

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

Wagner Schlindwein

**MAPEANDO O DISCO DE ACRÉSCIMO EM
VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS:
SDSS J0926+3624 E OY CARINAE**

Florianópolis

2017

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Schлиндwein, Wagner

Mapeando o disco de acréscimo em Variáveis
Cataclísmicas: SDSS J0926+3624 e OY Carinae / Wagner
Schлиндwein ; orientador, Raymundo Baptista -
Florianópolis, SC, 2017.

101 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas.
Programa de Pós-Graduação em Física.

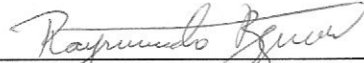
Inclui referências

1. Física. 2. Astrofísica. 3. Variáveis Cataclísmicas. 4.
SDSS J0926+3624. 5. OY Carinae. I. Baptista, Raymundo. II.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós
Graduação em Física. III. Título.

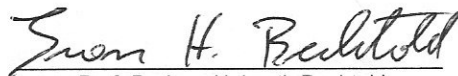
MAPEANDO O DISCO DE ACRÉSCIMO EM VARIÁVEIS
CATACLÍSMICAS: SDSS J0926+3624 E OY CARINAE

Wagner Schlindwein

Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de **MESTRE EM FÍSICA**, na área de concentração de **Astrofísica** e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Física.




Prof. Dr. Raymundo Baptista
(UFSC - orientador)



Prof. Dr. Ivan Helmuth Bechtold
(UFSC/FSC - Coordenador do Programa)



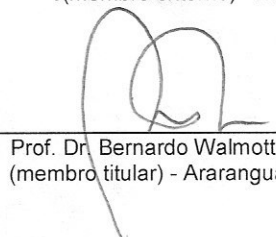
Prof. Dr. Raymundo Baptista
(UFSC - presidente)



Prof. Dr. Albert Josef Rudolf Bruch
(membro externo) - LNA



Prof. Dr. Roberto Kalbusch Saito
(membro titular) - UFSC/FSC



Prof. Dr. Bernardo Walmott Borges
(membro titular) - Araranguá/UFSC

Aos meus pais, Mario e Sueli.
Meu irmão Anderson.

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais, Mario Schlindwein e Sueli Aparecida Pradella Schlindwein, por todo o apoio que me deram durante a minha vida, me ajudando na minha educação, a superar os momentos difíceis, e tantos outros momentos de alegria.

Ao meu irmão Anderson, pelo apoio, e as partidas de FIFA.

Ao colégio onde estudei, Escola de Educação Básica João Has-smann, onde fiz grandes amigos (Adriano, Djonata, dentre outros), e todo o corpo de funcionários, que aqui representarei como uma agradecimento para os professores Argeu e Ilse.

Ao professor Raymundo Baptista, que nesses 5 anos (3 de iniciação científica e 2 de mestrado) de ajudou a crescer academicamente, demonstrando paciência e sabedoria em suas orientações.

Aos companheiros de pesquisa, Eduardo A., Eduardo W. e Leandro S., que dividiram tantos seminários do Prof. Raymundo, e deram suporte nas horas difíceis.

À todo o GAS/UFSC, que deram apoio em diversos assuntos.

À UFSC, por toda sua estrutura, professores, funcionários e alunos. Um abraços especial aos meus professores e colegas.

Aos meus amigos, Antônio e Leandro L., que possibilitaram momentos de alegrias, e de suas benditas ajudas na hora das listas de exercícios. Não podia de esquecer dos eventos *Pizza Day*, que nos alegravam e enchia a barriga.

Um abraço ao meu amigo Julio, que me apoiou em diversos momentos.

Também, a todas as outras pessoas que passaram na minha vida, tanto as boas (que mostraram o caminho a seguir) e as ruins (que serviram de exemplos a não serem seguidos).

À *The Pokémon Company*, pelo criação da franquia que eu mais adoro, destes os animes que amimavam a minha infância, aos jogos portáteis que me distraiam nas entediante viagens de ônibus.

Go! Go! Power Rangers!

(Mighty Morphin Power Rangers, 1993)

RESUMO

Neste trabalho apresentamos os resultados do estudo de duas variáveis cataclísmicas: SDSS J0926+3624 e OY Carinae. SDSS J0926+3624 é atualmente a única estrela AM CVn eclipsante e também a binária eclipsante de menor período conhecida. Suas curvas de luz mostram eclipses profundos (~ 2 mag) a cada 28.3 min, que duram ~ 2 min, bem como erupções com amplitude de ~ 2 mag a cada ~ 100 –200 d. OY Carinae é uma nova anã eclipsante de curto período ($P_{\text{orb}} \simeq 91$ min) do tipo SU UMa. Suas curvas de luz mostram eclipses profundos (~ 2.5 mag), que duram ~ 9 min, assim como erupções e supererupções em escala tempo de dias-meses.

Os dados de SDSS J0926+3624 foram obtidos com o Telescópio Robótico Liverpool de 2.0 m e a câmera RISE em Fevereiro-Março de 2012, nas quais o objeto estava em quiescência. Modelamos a contribuição da anã branca à curva de luz e subtraímos a curva modelada dos dados para isolar a contribuição das demais fontes de luz na binária. Aplicamos técnicas de mapeamento por eclipse para mapear a distribuição de brilho do disco de acrecimento. O mapa de eclipse com a anã branca subtraída mostrou uma emissão aumentada ao longo da trajetória balística, sugerindo um transbordamento do jorro de matéria sobre o disco. As distribuições radiais de temperatura de brilho mostraram um disco de acrecimento com temperatura de ~ 4000 K, e uma emissão aumentada ao longo do jorro, com uma temperatura de ~ 6000 K.

Para OY Carinae, os dados foram obtidos com o Telescópio SOAR de 4.1 m na banda B entre Fevereiro e Abril de 2014, enquanto o objeto estava no estado quiescente. OY Car apresentou variações de $\sim 30\%$ no brilho fora do eclipse entre as curvas de luz individuais, o que nos levou a separar os dados em dois estados distintos de brilho (alto e baixo). Revisamos os parâmetros binários de OY Carinae, obtendo $q = 0.107 \pm 0.002$, $M_1 = 0.808 \pm 0.054 M_{\odot}$, e raio externo do disco de $0.466 \pm 0.002 R_{L_1}$ e $0.57 \pm 0.03 R_{L_1}$ para os estados baixo e alto, respectivamente. As curvas de luz foram analisadas com técnicas de mapeamento por eclipse tridimensional. O disco de acrecimento é geometricamente fino e tem ângulo de semi-abertura desprezível em ambos os estados. O mapa de eclipse do estado baixo é dominado pela emissão do objeto central e do *bright spot*, sem contribuição significativa do disco, enquanto o mapa do estado alto apresenta emissão pronunciada de um disco de acrecimento mais extenso com uma diminuição da intensidade do

bright spot. Aplicamos os métodos ‘Single’ e ‘Ensemble’ para derivar a dependência da amplitude do *flickering* de baixa e alta frequência com a fase orbital. A amplitude do *flickering* está correlacionada com o estado de brilho da binária, sendo maior no estado alto de brilho. O *flickering* originado no *bright spot* é de baixa frequência; sua amplitude relativa cresce de 5% para 20% do estado baixo para o estado alto. Já o disco de acrecimento produz *flickering* tanto de baixa quanto de alta frequência, e sua contribuição ao *flickering* total é maior no estado alto. Esta componente de *flickering* associada ao disco de acrecimento é possivelmente consequência de turbulência magneto-hidrodinâmica na atmosfera do disco – o que nos fornece a perspectiva de estimar a viscosidade no disco de acrecimento de OY Carinae em quiescência.

Palavras-chave: Variáveis Cataclísmicas. Novas anãs. Estrelas AM CVn.

ABSTRACT

This work reports the results of the study of two cataclysmic variables: SDSS J0926+3624 and OY Carinae. SDSS J0926+3624 is currently the only eclipsing AM CVn star known and also the shortest period eclipsing binary. Its light curves show deep eclipses (~ 2 mag) at every 28.3 min, lasting ~ 2 min, as well as outbursts with a magnitude of ~ 2 mag each $\sim 100 - 200$ d. OY Carinae is a short period dwarf nova ($P_{\text{orb}} \simeq 91$ min) of the SU UMa type. Its light curves show deep eclipses (~ 2.5 mag), which last ~ 9 min, as well as outbursts and superoutbursts on a days-months time scale.

The SDSS J0926+3624 data was obtained with the 2.0 m Liverpool Robotic Telescope and the RISE camera in February-March of 2012 while the object was in quiescence. The contribution of the white dwarf to the light curve was modeled and subsequently subtracted from the data to obtain a light curve of its accretion disc. An eclipse mapping code was used to obtain the brightness distribution of the accretion disc. The WD-subtracted eclipse map shows increased emission along the ballistic trajectory, suggesting the existence of gas stream overflow. Radial brightness temperature distributions shows a faint disc ($T_d \sim 4000$ K) and enhanced stream emission with temperatures ~ 6000 K.

The OY Carinae data was obtained with the 4.1 m SOAR telescope in the band B between February and April of 2014, while the object was in its quiescent state. The data set shows out of eclipse brightness variations of up to $\sim 30\%$ among individual light curves, which led us to separate the data into two sets: high and low brightness states. We revised the binary parameters of OY Carinae, to find $q = 0.107 \pm 0.002$, $M_1 = 0.808 \pm 0.054 M_{\odot}$, and outer disc radius of $0.466 \pm 0.002 R_{L_1}$ and $0.57 \pm 0.03 R_{L_1}$ for the low and high states, respectively. Average light curves were analyzed with tridimensional eclipse mapping techniques. The accretion disc is geometrically thin and has negligible half-opening angles in both states. The eclipse map of the low state is dominated by emission from the central object and the bright spot, with no significant contribution from the accretion disc, whereas the eclipse map of the high state shows a more pronounced disc emission and a decrease in bright spot intensity. We applied the ‘Single’ and ‘Ensemble’ methods to derive the phase dependency of the low- and high-frequency flickering amplitudes. The flickering amplitude is correlated with the out-of-eclipse brightness, being larger in the high brightness state. The

bright spot flickering is of low frequency; its relative amplitude increases from 5% to 20% from the low to the high brightness state. On the other hand, the accretion disc generates flickering of both low- and high-frequency, and its contribution to the total flickering is larger in the high state. This disc flickering component is possibly consequence of magneto-hydrodynamic turbulence in the disc atmosphere – which opens the perspective to estimate the viscosity in the quiescent accretion disc of OY Carinae.

Keywords: Cataclysmic Variables. Dwarf Novae. AM CVn Stars.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Diagrama esquemático da formação de um disco de acréscimo, adaptado de Verbunt (1982).	28
Figura 2	Representação artística de uma variável cataclísmica, com suas principais componentes: Disco de acréscimo, trajetória balística, secundária, anã branca no centro do disco e o <i>bright spot</i> . Adaptado de Hellier (2001).	29
Figura 3	Curva de luz de OY Car, onde estão indicados os pontos de egresso e ingresso da anã branca e do bright spot. Dados utilizados neste trabalho.	29
Figura 4	Projeção bidimensional no plano (x, y) dos contornos das superfícies equipotenciais de Roche. Adaptado de Frank, King e Raine (2002).	31
Figura 5	Diagrama S que descreve o <i>ciclo limite</i> das erupções de novas anãs pelo DIM, adaptado de Smak (1984).	36
Figura 6	Digrama fluxo(ϕ)-fluxo(referência) para duas fases orbitais obtidas a partir do conjunto de curvas de luz de OY Car. As linhas sólidas mostram o melhor ajuste linear aos dados. As linhas pontilhadas indicam o desvio padrão com relação a cada ajuste.	42
Figura 7	Simulação de um eclipse de disco ($q = 0.3$ e $i = 78^\circ$). Os painéis da esquerda mostram a curva de luz observada (pontos pretos) e a simulada (linha sólida vermelha), os painéis centrais apresentam a distribuição de brilho do disco sendo eclipsada pela secundária nas fases/orientações indicadas nos painéis à direita. Adaptado de Baptista (2001).	44
Figura 8	Carta estrelar de J0926, onde R é a estrela de referência, V a variável (J0926), e os números indicam as demais estrelas de comparação.	50
Figura 9	Todas as nossas curvas de luz de J0926. As cores são: estrela de referência (vermelho), J0926 (preto), comparação 1 (verde) e 2 (azul) da Fig. 8.	51
Figura 10	<i>Painel superior</i> : Espectro de melhor ajuste (linha preta) aos valores do fluxo de cada banda (caixas azuis). O resultado da convolução com a curva de resposta da câmera RISE é plotado como um ponto vermelho. <i>Painel inferior</i> : Curvas de resposta de cada um das bandas (curvas azuis) e da câmera RISE (curva vermelha).	52
Figura 11	Curvas de luz em fase com superhump subtraído dos	

dados da ULTRACAM de Copperwheat et al. (2011). Adaptado de
Copperwheat et al. (2011). 54

Figura 12 Curvas de luz em fase de todos os dados coletados de
J0926 (cruzes verdes) e a estrela de comparação 2 da carta estelar
(cruzes azuis). A curva sólida preta é a curva de luz mediana,
derivada a partir do fluxo mediano em caixas com largura em fase
de 0.005 ciclos. O fluxo médio fora do eclipse é de 0.048 mJy. 56

Figura 13 Imagem ilustrativa da sombra da secundária sobre o disco
em diferentes fases orbitais. As linhas sólidas representam o lobo de
Roche da primária, e a trajetória balístico do jorro. A secundária
fica do lado direito da imagem, e o sistema gira no sentido anti-
horário. 57

Figura 14 *Painel superior esquerdo*: Curva de luz mediana (cruzes
verdes com barras de erro) e o ajuste pelo mapeamento por eclipse
(linha preta). *Painel inferior esquerdo*: Curva de luz subtraída
da contribuição da anã branca (WD, cruzes verdes com barras de
erro) e o ajuste pelo mapeamento por eclipse (linha preta). A linha
contínua vermelha representa a curva de luz simulada da WD. Lin-
has pontilhadas horizontais indicam o fluxo não eclipsado em cada
painel. As linhas pontilhadas verticais marcam as fases de ingres-
so/egresso da WD. *Painel superior direito*: Distribuição superficial
de brilho das fontes combinadas (disco+jorro+WD). *Painel infe-
rior direito*: Distribuição superficial de brilho com WD-subtraída
(disco+jorro). Regiões dentro das linhas de contorno azul/vermelho
tem significância estatística acima de 2 e de 3σ , respectivamente.
Linhas tracejadas representam o lobo de Roche da primária, o raio
externo do disco ($R_{\text{disco}}/a = 0.435$, Copperwheat et al. (2011)) e a
trajetória balístico do jorro. O painel do lado direito mostra a dis-
tribuição de brilho numa escala de cinza logarítmica; regiões mais
brilhantes são mais escuras. 58

Figura 15 A coluna do lado esquerdo/direito são as simulações as-
sumindo o *bright spot/stream overflow*, respectivamente. *Painel su-
perior*: Mapa original usado para gerar as curvas de luz com S/N
de 100 (terceiro painel) e 10 (último painel). *Segundo/quarto pai-
nel*: Mapa de eclipse obtido com a curva de luz de $S/N = 100/10$,
respectivamente. 60

Figura 16 Distribuições radiais de temperatura para o mapa de
eclipse combinado (curva preta); para o quadrante contendo o jorro
(curva azul) e a componente simétrica do disco de acréscimo (curva
vermelha) para o mapa com WD-subtraída. As curvas tracejadas

indicam as incertezas nas respectivas distribuições ao nível de 1σ .	61
Figura 17 Carta estelar de OY Car, onde R é a estrela de referência, V a variável (OY Car), C1 e C2 indicam as estrelas de comparação. N indica a direção norte, e E a direção leste.	66
Figura 18 Todas as nossas curvas de luz de OY Car. As cores são: estrela de referência (vermelho), OY Car (preto), comparação 1 (verde) e 2 (azul) da Fig. 17.	67
Figura 19 Curvas de luz de OY Car superpostas em fase e agrupadas em estados de brilho baixo (EB, vermelho) e alto (EA, azul). As correspondentes curvas de luz da estrela de comparação C1 são mostradas em verde, deslocadas verticalmente de +0.4 unidades para melhor visualização.	68
Figura 20 Dispersão com relação à mediana versus fluxo relativo mediano nas fases 0.1 – 0.5 para as nossas 23 curvas de luz de OY Car. A dispersão cresce com o fluxo para fluxos maiores. Este comportamento justifica separar os dados nos dois grupos.	70
Figura 21 Exemplo do ajuste da Eq. 4.3 nos dados do EB com mediana deslizante 2.0 miliciclos para o egresso da anã branca. Linhas verde e vermelha representam os dados e o melhor ajuste, respectivamente. Linhas verticais pretas indicam a faixa em fase utilizada para o ajuste. A linha pontilhada preta indica ϕ_{we} , e as linhas pontilhadas azuis indicam Δ_{WD} de melhor ajuste.	72
Figura 22 Exemplo do ajuste da Eq. 4.5 nos dados do EB com mediana deslizante 2.0 miliciclos para o egresso do <i>bright spot</i> . As linhas têm o mesmo significado que na Fig. 21.	73
Figura 23 Curvas de luz de OY Car para os EA (painel superior) e EB (painel inferior). A linha vermelha é a mediana dos dados (filtro de largura 0.002 ciclos). A linha verde é a derivada da curva mediana com filtro de mediana de mesma largura, escalonada por um fator 310 e deslocada verticalmente de -0.1. As linhas verticais tracejadas indicam as fases $\phi_{wi,we,bi,be}$. Linhas verticais pontilhadas indicam Δ_{WD}	74
Figura 24 Diagrama de fases de ingresso-egresso. A fase observada de ingresso/egresso da WD é marcado com cruz vermelha, e as diferentes fases do <i>bright spot</i> estão em caixas vermelhas que indicam as incertezas nas medidas. A linha pontilhada diagonal descreve a linha que une as estrelas componentes. A trajetória balística teórica de melhor ajuste é plotada como uma linha azul ($q = 0.107$). Os círculos achatados representam os raios do disco de acréscimo que passam através das posições do <i>bright spot</i> e seus respectivos erros.	

Os círculos magenta, verde e preto representam os discos para EA, EB e Wood et al. (1989), respectivamente.....	75
Figura 25 A geometria adotada da binária para $q = 0.107$. As posições observadas da WD e do <i>bright spot</i> são mostradas como cruzeiros vermelhas. A trajetória balística de melhor ajuste está indicada como linha azul; círculos coloridos mostram o raio do disco de acréscimo em cada caso e seus respectivos erros. A linha tracejada mostra os lobos de Roche da primária e da secundária. Os círculos magenta, verde e preto representam os discos para EA, EB e Wood et al. (1989), respectivamente.....	76
Figura 26 Diagrama de massa da primária-secundária para OY Car. As linhas sólidas mostram os vínculos obtidos a partir de q (preto), da Δ_{WD} (azul) e a relação massa-raio para secundárias de Knigge (2006) (verde). As linhas pontilhadas indicam os limites a 1σ dessas relações. A nuvem de pontos vermelha mostra a região de confiança para os valores de M_1 e M_2 , e é o resultado de 10^4 simulações de Monte Carlo com os valores de Δ_{WD} e q . Os resultados são listados na Tabela 7.	77
Figura 27 Exemplo do ajuste feito pelo método II nos dados do EB com mediana deslizante 1.7 miliciclos para o egresso da anã branca. Linhas verde e vermelha representam os dados e o melhor ajuste, respectivamente. Linha tracejada preta indica ϕ_{we} . As linhas azuis indicam Δ_{WD} de melhor ajuste junto com sua incerteza.	79
Figura 28 Diagrama de massa da primária-secundária para OY Car análogo à Fig. 26 obtido pelo método II.	80
Figura 29 Entropy landscape para a curva de luz do EB, contornos arbitrários.....	82
Figura 30 Entropy landscape para a curva de luz do EA, contornos arbitrários.....	83
Figura 31 Resultados do mapeamento por eclipse 3D para as curvas de luz de OY Car nos EA (painéis à esquerda) e EB (painéis à direita). <i>Painéis inferiores</i> : Mostram os dados de OY Car (pontos vermelhos) e as correspondentes curvas de melhor ajuste do mapeamento 3D (linhas pretas). <i>Painéis centrais</i> : Mostram os mapas de eclipse obtidos. A linha tracejada externa é o lobo de Roche, a linha tracejada interna é raio do disco de acréscimo, e a linha tracejada curvilínea é a trajetória balística do fluxo de acréscimo a partir de L_1 . Regiões dentro das linhas de contorno vermelho/azul estão acima de 3 e 5 σ de significância estatística, respectivamente. <i>Painéis superiores</i> : Mostram a distribuição de brilho na	

borda do disco (curvas azuis) e as linhas tracejadas vermelhas representam o limite de 1σ das distribuições. A linha pontilhada indica a posição azimutal do <i>bright spot</i> medida pela intersecção da trajetória balística do gás com a borda do disco.....	84
Figura 32 Resultados do mapeamento por eclipse 3D para as curvas de luz de OY Car subtraídas da contribuição da anã branca (indicada pela linha verde nos painéis da esquerda). A notação é a mesma da Fig. 31.....	85
Figura 33 PDS médios para as curvas de luz dos estados de brilho alto (EA, painel superior) e baixo (EB, painel inferior). Espectros de lei de potência $P(f) \propto f^\alpha$ de melhor ajuste na região 0.3 – 10 mHz são mostrados como linhas sólidas; os correspondentes valores de α estão listados em cada painel. As setas marcam a frequência de corte $f_c = 20$ mHz usada para a filtragem no método ‘Single’. As frequências keplerianas correspondentes à R_1 e os R_d em ambos os estados estão ilustrados como linhas verticais tracejadas.....	88
Figura 34 <i>Painel superior</i> : Curvas de luz estacionárias (medianas) para os EA (azul) e EB (vermelho). <i>Painel central</i> : Curvas orbitais de <i>flickering</i> pelo método ‘Ensemble’ para EA e EB. <i>Painel inferior</i> : Curvas orbitais de <i>flickering</i> pelo método ‘Single’ (altas frequências, $f > 20$ mHz) para EA e EB. A amplitude do <i>flickering</i> no EA é maior que em EB em ambos os casos.	89
Figura 35 Resultados do mapeamento por eclipse 3D nas curvas de <i>flickering</i> obtidas com as técnicas ‘Single’ e ‘Ensemble’. Painéis à esquerda, centrais e à direita mostram as curvas de <i>flickering</i> junto com o ajuste obtido, os mapas de eclipses e as distribuições de <i>flickering</i> na borda do disco de OY Car, respectivamente. A notação é a mesma da Fig. 31.	90

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Parâmetros orbitais de J0926 obtidos por Copperwheat et al. (2011) para as diferentes bandas observadas com a ULTRACAM	48
Tabela 2	Jornal das observações de J0926	49
Tabela 3	Fluxo da estrela LP260-21	52
Tabela 4	Parâmetros orbitais de OY Car da literatura	64
Tabela 5	Jornal das observações de OY Car	65
Tabela 6	Valores obtidos pelo método I	72
Tabela 7	Parâmetros binários de OY Car pelo método I	76
Tabela 8	Parâmetros binários de OY Car pelo método II	80

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

VC	Variável Cataclísmica	25
DIM	Modelo de Instabilidade no Disco	25
MTIM	Modelo de Instabilidade na Taxa de Transferência de Matéria	25
WD	Anã branca	27
MHD	Magneto-hidrodinâmica	38
PDS	Espectro de densidade de potência	38
J0926	SDSS J0926+3624	47
EA	Estado alto de brilho	69
EB	Estado baixo de brilho	69

LISTA DE SÍMBOLOS

M_2	Massa da secundária	27
M_1	Massa da primária	27
L_1	Ponto Lagrangeano interno	27
i	Ângulo de inclinação	28
a	Separação orbital	31
Ω_k	Velocidade angular kepleriana	33
G	Constante gravitacional universal	33
$-v_{rad}$	Velocidade radial de deriva	34
Σ	Densidade superficial de matéria	34
ν	Coefficiente de viscosidade cinética	34
\dot{M}_1	Taxa de acréscimo sobre a primária	34
T_{eff}	Temperatura efetiva	34
σ	Constante de Stephan-Boltzmann	34
R_1	Raio da primária	34
α	Parâmetro de viscosidade	35
c_s	Velocidade do som	35
H	Escala de altura	35
\dot{M}_2	Taxa de transferência de matéria	37
β	Ângulo de semi-abertura do disco	45
R_d	Raio externo do disco de acréscimo	45
E	Número do ciclo do eclipse	48
S/N	Sinal-ruído	48
T_{mid}	Instante do centro do eclipse primário	54
ϕ_{wi}	Fase de ingresso da anã branca	69
ϕ_{we}	Fase de egresso da anã branca	69
ϕ_{bi}	Fase de ingresso do <i>bright spot</i>	69
ϕ_{be}	Fase de egresso do <i>bright spot</i>	69
Δ_{WD}	Largura em fase da anã branca	69

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	27
2.1	VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS	27
2.1.1	Geometria de Roche	30
2.1.2	Novas Anãs	32
2.1.3	AM CVn	32
2.2	DISCOS DE ACRÉSCIMO	33
2.2.1	DIM - Modelo de Instabilidade no Disco	35
2.2.2	MTIM - Modelo de Instabilidade na Taxa de Trans- ferência de Matéria	37
2.3	FLICKERING EM VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS	38
2.3.1	Histórico	38
2.3.2	Construindo Curvas Orbitais da Amplitude do Flic- kering	40
2.3.2.1	Single	40
2.3.2.2	Ensemble	41
2.4	MÉTODO DE MAPEAMENTO POR ECLIPSE	42
2.4.1	Versão Tridimensional do Método de Mapeamento por Eclipse	45
3	SDSS J0926+3624	47
3.1	INTRODUÇÃO	47
3.2	COLETA E REDUÇÃO DOS DADOS	48
3.3	ANÁLISE	49
3.3.1	Fotometria e Calibração Absoluta	49
3.3.2	Curvas de Luz	53
3.3.3	Mapeamento do Disco de Acréscimo	55
3.3.4	Distribuição Radial de Temperatura	61
4	OY CARINAE	63
4.1	INTRODUÇÃO	63
4.2	COLETA E REDUÇÃO DOS DADOS	65
4.3	ANÁLISE	66
4.3.1	Curvas de Luz	66
4.3.2	Revisão dos Parâmetros Binários	69
4.3.2.1	Método I: Função analítica	70
4.3.2.2	Método II: Simulação computacional	77
4.3.3	Mapeamento do Disco de Acréscimo	79
4.3.4	Análise do Flickering	86

5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS.....	91
	REFERÊNCIAS	95

1 INTRODUÇÃO

A maioria das estrelas são pouco interessantes de ser observadas com regularidade, pois suas mudanças de brilho acontecem muito lentamente. Mas existe um grupo de estrelas em que ocorre variabilidade contínua e imprevisível, denominado de Variáveis Cataclísmicas (VCs). Quando se observa um destes objetos, podemos vê-lo reduzir em brilho por um fator 10 e minutos mais tarde ressurgir no nosso campo de visão, aumentar de brilho por um fator 100 de uma noite para outra, ou desaparecer, caindo abaixo do limiar de visibilidade (Hellier, 2001).

