

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas – CFM

Mapeamento Espectral de Discos de Acréscimo em Variáveis Cataclísmicas *

Roberto Kalbusch Saito

Tese realizada sob orientação do Prof. Dr. Ray-
mundo Baptista e apresentado ao Departamento de
Física da UFSC em preenchimento parcial dos requi-
sitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Florianópolis
2008

* Trabalho financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

“A mais bela experiência que podemos ter é a do mistério.
É a emoção fundamental existente no berço da verdadeira arte e ciência.
Quem não sabe disso e já não consegue maravilhar-se está
praticamente morto e tem os olhos embotados.”

A. Einstein

Para meus pais, Lezi e José.

Para Dayan.

AGRADECIMENTOS

- À minha família, pela paciência e carinho demonstrados. Em especial aos meus pais Lezi e José, que me apoiaram com dedicação e amor ao longo desta trajetória.
- A Raymundo Baptista, orientador, professor e amigo, por sua dedicação e paciência ao longo de mais esta jornada, e por transmitir, de forma intensa e verdadeira, a paixão por fazer ciência.
- Aos professores do Grupo de Astrofísica da UFSC, Roberto Cid e Antônio Kanaan, por sua amizade, apoio e conselhos, que em muito contribuíram para minha formação.
- Ao Observatório Europeu Austral (ESO), União Astronômica Internacional (IAU) e Escola do Vaticano, por apoiarem minha formação científica.
- Aos colegas (e ex-colegas) do Grupo de Astrofísica da UFSC, pelos momentos de estudo, trabalho ou mesmo diversão, que proporcionaram um excelente ambiente de aprendizado. Obrigado China, Luciano, Bernardo, Mari, Tiago, PH, Zobot, Carol... vocês todos são mais que colegas, são amigos que vou carregar pra sempre comigo.
- Aos amigos e pessoas especiais, que por seu carinho, conselhos, ou apenas curiosidade, me incentivaram nesta jornada.
- Aos professores do Departamento de Física da UFSC, peças de vital importância ao longo de meu aprendizado.
- Aos servidores do Departamento de Física da UFSC que, direta ou indiretamente, colaboraram nesta conquista.

“A gratidão desbloqueia a abundância da vida. Ela torna o que temos em suficiente, e mais. Ela torna a negação em aceitação, caos em ordem, confusão em clareza. Ela pode transformar uma refeição em um banquete, uma casa em um lar, um estranho em um amigo. A gratidão dá sentido ao nosso passado, traz paz para o hoje, e cria uma visão para o amanhã.”

(Melody Beattie)

RESUMO

Esta tese de doutorado é a continuação da dissertação de mestrado defendida em 2004. Nosso projeto visa analisar, com o auxílio de técnicas de mapeamento espectral, a estrutura e o espectro de discos de acrecimento de estrelas variáveis cataclísmicas em diferentes regimes de acrecimento. Em nossa dissertação de mestrado analisamos um conjunto de dados da nova anã IP Pegasi durante o declínio de uma erupção. Aqui apresentamos a continuação deste trabalho, com os resultados da análise de mais três conjuntos de dados: da nova anã V2051 Ophiuchi em quiescência, do novóide magnético DQ Her e da novóide V348 Pup. Nosso objetivo é estudar e quantificar as diferenças observadas entre os discos de acrecimento destes objetos em diferentes regimes de acrecimento, explorando seus efeitos e conseqüências sobre o sistema.

Os principais resultados do mapeamento espectral da nova anã V2051 Oph durante um estado não-usual de baixo brilho são descritos a seguir. A emissão diferenciada da região do *bright spot* nos mapas do contínuo em relação aos mapas das linhas, somada à absorção extra observada nos espectro do lado do fundo do disco, são indicações que as linhas são originadas em uma região de grande profundidade ótica e extensão vertical. O espectro do lado da frente do disco é sistematicamente mais brilhante que o espectro do fundo num mesmo raio, o que pode ser explicado em termos de emissão cromosférica por um disco com ângulo de abertura não-nulo. Ajustes de modelos de atmosferas estelares para o espectro extraído da anã branca levam à uma temperatura $T_{WD} = 9500^{+2900}_{-1900} K$ e uma distância entre $d = 67$ e $92 pc$.

Em DQ Her o espectro das regiões internas do disco é basicamente plano, sugerindo que a emissão provém de radiação *bremstrahlung* por um disco opticamente fino. Nas regiões intermediárias e externas do disco o espectro apresenta linhas em emissão e com duplo-pico. As temperaturas de brilho no disco podem ser razoavelmente bem descritas por um modelo de disco em estado estacionário com $\dot{M} = (1,4 \pm 0,5) \times 10^{-9} M_{\odot} ano^{-1}$, sendo que as temperaturas nas regiões externas do disco estão abaixo da temperatura crítica para permitir instabilidades termo-viscosas, sugerindo que o objeto pode apresentar erupções do tipo nova anã. A pulsação ótica em DQ Her é observada nos mapas de eclipse e pode ser explicada por um modelo de cortinas de acrecimento, onde dois pólos magnéticos rotacionam com a anã-branca e progressivamente iluminam regiões distintas do disco de acrecimento. A pulsação ótica é dominada por reprocessamento de radiação-X na parte superior do *bright spot* com o período de batimento $P_{bat} = 71,06 s$.

Para V348 Pup os mapas de eclipse apresentam duas estruturas em arco as quais atribuímos a choques espirais causados por efeitos de maré. O braço vermelho é mais externo que o braço azul e a inclinação do contínuo do seu espectro corresponde a uma temperatura de $T = 10100 \pm 220 K$. As linhas da série de Balmer estão em absorção, sugerindo emissão opticamente espessa. O espectro do braço azul é basicamente plano, indicando uma temperatura de $T = 12900 \pm 360 K$. Estimamos o ângulo de abertura dos braços espirais em V348 Pup como $\phi = 5,6^\circ \pm 1,2^\circ$. A componente não-eclipsada é relativamente alta em todo o espectro, apresentando pelo menos 20 – 30% do fluxo total do objeto no óptico. A emissão abaixo de 2000 Å chega ao nível de 50% em alguns comprimentos de onda. Ajustes de atmosferas de hidrogênio ao espectro não-eclipsado revelam uma temperatura de $T = 9580 \pm 110 K$. A comparação das estruturas espirais em V348 Pup com objetos similares sugere que tanto braços espirais como discos elípticos precessionantes podem ocorrer em objetos com $q \sim 0,3$, dependendo da extensão radial de seu disco de acréscimo.

ABSTRACT

This PhD thesis is the follow-up work from a master thesis presented in 2004. Our project intends to analyze accretion discs in cataclysmic variable stars at different accretion regimes with spectral mapping techniques. In the master thesis we analyzed spectroscopy of the dwarf nova IP Peg along the decline from an outburst. Here we present the continuation of this work, with the analysis of spectroscopic data from another three objects: the dwarf nova V2051 Oph in quiescence, the magnetic novalike DQ Her and the novalike V348 Pup. Our aim is to study and to quantify the observed differences between discs of objects at different accretion regimes, exploring their effects on the system.

The main results of the spectral mapping of V2051 Oph during its unusual low brightness state of 1996 are summarized below. The conspicuous emission at the bright spot position on the continuum maps with respect to the line maps, together with the extra absorption observed on the spectra of the disc side farthest away from the mass-donor star are indications that the lines arise in a vertically extended and optically thick region. The spectrum of the near side of the disc is systematically brighter than that of the far side at the same radius, which can be explained in terms of chromospheric emission by a flared disc. Stellar atmosphere model fits to the white-dwarf spectrum lead to a temperature of $T_{WD} = 9500^{+2900}_{-1900} K$ for a distance between $d = 67$ and $92 pc$.

In DQ Her the spectrum of the innermost disc regions is basically flat, suggesting that the emission arises from *bremsstrahlung* radiation by an optically thin disc. In the intermediate and outer disc regions the spectra show double-peaked emission lines. The brightness temperatures can be well described by a steady-state disc model with $\dot{M} = (1.4 \pm 0.5) \times 10^{-9} M_{\odot} yr^{-1}$. The temperatures in the outer disc regions are below the critical temperature to allow thermal-viscous instabilities, suggesting that the disc can show dwarf nova type outbursts. The optical pulsation in DQ Her is visible in spin-cycle eclipse maps and can be explained by an accretion curtain model where two magnetic poles rotating with the white dwarf progressively illuminate different regions of the accretion disc. The optical pulsation is dominated by reprocessing of X-Rays in the upper side of the bright spot with the beat period of $P_{beat} = 71,06 s$.

For V348 Pup the eclipse maps show two asymmetric structures attributed to spiral shocks induced by tidal effects. The red arm is farther away in the disc than the blue arm and the slope of its continuum emission corresponds to a temperature of $T = 10100 \pm 220 K$. The Balmer series lines appear in absorption, suggesting optically thick

emission. The spectrum of the blue arm is basically flat, leading to a temperature of $T = 12900 \pm 360 \text{ K}$. We estimate the opening angle of the spiral arms to be $\phi = 5, 6^\circ \pm 1, 2^\circ$. The uneclipsed component is relatively large at all wavelengths, accounting for, at least, 20 – 30% of the total flux in the optical. The emission below 2000 \AA reaches 50% at some wavelengths. Hydrogen atmosphere model fits to the uneclipsed spectrum lead to a temperature of $T = 9580 \pm 110 \text{ K}$. The comparison between the spiral structures in V348 Pup and those seen in similar objects suggests that spiral arms and elliptical discs can occur at objects with $q \sim 0.3$ depending on the outer disc radius.

CONTEÚDO

1. <i>Introdução</i>	6
1.1 Motivação e objetivos	6
2. <i>Revisão bibliográfica</i>	8
2.1 Variáveis cataclísmicas	8
2.2 Discos de acréscimo	14
2.3 Novas anãs	19
2.4 Polares intermediárias	27
2.5 O <i>gap</i> de períodos	32
2.6 Braços espirais em discos de acréscimo	34
2.7 Mapeamento por eclipse	38
2.8 Aplicação da técnica de mapeamento espectral à nova anã IP Pegasi	48
2.8.1 Introdução, observações e procedimentos de redução de dados	48
2.8.2 Construção das curvas de luz	49
2.8.3 Obtenção dos mapas de eclipse	52
2.8.4 Principais resultados obtidos	52
3. <i>Observações e procedimentos de redução de dados do HST/FOS</i>	55
4. <i>V2051 Ophiuchi</i>	59
4.1 Introdução	59
4.2 Observações e análise dos dados	60
4.2.1 Observações	60
4.2.2 Construção das curvas de luz	60
4.3 Resultados	62
4.3.1 Estruturas no disco	62
4.3.2 Espectros espacialmente resolvidos	65
4.3.3 As linhas em emissão	67
4.3.4 Componente não-eclipsada do espectro	69
4.4 Discussão	71

4.4.1	Evidências de emissão cromosférica	71
4.4.2	O espectro da anã-branca e a distância até V2051 Oph	73
4.5	Conclusões	76
5.	<i>DQ Herculis</i>	78
5.1	Introdução	78
5.2	Observações e análise dos dados	78
5.2.1	Observações	78
5.2.2	Construção das curvas de luz	79
5.3	Resultados	81
5.3.1	Estruturas no disco	81
5.3.2	Espectros espacialmente resolvidos	85
5.3.3	As linhas em emissão	86
5.3.4	Componente não-eclipsada do espectro	91
5.4	Discussão	92
5.4.1	Ajustes de temperatura e a distância de DQ Her	92
5.4.2	A correlação de α com a energia para as linhas da série de Balmer	95
5.4.3	Mapeando a pulsação óptica de 71 s em DQ Her	98
5.5	Conclusões	104
6.	<i>V348 Puppis</i>	106
6.1	Introdução	106
6.2	Observações e análise dos dados	106
6.2.1	Observações	106
6.2.2	Construção das curvas de luz	108
6.2.3	Determinação de parâmetros	109
6.3	Resultados	112
6.3.1	Mapas de eclipse	112
6.3.2	Espectros espacialmente resolvidos	114
6.3.3	Análise das estruturas espirais	118
6.3.4	Componente não-eclipsada	119
6.3.5	Buscas por variabilidade	120
6.4	Discussão	122
6.4.1	A classificação de V348 Pup	122
6.4.2	Braços espirais em V348 Pup	124
6.5	Conclusões	126
7.	<i>Conclusões e perspectivas</i>	128

Bibliografia 131

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação e objetivos

Discos de acréscimo (DA's) são estruturas importantes em astrofísica, estando presentes em uma ampla gama de cenários que vão da formação de estrelas e sistemas planetários até a energética de núcleos ativos de galáxias (Frank, King & Raine 1992). É, contudo, em sistemas binários com transferência de matéria sobre objetos compactos, como anãs brancas (variáveis cataclísmicas), estrelas de nêutrons e buracos negros (binárias-X), que se encontra o melhor ambiente para o estudo de DA's (Warner 1995).

Particularmente nas variáveis cataclísmicas, o gás proveniente de uma estrela de tipo tardio é transferido a uma anã branca via um DA cobrindo uma larga faixa de taxas de acréscimo e regimes de viscosidade. A sub-classe das novas anãs compreende cataclísmicas com baixas taxas de transferência de matéria que apresentam erupções recorrentes refletindo mudanças na estrutura de seus DA's – de um estado de baixa temperatura e baixa viscosidade, para um estado de temperatura e viscosidade altas. Por outro lado, os DA's em sistemas do tipo nova (novóides) parecem estar permanentemente em regime de alta viscosidade, presumivelmente em consequência das taxas de transferência de matéria serem sistematicamente mais altas que nas novas anãs.

Apesar do considerável esforço desenvolvido ao longo da última década, tanto no campo teórico quanto no observacional, a estrutura e a física básica dos DA's permanecem pouco compreendidas.

As condições físicas em um DA variam significativamente com a distância ao centro do disco e, uma vez que a radiação proveniente de um DA é a combinação de espectros emitidos em regiões com condições físicas bem distintas, a interpretação de observações de

DA's sofre das ambigüidades associadas a espectros compostos. A maneira mais eficiente de superar estas dificuldades é através de estudos espacialmente resolvidos.

Poderosas técnicas de imageamento indireto, como mapeamento por eclipse (Horne 1985, Baptista & Steiner 1993; Baptista 2001) e tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988), foram desenvolvidas para permitir observações de DA's com resolução espacial da ordem do micro-segundo de arco – muito além da capacidade de resolução atual das técnicas de imageamento direto. As técnicas de mapeamento evoluíram ao ponto de permitir obter espectros espacialmente resolvidos de DA's em variáveis cataclísmicas, da anã branca no centro do disco, da mancha brilhante causada pelo impacto do jorro de matéria transferida com a borda externa do disco (*bright spot*), bem como de gás que está sendo ejetado pelo disco na forma de um vento estelar. A estrutura espacial das regiões de emissão de linhas no disco pode ser igualmente mapeada a partir de dados de alta resolução espectral (Baptista, Harlaftis & Steeghs 2000; Baptista, Haswell & Thomas 2002).

O objetivo desta tese de doutorado é realizar um conjunto de experimentos de mapeamento espectral em objetos cobrindo uma variada gama de regimes de acréscimo (novas anãs de baixa taxa de transferência (\dot{M}), novas anãs de alto \dot{M} e novóides em permanente estado de alto \dot{M}) que permita o estudo e a quantificação das diferenças observadas.

Este trabalho está organizado da seguinte forma. O Capítulo 2 consiste de uma revisão bibliográfica sobre estrelas variáveis cataclísmicas, dando ênfase em DA's e sistemas do tipo novas anãs e polares intermediárias; falamos também de aspectos importantes como o *gap* de períodos e estruturas espirais em DA's. Apresentamos uma revisão das técnicas de mapeamento por eclipse bem como os resultados obtidos durante o mestrado, onde analisamos um conjunto de dados da nova anã IP Pegasi em erupção, obtidos com o Telescópio Espacial Hubble (HST). No Capítulo 3 apresentamos uma descrição dos procedimentos de observação e redução de dados com o espectrógrafo *Faint Object Spectrograph* (FOS), a bordo do HST, usado para a coleta de dados tanto de IP Peg, como de V2051 Oph (Capítulo 4) e V348 Pup (Capítulo 6). O Capítulo 4 consiste na análise da nova-anã V2051 Ophuchi em quiescência. No Capítulo 5 analisamos o conjunto de dados do novóide DQ Herculis, obtidos com o telescópio de 5 m do Monte Palomar. O Capítulo 6 apresenta a análise da novóide V348 Pup, também baseada em dados obtidos com o HST/FOS.

Capítulo 2

Revisão bibliográfica

2.1 Variáveis cataclísmicas

Estrelas variáveis cataclísmicas (VC's) são sistemas binários em interação onde uma estrela do tipo anã branca, chamada de estrela primária, recebe matéria de uma estrela companheira, chamada de estrela secundária, que pode ser uma estrela do tipo tardio ou uma anã branca (Warner 1995).

É provável que todas as variáveis cataclísmicas possuam campos magnéticos, que podem estar associados à estrela primária, à estrela secundária ou ao disco de acreção. Estes campos magnéticos possivelmente são os responsáveis por controlar a evolução orbital do sistema por freamento magnético (magnetismo na secundária) e por fornecerem a fonte de viscosidade observada nos discos de acreção (magnetismo no disco). Em relação ao grau de magnetismo da estrela primária, os sistemas são classificados em *magnéticos* e *não-magnéticos*. Por sua vez, os objetos magnéticos são divididos em duas classes: *polares* e *polares intermediárias*.

Polares são sistemas onde o campo magnético da primária é suficientemente intenso ($B \simeq 10^6 - 10^7 G$) para assegurar (por acoplamento magnético) a sincronia entre o giro da anã branca e o período orbital do sistema, com o fluxo de matéria proveniente da secundária sendo acrescido diretamente sobre a primária pelas linhas do campo magnético, sem a formação de um disco. Polares intermediárias apresentam campos magnéticos menos intensos que as polares ($B \simeq 10^6 G$), com anãs brancas assíncronas (giro mais rápido que o período orbital) e que permitem a formação de um disco de acreção. Entretanto, nas proximidades da estrela primária o disco é rompido pelo campo magnético e o acreção final também ocorre pelas linhas do campo até os pólos magnéticos na superfície da anã branca (Hellier 2001).

Os sistemas são ditos não-magnéticos quando o campo magnético da estrela primária é relativamente baixo ($B \lesssim 10^5 G$) e o movimento do gás da secundária para a primária é determinado predominantemente pela hidrodinâmica do fluxo de acréscimo. Estes sistemas são sub-divididos em *novas clássicas*, *novóides* (separadas em quatro sub-classes: UX UMa, RW Tri, SW Sex e VZ Scl), *novas recorrentes* e *novas anãs* (divididas em três sub-classes: Z Cam, SU UMa e U Gem).

Por definição, novas clássicas são sistemas onde apenas uma erupção foi observada. A amplitude da variação entre o estágio de pré-nova e o máximo da erupção vai de 6 até 19 *mag* e está fortemente correlacionada com a taxa em que as novas clássicas enfraquecem em brilho após o máximo, de modo que amplitudes menores estão associadas a decaimentos mais lentos. As erupções de novas clássicas são satisfatoriamente bem modeladas por explosões termonucleares do material rico em hidrogênio acrescido sobre a superfície da anã branca. Novas recorrentes são sistemas previamente classificados como novas clássicas, porém que apresentaram mais de uma erupção. A distinção entre novas anãs e novas recorrentes ocorre espectroscopicamente, uma vez que as novas recorrentes apresentam um envelope que é ejetado a grandes velocidades (Warner 1995).

