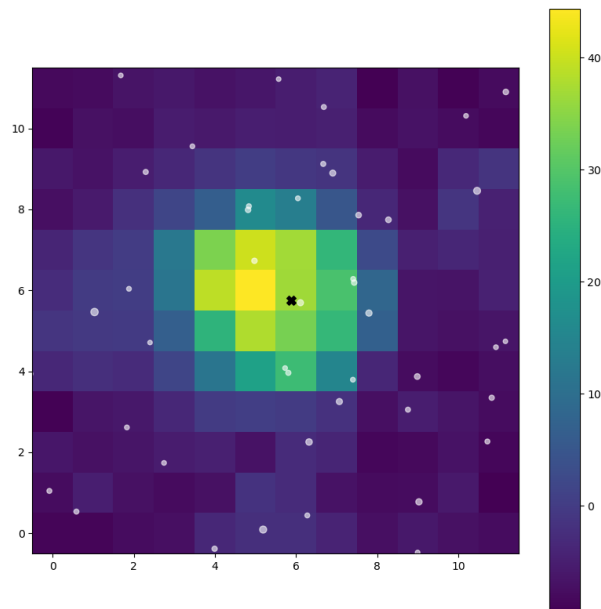


(Fonte: [Schwope et al. \(2015\)](#))

Como os pixels do detector do TESS possuem uma escala de  $21''$ , não é raro que um pixel esteja contaminado pela luz de outras fontes próximas. Portanto, é prudente certificar-se que a frequência encontrada realmente está relacionada ao objeto de interesse. Para isso, como etapa adicional, utilizamos o pacote de código aberto `TESS_Localize` (Higgins; Bell, 2022), que calcula a posição e probabilidade de um sinal periódico no campo da FFI com precisão de até  $1/5$  de pixel, assumindo que as fontes próximas não possuam sinal com frequência que não se possa distinguir do alvo.

A figura 28, produzida pelo `TESS_Localize`, mostra o mapa de calor da proporção sinal-ruído em relação à frequência  $f = 12.29 \text{ d}^{-1}$  sobre o campo da V808 Aur. Os círculos brancos indicam as fontes Gaia e o x preto marca a posição de origem mais provável da frequência investigada. Neste caso, as posições de origem do pico principal e dos secundários do periodograma 25 foram encontradas muito próximas à posição Gaia de V808 Aur, com probabilidade relativa de praticamente 100%, confirmando que a variabilidade encontrada está associada a esta polar e que os picos secundários são harmônicos da frequência principal, e não periodicidades espúrias de outras fontes próximas.

Figura 28 – Mapa de calor da relação sinal-ruído da frequência do pico principal do periodograma da V808 Aur. O x preto indica a posição de origem mais provável do pico.



(Fonte: Elaborada pela autora)

## 3.2 Espectroscopia SOAR

### 3.2.1 Aquisição dos espectros

Os dados utilizados nesta seção foram obtidos no *Southern Astrophysical Research Telescope* (SOAR), de 4,1 metros de abertura, situado a uma altitude de cerca de 2700 m no Cerro Pachón, Chile. As observações foram conduzidas remotamente por Dr. Alexandre Soares de Oliveira (UNIVAP) e Me. Diego Carvalho de Souza (UNIVAP) durante as noites de 13 de dezembro 2020, e 10 e 11 de janeiro 2021, como parte de projeto de observação de candidatas a variáveis cataclísmicas magnéticas, do qual também fazem parte Dra. Claudia V. Rodrigues (INPE), Dra. Karleyne M. G. Silva (Gemini Observatory, Chile), Dr. Murilo Martins (UNIVAP) e Dra. Isabel Lima (IAFE, Argentina).

Para aquisição dos espectros, utilizou-se o *Goodman High Throughput Spectrograph* (CLEMENS; CRAIN; ANDERSON, 2004) no modo de Câmera Azul, com a rede de difração de 12001/mm e uma fenda frontal de 0,84", acoplado ao CCD Fairchild de  $4096 \times 4096$  pixeles, em binagem  $2 \times 2$ . Esta configuração foi planejada para obter espectros com resolução de 0,62 Å/pixel centrados em aproximadamente 5030 Å. Os espectros cobrem o intervalo 4320–5620 Å, incluindo a linha telúrica O I 5577,34 Å que será utilizada como referência na etapa de calibração de comprimento de onda. Ao longo das exposições, a fenda foi alinhada ao ângulo paralático para minimizar a perda de luz devida à refração atmosférica diferencial.

Durante as tardes que antecederam cada noite de observação, foram obtidas 40 imagens de *flatfield* com tempo de exposição  $t_{\text{exp}} = 7$  s cada, e 50 imagens de *bias* para registro de imperfeições e ruídos do CCD. Ao todo, são 59 espectros da CSS0919-05, dos quais 6 foram obtidos com  $t_{\text{exp}} = 900$  s na primeira noite, 28 e 25 com  $t_{\text{exp}} = 600$  s nas noites seguintes. As aquisições foram intercalados a aproximadamente cada hora com espectros de lâmpada de CuHeAr com  $t_{\text{exp}} = 60$  s para calibração de comprimento de onda.

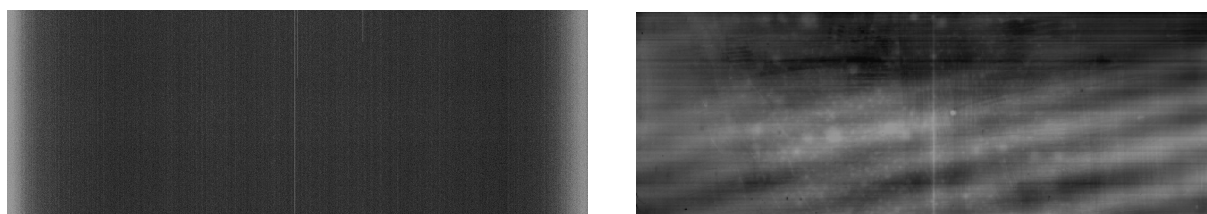
A seguir, descrevemos as etapas de redução, calibração e extração dos dados realizadas utilizando-se o pacote IRAF (*The Image Reduction and Analysis Facility*) (TODY, 1986), uma interface interativa desenvolvida para análise de dados científicos e amplamente utilizada na pesquisa astronômica.

### 3.2.2 Redução e calibração dos espectros

Em observações astronômicas, os ruídos experimentais intrínsecos mais significativos vêm da emissão térmica do próprio instrumental, que causam excitações aleatórias no CCD durante a aquisição e mudam o nível zero de contagens das imagens (LÉNA et al., 2012). A imagem média do nível zero (Figura 29a) foi obtida combinando-se as imagens de

*bias*, registradas com o obturador fechado (portanto, sem a interferência de luz externa) no dia da observação. No IRAF, esta imagem é criada pela tarefa `zerocombine` do pacote `noao.imred.ccdred`. Para remover sua contribuição, o *bias* médio foi então subtraído das imagens de *flatfield* e de ciência com a tarefa `ccdproc` do mesmo pacote.

Figura 29 – Imagens de *bias* (29a) e *flatfield* (29b) médios obtidas antes da observação de 13 de dezembro de 2020 mostram os ruídos intrínsecos do CCD e imperfeições nas imagens.

(a) *Bias* médio.(b) *Flatfield* médio.

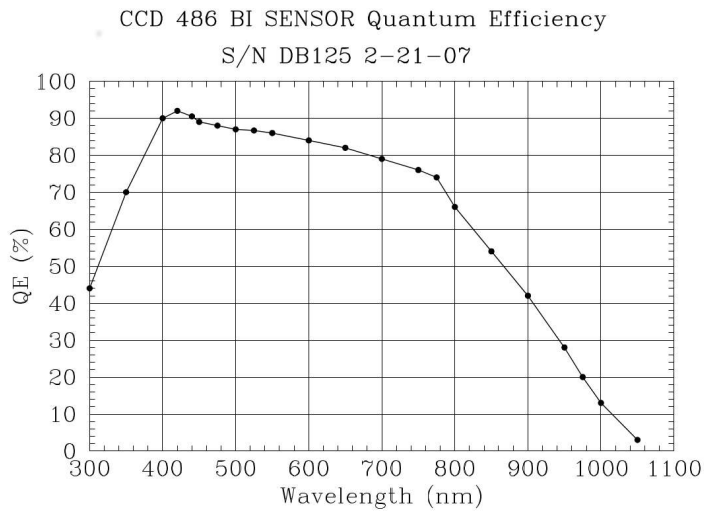
(Fonte: Elaborada pela autora)

Outras fontes importantes de ruído estão associadas aos elementos ópticos do telescópio e à eficiência quântica do CCD. Imperfeições e partículas de poeira sobre lentes e espelhos podem formar imagens fantasmas e fora de foco. A eficiência quântica, por sua vez, é uma medida do número de elétrons convertidos para cada fóton incidente de um determinado comprimento de onda, e pode ser interpretada como a sensibilidade do CCD ao longo do espectro eletromagnético. A curva de eficiência quântica do *Goodman Spectrograph Blue Camera*<sup>2</sup> (Figura 30) mostra maior eficiência no intervalo 400–780 nm (espectro visível), e decai rapidamente em comprimentos fora deste. Além disso, uma ligeira diferença de sensibilidade entre os pixels do CCD quando expostos à luz externa pode ser suficiente para criar um sinal padrão característico do sensor sobre a imagem real. Estas imperfeições são reveladas em imagens chamadas *flatfield*, que, nesta observação, foram tomadas iluminando-se o uniformemente o interior do espectrógrafo com uma lâmpada de quartzo. A imagem de *flatfield* média (Figura 29b) é obtida com a tarefa `flatcombine`. As imagens de ciência já subtraídas do *bias* médio são, então, divididas pelo *flatfield* médio, resultando nos espectros bidimensionais da CSS0919-05 e da lâmpada de CuHeAr.

Os espectros bidimensionais mostram a distribuição da luz que atravessa a fenda frontal da câmera e é espalhada em função do comprimento de onda pela rede de difração ao longo do eixo de dispersão (eixo horizontal nas imagens). A Figura 31a mostra o espectro bidimensional da CSS0919-05, uma fonte luminosa pontual no céu, como uma linha horizontal clara no centro da imagem, envolto pelo espectro menos intenso da atmosfera terrestre. A linha intensa vertical corresponde à linha de emissão O I 5577,34 Å produzida na atmosfera terrestre. Há ainda pequenos artefatos visíveis na imagem, como pontos e ranhuras, causados pela interação de raios cósmicos com o CCD. Esses artefatos

<sup>2</sup> Disponível em <https://noirlab.edu/science/index.php/programs/ctio/instruments/goodman-high-throughput-spectrograph/instrument-characteristics/goodman-blue-camera>

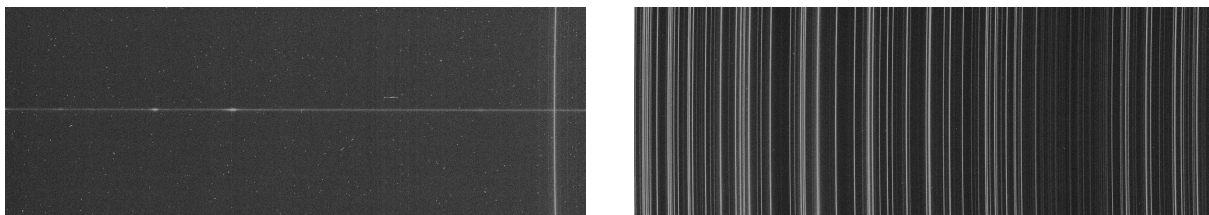
Figura 30 – Curva de eficiência quântica do CCD da *Goodman Spectrograph Blue Camera* em função do comprimento de onda em nm.



(Fonte: NOIRLab)

são eliminados tomando-se a mediana ao longo de uma coluna de pixels na imagem ou entre vários espectros. A Figura 31b mostra o espectro de emissão da lâmpada de CuHeAr, que, diferente da CSS0919-05, preenche todo o eixo espacial (eixo vertical na imagem) por ser uma fonte luminosa extensa.

Figura 31 – Espectros bidimensionais da (a) CSS0919-05 e (b) lâmpada de CuHeAr após a subtração do *bias* e divisão do *flatfield*. Obtidas durante a observação de 13 de dezembro de 2020.



(a) CSS0919-05

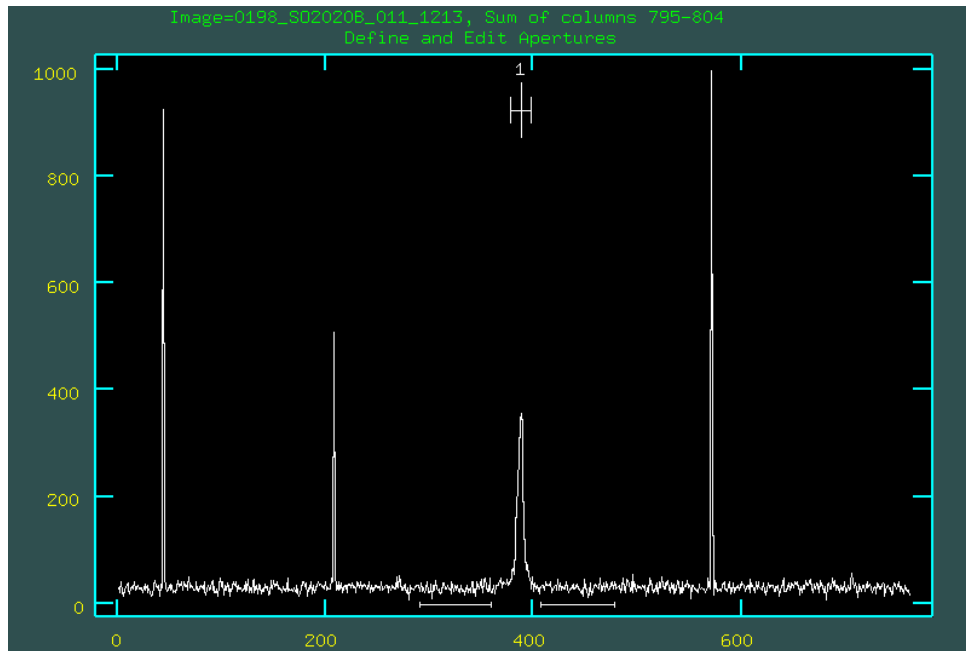
(b) lâmpada de CuHeAr

(Fonte: Elaborada pela autora)

A etapa seguinte consiste na extração de uma distribuição unidimensional a partir da imagem bidimensional de cada espectro de ciência utilizando a tarefa `apall` do pacote `noao.twospec.apextract`. Para cada espectro, a tarefa apresenta um gráfico da distribuição da intensidade média ao longo do eixo espacial do espectro, aproximadamente perpendicular ao eixo de dispersão. O usuário, então, define a abertura contendo o espectro de interesse, e as janelas adjacentes ao objeto para o cálculo do fundo de céu. A Figura 32, com a tela do IRAF durante a tarefa `apall`, mostra a intensidade do sinal ao longo de um corte no eixo espacial do espectro bidimensional da CSS0919-05. O pico central corresponde ao espectro da CSS0919-05, e os demais picos são causados pela incidência

de raios cósmicos no CCD. A marcação horizontal superior indica a abertura selecionada, enquanto as duas marcações abaixo da distribuição indicam a janela de céu.