As VCs são compostas por uma estrela velha de baixa massa gravitacionalmente distorcida (a secundária), que transfere matéria para uma companheira anã branca (a primária) por meio de um disco de acrecimento (Warner, 1995). A compreensão da física desse disco é muito importante para descrever uma gama de fenômenos astrofísicos, que vão desde a formação estelar e planetária até núcleos ativos de galáxias (AGNs).

Discos de acrecimento em VCs da sub-classe das *novas anãs* apresentam aumentos episódicos de brilho denominados *erupções*. Dois modelos competem pela explicação das causas dessas erupções. O modelo de instabilidade no disco (DIM, Lasota (2001)) atribui as erupções a uma instabilidade termoviscosa no disco que o faz transicionar de forma cíclica entre um estado frio e de baixa viscosidade (quiescência) e um estado quente e de alta viscosidade (erupção). Já o modelo de instabilidade na taxa de transferência de matéria (MTIM, Bath (1972)), atribui as erupções à resposta de um disco com viscosidade constante (e alta) a aumentos súbitos na taxa de transferência de matéria da secundária. Assim, medir a viscosidade do disco de acrecimento em quiescência é de grande importância para melhorar a compreensão dessas erupções.

É possível estimar a viscosidade em discos de acrecimento de novas anãs em quiescência a partir do estudo de fenômenos que envolvam variabilidade temporal (onde a viscosidade se revela) como a resposta do disco a variações na taxa de transferência de matéria e o estudo do *flickering* em suas curvas de luz. *Flickering* é uma cintilação intrínseca de brilho em escalas de tempo de segundos a dezenas de minutos vista em curvas de luz de VCs (e de todos os objetos onde existe acrecimento, Warner (1995), Baptista e Bortoletto (2004), e suas referências). Em VCs, o *flickering* pode se originar na região de impacto entre o jorro de matéria transferida e o disco (formando ou uma mancha brilhante na borda do disco, o *bright spot*, ou uma cauda extensa de emissão

em caso de transbordamento do jorro sobre o disco, um *gas stream overflow*) e/ou de regiões turbulentas do próprio disco.

Técnicas de imageamento indireto permitem mapear a distribuição de brilho de discos de acréscimo em VCs eclipsantes, fornecendo uma maneira única de investigar as condições físicas no disco, seguir as mudanças em sua estrutura com o tempo, e estimar a sua viscosidade (por exemplo, Horne (1985), Baptista (2001, 2016)).

O objetivo desse trabalho foi o de desenvolver habilidade no uso de técnicas de imageamento indireto em VCs eclipsantes visando estudar seus discos de acréscimo e, em particular, permitir a estimativa da viscosidade a partir do mapeamento das suas fontes de *flickering*. Para este fim, analisamos dados de fotometria rápida de duas VCs eclipsantes.

SDSS J0926+3624 é uma VC do tipo AM CVn, onde uma secundária com massa sub-estelar e deficiente em hidrogênio transfere matéria para uma anã branca numa binária eclipsante ultracompacta com período orbital de apenas 28 min. Trata-se também de uma nova anã, que apresenta erupções recorrentes, *flickering*, e suspeita de disco elíptico duradouro (presença de modulação tipo *superhump* mesmo em quiescência). Um aspecto particularmente interessante acerca desse objeto é que seu período ultracurto permite a coleta de um grande número de curvas de luz ($\simeq 20$) numa mesma noite.

OY Carinae é uma nova anã eclipsante que apresenta erupções normais e supererupções mais brilhantes e menos frequentes (sub-tipo SU UMa). O fato da luz em quiescência ser dominada pela emissão do *bright spot* e da anã branca, com contribuição irrelevante do disco de acréscimo, sugere que a viscosidade quiescente é baixa e que a matéria se acumula no disco entre erupções sucessivas – tornando OY Car um dos melhores exemplos de objetos cujas erupções são presumivelmente produzidas pelo DIM. Estimar a viscosidade em seu disco de acréscimo quiescente e comparar com as estimativas existentes para novas anãs cujas erupções são possivelmente causadas pelo MTIM permite testar a consistência e a validade dessas estimativas e dos modelos nos quais se baseia.

Esse trabalho apresenta os resultados da análise de dados de fotometria rápida de SDSS J0926+3624 e OY Car com técnicas de imageamento indireto. A dissertação está organizada da seguinte maneira: O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica dos temas abordados ao longo do trabalho, o capítulo 3 descreve o estudo feito sobre SDSS J0926+3624, o capítulo 4 reporta os resultados da análise de OY Carinae, e as conclusões e perspectivas são mostrados no capítulo 5.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo apresentaremos uma revisão bibliográfica sobre as Variáveis Cataclísmicas, discos de acréscimos nestes objetos, histórico sobre o estudo do *flickering*, e sobre a técnica de mapeamento por eclipse.

2.1 VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS

Estrelas se formam a partir de uma nuvem de poeira e gás interestelar que colapsa pela sua própria gravidade. Numa nuvem dessas, há formação de várias novas estrelas. Quando a estrela se forma perto de companheiras, a atração gravitacional dá origem a sistemas binários, triplos, pares de binários, ou outras combinações similares – estrelas simples como o nosso Sol são uma minoria. Em sistemas binários, a estrela de maior massa exaure o hidrogênio em seu núcleo mais depressa que a companheira e evolui rumo ao ramo das gigantes, transferindo parte da sua matéria para a companheira ao preencher a equipotencial conhecida como *Lobo de Roche*. As camadas externas dessa estrela são ejetadas numa Nebulosa Planetária que carrega a maior parte do momento angular da binária original, deixando para trás uma anã branca (WD, o remanescente do núcleo da estrela de maior massa) e sua estrela companheira (a secundária), numa órbita uma centena de vezes mais compacta. Essas binárias são denominadas de binárias pós-envelope comum (*post-common envelope binary*) ou binárias pré-cataclísmicas. A posterior perda de momento angular orbital encolhe a binária até que a secundária (de massa M_2) preenche seu lobo de Roche e passa a transferir matéria de volta para a anã branca (de massa M_1) através do ponto Lagrangeano interno (L_1), iniciando a fase de sua vida como uma Variável Cataclísmica (VC) (Warner (1995) e suas referências).

Quando a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G), o jato de gás que sai de L_1 possui momento angular diferente de zero e não colide diretamente com a anã branca. Ele segue uma trajetória balística em torno da primária, chocando-se com ele próprio após contornar o objeto central, o que leva à formação de um anel. O choque e o atrito viscoso espalham este anel em um disco, denominado de *disco de acréscimo*. Essa viscosidade é provavelmente de natureza magneto-hidrodinâmica (Shakura; Sunyaev, 1973; Hawley; Balbus, 1991; Balbus; Hawley, 1991). A Figura 1 mostra o esquema de formação do

disco por este processo, como apresentado por Verbunt (1982).

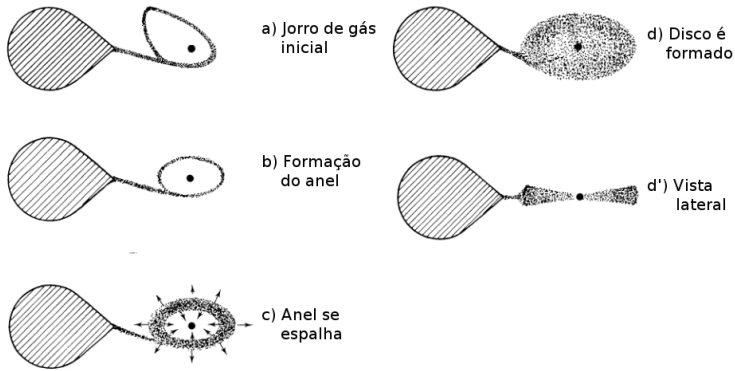


Figura 1 – Diagrama esquemático da formação de um disco de acrecimento, adaptado de Verbunt (1982).

Se a matéria continua a fluir da secundária durante a formação do disco, o jato de gás proveniente do ponto L_1 choca-se com a borda do disco formando uma mancha brilhante (*bright spot*) no local do impacto. Uma concepção de uma binária cataclísmica vista perpendicularmente ao plano orbital é mostrada na Figura 2.

Se o vetor normal a este plano forma um ângulo de inclinação i suficientemente grande ($i \sim 70^\circ - 90^\circ$) em relação ao observador na Terra, a secundária ocultará periodicamente as partes centrais do disco e o sistema será dito como *eclipsante*. A Figura 3 mostra um exemplo de curva de luz típica de sistema eclipsante. Nela estão indicados os pontos de ocultação (ingresso) e reaparecimento (egresso) das principais componentes do eclipse. VCs eclipsantes – como SDSS J0926+3624 e OY Carinae – têm características úteis, pois a ocultação do disco de acrecimento e da primária pela secundária pode ser utilizada para estimar os parâmetros orbitais da binária, medir variações de período orbital e permite estudar a estrutura espacial dos disco através de técnicas de mapeamento por eclipses.

A primeira VC foi descoberta em 1855. Hind (1856) ficou surpreso quando encontrou uma variável bastante azul de magnitude 9, que logo apagou-se para magnitude 13 – 14. Seguindo a convenção para designação de estrelas variáveis, este objeto foi nomeado U Geminorum. Alguns meses mais tarde, Pogson (1857) observou esta variável num estado alto de brilho, além de possivelmente ter feito a primeira detecção de *flickering* (cintilação intrínseca, rápida e de baixa amplitude, carac-

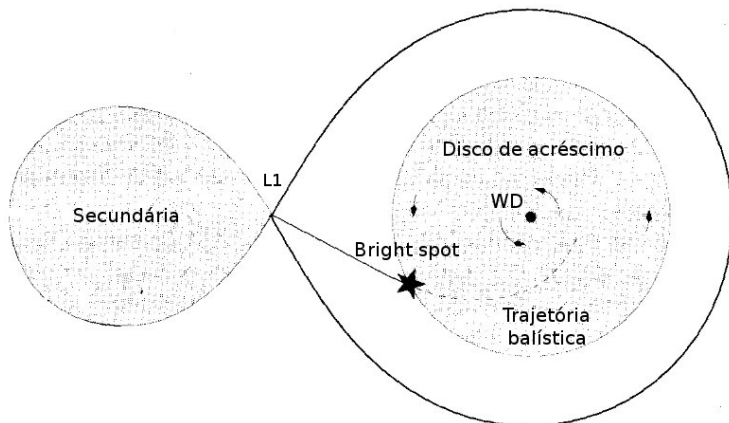


Figura 2 – Representação artística de uma variável cataclísmica, com suas principais componentes: Disco de acreção, trajetória balística, secundária, anã branca no centro do disco e o *bright spot*. Adaptado de Hellier (2001).

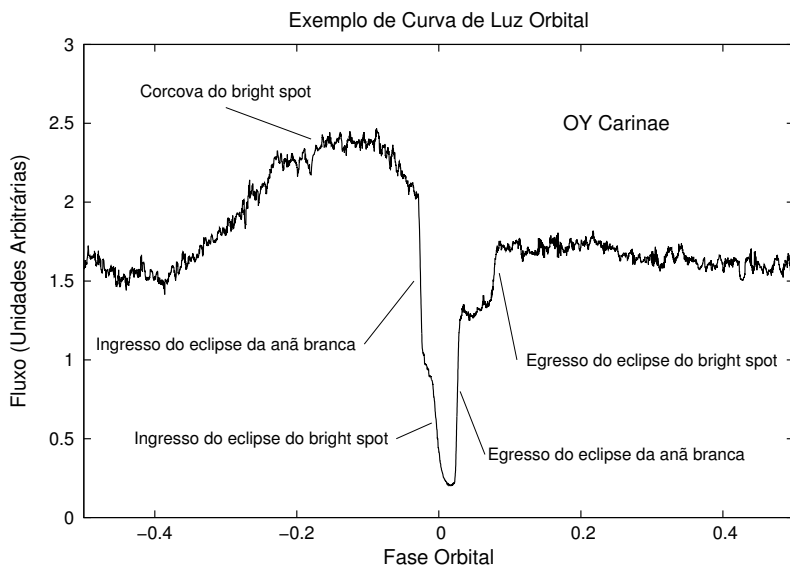


Figura 3 – Curva de luz de OY Car, onde estão indicados os pontos de egresso e ingresso da anã branca e do bright spot. Dados utilizados neste trabalho.

terística de variáveis cataclísmicas) notando que U Gem “*apresentava uma cintilação curiosa, notada no terceiro dia após o máximo, que não tinha origem em distorções atmosféricas, já que estrelas vizinhas não eram afetadas da mesma maneira*”. Desde então várias centenas de objetos foram identificados como pertencente a esta classe de binárias.

Segundo Warner (1995), podemos classificar as VCs baseado na morfologia das curvas de luz, características espectroscópicas e na intensidade do campo magnético da anã branca. Assim, temos as seguintes subclasses:

- *Novas clássicas*: São sistemas que apresentaram apenas uma erupção observada, de amplitude entre 6 e 19 magnitudes, sendo explicada como eventos de queima termonuclear de hidrogênio na superfície da anã branca;
- *Novas recorrentes*: São sistemas que foram observados mais de uma erupção do tipo nova;
- *Nova-likes*: São VCs que aparentam sempre estar num estado de brilho associado a erupções;
- *VCs magnéticas*: São sistemas nos quais a anã branca possui um campo magnético intenso para ser detectado. Subdividem-se em duas classes: Polares e polares intermediários, dependendo da intensidade do campo e do sincronismo (ou não) entre rotação da anã branca e período orbital;
- *Novas anãs*: São sistemas que possuem erupções recorrentes de baixa amplitude. Mais informações na Seção 2.1.2.

2.1.1 Geometria de Roche

Para compreender a física destes sistemas é necessário ter uma descrição geométrica do campo gravitacional das duas estrelas que governa a dinâmica do sistema. Isso já é conhecido desde 1873, quando Édouard Roche estudou o problema de três corpos, obtendo uma descrição matemática para as superfícies equipotenciais gravitacionais de dois corpos. Seu estudo foi aplicado em binárias próximas, e a descrição matemática das equipotenciais ficou conhecida como “modelo de Roche” (Roche, 1873).

O modelo de Roche toma um conjunto de coordenadas cartesianas em co-rotação com a binária como referencial, localizando a origem

do sistema no centro da primária, o eixo x na direção que liga as duas estrelas e o eixo z perpendicular ao plano orbital. Desta forma o eixo y indica a direção do movimento da primária em um referencial inercial. Podemos considerar cada estrela como uma massa puntual (já que as secundárias em VCs têm envelopes rarefeitos), de maneira que o potencial gravitacional total é a soma dos potenciais gravitacionais de cada estrela com o potencial efetivo da força centrífuga (Kopal, 1959). Assim, esse potencial pode ser escrito como (Frank; King; Raine, 2002),

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega_{orb}^2 \left[(x - \mu a)^2 + y^2 \right], \quad (2.1)$$

onde M_1 é a massa da primária, M_2 a massa da secundária, $\Omega_{orb} = 2\pi/P_{orb}$ é a frequência angular, a é a separação orbital e o parâmetro μ é função das massas, $\mu = M_2/[M_1 + M_2]$. Podemos obter a projeção bidimensional do potencial da Eq. 2.1 no plano (x, y) . O resultado é mostrado na Fig. 4. Existem cinco pontos de equilíbrio gravitacional, conhecidos como *pontos lagrangeanos* ($L_{1...5}$ na Fig.4).

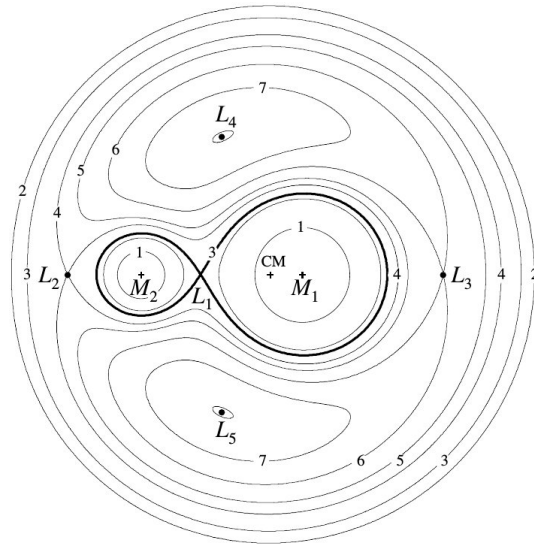


Figura 4 – Projeção bidimensional no plano (x, y) dos contornos das superfícies equipotenciais de Roche. Adaptado de Frank, King e Raine (2002).

Uma consequência das superfícies equipotenciais para binárias próximas é o tamanho limite que as estrelas podem ter sem que haja transferência de matéria entre elas ou uma superfície comum às duas estrelas. A equipotencial limite gera duas superfícies fechadas denominadas de *lobos de Roche* que são mostrados como linha mais espessa na Fig. 4. No caso específico de VCs, a equipotencial de Roche fornece a forma da secundária. De fato, o lobo de Roche da secundária é ligeiramente menor que o tamanho da estrela, de maneira que material da secundária flui através de L_1 em direção à primária causando transferência de matéria entre as estrelas. Esse processo é denominado de *transbordamento do lobo de Roche*.

2.1.2 Novas Anãs

Novas anãs são VCs que sofrem erupções recorrentes em escalas de tempo de dias-meses, nas quais o disco de acrecimento aumenta de brilho por fatores 20 – 100. As erupções são explicadas em termos ou de uma instabilidade termo-viscosa no disco (Seção 2.2.1) ou de uma instabilidade na taxa de transferência de matéria da estrela doadora (Seção 2.2.2). Existem três subtipos de novas anãs:

- *Z Cam*: São sistemas que apresentam *standstills* (estados de luminosidade intermediária entre erupção e quiescência que podem durar alguns dias) após as erupções. Alguns objetos dessa classe apresentam ainda erupções durante os estados de *standstills* (Hameury; Lasota, 2014);
- *SU UMa*: São sistemas que apresentam supererupções, que são mais brilhantes e duram aproximadamente 5 vezes mais que as erupções comuns. Durante as supererupções são observados *superhumps*, que são uma modulação de brilho com período levemente diferente do orbital;
- *U Gem*: São todas as novas anãs que não fazem parte do nem dos subtipos *Z Cam* ou *SU UMa*.

2.1.3 AM CVn

A subclasse das AM Canum Venaticorum (AM CVn) compreende binárias ultracompactas ($P_{\text{orb}} < 65$ min), onde uma estrela doadora de baixa massa deficiente em hidrogênio, parcial ou totalmente

degenerada, transborda seu lobo de Roche e transfere matéria para sua companheira (anã branca) através de um disco de acréscimo.

Desde que átomos de hélio são mais pesados do que os de hidrogênio, estrelas de hélio são mais compactas do que as de hidrogênio para a mesma massa, e assim só entram em contato com seu lobo de Roche em separações orbitais pequenas. Nas AM CVn a transferência de massa é controlada por radiação gravitacional, que é o mecanismo dominante de perda de momento angular em pequenas separações orbitais (Nelemans; Yungelson; Zwart, 2004). Os sistemas AM CVn são de grande interesse, pois podem ser os progenitores de supernovas Tipo Ia (Tutukov; Yungelson, 1981; Webbink, 1984; Iben Jr.; Tutukov, 1984). Além disso, devido aos seus períodos muito curtos, prevê-se que as AM CVn sejam as fontes mais fortes de ondas gravitacionais detectáveis pelo futuro experimento *Laser Interferometer Space Antenna* (LISA) (Stroeer; Vecchio, 2006; Roelofs; Nelemans; Groot, 2007).

2.2 DISCOS DE ACRÉSCIMO

Discos de acréscimos são importantes em uma grande gama de objetos astrofísicos, indo desde a formação estelar e de sistemas planetários até núcleos ativos de galáxias (AGNs), passando por binárias com transferência de matéria. Mas os melhores laboratórios para estudos sobre discos de acréscimo são as VCs, pois elas não são ocultadas por densas nuvens de poeira (como discos na formação planetária ou estelar), sua evolução é rápida para os padrões astrofísicos (em AGNs a evolução é muito lenta), e, em geral, emitem bastante no óptico e infravermelho.

Para descrever os princípios básicos da física de discos de acréscimo, vamos tomar um sistema de coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) centrado na primária (Frank; King; Raine, 2002). Consideramos que o disco está suficientemente próximo da primária para que a influência gravitacional da secundária seja desprezível, e que a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G), de forma que não exerce influência sobre o gás. Assim, o material no disco de acréscimo descreve órbitas keplerianas em torno da anã branca com velocidade angular,

$$\Omega_k(r) = \left[\frac{GM_1}{r^3} \right]^{1/2}, \quad (2.2)$$

onde Ω_k é a velocidade angular kepleriana e G é a constante gravitacional universal.

Para o material ser acrescido sobre o objeto central, é necessário algum mecanismo para dissipar o momento angular. Para descrever a difusão, tomamos $-v_{rad}$ como a velocidade radial de deriva e Σ como a densidade superficial de matéria. Assim, podemos descrever a densidade do disco em função do tempo como,

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^{1/2} \right) \right], \quad (2.3)$$

onde ν é o coeficiente de viscosidade cinética. Também podemos inferir a taxa de acréscimo sobre a primária (\dot{M}_1) como,

$$\dot{M}_1 = 2\pi r (-v_{rad}) \Sigma. \quad (2.4)$$

A energia irradiada pelo disco é dada pelo atrito entre anéis de matéria vizinhos. Para o caso de um disco de acréscimo em estado estacionário ($\partial \Sigma / \partial t = 0$), podemos escrever a taxa de dissipação de energia viscosa no disco como,

$$D(r) = \nu \Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 = 3GM_1 \frac{\dot{M}_1}{8\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{R_1}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (2.5)$$

Se o material for opticamente espesso podemos aproximar a emissão de radiação pelas faces do disco à radiação de corpo negro ($D(r) = \sigma T(r)^4$). Neste caso, a distribuição radial de temperatura do disco será dada por,

$$T_{\text{eff}}(r) = T_\star \left[\frac{r}{R_1} \right]^{-3/4} \left\{ 1 - \left[\frac{R_1}{r} \right]^{1/2} \right\}^{1/4}, \quad T_\star = \left[\frac{3GM_1 \dot{M}_1}{8\pi \sigma R_1^3} \right]^{1/4}, \quad (2.6)$$

onde T_{eff} é a temperatura efetiva, σ é a constante de Stephan-Boltzmann, e R_1 é o raio da primária. Para as partes do disco mais afastadas da anã branca ($r \gg R_1$) a Eq. 2.6 se reduz à seguinte distribuição,

$$T_{\text{eff}}(r) \simeq T_\star \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-3/4}. \quad (2.7)$$

Pode-se verificar pela expressão anterior, que o espectro emitido por um disco em estado estacionário é independente da viscosidade. A consequência disso, é que a observação de discos estacionários não pode ser usada para investigar a natureza dos processos viscosos que

ocorrem no disco.

Em geral, a estrutura de um disco é definida pela Eq. 2.5, mas ela só pode ser resolvida se tivermos uma prescrição para ν . A solução conhecida como *modelo padrão para discos estacionários* (ou *steady α -disc model*) é obtida adotando a prescrição de Shakura e Sunyaev (1973),

$$\nu = \alpha c_s H \quad (2.8)$$

onde α é um parâmetro adimensional, c_s é a velocidade do som no material, e H é a escala de altura do disco. Uma das formas de interpretar essa expressão é assumir que a viscosidade é gerada por redemoinhos de diâmetro H e velocidade de rotação αc_s .

Para investigar a natureza da viscosidade em discos de acréscimo (ou, alternativamente, medir o valor de α) é preciso observar discos não estacionários, onde a viscosidade se manifesta determinando a escala de tempo de resposta a variações nas condições de contorno (por exemplo, a taxa de injeção de matéria). Erupções de novas anãs fornecem o melhor cenário para estes estudos. Ademais, os dois modelos propostos para explicar essas erupções fornecem previsões bastante distintas para a magnitude da viscosidade em um disco quiescente. O *modelo de instabilidade no disco* (DIM) prevê que a matéria se acumule num disco de baixa viscosidade ($\alpha \sim 0.01$) em quiescência, enquanto no *modelo de instabilidade na taxa de transferência de matéria* (MTIM) a viscosidade do disco é sempre alta ($\alpha \sim 0.1$). Assim, medir α do disco em quiescência é crucial para testar qual modelo de erupção se aplica a uma dada nova anã. As seções seguintes apresentam breves descrições destes dois modelos.

2.2.1 DIM - Modelo de Instabilidade no Disco

O DIM foi proposto inicialmente por Osaki (1974) e desenvolvido por Hoshi (1979) e uma série extensa de autores daí em diante (ver Lasota (2001) e suas referências). Esse modelo atribui a erupção a uma transição de fase no disco, que ioniza o hidrogênio aumentando assim a temperatura do disco e a luminosidade do sistema. Smak (1984) fez uma das primeiras descrições matemáticas completa do mecanismo por trás do DIM.