Novas anãs são sistemas que apresentam erupções de 2 – 5 *mag* com um intervalo entre as erupções que varia de alguns dias a poucos meses em uma escala de tempo bem definida para cada objeto; a duração de cada erupção vai de $\sim 2 - 20$ dias e está diretamente correlacionada com o intervalo entre as erupções. Os sistemas do tipo novas anãs serão descritos na Seção 2.3.

A classe das novóides inclui todas as variáveis cataclísmicas não eruptivas. Isto inclui as pré-novas, as pós-novas e as prováveis estrelas Z Cam que se encontram efetivamente em um permanente estado de *standstill* (Seção 2.3); também incluem as estrelas VY Scl – que apresentam ocasionais quedas de brilho com relação a um estado de máximo brilho relativamente constantes devido à diminuição temporária da taxa de transferência de massa da secundária – bem como todos os sistemas onde a base observacional (de cerca de um século) é demasiadamente curta para revelar o caráter cataclísmico do objeto. Nestes casos a identificação deste tipo de objetos é feita espectroscopicamente, uma vez que seus espectros assemelham-se aos de novas anãs em erupção ou de novas em estágio de pós-erupção.

As novóides se diferenciam de novas anãs pois seus discos são continuamente brilhantes, equivalendo em brilho aos discos de novas anãs em erupção. Isto torna estes sistemas fáceis de serem detectados em comparação às novas anãs em quiescência.

De uma forma geral, o período orbital (P_{orb}) é o parâmetro físico melhor conhecido de

uma variável cataclísmica e a classificação dos sistemas é baseada principalmente na morfologia de suas curvas de luz. Individualmente o período orbital fornece uma informação direta sobre a dimensão espacial da binária. De forma coletiva, a distribuição em período orbital descreve a evolução das variáveis cataclísmicas em função da população existente em cada faixa de período orbital, permitindo inferir o atual estado evolutivo do sistema. A Fig. 2.1 mostra a distribuição em período orbital para as variáveis cataclísmicas de acordo com suas sub-classes (Warner 1995). Desta figura podemos chegar a algumas conclusões:

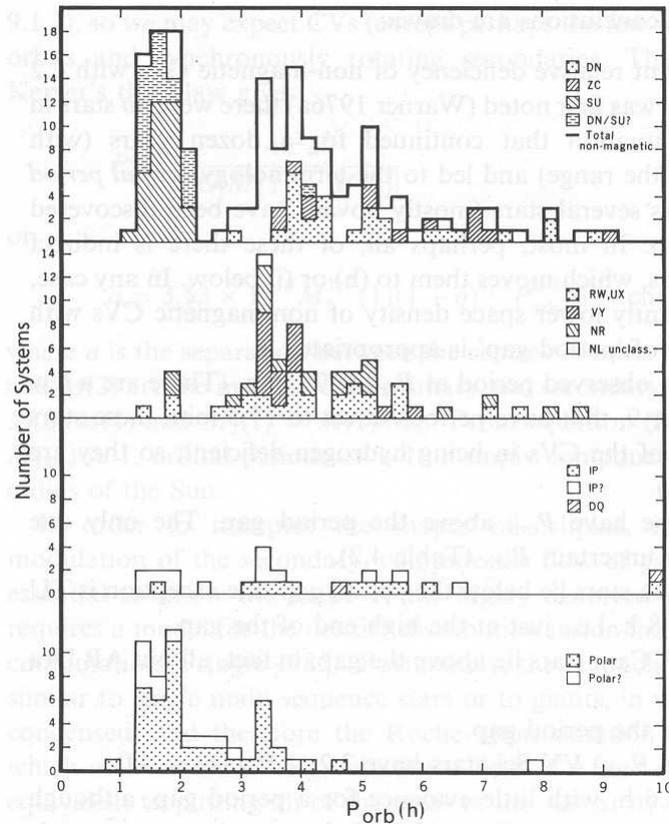


Fig. 2.1: Distribuição em período orbital para variáveis cataclísmicas de acordo com as sub-classes (Warner 1995).

- a. Existe uma grande deficiência de cataclísmicas não-magnéticas com $2,2 \leq P_{orb} \leq 2,8$ h. Esta evidência levou ao uso do termo "gap de período" para descrever esta deficiência.
- b. Existe um valor mínimo de período orbital, $P_{orb} \simeq 75$ min.
- c. A maioria das novas não-magnéticas possuem P_{orb} acima do gap de período.

- d. Todas as estrelas SU UMa possuem período abaixo do *gap* com exceção de TU Men que possui $P_{orb} = 2,8$ h, isto é, no limite superior do *gap*.
- e. Todas as estrelas U Gem e Z Cam possuem período acima do *gap*.
- f. A maioria das novóides possuem período acima do *gap*.
- g. A maioria das estrelas VY Scl possuem $3,2 \leq P_{orb} \leq 4,0$ h.
- h. Todas as estrelas do tipo polar apresentam $P_{orb} \leq 4,6$ h.
- i. A maioria das estrelas definidas como polares intermediárias tem P_{orb} acima do *gap*.

Por definição, binárias próximas são sistemas binários em que existe uma significativa interação gravitacional entre as estrelas componentes por conta da lei do inverso dos quadrados da atração gravitacional. Devido à proximidade entre as componentes, podem ocorrer interações radiativas, onde ocorre o aquecimento da face de uma das estrelas devido à companheira mais quente, ou interações por efeito de maré, distorcendo ambas as componentes pela combinação de efeitos gravitacionais e centrífugos. Em variáveis cataclísmicas a secundária é sempre fortemente distorcida pela influência gravitacional da estrela primária (Warner 1995).

A interação por efeitos de maré causa a sincronização da rotação com a revolução orbital e elimina eventuais excentricidades da órbita. A escala de tempo para alcançar estas condições ($\sim 10^4 - 10^5$ anos) é muito curta se comparada ao tempo de vida de uma variável cataclísmica ($\sim 10^{10}$ anos). Desta forma, espera-se que a grande maioria das variáveis cataclísmicas esteja numa órbita circular, com a estrela secundária em rotação síncrona com a binária.

A transferência de matéria da estrela secundária para a estrela primária, com o posterior acréscimo sobre a superfície da anã branca, é uma característica fundamental das variáveis cataclísmicas. Durante o processo de transferência a matéria acrescida perde momento angular enquanto espirala em direção à primária, levando à formação de um disco de acréscimo em torno da anã branca. A transferência de matéria pode se dar em conseqüência da expansão de uma das estrelas (por evolução nuclear) ou pela diminuição da separação entre as componentes (encolhimento do lóbulo de Roche por perda de momento angular orbital). Em ambos os casos a transferência inicia quando a força gravitacional da primária é suficiente para atrair as partes externas da estrela secundária. Também pode haver transferência de matéria devido à ejeção de matéria em forma de vento por uma das estrelas, com parte do vento sendo capturado pela força gravitacional da estrela companheira (Frank, King & Raine 1992).

Pela terceira lei de Kepler, temos:

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G[M(1) + M(2)]} \quad (2.1)$$

ou

$$a = 3,53 \times 10^{10} M_1^{1/3} (1+q)^{1/3} P_{orb}^{2/3} \text{ (h) cm} \quad (2.2)$$

onde a é a distância entre o centro de massa de cada componente da binária, $M(1)$ e $M(2)$ são as massas da primária e da secundária respectivamente, q é a razão de massa $M(2)/M(1)$ e $M_1(1) = M(1)/M_\odot$. Para um período representativo de $P_{orb} = 4$ hr, a separação orbital típica numa VC é da ordem de um raio solar.

Para podermos, por exemplo, interpretar de forma correta o perfil dos eclipses é necessário modelar a distribuição interna de massa da secundária para inferir quão distorcida é a forma da estrela (Pringle 1985). Uma vez que a maioria das variáveis cataclísmicas possui como secundária uma estrela da seqüência principal ou uma estrela do tipo gigante, onde a maior parte da massa está concentrada no centro da estrela, podemos adotar a geometria de Roche (Kopal 1959). A forma das superfícies equipotenciais de Roche depende exclusivamente da razão de massa q ($M(2)/M(1)$) e sua escala é determinada pela separação entre as estrelas a . O potencial gravitacional de Roche (Φ_R) é dado por:

$$\Phi_R = \frac{GM(1)}{a} F\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}, \frac{z}{a}, q\right) \quad (2.3)$$

onde (x, y, z) é um sistema de coordenadas cartesiano com origem na primária e que gira com a binária. O eixo x é definido ao longo da linha que une os centros das estrelas, z é perpendicular ao plano orbital e y é no sentido do movimento orbital da primária. Na Fig. 2.2 são mostradas seções equipotenciais no plano da órbita para $q = 0,5$. A forma de cada equipotencial é determinada pela rotação, que achata a estrela ao longo do eixo de rotação, e pela força de maré, que alonga a estrela na direção da companheira.

A estrela secundária pode expandir até o ponto em que preenche a superfície equipotencial que passa pelo *ponto Lagrangeano interno* (L_1), que é um ponto de sela do potencial de Roche. Esta superfície, chamada de lóbulo de Roche, é a maior equipotencial fechada que pode conter a massa da estrela secundária. Qualquer expansão posterior da secundária resultará na transferência de massa para a primária através de L_1 . Ao

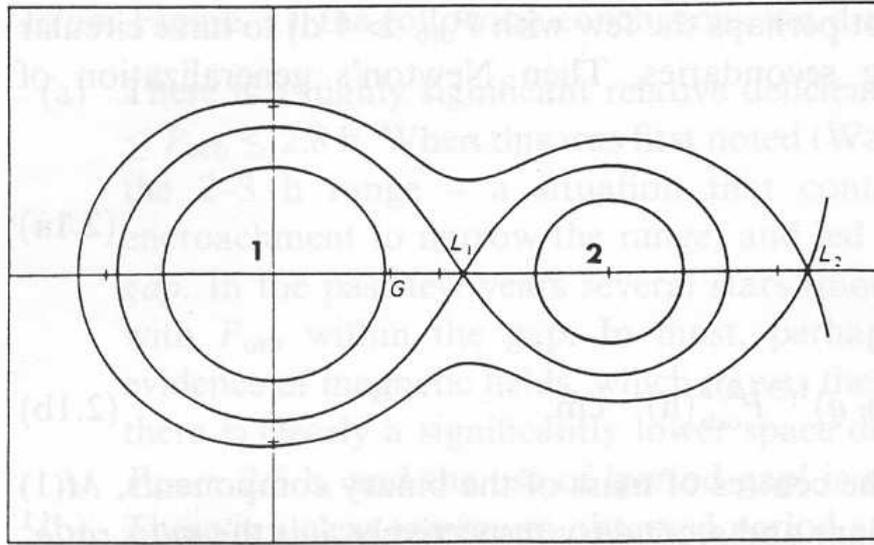


Fig. 2.2: Equipotenciais de Roche. Os centros da primária (1), secundária (2) e o centro de gravidade (G) são mostrados para uma razão de massa $q = 0,5$. L_1 e L_2 são os pontos lagrangeanos interno e externo respectivamente. Extraído de Pringle (1985).

preencher seu lóbulo de Roche o gás escapa da atmosfera da estrela secundária com uma velocidade que é aproximadamente a velocidade térmica dos átomos no gás (Lubow & Shu 1975). A estrela secundária perde massa com uma taxa:

$$\dot{M}(2) = Q\rho_{L_1}c_s \quad (2.4)$$

onde Q é a seção de choque efetiva do fluxo de acréscimo, ρ_{L_1} é a densidade em L_1 e c_s é a velocidade isothermal do som. Após passar por L_1 , o fluxo de gás proveniente da secundária é defletido pelo efeito de Coriolis enquanto as partículas do gás são atraídas pela estrela primária, e a velocidade do gás aumenta rapidamente passando para um regime de velocidades hipersônicas. Pelo princípio de conservação de energia ao longo da trajetória, as partículas obedecem à equação

$$\frac{1}{2}\dot{r} + \Phi_R = \text{constante}. \quad (2.5)$$

Desta forma uma partícula que possui inicialmente velocidade próxima a zero ($\dot{r} \simeq 0$) sobre o lóbulo de Roche não terá energia suficiente para cruzar outra vez o lóbulo e estará totalmente aprisionada a este.

No início do processo de transferência (em um sistema não-magnético) o fluxo de gás passa pela estrela primária e colide consigo mesmo em um ponto dentro do lóbulo de Roche relativamente próximo à primária. Esta colisão em velocidades hipersônicas eleva a temperatura do gás, irradiando a energia cinética do impacto. Entretanto, o momento angular é conservado e, como a órbita circular é a órbita de menor energia para um dado momento angular, a dissipação forma um anel de gás em torno da primária (Fig. 2.3).

Qualquer processo viscoso que esteja presente no gás gera aquecimento entre partículas em órbitas vizinhas devido à rotação diferencial de um gás em órbita Kepleriana ($v \propto R^{-1/2}$). O calor é irradiado e parte da energia é perdida pelas partículas nas órbitas mais internas do potencial gravitacional da primária, fazendo com que estas orbitem cada vez mais internamente. Ao mesmo tempo, um número menor de partículas se move para raios maiores, de forma a conservar o momento angular. Assim, do anel inicial, forma-se um disco de gás em torno da estrela primária (Fig. 2.3).

Uma vez que o disco está totalmente estabilizado, o gás proveniente da secundária impacta sobre a borda externa do disco criando uma região aquecida que irradia no óptico com uma energia que, em muitos casos, é maior de que todas as outras componentes do sistema combinadas (primária, secundária e disco) (e.g. novas anãs em quiescência). Esta região do disco é conhecida como *bright spot* ou *hot spot*.

2.2 Discos de acréscimo

Pode-se assumir que o fluxo de matéria oriundo da secundária está contido na região do plano orbital e a turbulência do impacto no *bright spot* não possui energia suficiente para defletir o fluxo de matéria para fora do plano orbital. A densidade do gás em um disco de acréscimo será então determinada pelo equilíbrio hidrostático, o que leva à obtenção de discos geometricamente finos que, numa primeira aproximação, podem ser considerados bi-dimensionais. Como o disco se encontra suficientemente próximo da estrela primária, muitos aspectos podem ser analisados ignorando o campo gravitacional da secundária. Entretanto, efeitos de maré da secundária sobre as regiões externas do disco são vitais em certas situações (Warner 1995).

Ao longo da maior parte do disco a velocidade angular das partículas $\Omega(r)$ é predominantemente Kepleriana e de valor

$$\Omega_K(r) = \left[\frac{GM(1)}{r^3} \right]^{1/2}. \quad (2.6)$$

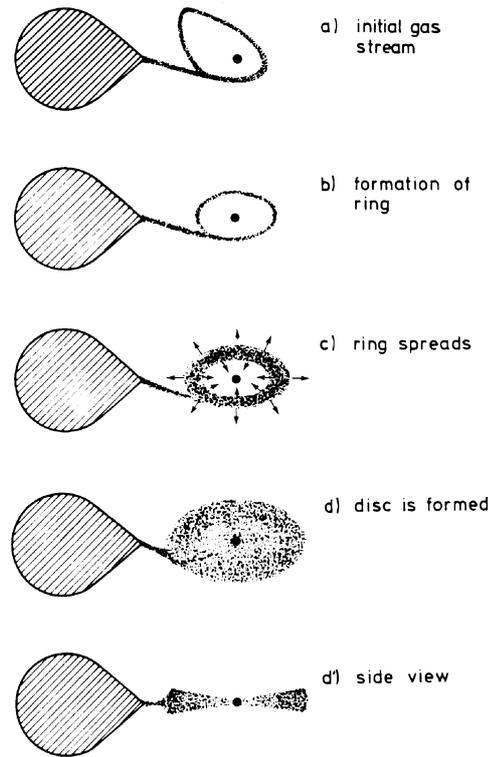


Fig. 2.3: Ilustração esquemática da formação inicial do anel e a evolução até a criação do disco (Verbunt 1982).

O atrito viscoso entre anéis adjacentes causa o movimento de partículas em direção à primária. Entretanto, esta alteração radial de velocidade, definida como v_{rad} , é muito menor que a velocidade Kepleriana no raio correspondente. Podemos definir também a densidade superficial Σ como sendo a massa por unidade de área integrada ao longo da direção z . A equação para a dependência temporal que determina a estrutura do disco, utilizando a conservação de massa e de momento angular para órbitas Keplerianas e circulares, pode então ser escrita como

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_k \Sigma r^{1/2}) \right] \quad (2.7)$$

onde ν_k é o coeficiente de viscosidade cinemática efetiva do gás.

Esta é uma equação de difusão não-linear: a matéria flui para as partes internas em direção à primária enquanto o momento angular flui para as partes externas. Este resultado em Σ é somente possível após decorrido uma escala de tempo viscoso

$$t_\nu(r) \sim r/v_{rad} \sim \frac{r^2}{\nu_k}, \quad (2.8)$$

isto é, o tempo levado para a perturbação na densidade ser expandida sobre toda a distância radial r .

Um exemplo de aplicação da equação (2.7) é a evolução de um anel de gás em r_r no início do processo de transferência de massa da secundária. Assumindo $\nu_k = \text{constante}$, a equação (2.7) pode ser resolvida (Pringle 1981; Frank, King & Raine 1992), demonstrando a expansão do anel até a formação do disco (Fig. 2.4).

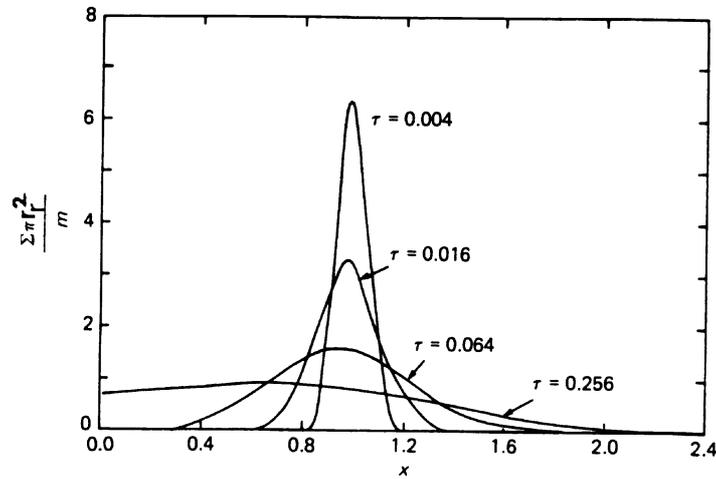


Fig. 2.4: Espalhamento de um anel de massa m devido à ação de torque viscoso. A densidade superficial Σ é mostrada como uma função das variáveis adimensionais $x = r/r_r$ e $\tau = 12\nu_k t r_r^{-2}$. De Pringle (1981).

Se a taxa $\dot{M}(2)$ em que a massa é transferida muda em uma escala de tempo muito maior que t_ν , diz-se que o disco se encontra em um *estado estacionário*, com $\partial\Sigma/\partial t = 0$.

Para solucionar a equação (2.7) é necessário a adoção de condições de contorno para as regiões interna e externa do disco. Para sistemas não-magnéticos, o disco se expande em direção do centro do disco até próximo à superfície da primária, isto é, até $r = R(1)$. Como a estrela rotaciona com uma velocidade angular $\Omega(1) < \Omega_k[R(1)]$ existe uma região limite onde o material com velocidade Kepleriana é desacelerado até a velocidade equatorial da estrela primária. Esta região é conhecida como *boundary layer*. A outra condição de contorno assume que as interações por efeito de maré pela secundária drenam o momento angular das partes externas, limitando o tamanho do disco.