Figura 32 – Intensidade ao longo de corte no eixo espacial do espectro bidimensional da CSS0919-05.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Em seguida, a tarefa calcula o espectro médio do objeto e do céu ao longo do eixo de dispersão dentro da abertura e janelas selecionadas. Por fim, o espectro de céu é subtraído do espectro do objeto para eliminar a contribuição da atmosfera. Para a extração dos espectros das lâmpadas, o processo é repetido automaticamente com os mesmos parâmetros utilizados para o espectro de ciência temporalmente mais próximo. O trabalho de redução dos dados resulta em espectros unidimensionais da contagem de elétrons no CCD em função dos pixels do eixo de dispersão. É necessário que a distribuição seja convertida em unidades físicas – no caso do espectro, fluxo em função do comprimento de onda.

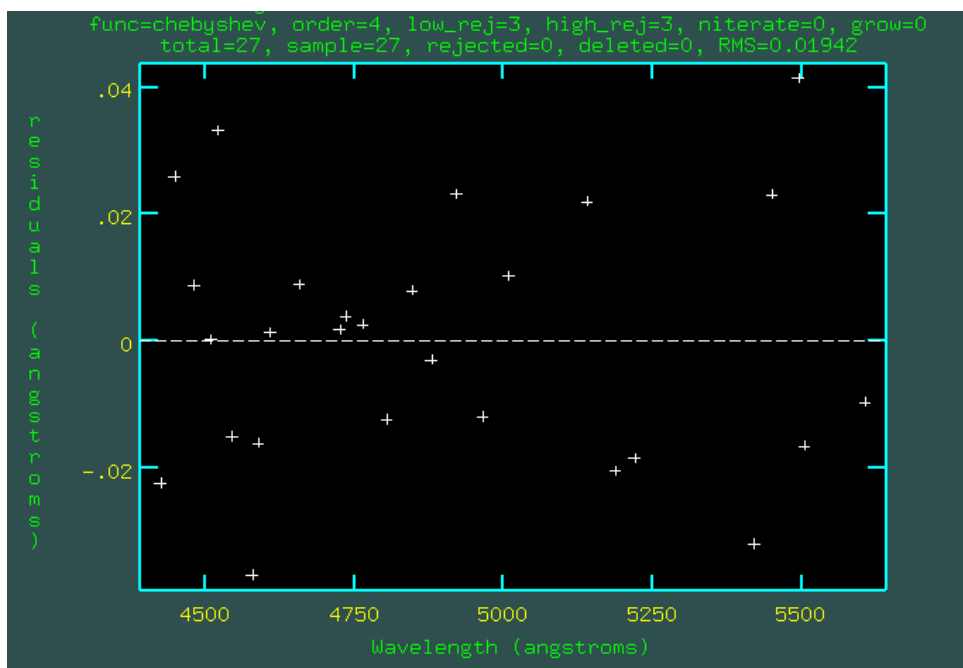
A calibração em comprimento de onda inicia-se com a identificação de linhas de emissão tabeladas<sup>3</sup> em um dos espectros não calibrados da lâmpada de CuHeAr utilizando a tarefa interativa `identify` do pacote `noao.onedspec`. Baseando-se no comprimento de onda das linhas fornecidas pelo usuário, a tarefa ajusta uma função de dispersão que associa valores de comprimento de onda para cada pixel. Como esta é uma das etapas mais críticas para obter dados de espectroscopia com maior precisão possível, as linhas foram manualmente selecionadas seguindo dois critérios: deve possuir sinal intenso e estar isolada de outras linhas. Para o ajuste, utilizou-se o máximo de linhas consideradas adequadas e polinômio de Chebyshev de no máximo grau 4 para evitar *overfit*. O valor quadrático

<sup>3</sup> Disponível em <[https://soardocs.readthedocs.io/projects/lamps/en/latest/plots\\_1200.html](https://soardocs.readthedocs.io/projects/lamps/en/latest/plots_1200.html)>

médio (RMS) considerado satisfatório é cerca de 5 a 10 vezes menor do que a resolução espectral nominal de  $0,62 \text{ \AA}/\text{pixel}$ .

A figura 33 mostra o resíduo do ajuste (em  $\text{\AA}$ ) de um espectro de lâmpada obtido na primeira noite, para o qual foram utilizadas 27 linhas de referência e polinômio de Chebyshev grau 4, resultando em um  $\text{RMS}=0,01942$ . A calibração em comprimento de onda dos demais espectros de lâmpada e ciência é realizada automaticamente pela tarefa `reidentify` utilizando o ajuste determinado na tarefa anterior.

Figura 33 – Resíduo do ajuste da calibração de comprimento de onda utilizando um espectro da lâmpada de CuHeAr. Os pontos indicam as linhas de referência utilizadas para a calibração.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Para a verificação da acurácia da calibração em comprimento de onda, medimos o comprimento de onda central da linha telúrica de O I  $5577,34 \text{ \AA}$  nos espectros calibrados. Como esta linha é originada na atmosfera terrestre, sua posição deve apresentar variações significativas em relação ao valor de repouso obtido em laboratório. No entanto, encontramos deslocamentos de até  $0,5 \text{ \AA}$  na posição da linha telúrica, que foram utilizados para uma correção de segunda ordem na calibração em comprimento de onda com a tarefa `specshift`.

Para a calibração de fluxo, definimos as estrelas de padrão espectrofotométrico observadas em cada noite com a rotina `standard` do pacote `noao.onedspec`, sendo LTT 1788 na primeira noite e LTT 2415 nas demais. Os espectros das padrões são utilizados pela tarefa `sensfunc` para calcular uma função de ajuste de sensibilidade por comprimento de onda, que é então usada pela tarefa `calibrate` para a calibração de fluxo dos espectros da CSS0919-05.

## 3.3 Polarimetria e fotometria no OPD

### 3.3.1 Aquisição dos dados

As observações de polarimetria, que têm como subproduto dados de fotometria, foram conduzidas remotamente pela Dra. Claudia Vilega Rodrigues (INPE) nos dias 24 e 26 de março de 2020, utilizando o telescópio Perkin-Elmer de 1,60 m de abertura, no Observatório Pico dos Dias, situado a uma altitude de 1864 m entre os municípios de Brazópolis e Piranguçu (MG). A observação faz parte do projeto de *follow-up* observacional de candidatas a Variáveis Cataclísmicas magnéticas encontradas pelo telescópio SOAR (OLIVEIRA et al., 2017) (OLIVEIRA et al., 2020), do qual também são integrantes o Dr. Alexandre Soares de Oliveira (UNIVAP), Me. Diego Carvalho de Souza (UNIVAP), Dra. Karleyne M. G. Silva (Gemini Observatory, Chile), Dr. Murilo Martins (UNIVAP), Dra. Isabel Lima (IAFE, Argentina) e Msc. Matheus S. Palhares (UNIVAP).

As aquisições de *flatfield* e *bias* foram feitas nas tardes que antecederam cada noite de observação. Na primeira tarde, foram obtidas 300 imagens *bias*. Na segunda, 300 *bias* e 100 *flatfields* com filtro V e exposição de 0,8 s. Ao todo, são 74 aquisições de polarimetria da CSS0919-05 com  $t_{exp} = 60s$  e 179 com  $t_{exp} = 70s$ , todas com filtro V. Entretanto, as condições climáticas inadequadas, com passagens de nuvens e alto *seeing*, prejudicaram parcialmente as observações, especialmente na primeira noite. Os dados de polarimetria foram obtidos com o CCD Ixon Ultra 10671 acoplado ao módulo polarimétrico (MAGALHAES et al., 1996). O módulo polarimétrico possui três elementos ópticos: um prisma de calcita que trabalha como um analisador fixo, uma lâmina retardadora de quarto de onda, que permite medir a polarização linear e circular simultaneamente, e uma roda de filtros. O bloco de calcita separa a luz incidente em dois feixes, extraordinário e ordinário, resultando em duas imagens de cada objeto sobre o CCD. A lâmina retardadora é girada em passos de  $22,5^\circ$ . Portanto, uma medida de polarização consiste em oito integrações em posições consecutivas do retardador.

Observações de estrelas padrões polarizadas e não polarizadas foram realizadas em cada noite, cada uma com 16 exposições para que a lâmina retardadora complete uma volta. A tabela 3 contém as informações sobre as padrões observadas, filtro e tempos de observação de cada. Além das curvas de polarização circular e linear, as observações de polarimetria fornecem medidas de fotometria usadas para a construção de curvas de luz somando-se as contagens dos dois feixes ortogonais ordinário e extraordinário.

### 3.3.2 Redução dos dados

Os dados de polarimetria e fotometria obtidos no OPD foram reduzidos com os procedimentos padrões, utilizando o pacote IRAF. Os dados de ciência foram subtraídos

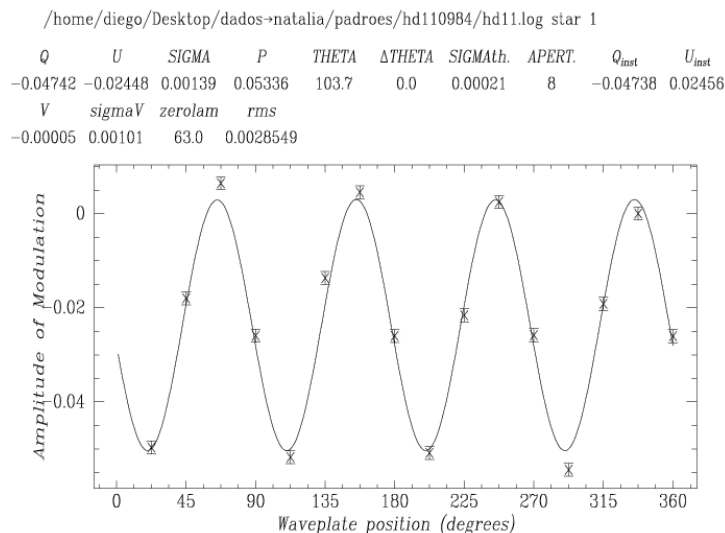
Tabela 3 – Estrelas padrões observadas durante as observações de polarimetria

Data	Nome	Polarização	Filtro	Exposição (s)
24/03/2020	HD110984	Polarizada	V	3,0
	HD111579	Polarizada	V	3,0
	HD94851	Não polarizada	V	2,5
26/03/2020	HD110984	Polarizada	V	3,0
	HD111579	Polarizada	V	2,8
	HD94851	Não polarizada	V	2,0

da imagem média de *bias*, e então a sensibilidade pixel a pixel foi corrigida pela divisão das imagens de ciência pelo *flatfield* médio normalizado. Os passos seguintes são específicos de dados de polarimetria, e foram realizados com o pacote de redução de dados polarimétricos *pccdpack* (PEREYRA, 2000) no IRAF, com adição de códigos desenvolvidos pela Dra. Cláudia Vilega Rodrigues.

O processo se inicia com a identificação dos pares (feixe ordinário e extraordinário) associados a cada estrela do campo, utilizada para o cálculo do deslocamento do campo nas imagens sucessivas da série temporal. A tarefa *padao\_pol* calcula a polarização das estrelas padrões polarimétricas observadas na noite, e esta medida é utilizada pela tarefa *zerofind* para determinação do ângulo de posição inicial da lâmina retardadora. A polarização das estrelas padrões é então recalculada com a tarefa *padao\_pol* com a posição zero lâmina determinada. O ângulo de polarização foi corrigido para o sistema equatorial pelo cálculo do ângulo médio da estrela padrão polarizada HD111579, que no filtro V tem valor de  $\theta=101,76^\circ$  (FOSSATI et al., 2006).

Figura 34 – CSS0919-05: Ajuste de polarização da padrão HD110984

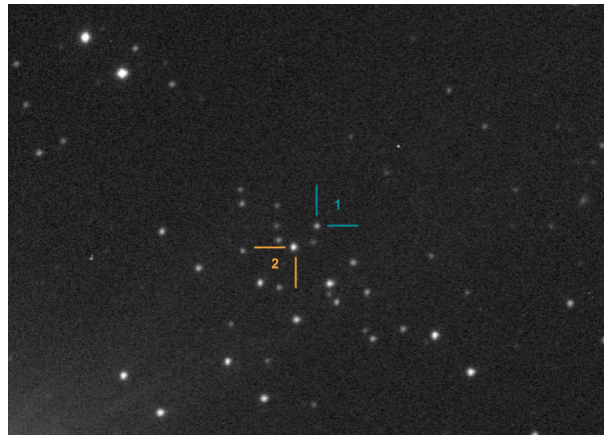


(Fonte: Elaborada pela autora)

O passo seguinte consiste na realização da polarização do objeto de ciência, da

estrela de comparação utilizada para a fotometria diferencial, e de outras estrelas de controle presentes no campo. Isto é feito com a tarefa `time_pol`, configurada de forma a calcular um valor de polarização para cada série de 8 imagens consecutivas. O padrão de tempo presente no *header* das imagens, dado em dia juliano (JD), é corrigido para o sistema heliocêntrico. As tarefas `plota_pol` e `plota_luz` produzem as curvas de polarização e de luz em função do tempo. A fotometria diferencial de abertura é obtida em relação à estrela de comparação selecionada anteriormente, para 10 aberturas diferentes, utilizando rotinas do pacote `phot` do IRAF. Assim, podemos selecionar a melhor abertura com base na dispersão (RMS) das curvas obtidas para a estrela de comparação. A figura 35 mostra a posição da CSS0919-05 e da estrela de comparação selecionada para a fotometria, marcadas como 1 e 2 respectivamente.