A Fig. 5 representada o *ciclo limite* que descreve o comportamento das erupções de novas anãs. O mecanismo DIM pressupõe que a taxa de ingresso de matéria no disco (que permanece constante no

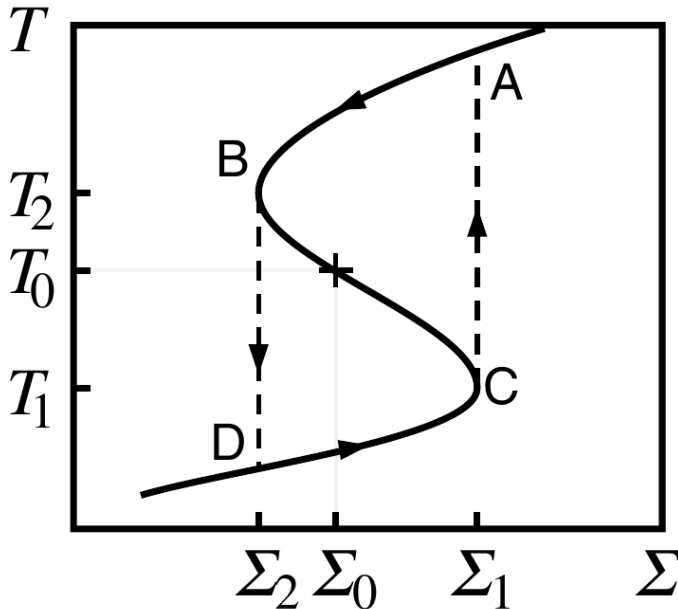


Figura 5 – Diagrama S que descreve o *ciclo limite* das erupções de novas anãs pelo DIM, adaptado de Smak (1984).

tempo) seja superior à taxa de acréscimo sobre a anã branca (com $\alpha_C \sim 0.01$) durante a quiescência, de maneira que a matéria se acumule no disco e a densidade superficial Σ aumente gradualmente, aumentando também a temperatura (trecho D \rightarrow C) até que alguma região do disco alcance uma temperatura crítica T_1 (e uma densidade crítica Σ_1) na qual o hidrogênio é ionizado, aumentando assim a temperatura do anel de matéria correspondente (trecho C \rightarrow A). Esse aumento de temperatura em um anel aquece os anéis vizinhos, ionizando-os também e dando origem a uma onda de aquecimento que varre o disco, deixando-o num estado eruptivo quente e brilhante. Neste ponto a viscosidade do disco deve aumentar ($\alpha_H \sim 0.1$), de modo que a taxa de acréscimo na primária aumente o suficiente para esvaziar e esfriar o disco em escalas de tempo comparáveis às observadas. O aumento na taxa de acréscimo faz com que a densidade e temperatura do disco diminuam progressivamente (trecho A \rightarrow B), até que a temperatura caia abaixo de T_2 em algum ponto, dando origem a uma onda de resfriamento que varre o disco, levando-o de volta a um estado frio, quiescente e de baixa viscosi-

dade (trecho B \rightarrow D), onde o ciclo recomeça. Esta é chamada “curva S”. A diferenciação entre α_C e α_H é introduzida de forma *ad-hoc* no modelo pela necessidade de ajustar a duração das fases de quiescência Δt_{quies} (governada por α_C) e de erupção Δt_{out} (determinada por α_H) às observações, que apontam para razões típicas de $\Delta_{\text{quies}}/\Delta_{\text{out}} \sim 5 - 10$. Como a escala de tempo de declínio das erupções em novas anãs indica que $\alpha_H \sim 0.1$ (Warner (1995) e suas referências), o mecanismo DIM demanda $\alpha_C \sim 0.01$.

2.2.2 MTIM - Modelo de Instabilidade na Taxa de Transferência de Matéria

O MTIM assume que as erupções são causadas pela resposta de um disco com viscosidade constante a um aumento súbito na taxa de transferência de matéria (\dot{M}_2). O valor da viscosidade é obtido da escala de tempo observada para o declínio das erupções em novas anãs (Warner, 1995), $\alpha \sim 0.1$. A causa do aumento súbito em \dot{M}_2 pode estar associada à natureza convectiva da secundária.

Paczýnski (1965) foi o primeiro a apontar que estrelas de baixa massa convectivas, como as secundárias típicas de VCs, são potencialmente instáveis. Pouco tempo depois, Bath (1972) mostrou que a região de instabilidade no envelope torna-se muito mais extensa com a aplicação de condições de contorno semelhantes às equipotenciais de Roche, chegando à conclusão de que estrelas que normalmente seriam estáveis face a instabilidades dinâmicas podem agora tornar-se instáveis quando preenchem o lobo de Roche em uma binária semi-ligada. Uma explicação alternativa para os aumentos súbitos em \dot{M}_2 envolve a interação de manchas estelares com o ponto L_1 . Livio e Pringle (1994) e King e Cannizzo (1998) argumentaram que a passagem de manchas estelares em frente ao ponto L_1 pode reduzir significativamente a taxa de transferência de matéria em VCs. Hameury e Lasota (2014) reverteram o argumento para propor que as variações súbitas em \dot{M}_2 requeridas pelo MTIM podem ocorrer nos intervalos de tempo em que não existem manchas estelares transitando por L_1 . Bath e Pringle (1981) calcularam detalhadamente a evolução de discos de acréscimo frente a variações na taxa de transferência de matéria. Neste estudo, os autores encontram que, para que o disco apresente um tempo de reação ao pulso de \dot{M}_2 (ou seja, a subida para erupção) da ordem do que é observado ($10^5 - 10^6$ s), ele precisa ser altamente viscoso, ou seja, $1 > \alpha > 0.1$.

2.3 FLICKERING EM VARIÁVEIS CATACLÍSMICAS

2.3.1 Histórico

Flickering é a flutuação de brilho intrínseco de 0.01 – 1 mag em escalas de tempo de segundos a dezenas de minutos vista em curvas de luz de novas anãs. Estudos ópticos (Bruch, 1992, 1996, 2000; Baptista; Bortoletto, 2004; Baptista; Borges; Oliveira, 2016) sugerem que podem existir três fontes diferentes de *flickering* em novas anãs e *nova-likes*, cuja importância relativa varia de sistema para sistema: (i) a região de impacto do jorro de matéria com o disco, possivelmente causado por instabilidade na transferência de matéria ou turbulência pós-choque (Warner; Nather, 1971; Shu, 1976), (ii) as regiões do disco de acréscimo mais próximas da anã branca, possivelmente alimentado pelo acréscimo instável sobre a anã branca ou turbulência pós-choque na *boundary layer* entre o disco e anã branca (Elsworth; James, 1982; Bruch, 1992), e (iii) o próprio disco de acréscimo, provavelmente uma consequência da turbulência magneto-hidrodinâmica (MHD) ou eventos de reconexão magnética na atmosfera do disco (Geertsema; Achterberg, 1992; Kawaguchi et al., 2000; Baptista; Bortoletto, 2004). O espectro de densidade de potência (PDS) do flickering é caracterizado por uma lei de potência contínua, $P(f) \propto f^{-\alpha}$, com $\alpha \cong 1 - 3$ (Bruch, 1992), que aplanar abaixo de uma dada frequência de corte (f_c).

Atualmente, a explicação mais promissora para a viscosidade anormalmente grande de discos de acréscimo está relacionada à turbulência MHD no gás do disco em rotação diferencial, impulsionado pela instabilidade magneto-rotacional (Hawley; Balbus, 1991; Balbus; Hawley, 1991). A maioria dos estudos sobre o assunto nas últimas duas décadas focalizou na confirmação de que a instabilidade magneto-rotacional produz fluxo de momento angular para fora e matéria no disco para dentro de forma eficiente, turbulenta e auto-sustentável (Balbus; Hawley, 1998; Beckwith; Armitage; Simon, 2011), e na comparação dos valores derivados numericamente de α com os inferidos pela escala de declínio de erupções em novas anãs (King; Pringle; Livio, 2007; Hirose et al., 2014).

Geertsema e Achterberg (1992) investigaram os efeitos da turbulência MHD em disco de acréscimo com rotação diferencial. Eles apresentaram um conjunto de equações de dinâmica não-linear simplificadas e suas soluções numéricas. Alguns resultados interessantes foram obtidos:

- Uma relação entre L/H (onde L é a dimensão da maior célula de

turbulência e H é a escala de altura do disco) e o parâmetro α (Shakura; Sunyaev, 1973),

$$\alpha \simeq 0.9 \frac{L^2}{H^2} . \quad (2.9)$$

- Eles encontram que a taxa de dissipação por unidade de área (Eq. 2.5) apresenta uma grande flutuação. Se esta flutuação for produzida por um grande número de células de turbulência alcançando a superfície do disco, podemos ter a variância $\sigma(D)$ expressa como,

$$\frac{\sigma(D)}{\langle D \rangle} \approx \frac{2.5}{\sqrt{N}} , \quad (2.10)$$

onde $\langle D \rangle$ corresponde à taxa de energia média dissipada por unidade de área, e o número de células (N) é dado por,

$$N = 4\pi r \frac{H}{L^2} = 4\pi \frac{r}{H} \left(\frac{H}{L} \right)^2 \simeq 1.25 \times 10^3 \left(\frac{H}{L} \right)^2 , \quad (2.11)$$

onde assumimos que $H/r \simeq 10^{-2}$, valor típico para disco fino (Frank; King; Raine, 2002).

Podemos rescrever α a partir da Eq. 2.9 como,

$$\alpha \simeq 1130 \frac{1}{N} \simeq 180 \left[\frac{\sigma(D)}{\langle D \rangle} \right]^2 . \quad (2.12)$$

A flutuação vista nestas simulações pode ser a causa do *flickering* encontrado nas VCs e nas binárias de raio-X (Baptista; Bortoletto; Harlaftis, 2002). Uma consequência bastante interessante é que, neste caso, a partir da amplitude relativa do *flickering* pode-se obter uma estimativa para o parâmetro α .

A próxima seção discute técnicas de obtenção de curvas orbitais da amplitude do *flickering* em VCs.

2.3.2 Construindo Curvas Orbitais da Amplitude do Flickering

A dependência orbital do *flickering* pode ser obtida quantificando-se as variações de brilho devidas ao *flickering* em um conjunto de curvas de luz em função da fase orbital (ou seja, calculando uma curva orbital do espalhamento no conjunto de dados).

No que diz respeito aos detalhes do cálculo da curva orbital de *flickering*, existem dois métodos de análise, denominados de método ‘Single’ e ‘Ensemble’. Em ambos os casos, muitas curvas de luz são necessárias para produzir um resultado estatisticamente significativo. Na ausência de qualquer mudança no estado de brilho do objeto em estudo (ou seja, variações na distribuição estacionária de brilho), estes métodos podem retornar resultados bastante semelhantes. Para minimizar efeitos que possam prejudicar a análise do *flickering* (por exemplo, erupções e mudança nas condições de observação), o melhor é coletar todas as curvas de luz num intervalo de tempo tão curto quanto possível e com a mesma configuração instrumental.

Os dois métodos são complementares. O método ‘Ensemble’ amostra *flickering* em todas as frequências. Porém, como o espectro de potência do *flickering* obedece a uma lei de potência decrescente, as curvas ‘Ensemble’ são dominadas pelas componentes de *flickering* de baixas frequências. Por outro lado, o método ‘Single’ gera curvas de *flickering* amostrando somente as componentes de altas frequências, com a frequência de corte definida pela largura do filtro usado. Assim, a combinação deste dois métodos abre a possibilidade não somente de investigar a localização das fontes de *flickering*, mas também separar as componentes de alta e baixa frequência do *flickering* (Baptista; Bortoletto, 2004).

2.3.2.1 Single

O método ‘Single’ (Bruch, 2000) consiste em subtrair uma versão suavizada da curva de luz da curva original para obter a curva dos resíduos em função da fase. A média das curvas dos resíduos individuais para um grande conjunto de curvas constitui a curva do espalhamento médio (*flickering*).

Em sua implementação original, a curva suavizada é obtida do ajuste de uma função *spline* a um conjunto de fluxos médios em pequenas caixas em fase. O tamanho das caixas é limitado pelo requisito

de preservar as variações decorrentes de *flickering* (caixas pequenas demais eliminam todo o *flickering* da curva) e a necessidade do *spline* seguir bem o perfil do eclipse (caixas grandes demais ‘erram o eclipse’). Esse procedimento tem as desvantagens de gerar curvas de *flickering* com baixa resolução em fase junto com a tendência de introduzir artefatos nas fases de ingresso/egresso de fontes compactas (por exemplo, a anã branca). Para contornar essas limitações, Baptista e Bortoletto (2008) substituíram a curva suavizada pela curva mediana do conjunto de dados, aplicando o procedimento de filtragem à curva subtraída resultante. Isso elimina os artefatos nas fases de ingresso/egresso de fontes compactas e permite obter curvas orbitais de *flickering* de melhor resolução em fase.

2.3.2.2 Ensemble

O método ‘Ensemble’ foi introduzido por Horne e Stiening (1985) para uma investigação do *flickering* em RW Tri. Eles usaram a curva dos desvios quadráticos médios entre as curvas de luz individuais e a curva de luz média, em cada fase orbital, para definir a curva de luz do *flickering*.

Uma relevante desvantagem desse método é a sensibilidade para qualquer mudança no estado de brilho do sistema no conjunto das observações. Bennie, Hilditch e Horne (1996) conseguiram amenizar o problema da variabilidade da componente estacionária de brilho obtendo a distribuição orbital das componentes de luz estacionária, da variação secular, e de *flickering*, a partir da decomposição de um conjunto de curvas de luz em pequenas caixas em fase. Para cada curva de luz, um fluxo médio é calculado sobre todas as fases excluídas as faixas onde o fluxo é atenuado (durante o eclipse) ou aumentado (corcova orbital do *bright spot*).

Estes valores de fluxo médio são os fluxos de referência. Diagramas dos fluxos em cada fase ϕ versus o fluxo de referência mostram que existe uma boa correlação (linear) entre estas grandezas: o fluxo $f(\phi)$ é maior quanto maior for o fluxo de referência (Fig. 6). Cada ajuste linear do gráfico fluxo(ϕ)-fluxo(referência) fornece o fluxo médio para uma dada fase (correspondente ao valor médio do fluxo de referência), um coeficiente angular (que mede a variação secular) e uma dispersão dos dados com relação à reta de melhor ajuste (que representa a amplitude do *flickering* naquela fase, após descontada a contribuição devido à estatística poissoniana). Quando o ajuste é feito para todas as fases,

obtemos as curvas orbitais para a luz média (estacionária), para a variação secular e para o *flickering* (por exemplo, Baptista e Bortoletto (2004, 2008)).

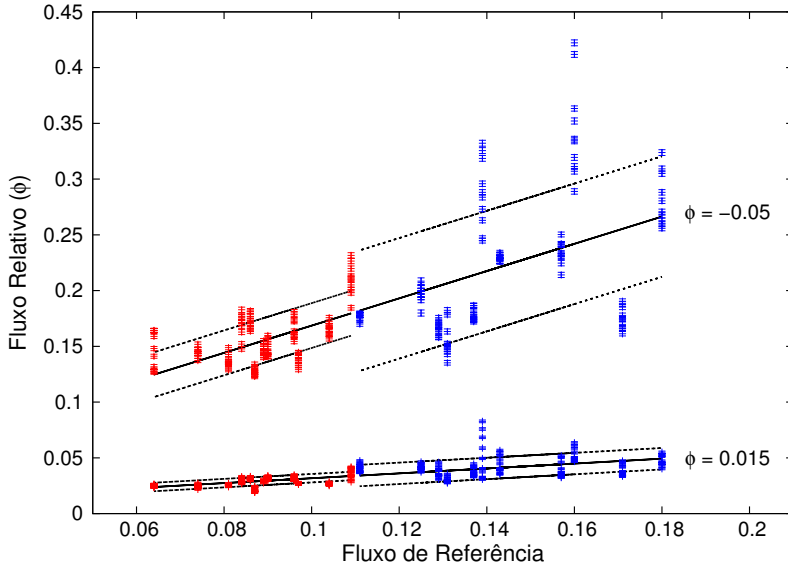


Figura 6 – Digrama $\text{fluxo}(\phi)$ - $\text{fluxo}(\text{referência})$ para duas fases orbitais obtidas a partir do conjunto de curvas de luz de OY Car. As linhas sólidas mostram o melhor ajuste linear aos dados. As linhas pontilhadas indicam o desvio padrão com relação a cada ajuste.

2.4 MÉTODO DE MAPEAMENTO POR ECLIPSE

No final do século passado, algumas técnicas de imageamento indireto foram desenvolvidas com a finalidade de obter informação espacialmente resolvida de discos de acreção em escalas de micro-segundos de arco (muito além da capacidade das atuais técnicas de imageamento direto). Duas técnicas, em especial, são competidoras e complementares. Uma dessas técnicas é a *Tomografia Doppler* (Marsh; Horne, 1988), que usa as mudanças no perfil de linhas de emissão em função da fase orbital para explorar a dinâmica dos discos de acreção. Este método é aplicável a binárias em uma larga faixa de inclinação orbital, embora seja restrito a dados contendo linhas de emissão. A outra técnica é o

Mapeamento por Eclipse (Horne, 1985). Esta congrega as informações contidas no perfil do eclipse em um mapa da distribuição superficial de brilho do disco de acréscimo. Embora a aplicação da técnica seja restrita a binárias com eclipses profundos (ou seja, sistemas que possuem alta inclinação), o mapeamento por eclipse pode ser utilizado em dados do contínuo, bem como em linhas de emissão/absorção (Baptista, 2001).

O processo de ajuste no mapeamento por eclipse é iterativo: parte-se de uma distribuição plana e isotrópica, e a partir da geometria da binária (valores da razão da massa q e inclinação i do sistema) e do conjunto de fases da curva de luz, simula-se o perfil do eclipse que aquela distribuição de brilho produziria. O código então faz pequenas mudanças na distribuição de brilho de forma a produzir um eclipse com um perfil cada vez mais próximo do observado. De acordo com Baptista (2001), a técnica parte de três pressupostos básicos:

- A superfície da secundária é dada por seu lobo de Roche;
- A distribuição de brilho está contida no plano orbital;
- A radiação emitida é independente da fase orbital.

O fato de uma curva de luz unidimensional não restringir univocamente um mapa bidimensional dá origem a uma degenerescência (múltiplos mapas podem ajustar igualmente bem uma dada curva de luz). O método de máxima entropia é então aplicado para escolher, dentre todos os mapas possíveis, aquele que é mais próximo à simetria axial. A Fig. 7 exemplifica esse método.

A partir dos mapas de eclipse é possível ainda obter as distribuições radiais de intensidade e temperatura. São ajustados corpos negros à intensidade de cada pixel do mapa para obter os valores da temperatura de brilho equivalente. Para isso, precisamos conhecer o comprimento de onda da banda ou espectro observado, e o ângulo sólido de cada pixel do mapa de eclipse conforme visto da terra, $\theta^2 = (R_{L_1}/d)^2 \cos i$, onde d é a distância até o sistema.

Para este trabalho utilizamos o código PRIDA¹, de autoria do Prof. Raymundo Baptista.

¹Programa de Reconstrução de Imagens de Discos de Acréscimo

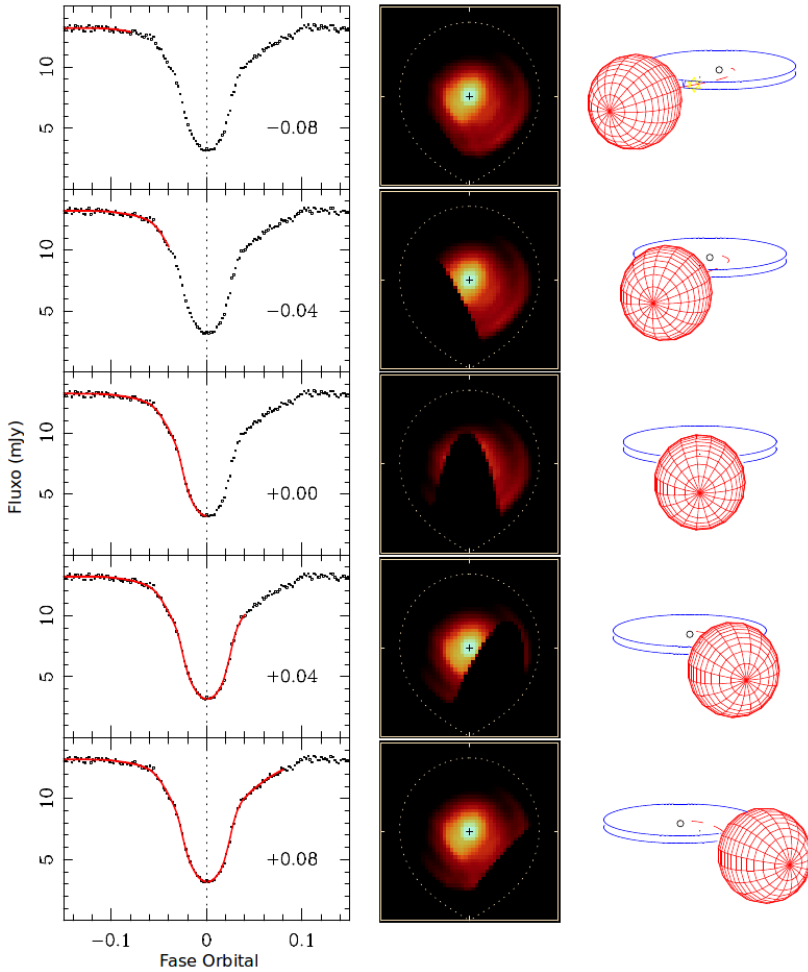


Figura 7 – Simulação de um eclipse de disco ($q = 0.3$ e $i = 78^\circ$). Os painéis da esquerda mostram a curva de luz observada (pontos pretos) e a simulada (linha sólida vermelha), os painéis centrais apresentam a distribuição de brilho do disco sendo eclipsada pela secundária nas fases/orientações indicadas nos painéis à direita. Adaptado de Baptista (2001).

2.4.1 Versão Tridimensional do Método de Mapeamento por Eclipse

A hipótese de emissão restrita ao plano orbital pode ser violada em casos onde o disco de acréscimo é geometricamente espesso, ou seja, a face do disco possui uma altura em relação ao plano z que aumenta em função do raio r a partir do centro. Nesses casos, pode-se definir o ângulo β de semi-abertura do disco como $\tan \beta = z/r$.

Os principais efeitos (fotométricos) da existência desses discos com semi-abertura não nula são a contribuição de uma borda brilhante, a possibilidade de ocultação das partes internas do disco pela própria borda (auto-ocultação), e o efeito de projeção (na linha de visada) de um elemento da superfície (inclinada em relação ao plano orbital) desse disco cônico. O grau de importância desses efeitos depende essencialmente da inclinação do sistema e do ângulo de semi-abertura na borda do disco.

Uma versão tridimensional (3D) do método de mapeamento por eclipse foi desenvolvida para levar em conta esses efeitos (por exemplo, Saito e Baptista (2016), Baptista, Borges e Oliveira (2016)). A versão 3D inclui dois parâmetros adicionais de entrada para o método: o raio externo do disco de acréscimo (R_d) e o ângulo de semi-abertura do disco (β). A geometria do eclipse passa a depender da escolha dos parâmetros q , i , R_d e β . Simulações (Baptista; Borges; Oliveira, 2016) mostram que é possível usar um procedimento de *entropy landscape* para recuperar os valores corretos de R_d e β com precisão de $0.05 R_{L1}$ e 0.5° , respectivamente.

3 SDSS J0926+3624

3.1 INTRODUÇÃO

Deste que o protótipo de sistemas AM CVn foi descoberto há 50 anos atrás (Smak, 1967; Paczyński, 1967), pouco mais de duas dúzias de outros objetos desta classe foram descobertos (Roelofs et al., 2005; Anderson et al., 2005, 2008; Roelofs et al., 2009; Rau et al., 2010). Um deles foi a binária eclipsante SDSS J0926+3624¹ (Anderson et al., 2005), que atualmente é o único objeto eclipsante conhecido desta classe, e também a binária eclipsante de menor período conhecida. Suas curvas de luz mostram eclipses profundos (~ 2 mag) a cada 28.3 min, que duram ~ 2 min, assim como erupções de ~ 2 mag de amplitude a cada ~ 100 –200 dias. *Superhumps* foram anteriormente observados em suas curvas de luz (Copperwheat et al., 2011).

Um estudo a partir de dados de fotometria rápida deste objeto foi reportado por Copperwheat et al. (2011). Os autores modelaram curvas de luz em três bandas fotométricas (u' , g' e r') para estimar os parâmetros da binária. Os resultados estão listados na Tabela 1, onde $R_{1,2}$, $M_{1,2}$ e $K_{1,2}$ são os raios, massas e semi-amplitudes das velocidades radiais da primária e da secundária, respectivamente. Os autores também ajustaram o fluxo da anã branca no óptico e ultravioleta pela biblioteca de espectros sintéticos de Gänsicke, Beuermann e Martino (1995), obtendo uma anã branca de 17000 K e $\log g = 8.33$. Com esse resultado, também foi estimado uma distância ao sistema de 460 – 470 pc.

Em 2011 a John Moores University (JMU) abriu ao Brasil a possibilidade de compra (via INCT-A) de uma parcela de tempo do telescópio robótico Liverpool Telescope (LT), nas Ilhas Canárias. Como parte dessas discussões, a JMU ofereceu 20 h de tempo de uso no LT 2.0 m para que a comunidade astronômica brasileira pudesse testar e avaliar a performance, a eficiência e o tempo de obtenção de dados úteis com esse telescópio. Um dos projetos aprovados para uso deste tempo visava obter um conjunto de curvas orbitais de J0926 com a câmara RISE para mapear a distribuição de brilho em seu disco de acréscimo deficiente em hidrogênio, investigar as fontes de *flickering* na binária e, caso fossem observados *superhumps* nas curvas de luz, mapear as fontes dessa modulação de brilho. A baixa relação sinal-ruído dos dados e a

¹Daqui em diante chamada de J0926

Tabela 1 – Parâmetros orbitais de J0926 obtidos por Copperwheat et al. (2011) para as diferentes bandas observadas com a ULTRACAM

Parâmetro	u' band	g' band	r' band
q	0.038 ± 0.003	0.041 ± 0.002	0.040 ± 0.002
i	$82.8^\circ \pm 0.3^\circ$	$82.6^\circ \pm 0.3^\circ$	$82.7^\circ \pm 0.2^\circ$
R_1/a	0.038 ± 0.003	0.033 ± 0.002	0.031 ± 0.005
a/R_\odot	0.281 ± 0.007	0.295 ± 0.005	0.299 ± 0.012
M_1/M_\odot	0.74 ± 0.05	0.85 ± 0.04	0.90 ± 0.10
M_2/M_\odot	0.028 ± 0.004	0.035 ± 0.003	0.036 ± 0.006
K_1 (km s $^{-1}$)	26 ± 3	30 ± 2	29 ± 3
K_2 (km s $^{-1}$)	692 ± 18	723 ± 13	735 ± 29
R_2/R_\odot	0.044 ± 0.002	0.047 ± 0.001	0.047 ± 0.003

ausência de *superhump* nas curvas de luz (ver Seção 3.3) limitaram a análise ao objetivo principal.