Considerando as condições de contorno acima citadas e assumindo que toda a energia dissipada pelo atrito é irradiada pelas duas faces do disco a uma taxa dada por $2\sigma T_{ef}^4(r)$, onde T_{ef} é a temperatura efetiva e σ é a constante de Stephan-Boltzman, podemos escrever a distribuição radial de temperatura no disco como

$$T_{ef}(r) = T_* \left[\frac{r}{R(1)} \right]^{-3/4} \left\{ 1 - \left[\frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\}^{1/4} \quad (2.9)$$

onde

$$T_* = \left[\frac{3GM(1)\dot{M}(d)}{8\pi\sigma R^3(1)} \right]^{1/4} \quad (2.10)$$

e $\dot{M}(d)$ é a taxa de acréscimo de matéria no disco. Considerando $r \gg R(1)$, obtemos

$$T_{ef} \approx T_* \left(\frac{r}{R(1)} \right)^{-3/4}. \quad (2.11)$$

A equação (2.9) prediz que um disco em estado estacionário apresenta um gradiente radial de temperatura superficial, que aumenta a partir das partes externas do disco até alcançar um máximo próximo da superfície da estrela primária. Para taxas de transferências típicas das variáveis cataclísmicas ($\sim 10^{-8} - 10^{-10} M_\odot \text{ano}^{-1}$) é esperado uma forte emissão ultravioleta nas partes internas do disco bem como emissão no infravermelho nas partes externas. A estratificação de temperatura é claramente muito diferente do que ocorre em uma atmosfera estelar (Warner 1995).

A equação (2.9) é o ponto de partida para o desenvolvimento de uma teoria para discos em estado estacionário e torna possível a comparação da distribuição de fluxo, integrada sobre a superfície do disco, com as distribuições observadas. Igualmente, é possível usar perfis de eclipses para obtenção da distribuição radial de temperatura do disco de acréscimo (em várias frequências espectrais) que pode ser comparada com a distribuição de temperaturas predita pela equação (2.9). Estas comparações abrem também a possibilidade de verificar a existência de distorções no espectro emitido, ou inferir se o disco é opticamente fino ou opticamente espesso (ou se apresenta profundidades ópticas diferentes em raios diferentes).

A intensidade I_ν para uma distribuição de corpo negro é

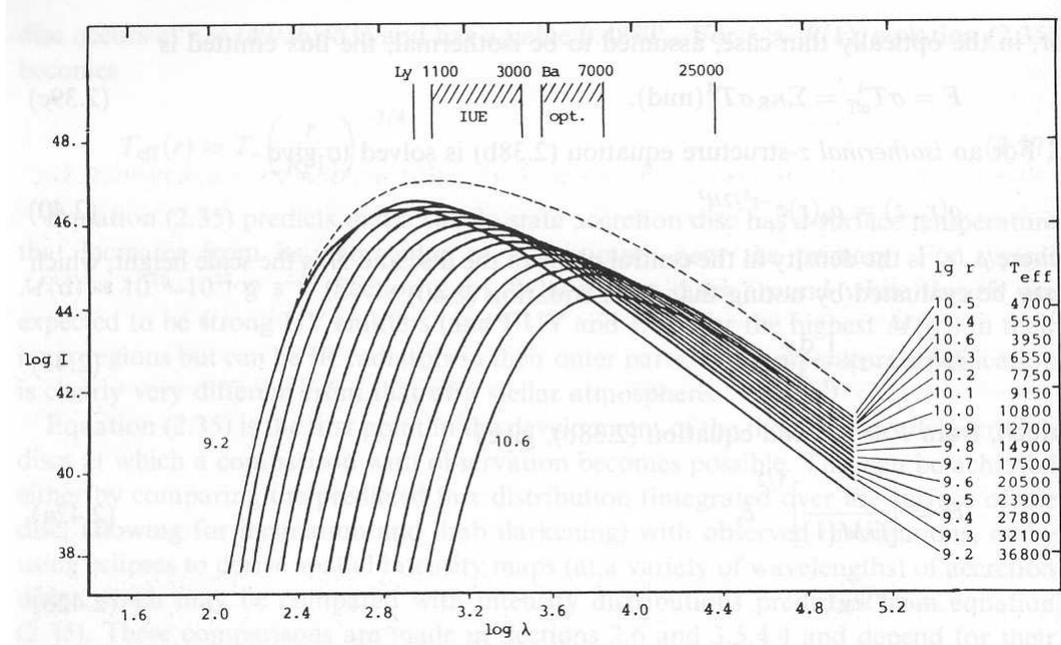


Fig. 2.5: Contribuições de anéis com emissão de corpo negro para a distribuição de intensidade total de um disco de acreção para $M_1(1) = 1$ e $\dot{M}(d) = 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$. A intensidade emitida por cada anel é ponderada por sua área. A temperatura efetiva (em K) e o raio (em cm) de cada anel são indicados na figura. Comprimentos de onda e os limites de Balmer e Lyman estão indicados no topo do diagrama. De la Dous (1989).

$$I_\nu \equiv B_\nu = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} (e^{-h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad (2.12)$$

onde ν é a frequência, c a velocidade da luz e h a constante de Plank. Assumir uma distribuição radial de temperatura conforme a expressão (2.9) com uma emissão de corpo negro (expressão 2.12) permite estimar o espectro emitido pelo disco em função de seu raio para o caso de um disco opticamente espesso (p.ex., Fig. 2.5).

A solução para as equações de estrutura de discos em estado estacionário utilizando o parâmetro de viscosidade $\alpha = cte$ e a opacidade de Kramers (Shakura & Sunyaev 1973; Frank, King & Raine 1992) resulta em

$$\frac{H}{r} = 1,72 \times 10^{-2} \alpha^{-1/10} \dot{M}_{16}^{3/20} (d) M_1^{3/8} (1) r_{10}^{1/8} \left\{ 1 - \left[\frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\}^{3/5}, \quad (2.13)$$

que define a relação entre a escala de altura do disco, H , e o raio do disco. Para $r \gg R(1)$, onde $R(1)$ é o raio da estrela primária, temos

$$H \propto r^{9/8}. \quad (2.14)$$

Assim, prevê-se que um disco de acréscimo em estado estacionário possui as faces ligeiramente côncavas podendo ser iluminado pela radiação proveniente da estrela primária e da *boundary layer*. A *boundary layer* pode emitir mais radiação que todo o restante do disco, ocasionando um aquecimento significativo (do disco) o que, por consequência, provoca desvios na distribuição de temperatura em relação à equação (2.11).

A profundidade óptica na direção vertical do disco obtida dos modelos é uma função de vários parâmetros. Para elevados valores de α ($\gtrsim 1$) as densidades são baixas e os discos demonstram-se opticamente finos (Williams 1980). Entretanto, valores mais realísticos de α ($\sim 0,3$) levam a um disco opticamente espesso, exceto nas regiões com baixas temperaturas ($T \lesssim 4000K$), como as partes externas do disco (Tylenda 1981; Smak 1984, 1992).

Uma possível fonte de aquecimento das regiões externas do disco é a energia dissipada por interações de maré pela secundária ($\sim GM(1)\dot{M}(d)/r_d$, onde r_d é o raio do disco). Este efeito terá maior importância para $r_d \gtrsim 0,8 R_{L1}$, caso onde o disco é truncado pela força de maré da secundária e ocorre transferência de momento angular das partículas externas do disco para a secundária (Warner 1995).

Variáveis cataclísmicas apresentam uma valiosa oportunidade para a observação e interpretação de discos de acréscimo. Discos em estado estacionário ou fora do equilíbrio podem ser encontrados em um mesmo objeto em diferentes épocas (Warner 1995). Embora o comportamento do sistema seja determinado predominantemente pelas duas estrelas, a teoria de discos de acréscimo é a chave para a interpretação de vários aspectos desses interessantes sistemas binários.

2.3 Novas anãs

Novas anãs são variáveis cataclísmicas que apresentam erupções recorrentes de $2 - 5 \text{ mag}$, com alguns poucos objetos apresentando erupções com amplitude superior a 8 mag (p.ex., WZ Sge). Existem três tipos distintos de sub-tipos de novas anãs, baseados na morfologia da curva de luz das erupções:

- *Z Cam* – São sistemas que apresentam longos patamares em um estado elevado de brilho (*standstills*) com cerca de 0,7 mag abaixo do brilho máximo da erupção. Durante estes *standstills*, que possuem uma duração de dezenas de dias a poucos anos, não ocorrem erupções no objeto.
- *SU UMa* – Estes objetos possuem super-erupções nas quais a estrela alcança um estado de máximo de brilho ~ 1 mag mais brilhante que em uma erupção normal e permanece neste estado por um intervalo de tempo aproximadamente cinco vezes maior que o de uma erupção normal.
- *U Gem* – Este sub-tipo inclui todas as novas-anãs que não são sistemas *Z Cam* nem sistemas *SU UMa*.

No estado de mínimo de luz que ocorre entre as erupções (quiescência), o espectro de uma nova anã é caracterizado por linhas de Balmer intensas em emissão sobre um contínuo azul, junto com outras linhas mais fracas de He I e de alguns elementos mais pesados (Warner 1995). O decremento de Balmer é plano, ou em alguns casos negativo, indicando condições opticamente espessas (Szkody 1976) e as linhas frequentemente convergem para um contínuo de Balmer em emissão (ver Fig. 2.6).

No ultravioleta a variedade de comportamento espectral ocorre independente da profundidade óptica do espectro. A maioria das novas anãs apresenta linhas de emissão com larguras equivalentes (EW) superiores a 70 \AA . Entretanto, *U Gem* (Fabbiano et al. 1981; Panek & Holm 1984; Kiplinger, Sion & Szkody 1991; Long et al. 1993) mostra um espectro com linhas quase que completamente em absorção. Este comportamento, observado também em outros objetos, é um efeito devido à inclinação: a intensidade das linhas de emissão decresce com o aumento da inclinação e elas mudam de emissão para absorção para $i \gtrsim 60^\circ$ (Warner 1995). Não existe uma dependência direta do perfil das linhas com a taxa de acréscimo; sistemas de baixa $\dot{M}(d)$ como *WX Hyi* e *YZ Cnc* possuem linhas de emissão muito fortes enquanto *VW Hyi*, *OY Car* e *WZ Sge* apresentam linhas de absorção. A correlação com a inclinação não é perfeita, *HT Cas* e *IP Peg* (ver Fig. 2.22) possuem linhas de emissão ao longo do espectro. Este comportamento das novas-anãs em geral contrasta com o comportamento observado no óptico ou no ultravioleta em sistemas com altos valores de $\dot{M}(d)$, onde as larguras equivalentes das linhas de emissão aumentam rapidamente com a inclinação.

Para novas anãs o valor típico da taxa de transferência de matéria em quiescência é $\dot{M} \sim 2 \times 10^{-11} - 5 \times 10^{-10} M_\odot \text{ ano}^{-1}$, e durante as erupções $\dot{M} \sim 3 \times 10^{-9} - 1 \times$

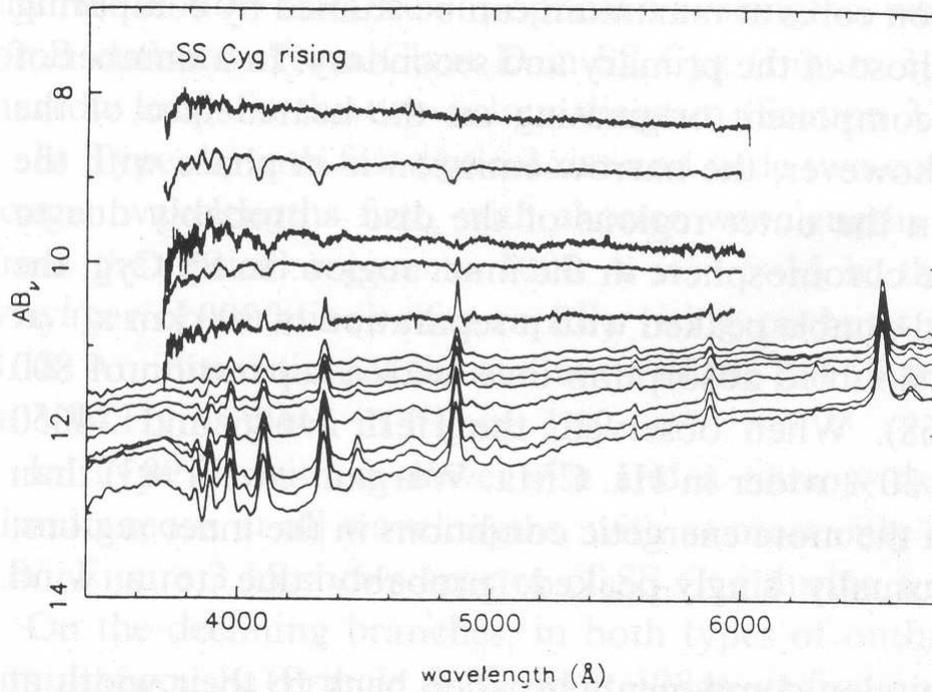


Fig. 2.6: Mudanças espectrais em SS Cyg da quiescência (espectro inferior) para o máximo da erupção (espectro superior). De Horne (1991).

$10^{-8} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$. Novas anãs na subida para erupção e estrelas Z Cam em *standstill* possuem valores típicos de $\dot{M} \sim 5 \times 10^{-10} - 3 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$.

Entre os sistemas não eclipsantes alguns mostram modulações de brilho atribuídas a variados aspectos do *bright spot*, outros não apresentam modulação alguma e deduz-se serem sistemas de baixa inclinação. Isto é confirmado com uma correlação entre a amplitude do *hump* orbital e a semi-amplitude da curva de velocidade radial $K(1)$ (e.g. Kraft 1962). Porém, em alguns sistemas eclipsantes de curto período, até mesmo a assinatura do *bright spot*, presente no perfil do eclipse pelo *hump* orbital, pode ser fraca ou ausente (e.g. HT Cas: Patterson 1981; Horne, Wood & Stiening 1991), o que sugere que em tais situações o disco inteiro é opticamente fino ou que não se forma um *bright spot* (p.ex. existe transbordamento do *gas stream* para além da borda externa do disco).

A fotometria rápida de sistemas de alta inclinação fornece uma rica oportunidade para estudar a estrutura física de novas anãs. Devido à pequena amostra de novas anãs relativamente brilhantes havia uma carência de fotometria com resolução temporal no ultravioleta antes da entrada em operação do Telescópio Espacial Hubble (HST). Em

U Gem e VW Hyi, o *hump* orbital, proeminente no visível, mostrou-se fraco ou ausente no ultravioleta (Wu & Panek 1982; Verbunt et al. 1987), demonstrando que o *bright spot* possui $T \lesssim 15000 K$. Observações de OY Car revelam uma riqueza de linhas de FeII em absorção que estão sobrepostas ao fluxo contínuo da primária com temperatura de $16500 K$. As linhas se originam em um gás com $T = 9200 K$, que é provavelmente a parte superior da atmosfera do disco (Horne 1993; Horne et al. 1994).

A transição de um espectro com linhas de emissão em quiescência para um espectro com linhas de absorção no máximo da erupção é mostrada na Fig. 2.6. As linhas de emissão, proeminentes no mínimo, são gradualmente suprimidas pelo aumento do contínuo e bandas em absorção surgem sobre esta base do contínuo. Entretanto, em IP Peg as linhas em absorção não se desenvolvem durante a erupção (Piché & Szkody 1989) devido à alta inclinação do sistema, que reduz a contribuição das linhas de absorção do disco (Marsh & Horne 1990).

Durante a fase de declínio de uma erupção, as componentes em emissão retornam a suas larguras típicas em quiescência (Harlaftis et al. 1994). Nos estágios finais de declínio, e durante alguns dias seguintes em quiescência, há evidências de um aquecimento adicional, provavelmente causado pela estrela primária. A aparência do espectro ultravioleta de anãs brancas no máximo da erupção está fortemente correlacionada com a inclinação do sistema (la Dous 1991). Para sistemas de baixa inclinação o espectro em erupção é quase puramente em absorção enquanto em quiescência as linhas aparecem em emissão. A intensidade das linhas em absorção diminui em altas inclinações ($70 \lesssim i \lesssim 80^\circ$) para um espectro quase contínuo no máximo. Entretanto, para $i \gtrsim 80^\circ$ existem fortes linhas em emissão no espectro (Warner 1995).

Dois modelos concorrem na tentativa de explicar as erupções em novas anãs: o modelo de *instabilidade na transferência de matéria* (MTI), e o modelo de *instabilidade do disco* (DI).

Paczynski (1965) demonstrou que estrelas com envelopes convectivos aumentam em raio enquanto perdem matéria. Conseqüentemente, uma estrela secundária de baixa massa (com envelope convectivo) preenchendo seu lóbulo de Roche seria potencialmente instável. Paczynski, Ziolkowski & Zytkow (1969) inferiram que a perda de massa pode ocorrer de forma rápida, transformando o envelope convectivo em radiativo. Isto estabilizaria o processo levando o sistema a erupções recorrentes. Bath (1969) desenvolveu um novo conceito, introduzindo uma condição de contorno por perda esférica de massa que ocorre em uma escala de tempo dinâmica. A introdução deste conceito produz um modelo que explicaria não somente a luminosidade das erupções de novas anãs, mas também a

luminosidade de novas recorrentes.

No MTI, a instabilidade é resultado da recombinação nas zonas de ionização de H e He I. A fase de alta transferência de massa finda quando estas zonas são empurradas para as camadas mais externas, fazendo a secundária encolher dentro de seu lóbulo de Roche, o que reestabelece as zonas de ionização. Isso ocorre numa escala de tempo térmica, com um intervalo da ordem de $\sim 10 - 100$ dias entre as erupções.

A teoria de Bath foi criticada por Osaki (1970), que atribuiu as erupções à variações na eficiência no transporte de energia convectiva relacionada ao efeito de perda de massa na superfície da secundária. Deste modelo obtem-se erupções de $\sim 1,5$ mag com ~ 15 dias de recorrência entre os ciclos.

Do ponto de vista observacional existem diversos problemas em relação ao MTI. Dentre eles, o fato que apenas sistemas de baixa $\dot{M}(2)$ apresentam erupções de novas anãs. Também não é evidente, pela luminosidade do *bright spot*, que exista aumento da $\dot{M}(2)$ antes ou durante as erupções, como esperado pelo modelo. Problemas adicionais, relativos a detalhes nas formas da curva de luz das erupções, que são incompatíveis com o MTI, são apresentados por Ichikawa & Osaki (1992) e Cannizzo (1993).

Um mecanismo DI foi primeiramente proposto por Hoshi (1979), que estudou as conseqüências do parâmetro de viscosidade do disco α ser pequeno o bastante para $\dot{M}(d) < \dot{M}(2)$. Tratando os anéis em que a matéria se acumula como parte do disco de acréscimo, é necessário que a temperatura superficial do disco seja compatível com a transferência radiativa (para anéis opticamente finos), levando à condição $\kappa_R \Sigma \sim 1$, onde κ_R é o coeficiente de absorção médio de Rosseland e Σ é a densidade superficial do disco. Como $\kappa_R = \kappa_R(\rho, T)$ e, pela equação (2.13), $H = H(M(1), r, T)$; para uma determinada escolha de $M(1)$ e r a condição de equilíbrio se torna $\kappa_R(\Sigma, T)\Sigma \sim 1$. Hoshi notou que para uma composição tipicamente estelar, $\kappa_R(\rho, T)$ passa por um máximo próximo à $T \sim 10^4$ K, devido à fotoionização do hidrogênio. Da relação existente entre κ_R e ρ , κ_R possui dois valores para cada escolha de ρ (Warner 1995). Conseqüentemente existem dois valores de Σ que satisfazem $\kappa_R \Sigma \sim 1$. Isso implica que existem dois valores diferentes de $\dot{M}(d)$ que satisfazem as condições de equilíbrio; o valor de alta taxa de acréscimo $\dot{M}_h(d)$ está relacionado com as erupções enquanto o valor de baixa taxa de acréscimo $\dot{M}_l(d)$ é associado ao estado de quiescência.