Figura 35 – Posição da (1) CSS0919-05 e da (2) estrela de comparação no campo. As fontes luminosas aparecem duplicadas por conta dos feixes ordinário e extraordinário.



(Fonte: Elaborada pela autora)



## 4 Resultados

### 4.1 Fotometria de longa base temporal

Além da fotometria realizada em duas noites de observação no OPD e da fotometria obtida pelo TESS, úteis para a análise de variações de curto período como a variação orbital do sistema, analisamos também os dados de fotometria obtidos por projetos de observações sistemáticas de fontes transientes, disponíveis em repositórios públicos. Esta análise permitirá entender a variação de longo prazo que pode estar associada às variações no estado de acreção na CSS0919-05. Para isso, utilizamos dados dos projetos ZTF, CRTS, ASAS-SN e AAVSO, descritos a seguir.

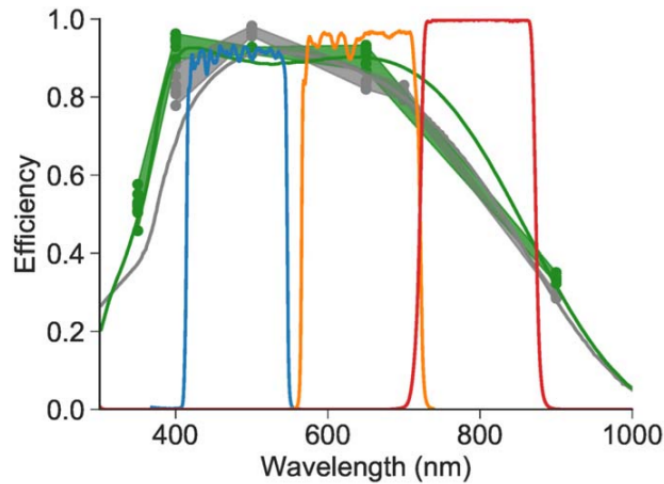
O *Zwicky Transient Facility* (ZTF) é uma colaboração público-privada entre a Fundação Nacional da Ciência (NSF, EUA) e diversas universidades e institutos, criada em 2019 para promover o estudo óptico de fotometria e espectroscopia do céu, imageando o hemisfério norte do globo celeste a cada dois dias em busca de fenômenos transientes em tempo real. Para a fotometria, o ZTF utiliza o telescópio Samuel Oschin (P48), que possui abertura de 48 polegadas (aproximadamente 1,2 m) e utiliza 16 sensores CCD231-C6 de  $6k \times 6k$  pixels para imagear campos de  $46 \text{ graus}^2$  nas bandas  $g$ ,  $r$  e  $i$ , cobrindo grande parte do espectro visível e infravermelho próximo (figura 36). Metade dos CCDs recebe uma camada de cobertura anti-reflexo. A outra metade recebe duas camadas, aumentando a eficiência quântica nas bandas  $g$  e  $r$  destes. O processo de tratamento dos dados e fotometria de abertura é realizado pelo *Infrared Processing and Analysis Center* (IPAC, Caltech), e as curvas de luz são disponibilizados pelo IRSA<sup>1</sup> (*NASA/IPAC Infrared Science Archive*).

O telescópio de 0,7 m de abertura do *Catalina Sky Survey* (CSS), situado na cordilheira de Santa Catalina (Arizona, EUA), o *Uppsala Schmidt* de 0,5 m de abertura do *Siding Springs Survey* (SSS), localizado no Observatório de Siding Spring (Austrália), e o telescópio de 1,5 m do *Mt. Lemmon Survey* (MLS), fazem parte do projeto *Catalina Real-Time Transient Survey* (CRTS, citado na seção 2). Juntos, realizam o imageamento de grande parte do globo celeste com tempos de exposição de 30 s, atingindo magnitudes limites entre 19 e 20 na banda V. O CRTS detecta e publica abertamente todos os transientes em poucos minutos após a descoberta, e disponibiliza as curvas de luz históricas destes transientes.

O ASAS-SN, acrônimo para *All-Sky Automated Survey for Supernovae*, por sua vez, consiste em um projeto que pretende realizar e tornar público o acesso a dados de

<sup>1</sup> Disponível em <<https://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/ztf.html>>

Figura 36 – Eficiência dos filtros de bandas  $g$ ,  $r$  e  $i$  (linhas azul, laranja e vermelha). As curvas cinza e verde indicam a eficiência quântica dos CCDs com uma e duas camadas de cobertura anti-reflexo, respectivamente.



(Fonte: Bellm et al. (2018))

fotometria de todo o globo celeste (KOCHANNEK et al., 2017). Atualmente, O ASAS-SN realiza observações do céu em até 18 mag nas bandas V e g através de 24 telescópios robóticos distribuídos entre estações do Observatório Las Cumbres no Havaí, África do Sul e Texas (EUA), duas estações no Chile, e uma na China. Os dados do ASAS-SN utilizados neste trabalho foram obtidos através da técnica de fotometria de abertura em tempo real e estão disponíveis no portal *Sky Patrol*<sup>2</sup>. As curvas de luz da CSS0919-05 foram obtidas pelas câmeras  $bb$  e  $bf$ , ambas trabalhando na banda V.

Finalmente, a AAVSO, Associação Americana dos Observadores de Estrelas Variáveis (*American Association of Variable Star Observers*), é uma organização global científica e de educação sem fins lucrativos, fundada em 1911 e composta por astrônomos amadores e profissionais que contribuem com a observação e estudo de estrelas variáveis de forma colaborativa. Com milhões de observações registradas, é uma das principais fontes de dados de estrelas variáveis no mundo, que são disponibilizados pelos observadores na plataforma *AAVSO International Database*<sup>3</sup>. Medidas fotométricas no espectro visível da CSS0919-05 obtidas durante janeiro de 2017 foram registradas e submetidas pelo observador Tonny Vanmunster (*Center for Backyard Astrophysics Belgium & Extremadura*).

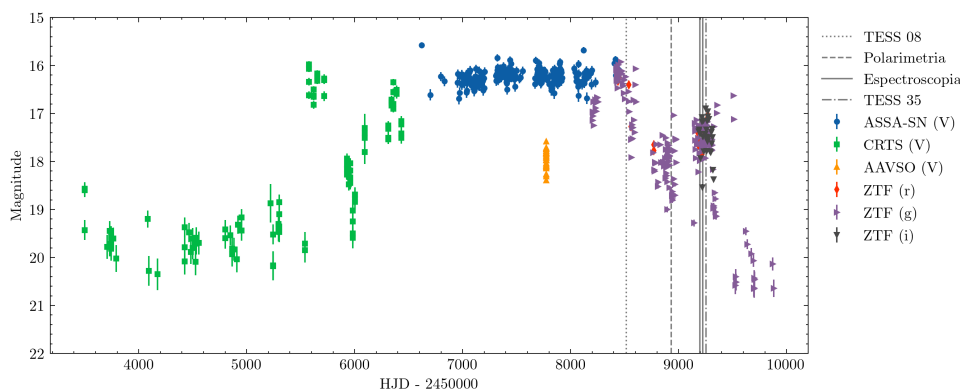
A figura 37 reúne as curvas de luz da CSS0919-05 obtidas pelos *surveys* descritos, em diferentes filtros. Na banda V, dados do CRTS e ASAS-SN mostram estados de brilho que variam entre 21 e 16 mag, com oscilações de frequência mais alta e amplitudes menores do que 1 mag. Nos filtros  $g$ ,  $r$  e  $i$ , o brilho decresce de 16 a 21 mag também apresentando oscilações de frações de 1 mag. Estas curvas mostram que nossas observações de polari-

<sup>2</sup> Disponível em <<https://asas-sn.osu.edu>>.

<sup>3</sup> Disponível em <<https://www.aavso.org/aavso-international-database-aid>>.

metria/fotometria e espectroscopia foram obtidas em um estado de brilho intermediário, um pouco abaixo do estado mais alto registrado, mas diferente do estado baixo em que o objeto entrou posteriormente.

Figura 37 – Curvas de luz da CSS0919-05 em diferentes filtros. As linhas verticais indicam a data de início dos setores TESS, das observações de espectroscopia no SOAR e polarimetria no OPD.



(Fonte: Elaborada pela autora)

## 4.2 Fotometria TESS

Medidas fotométricas da CSS0919-05 constam nas FFIs dos setores 08 e 35 do satélite TESS. As FFIs (*Full Frame Images*) são sequências de imagens (cadências) obtidas durante um certo tempo de exposição cada, e mostram a contagem  $e^-/s$  em cada pixel do plano focal observado durante um determinado setor. A publicação de cada setor é acompanhada por um relatório que detalha a observação<sup>4</sup>.

O setor 08 foi observado durante as órbitas 23 e 24 do TESS, que ocorreram entre os dias 02 e 27 de fevereiro de 2019 (1517,34150 a 1541,99982 TJD), produzindo cadências de  $t_{\text{exp}} = 1425,5$  s ( $\sim 24$  min). Entre o início e fim do setor, totalizam 24,99 dias de observação, dos quais 20,22 foram dedicados à coleta de dados. Especificamente neste setor, o sistema foi desligado durante o período de 1531,74 TJD a 1535,00 TJD devido a uma falha de comunicação entre os instrumentos e o satélite, interrompendo a observação.

O setor 35 foi observado durante as órbitas 77 e 78, entre os dias 2 de fevereiro e 6 de março de 2021 (2254,98421 e 2279,97864 TJD), com cadências de  $t_{\text{exp}} = 475,2$  s ( $\sim 8$  min). Entre 2266,1091 e 2266,3700 TJD, o sistema foi desligado durante a passagem do satélite pela sombra da Terra e nenhum dado foi coletado. Após este período, o estado térmico do telescópio sofreu alterações que refletiram na fotometria e posição aparente dos astros. Ainda, entre 2268,5758 e 2272,0133 TJD (região azul), o TESS entrou em modo de *Coarse Pointing* (alinhamento grosseiro), causando um desvio de aproximadamente

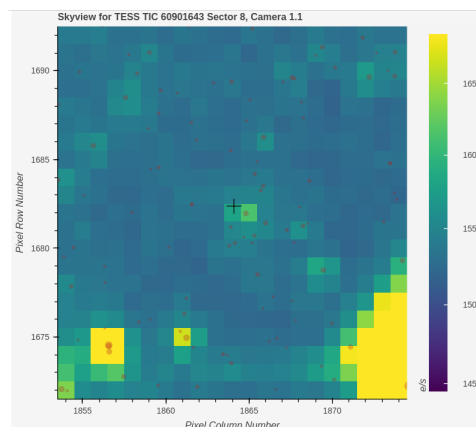
<sup>4</sup> Disponível em <[https://archive.stsci.edu/tess/tess\\_drn.html](https://archive.stsci.edu/tess/tess_drn.html)>

1,5 pixel/hora nas cadências e comprometendo a fotometria durante este período. Ao todo, foram 24,99 dias entre o início e final da observação, sendo 19,86 de coleta de dados.

As cadências de cada FFI são marcadas com *flags* que sinalizam eventuais falhas do satélite. No momento do *download* dos dados pelo usuário, é possível escolher os níveis de tolerância para exclusão de cadências. No caso da CSS0919-05, as cadências com falhas severas foram ignoradas, excluindo as observações feitas durante o modo de *Coarse Pointing* do setor 35.

Os dados das FFIs foram reduzidos seguindo os passos da seção 3.1.1. A figura 38 mostra o campo TESS com  $21 \times 21$  pixels em torno da CSS0919-05 e com fontes Gaia limitadas em magnitude 21. Nota-se que o campo é relativamente rico, mas que o sistema em estudo está isolado no canto superior direito do pixel central.

Figura 38 – Campo de  $21 \times 21$  pixels em torno da coordenada Gaia da CSS0919-05, indicada pela cruz preta. A escala de cores indica a intensidade do fluxo em  $e^-/s$  e os círculos mostram objetos Gaia com raio proporcional ao brilho, limitados até magnitude 21. Os eixos vertical e horizontal mostram o número das linhas e colunas dos pixels do CCD.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Realizamos a fotometria utilizando algumas máscaras alternativas para o objeto de ciência e para a estimativa do fundo de céu. As máscaras escolhidas para fotometria dos setores 08 e 35 estão apresentadas na figura 39. O resultado da fotometria para os dois setores estão na figura 40. Em ambas, nota-se a ausência de dados nas regiões hachuradas devido a períodos de desligamento, falha de apontamento do telescópio e também devido à passagem do TESS pelo perigeu, durante a qual as observações são interrompidas para que seja realizada a transferência de dados do satélite para a Terra.

Prosseguimos no tratamento dos dados excluindo das curvas de luz os pontos discrepantes a 2,5 sigma, e também removendo tendências de longo termo das curvas de luz usando um filtro Savitzky–Golay com uma janela de comprimento de 111 pontos. Neste ponto selecionamos, dentre as curvas de luz produzidas com as diversas máscaras, aquela que apresenta o menor valor de precisão de fotometria diferencial combinada

Figura 39 – CSS0919-05: Máscaras utilizadas para fotometria com dados TESS sobre o mapa de intensidade do plano focal.