Neste capítulo apresentamos os resultados da análise dos dados deste projeto. A coleta e redução de dados é detalhada na Seção 3.2. Na Seção 3.3 apresentamos as curvas de luz e a calibração fotométrica dos dados, a modelagem da contribuição da anã branca, e a investigação do seu disco de acréscimo usando o método de mapeamento por eclipse.

3.2 COLETA E REDUÇÃO DOS DADOS

Séries temporais de fotometria rápida CCD de J0926 no filtro V+R foram obtidos com a câmera RISE (512×512 pixels, $0.54''$ pixel $^{-1}$) acoplada ao telescópio de 2.0 m do Liverpool Robotic Telescope, localizado nas Ilhas Canárias - Espanha, entre Fevereiro-Março de 2012 enquanto o objeto estava no estado de brilho quiescente. A câmera CCD é operada no modo ‘frame-transfer’, com tempo morto desprezível entre as exposições.

As observações estão resumidas na Tabela 2. A quarta coluna lista os ciclos de eclipse (E) observados, a última coluna fornece uma estimativa da qualidade das observações. Todas as monitorias consistem de seqüências de 442 imagens com tempo de exposição de 16 s cobrindo 4 órbitas da binária. Os dados compreendem 20 curvas orbitais completas da binária obtidas com a mesma combinação de instrumento e telescópio, o que garante um elevado grau de uniformidade ao conjunto de dados. O sinal-ruído relativamente baixo dos dados ($S/N \sim 7$) é consequência das condições de *seeing* ruim (2.5 arcsec) persistente

durante as observações.

Tabela 2 – Jornal das observações de J0926

Data (2012)	UT		E^a (ciclo)	Q^b
	Início	Fim		
Fev 23	22:15	00:13	111156 - 111160	A
Mar 18	22:49	00:47	112378 - 112382	A
Mar 21	21:36	23:34	112528 - 112532	B
Mar 23	21:17	23:15	112629 - 112633	A
Mar 25	22:41	00:38	112734 - 112738	A

^aCom relação à efeméride da eq. (3.6).

^bCondições do céu: (A) fotométrica (estrela de referência estável); (B) ruim (grandes variações, nuvens, ou ambos).

Os dados coletados a partir do Liverpool Robotic Telescope são distribuídos ao usuário já com os efeitos de ruído de leitura (*bias*) e diferenças de sensibilidade pixel-a-pixel (*flat-field*) corrigidos, conforme o procedimento padrão (vê <http://telescope.livjm.ac.uk/TelIn-st/Inst/-RISE/>).

3.3 ANÁLISE

3.3.1 Fotometria e Calibração Absoluta

Fotometria diferencial com relação a uma estrela de referência (R) foi obtida para a variável (V) e para um conjunto de estrelas de comparação (indicadas na Fig. 8) a partir de rotinas escritas usando o pacote IRAF². Os resultados são exibidos na Fig. 9. As curvas de luz da estrela de referência (em vermelho) foram deslocadas verticalmente de uma (mesma) constante para facilitar a visualização. As demais curvas mostram as diferenças de magnitude entre a estrela de referência e a variável (em preto) e entre a referência e duas outras estrelas de comparação (C1 em verde, C2 em azul). As observações foram feitas com céu limpo, exceto pela terceira noite. A dispersão nos dados da variável (de $\simeq 0.3$ mag) é consequência do ruído poissoniano e impede

²IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) é distribuído pelo National Optical Astronomy Observatories, que é operado pela Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., sob tratado de cooperação com a National Science Foundation.

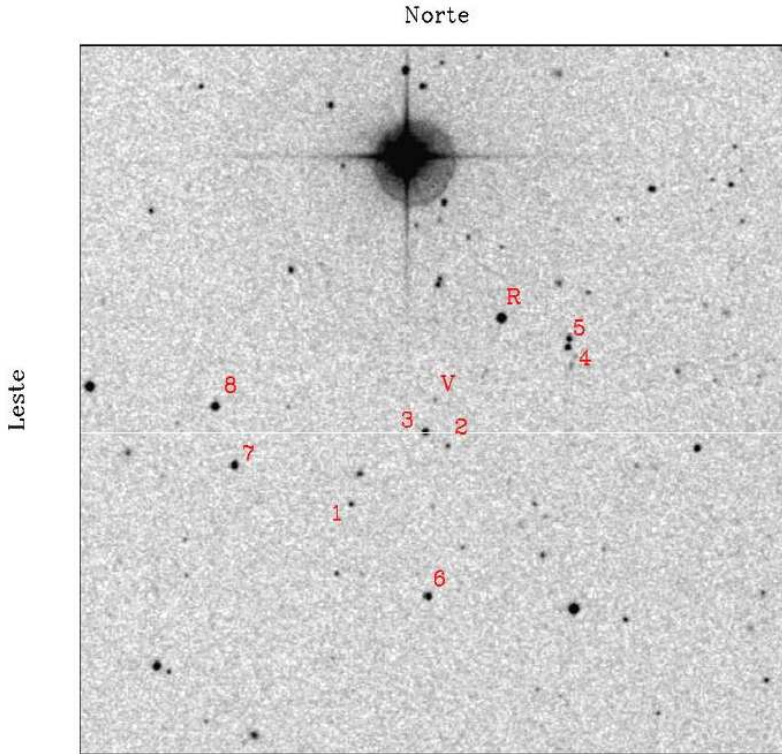


Figura 8 – Carta estelar de J0926, onde R é a estrela de referência, V a variável (J0926), e os números indicam as demais estrelas de comparação.

a identificação (e o conseqüente estudo) do *flickering* a partir desses dados. A despeito disso é possível afirmar que a variável se encontrava no mesmo estado de brilho em todas as noites de observação.

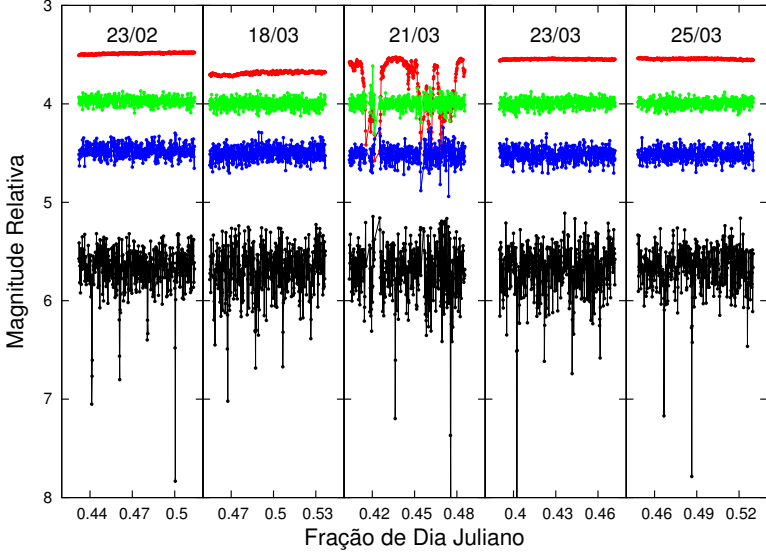


Figura 9 – Todas as nossas curvas de luz de J0926. As cores são: estrela de referência (vermelho), J0926 (preto), comparação 1 (verde) e 2 (azul) da Fig. 8.

Para a calibração em fluxo das curvas de luz, procuramos identificar no banco de dados do SIMBAD (Wenger et al., 2000) estrelas no campo das imagens de J0926 com espectro coletado ou fluxos medidos em vários comprimentos de ondas. Encontramos a estrela LP260-21 (estrela de comparação 4 na Fig. 8), com fluxos medidos em seis bandas fotométricas e diferença de magnitude $\Delta(V + R) = 2.594 \pm 0.017$ mag com relação à nossa estrela de referência. Seus fluxos calibrados e os comprimentos de onda efetivos das correspondentes bandas estão listados na Tabela 3.

Para estimar o fluxo de LP260-21 na banda V+R da câmera RISE, usamos o atlas espectrofotométrico de Bruzual-Persson-Gunn-Stryker (Strecker; Erickson; Witteborn, 1979; Gunn; Stryker, 1983) com a rotina fitspec/SYNPHOT (Laidler et al., 2005) do IRAF para encontrar o modelo de atmosfera estelar de melhor ajuste aos fluxos observados dessa estrela, levando em conta os efeitos de extinção interestelar. Os

Tabela 3 – Fluxo da estrela LP260-21

Filtro	Comprimento de Onda (Å)	Fluxo (mJy)
B	4389	0.13 ± 0.06
V	5469	0.40 ± 0.25
R	6855	1.30 ± 0.60
J	12356	8.92 ± 0.16
H	16461	8.65 ± 0.16
Ks	21594	7.00 ± 0.13

fluxos medidos são razoavelmente bem descritos por um espectro de tipo M4V, em particular na região das bandas V e R. O resultado desse ajuste está mostrado no painel superior da Fig. 10. Em seguida, convoluímos o espectro de melhor ajuste com a curva de resposta da banda V+R da câmera RISE (painel inferior da Fig. 10) para obter um fluxo calibrado de 0.78 ± 0.08 mJy para LP260-21.

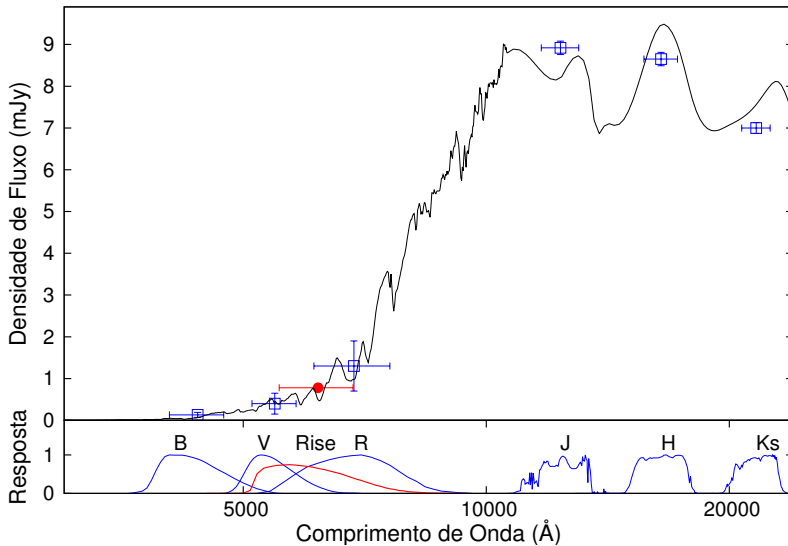


Figura 10 – *Painel superior*: Espectro de melhor ajuste (linha preta) aos valores do fluxo de cada banda (caixas azuis). O resultado da convolução com a curva de resposta da câmera RISE é plotado como um ponto vermelho. *Painel inferior*: Curvas de resposta de cada um das bandas (curvas azuis) e da câmera RISE (curva vermelha).

Usamos o fluxo calibrado de LP260-21 para transformar as diferenças de magnitude nas curvas de luz em fluxos (em mJy). Para isso, partimos da relação entre a diferença de magnitudes ($\Delta m_{1,2}$) e razão de fluxo entre duas estrelas (f_1/f_2),

$$\frac{f_1}{f_2} = 10^{-0.4 \Delta m_{1,2}} = 10^{-0.4(m_1 - m_2)}. \quad (3.1)$$

Aplicando a Eq. 3.1 para os pares variável - referência (v, R) e comparação 4 - referência (c_4, R), temos,

$$\frac{f_v}{f_R} = 10^{-0.4 \Delta m_v} \quad , \quad \frac{f_{c_4}}{f_R} = 10^{-0.4 \Delta m_{c_4}}. \quad (3.2)$$

Dividindo as duas equações, obtemos,

$$\frac{f_v}{f_{c_4}} = 10^{-0.4(\Delta m_v - \Delta m_{c_4})}. \quad (3.3)$$

Usando a Eq. 3.2 na equação acima e definindo o fator de escala $A = f_{c_4} 10^{0.4 \Delta m_{c_4}}$, temos,

$$f_v(\text{mJy}) = A \left(\frac{f_v}{f_R} \right) = 8.505 \left(\frac{f_v}{f_R} \right), \quad (3.4)$$

onde f_v/f_R é uma quantidade que sai diretamente dos nossos dados. O erro no fluxo é dado por,

$$\begin{aligned} \sigma_{f_v} = \sqrt{\left[\frac{\partial f_v}{\partial f_{c_4}} \sigma_{f_{c_4}} \right]^2 + \left[\frac{\partial f_v}{\partial \Delta m_{c_4}} \sigma_{\Delta m_{c_4}} \right]^2 + \left[\frac{\partial f_v}{\partial (f_v/f_R)} \sigma_{(f_v/f_R)} \right]^2} = \\ \sqrt{0.779 \left(\frac{f_v}{f_R} \right)^2 + 72.342 \sigma_{(f_v/f_R)}^2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

O valor médio do fluxo calibrado fora do eclipse em J0926 (0.048 ± 0.006 mJy) é comparável ao obtido por Copperwheat et al. (2011) após a subtração do *superhump* (Fig. 11), consistente com o fato de nossos dados não apresentarem indícios de *superhump*.

3.3.2 Curvas de Luz

Os dados foram transformados de Data Juliana em Tempo Universal Coordenado (UTC) para Data Dinâmica Juliana Baricêntrica

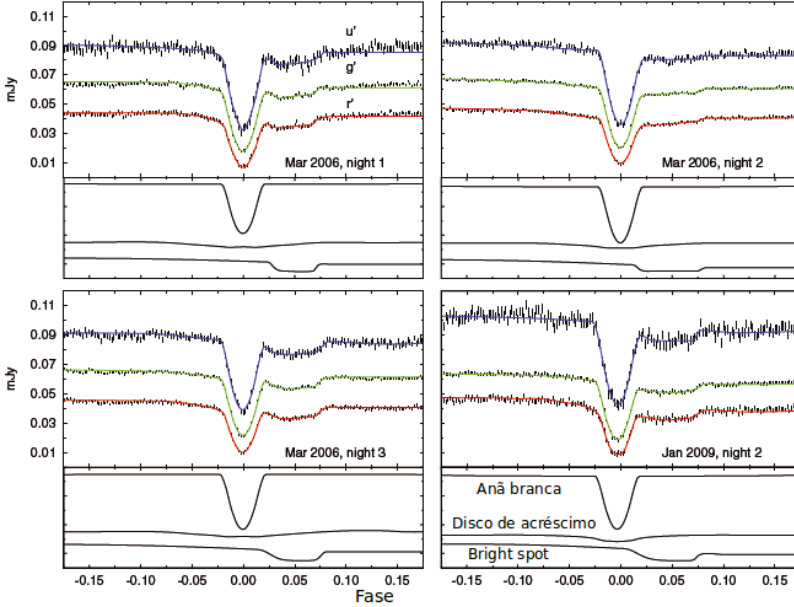


Figura 11 – Curvas de luz em fase com superhump subtraído dos dados da ULTRACAM de Copperwheat et al. (2011). Adaptado de Copperwheat et al. (2011).

(BJDD) e colocados em fase utilizando a efeméride linear de Copperwheat et al. (2011),

$$T_{\text{mid}}(\text{BJDD}) = 2\,453\,795.945\,5191(5) + 0.019\,661\,27289(2) \times E, \quad (3.6)$$

onde T_{mid} é o instante do centro do eclipse primário em BJDD e E é o número do ciclo da binária. Uma correção em fase de -0.1195 ciclos foi aplicada aos dados para fazer o centro do eclipse da anã branca coincidir com a fase zero, $\phi = 0.0$. Essa correção em fase é $\simeq 300$ vezes maior que a incerteza propagada na efeméride de Copperwheat et al. (2011) para a época das nossas observações e sugere ou um erro de digitação naquele artigo, ou uma superestimativa das incertezas nos parâmetros da efeméride correspondente, ou uma variação real significativa do período dessa binária. Infelizmente não há como testar essas hipóteses a partir dos nossos dados.

A Fig. 12 mostra as curvas de luz individuais de J0926 sobrepostas em fase. As curvas de luz da estrela de comparação de brilho semelhante estão plotadas para analisar quais variações são intrínsecas do objeto de estudo. Pode-se notar que a única variação intrínseca notável do objeto ocorre durante o eclipse primário. As demais regiões são muito afetadas pelo ruído poissoniano devido ao baixo sinal-ruído em nossos dados. Mas podemos afirmar que J0926 não apresenta nenhum *superhump* orbital como observado anteriormente (Copperwheat et al., 2011). Isso pode ser devido a uma mudança do estado de brilho do sistema. Dada a baixa S/N dos dados e uma vez que todas as curvas de luz correspondem a um único estado de brilho, combinamos todos os dados em uma única curva orbital calculando a mediana em caixas de largura 0.005 ciclos em fase. Os erros na curva resultante são tomados como a mediana dos desvios absolutos com relação à mediana em cada fase. O resultado é mostrado como uma curva preta superposta aos dados na Fig. 12. A curva de luz mediana mostra a combinação de um eclipse profundo da anã branca no centro do disco mais um eclipse assimétrico do jorro de gás em queda + o disco de acréscimo.

3.3.3 Mapeamento do Disco de Acréscimo

Técnicas de mapeamento por eclipse (ver Seção 2.4) foram aplicadas à curva mediana para obter mapas da distribuição superficial de brilho de disco de acréscimo de J0926.

Nosso mapa de eclipse é uma matriz bidimensional no plano orbital de 51×51 pixels, centrada na anã branca e com lado $2R_{L_1}$. Adotamos $R_{L_1} = 0.234 R_{\odot}$ e os valores $q = 0.040$ e $i = 82.7^\circ$ obtidos para a banda r' (a mais próxima à da câmara RISE) por Copperwheat et al. (2011). Essa combinação de parâmetros corresponde a uma largura do eclipse de $\Delta\phi = 0.022$ ciclos e garante que a anã branca esteja no centro do mapa.

Para essa geometria o eclipse é relativamente raso (ver Fig. 13) e as partes do disco de acréscimo mais afastadas do ponto L_1 nunca são eclipsadas, ou seja, não existe informação no eclipse da curva de luz sobre a distribuição de brilho dessa região. As reconstruções foram obtidas adotando valores para os espalhamentos radial e azimutal de $\Delta r = 0.05 R_{L_1}$ e $\Delta\theta = 30^\circ$, respectivamente.

As incertezas estatísticas no mapa de eclipse são estimadas com um procedimento de Monte Carlo (ver, por exemplo, Rutten, Paradijs e Tinbergen (1992)). Para uma dada curva de dados, é gerado um

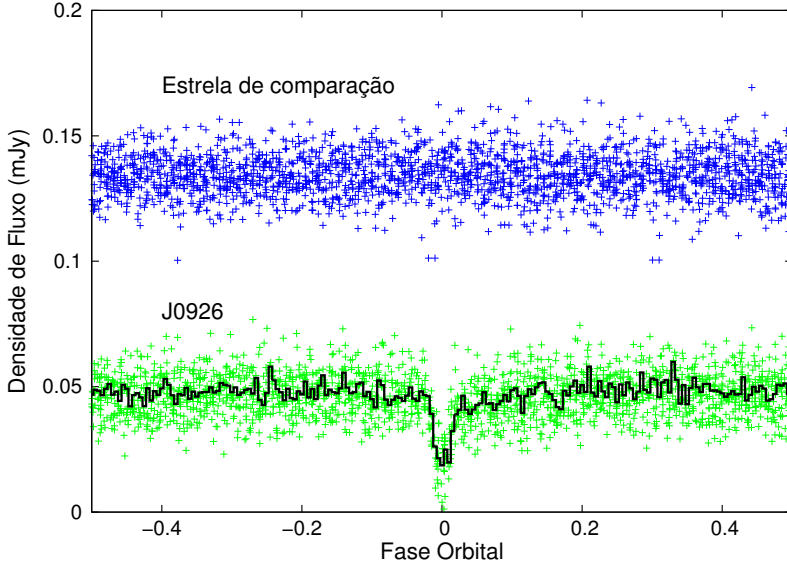


Figura 12 – Curvas de luz em fase de todos os dados coletados de J0926 (cruzes verdes) e a estrela de comparação 2 da carta estelar (cruzes azuis). A curva sólida preta é a curva de luz mediana, derivada a partir do fluxo mediano em caixas com largura em fase de 0.005 ciclos. O fluxo médio fora do eclipse é de 0.048 mJy.

conjunto de 1000 curvas artificiais, nos quais o fluxo em cada ponto da curva original é variado de forma aleatória e independente de acordo com uma distribuição gaussiana com desvio padrão igual à incerteza nesse ponto. As curvas artificiais são ajustadas com o algoritmo de mapeamento por eclipse para produzir um conjunto de mapas de eclipse aleatórios. Estes são combinados para produzir um mapa mediano $\bar{x}(j)$ e um mapa dos desvios absolutos com relação à mediana $d(j)$. Este último é transformado em desvio padrão ($\sigma(j) = \sqrt{\pi/2} d(j)$) e tomado como a incerteza estatística em cada pixel j . As incertezas obtidas com este procedimento também são utilizadas para estimar os erros nas distribuições radiais de temperatura que serão discutidas na Seção 3.3.4.

Simulamos a contribuição da anã branca à curva de luz considerando uma massa de $0.9 M_{\odot}$, temperatura de 17000 K, $\log g = 8.33$, distância $d = 465$ pc (Copperwheat et al., 2011) e sendo eclipsada segundo a geometria adotada para o sistema. Foi considerado efeito de escureci-

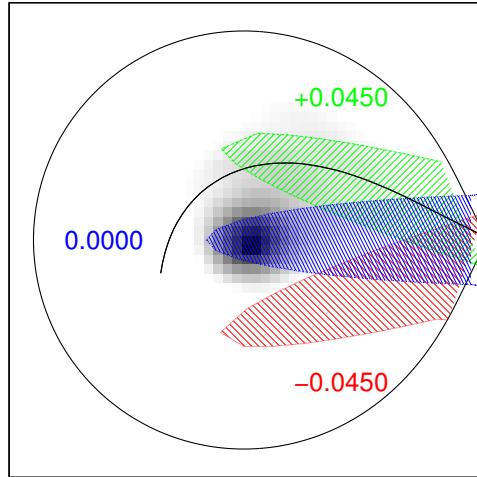


Figura 13 – Imagem ilustrativa da sombra da secundária sobre o disco em diferentes fases orbitais. As linhas sólidas representam o lobo de Roche da primária, e a trajetória balístico do jorro. A secundária fica do lado direito da imagem, e o sistema gira no sentido anti-horário

mento de borda (Gianninas et al., 2013) na nossa simulação. O resultado está plotado no painel inferior esquerdo da Fig. 14 como uma curva vermelha. Essa curva foi subtraída da curva de luz mediana. A curva resultante é mostrada no mesmo painel da curva de luz da anã branca como cruzes verdes.

Aplicamos o método de mapeamento por eclipse na curva de luz mediana para derivar o mapa da distribuição superficial de brilho combinado das fontes (Fig. 14, painel superior). Também aplicamos o método de mapeamento por eclipse à curva de luz subtraída da contribuição da anã branca para obter o mapa da distribuição superficial de brilho das componentes disco + jorro (Fig. 14, painel inferior).

Não existe evidência de uma mancha brilhante compacta na borda do disco nos mapas de eclipse da Fig. 14. Ao invés disso, existe emissão aumentada ao longo da trajetória balística do jorro de gás para além do ponto de impacto com a borda externa do disco, sugerindo a existência de transbordamento do jorro de matéria (*stream overflow*) em J0926 na ocasião das nossas observações.