Hoshi (1979) demonstra que em geral o equilíbrio do disco é instável: se $\dot{M}(2) > \dot{M}_l(d)$ então Σ em um anel aumenta até que a transição para o estado de alta $\dot{M}(d)$ ocorre. Se àquele ponto $\dot{M}(2) < \dot{M}_h(d)$, o disco é instável e pode, eventualmente, reverter para o estado de baixa $\dot{M}(d)$.

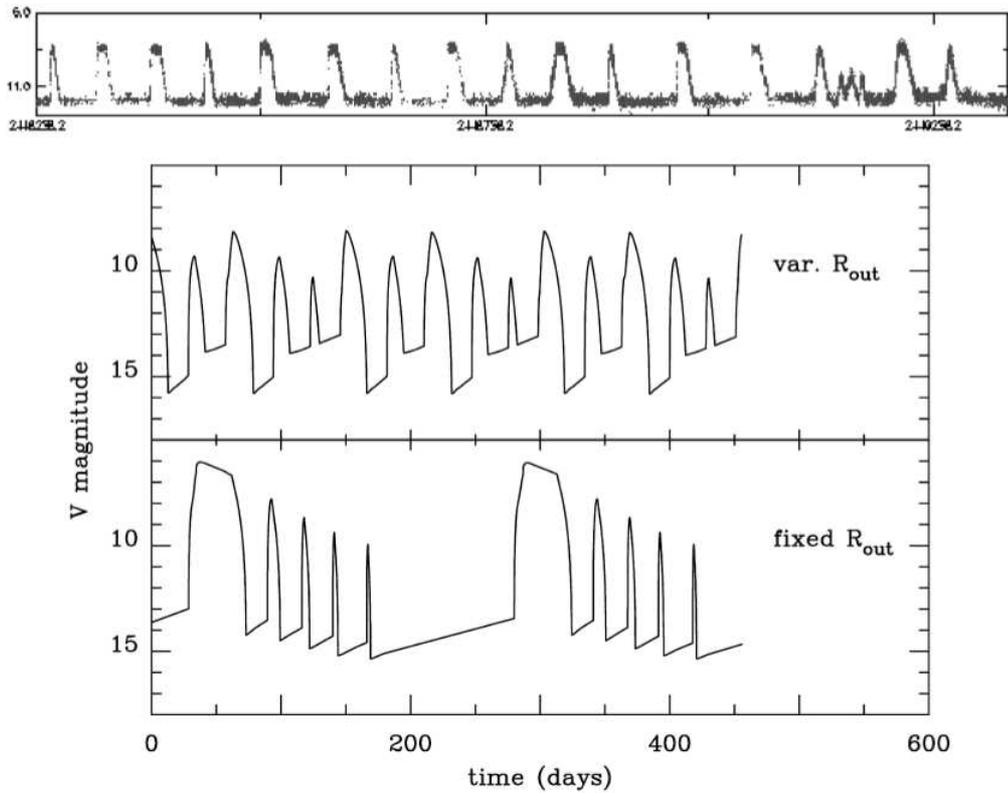


Fig. 2.7: Painel superior: curva de luz da nova anã, sub-classe U Gem, SS Cyg. A figura mostra a magnitude m_V em função de Data Juliana (dados da AAVSO). Painéis inferiores: curva de luz calculada pelo modelo DI padrão para um disco de acreção em torno de uma anã branca de massa $\sim 1,2 M_\odot$ com taxa de transferência de massa $\dot{M} = 6,36 \times 10^{16} g s^{-1}$, $\alpha_{cold} = 0,02$ e $\alpha_{hot} = 0,1$. O raio interno do disco é $5 \times 10^8 cm$. No quadro superior o raio varia em torno de um valor médio de $4 \times 10^{10} cm$; no quadro inferior o raio externo do disco é fixo em $4 \times 10^{10} cm$. De Hameury et al. (1998).

Este modelo, chamado de *DI padrão* por Lasota (2001), caracteriza-se pelo aquecimento devido somente à dissipação viscosa local a uma taxa de transferência de massa constante. Esta versão do modelo supostamente é capaz de reproduzir as propriedades das erupções das novas anãs do tipo U Gem.

A Fig. 2.7 mostra as curvas de luz observadas da nova anã SS Cyg da sub-classe U Gem (painel superior) e também duas curvas de luz calculadas pelo modelo DI padrão para os parâmetros conhecidos do sistema (painéis inferiores). As curvas calculadas não se parecem com as curvas de luz de SS Cyg, porém com curvas de luz observadas em outros sistemas. No quadro inferior do painel inferior a seqüência de diversas erupções curtas é seguida por uma erupção longa. A forma desta curva de luz resulta unicamente de

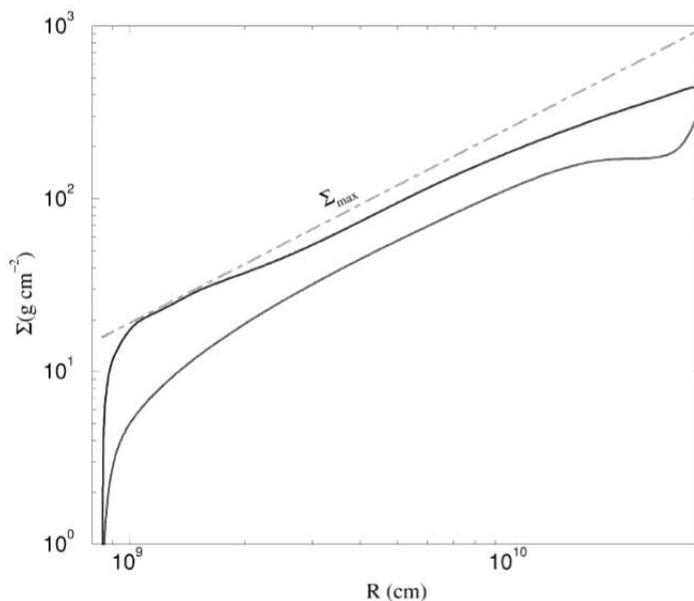


Fig. 2.8: Perfis de densidade superficial após (curva inferior) e justamente antes (curva superior) de uma erupção. O raio externo do disco é 10^{10} cm e $\alpha_{cold} = 0,035$. A anã branca têm massa $0,6 M_{\odot}$. A linha tracejada marca a densidade crítica acima da qual o disco se encontra em erupção (Lasota 2001).

uma condição de contorno incorreta no modelo DI padrão, que assume que o raio externo do disco é fixo durante o ciclo de erupção (Lasota 2001). As diferenças surgem pois as partes externas do disco são controladas por efeitos de maré e é observado que o raio do disco varia durante o ciclo (e.g. Paczynski 1965; Smak 1971, 1984; Wood et al. 1989; O'Donoghue 1986; Wolf et al. 1993; Harrop-Allin & Warner 1996). O quadro superior do painel inferior da Fig. 2.7 mostra a curva de luz calculada usando a condição de contorno correta. Apesar disto, os resultados não são satisfatórios, como notado por Smak (1999), que usou esta figura de Hameury et al. (1998) para ilustrar as deficiências do modelo DI padrão. Lasota (2001) propõe um modelo DI alternativo baseado em erupções bimodais com durações diferentes e separadas em duas classes: erupções curtas e erupções longas (as erupções longas são diferentes das super-erupções observadas em sistemas SU UMa). Esta bimodalidade já foi observada em diversos sistemas do tipo U Gem e Z Cam (Warner 1995).

Durante a quiescência, o disco acumula matéria nas suas partes internas e quando o perfil da densidade superficial cruza a linha crítica, ativa o processo de erupção (Fig. 2.8). Isto ocorre em uma escala de tempo térmica, surgindo um pico no perfil de temperatura

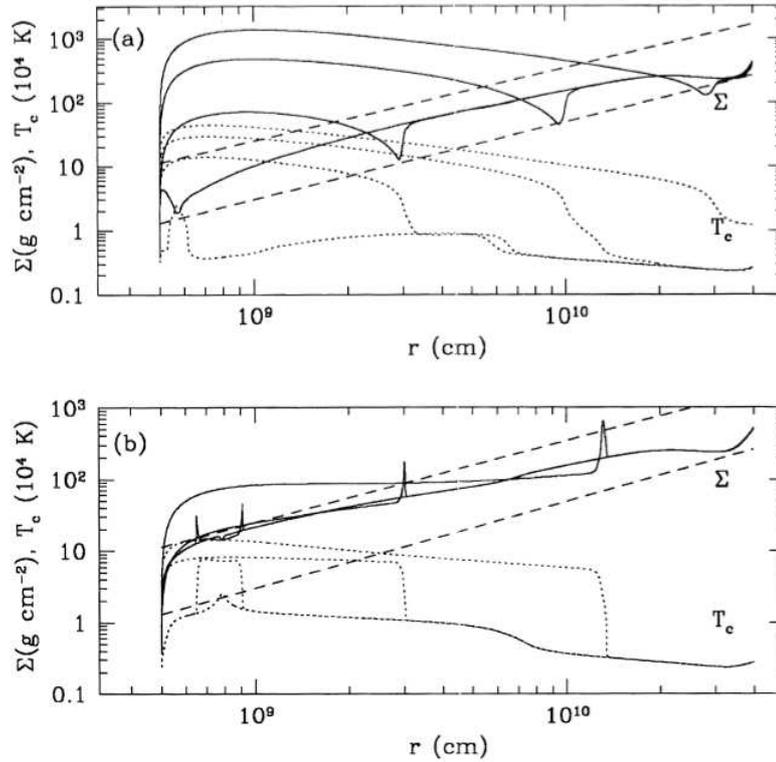


Fig. 2.9: Perfis típicos da densidade superficial Σ (linhas sólidas) e temperatura T_C (linhas pontilhadas) observadas durante a evolução de um disco opticamente fino. (a) Propagação da frente de resfriamento para dentro do disco e a onda de densidade associada. (b) Propagação da frente de aquecimento para fora do disco. As linhas tracejadas representam Σ_{max} (curva superior) e Σ_{min} (curva inferior). De Hameury et al. (1998).

quando o perfil de densidade superficial já está acima da linha crítica. O pico na temperatura e a diferença de densidade começam a se propagar pelo disco como uma frente de aquecimento (Fig. 2.9). Se a frente de aquecimento alcança a borda externa do disco, isto corresponde a uma erupção longa (Fig. 2.7). Erupções curtas são produzidas quando a frente de aquecimento não alcança as partes externas do disco.

Os ciclos de erupção podem ser observados também através da análise do plano $\Sigma - T_{eff}$, onde os ciclos são representados pelas *curvas-S* (Fig. 2.10). O ramo inferior do plano $\Sigma - T_{eff}$ corresponde ao estado de quiescência do disco enquanto o superior corresponde às erupções. Durante os ciclos de erupção o disco vai de um ramo ao outro pelas trajetórias possíveis, de acordo com os parâmetros do sistema, como mostrado na Fig. 2.10.

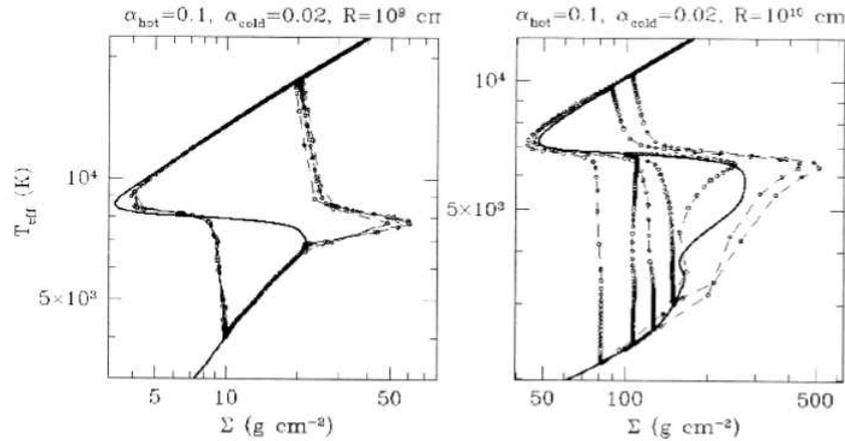


Fig. 2.10: Ciclos no plano $\Sigma - T_{eff}$ de um anel do disco durante diversas entradas/saídas de erupções. Dois anéis são mostrados: em 10^9 e 10^{10} cm. O raio externo do disco é 4×10^{10} cm, a taxa de transferência de massa $\dot{M} = 6,66 \times 10^{16}$ g/s, $\alpha_{cold} = 0,02$ e $\alpha_{hot} = 0,1$. A anã branca têm massa $1,2 M_{\odot}$. A curva-S e a trajetória dos pontos do sistema são mostrados. A densidade de pontos corresponde ao tempo gasto em cada estado de forma que durante a quiescência (ramo inferior) e durante a erupção (ramo superior), quando os pontos se movem ao longo da curva-S, a densidade de pontos é tal que é vista como uma linha contínua. De Menou et al. (2000).

2.4 Polares intermediárias

Na maioria das variáveis cataclísmicas o campo magnético da estrela primária é suficientemente fraco a ponto de poder ser ignorado. Por outro lado, em sistemas do tipo AM Her (ou *polares*), o campo magnético domina completamente o fluxo de acréscimo (Hellier 2001). Casos intermediários podem ocasionar uma complexa gama de fenômenos. É isto que ocorre nas *polares intermediárias*, ou *estrelas DQ Herculis*¹. Com um campo não muito intenso ($B \lesssim 10^7$ G), estes objetos combinam características de sistemas não-magnéticos (nas regiões externas do disco) com características de sistemas magnéticos nas regiões centrais próximas da estrela anã branca.

Enquanto as estrelas AM Her são classificadas pela observação da luz polarizada, um indicador direto do campo magnético, isto é possível em apenas algumas das DQ

¹ Historicamente, polares intermediárias (com períodos de rotação da anã branca da ordem de ~ 1000 s) foram inicialmente classificadas em separado das estrelas DQ Her (com períodos da ordem de ~ 50 s) como objetos “intermediários” entre as DQ Her e as AM Her. Entretanto, uma vez que a distribuição em período de rotação não é bimodal, mas sim um contínuo, os termos “polar intermediária” e “DQ Her” são atualmente utilizados como sinônimo pela maioria dos autores.

Her conhecidas. Esta ausência de polarização resulta da menor intensidade do campo magnético e da diluição da luz polarizada pela emissão do disco. Ao invés disso, pode-se inferir a presença de campo magnético em uma DQ Her através de sua emissão em raios-X.

Nestes sistemas as regiões internas do disco de acréscimo são destruídas pelo campo magnético da anã-branca para raios abaixo do raio de Alfvén (r_A , que delimita a região da magnetosfera da primária) e o material é canalizado pelas linhas do campo até um ou ambos os pólos magnéticos na superfície da estrela. O choque do material com o pólo provoca uma eficiente emissão de raios-X. Parte desta emissão pode ser reprocessada por outros componentes do sistema (e.g. disco de acréscimo ou estrela secundária) ocasionando pulsações no óptico com o período de batimento entre o período orbital e o período de rotação da primária (Warner 1986). Esta pulsação em períodos menores que o período orbital, com a ausência de emissão de raios-X duros, é a característica principal das estrelas DQ Her (Martell et al. 1995).

Em equilíbrio, a anã-branca estará em rotação síncrona com a velocidade Kepleriana do raio da magnetosfera (r_A). Se a anã branca gira mais rapidamente que a velocidade do material do disco em r_A , as linhas de campo irão arrastar o material na borda interna do disco, resultando em um torque de freamento agindo sobre a anã branca; por outro lado, se a rotação da primária é mais lenta que a velocidade em r_A , um efeito oposto irá acelerar a estrela. Torques opostos irão manter a período de rotação próximo do equilíbrio, apesar do acréscimo do material. No sistema FO Aqr é observado que o período de rotação da anã branca varia em torno de um presumido valor de equilíbrio, alternando entre freamento e aceleração em uma escala de tempo de ~ 10 anos ² (Patterson et al. 1998).

A interação do disco com o campo magnético se torna mais complicada pela inclinação do campo magnético em relação ao eixo de rotação da anã branca. Desta forma, a intensidade do campo magnético em um determinado raio (p.ex. r_A) varia durante um ciclo de rotação. Faz sentido então supor que o material afunilando em direção ao pólo superior provêm da região do disco para onde este aponta, e que o acréscimo do lado oposto do disco flui para o pólo inferior (Fig. 2.11). Isto é energeticamente favorável, uma vez que caso contrário o gás em acréscimo teria que ir ao longo de um caminho maior sobre as linhas de campo, desviando para longe do plano do disco.

Se o material do disco de acréscimo em uma DQ Her é canalizado pelos dois pólos magnéticos e se a ocultação de um dos pólos é compensada pela visão do outro, não

² Muitos sistemas apresentam apenas um desses comportamentos, porém isso é previsível uma vez que o histórico de observações do objeto pode ser muito curto comparado a escala de tempo necessária para a anã branca ajustar seu período de rotação.

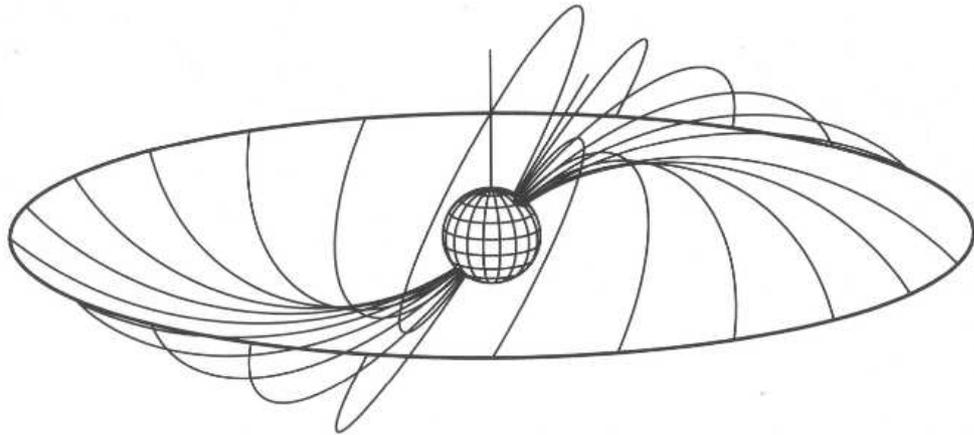


Fig. 2.11: O padrão das linhas de campo conectando a borda interna do disco com os polos da anã branca. Um lado do disco acresce matéria para o pólo superior enquanto o outro lado acresce o pólo inferior. Retas marcam o eixo de rotação da anã branca e o eixo do dipolo magnético. De Hellier (2001).

devíamos observar a pulsação de raios-X que é característica desses sistemas. Uma possibilidade assume a assimetria entre os dois polos: se o dipolo magnético for ligeiramente descentrado da anã branca, os efeitos de ocultação não irão se cancelar. Também, se as regiões emissoras de raio-X tem alturas diferentes sobre a superfície da anã branca, isto também quebrará a simetria. Embora estes efeitos devam certamente ocorrer, estes podem responder apenas por pulsações de baixa amplitude, portanto, não podem explicar pulsações mais intensas como as observadas no sistema DQ Her ou em AO Psc (Fig. 2.12).

Um fato importante é que a pulsação de raios-X nas polares intermediárias é mais pronunciada em baixas energias. Isto é característico de absorção de raios-X pelo material do fluxo de acréscimo, uma vez que raios-X de baixas energias são absorvidos mais efetivamente. Neste modelo, o mínimo da pulsação ocorre quando o pólo magnético superior está alinhado com a linha de visada. Quando isso ocorre, a região de impacto (que origina a emissão de raios-X) é obscurecida pelo material canalizado, produzindo a máxima absorção e espalhamento da radiação para fora da linha de visada. O pólo inferior está no lado oposto, encoberto pela anã branca, sem contribuir com a emissão e/ou absorção de raios-X. Meio ciclo depois, quando o pólo superior está oposto ao observador, a região de acréscimo (choque) não é obscurecida e a emissão de raios-X é máxima.