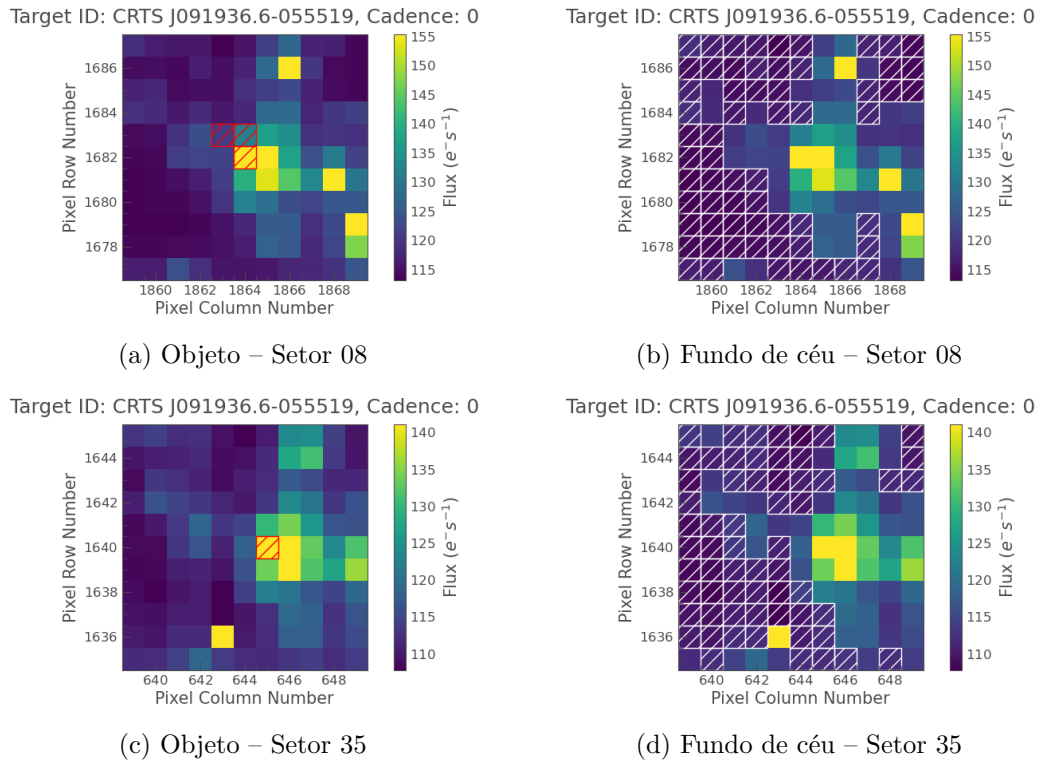
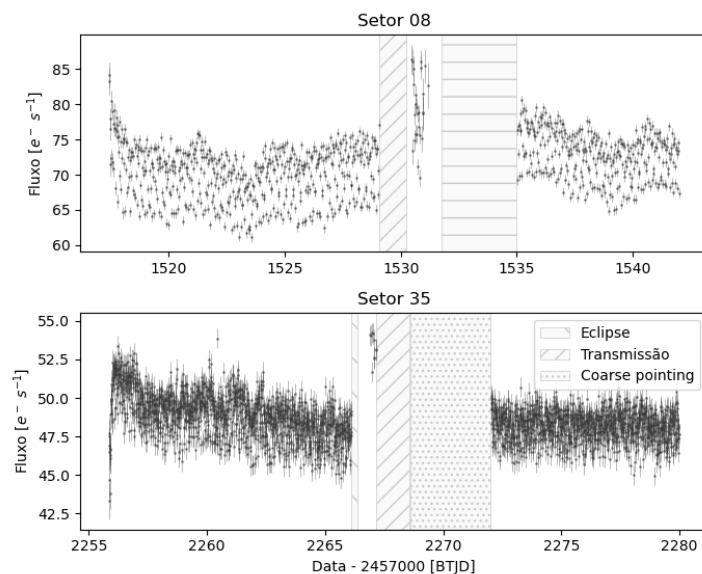


Figura 40 – CSS0919-05: Curvas de luz obtidas das FFIs dos setores 08 e 35 do TESS. As regiões hachuradas indicam períodos de interrupção para transferência de dados ou por anomalias.

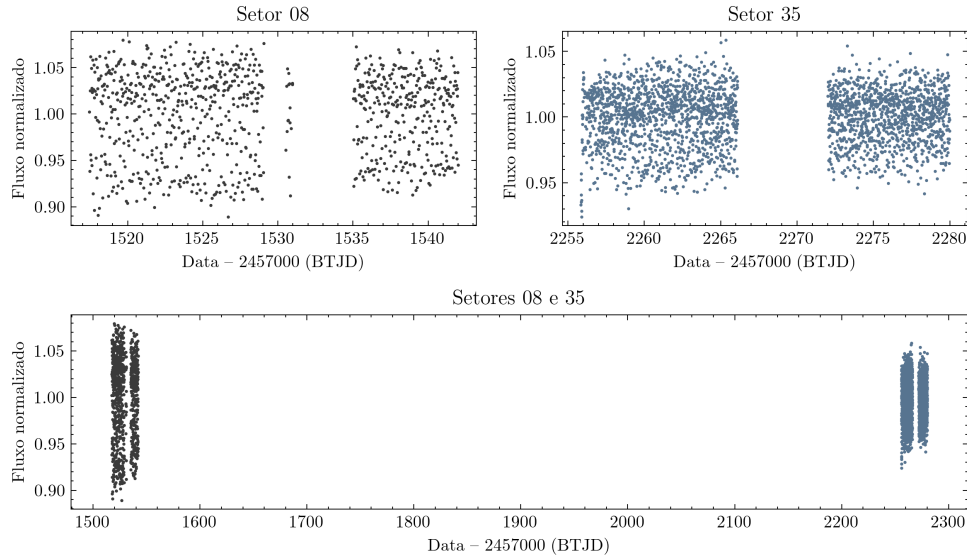


(Fonte: Elaborada pela autora)

(*combined differential photometric precision* - CDPP), que é uma medida da precisão alcançada pelo processamento que inclui técnicas estatísticas e acomodação para erros sistemáticos. As curvas de luz resultantes deste processo então apresentadas na figura 41

– com elas, realizamos a busca de periodicidades utilizando a técnica de Lomb-Scargle descrita anteriormente na seção 3.1.2.

Figura 41 – CSS0919-05: Curvas de luz TESS normalizadas dos setores 08 (esquerda) e 35 (direita) individuais e graficadas em conjunto (inferior).



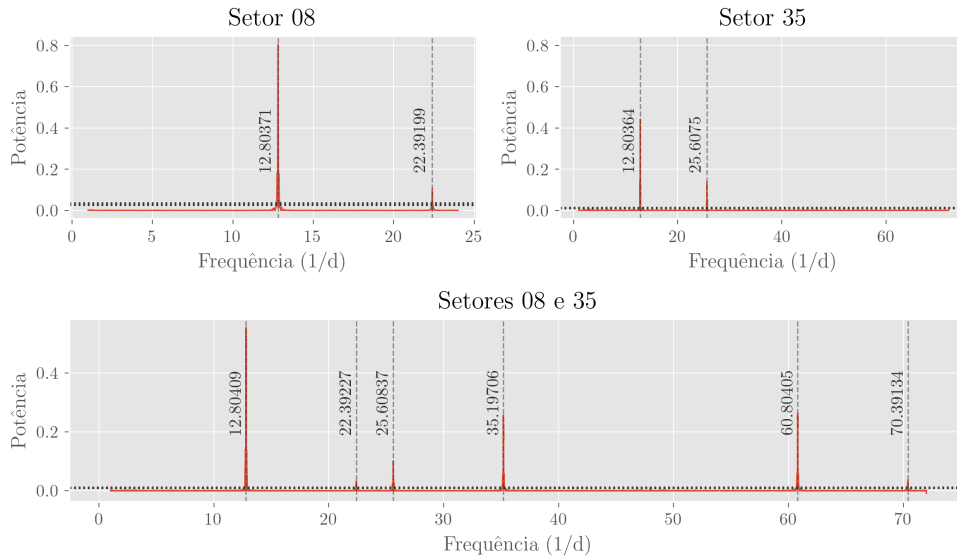
(Fonte: Elaborada pela autora)

Os periodogramas Lomb-Scargle calculados individualmente para os dois conjuntos de dados e também para a combinação de ambos (figura 42) foram calculados para frequências tão altas quanto à pseudo-frequência de Nyquist de cada conjunto, que têm resoluções temporais distintas. Em todos os periodogramas encontramos um pico muito intenso aproximadamente na frequência 12,8 ciclos/dia, além de harmônicos desta frequência, todos muito acima dos níveis de PFA. Consideramos que esta frequência representa a modulação orbital de CSS0919-05. O periodograma calculado para o conjunto completo de dados (setores 08 e 35) e ampliado na região do pico principal (figura 43) mostra os *aliases* de cerca de 2 anos devido ao intervalo de tempo entre as observações dos dois setores (fevereiro de 2019 a fevereiro de 2021). Dentre estes *aliases*, selecionamos o mais central e intenso, em  $f = 12.8040 \pm 0,0004 \text{ d}^{-1}$ , ou  $P = 0,078100 \pm 0,000002 \text{ d}$ , como o período orbital do sistema<sup>5</sup>, informação esta que até então era desconhecida para este objeto. No entanto, dada a similaridade de intensidades dos picos, não podemos descartar os *aliases* de 2 anos, especialmente os vizinhos imediatos ao pico central. A efeméride fotométrica de CSS0919-05, determinada com o período orbital obtido dos dados TESS e tendo como referência o instante do mínimo principal da curva de luz do setor 35, está descrita pela equação 4.1, onde  $E$  representa os ciclos orbitais e o número entre parênteses indica a incerteza da medida.

$$T_{phot}(BJD) = 2459255,827(5) + 0,078100(2) \times E \quad (4.1)$$

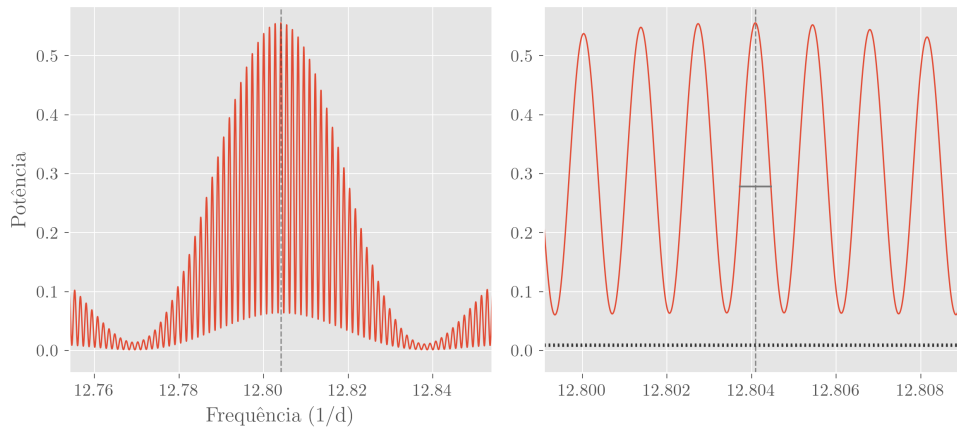
<sup>5</sup> A incerteza indicada foi estimada pela largura à meia altura do pico central.

Figura 42 – CSS0919-05: Periodogramas obtidos com as curvas de luz TESS dos setores 08 e 35. As linhas verticais marcam a posição central dos picos encontrados, enquanto as horizontais marcam os níveis de PFA de 10%, 5% e 1%.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Figura 43 – CSS0919-05: Detalhe do periodograma calculado com o conjunto de dados dos setores 08 e 35 centrada na posição do pico mais alto.

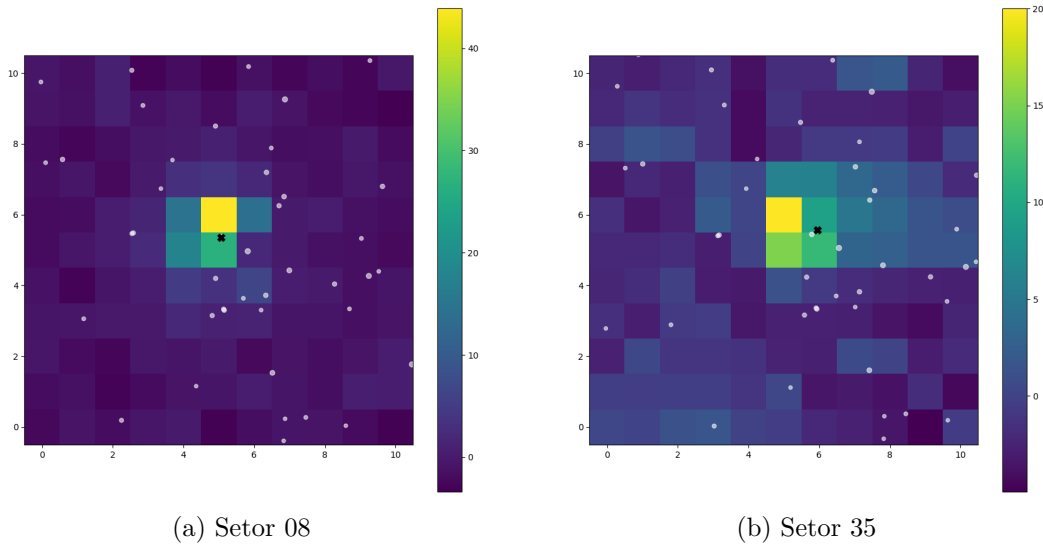


(Fonte: Elaborada pela autora)

O código `TESS_Localize` confirma a posição Gaia da CSS0919-05 como origem da variabilidade associada ao pico principal e aos picos secundários presentes nos periodogramas, com 99% de probabilidade relativa, em ambos os setores (Figura 44). Isto mostra que todas as variabilidade detectada nos dados através dos periodogramas têm origem na CSS0919-05, sem contaminação por fontes angularmente próximas.