Realizamos simulações para verificar se a emissão de brilho aumentada ao longo da trajetória balística nos mapas da Fig. 14 é uma

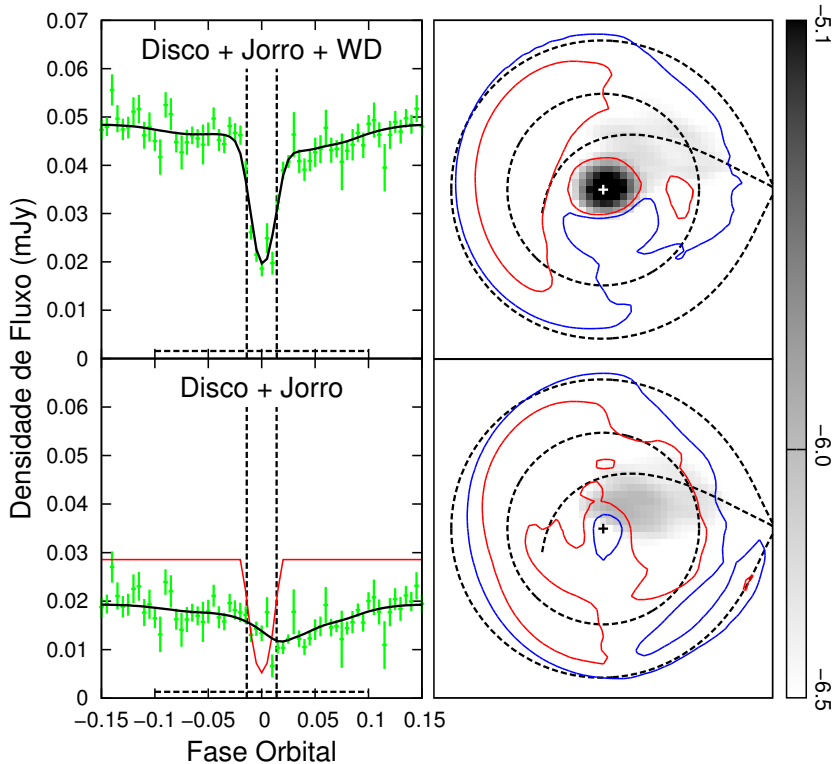


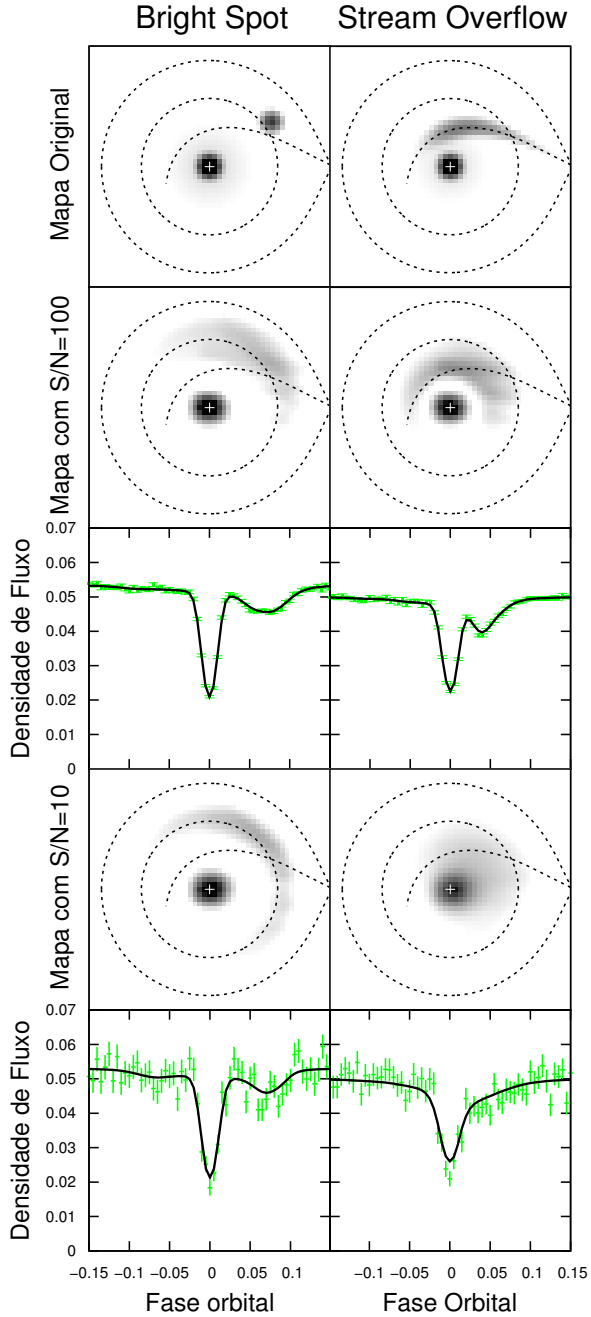
Figura 14 – *Painel superior esquerdo*: Curva de luz mediana (cruzes verdes com barras de erro) e o ajuste pelo mapeamento por eclipse (linha preta). *Painel inferior esquerdo*: Curva de luz subtraída da contribuição da anã branca (WD, cruzes verdes com barras de erro) e o ajuste pelo mapeamento por eclipse (linha preta). A linha contínua vermelha representa a curva de luz simulada da WD. Linhas pontilhadas horizontais indicam o fluxo não eclipsado em cada painel. As linhas pontilhadas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da WD. *Painel superior direito*: Distribuição superficial de brilho das fontes combinadas (disco+jorro+WD). *Painel inferior direito*: Distribuição superficial de brilho com WD-subtraída (disco+jorro). Regiões dentro das linhas de contorno azul/vermelho tem significância estatística acima de 2 e de 3 σ , respectivamente. Linhas tracejadas representam o lobo de Roche da primária, o raio externo do disco ($R_{\text{disco}}/a = 0.435$, Copperwheat et al. (2011)) e a trajetória balístico do jorro. O painel do lado direito mostra a distribuição de brilho numa escala de cinza logarítmica; regiões mais brilhantes são mais escuras.

reprodução distorcida de uma mancha compacta na borda do disco por um artefato do método de mapeamento por eclipse ou decorrente da baixa S/N dos dados. Para este fim criamos duas distribuições artificiais de brilho, um com uma mancha brilhante compacta na borda do disco e outra com uma distribuição de brilho estendida ao longo da trajetória balística. As duas distribuições incluem um objeto compacto brilhante no centro do disco. Simulamos a ocultação dessas distribuições de brilho usando a geometria adotada para J0926 e adicionamos ruído gaussiano para gerar curvas de luz com S/N de 10 (simulando nossos dados) e 100 (simulando os dados de Copperwheat et al. (2011)). Aplicamos o método de mapeamento por eclipse a estas curvas para gerar os correspondentes mapas de eclipse. Os resultados dessas simulações são mostrados na Fig. 15.

Notamos que as técnicas de mapeamento por eclipse espalham o brilho na direção azimutal (por exemplo, Baptista (2001)). No caso da distribuição de brilho com ‘bright spot’, o baixo S/N espalha a emissão do *bright spot* azimutalmente, enquanto que para a distribuição de brilho com ‘stream overflow’, o S/N mais baixo espalha o brilho do jorro na direção perpendicular à trajetória balística. As simulações mostram que as duas distribuições de brilho produzem curvas de luz com morfologias diferenciadas e mapas com distribuições de brilho perceptivelmente distintas mesmo com dados de baixa S/N ($\simeq 10$). As semelhanças entre as curvas de luz e correspondente mapa de eclipse de J0926 e as simulações para a distribuição de brilho com ‘stream overflow’ nos dão confiança para a interpretação da existência de transbordamento do fluxo de matéria para além do ponto de impacto no disco de acréscimo de J0926 na época das nossas observações.

Esse fenômeno pode ser causado por (i) um aumento na taxa de transferência de matéria, fazendo o jorro ter mais momento para transpor a borda do disco; ou (ii) uma diminuição na taxa de transferência de matéria, permitindo que o disco esvazie sobre a anã branca e facilite a penetração do jorro sobre um disco residual rarefeito. Essa última hipótese parece mais plausível uma vez que o fluxo fora do eclipse nos dados de 2012 é menor do que nos dados de Copperwheat et al. (2011). Qualquer que seja a explicação para o *stream overflow* observado em J0926, os dados indicam que se trata de uma configuração relativamente estável, já que o objeto apresentou o mesmo estado de brilho e morfologia da curva de luz ao longo de um período superior a 30 dias.

Figura 15 – A coluna do lado esquerdo/direito são as simulações assumindo o *bright spot/stream overflow*, respectivamente. *Painel superior:* Mapa original usado para gerar as curvas de luz com S/N de 100 (terceiro painel) e 10 (último painel). *Segundo/quarto painel:* Mapa de eclipse obtido com a curva de luz de $S/N = 100/10$, respectivamente.



3.3.4 Distribuição Radial de Temperatura

A partir dos mapas de eclipse da Fig. 14 é possível obter as distribuições radiais de temperatura de brilho. Para isso, adotamos os valores de $d = 465$ pc, $R_{L1} = 0.234 R_{\odot}$, $i = 82.7^{\circ}$ (Copperwheat et al., 2011) e o comprimento de onda efetivo da banda da câmera RISE 5500 Å. Não foram considerados efeitos de extinção interestelar. Os resultados são mostrados na Fig. 16.

As distribuições radiais de temperatura mostram um disco de acrecimento frio (~ 4000 K) mais uma emissão aumentada ao longo do jorro (~ 6000 K) para além do ponto de impacto na borda externa do disco, em concordância com a ocorrência de *stream overflow* naquela época. As temperaturas de brilho inferidas para as partes centrais do disco no mapa com a emissão total são consistentes com a temperatura de 17000 K assumida para a anã branca em J0926, sugerindo que a distância adotada é consistente.

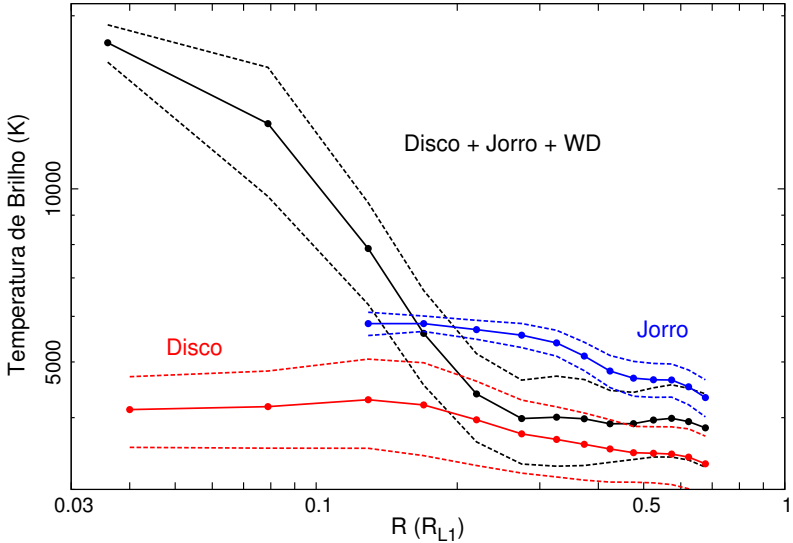


Figura 16 – Distribuições radiais de temperatura para o mapa de eclipse combinado (curva preta); para o quadrante contendo o jorro (curva azul) e a componente simétrica do disco de acrecimento (curva vermelha) para o mapa com WD-subtraída. As curvas tracejadas indicam as incertezas nas respectivas distribuições ao nível de 1σ .

4 OY CARINAE

4.1 INTRODUÇÃO

OY Carinae é uma nova anã eclipsante de período curto ($P_{\text{orb}} \simeq 91$ min) do tipo SU UMa. O jorro de matéria transferida pela estrela secundária segue a trajetória balística até a borda externa do disco, onde ocorrem choques, formando uma mancha brilhante (chamada *bright spot*) no local. Emissão anisotrópica desse *bright spot* provoca uma modulação orbital pronunciada no formato de corcova (*hump*) nas curvas de luz em quiescência. Além da modulação orbital, as curvas de luz de OY Car mostram eclipses profundos (~ 2.5 mag), que duram ~ 9 min, assim como erupções e supererupções em escala de tempo de dias-meses. O fato da emissão do *bright spot* ser mais importante que a emissão do disco de acréscimo em quiescência,

$$\frac{L_{\text{spot}}}{L_{\text{disco}}} = \frac{\dot{M}_{bs} R_{wd}}{\dot{M}_1 R_{bs}} \simeq 0.04 \frac{\dot{M}_{bs}}{\dot{M}_1} \sim 3, \quad (4.1)$$

indica que $\dot{M}_{bs} \sim 75 \dot{M}_1$ e que a matéria se acumula num disco com baixa viscosidade em quiescência – um indicativo de que as erupções em OY Car são causadas pelo DIM (esse raciocínio faz parte do ‘argumento de Osaki’, didaticamente descrito em Hellier (2001)).

Wood e Horne (1990), e Littlefair et al. (2008) modelaram curvas de luz de fotometria rápida no ótico para estimar os parâmetros binários de OY Car. Em sua análise Wood e Horne (1990) assumiram o objeto no centro do disco como sendo a combinação de uma anã branca com uma *boundary layer* e adotaram uma expressão de *limb darkening* esférico, $I(\theta) = I_0(1 + u - u \cos \theta)$, com $u = 0$ ou 1. Littlefair et al. (2008) reanalisaram os dados de Wood e Horne (1990) adotando $u = 0.5$ e a relação massa-raio para a anã branca apresentada em Littlefair et al. (2007). Os resultados desses dois estudos estão listados na Tabela 4.

Rutten et al. (1992) usaram técnicas de mapeamento por eclipse para investigar a emissão do disco de acréscimo durante uma erupção normal observada em 1979 (Vogt, 1983). A análise sugere que uma componente extra de luz não eclipsada aparece durante a erupção, cuja contribuição alcança $\sim 15\%$ da luz total no máximo da erupção. Essa componente extra pode ser explicada como matéria luminosa acima do plano orbital associada à emissão de vento pelo disco de acréscimo.

Tabela 4 – Parâmetros orbitais de OY Car da literatura

Parâmetro	Wood e Horne (1990)	Littlefair et al. (2008)
u	0.0	1.0
q	0.102	0.102
i	83.2°	83.2°
M_1/M_\odot	0.842	0.761
M_2/M_\odot	0.086	0.078
R_1/R_\odot	0.0094	0.0103
R_2/R_\odot	— — —	— — —
a/R_\odot	0.65	0.63
K_1 (km s ⁻¹)	48	46
K_2 (km s ⁻¹)	470	455

Bruch, Beele e Baptista (1996) observaram OY Car em supererupção em Abril de 1992. As curvas de luz apresentam *superhumps* com período ligeiramente superior ao orbital, $P_{sh} = 1.022 P_{orb}$. Mapas de eclipse revelam uma estrutura nas partes externas do disco, interpretada como sendo a fonte da emissão do *superhump*. Uma estimativa de distância de $d = 86 \pm 4$ pc foi obtida a partir do diagrama cor-magnitude para o disco de acréscimo por um método semelhante ao do ajuste de sequência principal a um aglomerado estelar. A evolução na distribuição de temperatura durante o declínio da supererupção revelou a existência de uma frente de resfriamento no disco que se propaga lentamente para dentro.

Usamos o SOI/SOAR para coletar um conjunto de 23 curvas de luz da nova anã OY Car em quiescência e realizar o primeiro experimento de mapeamento de *flickering* em uma nova anã genuinamente governada pelo DIM. Os objetivos principais desse projeto são (i) descobrir se OY Car tem um disco de baixa viscosidade como esperado pelo DIM, (ii) testar se sua viscosidade é independente do raio do disco – como assumindo pelo modelo DIM, e (iii) comparar os resultados com os obtidos para novas anãs com discos quiescentes de alta viscosidade (cujas erupções são presumivelmente produzidas pelo MTIM) e testar a coerência das interpretações destes experimentos.

Neste capítulo apresentamos os resultados da análise dos dados de OY Car coletados com o telescópio SOAR. A coleta e redução de dados é detalhada na Seção 4.2. A Seção 4.3 apresenta um estudo das curvas de luz e a revisão dos parâmetros binários, a investigação da emissão do disco de acréscimo e do *bright spot* usando técnicas de mapeamento por eclipse 3D, e o mapeamento das fontes de *flickering* na binária.

4.2 COLETA E REDUÇÃO DOS DADOS

Séries temporais de fotometria CCD de OY Car foram obtidas na banda B entre Fevereiro e Abril de 2014 com o SOAR Optical Imager (SOI) no telescópio SOAR de 4.1 m, localizado em Cerro Pachón, Chile. A câmera SOI tem um mini-mosaico de dois CCDs retroiluminados E2V 2048×4096 pixels que cobrem um campo de visão quadrada de 5.26×5.26 arcmin. Os detectores SOI são montados com seus lados longos paralelos e espaçados 102 pixels de distância, resultando em um espaçamento de $8''$ entre as imagens CCD individuais. Todas as observações foram realizadas em binning de 4×4 pixels e modo de leitura rápida (tempo total de leitura de ~ 2 s) em uma escala espacial de $0.31''$ pixel $^{-1}$. Foi utilizada apenas metade dos CCDs para diminuição do tempo total de leitura. As observações estão resumidas na Tabela 5. A coluna 3 lista o número de exposições em cada noite (N_p), a coluna 4 lista a faixa de ciclos (E) observados, a coluna 5 mostra o *seeing* médio durante cada noite e a última coluna fornece uma estimativa da qualidade das observações. O tempo de exposição foi de 3 s, exceto pela noite do dia 04 Abril onde foram usadas exposições de 3.5 s. O conjunto de dados compreende curvas de luz cobrindo 23 eclipses da binária. Todas as curvas de luz foram obtidas com o mesmo conjunto de instrumento e telescópio, o que garante um elevado grau de uniformidade ao conjunto de dados. Os dados são de alta qualidade; as curvas de luz tem $S/N > 150$ fora do eclipse.

Tabela 5 – Jornal das observações de OY Car

Data (2014)	HJD _{início} (2456000+)	N_p	E ^a (ciclo)	Seeing (arcsec)	Q ^b
01 fev	690.54371	5300	201153 - 201158	0.8	A
11 fev	700.54123	5842	201312 - 201317	0.8	A
09 mar	726.55127	5570	201724 - 201729	1.0	A
04 abr	752.71704	1723	202138 - 202140	1.1	A
11 abr	759.48449	3158	202246 - 202249	0.9	B

^aCom relação à efeméride da eq. (4.2).

^bCondições do céu: (A) fotométrico (estrela de referência estável); (B) algumas nuvens e variações de transparência atmosférica.

O processo de redução dos dados incluiu a correção dos efeitos de *bias* e *flat-field*, a remoção de eventuais raios cósmicos, e a extração de fotometria de abertura. As séries temporais foram construídas usando

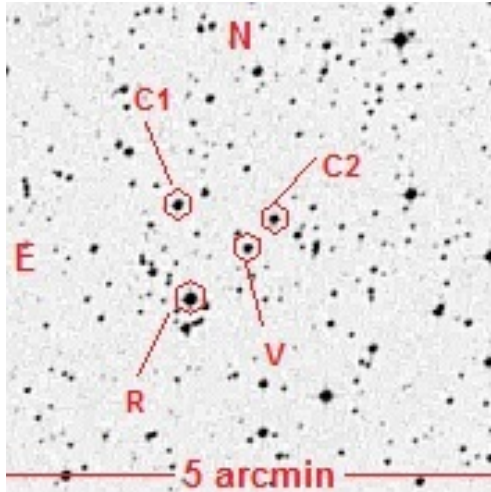


Figura 17 – Carta estelar de OY Car, onde R é a estrela de referência, V a variável (OY Car), C1 e C2 indicam as estrelas de comparação. N indica a direção norte, e E a direção leste.

rotinas do IRAF para calcular diferenças de magnitude com relação a uma estrela de referência (estrela R na Fig. 17) para a variável e para duas outras estrelas de comparação no campo. Os resultados estão mostrados na Fig. 18.

4.3 ANÁLISE

4.3.1 Curvas de Luz

Os dados foram transformados de Data Juliana em Tempo Universal Coordenado (UTC) para Data Dinâmica Juliana Heliocêntrica (HJDD) e colocados em fase utilizando a parte linear da efeméride senoidal de Greenhill et al. (2006),

$$T_{\text{mid}}(\text{HJDD}) = 244\,3993.554\,06 + 0.063\,120\,9126 \times E, \quad (4.2)$$

onde T_{mid} é o instante do centro do eclipse primário em HJDD e E é o número do ciclo da binária. Uma pequena correção na fase de

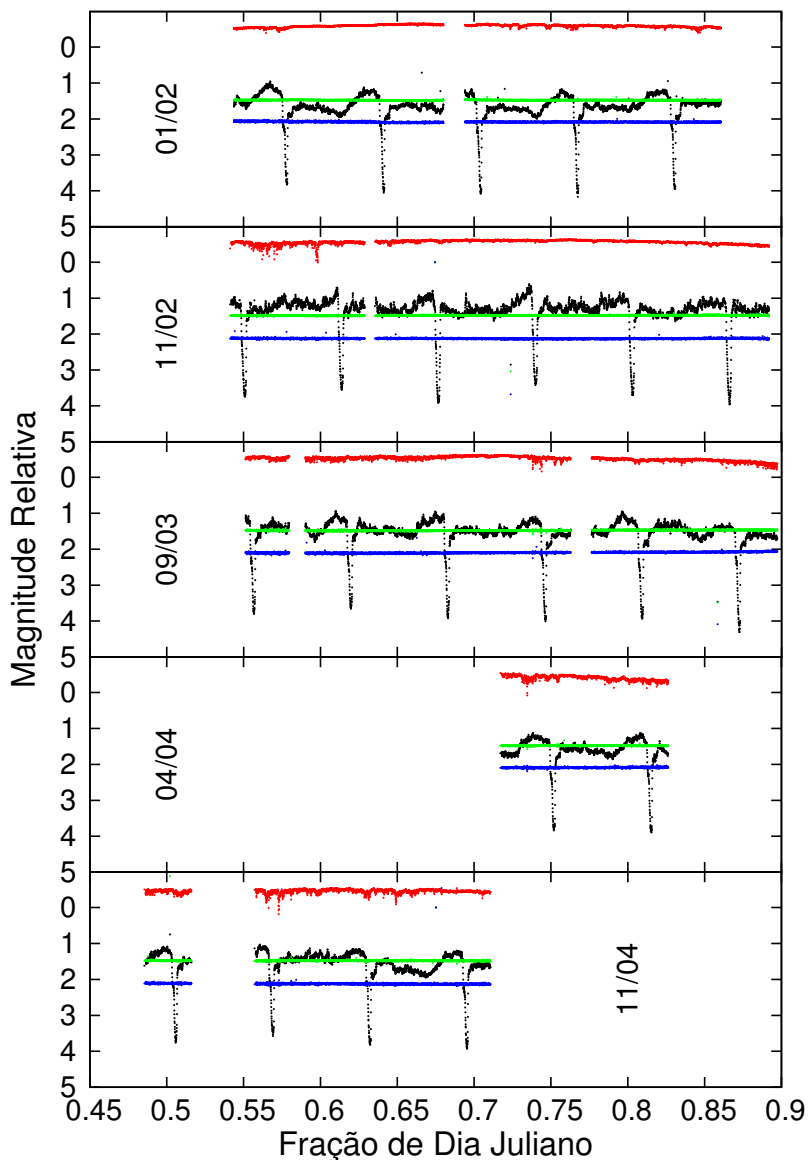


Figura 18 – Todas as nossas curvas de luz de OY Car. As cores são: estrela de referência (vermelho), OY Car (preto), comparação 1 (verde) e 2 (azul) da Fig. 17.

+0.00027 ciclos foi aplicada aos dados para fazer o centro da anã branca coincidir com a fase zero, $\phi = 0.0$. Essa correção é consistente com o deslocamento em fase calculado a partir do termo senoidal da efeméride de Greenhill et al. (2006) para a época das observações com o SOAR, de +0.00046 ciclos.

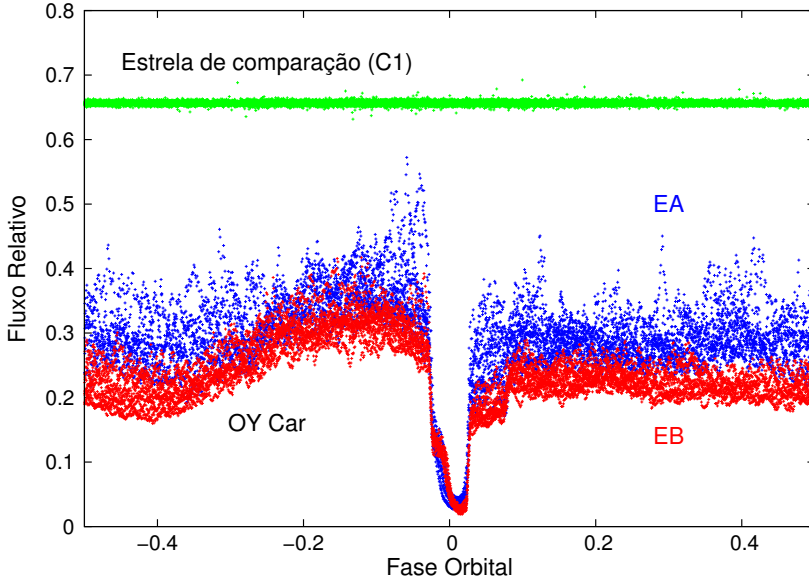


Figura 19 – Curvas de luz de OY Car superpostas em fase e agrupadas em estados de brilho baixo (EB, vermelho) e alto (EA, azul). As correspondentes curvas de luz da estrela de comparação C1 são mostradas em verde, deslocadas verticalmente de +0.4 unidades para melhor visualização.

A Fig. 19 mostra as curvas de luz individuais de OY Car sobrepostas em fase. Curvas de luz da estrela de comparação de brilho semelhante estão plotadas em verde; a constância do fluxo dessa estrela ao longo das observações indica que todas as variações vistas nas curvas de luz de OY Car são intrínsecas à variável. A pequena dispersão no fluxo da estrela de comparação é causada por ruído poissoniano. A dispersão em torno do fluxo médio nas curvas de OY Car é significativamente maior, e é causada por *flickering*. Além disso, suas curvas exibem eclipses marcados da anã branca e do *bright spot*, e um pronunciado *hump* orbital.

Apesar de estar em quiescência durante todo o período de observação, OY Car apresentou variações notáveis de brilho em diferentes noites e até durante uma mesma noite. Analisando as curvas de luz é possível notar que a forma do eclipse e a amplitude do *flickering* estão correlacionados ao estado de brilho. Isso nos levou a separar as curvas de luz em dois grupos, correspondendo a estados de brilho alto (EA) e baixo (EB). A diferença de comportamento entre as curvas de luz dos dois estados e o critério de separação entre eles podem ser vistos na Fig. 20. O gráfico mostra a dispersão com relação ao fluxo mediano (uma estimativa aproximada da amplitude do *flickering*) versus o fluxo mediano na faixa em fase $+0.1$ a $+0.5$ (onde o *hump* orbital é menos pronunciado). A dispersão é menor e razoavelmente independente do fluxo mediano no estado baixo, e maior e linearmente crescente com o fluxo no estado alto. A linha pontilhada verde marca a separação entre os dois estados de brilho. O ponto de comportamento peculiar indicado por um círculo corresponde a uma transição de estado alto para baixo ao longo de um mesmo ciclo orbital. Neste caso, o conjunto de dados foi separado em dois, com o trecho antes do eclipse agrupado ao estado alto e o trecho após o eclipse agrupado ao estado baixo.

4.3.2 Revisão dos Parâmetros Binários

Aproveitamos a excelente qualidade dos dados SOI/SOAR para revisar os parâmetros binários de OY Car.