Este cenário é conhecido como *modelo de cortinas de acréscimo* (ver Fig. 2.13), no qual a pulsação é atribuída primariamente ao efeito de obscurecimento de cortinas de material magneticamente canalizado (e.g. Ferrario 1996). Uma das principais evidências

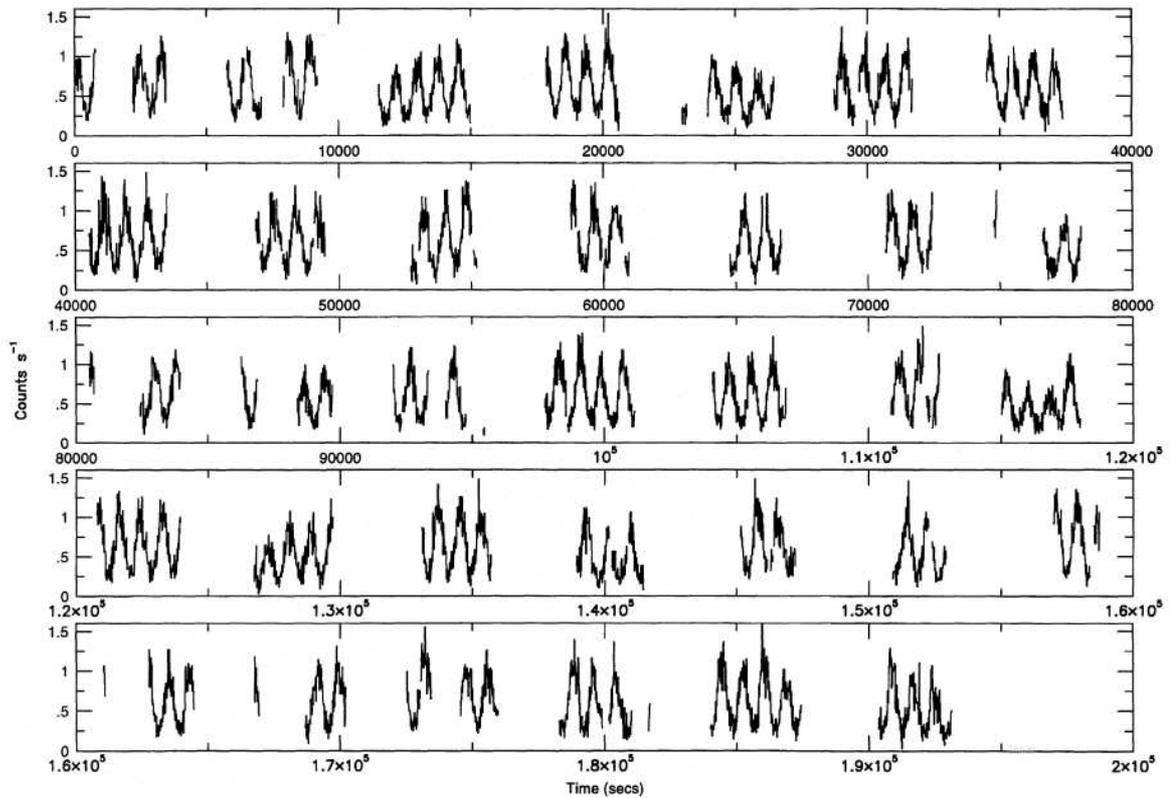


Fig. 2.12: Curva de luz em Raio-X de AO Psc mostrando uma pulsação de 805 s, obtida com o satélite ASCA. As regiões sem cobertura são devido à ocultação do satélite pela Terra. De Hellier et al. (1996).

em suporte a este modelo é que as linhas de emissão no óptico são deslocadas para o azul quando o pulso é máximo. Uma vez que as linhas de emissão provêm, preferencialmente, do pólo mais visível (presumivelmente o pólo superior), isto implica que o material acretando sobre o pólo viaja na direção do observador durante o máximo do raio-X, de acordo com a hipótese que nesse momento o pólo superior está apontando na direção oposta.

O sistema DQ Her, ou Nova DQ Her 1934, foi por muito tempo o único sistema a possuir as características descritas nessa seção. Porém, com o decorrer dos anos, outros objetos similares foram sendo observados (e.g. SW Sge e AE Aqr) fazendo com que DQ Her se tornasse o protótipo da classe de variáveis cataclísmicas que leva seu nome.

Em DQ Her a assinatura do choque da matéria das cortinas de acréscimo sobre os pólos magnéticos da anã-branca é observada em emissão de Raios-X (Mukai et al. 1993). A rotação da anã branca produz então um padrão de iluminação tanto na curva de luz óptica como no ultravioleta com um período de 71 s, muito menor que o período orbital

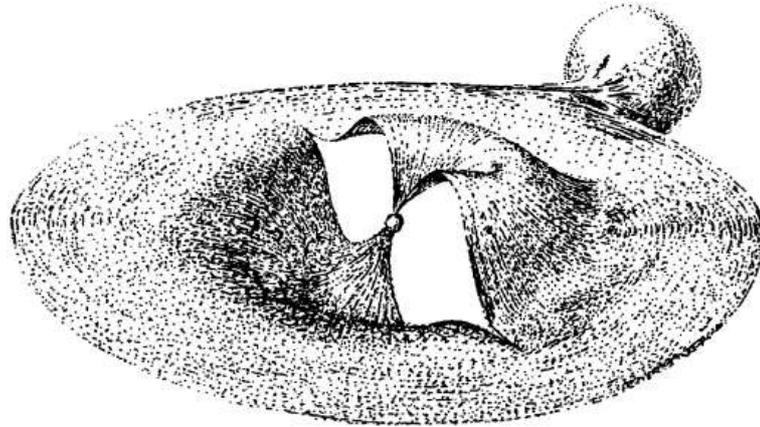


Fig. 2.13: Modelo de cortinas de acrecimento para uma DQ Her com o eixo do dipolo magnético inclinado em relação ao eixo de rotação da anã branca. De Ferrario (1996).

do sistema, de $\sim 4,6 h$. Esta modulação foi pela primeira vez observada por Walker em 1954 (Walker 1956) e tem sido extensivamente estudada desde então. Entretanto, muitas de suas propriedades básicas ainda não estão bem compreendidas (Zhang & Robinson 1995; Silber et al. 1996). Isto inclui conhecer onde e como a pulsação é produzida (e.g. Chanan, Nelson & Margon 1978; Silber et al. 1996) e qual o verdadeiro período de rotação da anã-branca, que pode ser 71 s, se apenas um pólo é visível, ou 142 s, se ambos os pólos são vistos (e.g. Martell et al. 1995; Zhang et al. 1995). Vários trabalhos demonstraram a presença de distúrbio rotacional clássico ao longo do eclipse da linha de He II 4686, o que provê uma evidência direta de um disco de acrecimento em DQ Her (e.g. Greenstein & Kraft 1959; Chanan et al. 1978 e Martell et al. 1995).

O espectro óptico (3600 – 6100 Å) obtido por Chanan et al. (1978) apresenta as linhas da série de Balmer e de He II 4686 claramente em emissão, além de outras transições menos intensas como N III-C III 4640, C II 4267 e He I 5876. A transição proibida de [O II] em 3727 Å é uma evidência da nebulosa ao redor do sistema (Greenstein and Kraft 1959). O contínuo observado é basicamente plano. Kraft (1959) sugere que este perfil de contínuo provêm de emissão tipo *bremstrahlung* por um disco opticamente fino. Chanan et al. (1978) ainda demonstra que as linhas de He II 4686 e N III-C III 4640 são pulsadas em 71 s em uma fração de $\sim 2,4\%$ – consideravelmente maior que a fração $\sim 0,9\%$ observada no contínuo. As linhas da série de Balmer não apresentaram pulsações. A ausência de pulsações nas linhas da série de Balmer é resultado das diferentes condições de ionização entre o hidrogênio e os íons mais pesados (Warner 1995).

2.5 O gap de períodos

O processo de freamento magnético pode explicar a evolução regular das variáveis cataclísmicas para curtos períodos orbitais. Porém, como mostrado na Fig. 2.1, ocorre uma acentuada ausência de sistemas dentro da faixa $2 - 3 h$. O modelo padrão sugere que o processo de freamento magnético é desligado quando uma variável cataclísmica evolui para $P < 3 h$.

Enquanto a estrela secundária perde suas camadas externas o material do núcleo também diminui, fazendo com que as reações nucleares diminuam. Com menos energia sendo gerada, a pressão cai e a estrela contrai sob a ação da gravidade. Porém, a contração ocorre em uma escala de tempo térmica (ou escala de Kelvin-Helmholtz). Se a escala de tempo de contração é maior do que a escala de tempo em que o material é transferido, como ocorre durante o freamento magnético em cataclísmicas, a estrela não pode ajustar-se suficientemente rápido, ficando com um raio maior que o esperado para a sua massa.

Quando o freamento magnético é interrompido, a secundária contrai para o raio correto, ficando com um tamanho menor que seu lóbulo de Roche. Para reestabeler a transferência de matéria a órbita deve diminuir, permitindo à secundária preencher novamente seu lóbulo. A perda de matéria por radiação gravitacional provoca essa redução, e, no período de $P_{orb} \sim 2 h$ o contato da secundária com o lóbulo de Roche é refeito e a transferência de massa recomeça (Hameury et al. 1991).

De acordo com esse modelo, a transferência de matéria cessa enquanto um sistema evolui de $3 h$ para $2 h$, tornando-o muito fraco para ser observado. Uma exceção pode ocorrer quando uma cataclísmica nasce (primeiro contato) com um período entre $2 - 3 h$. Uma vez que o sistema não pode estar fora do equilíbrio, este pode somente transferir matéria através de radiação gravitacional; isto explica a presença de sistemas dentro do *gap*. Esta visão pode também ser alterada se a anã branca possui um campo magnético suficientemente forte para acoplar-se com o campo da estrela secundária afetando sua evolução. Logo, sistemas magnéticos também podem popular o *gap*.

Altas taxas de transferência, típicas de perda por freamento magnético ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$), são observadas acima do *gap* ($P_{orb} < 3 h$); enquanto abaixo de $P_{orb} < 2 h$ os sistemas tem taxas de transferência características de perda de matéria por radiação gravitacional ($\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$) (Hellier 2001).

Para esta explanação sobre o *gap* ser razoável, é necessário encontrar uma causa para o freamento magnético se tornar ineficiente quando um sistema atinge o período de $3 h$. A princípio isso pode ocorrer se o campo magnético da secundária se torna fraco, se a

configuração do campo da secundária muda de forma que as linhas do campo conseguem conectar com o meio interestelar ou se o vento estelar cessa. Um indício é que, para a massa apropriada para a secundária em uma binária com $P_{orb} \sim 3h$, o transporte de energia no interior estelar torna-se convectivo em toda a extensão da estrela, removendo o núcleo radioativo presente a altas densidades. Isto pode extinguir o dínamo magnético. Contra esta explicação está o fato de que sinais de atividade magnética continuam sendo observados em estrelas isoladas de baixa massa. Entretanto, estrelas isoladas não rotacionam tão rapidamente como em binárias próximas e também não são afetadas pelos efeitos de maré presentes nas binárias, tornando essa explicação não conclusiva. Talvez quando o período de rotação da secundária (que é síncrono com o período orbital e diminui com a evolução da binária) se torne mais curto que a escala de tempo dos movimentos convectivos, isto possa desligar o dínamo. De uma forma geral, possuímos um entendimento débil sobre a origem e as propriedades de dínamos magnéticos em estrelas. Notamos também que algumas estrelas abaixo do *gap* transferem matéria com uma taxa maior que a produzida por radiação gravitacional, demonstrando que algum freamento magnético residual pode ser importante mesmo abaixo do *gap*.

Em um trabalho de revisão sobre objetos no *gap* de períodos, Katysheva & Pavlenko (2003) encontraram a existência de 18 objetos dentro do *gap*, porém, com uma definição do *gap* como o intervalo em período entre $2,1h$ e $2,8h$. Oito dessas estrelas são sistemas magnéticos (6 polares e 2 polares intermediárias), sete estrelas do tipo SU UMa, duas pré novas clássicas e uma estrela do tipo UX UMa. Mais da metade (10) desses objetos apresentam superhumps, incluindo as duas polares intermediárias e o sistema UX UMa.

Se adicionarmos a estes números outras onze estrelas encontradas com período entre $2,0h$ e $2,1h$ e mais sete com período entre $2,8h$ e $3,0h$, teremos o total de trinta e seis estrelas no *gap* (entre $2,0h$ e $3,0h$), sendo doze sistemas magnéticos (10 polares e 2 polares intermediárias), quinze SU UMa, quatro pré-novas e dois objetos são provavelmente polares intermediárias com *superhumps*.

É claro, portanto, que o *gap* é habitado por cataclísmicas de várias subclasses de novas anãs e novóides e, destas, provavelmente apenas 20% não são sistemas evoluídos, mas sistemas com o primeiro contato dentro do *gap* (Politano 1996).

Stehle et al. (1997) demonstra que para um certo sistema, a largura e a posição do *gap* de período (i.e. a faixa em período em que o tamanho da secundária é menor que seu lóbulo de Roche) serão determinados por anomalias na composição química da secundária. Neste sentido, a presença de estrelas no *gap* de períodos poderia ser explicada em termos de um efeito de seleção: uma vez que a maior parte da nossa informação sobre VC's vem

de objetos localizadas no plano galáctico, e que a maioria destas foi descoberta durante períodos de erupção, a observação de sistemas mais fracos (e portanto mais distantes) sofrem de uma limitação instrumental. A amostra dominante de VC's conhecidas terão metalicidades comparáveis, construindo a posição e os limites do *gap* padrão.

Medidas de distância para VC's acima do plano galáctico tem mostrado que algumas VC's podem pertencer à componente esferoidal da galáxia. Estes sistemas são mais velhos e possuem secundárias de baixa metalicidade ($Z \simeq 10^{-4}$). Modelos mostram que, de uma forma geral, o *gap* de período para esses sistemas é mais estreito do que nos sistemas com composição metálica normal, e que sua largura e localização depende das componentes Y e Z (respectivamente, a quantidade relativa de hélio e metais pesados) e da taxa de transporte de material da secundária. Em alguns casos, a largura do *gap*, ou o período em que a secundária encolhe dentro do lóbulo de Roche, pode ser de até $\sim 29 \text{ min}$, ou metade da largura do *gap* padrão (Katysheva & Pavlenko 2003).

2.6 Braços espirais em discos de acréscimo

Choques espirais tem sido amplamente estudados no contexto de dinâmica de galáxias e de discos proto-estelares. Entretanto, eles tem uma importante participação em algumas classes de estrelas binárias, principalmente em VC's.

Embora seja fundamental para o processo de acréscimo através do disco, nosso entendimento sobre o transporte de momento angular continua limitado (Steehls 2001). Discos de acréscimo em binárias próximas podem perder momento angular em órbitas externas através de interações de maré com a estrela secundária (Lin & Pringle 1976; Papaloizou & Pringle 1977). A habilidade de uma onda de densidade transportar momento angular é um resultado direto de interações gravitacionais entre a onda e o material do disco (Tomre 1969). Simulações feitas por Sawada et al. (1986) sugerem que choques espirais são os responsáveis pela maior parte do transporte de momento angular através do disco.

Os padrões em espiral, ou braços espirais, são o resultado natural da uma deformação do perfil quase Kepleriano do material do disco (Savonije, Papaloizou & Lin 1994). Tanto a densidade como a temperatura serão maiores na posição dos braços espirais, e prevê-se que o contínuo e as linhas de emissão de tais espirais estejam em claro contraste com as regiões do disco à sua volta. Este contraste vai depender do contraste em densidade da onda, isto é, o poder do choque, bem como ds condições de transferência radioativa (Steehls 2001).

Embora previstos desde a década de 80, as evidências observacionais de choques es-

pirais dependem diretamente de nossa habilidade de resolver espacialmente os discos de acréscimo em binárias em interação. Neste sentido, o uso de técnicas de imageamento indireto como o mapeamento por eclipse (Horne 1985) e a tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988) são ferramentas ideais, visto sua capacidade de resolver a emissão do disco tanto no espaço de posições (mapeamento por eclipse) como no espaço de velocidades (tomografia Doppler). Embora um mapa Doppler esteja em coordenadas de velocidade, e não em coordenadas em posição (cartesiana), o padrão espiral no espaço de posição corresponde a padrões espirais no espaço de velocidade. Na Fig. 2.14 é mostrado um modelo contendo um disco de acréscimo em torno de uma anã-branca com um padrão espiral puramente geométrico e um campo de velocidade Kepleriano. Os dois braços espirais nas coordenadas de posições são vistos de forma similar no espaço de velocidades. Embora esse modelo tenha um padrão geométrico puro, a localização dos braços espirais corresponde à localização no disco onde as ondas surgidas por efeitos de maré são esperadas pelas simulações (Steeeghs 2001).

As propriedades dos braços espirais vão depender da temperatura do disco, raio e razão de massa da binária. O ambiente mais favorável para o aparecimento de braços espirais são os discos de novas anãs em erupção e o disco de novóides, que se encontram sempre em um estado quente e ionizado. Novas anãs devem apresentar estruturas bastante variáveis, enquanto em novóides as estruturas devem ser permanentes, uma vez que as mudanças no disco devem ser pequenas.

Geralmente associados a estágios de erupção (ver Seção 2.3), quando o disco expande e aumenta de temperatura, é sabido que em períodos de quiescência o processo de acréscimo continua a atuar no disco, e que, portanto, algum mecanismo de transporte deve estar presente. Braços espirais são de fato um bom mecanismo de transporte de momento angular nas partes externas do disco, porém podem não ter tanto sucesso para as partes mais internas do disco. Menou (2000) propõe um conceito de acréscimo controlado por turbulência magnetohidrodinâmica (MHD) quando o disco está em erupção e por perturbações por efeito de maré quando o objeto se encontra em quiescência.

A teoria prediz que ondas espirais são geradas em ressonâncias de Lindblad no disco. Uma ressonância de Lindblad é descrita como $m : n$; onde n é a velocidade angular do disco e m a velocidade angular orbital (Boffin 2001). Para uma ressonância $2 : 1$ ocorrer no disco, é necessária uma razão de massa $q < 0,0025$, um valor muito pequeno para VC's, sendo observado apenas para algumas binárias-X de baixa massa. Ressonâncias $3 : 1$ estarão localizadas dentro do disco para sistemas com $q < 0,33$, observada, por exemplo, para a maioria das estrelas SU UMa (Whitehurst & King 1991).

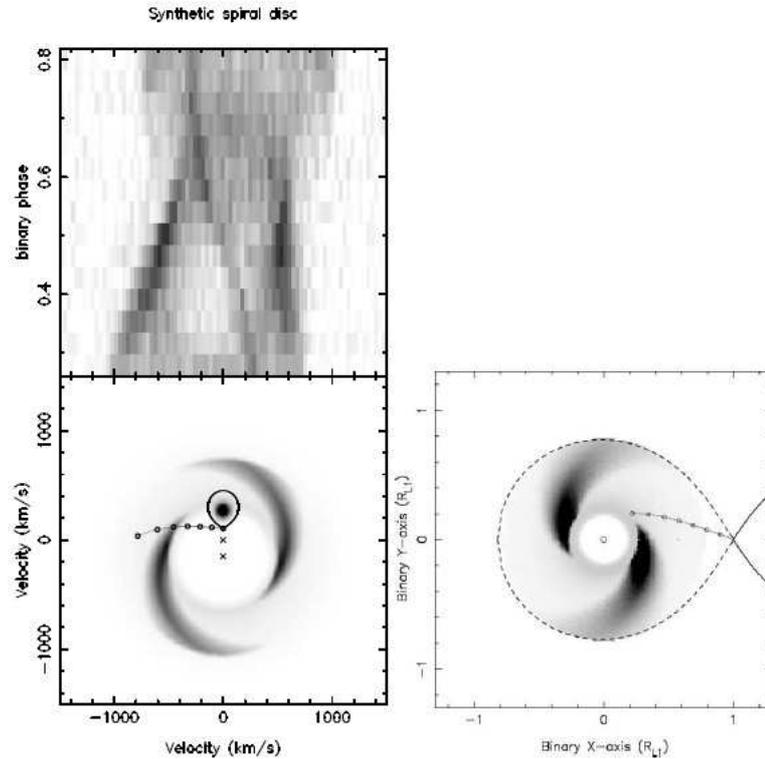


Fig. 2.14: Modelo de um disco com dois braços espirais. O diagrama de cima apresenta o espectrograma. Abaixo, à esquerda, a distribuição em coordenadas em velocidade e à direita os braços em coordenadas espaciais. De Steeghs et al. 1997.