A figura 45 mostra os diagramas de fase da fotometria TESS dos setores 08 e 35 construídas com o período orbital de  $P_{orb} = 0,078100 \pm 0,000002$  d e instante de referência dado pela equação 4.1. As linhas sólidas são as curvas obtidas com o filtro de Savitzky-Golay da biblioteca `scipy.signal`, utilizando polinômio de ordem 3 em ambas

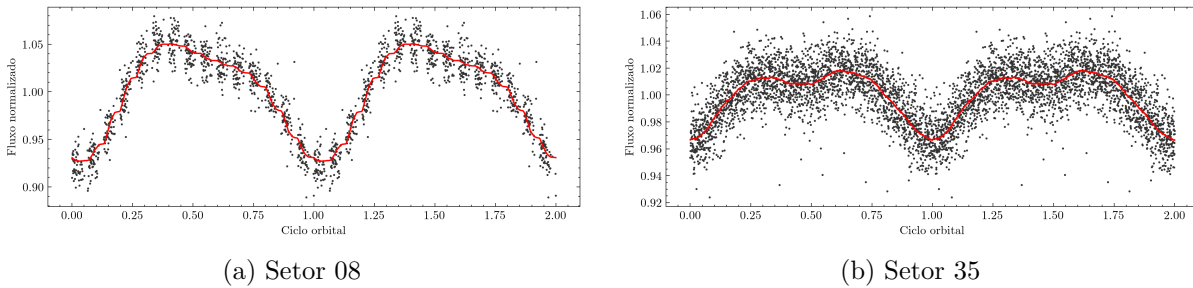
Figura 44 – CSS0919-05: Posição da origem das frequências encontradas nos periodogramas, sobreposta no plano focal de cada setor. Os círculos brancos são as fontes Gaia presentes no campo.



(Fonte: Elaborada pela autora)

e janelas de 200 e 400 para os setores 08 e 35, respectivamente. As linhas mostram a morfologia de um ciclo orbital da CSS0919-05 nas curvas, moduladas pelo período orbital.

Figura 45 – CSS0919-05: Curvas de luz TESS em fase com a efeméride da equação 4.1. A linha sólida foi calculada pela suavização de Savitzky-Golay.

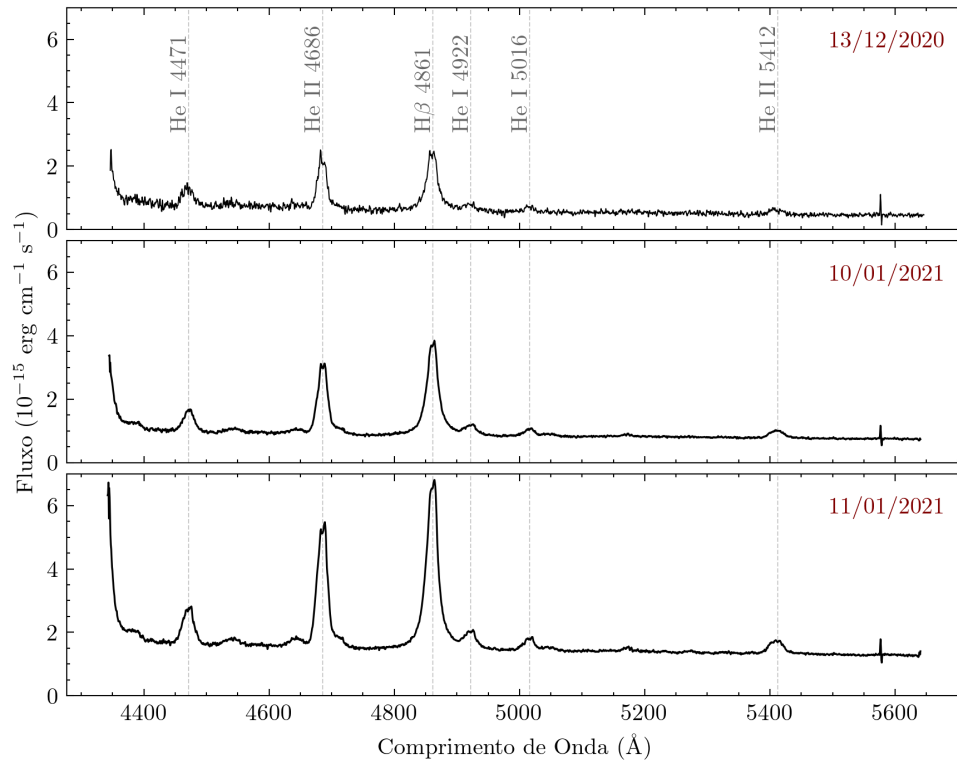


(Fonte: Elaborada pela autora)

### 4.3 Espectroscopia

Os espectros calibrados da CSS0919-05 obtidos em 13 de dezembro de 2020, 10 e 11 de janeiro de 2021 possuem morfologia bastante similar entre si, e são caracterizados por linhas de emissão sobre um contínuo plano, sem evidência de linhas de absorção. A figura 46 mostra a média de cada noite dos espectros, na qual podemos notar que o contínuo e as linhas são mais intensas no espectro da terceira noite, quando apresenta também uma sutil tendência de crescimento para o azul.

Figura 46 – CSS0919-05: Espectros médios de cada noite. As linhas pontilhadas indicam o comprimento de onda de repouso das principais linhas de emissão observadas nos espectros.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Os tracejados verticais marcam a posição do comprimento de onda de repouso das emissões mais evidentes, típicas de polares:  $H\beta$  mais intensa mas comparável à linha de He II 4686 Å, além de He I 4471 Å, He I 4922 Å, He I 5016 Å e He II 5412 Å. A cobertura espectral não abrange a linha  $H\alpha$  da série de Balmer. A razão entre o máximo das linhas de He II 4686 Å e  $H\beta$  em relação ao contínuo do espectro médio de cada data de observação está listada na tabela 4, juntamente com o obtido por Oliveira et al. (2020) para comparação.

Tabela 4 – CSS0919-05: Razão He II/ $H\beta$  do espectro médio de cada noite obtidos no OPD e por Oliveira et al. (2020) em 17/01/2018.

Data	13/12/2020	10/01/2021	11/01/2021	17/01/2018
He II/ $H\beta$	0,85	0,75	0,74	0,77

A tabela 5 contém os valores de largura equivalente (EW) e largura a meia altura (GFWHM) de ajustes gaussianos sobre as linhas de emissão mais intensas dos espectros médios de cada data.

Ao longo do movimento orbital, se o sistema possuir inclinação suficiente, espera-se que o efeito Doppler cause um deslocamento no comprimento de onda central das linhas de emissão em relação ao seu comprimento de repouso. Medimos este deslocamento no

Tabela 5 – CSS0919-05: Largura equivalente (EW) e largura a meia altura (GWHM) de ajustes gaussianos sobre linhas de emissão dos espectros médios por noite.

Linha	13/12/2020		10/01/2021		11/01/2021	
	EW (Å)	GFWHM (Å)	EW (Å)	GFWHM (Å)	EW (Å)	GFWHM (Å)
He I 4471 Å	-16,6	20,74	-14,12	19,86	-14,62	20,77
He II 4686 Å	-43,06	16,87	-44,22	18,42	-50,96	19,41
H $\beta$	-62,53	21,62	-68,52	22,32	-73,83	22,28
He II	-10,68	28,48	-8,63	26,49	-9,12	26,98

IRAF utilizando um ajuste gaussiano nas linhas de He I 4471 Å, He II 4686 Å, H  $\beta$  e He II 5412 Å, escolhidas por serem intensas e isoladas de outras linhas. Com os valores de deslocamento, calculamos a velocidade radial (VR) das linhas em cada espectro.

Como o deslocamento e, conseqüentemente, a velocidade radial variam de acordo com o movimento orbital, podemos utilizar esta oscilação para determinar o período orbital do sistema. A figura 47 contém os periodogramas obtidos com as velocidades radiais, utilizando o conjunto completo de dados das três noites de cada linha de emissão, ampliados em torno do pico máximo. A linha tracejada vertical marca a posição central do pico mais intenso, e as horizontais indicam os níveis de PFA de 1%, 5% e 10%. Os periodogramas exibem *aliases* com separações de cerca de  $0,03 \text{ d}^{-1}$ , causados pelo intervalo de aproximadamente um mês entre as datas da primeira e das demais observações. O pico máximo dos periodogramas de todas as linhas de emissão avaliadas localiza-se no intervalo  $12,81 \pm 0,02 \text{ d}^{-1}$  que é, dentro das incertezas, igual ao período orbital determinado com mais precisão com os dados TESS.

Em seguida, ajustamos a curva de velocidade radial de cada linha com a fase orbital, tomando como referência o instante da equação 4.1, e com o período de  $P = 0,078100 \pm 0,000002 \text{ d}$  obtido pela análise com dados TESS. A figura 48 mostra os diagramas de fase obtidos. Os X na horizontal correspondem à velocidade radial da linha telúrica O I 5577,34 Å – sua estabilidade em torno de  $VR = 0 \text{ km/s}$  indica a qualidade da calibração em comprimento de onda dos espectros. As velocidades radiais são moduladas pelo período orbital do sistema, com semiamplitudes  $K$  de aproximadamente 500 km/s, ligeiramente distintas para cada uma das linhas. Calculamos, também, o deslocamento  $\gamma$  do centro do ajuste senoidal em relação ao eixo horizontal.

Tabela 6 – Deslocamento  $\gamma$  das curvas de velocidade radial em fase calculadas com o ajuste de 1 componente gaussiana.

Linha	He I 4471 Å	He II 4686 Å	H $\beta$ 4861 Å	He II 5412 Å
$\gamma$ (km/s)	2.87574545	-18.07485456	-0.52365979	-109.54869837

Nos espectros individuais, é notável uma variação do perfil das linhas mais intensas ao longo do tempo, que em certas imagens chegam a exibir um pico bipartido. Com a função de *deblend*, ajustamos no IRAF as linhas de He II 4686 Å e H  $\beta$  como a soma de duas componentes com de perfil de Gauss, Lorentz e Voigt, sendo uma componente menos

Figura 47 – CSS0919-05: Periodogramas calculados com as curvas de velocidade radial utilizando o ajuste de 1 componente gaussiana sobre as linhas de emissão selecionadas. A linha vertical marca a posição central do pico mais intenso e as horizontais indicam os níveis de PFA de 1%, 5% e 10%.

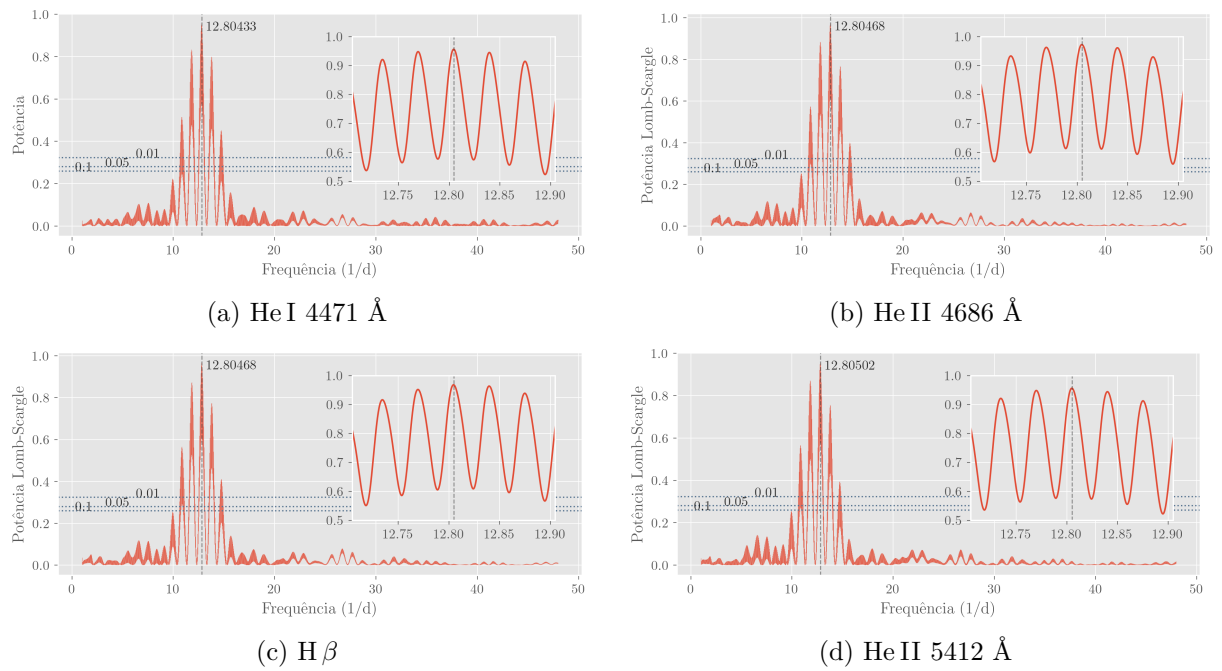
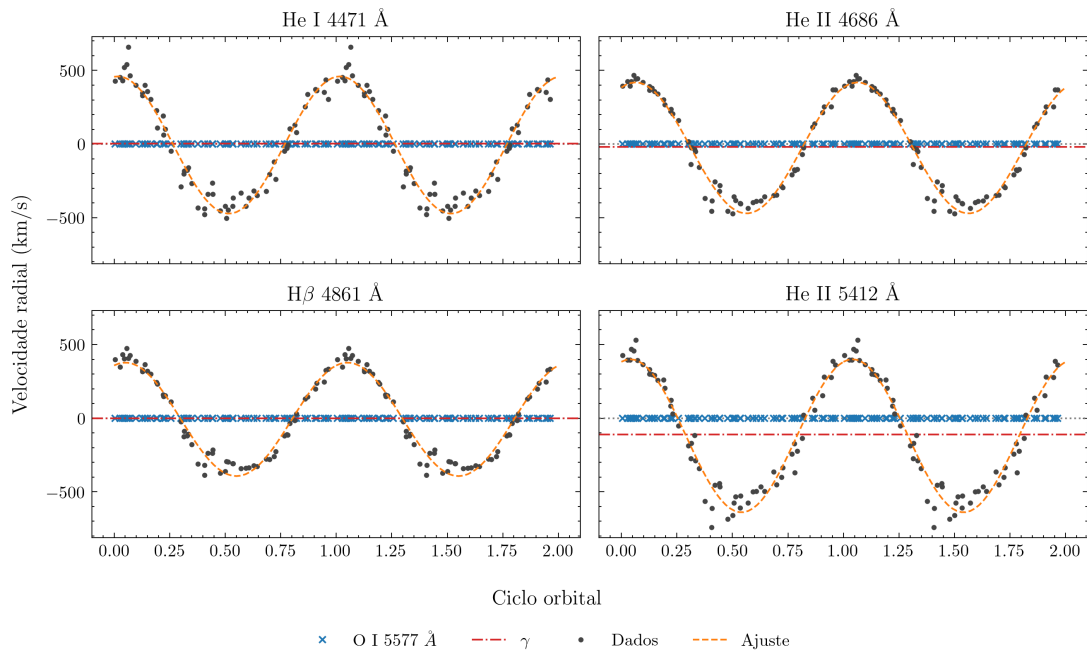


Figura 48 – CSS0919-05: Velocidade radial de linhas de emissão ajustadas com 1 componente gaussiana, em fase com a efeméride. As cruzes azuis marcam a velocidade radial da linha telúrica, a linha horizontal marca o deslocamento  $\gamma$  e a curva senoidal mostra a modulação orbital das velocidades radiais.