As fases de ingresso/egresso da ocultação da anã branca (ϕ_{wi} e ϕ_{we}) e do *bright spot* (ϕ_{bi} e ϕ_{be}) pela estrela secundária fornecem informação sobre a geometria do sistema binário e os tamanhos relativos dessas componentes (Wood et al., 1986, 1989). Para estimar essas fases aplicamos a técnica descrita por Wood, Irwin e Pringle (1985), que consiste em encontrar os pontos de derivada mínima (ingresso) e máxima (egresso) nas curvas de luz. Para isso, as curvas de luz são concatenadas, suavizadas com filtro de mediana, e a derivada da curva de luz $\partial y/\partial x$ é calculada a partir das diferenças de fluxo ∂y e fase ∂x entre pontos consecutivos. As curvas derivadas são igualmente suavizadas com filtro de mediana antes da medição das fases e larguras de interesse.

Outra grandeza de interesse para a determinação dos parâmetros binários é a largura em fase da duração do ingresso/egresso do eclipse da anã branca (Δ_{WD}). A partir de Δ_{WD} e da razão de massas q podemos estimar os demais parâmetros binários (Baptista et al., 1998).

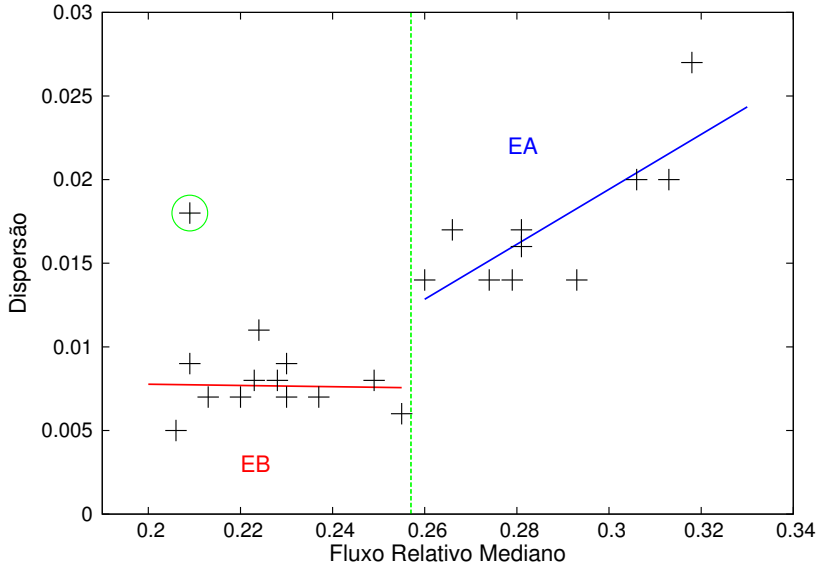


Figura 20 – Dispersão com relação à mediana versus fluxo relativo mediano nas fases 0.1–0.5 para as nossas 23 curvas de luz de OY Car. A dispersão cresce com o fluxo para fluxos maiores. Este comportamento justifica separar os dados nos dois grupos.

Primeiramente medimos as fases ϕ_{wi} , ϕ_{we} , ϕ_{bi} , e ϕ_{be} ajustando funções gaussianas às curvas derivadas filtradas. Conquanto o ajuste gaussiano fornece valores precisos para as fases de derivada máxima/mínima, ele é deficiente para a estimativa da largura Δ_{WD} pois, como uma gaussiana tem uma base infinita e nunca cruza o eixo $y = 0$, é necessário fazer uma escolha arbitrária da altura da gaussiana para a qual se mede a sua largura. Assim, para obter Δ_{WD} usamos dois métodos: em uma primeira aproximação assumimos uma função analítica simples para descrever a ocultação da anã branca, e posteriormente realizamos uma simulação computacional mais realista para a ocultação da anã branca considerando efeitos de obscurecimento de borda (*limb darkening*).

4.3.2.1 Método I: Função analítica

Para este método, as curvas de luz foram preparadas aplicando filtros de mediana deslizante de 1.5, 2.0 e 2.5 miliciclos seguido de um

filtro de média deslizante de 3 pontos. A derivada da curva suavizada foi calculada e posteriormente suavizada com os mesmos procedimentos de filtragem.

Dada a grande diferença de tamanho entre a secundária e a anã branca, assumimos uma geometria onde a secundária é descrita por uma frente plana escura que progressivamente oculta um círculo de brilho constante (a anã branca). Neste caso, a taxa de variação do fluxo da anã branca é descrita pela expressão analítica,

$$f(x) = a\sqrt{1 - \left(\frac{x - c}{b}\right)^2}, \quad (4.3)$$

onde a , b e c são parâmetros livres a serem ajustados aos dados. Temos que Δ_{WD} é equivalente à $2b$ e os $\phi_{wi,we}$ são representados por c . O fluxo total eclipsado é dado pela integral da Eq. 4.3,

$$F = \frac{\pi}{2}ab. \quad (4.4)$$

Os erros nos parâmetros do ajuste são estimados com um procedimento de *bootstrap* (por exemplo, Efron (1982), Watson e Dhillon (2001)), onde um subconjunto contendo 80% dos dados na faixa em fase em questão é selecionado randomicamente e ajustado à Eq. 4.3. O procedimento é repetido 100 vezes. O erro em cada parâmetro é obtido a partir do desvio absoluto mediano d com relação ao valor originalmente obtido do parâmetro, escalonado para o desvio padrão σ pelo fator $\sigma = \sqrt{\pi/2}d$. Como os ajustes foram mais sensíveis aos filtros de medianas deslizantes que aos próprios erros no processo de *bootstrap*, adotamos uma combinação dos dois efeitos de flutuações nos ajustes para uma estimativa final dos erros nos parâmetros ajustados.

Para estimar as fases ϕ_{bi} e ϕ_{be} fizemos o ajuste de um perfil gaussiano aos dados com a expressão,

$$g(x) = m \exp\left[-\frac{(x - o)^2}{n}\right], \quad (4.5)$$

onde m , n e o são parâmetros livres a serem ajustados aos dados, e o representa os $\phi_{bi,be}$. Os erros foram estimados com o mesmo procedimento descrito anteriormente.

Para estes ajustes foi utilizada a rotina FIT do GNUPLLOT. Exemplos dos ajustes das Eqs. 4.3 e 4.5 são mostrados nas Figs. 21 e 22, respectivamente. Os resultados estão sumarizados na Tabela 6 e mostrados na Fig. 23.

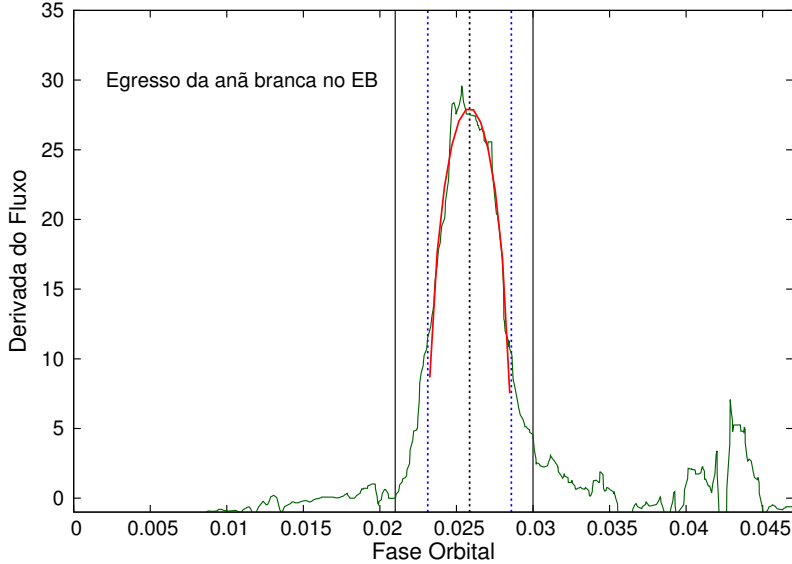


Figura 21 – Exemplo do ajuste da Eq. 4.3 nos dados do EB com mediana deslizante 2.0 miliciclos para o egresso da anã branca. Linhas verde e vermelha representam os dados e o melhor ajuste, respectivamente. Linhas verticais pretas indicam a faixa em fase utilizada para o ajuste. A linha pontilhada preta indica ϕ_{we} , e as linhas pontilhadas azuis indicam Δ_{WD} de melhor ajuste.

Tabela 6 – Valores obtidos pelo método I

	EB	EA
ϕ_{wi}	-0.0258 ± 0.0002	
ϕ_{we}	0.0257 ± 0.0002	
Δ_{WD}	0.0057 ± 0.0005	
ϕ_{bi}	-0.0033 ± 0.0004	-0.0097 ± 0.0005
ϕ_{be}	0.0776 ± 0.0005	0.086 ± 0.004
F	0.12 ± 0.01	0.16 ± 0.03

Analisando os resultados da Tabela 6 podemos notar que o *bright spot* no EA entra em eclipse antes e sai depois do que no EB, num indício de que o raio do disco de acreção aumentou do EB para EA. O fluxo do objeto central (F) é ligeiramente maior no EA do que no EB (apesar das medidas serem consistentes entre si ao nível de 2σ).

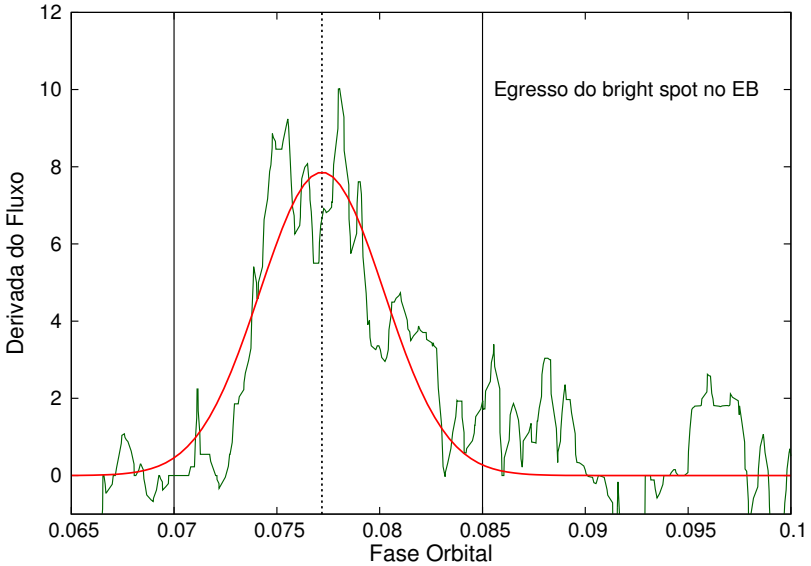


Figura 22 – Exemplo do ajuste da Eq. 4.5 nos dados do EB com mediana deslizante 2.0 miliciclos para o egresso do *bright spot*. As linhas têm o mesmo significado que na Fig. 21.

Isso pode ser consequência de aquecimento por acréscimo (*accretional heating*) da anã branca (Godon; Sion, 2003), já que o disco de acréscimo é mais brilhante no EA e, presumivelmente, a taxa de acréscimo sobre a anã branca é igualmente maior nesse estado de brilho.

Podemos determinar q a partir das fases de ingresso/egresso do *bright spot* assumindo que ele se origine da intersecção da trajetória balística do gás em queda com a borda externa do disco. Como bônus, esse procedimento também serve para estimar o raio externo do disco de acréscimo. Foi realizado ajuste de mínimos quadrados às fases $\phi_{bi,be}$ com modelos de trajetórias balísticas na faixa de $q = 0.080 - 0.120$. A incerteza no valor de q foi obtida sorteando 100 novos conjuntos $\phi_{bi,be}$ obedecendo uma distribuição gaussiana (onde cerca de 68% dos pontos caíram numa região até 1σ do valor original), em cada um desses conjuntos foi feito um ajuste independente de q , e o erro é obtido a partir do desvio absoluto mediano d com relação ao valor originalmente obtido do parâmetro, escalonado para o desvio padrão σ pelo fator $\sigma = \sqrt{\pi/2}d$. As incertezas nos valores dos raios do disco foram geradas tomando os valores extremos dentro das barras de erro de $\phi_{bi,be}$. Os

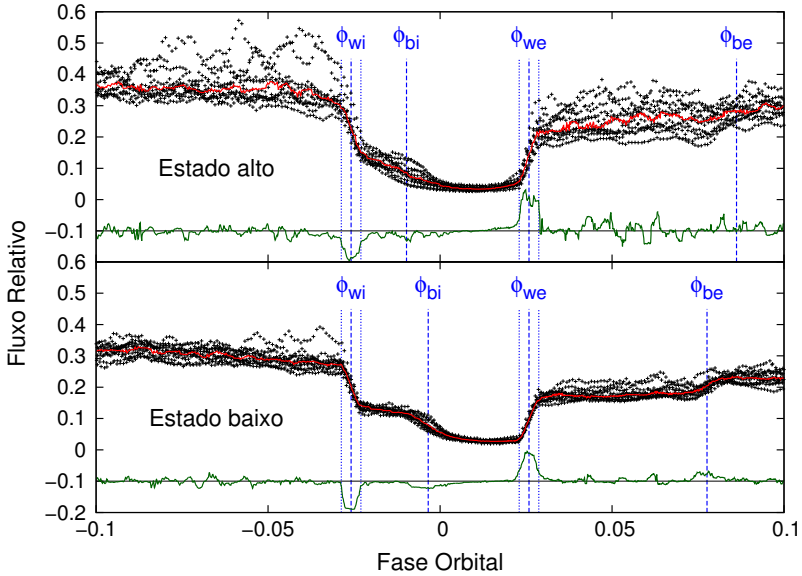


Figura 23 – Curvas de luz de OY Car para os EA (painel superior) e EB (painel inferior). A linha vermelha é a mediana dos dados (filtro de largura 0.002 ciclos). A linha verde é a derivada da curva mediana com filtro de mediana de mesma largura, escalonada por um fator 310 e deslocada verticalmente de -0.1 . As linhas verticais tracejadas indicam as fases $\phi_{wi,we,bi,be}$. Linhas verticais pontilhadas indicam Δ_{WD} .

resultados desses ajustes são mostrados nas Figs. 24 e 25.

O valor de melhor ajuste é $q = 0.107 \pm 0.002$, consistente com os valores da literatura ao nível de 1σ (ver Tabela 4). O valor do raio externo do disco de acréscimo medido para o EA foi de $0.57 \pm 0.03 R_{L1}$ e para o EB foi de $0.466 \pm 0.002 R_{L1}$. O raio do disco é maior que o obtido por Wood et al. (1989) tanto no EB quanto no EA. E o raio do disco no EA é maior que no EB; a diferença é estatisticamente significativa ao nível de $> 3\sigma$. Esse resultado reforça a escolha de analisar separadamente os dados dos estados de brilho alto e baixo. O fato da posição do *bright spot* inferida a partir de medidas com três diferentes raios de disco consistentemente resultar na mesma razão de massas q indica a robustez da determinação dessa grandeza por este procedimento e confirma a hipótese de que o jorro de gás de fato segue a trajetória balística após deixar o ponto L_1 .

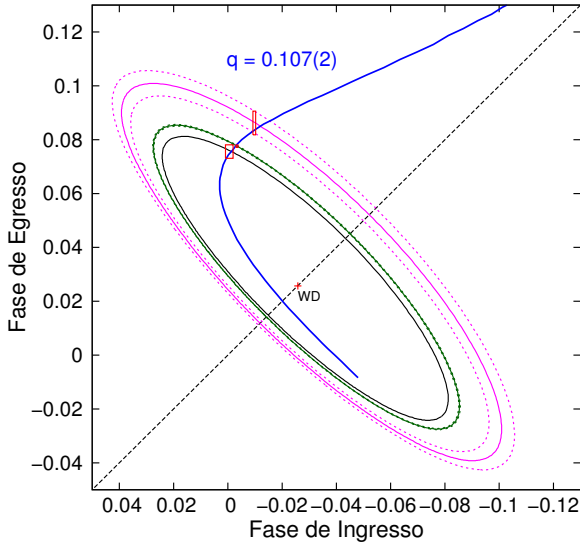


Figura 24 – Diagrama de fases de ingresso-egresso. A fase observada de ingresso/egresso da WD é marcado com cruz vermelha, e as diferentes fases do *bright spot* estão em caixas vermelhas que indicam as incertezas nas medidas. A linha pontilhada diagonal descreve a linha que une as estrelas componentes. A trajetória balística teórica de melhor ajuste é plotada como uma linha azul ($q = 0.107$). Os círculos achatados representam os raios do disco de acréscimo que passam através das posições do *bright spot* e seus respectivos erros. Os círculos magenta, verde e preto representam os discos para EA, EB e Wood et al. (1989), respectivamente.

Uma simulação de Monte Carlo com os valores obtidos para q e Δ_{WD} nos permite determinar os demais parâmetros da binária em OY Car (e respectivas incertezas). Os resultados são mostrados no diagrama massa da primária versus massa da secundária na Fig. 26 e listados na Tabela 7. A solução de melhor ajuste é obtida da interseção entre a curva para $\Delta_{WD} = 0.0057 \pm 0.0005$ e a reta $q = 0.107 \pm 0.002$. A solução é consistente com a relação massa-raio de Knigge (2006) para secundárias em VCs ao nível de 1σ . Os parâmetros obtidos são igualmente consistentes ao nível de 1σ com os de Wood e Horne (1990) para $u = 0.0$ e com os de Littlefair et al. (2008). Para a simulação computacional da seção seguinte adotaremos os valores de q e i da

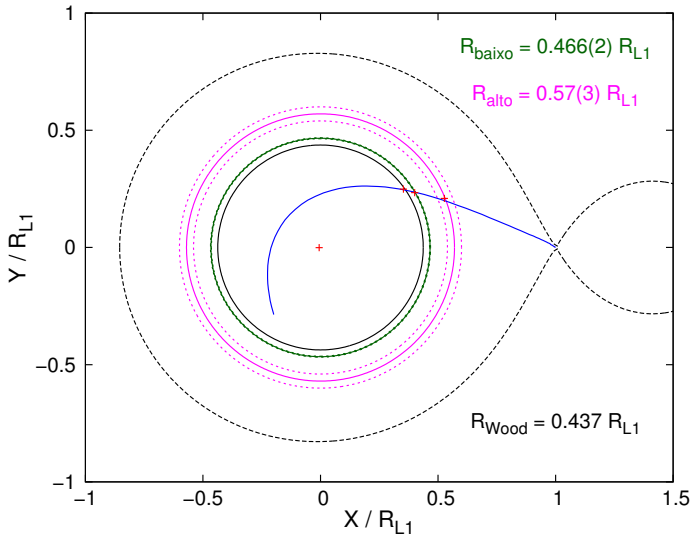


Figura 25 – A geometria adotada da binária para $q = 0.107$. As posições observadas da WD e do *bright spot* são mostradas como cruze vermelhas. A trajetória balística de melhor ajuste está indicada como linha azul; círculos coloridos mostram o raio do disco de acreção em cada caso e seus respectivos erros. A linha tracejada mostra os lobos de Roche da primária e da secundária. Os círculos magenta, verde e preto representam os discos para EA, EB e Wood et al. (1989), respectivamente.

Tabela 7.

Tabela 7 – Parâmetros binários de OY Car pelo método I

q	0.107 ± 0.002
i	$83.3^\circ \pm 0.1^\circ$
M_1/M_\odot	0.854 ± 0.056
M_2/M_\odot	0.091 ± 0.006
R_1/R_\odot	0.0094 ± 0.0006
R_2/R_\odot	0.139 ± 0.003
$K_1 (km s^{-1})$	50.4 ± 1.4
$K_2 (km s^{-1})$	471 ± 10
a/R_\odot	0.654 ± 0.014

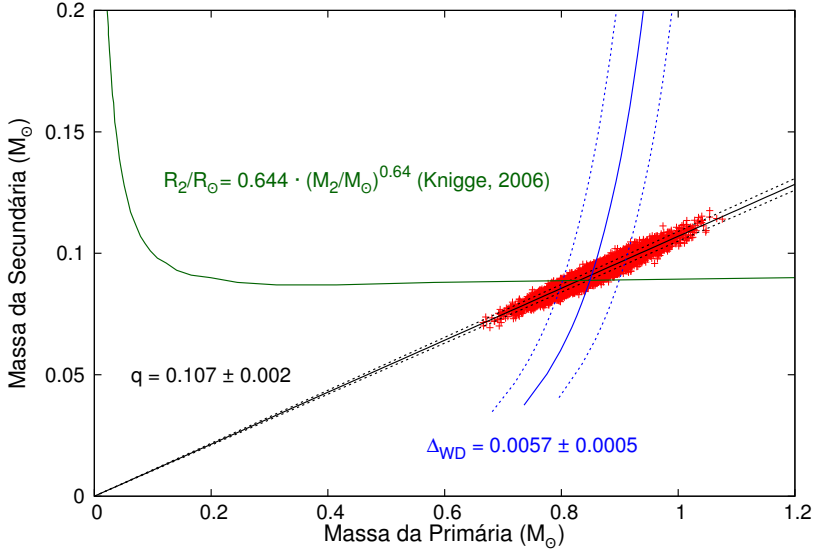


Figura 26 – Diagrama de massa da primária-secundária para OY Car. As linhas sólidas mostram os vínculos obtidos a partir de q (preto), da Δ_{WD} (azul) e a relação massa-raio para secundárias de Knigge (2006) (verde). As linhas pontilhadas indicam os limites a 1σ dessas relações. A nuvem de pontos vermelha mostra a região de confiança para os valores de M_1 e M_2 , e é o resultado de 10^4 simulações de Monte Carlo com os valores de Δ_{WD} e q . Os resultados são listrados na Tabela 7.

4.3.2.2 Método II: Simulação computacional

Para este método, as curvas de luz foram preparadas aplicando filtros de mediana deslizante de 1.7 miliciclos, seguido de um filtro de média deslizante de 3 pontos. A derivada da curva suavizada foi calculada e posteriormente suavizada com os mesmos procedimentos de filtragem.

Esse método consiste em criar uma imagem artificial da anã branca considerando efeitos de *limb darkening* segundo os modelos de Gianninas et al. (2013). Para descrever o efeito de *limb darkening* adotamos a lei não linear, com raiz-quadrada, de Diaz-Cordovés e Giménez (1992),

$$\frac{I(\mu)}{I(1)} = 1 - d(1 - \mu) - f(1 - \sqrt{\mu}) \quad (4.6)$$

onde $\mu = \cos \theta$. Os valores de d e f foram extraídos de Gianninas et al. (2013) para o modelo com a banda B, $\log g = 8.25$ e $T_{eff} = 16500 K$. Assim, temos que $d = -0.1124$ e $f = 0.6732$.

Simulamos a ocultação dessa anã branca segundo a geometria do sistema ($q = 0.107$ e $i = 83.3^\circ$) tendo como variáveis dois parâmetros: o raio da anã branca e a sua intensidade. O raio foi variado de $0.01 R_{L_1}$ até $0.03 R_{L_1}$, enquanto que a intensidade na derivada do fluxo foi variado de 20 até 50. As incertezas foram estimadas pelo mesmo procedimento descrito na Seção 4.3.2.1.

Para transformar o raio da anã branca de melhor ajuste em um valor de Δ_{WD} , combinamos as relações R_{L_1}/a (Plavec; Kratochvil, 1964), R_2/a (Paczynski, 1971) e Δ_{WD}/R_1 (Ritter, 1980),

$$\Delta_{WD} \simeq \frac{0.500 - 0.227 \log q}{\pi z(q) \sqrt{1 - \frac{3^{8/3}}{4} \left(\frac{1+q}{q}\right)^{2/3} \cos^2 i}} \frac{R_1}{R_{L_1}} = 0.282 \frac{R_1}{R_{L_1}}, \quad (4.7)$$

onde $z(q)$ é a distância relativa do centro do disco ao ponto tangente à superfície da secundária que marca o início/fim do eclipse da WD (Baptista; Jablonski; Steiner, 1989). Para nosso caso, $z(q) = 0.973$.

Um exemplo do ajuste feito pelo método II é mostrado na Fig. 27. Pode-se notar que modelo computacional não é simétrico em relação ao centro da ocultação da anã branca. Esse efeito é consequência da geometria da binária, em particular do formato curvo da sombra da secundária projetada sobre a anã branca. A introdução do efeito de *limb darkening* causa um “estreitamento” na forma da derivada, o que requer uma anã branca ligeiramente mais larga para ajustar o mesmo conjunto de dados em comparação com o modelo simples da Seção 4.3.2.1. O melhor ajuste é obtido para $\Delta_{WD} = 0.0061 \pm 0.0005$, consistente com o resultado da Seção 4.3.2.1 ao nível de 1σ . Os fluxos do objeto central de melhor ajuste para os estados EB e EA são, respectivamente, 0.14 ± 0.01 e 0.15 ± 0.01 . O fluxo do objeto central no EA ainda é maior que no EB, mas nesse caso as diferenças são estatisticamente ainda menos significativas, ao nível de 1σ .

Repetimos as simulações de Monte Carlo descritas na Seção 4.3.2.1 para obter o conjunto de parâmetros binários correspondentes. Os resultados são mostrados na Fig. 28 e listados na Tabela 8. Comparando

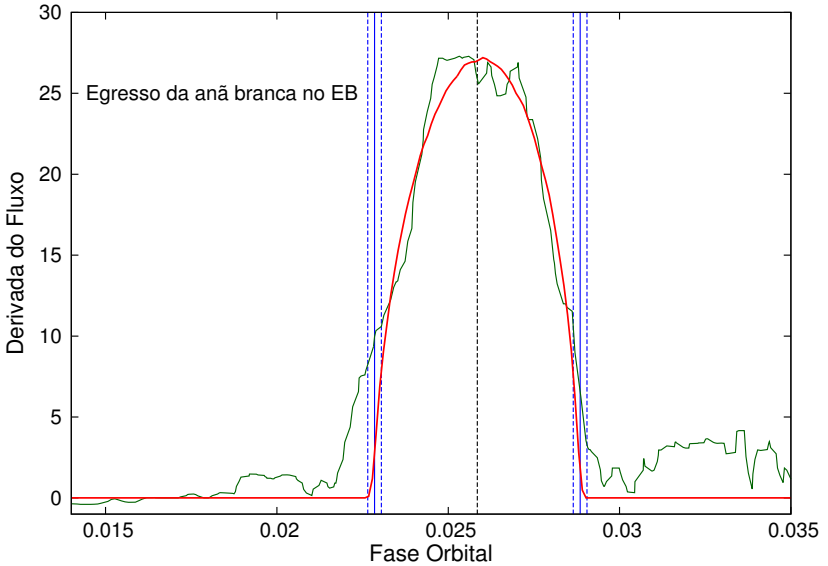


Figura 27 – Exemplo do ajuste feito pelo método II nos dados do EB com mediana deslizante 1.7 miliciclos para o egresso da anã branca. Linhas verde e vermelha representam os dados e o melhor ajuste, respectivamente. Linha tracejada preta indica ϕ_{we} . As linhas azuis indicam Δ_{WD} de melhor ajuste junto com sua incerteza.

as duas tabelas, vemos que levar em conta o efeito de *limb darkening* resulta numa anã branca maior, e em valores menores para as massas das duas estrelas. O conjunto de parâmetros binários resultante continua consistente ao nível de 1σ com os resultados de Wood e Horne (1990) e Littlefair et al. (2008). Para o restante da análise, adotamos os valores listados na Tabela 8.