Lin & Papaloizou (1979) mostraram que o efeito ressonante é significativo na região

$$\Delta x \sim \left(\frac{\nu r}{v_\phi r_s^2} \right)^{1/3} r, \quad (2.15)$$

onde ν é a viscosidade cinemática efetiva, v_ϕ é a velocidade de rotação e r_s é a posição da ressonância. Usando o parâmetro de Shakura & Sunyaev (1973) para a viscosidade no disco, $\nu = \alpha c_s H$, temos que $\Delta x \propto c_s^{2/3}$.

Devido à rotação diferencial, a amplitude da onda vai crescer enquanto ela se propaga (Boffin 2001). A extensão radial do pacote da onda, ΔR , será proporcional à velocidade do som, $\Delta R \propto c_s$, enquanto o volume do pacote de onda será $V = 2H \times 2\pi R \Delta R$. Para que o momento angular da onda seja conservado, Spruit (2000) obtém que

$$v_w \sim \left(\frac{\Omega}{\rho r H c_s} \right)^{1/2} \propto r^{-11/16}, \quad (2.16)$$

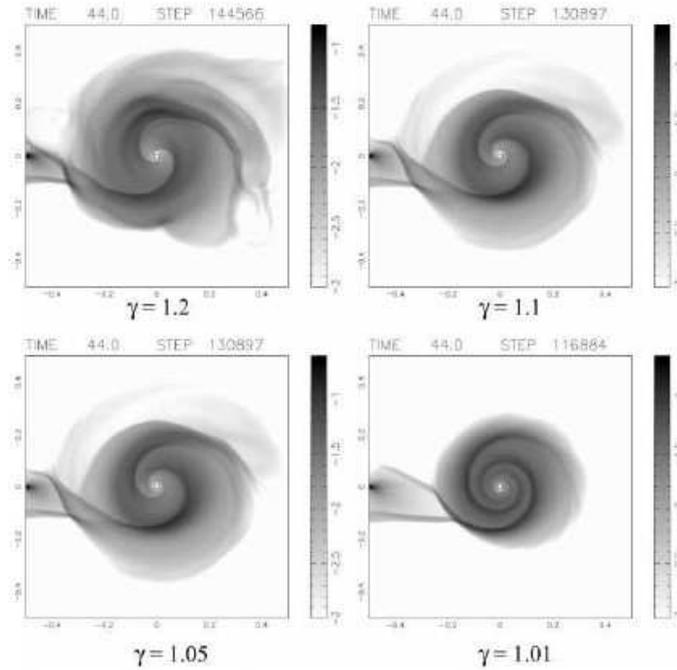


Fig. 2.15: Simulações numéricas mostrando braços em diferentes graus de espiralação. De Makita et al. 2000.

onde a última aproximação é uma relação válida para discos finos. A dissipação em choques ocasiona a perda de momento angular no disco, permitindo que o acréscimo de matéria ocorra.

O ângulo de abertura dos braços espirais estará diretamente relacionado com a temperatura do disco. Quando o choque é apenas de força moderada, ele se propagará aproximadamente na velocidade do som. De uma forma geral, o ângulo entre a superfície de choque e a direção de propagação do gás no disco será da ordem de $\theta = c_s/v_\phi = 1/\mathcal{M}$, onde \mathcal{M} é o número de Mach. Em uma aproximação de uma equação de estado adiabática (geralmente utilizada em simulações numéricas), onde a temperatura deve alcançar um valor dado por $T = 0,5(\gamma - 1)T_{vir}$, onde T_{vir} é a temperatura de virial, o ângulo de abertura dos braços será dado por $\sqrt{0,5\gamma(\gamma - 1)}$. Então, discos com baixo γ terão estruturas mais espiraladas que discos com alto γ . Modelos numéricos propostos por Sato et al. (2003), que incluem fontes de resfriamento no disco, indicam que o ângulo de abertura dos braços espirais diminui com a temperatura, no sentido de espiralar os braços no disco. A Fig. 2.15, de Makita et al. 2000, apresenta modelos de braços espirais em diferentes graus de espiralação para diferentes valores de γ .

Estruturas espirais foram observadas pela primeira vez por Steeghs et al. (1997)

durante uma erupção da nova anã IP Peg. Embora tenham sido observados em outros objetos (e.g. EX Dra, Joergens et al. 2000; U Gem, Groot 2001; UU Aqr, Baptista & Bortoletto 2007), braços espirais em IP Peg foram observados em diferentes erupções e em diferentes estágios da erupção tanto por técnicas de mapeamento por eclipse, como por tomografia Doppler, tornando esse objeto um importante laboratório para testes de teorias sobre choques espirais. Braços espirais foram observados no final da subida e no máximo da erupção (Steehgs et al. 1997, Harlaftis et al. 1999, Baptista et al. 2000), durante o declínio (Morales-Rueda et al. 2000, Baptista et al. 2002, 2005) até os estágios finais da erupção (Saito et al. 2005).

Baptista et al. (2005) compilam os resultados dos trabalhos sobre IP Peg cobrindo o declínio da erupção e propõe um modelo para inferir ângulos de abertura dos braços. Seus resultados demonstram o espiralar dos braços à medida que o disco esfria e encolhe na descida da erupção. A abertura dos braços varia de $\phi = 34^\circ \pm 3^\circ$ três dias após o máximo da erupção até $\phi = 14^\circ \pm 4^\circ$ oito dias depois. Saito et al. (2005) sugerem a presença de estruturas espirais por pelo menos mais um dia, porém sem inferir seu ângulo de abertura.

Estes resultados ajudam a validar os modelos teóricos frutos das simulações e nos ajudam a compreender melhor essa forma de transporte de momento angular em discos de acréscimo. Simulações mais realistas (e.g. simulações 3-D, Makita et al. 2000) e o acompanhamento de objetos ao longo de ciclos completos de erupção e em objetos de outras classes de VC's em condições físicas distintas podem ser a chave para um melhor entendimento da física dos braços espirais.

2.7 Mapeamento por eclipse

Duas técnicas de imageamento complementares foram desenvolvidas durante a década de 80 com a finalidade de obter informação espacialmente resolvida de discos de acréscimo em escalas de micro segundos de arco – muito além da capacidade das atuais técnicas de imageamento direto. Uma destas técnicas é a Tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988), que utiliza as mudanças no perfil de linhas de emissão com a fase orbital para explorar a dinâmica dos discos de acréscimo. Embora aplicável a binárias em uma larga faixa de inclinação orbital, esta técnica tem o uso limitado a dados contendo linhas em emissão.

A outra técnica é o Mapeamento por Eclipse (Horne 1985). Esta utiliza as informações contidas no perfil do eclipse para construir um mapa da distribuição superficial de brilho do disco de acréscimo. Embora a aplicação da técnica seja restrita à binárias com eclipse profundos, o mapeamento por eclipse pode ser utilizado tanto em dados do contínuo

como em linhas de emissão ou absorção. Quando aplicada à espectroscopia com resolução temporal dos eclipses, a técnica fornece o espectro do disco em qualquer posição de sua superfície (Baptista 2001).

Nesta seção descreveremos a técnica de mapeamento por eclipse, que será aplicada a dados espectroscópicos de variáveis cataclísmicas nos capítulos seguintes.

O método de mapeamento por eclipse assume três suposições básicas, (*i*) a superfície da secundária é descrita pela equipotencial de Roche, (*ii*) a distribuição de brilho é restrita ao plano orbital e (*iii*) a radiação emitida é independente da fase orbital. A primeira suposição é razoavelmente robusta enquanto as outras duas são simplificações que podem não ser razoáveis em todas as situações.

Uma matriz de intensidades centrada na anã branca, o mapa de eclipse, é definido no plano orbital. A geometria do eclipse é definida pela razão de massa q (M_2/M_1), a inclinação do sistema i e a fase de conjunção inferior ϕ_0 (Horne 1985; Horne 1993). Dada a geometria, uma curva de luz sintética pode ser calculada para qualquer distribuição de brilho assumida no mapa de eclipse. Um código computacional interativo ajusta as intensidades no mapa para encontrar a distribuição de brilho cuja correspondente curva de luz modelo melhor se ajusta aos dados da curva de luz do eclipse dentro das incertezas. A qualidade do ajuste é checada com uma estatística de consistência, usualmente o χ^2 reduzido.

Uma vez que uma curva de luz uni-dimensional não pode definir univocamente um mapa bi-dimensional, existe um grau de liberdade adicional que pode ser usado para otimizar alguma propriedade do mapa. O método de máxima entropia (MEM) é utilizado para selecionar, dentre todas as soluções possíveis, a que maximiza a entropia do mapa de eclipse com respeito a um mapa *default*.

A Fig. 2.16 ilustra a simulação de um eclipse para uma distribuição de brilho ajustada e a comparação entre a curva de luz modelo resultante e a curva de luz dos dados reais. A geometria neste caso é $q = 0,3$ e $i = 78^\circ$. O painel do lado esquerdo mostra a curva de luz dos dados (pontos) e a curva de luz modelo ajustada (linha sólida). O painel da direita mostra a geometria da binária para um conjunto de fases orbitais ao longo do eclipse. Os painéis centrais mostram a distribuição de brilho de melhor ajuste, enquanto a estrela secundária oculta progressivamente o disco de acréscimo bem como a estrela anã branca e a região do *bright spot*.

De modo geral, as expressões matemáticas envolvendo mapeamento utilizam a distância entre o centro do disco (anã branca) e o ponto lagrangeano interno, R_{L1} , como escala de

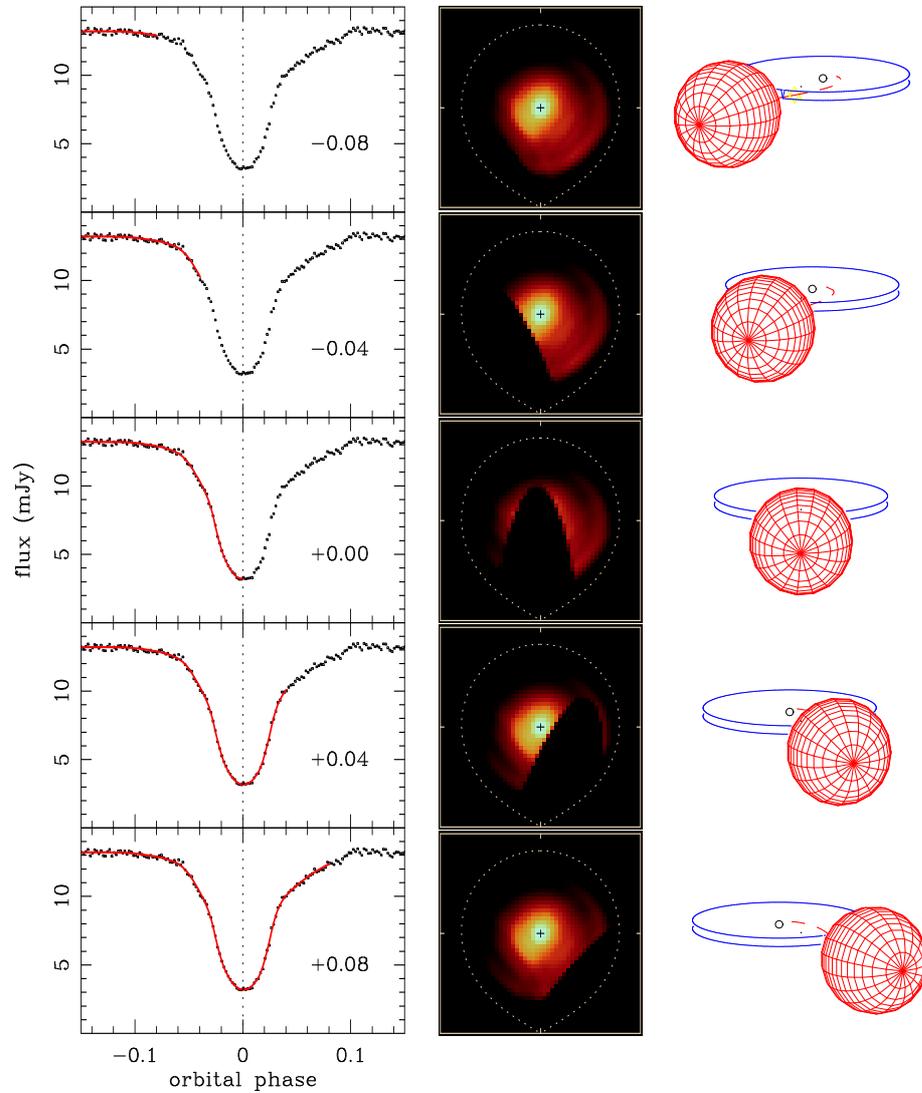


Fig. 2.16: Simulação de um eclipse de disco ($q = 0,3, i = 78^\circ$). Paineis da esquerda: curva de luz de dados (pontos) e curva de luz modelo (linha sólida) para cinco diferentes fases orbitais (indicadas no canto inferior direito). Paineis centrais: mapas de eclipse em escala logarítmica. Lóbulos de Roche para $q = 0,3$ são mostrados em linhas pontilhadas; cruzes marcam o centro do disco. A secundária se encontra abaixo de cada painel e as estrelas giram em sentido anti-horário. Paineis da direita: a correspondente geometria da binária em cada fase orbital. De Baptista (2001).

comprimento. Se o mapa de eclipse possui N pontos em uma matriz quadrada de aresta λR_{L_1} , cada elemento de superfície (pixel) possui uma área $(\lambda R_{L_1})^2/N$ e uma intensidade associada I_j . O ângulo sólido para cada pixel como visto da Terra é

$$\theta^2 = \left[\frac{(\lambda R_{L_1})^2}{N} \frac{1}{d^2} \right] \cos i \quad (2.17)$$

onde d é a distância do sistema. Enquanto λ define a área do mapa de eclipse a escolha de N define sua resolução espacial.

A entropia de um mapa de eclipse p com respeito a um mapa *default* q é definida por

$$S = - \sum_{j=1}^N p_j \ln \left(\frac{p_j}{q_j} \right), \quad (2.18)$$

onde p e q são escritos como

$$p_j = \frac{I_j}{\sum_k I_k}, \quad q_j = \frac{D_j}{\sum_k D_k}. \quad (2.19)$$

O mapa *default* D_j é geralmente definido como uma média das intensidades no mapa de eclipse,

$$D_j = \frac{\sum_k \omega_{jk} I_k}{\sum_k \omega_{jk}}, \quad (2.20)$$

onde a função peso ω_{jk} é definida pelo usuário. Informações *a priori* sobre o disco (e.g. assimetrias) são incluídas no mapa *default* via ω_{jk} . Na ausência de qualquer vínculo (ou restrição) em I_j , a entropia é máxima ($S_{max} = 0$) quando $p_j = q_j$, ou quando o mapa de eclipse e o mapa *default* são idênticos.

A curva de luz modelo $m(\phi)$ é derivada das intensidades no mapa de eclipse,

$$m(\phi) = \theta^2 \sum_{j=1}^N I_j V_j(\phi), \quad (2.21)$$

onde ϕ é a fase orbital. A função de ocultação $V_j(\phi)$ especifica a visibilidade fracional de cada pixel em função da fase orbital e pode incluir outros fatores como efeitos de obscurecimento de borda (Horne 1993; Rutten 1998; Wood 1994).

A consistência de um mapa de eclipse poderá ser checada através da estatística χ^2

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \left(\frac{m(\phi) - d(\phi)}{\sigma(\phi)} \right)^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M r(\phi)^2, \quad (2.22)$$

onde $d(\phi)$ é a curva de luz dos dados, $\sigma(\phi)$ são as incertezas correspondentes, $r(\phi)$ são os resíduos na fase orbital ϕ e M é o número de pontos na curva de luz. Alternativamente, a função χ^2 pode ser combinada com a estatística R (Baptista & Steiner 1993),

$$R = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \sum_{\phi=1}^{M-1} r(\phi)r(\phi+1), \quad (2.23)$$

de forma a minimizar a presença de resíduos correlacionados na curva de luz modelo (ver Baptista & Steiner 1991).

A solução final utilizando MEM é um mapa de eclipse que é tão próximo ao mapa *default* quanto permitido pela curva de luz dadas as respectivas incertezas (Horne 1993; Rutten 1998). Um ponto crucial nesta direção é a escolha da função ω_{jk} para o mapa *default*. A Fig. 2.17 mostra os efeitos de três diferentes funções aplicadas a mapas artificiais contendo três *spots* Gaussianos em diferentes distâncias radiais. O quadro (b) mostra o mapa *default* obtido utilizando um modelo de *espalhamento azimutal completo* que resulta em uma forte distorção de estruturas assimétricas nos mapas na forma de anéis à mesma distância radial. O quadro (c) da Fig. 2.17 mostra o modelo proposto por Rutten et al. (1993) que limita o espalhamento azimutal calculando a média sobre uma função Gaussiana polar de *ângulos constantes* ao longo do mapa, enquanto Baptista, Steiner & Horne (1996b, quadro d) escolheram utilizar uma função Gaussiana polar de *comprimentos de arco constantes* de forma a limitar o espalhamento azimutal.

Rutten, van Paradijs & Tinbergen (1992) mostram que a função entropia pode ser uma ferramenta útil para isolar a contribuição à luz total que não é emitida no plano do disco de acréscimo, chamada de componente não-eclipsada. Eles notaram que as curvas de luz eram contaminadas pela presença de luz adicional (e.g. estrela secundária) e as reconstruções mostravam estruturas espúrias nas regiões do disco mais afastadas da estrela secundária. Isto ocorre pois o método de mapeamento por eclipse assume que toda a luz é proveniente do disco de acréscimo e a adição de uma componente não-eclipsada na curva de luz destrói esta correlação. Uma vez que a entropia mede a quantidade de estruturas no mapa, a presença destas estruturas espúrias leva a baixos valores de entropia.

O nível correto da componente não-eclipsada pode ser encontrado comparando um conjunto de mapas obtidos com diferentes níveis e selecionando aquele que maximiza a entropia. De forma alternativa, o valor do nível de intensidade zero pode ser incluído no algoritmo de mapeamento como um parâmetro livre adicional na busca de uma solução que maximiza a entropia.