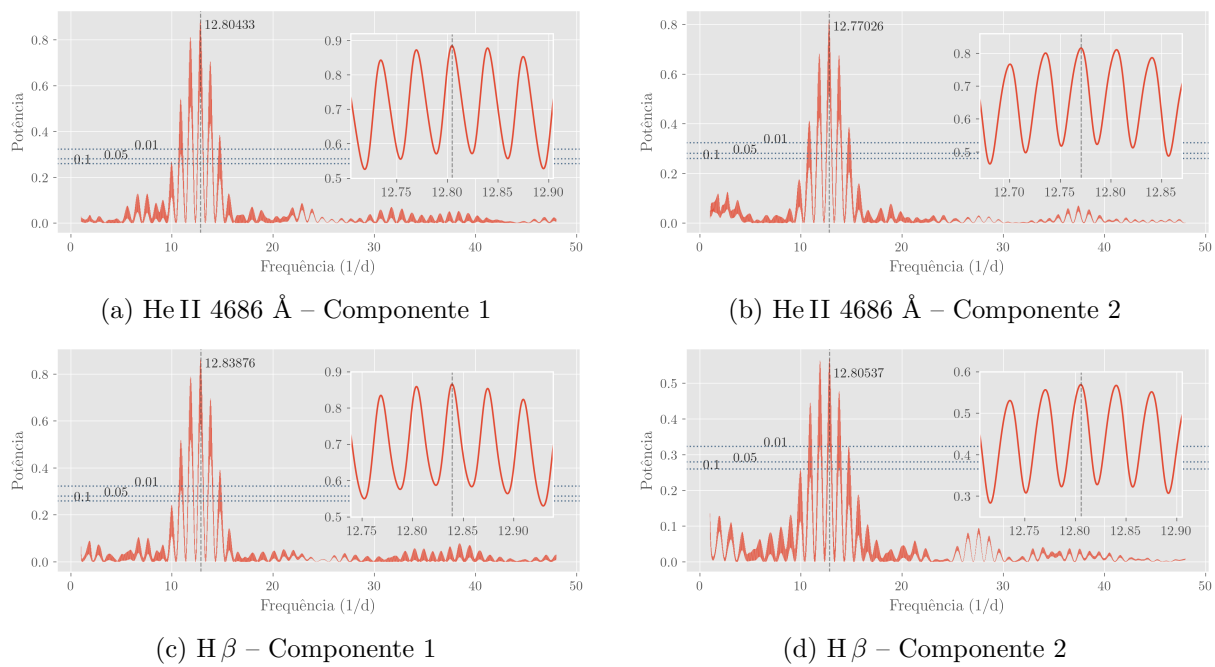


(Fonte: Elaborada pela autora)

intensa porém mais larga. O deslocamento medido utilizando duas componentes com perfil de Lorentz apresentou a menor dispersão, portanto escolhemos este conjunto para calcular a velocidade radial das duas componentes de cada linha.

Com o conjunto completo dos dados de velocidades radiais de cada componente com perfil de Lorentz das linhas de emissão de He II 4686 Å e H  $\beta$ , calculamos, então, os periodogramas da figura 49. Os gráficos mostram a região dos picos máximos e marcação das PFA de 1%, 5% e 10%. Os *aliases* de 1 mês devido ao intervalo entre as observações estão visíveis em todos os periodogramas. Por fim, considerando as incertezas, os picos máximos, encontrados em torno da frequência de  $12,8 \text{ d}^{-1}$ , coincidem com o período orbital obtido com os dados TESS.

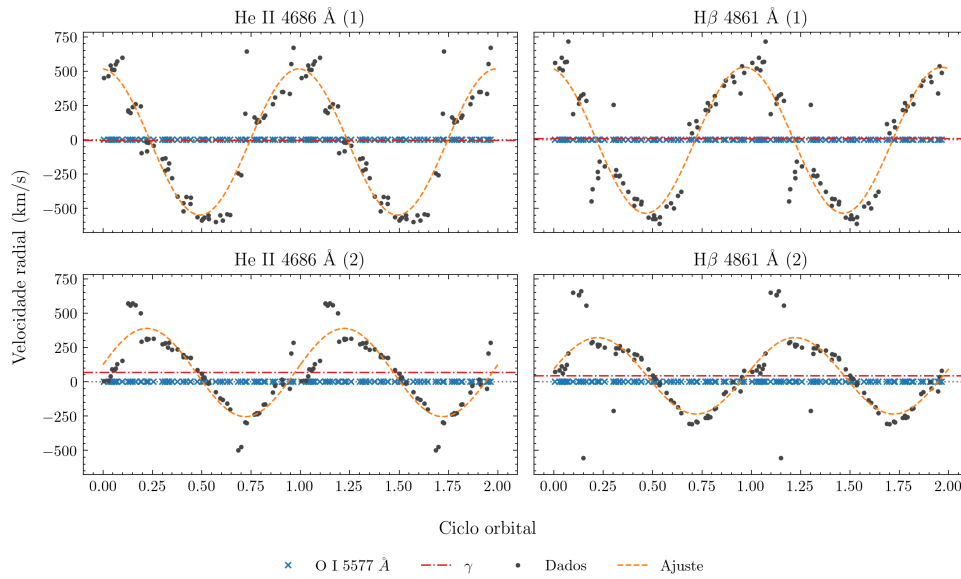
Figura 49 – CSS0919-05: Periodogramas das curvas de velocidade radial utilizando o ajuste de 2 componentes de Lorentz sobre as linhas de emissão de He II 4686 Å e H  $\beta$ . A linha vertical marca a posição central do pico mais intenso e as horizontais indicam os níveis de PFA de 1%, 5% e 10%.



As curvas de velocidade radial de cada componente das linhas de He II 4686 Å e H  $\beta$  em função da fase orbital, ajustadas com o período  $P = 0,078100 \pm 0,000002 \text{ d}$ , estão apresentadas na figura 50. As cruzeiras sobre o eixo horizontal representam a velocidade radial da linha O I 5577,34 Å. As curvas da componente 1, relacionada com o perfil mais intenso e estreito, possui semiamplitude de aproximadamente 500 km/s, enquanto a componente 2 (larga) tem semiamplitude de cerca de 250 km/s. O deslocamento  $\gamma$  de cada componente está listado na tabela 7. Ambas componentes aparecem moduladas pelo período orbital, porém com uma diferença de fase de cerca de  $90^\circ$  entre si.

Tanto no caso do ajuste das linhas por uma única componente como por duas componentes de Lorentz, as linhas de emissão apresentam o comportamento esperado para um sistema binário, no qual a posição central oscila em torno do seu comprimento de repouso com aproximadamente a mesma amplitude ao longo dos ciclos orbitais.

Figura 50 – CSS0919-05: Velocidade radial das linhas de emissão ajustadas com 2 componentes de perfil de Lorentz, em fase com a efeméride. As cruzes azuis marcam a velocidade radial da linha telúrica, a linha horizontal marca o deslocamento  $\gamma$  e a curva senoidal mostra a modulação orbital.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Tabela 7 – Deslocamento  $\gamma$  das curvas de velocidade radial em fase calculadas com o ajuste de 2 componentes de Lorentz.

Linha	He II 4686 Å		H $\beta$	
Componente	1	2	2	2
$\gamma$ (km/s)	-5.68931579	68.17688075	6.99603312	44.07704695

## 4.4 Polarimetria e Fotometria OPD

Os dados da CSS0919-05 obtidos durante as observações de polarimetria em 24 e 26 de março de 2020 estão apresentados nas figuras 51 e 52. As medidas de ambas as noites foram prejudicadas por nuvens, porém com grau mais severo na noite de 24, de modo que foi necessário desprezar um número significativo dos dados de fotometria e polarimetria. Os dados proveitosos cobrem um tempo equivalente a metade de um ciclo orbital da CSS0919-05 na primeira noite, e aproximadamente dois ciclos orbitais na segunda noite.

O primeiro gráfico de cada figura mostra a curva obtida pela fotometria diferencial no filtro V. Na noite de 24, a curva parece ser praticamente plana nesta curta cobertura temporal observada, e com uma dispersão maior, possivelmente associada a passagem de nuvens. Mesmo na curva de luz da noite de 26, com cobertura em fase de dois ciclos, a variação observada não parece ser estritamente periódica, sendo dominada por uma variabilidade mais rápida e estocástica, com amplitude total pouco menor que 0,2.

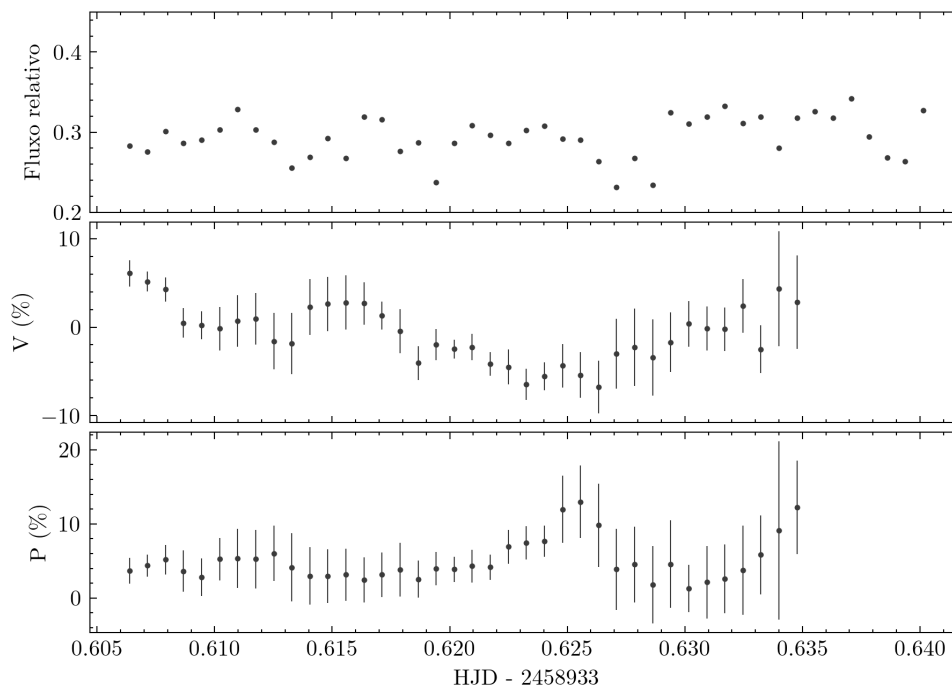
O gráfico do centro mostra o parâmetro  $V$  em % ao longo do tempo, que mede a fração da luz circularmente polarizada. Nota-se que, apesar das barras de erro maiores,

$V$  aparenta oscilar com uma maior amplitude na primeira noite, entre  $\pm 8\%$ , do que na segunda noite, durante a qual a polarização circular mantém-se entre  $\pm 2\%$ . É possível notar uma mudança no aspecto da curva entre os dois ciclos observados da segunda noite, possivelmente causada por variações na taxa de acreção.

O parâmetro  $P$  do gráfico inferior mede a porcentagem de luz linearmente polarizada. A polarização linear é mais intensa na primeira noite, atingindo picos de aproximadamente  $P=10\%$  – contudo, essas estimativas devem ser consideradas com cautela devido à má qualidade climática da noite. Na segunda noite,  $P$  mantém-se abaixo de  $P=5\%$ . Em ambas as noites, nota-se um comportamento de anti-fase entre as polarizações circular e linear.

Utilizamos os dados de fotometria e polarimetria para uma análise de periodicidades com o método de Lomb-Scargle. Os períodos obtidos convergem com os obtidos com dados TESS, porém com incertezas muito altas dada a curta cobertura temporal dos dados.

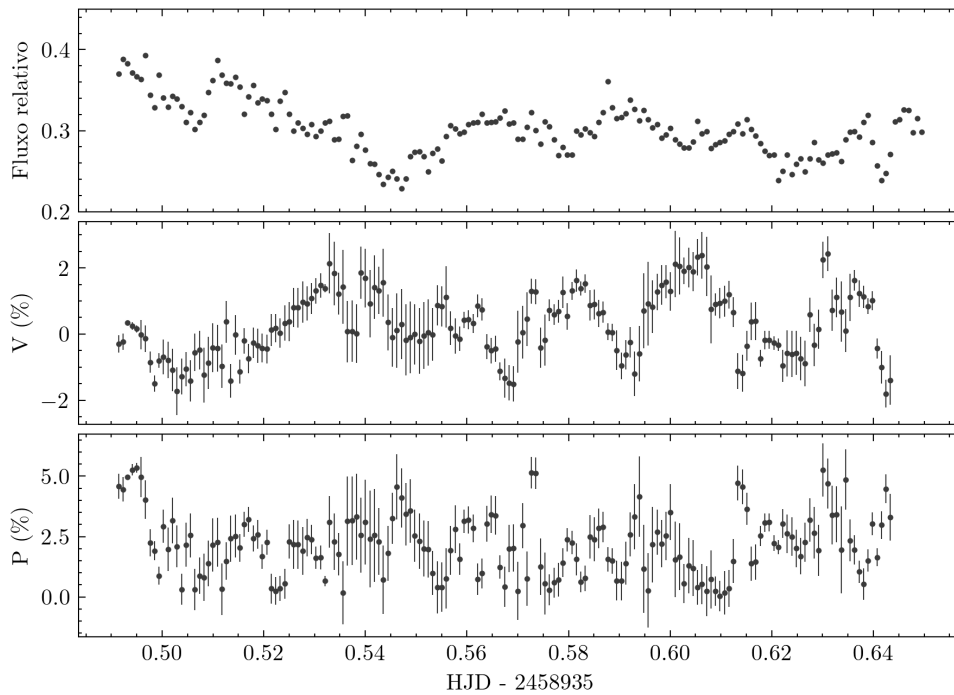
Figura 51 – De cima para baixo: Curvas de luz (Fluxo relativo), de polarização circular ( $V$ ) e de polarização linear ( $P$ ) da CSS0919-05 obtidas no filtro V em 24 de março de 2020.