4.3.3 Mapeamento do Disco de Acréscimo

Como nossas curvas de luz apresentam um pronunciado *hump* orbital, resolvemos usar a técnica de mapeamento por eclipse 3D que nos ajudará a modular este *hump* como uma mancha na borda do disco.

Os dados foram agrupados em EA e EB e foi calculado o fluxo mediano para um conjunto de pequenas caixas em fase orbital. A incerteza associada é obtida do desvio absoluto mediano com relação ao

Tabela 8 – Parâmetros binários de OY Car pelo método II

q	0.107 ± 0.002
i	$83.3^\circ \pm 0.1^\circ$
M_1/M_\odot	0.808 ± 0.054
M_2/M_\odot	0.086 ± 0.006
R_1/R_\odot	0.0100 ± 0.0006
R_2/R_\odot	0.136 ± 0.003
$K_1 (km s^{-1})$	49.4 ± 1.4
$K_2 (km s^{-1})$	462 ± 10
a/R_\odot	0.642 ± 0.014

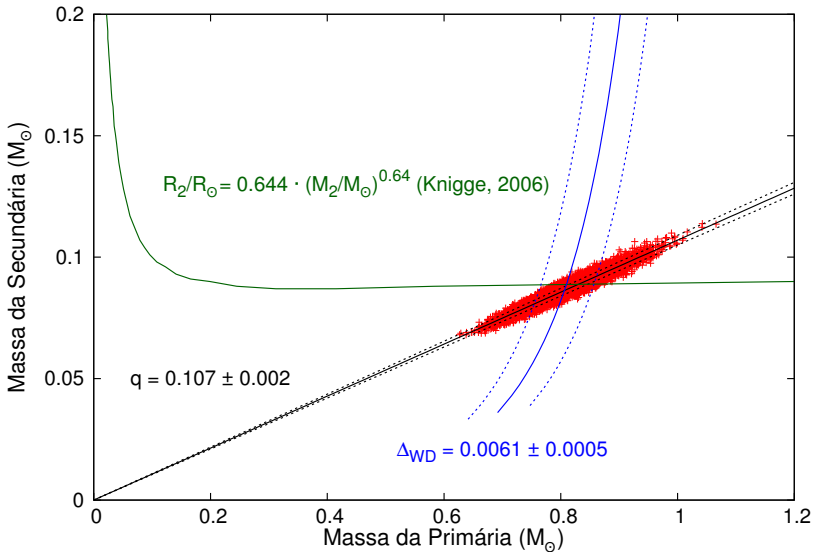


Figura 28 – Diagrama de massa da primária-secundária para OY Car análogo à Fig. 26 obtido pelo método II.

fluxo mediano em cada caixa. As curvas de luz resultantes tem resolução em fase de 0.003 ciclos durante o eclipse (entre -0.1 até $+0.1$ ciclos) e de 0.009 ciclos fora do eclipse. Apenas as fases orbitais de -0.4 até $+0.4$ ciclos foram incluídos porque nosso algoritmo de mapeamento por eclipse não trata um possível eclipse da secundária pelo disco de acrecimento (na fase ± 0.5).

O nosso mapa de eclipse 3D consiste numa matriz de 51×51 pixels

numa superfície cônica de lado de $2R_{L_1}$ centrada na posição da anã branca e inclinada num ângulo de meia abertura β em relação ao plano orbital, mais uma borda circular de 102 pixels ortogonais ao plano orbital a uma distância R_d ($< R_{L_1}$) do centro do disco. A borda do disco permite modelar modulações fora do eclipse (como a emissão anisotrópica do *bright spot* na borda do disco). A geometria do eclipse é definida pelos parâmetros q e i , e a escala do mapa é definida por R_{L_1} . Foram adotados os valores obtidos na Seção 4.3.2.2: $R_{L_1} = (0.457 \pm 0.011) R_{\odot}$, $q = 0.107 \pm 0.002$ e $i = 83.3^\circ \pm 0.1^\circ$, que correspondem a uma largura do eclipse da anã branca de $\Delta\phi = 0.0515 \pm 0.0004$ ciclos. Essa combinação de parâmetros garante que a anã branca esteja no centro do mapa.

As reconstruções foram obtidas adotando valores para os espalhamentos radial e azimutal respectivamente de $\Delta r = 0.05 R_{L_1}$ e $\Delta\theta = 30^\circ$, e atingiram um qui-quadrado final reduzido de $\chi_{red}^2 \simeq 1$ para todas as curvas de luz. As incertezas estatísticas no mapa de eclipse são estimadas com um procedimento análogo ao da Seção 3.3.3, mas neste caso, usamos técnicas de *bootstrap* (Efron, 1982; Watson; Dhillon, 2001), para gerar 100 mapas de eclipse randômicos.

O mapeamento por eclipse 3D introduz dois parâmetros adicionais a ajustar, o raio da borda do disco (R_d) e a metade do ângulo de abertura do disco β . Como mostrado em Baptista, Borges e Oliveira (2016), é possível usar a técnica de *entropy landscape* para obter valores ótimos para R_d e β selecionando aquele par que resulta no mapa de eclipse com a maior entropia. Simulações mostram que este procedimento recupera os valores corretos de R_d e β com erros da ordem de $0.05 R_{L_1}$ e 0.5° , respectivamente. Uma vez que os raios do disco de acréscimo de OY Car nos estados EA e EB foram determinados de forma confiável e mais precisa na Seção 4.3.2.1, podemos fixar os valores $R_d(EB) = 0.466 R_{L_1}$ e $R_d(EA) = 0.57 R_{L_1}$ para a análise a seguir.

O mapeamento 3D para a curva de luz do EB produz um *hump* orbital modelado mais largo em fase do que os dados reais, sugerindo que a emissão do *bright spot* na borda do disco sofre efeitos de *limb darkening*. Assim, fizemos uma modificação da geometria de ocultação na borda do disco, considerando agora efeitos de *limb darkening* sobre seus pixels segundo a expressão $I(\theta) = 1 - E(1 - \cos\theta)$, onde E é um parâmetro livre que mede a intensidade do efeito de *limb darkening* e θ é o ângulo entre a normal ao pixel da borda e a linha de visada na fase correspondente.

Levando em conta essas considerações, aplicamos a técnica de *entropy landscape* para determinar os melhores valores para β e E . Os

resultados dessa análise são mostrados nas Figs. 29 e 30.

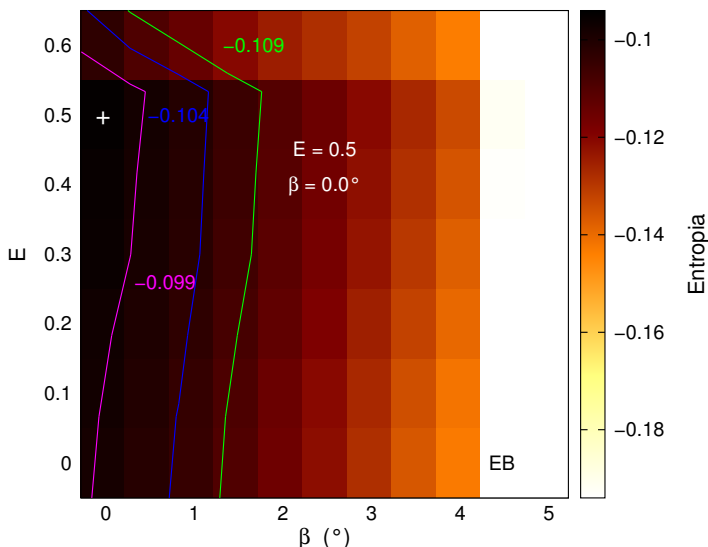


Figura 29 – Entropy landscape para a curva de luz do EB, contornos arbitrários.

Obtemos $\beta = 0.0^\circ \pm 0.5^\circ$ e $E = 0.50 \pm 0.05$ para o EB, e $\beta = 0.5^\circ \pm 0.5^\circ$ e $E = 0.60 \pm 0.05$ para o EA. Como podemos notar, o disco de acréscimo é geometricamente fino, tanto para o EB quanto para o EA. Os valores de E obtidos do *entropy landscape* nos dois estados de brilho são consistentes ao nível de 1σ . Uma vez que a versão do programa com efeito de *limb darkening* na borda do disco não altera de forma perceptível os resultados para a curva de luz do EA, decidimos adotar o valor $E = 0.5$ para os dois estados de brilho.

Com estes valores, podemos agora gerar mapas de eclipses juntos com a distribuição de brilho na borda para os EB e EA. Os resultados estão mostrados na Fig. 31.

Os painéis inferiores na Fig. 31 mostram as curvas de luz (pontos e barras de erro em vermelho) para os estados de brilho alto (EA, esquerda) e baixo (EB, direita) e as correspondentes curvas de melhor ajuste do mapeamento 3D (linhas sólidas pretas). Os painéis centrais mostram os mapas de eclipse obtidos. A linha tracejada externa é o lobo de Roche, a linha tracejada interna é raio do disco de acréscimo, e a linha tracejada curvilínea é a trajetória balística do fluxo de acréscimo a partir do ponto lagrangiano interno. Regiões dentro das linhas de con-

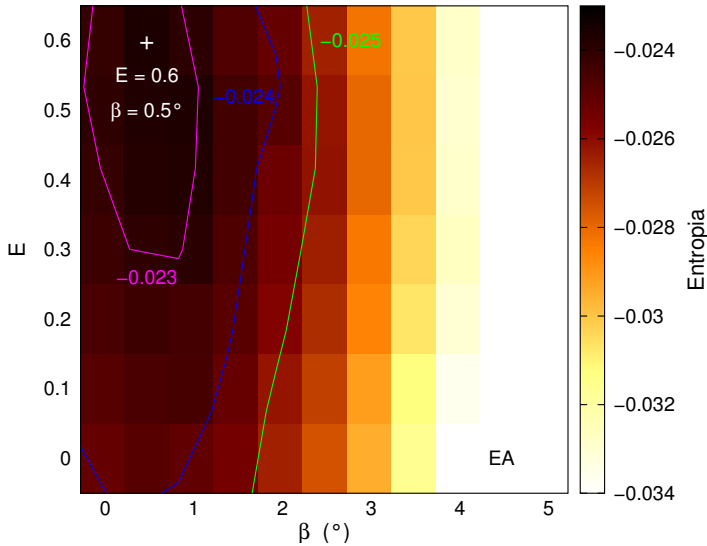


Figura 30 – Entropy landscape para a curva de luz do EA, contornos arbitrários.

torno vermelho/azul estão acima de 3 e 5 σ de significância estatística, respectivamente. Os painéis superiores mostram a distribuição de brilho na borda do disco (curvas azuis) e as linhas tracejadas vermelhas representam o limite de 1σ das distribuições. A linha pontilhada indica a posição azimutal do *bright spot* medida pela intersecção da trajetória balística do gás com a borda do disco. O ângulo de máxima emissão é um pouco maior que a posição radial do *bright spot*.

A anã branca é a fonte de luz dominante no ótico para OY Car em quiescência. Para melhor visualizar a distribuição de brilho do disco de acréscimo quiescente, removemos a contribuição da anã branca da curva de luz nos estados EA e EB, e aplicamos o método de mapeamento por eclipse às curvas de luz resultantes. A contribuição da anã branca é tomada como zero durante seu eclipse e constante e igual ao fluxo inferido na Seção 4.3.2.2 fora do eclipse. Os resultados são mostrados na Fig. 32. A curva de luz com a contribuição da anã branca está indicada em verde em cada painel. No mais, a notação é a mesma da Fig. 31.

Comparando as Figs. 31 e 32, podemos notar que no EB temos duas fontes pronunciadas sendo eclipsadas, uma sendo o objeto central e a outra o *bright spot* na borda do disco. O disco em si tem contribuição quase nula na nossa reconstrução para o EB, o *bright spot* governa

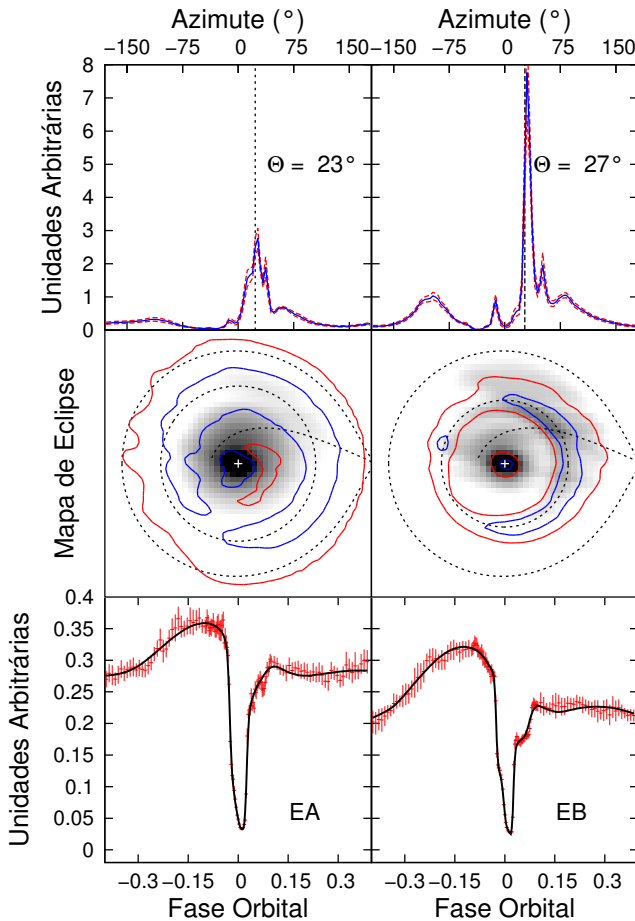


Figura 31 – Resultados do mapeamento por eclipse 3D para as curvas de luz de OY Car nos EA (painéis à esquerda) e EB (painéis à direita). *Painéis inferiores:* Mostram os dados de OY Car (pontos vermelhos) e as correspondentes curvas de melhor ajuste do mapeamento 3D (linhas pretas). *Painéis centrais:* Mostram os mapas de eclipse obtidos. A linha tracejada externa é o lobo de Roche, a linha tracejada interna é raio do disco de acréscimo, e a linha tracejada curvilínea é a trajetória balística do fluxo de acréscimo a partir de L_1 . Regiões dentro das linhas de contorno vermelho/azul estão acima de 3 e 5 σ de significância estatística, respectivamente. *Painéis superiores:* Mostram a distribuição de brilho na borda do disco (curvas azuis) e as linhas tracejadas vermelhas representam o limite de 1σ das distribuições. A linha pontilhada indica a posição azimutal do *bright spot* medida pela intersecção da trajetória balística do gás com a borda do disco.

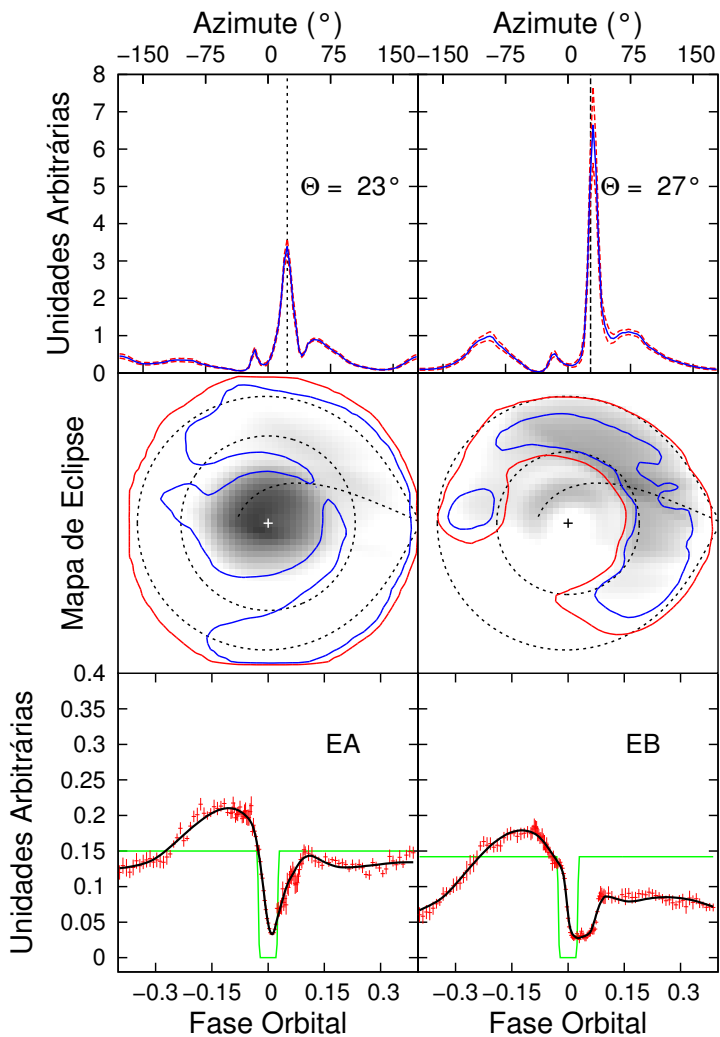


Figura 32 – Resultados do mapeamento por eclipse 3D para as curvas de luz de OY Car subtraídas da contribuição da anã branca (indicada pela linha verde nos painéis da esquerda). A notação é a mesma da Fig. 31.

a modulação neste estado. Existe evidência de emissão aumentada ao longo da trajetória balística para além da borda do disco, mais facilmente visível no mapa da Fig. 32. Contudo, essa região do mapa tem baixa significância estatística. É possível que essa emissão seja um artefato do método de mapeamento causado pelo espalhamento de parte da distribuição de brilho de fontes compactas ao longo da borda da sombra da secundária (efeito de *criss crossed arcs*, ver Baptista (2016)). Já para o EA, temos uma emissão disco mais pronunciada, enquanto o *bright spot* apresenta uma diminuição na intensidade em relação ao disco.

A redução na intensidade do *bright spot* no EA pode ser consequência do raio maior do disco neste estado já que, se não houver aumento significativo da taxa de transferência de matéria, a energia potencial gravitacional liberada no choque entre o jorro de matéria e a borda externa do disco é menor que no estado baixo (ou seja, $L_{bs}(EA)/L_{bs}(EB) = R_d(EB)/R_d(EA) < 1$ se $\dot{M}(EB) \simeq \dot{M}(EA)$).

4.3.4 Análise do Flickering

Nós aplicamos os métodos ‘Single’ (Bruch, 1996, 2000) e ‘Ensemble’ (Horne; Stiening, 1985; Bennie; Hilditch; Horne, 1996) aos conjuntos de curvas de luz dos EA e EB de OY Car para derivar a dependência orbital das componentes de baixa e alta frequência do *flickering*. A descrição detalhada e aplicação combinada de ambas os métodos pode ser encontrada em Baptista e Bortoletto (2004).

Para investigar a dependência do *flickering* em OY Car com a frequência, calculamos periodogramas Lomb-Scargle (Press et al., 1992) para todos os conjuntos de dados. A curva de luz mediana do correspondente estado de brilho foi subtraída de cada curva de luz individual antes de calcular o periodograma para remover a contribuição do período orbital. Periodogramas médios para os estados de brilho alto (EA) e baixo (EB) foram calculados a partir dos periodogramas combinados das curvas correspondentes. A Fig. 33 mostra os espectros de densidade de potência (PDS) médios resultantes, com resolução de 0.05 unidades em escala logarítmica de frequências. O PDS pode ser descrito por uma lei de potência $P(f) \propto f^{-1.2}$ de 0.3 mHz até 10 mHz para ambos os estados. A inclinação da distribuição do PDS é consistente com a tendência geral encontrada em outras VCs, que pode ser bem descrita pela lei de potência com expoente médio $P(f) \propto f^{-2.0 \pm 0.8}$ (Bruch, 1992; Baptista; Bortoletto, 2004, 2008; Baptista; Borges; Oliveira, 2016). As

distribuições para o EA e o EB se desviam da e caem mais depressa que a lei de potencia ajustada para frequências acima de $\simeq 20$ mHz. A frequência de corte inferior f_c usada para a filtragem na análise com o método ‘Single’ amostra exatamente essa região espectral. Para valores menores de f_c , as curvas de luz sofrem com excesso de filtragem e não seguem bem as variações rápidas de intensidade causadas pelo ingresso/egresso da anã branca e do *bright spot* nem o pequeno trecho em fase no qual estas duas fontes estão ocultas, introduzindo artefatos nestas fases orbitais (as ‘orelhas de Batman’) e reduzindo artificialmente a profundidade do eclipse na curva da amplitude do *flickering*. Por outro lado, valores maiores de f_c apenas degradam a S/N da curva de *flickering* resultante. Por conta da distribuição em forma de lei de potência, as curvas de *flickering* calculadas pelo método ‘Ensemble’ são dominadas pelas componentes de baixa frequência, enquanto as curvas obtidas pelo método ‘Single’ incluem apenas componentes de alta frequência (≥ 20 mHz, ou períodos < 50 s).

As curvas resultantes da aplicação dos métodos ‘Single’ e ‘Ensemble’ são mostradas na Fig. 34. A amplitude do *flickering* é maior no EA do que no EB para os dois métodos, em concordância com a análise da Seção 4.3.1. Isso justifica a decisão de analisar separadamente os dados dos dois estados de brilho. A amplitude do *flickering* é maior que o ruído poissoniano por fatores 15 – 20 para as curvas Ensemble e por fatores 5 – 8 para as curvas Single. Aplicamos a técnica de mapeamento por eclipse 3D às curvas Ensemble e Single para os dois estados de brilho para a mesma geometria usada na Seção 4.3.3. Os resultados são mostrados na Fig. 35. As incertezas nos mapas de eclipse foram obtidas com o mesmo procedimento descrito na Seção 4.3.3.

Na Fig. 35, os painéis de cada linha representam a análise das curvas de *flickering* nos EA e EB com os métodos ‘Ensemble’ e ‘Single’, respectivamente. Os painéis à esquerda mostram as curvas de *flickering* de OY Car (pontos vermelhos), e o ajuste obtido através do mapeamento por eclipse 3D (linha preta). Os painéis centrais mostram os mapas de eclipse do *flickering* obtido para OY Car. A escala de cinza tem a mesma faixa dinâmica mas representa intensidades 10 vezes menores que na Fig 31. A linha tracejada externa é o lobo de Roche, a linha tracejada interna é raio do disco de acréscimo, e a linha tracejada curvilínea é a trajetória balística do fluxo de acréscimo a partir do ponto Lagrangiano interno. Regiões dentro das linhas de contorno verde/azul/vermelha estão acima 2, 3 e 5 σ de significância estatística, respectivamente. Os painéis à direita mostram a distribuição de *flickering* na borda do disco.

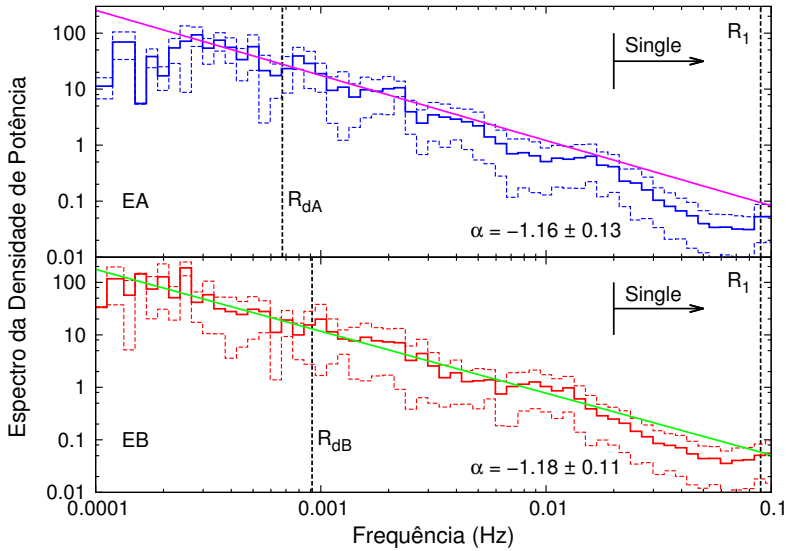


Figura 33 – PDS médios para as curvas de luz dos estados de brilho alto (EA, painel superior) e baixo (EB, painel inferior). Espectros de lei de potência $P(f) \propto f^\alpha$ de melhor ajuste na região 0.3 – 10 mHz são mostrados como linhas sólidas; os correspondentes valores de α estão listados em cada painel. As setas marcam a frequência de corte $f_c = 20$ mHz usada para a filtragem no método ‘Single’. As frequências keplerianas correspondentes à R_1 e os R_d em ambos os estados estão ilustrados como linhas verticais tracejadas.

Os mapas de eclipse de *flickering* indicam uma fonte central dominante e produção de *flickering* ao longo do jorro de matéria para adiante do *bright spot*, sugerindo que existe *gas stream overflow* em OY Car. As distribuições de brilho na borda indicam que o *flickering* originado dessa região é de baixa frequência. As intensidades do *flickering* na posição do *bright spot* correspondem a $\simeq 20\%$ e $\simeq 5\%$ da intensidade do *bright spot* na distribuição de brilho da borda para as componente estacionárias da luz nos estados EA e EB, respectivamente. O aumento da amplitude do *flickering* do *bright spot* no EA sugere que a taxa de transferência de matéria seja mais alta nesse estado de brilho. Possivelmente em resposta a esse aumento na taxa de transferência de matéria, o EA apresenta uma terceira fonte de *flickering*, uma componente extensa proveniente do disco de acréscimo.