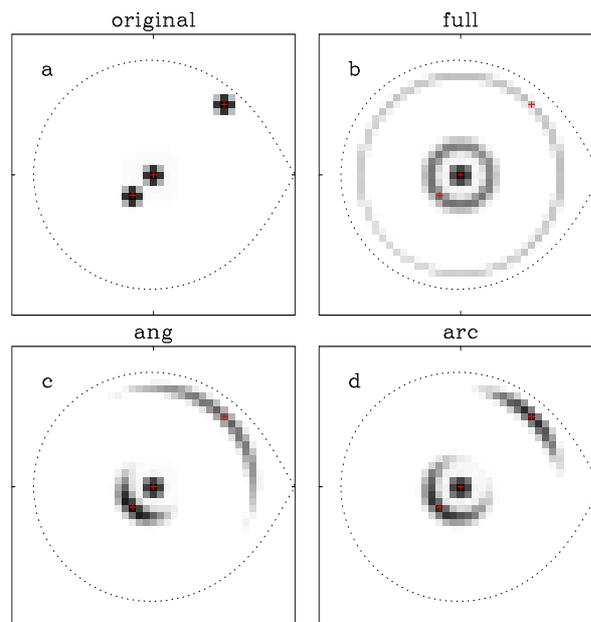


Fig. 2.17: Efeitos de diferentes funções peso ω_{jk} para o mapa *default*. (a) O mapa original, com três *spots* Gaussianos. Os correspondentes mapas *default* obtidos utilizando (b) espalhamento azimutal completo; (c) ângulos constantes; e (d) comprimentos de arco constantes. De Baptista, Steiner & Horne (1996).

O mapeamento por eclipse padrão assume um modelo de disco plano e geometricamente fino. Entretanto, discos reais violam estas suposições no limite de altas taxas de transferência de massa. Discos com ângulos de abertura $\alpha \gtrsim 4^\circ$ são esperados para $\dot{M} > 5 \times 10^{-9} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ (Meyer & Meyer-Hofmeister 1982; Smak 1992). Em grandes inclinações ($i \gtrsim 80^\circ$) estes podem levar a uma assimetria artificial entre a emissão na frente ($\sim 0^\circ$) e no fundo do disco ($\sim 180^\circ$)³ nos mapas de eclipse devido à diferença da área efetiva de cada elemento de superfície em discos com ângulo de abertura não nulo quando observados da Terra. Em casos extremos isto pode levar ao obscurecimento das regiões centrais do disco pela sua borda espessa (e.g. Knigge et al. 2000).

³ Define-se a origem do sistema, 0° , em L_1 , e a orientação positiva no sentido de rotação anti-horária sobre o o disco, o sentido de rotação do sistema binário.

Simulações (Rutten 1998) mostram que as reconstruções obtidas com o mapeamento por eclipse que assumem discos planos resultam em uma boa reprodução da distribuição radial de temperatura de discos de acreção com ângulo de abertura não nulo contanto que as regiões centrais não sejam obscurecidas pela borda dos disco (Fig. 2.18).

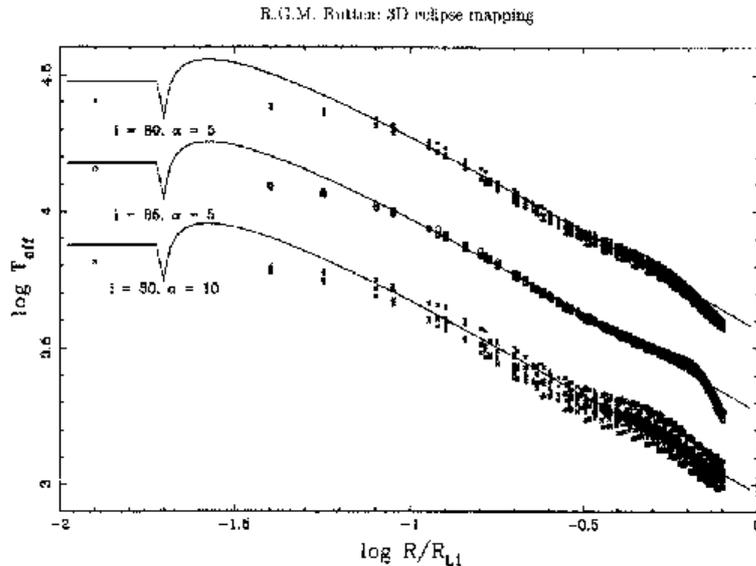


Fig. 2.18: Exemplos de distribuições radiais de temperatura de brilho reconstruídas com mapeamento por eclipse de discos planos aplicada para o caso de discos com ângulo de abertura não nulo. A inclinação i e o ângulo de abertura α são indicados para cada caso. De Rutten (1998).

Baptista & Catalán (2001) argumentam que uma componente não eclipsada causada por vento opticamente fino e verticalmente extenso apresenta um espectro com um decréscimo de Balmer em emissão somado a linhas de emissão intensas enquanto que o caso de um disco com ângulo de abertura não-nulo apresenta um espectro espúrio da componente não eclipsada refletindo a diferença entre o espectro da frente e do fundo do disco e deve consistir principalmente de um contínuo em emissão preenchido com linhas em absorção.

Em uma reconstrução com mapeamento por eclipse, o brilho de um dado elemento de superfície é derivado da informação dada pela mudança no fluxo causada pela ocultação (no ingresso) e reaparecimento (no egresso) do elemento por detrás da estrela secundária. No caso de curvas de luz com cobertura em fase incompleta, existem regiões no disco onde

somente uma destas informações está disponível. Além disto, para um sistema de baixa inclinação, existem regiões no lado de trás do disco que nunca são cobertas pela sombra da secundária. Logo, não existe informação sobre a distribuição de brilho destas regiões na forma do eclipse.

Baptista (2001) demonstra a performance do método de mapeamento com a reconstrução de quatro distribuições artificiais de brilho com *spots* Gaussianos polares (Fig. 2.19). Para simular os eclipses foi adotada uma geometria de baixa inclinação ($q = 1$ e $i = 71^\circ$) e foram produzidas curvas de luz com fases orbitais incompletas e com uma relação sinal-ruído $S/N \simeq 5 - 15$. As curvas de luz artificiais foram analisadas com o método de mapeamento por eclipse e os resultados são mostrados na Fig. 2.19, onde a linha tracejada limita a região que é eclipsada pela estrela secundária. De modo não surpreendente, o mapa de eclipse não reproduz corretamente a distribuição de brilho nas regiões não ocultadas pela sombra da secundária (quadro superior da Fig. 2.19). O fluxo perdido irá aparecer na componente não eclipsada. Apesar da cobertura em fase incompleta do eclipse, as reconstruções obtidas para os outros mapas são de boa confiabilidade.

Estas simulações demonstram que o mapeamento por eclipse obviamente falha na tentativa de recuperar a distribuição de brilho nas regiões do disco para as quais não há informação na forma do eclipse, porém funciona razoavelmente bem para dados com cobertura em fase incompleta e baixa relação sinal-ruído (Baptista 2001).

O método de mapeamento por eclipse evoluiu até o estágio de obter espectros espacialmente resolvidos de discos de acréscimo com a aplicação a dados de espectrofotometria resolvida temporalmente (Rutten et al. 1993). As séries temporais de espectros são divididas em diversas faixas espectrais e uma curva de luz é extraída em cada faixa. As curvas de luz são analisadas para produzir uma série de mapas de eclipse monocromáticos cobrindo todo o espectro. Finalmente, os mapas são combinados para obter o espectro para qualquer região de interesse na superfície do disco. O espectro espacialmente resolvido da novóide UX UMa, resultante de análise por mapeamento espectral, é mostrado na Fig. 2.20.

O mapeamento por eclipse tem sido uma valiosa ferramenta para revelar que discos reais possuem estruturas muito mais complexas que um modelo simples axi-simétrico. O mapeamento por eclipse de IP Peg durante uma erupção (Baptista et al. 2000, 2002, 2005) auxiliou na localização e na investigação da estrutura espacial dos choques espirais encontrado por tomografia Doppler (Harlaftis et al. 1999; Steeghs, Harlaftis & Horne 1997). Os choques espirais são vistos nos mapas do contínuo bem como para a linha de emissão C III+N III $\lambda 4650$ como dois arcos assimétricos com $\sim 90^\circ$ em azimuth cobrindo

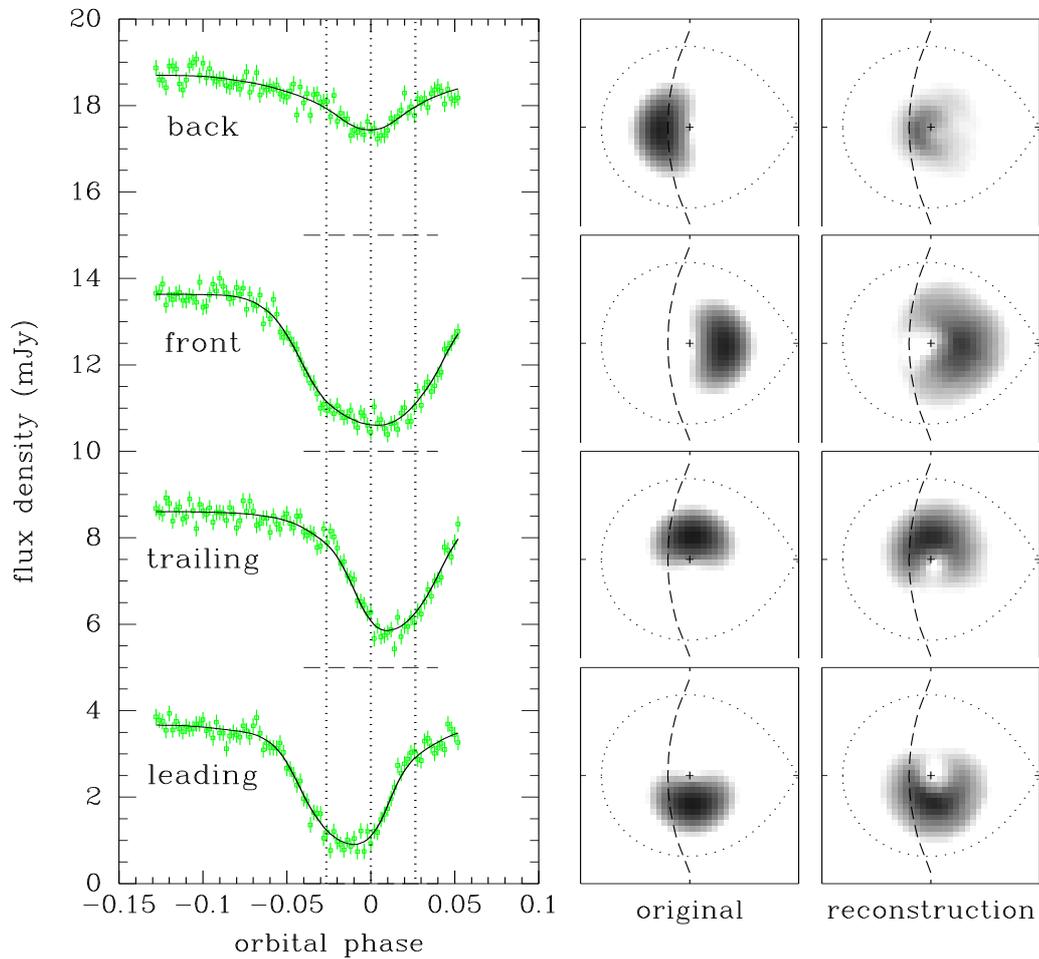


Fig. 2.19: Reconstruções de distribuições assimétricas de brilho para curvas de luz da baixo sinal-ruído e cobertura em fase incompleta. O painel do lado esquerdo mostra as curvas de luz artificiais (pontos com barras de erro) e correspondentes curvas modelo obtidas por mapeamento por eclipse (linhas sólidas). Linhas horizontais tracejadas indicam o nível zero real em cada caso. Linhas verticais pontilhadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca e o centro do eclipse. Os painéis do centro e da direita mostram, respectivamente, os mapas originais e as reconstruções em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes aparecem em preto; regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas marcam o lóbulos de Roche e as linhas tracejadas indicam o limite da sombra da secundária ao longo do eclipse. A secundária está do lado direito de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. De Baptista (2001).

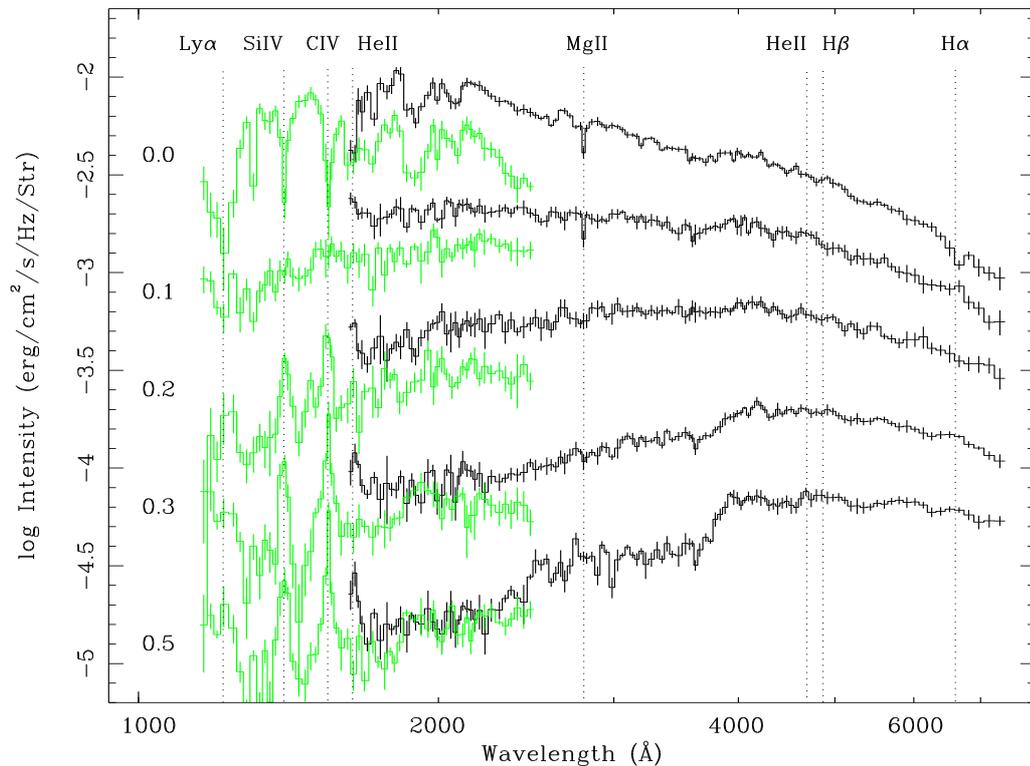


Fig. 2.20: Espectro espacialmente resolvido do disco de acrecimento de UX UMa em agosto (cinza) e novembro (preto) de 1994. O espectro foi computado para um conjunto de seções anulares concêntricas (raios médios indicados na esquerda, em unidades de R_{L1}). As transições (linhas) mais proeminentes estão indicadas por linhas verticais pontilhadas. De Baptista et al. (1998).

as regiões intermediárias e externas do disco (Fig. 2.21).

Durante estes mais de vinte anos o método de mapeamento por eclipse acumulou um histórico de resultados que permite vislumbrar sua importância no estudo de discos de acrecimento em variáveis cataclísmicas. Com o método foi possível acompanhar a evolução temporal dos discos de acrecimento (e.g. Rutten et al. 1992; Bruch, Beele & Baptista 1996; Bobinger et al. 1997), traçar distribuições radiais de temperatura ou de intensidades (e.g. Horne & Cook 1985; Wood et al. 1986, 1989; Wood, Horne & Vennes 1992); obter informação espacial das estruturas do disco (e.g. Rutten et al. 1993; Baptista et al. 2000; Saito et al. 2005); bem como localizar e investigar a estrutura espacial dos choques espirais (e.g. Baptista et al. 2000, 2002, 2005). Os resultados obtidos servem para testar modelos e teorias e auxiliam numa maior compreensão da física dos discos de acrecimento.

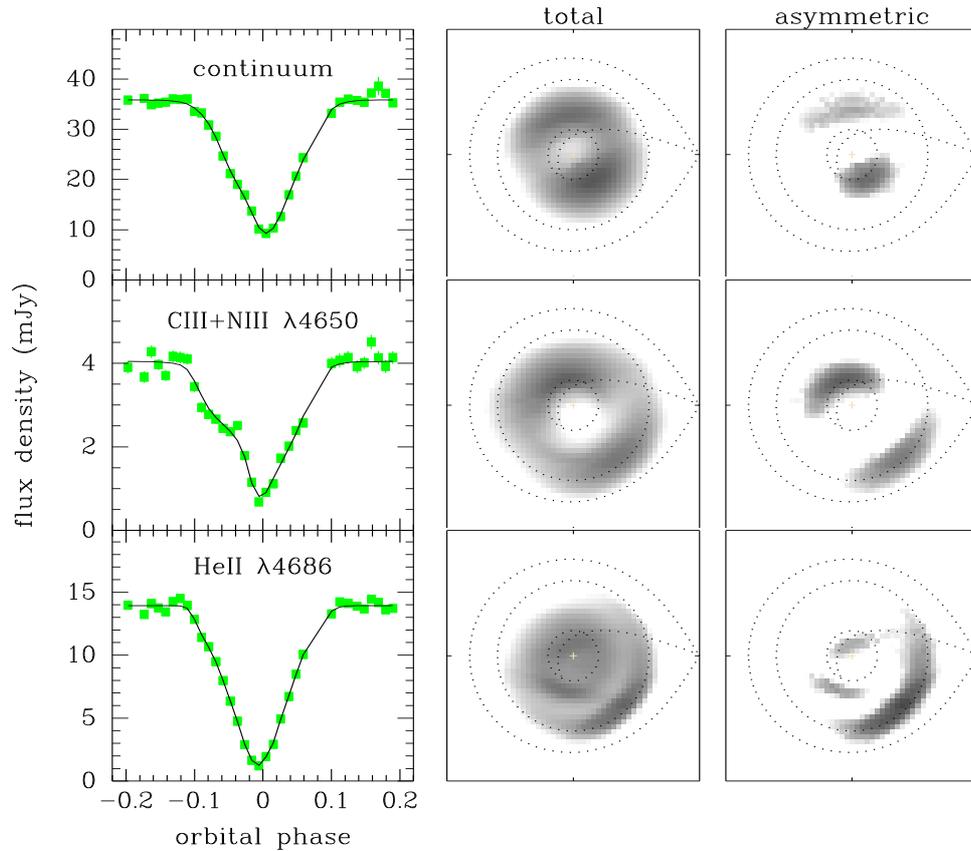


Fig. 2.21: Mapeamento por eclipse de choques espirais em IP Peg. As curvas de luz são mostradas nos painéis da esquerda e os mapas de eclipse nos painéis central (emissão total) e direito (componente assimétrica) em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes aparecem em preto; regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o raio do disco, o lóbulo de Roche e a trajetória balística do *gas stream*. A secundária está do lado direito de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. De Baptista et al. (2000).

2.8 Aplicação da técnica de mapeamento espectral à nova anã IP Pegasi

2.8.1 Introdução, observações e procedimentos de redução de dados

IP Peg é especialmente importante por ser uma das únicas novas anãs conhecidas onde a estrela anã branca é eclipsada e seu período orbital está acima da *gap* de período ($P_{orb} = 3,8 h$). Nesta seção apresentamos os procedimentos utilizados e os resultados obtidos durante um experimento de mapeamento espectral realizado na nova anã IP Peg no declínio de uma erupção (Saito et al. 2005).

O espectrógrafo *Faint Object Spectrograph* (FOS) a bordo do Telescópio Espacial Hub-

ble (HST) foi utilizado de forma a se obter séries espectrofotométricas com resolução temporal no UV (1156 – 2508 Å) de quatro eclipses de IP Peg ao longo do declínio da erupção de maio de 1993. Um sumário das observações é mostrado na Tabela 2.1 ⁴.