(Fonte: Elaborada pela autora)

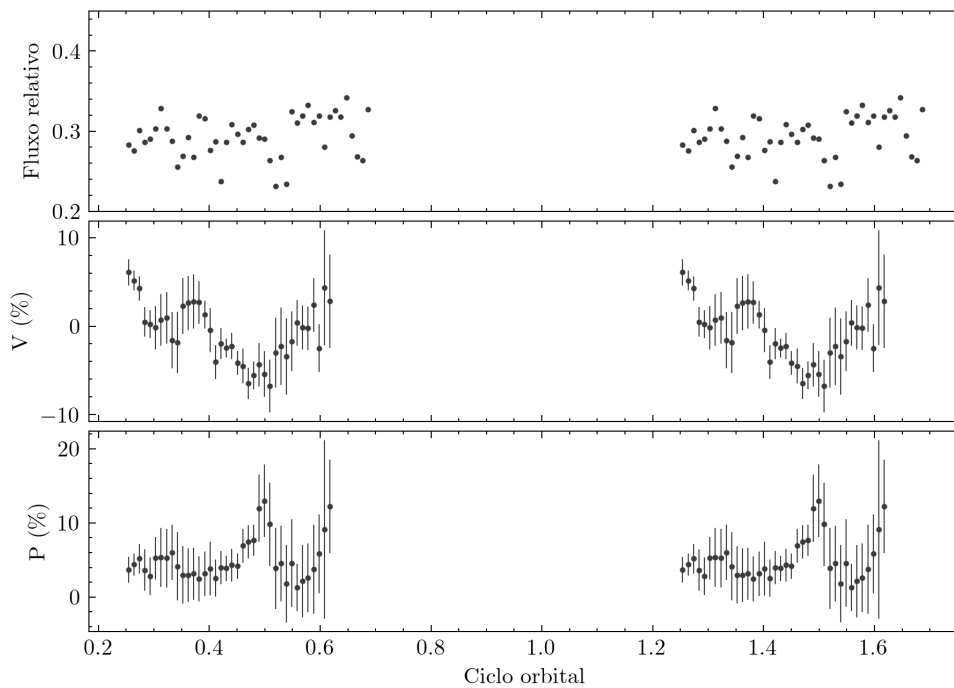
Em busca de modulações orbitais, ajustamos os dados de fotometria e polarização em função do ciclo orbital utilizando como referência o instante dado pela equação 4.1 e o período calculado com dados TESS. Os dados da primeira noite (figura 53) possuem cobertura temporal insuficiente para completar um ciclo orbital. A curva de luz da segunda noite (figura 54) aparenta ter uma modulação coerente com o período orbital, ao contrário das curvas de polarização linear e circular, que possuem aspectos muito distintos entre os dois ciclos observados.

Figura 52 – De cima para baixo: Curvas de luz (Fluxo relativo), de polarização circular (V) e de polarização linear (P) da CSS0919-05 obtidas no filtro V em 26 de março de 2020.



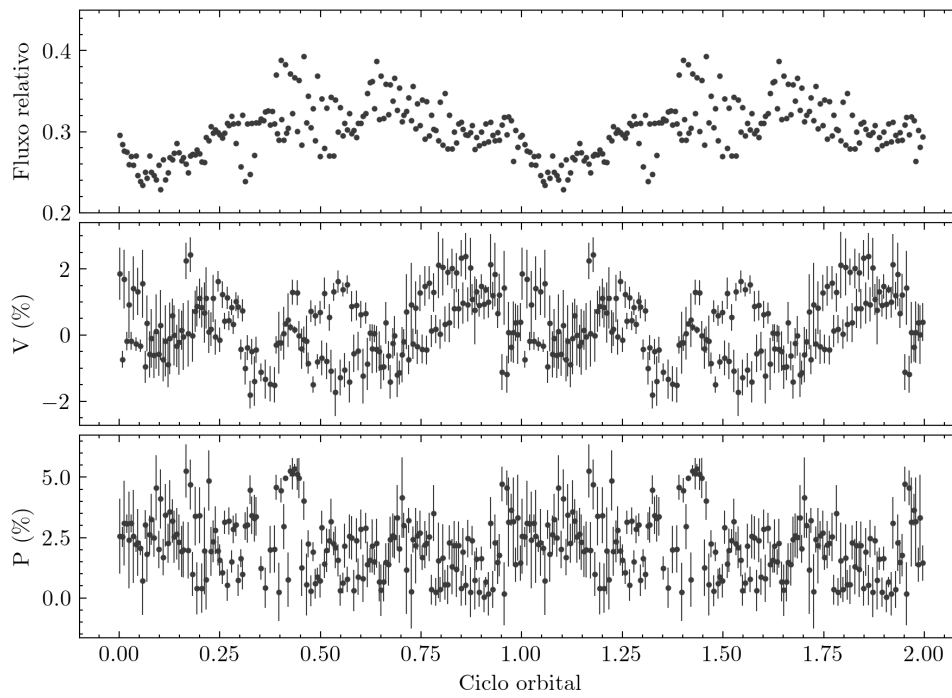
(Fonte: Elaborada pela autora)

Figura 53 – De cima para baixo: Curvas de luz (Fluxo relativo), de polarização circular (V) e de polarização linear (P) da CSS0919-05 obtidas no filtro V em 24/03/2020 ajustadas em fase.



(Fonte: Elaborada pela autora)

Figura 54 – De cima para baixo: Curvas de luz (Fluxo relativo), de polarização circular (V) e de polarização linear (P) da CSS0919-05 obtidas no filtro V em 26/03/2020 ajustadas em fase.



(Fonte: Elaborada pela autora)

## 5 Discussões e Conclusão

A variável CRTS J091936.6-055519, que estamos abreviando para CSS0919-05, foi observada entre 2005 e 2016 pelo *survey* fotométrico CRTS, que revelou estados de brilho que vão de 16 a 20 mag neste período de observação. O objeto foi inicialmente classificado como candidato a *Quasi-Stellar Object* (QSO) pelos dados de fotometria UV e óptica de fontes detectadas pelo satélite GALEX (ATLEE; GOULD, 2007). Esta classificação inicial foi descartada com a descoberta de linhas de emissão típicas de variáveis cataclísmicas polares em espectros obtidos posteriormente por Drake et al. (2014) e Oliveira et al. (2020), e também pela distância determinada pelo Gaia EDR3, de apenas  $d = 438$  pc (BAILER-JONES et al., 2021). A partir do projeto de busca de novas Variáveis Cataclísmicas magnéticas entre fontes transientes detectadas em *surveys* fotométricos automatizados (OLIVEIRA et al., 2020), a CSS0919-05 foi selecionada para observações complementares de espectroscopia, polarimetria e fotometria em telescópios do SOAR e do OPD entre 2020 e 2021. A base desta dissertação consiste na análise destes dados, juntamente com dados de fotometria do telescópio espacial TESS. Além destes, foram utilizados dados de fotometria de longa base temporal obtidos pelos projetos ZTF, CRTS, ASAS-SN e AAVSO.

As curvas de luz ZTF, ASAS-SN, AAVSO e CRTS (figura 37) mostram variações entre estados de brilho baixo, médio e intermediário, de 21 a 16 magnitudes nas bandas  $V$ ,  $g$  e  $r$ . VCs magnéticas apresentam estados distintos de brilho que geralmente são interpretados como variação na taxa de transferência de matéria da secundária. Manchas estelares na superfície da estrela secundária podem transitar pelo ponto interno de Lagrange (L1), causando uma redução na taxa de transferência de matéria (KAFKA; HONEYCUTT, 2005; LIVIO; PRINGLE, 1994). Particularmente, as polares costumam passar a maior parte do tempo (centenas de dias a anos) em estado alto de brilho, com incursões de dezenas a centenas de dias em estado baixo (WARNER, 2003). A figura 37 mostra também que as observações de polarimetria, fotometria e espectroscopia foram obtidas no estado intermediário de brilho.

Os dados fotométricos do TESS se mostraram fundamentais para nosso estudo deste objeto. Foram reduzidos por nós a partir de FFIs do plano focal, resultando nas curvas de luz da figura 41. A análise de periodicidade dos dados TESS realizada com o algoritmo de Lomb-Scargle forneceu o período orbital de  $P = 0,078100 \pm 0,000002$  d, até então desconhecido. Apresentamos a efeméride para a fotometria de CSS0919-05 dada pela equação 4.1. O período orbital encontrado, abaixo de *period gap* das VCs, é típico da maioria das polares. As curvas de luz TESS em fase com a efeméride mostram modulação com morfologia semelhante a de outras polares (inclusive da protótipo da classe, AM Her

(SZKODY; BROWNLEE, 1977)), com um mínimo principal mais profundo e um secundário mais raso deslocado de meio ciclo orbital em relação ao mínimo principal. Normalmente, o mínimo principal em curvas de luz de polares é interpretado como resultado do efeito de *cyclotron beaming* (SHAFTER et al., 2008; GÄNSICKE et al., 2001). Como a radiação ciclotron é não-isotrópica, o fluxo é máximo quando a linha de visada é perpendicular às linhas de campo magnético, e uma redução do fluxo é esperada quando a linha de visada está na direção das linhas de campo. As curvas em fase dos setores 08 e 35 mostram morfologias ligeiramente diferentes, o que pode ser creditado à diferença de estados de brilho (e portanto de acreção) do sistema entre estas observações (ver figura 37).

Assim como o observado por Drake et al. (2014) e Oliveira et al. (2017), o espectro médio da CSS0919-05 mostra um contínuo plano com linhas de emissão estreitas: He I 4471Å, He II 4686Å, H $\beta$ , He I 4922Å, He I 5016Å e He II 5412Å. As linhas He II 4686Å e H $\beta$  possuem intensidades comparáveis, o que é comum em polares em alto estado de acreção de matéria, bem com a variabilidade nos perfis das linhas ao longo do ciclo orbital. Não há sinal de linhas provenientes da estrela secundária em nossos espectros. As velocidades radiais das linhas confirmam o período orbital obtido da fotometria TESS e mostram uma modulação de grande amplitude ( $\sim 500$  km/s). Analisamos o comportamento das componentes larga e estreita que formam as linhas de emissão de He II 4686 Å e H $\beta$ . A tabela 7 mostra a diferença da velocidade sistêmica  $\gamma$  estimada entre as componentes estreita e larga destas linhas. Em uma mesma linha de emissão, a discrepância entre os valores de  $\gamma$  vem do fato de que estas componentes são produzidas em regiões distintas do sistema binário. A componente larga, associada a velocidades mais altas, é formada no fluxo de acreção, enquanto a componente estreita reproduz a dinâmica de regiões mais próximas à estrela secundária (ROSEN; MASON; CORDOVA, 1987; KAFKA et al., 2008). As características espectroscópicas citadas reforçam a classificação da CSS0919-05 como uma polar.

As curvas de luz obtidas no OPD mostram marginalmente a modulação orbital, porém as curvas são dominadas por *flickering* – um tipo de variação estocástica rápida observada em todos os sistemas acretantes, de objetos estelares jovens a AGNs. Nas VCs, a hipótese atualmente mais aceita associa o *flickering* a uma taxa de acreção variável propagando através do disco de acreção (ALSTON, 2019), mas historicamente muitas hipóteses foram consideradas para a sua origem, todas tendo em comum a sua associação a alguma região do disco de acreção. No caso de VCs polares, nas quais a acreção se dá através de uma coluna e não há disco de acreção, o *flickering* aparenta originar-se na acreção de grandes bolhas diamagnéticas (HALEVIN et al., 2002) ou por reprocessamento de radiação ciclotron na base da região pós-choque (BRUCH, 2021; IŁKIEWICZ et al., 2022).

Apresentamos os primeiros dados de polarimetria da CSS0919-05, que indicam

que o objeto apresenta um nível de polarização circular relativamente baixo para uma polar, entre  $\pm 8\%$  na primeira noite e entre  $\pm 2\%$  na segunda. Bastante claro na segunda noite de observação (especialmente notável na figura 54) é que esta polarização circular varia independentemente da modulação orbital do sistema, e possivelmente correlacionada com a variação do *flickering* da curva de luz. Apesar dos baixos valores e do tamanho das barras de erro, os dados de polarização circular aparentemente mostram troca de sinal (negativos/positivos) ao longo do ciclo orbital. A reversão de sinal na polarização circular de polares pode ser indício de acreção em ambos polos magnéticos da anã branca (HAKALA et al., 1994), mas pode também ser evidência de acreção em um único polo magnético com alternância de direção das linhas de campo magnético em relação ao observador, ao longo do ciclo orbital (SILVA et al., 2015). Nossos dados não permitem discriminar entre estes dois cenários de acreção magnética. As conclusões referentes à polarização circular da CSS0919-05 devem ser tomadas com certa cautela devido à baixa cobertura temporal e à influência da passagem de nuvens durante a coleta dos dados. O mesmo se aplica à observação de polarização linear da ordem de até 10% presente em nossos dados.