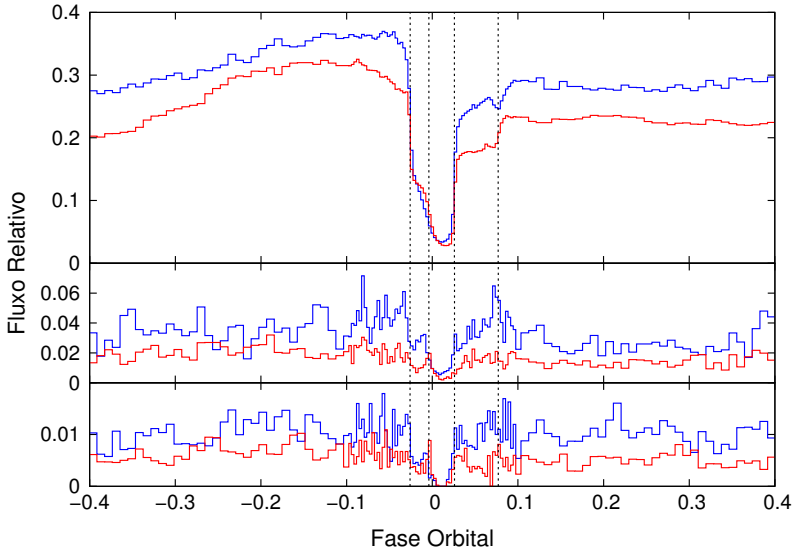


Figura 34 – *Painel superior*: Curvas de luz estacionárias (medianas) para os EA (azul) e EB (vermelho). *Painel central*: Curvas orbitais de *flickering* pelo método ‘Ensemble’ para EA e EB. *Painel inferior*: Curvas orbitais de *flickering* pelo método ‘Single’ (altas frequências, $f > 20$ mHz) para EA e EB. A amplitude do *flickering* no EA é maior que em EB em ambos os casos.

A componente central do *flickering* pode estar associada a acréscimo não estacionário sobre a anã branca ou turbulência pós-choque na *boundary layer* (Elsworth; James, 1982; Bruch, 1992). A componente de *flickering* associada ao jorro de matéria parece ser consequência de turbulência gerada pela colisão entre esse jorro de matéria e o material do disco de acréscimo subjacente (Shu, 1976). A componente de *flickering* associada ao disco de acréscimo é possivelmente consequência de turbulência magneto-hidrodinâmica na atmosfera do disco (Geertsema; Achterberg, 1992; Baptista; Bortoletto, 2004) – o que nos fornece a perspectiva de estimar a viscosidade do disco de acréscimo de OY Car em quiescência (ver, por exemplo, Baptista e Bortoletto (2004), Baptista, Borges e Oliveira (2016)). O fato da componente disco do *flickering* ser mais pronunciada no EA sugere que a viscosidade no disco de acréscimo nesse estado de brilho seja maior que no EB.

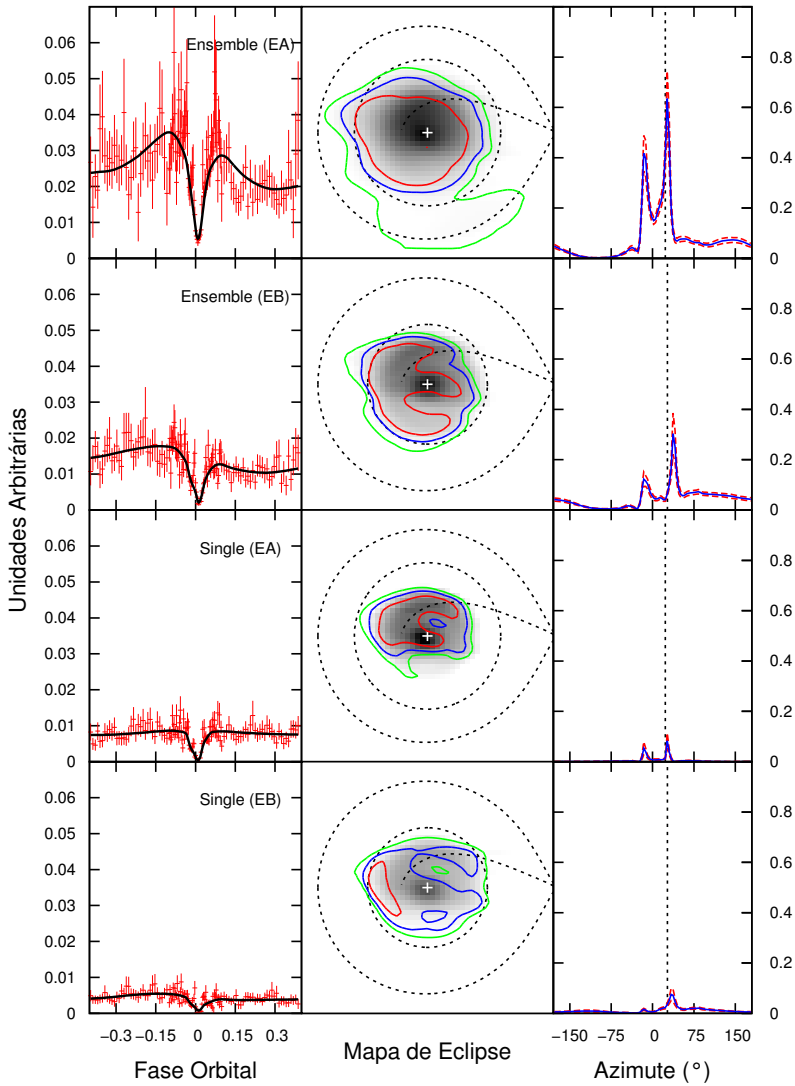


Figura 35 – Resultados do mapeamento por eclipse 3D nas curvas de *flickering* obtidas com as técnicas ‘Single’ e ‘Ensemble’. Painéis à esquerda, centrais e à direita mostram as curvas de *flickering* junto com o ajuste obtido, os mapas de eclipses e as distribuições de *flickering* na borda do disco de OY Car, respectivamente. A notação é a mesma da Fig. 31.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Esse trabalho reporta os resultados do estudo de dois objetos astronômicos: SDSS J0926+3624, a variável cataclísmica eclipsante de menor período orbital conhecida e membro da classe das AM CVn, e OY Carinae, uma nova anã eclipsante do tipo SU UMA.

J0926 estava no seu estado quiescente de brilho, e suas curvas de luz não mostraram evidência de *superhump* na época das observações, diferentemente do observado por Copperwheat et al. (2011). Simulamos a contribuição da anã branca (WD) à curva de luz levando em conta a geometria da binária e efeitos de *limb darkening*. A curva simulada foi subtraída da curva orbital média observada para isolar a contribuição das demais fontes de luz na binária (*gas stream* + disco). Essa curva de luz modelada foi subtraída dos nossos dados para obter a curva de luz do disco de acréscimo de J0926. As curvas de luz sem/com WD-subtraída foram ajustadas pelo método de mapeamento por eclipse para obter o primeiro mapa de eclipse de um disco de acréscimo deficiente em hidrogênio. O mapa de eclipse com a WD-subtraída mostra uma emissão aumenta ao longo da trajetória balística, sugerindo a existência de *gas stream overflow* na época das nossas observações. Essa emissão aumentada pode estar associada a uma mudança na taxa de transferência de matéria, que explicaria o estado de brilho diferente do observado por Copperwheat et al. (2011). As distribuições radiais de temperatura de brilho revelam um disco de acréscimo com temperaturas de ~ 4000 K, e a emissão aumentada ao longo do jorro com temperaturas de ~ 6000 K, que reforça a sugestão da existência de *gas stream overflow* na época de coleta dos dados.

A análise de J0926 está concluída. Um artigo descrevendo estes resultados está em fase final de redação e será submetido para publicação em breve.

OY Car foi observada no seu estado quiescente de brilho, mas suas curvas de luz individuais apresentaram uma variação de $\sim 30\%$ no brilho e mudanças na morfologia do *hump* orbital e no eclipse que nos fez separá-las em dois estados distintos (alto e baixo) de brilho. Aproveitamos a excelente qualidade dos dados SOAR para revisar os parâmetros binários de OY Car. Nessa revisão, obtemos valores próximos aos encontrados na literatura, mas agora, levando em consideração a geometria do sistema e efeitos de *limb darkening* para a determinação da massa da primária. Obtemos $q = 0.107 \pm 0.002$, $i = 83.3^\circ \pm 0.1^\circ$, $M_1 = 0.808 \pm 0.054 M_\odot$, e raios externos do disco de $0.466 \pm 0.002 R_{L_1}$ e

$0.57 \pm 0.03 R_{L_1}$ para os EB e EA, respectivamente. A diferença significativa no raio do disco entre os estados de brilho justifica nossa escolha em analisar separadamente os dados nestes dois estados de brilho. O fato de obtermos a mesma razão de massas a partir de observações em que o disco tinha raios bem distintos é um indicativo de que o jorro de matéria transferida de fato segue a trajetória balística a partir de L_1 e que o *bright spot* se origina da colisão desse jorro com a borda do disco, ressaltando a robustez do método fotométrico de determinação de parâmetros em VCs eclipsantes.

Mapas de eclipse 3D indicam que o estado baixo de brilho é dominado pela emissão da anã branca e pelo *bright spot* na borda do disco – responsável pela modulação orbital –, sem contribuição estatisticamente significativa do disco de acréscimo. O disco de acréscimo é maior e mais brilhante no EA, enquanto o *bright spot* apresenta uma diminuição de intensidade (isso é devido ao fato do disco ser maior no EA, e com isso a energia potencial gravitacional liberada pelo choque é menor do que no EB). Existe evidência marginal de um pequeno aumento no brilho da anã branca no EA em comparação com o EB.

O estudo do *flickering* com os métodos ‘Single’ e ‘Ensemble’ e com técnicas de mapeamento por eclipse 3D mostrou que a amplitude do *flickering* é maior no EA do que no EB – justificando nossa escolha em analisar separadamente os dados em dois estados de brilho. O *flickering* originado na região do *bright spot* é de baixa frequência, enquanto no disco de acréscimo temos tanto *flickering* de alta quanto de baixa frequência. Conquanto quase não existe evidência de emissão do jorro de matéria na luz estacionária do EB, essa componente aparece de forma clara no mapa de *flickering*, sugerindo que a emissão dessa estrutura seja quase toda na forma de *flickering*. Por outro lado, no EA temos emissão do disco no mapa da componente estacionária e o mapa de *flickering* têm contribuição disco. Este *flickering* originado do disco pode ser explicado como efeito da turbulência magneto-hidrodinâmica em disco de acréscimo com rotação diferencial (Geertsema; Achterberg, 1992).

O passo final nessa análise é obter a distribuição espacial da amplitude relativa da componente disco do *flickering* e seguir a metodologia de Baptista, Borges e Oliveira (2016) para estimar a viscosidade do disco de acréscimo de OY Car em quiescência e comparar os resultados com aqueles obtidos para outras novas anãs quiescentes como V2051 Oph (Baptista; Bortoletto, 2004), HT Cas (Baptista, 2012) e V4140 Sgr (Baptista; Borges; Oliveira, 2016). Um artigo reportando todos os resultados dessa análise seja submetido para publicação em breve.

A experiência adquirida durante o mestrado nos permite avançar na investigação das causas do *flickering* em VCs e na estimativa da viscosidade em seus discos de acréscimo no doutorado que se inicia na sequência. Pretendemos expandir a amostra de objetos para os quais esse tipo de análise foi efetuada. Para tanto, contamos com dados de fotometria rápida de um conjunto de VCs do hemisfério norte observadas por colaboradores da National University of Athens e pretendemos solicitar tempo no SOAR para um experimento semelhante em V348 Puppis, uma VC eclipsante dentro do *gap* de períodos entre 2 e 3 hs. Aguardamos também o restabelecimento do acordo entre o Brasil e o CFHT para repetir o projeto de observações de J0926, desta feita com um telescópio que permita obter dados de melhor S/N e possibilite o mapeamento das fontes de *flickering* nessa binária.

REFERÊNCIAS

- ANDERSON, S. F. et al. Two more candidate AM Canum Venaticorum (AM CVn) binaries from the Sloan Digital Sky Survey. **AJ**, v. 135, p. 2108–2113, 2008.
- ANDERSON, S. F. et al. Ultracompact AM Canum Venaticorum binaries from the Sloan Digital Sky Survey: Three candidates plus the first confirmed eclipsing system. **AJ**, v. 130, p. 2230–2236, 2005.
- BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks - II. Nonlinear evolution. **AJ**, v. 376, p. 223, 1991.
- BALBUS, S. A.; HAWLEY, J. F. Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. **Reviews of Modern Physics**, v. 70, p. 1–53, 1998.
- BAPTISTA, R. Eclipse mapping of accretion discs. In: BOFFIN, H. M. J.; STEEGHS, D.; CUYPERS, J. (Ed.). **Astromotography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy**. [S.l.]: Springer, 2001. p. 307–326.
- BAPTISTA, R. Accretion disk evolution in dwarf novae through outbursts: Disk instability and mass-transfer instability cases. **MmSAI**, v. 83, p. 530–534, 2012.
- BAPTISTA, R. Eclipse mapping: Astromotography of accretion discs. In: **Astrophysics and Space Science Library**. [S.l.: s.n.], 2016. v. 439, p. 155–177.
- BAPTISTA, R.; BORGES, B. W.; OLIVEIRA, A. S. SOAR observations of the high-viscosity accretion disc of the dwarf nova V4140 Sagittarii in quiescence and in outburst. **MNRAS**, v. 463, p. 3799–3812, 2016.
- BAPTISTA, R.; BORTOLETTO, A. Eclipse mapping of the flickering sources in the dwarf nova V2051 Ophiuchi. **AJ**, v. 128, p. 411–425, 2004.
- BAPTISTA, R.; BORTOLETTO, A. A two-armed pattern in flickering maps of the nova-like variable UU Aquarii. **ApJ**, v. 676, p. 1240–1247, 2008.

- BAPTISTA, R.; BORTOLETTO, A.; HARLAFTIS, E. T. Multicolour flickering studies of X1822 - 371. **MNRAS**, v. 335, p. 665–672, 2002.
- BAPTISTA, R. et al. HST and ground-based eclipse observations of V2051 Ophiuchi: binary parameters. **MNRAS**, v. 300, p. 233–243, 1998.
- BAPTISTA, R.; JABLONSKI, F. J.; STEINER, J. E. Photometry of the eclipsing cataclysmic variable NSV 12615. **MNRAS**, v. 241, p. 631–644, 1989.
- BATH, G. T. Time-dependent studies of dynamical instabilities in semidetached binary systems. **ApJ**, v. 173, p. 121–134, 1972.
- BATH, G. T.; PRINGLE, J. E. The evolution of viscous discs - I. Mass transfer variations. **MNRAS**, v. 194, p. 967–986, 1981.
- BECKWITH, K.; ARMITAGE, P. J.; SIMON, J. B. Turbulence in global simulations of magnetized thin accretion discs. **MNRAS**, v. 416, p. 361–382, 2011.
- BENNIE, P.; HILDITCH, R. W.; HORNE, K. Decomposing interacting binary light curves: The eclipses of the mean light, secular variability and flickering in RW Tri. In: **IAU Colloq. 158: Cataclysmic Variables and Related Objects**. [S.l.: s.n.], 1996. v. 208, p. 33.
- BRUCH, A. Flickering in cataclysmic variables - Its properties and origins. **A&A**, v. 266, p. 237–265, 1992.
- BRUCH, A. Studies of the flickering in cataclysmic variables. II. The location of the flickering light source in Z Chamaeleontis. **A&A**, v. 312, p. 97–104, 1996.
- BRUCH, A. Studies of the flickering in cataclysmic variables. VI. The location of the flickering light source in HT Cassiopeiae, V2051 Ophiuchi, IP Pegasi and UX Ursae Majoris. **A&A**, v. 359, p. 998–1010, 2000.
- BRUCH, A.; BEELE, D.; BAPTISTA, R. Multicolor photometry and eclipse mapping of OY Carinae in a superoutburst. **A&A**, v. 306, p. 151–166, 1996.
- COPPERWHEAT, C. M. et al. SDSS J0926+3624: The shortest period eclipsing binary star. **MNRAS**, v. 410, p. 1113–1129, 2011.

DIAZ-CORDOVÉS, J.; GIMÉNEZ, A. A new nonlinear approximation to the limb-darkening of hot stars. **A&A**, v. 259, p. 227–231, 1992.

EFRON, B. **The Jackknife, the Bootstrap and other resampling plans**. [S.l.]: SIAM, 1982.

ELSWORTH, Y. P.; JAMES, J. F. The flicker spectrum of AE Aquarii. **MNRAS**, v. 198, p. 889–896, 1982.

FRANK, J.; KING, A.; RAINE, D. **Accretion Power in Astrophysics**. 3rd. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002.

GÄNSICKE, B. T.; BEUERMANN, K.; MARTINO, D. de. The white dwarf in AM Herculis. **A&A**, v. 303, p. 127–136, 1995.

GEERTSEMA, G. T.; ACHTERBERG, A. Turbulence in differentially rotating thin disks - A multi-component cascade model. **A&A**, v. 255, p. 427–442, 1992.

GIANNINAS, A. et al. Limb-darkening coefficients for eclipsing white dwarfs. **ApJ**, v. 766, p. 3–12, 2013.

GODON, P.; SION, E. M. Modeling accretional heating in dwarf novae. **ApJ**, v. 586, p. 427–431, 2003.

GREENHILL, J. G. et al. Decrease in the orbital period of dwarf nova OY Carinae. **MNRAS**, v. 372, p. 1129–1132, 2006.

GUNN, J. E.; STRYKER, L. L. Stellar spectrophotometric atlas, wavelengths from 3130 to 10800 Å. **ApJS**, v. 52, p. 121–153, 1983.

HAMEURY, J.-M.; LASOTA, J.-P. Anomalous Z Cam stars: A response to mass-transfer outbursts. **A&A**, v. 569, p. 48–53, 2014.

HAWLEY, J. F.; BALBUS, S. A. A powerful local shear instability in weakly magnetized disks - I. Linear analysis. **AJ**, v. 376, p. 214–233, 1991.

HELLIER, C. **Cataclysmic Variable Stars: How and Why they Vary**. 1st. ed. [S.l.]: Springer-Praxis, 2001.

HIND, J. R. On a new variable star. **MNRAS**, v. 16, p. 56–56, 1856.

HIROSE, S. et al. Convection causes enhanced magnetic turbulence in accretion disks in outburst. **ApJ**, v. 787, p. 1–14, 2014.

HORNE, K. Images of accretion discs. I - The eclipse mapping method. **MNRAS**, v. 213, p. 129–141, 1985.

HORNE, K.; STIENING, R. F. Eclipse maps of the accretion disc in RW Trianguli. **MNRAS**, v. 216, p. 933–948, 1985.

HOSHI, R. Accretion model for outbursts of dwarf nova. **Progress of Theoretical Physics**, v. 61, p. 1307–1319, 1979.

IBEN JR., I.; TUTUKOV, A. V. Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses). **ApJS**, v. 54, p. 335–372, 1984.

KAWAGUCHI, T. et al. Temporal $1/f^\alpha$ fluctuations from fractal magnetic fields in black-hole accretion flow. **PASJ**, v. 52, p. L1, 2000.

KING, A. R.; CANNIZZO, J. K. Low states in cataclysmic variables. **ApJ**, v. 499, p. 348–354, 1998.

KING, A. R.; PRINGLE, J. E.; LIVIO, M. Accretion disc viscosity: How big is alpha? **MNRAS**, v. 376, p. 1740–1746, 2007.

KNIGGE, C. The donor stars of cataclysmic variables. **MNRAS**, v. 373, p. 484–502, 2006.

KOPAL, Z. **Close binary systems**. 1st. ed. [S.l.]: Chapman & Hall, 1959.

LAIDLER et al. Synphot user's guide. **Version 5.0 (Baltimore: STScI)**, 2005.

LASOTA, J. P. The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binaries. **New Astronomy Reviews**, v. 47, p. 449–508, 2001.

LITTLEFAIR, S. P. et al. SDSS J150722.30+523039.8: A cataclysmic variable formed directly from a detached white dwarf/brown dwarf binary? **MNRAS**, v. 381, p. 827–834, 2007.

LITTLEFAIR, S. P. et al. On the evolutionary status of short-period cataclysmic variables. **MNRAS**, v. 388, p. 1582–1594, 2008.

LIVIO, M.; PRINGLE, J. E. Star spots and the period gap in cataclysmic variables. **AJ**, v. 427, p. 956–960, 1994.

MARSH, T. R.; HORNE, K. Images of accretion discs. II - Doppler tomography. **MNRAS**, v. 235, p. 269–286, 1988.

NELEMANS, G.; YUNGELSON, L. R.; ZWART, S. F. P. Short-period AM CVn systems as optical, X-ray and gravitational-wave sources. **MNRAS**, v. 349, p. 181–192, 2004.

OSAKI, Y. An accretion model for the outbursts of U Geminorum stars. **PASJ**, v. 26, p. 429–436, 1974.

PACZYŃSKI, B. Cataclysmic variables among binary stars I. U Geminorum stars. **Acta Astronomica**, v. 15, p. 89–103, 1965.

PACZYŃSKI, B. Gravitational waves and the evolution of close binaries. **Acta Astron.**, v. 17, p. 287–296, 1967.

PACZYŃSKI, B. Evolutionary processes in close binary systems. **ARA&A**, v. 9, p. 183–208, 1971.

PLAVEC, M.; KRATOCHVIL, P. Tables for the Roche model of close binaries. **Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia**, v. 15, p. 165–170, 1964.

POGSON, N. On the variable star U Geminorum. **MNRAS**, v. 17, p. 200–202, 1857.

PRESS, W. H. et al. **Numerical recipes in C: The art of scientific computing**. 2nd. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992.

RAU, A. et al. A census of AM CVn stars: Three new candidates and one confirmed 48.3-minute binary. **ApJ**, v. 708, p. 456–461, 2010.

RITTER, H. Z Cha - New evidence for gravitational waves. **A&A**, v. 86, p. 204–211, 1980.

ROCHE, E. Essai sur la constitution et l'origine du système solaire. **Mémoires de la Section des Sciences**, p. 235–324, 1873.

ROELOFS, G. H. A. et al. SDSS J124058.03-015919.2: a new AM CVn star with a 37-min orbital period. **MNRAS**, v. 361, p. 487–494, 2005.

ROELOFS, G. H. A. et al. SDSSJ080449.49+161624.8: a peculiar AM CVn star from a colour-selected sample of candidates. **MNRAS**, v. 394, p. 367–374, 2009.

- ROELOFS, G. H. A.; NELEMANS, G.; GROOT, P. J. The population of AM CVn stars from the Sloan Digital Sky Survey. **MNRAS**, v. 382, p. 685–692, 2007.
- RUTTEN, R. G. M. et al. OY Carinae revisited - Development of the accretion disk during a normal outburst. **A&A**, v. 265, p. 159–167, 1992.
- RUTTEN, R. G. M.; PARADIJS, J. van; TINBERGEN, J. Reconstruction of the accretion disk in six cataclysmic variable stars. **A&A**, v. 260, p. 213–226, 1992.
- SAITO, R. K.; BAPTISTA, R. Spectral mapping of V348 Puppis: Spiral arms in the period gap. **MNRAS**, v. 457, p. 198–211, 2016.
- SHAKURA, N. I.; SUNYAEV, R. A. Black holes in binary systems. Observational appearance. **A&A**, v. 24, p. 337–355, 1973.
- SHU, F. H. Mass transfer in semi-detached binaries. In: **Structure and Evolution of Close Binary Systems**. [S.l.: s.n.], 1976. v. 73, p. 253–264.
- SMAK, J. 18-min. Light-variations of HZ 29. **Information Bulletin on Variable Stars**, v. 182, p. 1, 1967.
- SMAK, J. Outbursts of dwarf novae. **PASP**, v. 96, p. 5–18, 1984.
- STRECKER, D. W.; ERICKSON, E. F.; WITTEBORN, F. C. Airborne stellar spectrophotometry from 1.2 to 5.5 microns - Absolute calibration and spectra of stars earlier than M3. **ApJS**, v. 41, p. 501–512, 1979.
- STROEER, A.; VECCHIO, A. The LISA verification binaries. **Classical and Quantum Gravity**, v. 23, p. S809–S817, 2006.
- TUTUKOV, A. V.; YUNGELSON, L. R. Evolutionary scenario for close binary systems of low and moderate masses. **Nauchnye Informatsii**, v. 49, p. 3–20, 1981.
- VERBUNT, F. Accretion disks in stellar X-Rays sources - A review of the basic theory of accretion disks and its problems. **Space Science Reviews**, v. 32, p. 379–404, 1982.
- VOGT, N. The eclipsing dwarf nova OY Carinae. I - Relative luminosities in quiescence and during a short eruption. **A&A**, v. 128, p. 29–36, 1983.

- WARNER, B. **Cataclysmic Variable Stars**. 1st. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 1995.
- WARNER, B.; NATHER, R. E. Observations of rapid blue variables - II. U Geminorum. **MNRAS**, v. 152, p. 219–229, 1971.
- WATSON, C. A.; DHILLON, V. S. Roche tomography of cataclysmic variables - I. Artefacts and techniques. **MNRAS**, v. 326, p. 67–77, 2001.
- WEBBINK, R. F. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae. **ApJ**, v. 277, p. 355–360, 1984.
- WENGER, M. et al. The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. **A&AS**, v. 143, p. 9–22, 2000.
- WOOD, J. et al. High-speed photometry of the dwarf nova Z Cha in quiescence. **MNRAS**, v. 219, p. 629–655, 1986.
- WOOD, J. H.; HORNE, K. White dwarf radii and boundary-layer constraints in three dwarf novae. **MNRAS**, v. 242, p. 606–615, 1990.
- WOOD, J. H. et al. Eclipse studies of the dwarf nova OY Carinae in quiescence. **ApJ**, v. 341, p. 974–996, 1989.
- WOOD, J. H.; IRWIN, M. J.; PRINGLE, J. E. A digital technique for the separation of the eclipses of a white dwarf and an accretion disc. **MNRAS**, v. 214, p. 475–479, 1985.