A detecção de alta polarização é classicamente um dos principais argumentos para a classificação de polares, que podem apresentar polarização circular de até 50%. As polares intermediárias, por sua vez, apresentam emissão polarizada nula ou, em cerca de apenas uma dezena de objetos, polarização circular abaixo de 3%, possivelmente devido aos campos magnéticos de menor intensidade em comparação com os observados nas polares (FERRARIO; MARTINO; GÄNSICKE, 2015). Estas dez polares intermediárias, portanto, devem ter campos magnéticos mais intensos do que as demais da sua classe, e podem evoluir para polares. Norton et al. (2008) argumentam que PIs acima do *period gap* e com anãs brancas de momentos magnéticos acima de  $5 \times 10^{33}$  G cm<sup>3</sup> irão eventualmente evoluir para polares. PIs abaixo do *period gap*, no entanto, não devem evoluir para polares. A descoberta e a caracterização de novas VCs magnéticas, como a CSS0919-05, devem auxiliar no melhor entendimento do cenário evolutivo destes objetos.

Em nossas medidas, a CSS0919-05 apresenta polarização relativamente baixa. No entanto, outras polares são encontradas na literatura com baixa polarização, como RX J0515.6+0105, com polarização variando entre  $\pm 2\%$  (BUCKLEY; SHAFER, 1995) e V2301 Oph (SCHMIDT; STOCKMAN, 2001), a polar com o campo magnético mais baixo conhecida ( $\sim 7$  MG), cuja emissão polarizada não é detectável. Dado o valor da polarização observado, a CSS0919-05 pode ser uma polar com campo magnético de baixa intensidade, ou mesmo uma polar intermediária. A classificação como polar intermediária poderia ser confirmada com uma busca por modulações com periodicidades da ordem de dezenas de minutos, que pudessem ser associadas à rotação da anã branca fora de sincronia com o período orbital. Em nossos dados tal modulação não está presente, mas eles só permitem uma busca limitada, dada a resolução em frequências característica dos dados.

No entanto, as demais características observacionais que apresentamos neste trabalho indicam preferencialmente a classificação deste sistema como uma polar. Dados adicionais de polarimetria, com melhores condições atmosféricas e coberturas temporais mais longas, podem confirmar definitivamente esta classificação.

## Referências

- ALSTON, W. Non-stationary variability in accreting compact objects. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 485, n. 1, p. 260–265, 2019. Citado na página 78.
- ATLEE, D. W.; GOULD, A. Photometric Selection of QSO Candidates from GALEX Sources. , v. 664, n. 1, p. 53–63, jul. 2007. Citado na página 77.
- BAILER-JONES, C. et al. VizieR online data catalog: Distances to 1.47 billion stars in gaia edr3 (bailer-jones+, 2021). **VizieR Online Data Catalog**, p. I-352, 2021. Citado 3 vezes nas páginas 40, 41 e 77.
- BARSTOW, M. et al. Re j0317–853: the hottest known highly magnetic da white dwarf. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press Oxford, UK, v. 277, n. 3, p. 971–985, 1995. Citado na página 22.
- BELLM, E. C. et al. The zwicky transient facility: system overview, performance, and first results. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, IOP Publishing, v. 131, n. 995, p. 018002, 2018. Citado na página 62.
- BROWN, A. G. et al. Gaia early data release 3-summary of the contents and survey properties. **Astronomy & Astrophysics**, EDP sciences, v. 649, p. A1, 2021. Citado 2 vezes nas páginas 40 e 41.
- BRUCH, A. A comparative study of the strength of flickering in cataclysmic variables. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 503, n. 1, p. 953–971, 2021. Citado na página 78.
- BUCKLEY, D. A.; SHAFER, A. W. Polarimetry of the exceptionally long-period eclipsing polar rx j0515. 6+ 0105. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 275, n. 1, p. L61–L66, 1995. Citado na página 79.
- CAMPBELL, R. K. et al. Cyclotron modeling phase-resolved infrared spectroscopy of polars. ii. eq ceti, an ursa majoris, and vv puppis. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 678, n. 2, p. 1304, 2008. Citado na página 38.
- CARROLL, B. W.; OSTLIE, D. A. **An introduction to modern astrophysics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 28.
- CLEMENS, J. C.; CRAIN, J. A.; ANDERSON, R. The Goodman spectrograph. In: MOORWOOD, A. F. M.; IYE, M. (Ed.). **Ground-based Instrumentation for Astronomy**. SPIE, 2004. v. 5492, p. 331 – 340. Disponível em: <<https://doi.org/10.1117/12.550069>>. Citado na página 52.
- CROPPER, M. The polars. **Space Science Reviews**, Springer, v. 54, n. 3-4, p. 195–295, 1990. Citado na página 29.
- CUTRI, R. et al. 2mass all sky catalog of point sources. **The IRSA 2MASS All-Sky Point Source Catalog**, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 40 e 41.

- DRAKE, A. et al. First results from the catalina real-time transient survey. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 696, n. 1, p. 870, 2009. Citado na página [39](#).
- DRAKE, A. et al. Cataclysmic variables from the catalina real-time transient survey. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 441, n. 2, p. 1186–1200, 2014. Citado 5 vezes nas páginas [19](#), [39](#), [40](#), [77](#) e [78](#).
- FERRARIO, L.; MARTINO, D. de; GÄNSICKE, B. T. Magnetic white dwarfs. **Space Science Reviews**, Springer, v. 191, n. 1, p. 111–169, 2015. Citado 3 vezes nas páginas [26](#), [31](#) e [79](#).
- FERRARIO, L.; MARTINO, D. de; GÄNSICKE, B. T. Magnetic white dwarfs. **Space Science Reviews**, Springer Science and Business Media LLC, v. 191, n. 1-4, p. 111–169, may 2015. Citado 2 vezes nas páginas [22](#) e [31](#).
- FOSSATI, L. et al. Standard stars for linear polarization. **arXiv preprint astro-ph/0610637**, 2006. Citado na página [58](#).
- GÄNSICKE, B. et al. A model for the optical high state light curve of am herculis. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 372, n. 2, p. 557–562, 2001. Citado na página [78](#).
- HAKALA, P. et al. Record circular polarization discovered in the shortest period magnetic cataclysmic variable, re 1307+ 535. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press Oxford, UK, v. 271, n. 1, p. L41–L45, 1994. Citado na página [79](#).
- HALEVIN, A. et al. Unstable processes in magnetic cataclysmic variables-i. case of the long-period polar qq vulpeculae. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 394, n. 1, p. 171–179, 2002. Citado na página [78](#).
- HARROP-ALLIN, M. et al. Indirect imaging of the accretion stream in eclipsing polars—ii. hu aquarii. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Blackwell Science Ltd Oxford, UK, v. 308, n. 3, p. 807–817, 1999. Citado na página [34](#).
- HELLIER, C. **Cataclysmic Variable Stars-how and why they vary**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2001. Citado 6 vezes nas páginas [22](#), [23](#), [27](#), [28](#), [32](#) e [34](#).
- Higgins, M. E.; Bell, K. J. Localizing Sources of Variability in Crowded TESS Photometry. **arXiv e-prints**, p. arXiv:2204.06020, abr. 2022. Citado na página [51](#).
- ILKIEWICZ, K. et al. Locating the flickering source in polars. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 516, n. 4, p. 5209–5215, 2022. Citado na página [78](#).
- JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. [S.l.]: American Association of Physics Teachers, 1999. Citado na página [35](#).
- KAFKA, S.; HONEYCUTT, R. High/low states in magnetic cataclysmic variables. **The Astronomical Journal**, IOP Publishing, v. 130, n. 2, p. 742, 2005. Citado na página [77](#).
- KAFKA, S. et al. New complexities in the low-state line profiles of am herculis. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 688, n. 2, p. 1302, 2008. Citado na página [78](#).

- KITCHIN, C. R. **Astrophysical techniques**. [S.l.]: CRC Press, 2020. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 46.
- KOCHANÉK, C. et al. The all-sky automated survey for supernovae (asas-sn) light curve server v1. 0. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, IOP Publishing, v. 129, n. 980, p. 104502, 2017. Citado na página 62.
- KUBE, J.; GÄNSICKE, B.; BEUERMANN, K. Eclipse mapping of the accretion stream in uz fornacis. **arXiv preprint astro-ph/9912442**, 1999. Citado na página 29.
- LÉNA, P. et al. **Observational astrophysics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012. Citado na página 52.
- Lightkurve Collaboration et al. **Lightkurve: Kepler and TESS time series analysis in Python**. 2018. Astrophysics Source Code Library. Citado na página 46.
- LITTLEFIELD, C. et al. Quasi-periodic oscillations in the tess light curve of tx col, a diskless intermediate polar on the precipice of forming an accretion disk. **The Astronomical Journal**, IOP Publishing, v. 162, n. 2, p. 49, 2021. Citado na página 44.
- LIVIO, M.; PRINGLE, J. Star spots and the period gap in cataclysmic variables. **Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)**, vol. 427, no. 2, p. 956-960, v. 427, p. 956-960, 1994. Citado na página 77.
- MAGALHAES, A. et al. High precision ccd imaging polarimetry. In: **Polarimetry of the interstellar medium**. [S.l.: s.n.], 1996. v. 97, p. 118. Citado na página 57.
- MONET, D. et al. A catalogue of astrometric standards. **The PMM USNO-A1. 0 Catalog**.(1997, p. 0, 1997. Citado 2 vezes nas páginas 40 e 41.
- MUKAI, K. Accretion streams in am her type systems. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 232, n. 1, p. 175-197, 1988. Citado na página 37.
- NORTON, A. et al. The accretion flows and evolution of magnetic cataclysmic variables. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 672, n. 1, p. 524, 2008. Citado na página 79.
- OLIVEIRA, A. et al. Exploratory spectroscopy of magnetic cataclysmic variables candidates and other variable objects. **The Astronomical Journal**, IOP Publishing, v. 153, n. 4, p. 144, 2017. Citado 3 vezes nas páginas 19, 57 e 78.
- OLIVEIRA, A. S. et al. Exploratory spectroscopy of magnetic cataclysmic variables candidates and other variable objects. ii. **The Astronomical Journal**, IOP Publishing, v. 159, n. 3, p. 114, 2020. Citado 6 vezes nas páginas 39, 40, 41, 57, 69 e 77.
- OLIVEIRA, A. S. et al. Optical observations and cyclops post-shock region modelling of the polar v348 pav. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 489, n. 3, p. 4032-4042, 2019. Citado na página 37.
- PATERSON, K. et al. High-speed photometry of faint cataclysmic variables-ix. targets from multiple transient surveys. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 486, n. 2, p. 2422-2434, 2019. Citado na página 34.

PATTERSON, J. The dq herculis stars. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, IOP Publishing, v. 106, n. 697, p. 209, 1994. Citado na página 30.

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, jun. 2000. Citado na página 58.

RICKER, G. R. et al. Transiting exoplanet survey satellite. **Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems**, SPIE-Intl Soc Optical Eng, v. 1, n. 1, p. 014003, oct 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.1.1.014003>>. Citado 2 vezes nas páginas 43 e 44.

ROSEN, S.; MASON, K.; CORDOVA, F. Phase-resolved optical spectroscopy of the am her system e1405–451. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press Oxford, UK, v. 224, n. 4, p. 987–1006, 1987. Citado na página 78.

SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis. ii-statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **The Astrophysical Journal**, v. 263, p. 835–853, 1982. Citado na página 48.

SCHMIDT, G. D.; STOCKMAN, H. Time-resolved hubble space telescope spectroscopy of four eclipsing magnetic cataclysmic variables. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 548, n. 1, p. 410, 2001. Citado na página 79.

SCHWOPE, A. et al. Multi-epoch time-resolved photometry of the eclipsing polar css081231: 071126+ 440405. **Astronomische Nachrichten**, Wiley Online Library, v. 336, n. 2, p. 115–124, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 13, 46 e 50.

SHAFTER, A. et al. Time-resolved photometry of the optical counterpart of swift j2319.4+ 2619. **Publications of the Astronomical Society of the Pacific**, IOP Publishing, v. 120, n. 866, p. 374, 2008. Citado na página 78.

SHORE, S. N. Cosmic exhumation. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 548, n. 7669, p. 526–527, 2017. Citado na página 22.

SILVA, K. et al. Mls110213: 022733+ 130617: a new eclipsing polar above the period gap. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford University Press, v. 451, n. 4, p. 4183–4192, 2015. Citado na página 79.

SZKODY, P.; BROWNLEE, D. E. Am herculis-a unique x-ray binary as revealed through the optical light curve. **The Astrophysical Journal**, v. 212, p. L113–L116, 1977. Citado na página 78.

TENENBAUM, P.; JENKINS, J. M. **TESS Science Data Products Description Document: EXP-TESS-ARC-ICD-0014 Rev D**. [S.l.], 2018. Citado na página 45.

THORNE, K.; GARNAVICH, P.; MOHRIG, K. The polar css 081231: 071126+ 440405 at a low accretion rate. **arXiv preprint arXiv:1002.0339**, 2010. Citado na página 46.

TODY, D. The iraf data reduction and analysis system. In: SPIE. **Instrumentation in astronomy VI**. [S.l.], 1986. v. 627, p. 733–748. Citado na página 52.

VANDERPLAS, J. et al. Introduction to astroML: Machine learning for astrophysics. In: **2012 Conference on Intelligent Data Understanding**. IEEE, 2012. Disponível em: <[https://doi.org/10.1109%2Fcidu.2012.6382200](https://doi.org/10.1109/2Fcidu.2012.6382200)>. Citado na página 49.

VANDERPLAS, J. T. Understanding the lomb–scargle periodogram. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, IOP Publishing, v. 236, n. 1, p. 16, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 48 e 49.

VANDERPLAS, J. T.; IVEZIC', Ž. PERIODOGRAMS FOR MULTIBAND ASTRONOMICAL TIME SERIES. **The Astrophysical Journal**, American Astronomical Society, v. 812, n. 1, p. 18, oct 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088%2F0004-637x%2F812%2F1%2F18>>. Citado na página 49.

VANDERSPEK, R. et al. [s.n.], 2018. Disponível em: <<https://archive.stsci.edu/missions-and-data/tess/#documents>>. Citado na página 43.

WARNER, B. **Cataclysmic variable stars**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2003. v. 28. Citado 5 vezes nas páginas 23, 24, 28, 33 e 77.