Tab. 2.1: Jornal das observações

Monitoria	Data (1993)	Início (TU)	Ciclo	Faixa em fase (ciclos)
IP4	27 de maio	09:04:56	22246	+0,0408 + 0,2042
IP5	27 de maio	20:19:36	22249	+0,0107 + 0,1741
IP6	28 de maio	07:34:15	22252	-0,0277 + 0,1356
IP7	30 de maio	01:20:04	22263	-0,0275 + 0,1359

Em todas as monitorias a cobertura em fase não foi centrada no eclipse devido a um erro na programação das observações. A monitoria IP4 não foi utilizada por ter perdido quase que totalmente o eclipse. Diversas rotinas computacionais foram utilizadas desde a leitura dos arquivos originais até a obtenção dos espectros médios para a extração das curvas de luz. Estes procedimentos são descritos em detalhe no Capítulo 3.

Os espectros médios UV de IP Peg para as três monitorias (IP5, IP6 e IP7) nas faixas em fase fora do eclipse (+0,10 + 0,14) são mostrados na Fig. 2.22. As linhas mais proeminentes do espectro, e que foram estudadas com um maior detalhe, são Si IV, CIV e He II. Além das linhas em emissão, são também observadas bandas em absorção no espectro provavelmente devido ao Fe II (Horne et al. 1994).

2.8.2 Construção das curvas de luz

Os espectros foram divididos em 58 faixas com largura entre 15-50 Å para o contínuo e em faixas resolvidas em velocidade para as linhas. As linhas mais intensas foram divididas em bandas com largura de 2000 km s^{-1} , sendo uma banda centrada no comprimento de onda de repouso da linha ($v = 0 \text{ km s}^{-1}$) e as demais cobrindo as asas azul e vermelha da linha⁵. Para as linhas mais fracas extraímos apenas uma faixa espectral centrada no comprimento de onda de repouso da linha com largura de 5000 ou 6000 km s^{-1} , dependendo do perfil de cada linha. Não foi levada em conta a velocidade de recessão da binária ($\gamma \simeq 30 - 50 \text{ km s}^{-1}$), pois existe uma grande incerteza com relação a este valor e o mesmo é desprezível comparado com a largura das bandas utilizadas (2000 – 6000 km s^{-1}). Cur-

⁴ Ciclos de eclipse de acordo com a efeméride de Wolf et al. (1993)

⁵ A escolha do número (ou largura) das bandas foi feita de acordo com a relação sinal-ruído (S/N) das curvas de luz resultantes. Bandas espectrais muito estreitas levam a curvas de luz com muito ruído, comprometendo a capacidade de produção do mapa de eclipse.

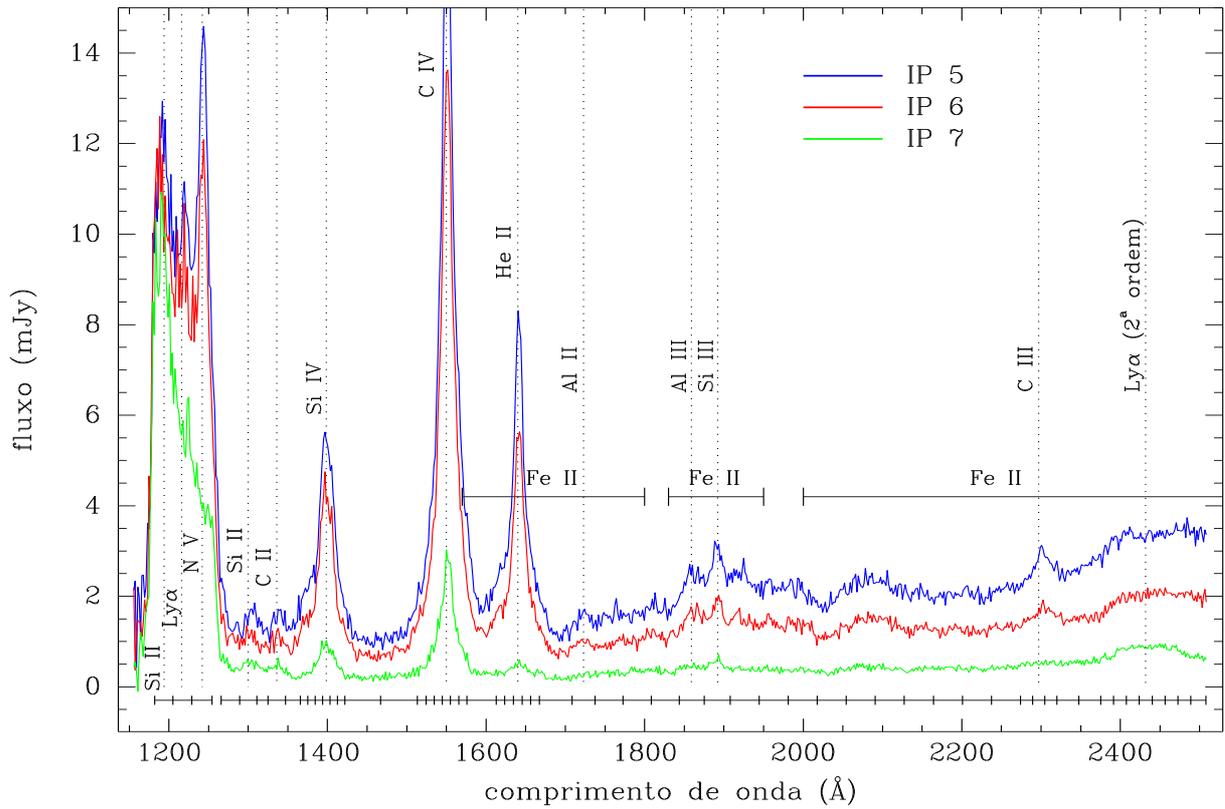


Fig. 2.22: Espectros médios de IP Peg para fases fora do eclipse (faixa em fase +0,10 a +0,14 ciclos) durante o declínio da erupção de maio de 1993. Estas observações correspondem aos ciclos de eclipse 22249 (IP5), 22252 (IP6) e 22263 (IP7), de acordo com a efeméride de Wolf et al. (1993). A linha horizontal inferior marca as 58 bandas espectrais usadas para extrair as curvas de luz. As linhas horizontais superiores marcam as bandas de absorção de Fe II. As linhas pontilhadas verticais marcam as linhas de emissão do espectro.

vas de luz foram extraídas para cada banda. Para as bandas que incluem as linhas de emissão, as curvas de luz contêm o fluxo total na banda correspondente, sem a subtração de uma possível contribuição do contínuo subjacente.

As curvas de luz de cada banda espectral (resolução de $\sim 4 \times 10^{-4}$ ciclos) foram agrupadas em fase com o propósito de melhorar a relação sinal/ruído dos dados. Para cada caixa em fase (contendo 6 pontos) foi calculado o valor médio do fluxo e o respectivo desvio padrão. Com isto reduziu-se a influência da cintilação intrínseca do objeto (*flickering*). As curvas de luz resultantes apresentam uma resolução final em fase 0,0024 ciclos.

De forma a ajustar corretamente as fases nas curvas de luz, Baptista et al. (1994) mediram as fases de egresso da anã branca para dados em quiescência poucas semanas

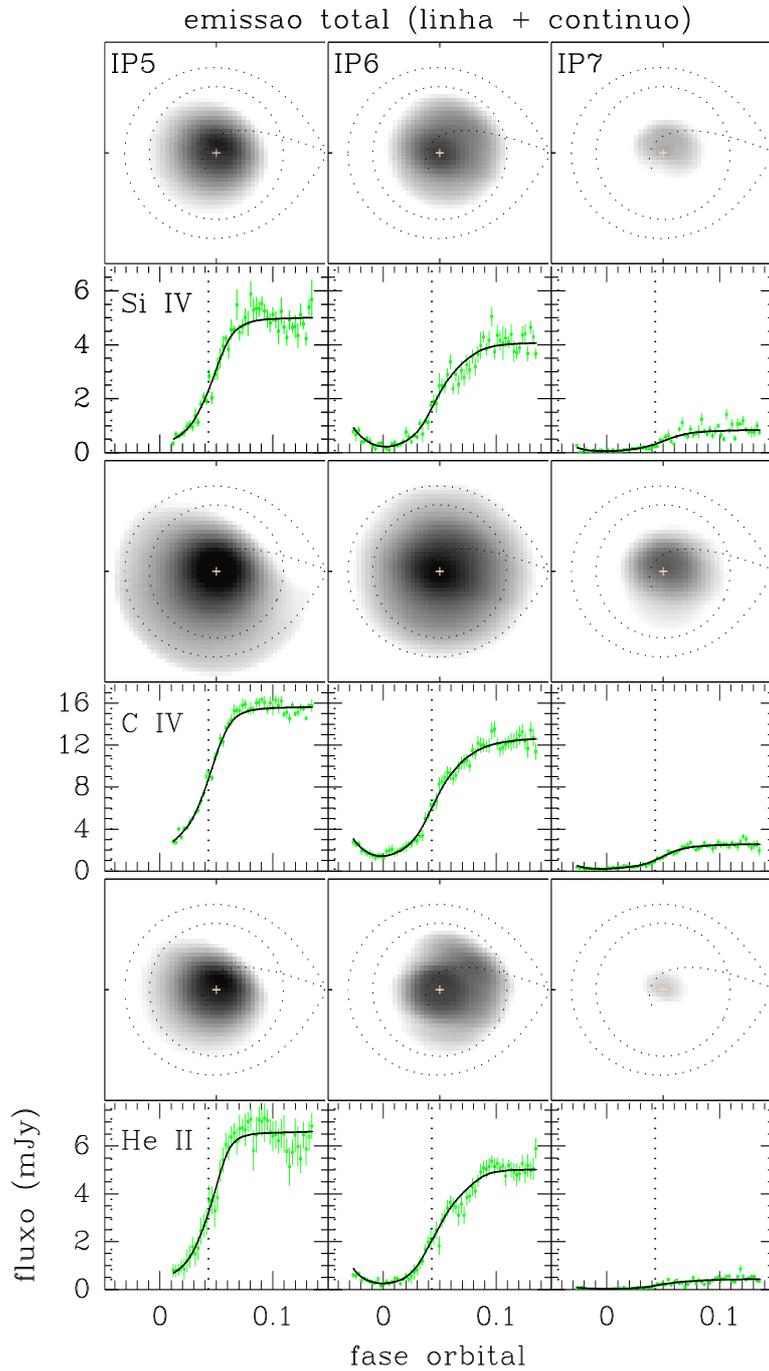


Fig. 2.23: Curvas de luz modelo e correspondentes mapas de eclipse para as bandas espectrais dos centros das linhas de Si IV, C IV e He II ($v = 0 \text{ km s}^{-1}$, $\Delta v = \pm 1000 \text{ km s}^{-1}$). Os painéis superiores de cada quadro mostram os mapas de eclipse correspondentes às curvas de luz dos painéis inferiores para as três monitorias em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes são indicadas em preto, regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o lóbulo de Roche, a trajetória do *gas stream* e um disco de raio $0,6 R_{L1}$; a secundária está localizada à direita de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. Os painéis inferiores mostram os dados da curva de luz (pontos com barras de erro) e os correspondentes modelos obtidos por mapeamento por eclipse (linhas sólidas).

antes e após a erupção, observando que o centro do eclipse da anã branca ocorria 0,0082 ciclos antes da previsão da efeméride de Wolf et al. (1993). Assim, as curvas de luz foram deslocadas de +0,0082 em fase de modo que o centro do eclipse da anã branca coincida com a fase zero (adotando a largura do eclipse como $\Delta\phi = 0,0863$ ciclos, Wood & Crawford 1986). Por último, as curvas de luz da monitoria IP5 foram truncadas em fase +0,1346 de forma que as fases finais fora do eclipse fossem semelhantes às de IP6 e IP7.

2.8.3 Obtenção dos mapas de eclipse

Neste trabalho, adotamos a razão de massa $q = 0,5$ e a inclinação $i = 81^\circ$, obtidos por Wood & Crawford (1986). Para as reconstruções, utilizamos um mapa de eclipse com 51×51 pixels em uma matriz quadrada centrada na estrela primária, sendo que cada lado da matriz cobre $2R_{L_1}$, onde R_{L_1} é a distância entre a estrela primária e o ponto Lagrangeano interno L_1 .

As curvas de luz, descritas na seção acima, foram analisadas com o programa PRIDA (Baptista & Steiner 1993) de forma a se obter ajustes sintéticos para as curvas de luz e mapas de distribuição de brilho do disco de acréscimo, além da componente não eclipsada, para cada banda espectral selecionada. As curvas de luz e as correspondentes reconstruções para as bandas espectrais centradas nas linhas de Si IV, CIV e He II são mostradas na Fig. 2.23. A robustez dos resultados frente à falta de cobertura em fase das curvas de luz é demonstrada em Saito et al. (2005).

Para estimar as incertezas estatísticas nos mapas de eclipses foi utilizada a técnica de simulação de Monte Carlo. Para cada curva de luz foi gerado um conjunto de 20 curvas de luz artificiais; em cada curva de luz os pontos são variados de forma aleatória e independente de acordo com uma distribuição Gaussiana com um desvio padrão igual à incerteza em cada ponto da curva. Estas curvas de luz artificiais foram ajustadas novamente com o programa PRIDA produzindo um conjunto de 20 mapas de eclipse. Estes mapas são combinados produzindo um mapa médio e um mapa de resíduos em relação à média, fornecendo a incerteza estatística em cada pixel do mapa.

2.8.4 Principais resultados obtidos

Com a aplicação da técnica de mapeamento espectral, além da informação espacial dos mapas de eclipse, uma gama de outros sub-produtos poder ser obtidos, como espectros espacialmente resolvidos, espectro da luz não-aclipsada e distribuições radiais de intensidade

e temperatura. Aqui resumamos os principais resultados obtidos por este experimento de mapeamento espectral da nova anã IP Peg durante o declínio da erupção de maio de 1993:

- Os mapas de eclipse do contínuo da monitoria IP5 apresentam uma estrutura assimétrica em posição radial e azimutal similar à de um dos braços espirais observadas anteriormente, numa indicação de que os braços espirais ainda estão presentes no disco de IP Peg 10 dias após o início da erupção. As outras monitorias não evidenciam esta estrutura. Simulações mostram que a falta de cobertura em fase das curvas de luz não permite reconstruir adequadamente o outro braço espiral.
- Uma emissão pronunciada é observada ao longo da trajetória balística do *gas stream* nas monitorias IP6 e IP7, numa clara evidência de transbordamento de gás proveniente da secundária para além do ponto de impacto na borda externa do disco (*gas stream overflow*).
- Os espectros espacialmente resolvidos para o disco de acréscimo revelam que Si IV, CIV e He II aparecem em emissão em qualquer raio. As linhas são mais intensas nas partes internas, decaindo para as partes externas do disco. A largura à meia altura (FWHM) da linha de CIV é aproximadamente constante com o raio, em contraste com a dependência $v \propto R^{-1/2}$ esperada para um gás em órbita Kepleriana. Este mesmo comportamento também é observado para Si IV. Estas linhas provavelmente não são originadas no disco, mas numa região verticalmente extensa, provavelmente uma cromosfera + vento.
- O espectro da componente não-eclipsada é dominado pela emissão da linha de CIV, que atinge 4 % do fluxo na linha na monitoria IP5. A contribuição fracional da componente não-eclipsada decai rapidamente durante o final da erupção. Nossa interpretação é que a componente não-eclipsada se origina numa cromosfera + vento verticalmente extenso, que diminui (verticalmente) de forma rápida ao final da erupção.
- Para as três monitorias, a distribuição radial de temperatura do disco é mais plana que o esperado pelo modelo de discos em estado estacionário, onde $T \propto R^{-3/4}$. O ajuste de modelos de atmosferas estelares leva a temperaturas de $T \simeq 20000$ K nas partes centrais e $T \simeq 9000$ K nas partes externas do disco. Estas temperaturas são sistematicamente maiores que as temperaturas críticas acima das quais o disco se mantém em regime de alta viscosidade, segundo o modelo de instabilidade em

discos. Isto sugere que o disco de IP Peg ainda não havia alcançado o estado de quiescência mesmo 13 dias após o início da erupção.

- Os ângulos sólidos resultantes do ajuste espectral crescem de forma monotônica com o raio e são menores nos estágios finais da erupção. Isto sugere que o disco de acrecimento de IP Peg tem a face côncava (*flared disc*) durante a erupção, e que sua extensão vertical se reduz progressivamente à medida que a erupção chega ao seu final.

Capítulo 3

Observações e procedimentos de redução de dados do HST/FOS

Neste capítulo apresentamos um detalhamento dos procedimentos de observações e redução de dados utilizando o espectrógrafo *Faint Object Spectrograph* (FOS) a bordo do Telescópio Espacial Hubble (HST). Esta descrição é importante uma vez que o instrumento foi utilizado nas observações de IP Peg (Seção 2.8), V2051 Oph (Capítulo 4) e V348 Pup (Capítulo 6). Para todos os três objetos o HST/FOS foi utilizado em seu modo de aquisição rápida, permitindo a obtenção de séries temporais espectroscópicas.

O FOS é um espectrógrafo composto de um vetor de 512 diodos fotossensíveis e permite observações do ultravioleta até o óptico, entre $\lambda 1100 - 9000 \text{ \AA}$. O sistema de aquisição de dados do FOS/HST permite obter espectros com um número de pontos maior que o de diodos no vetor através de um processo chamado *sub-stepping*: o espectro é seqüencialmente deslocado por uma fração de diodo na direção de dispersão e, a cada passo, comprimentos de onda ligeiramente diferentes são amostrados pelo conjunto de diodos (Golombek, Smith & Christensen 1993). O processo é utilizado para melhorar a resolução espectral dos dados às custas da resolução temporal (ou relação sinal ruído, S/N). O número de pixels no espectro final é um múltiplo inteiro do número de diodos no detector ($2\times, 4\times$, etc).

Existe à disposição para uso no FOS uma série de redes de difração assim como um prisma, permitindo variar a resolução e a cobertura espectral dos dados. Nas monitorias de IP Peg foi utilizada a rede de difração G160L, cobrindo a faixa ultravioleta (UV) de $\lambda 1156 - 2508 \text{ \AA}$ com uma dispersão de $\Delta\lambda = 1,7 \text{ \AA pixel}^{-1}$. Para V2051 Oph utilizamos a rede G400H em uma das monitorias, com cobertura espectral no óptico ($\lambda 3226 - 4781 \text{ \AA}$) e também a rede G160L, na segunda monitoria, cobrindo o UV. Para V348 Pup foi

utilizada a rede de difração G160L e o PRISM, um prisma com alta cobertura espectral ($\lambda 1600 - 8000 \text{ \AA}$) porém com uma dispersão não-linear, variando de $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA pixel}^{-1}$ do lado azul do espectro até $\Delta\lambda = 400 \text{ \AA pixel}^{-1}$ do lado vermelho.

Quando enviado para a órbita da Terra em abril de 1990, o HST apresentou um problema de aberração esférica prejudicando seu poder de resolução. Esse problema só foi corrigido na primeira missão de serviço do HST, em dezembro de 1993, com a instalação da ótica corretora de foco *COSTAR*. Os dados anteriores a esta data (pré-*COSTAR*) tiveram que ser obtidos com fendas mais largas, de forma a compensar o problema de foco. Devido a isto, dados pré-*COSTAR* sofrem do problema de luz de origem geo-coronal espalhada dentro do espectrógrafo. Emissão geo-coronal em $\text{Ly}\alpha$ aparece em primeira ordem no lado azul do espectro ultravioleta em $\lambda 1216$, e em segunda ordem no lado vermelho, em $\lambda 2432$.

Um sumário das observações dos objetos utilizados neste trabalho e que fizeram uso do HST/FOS é mostrado na Tabela 3.1.

Tab. 3.1: Jornal das observações

Objeto	Data	Dispersor	Fenda (arcsec^2)
IP Peg	maio 1993	G160L	$4,3 \times 4,3$
V2051 Oph	janeiro 1996	G160L, G400H	$0,86 \times 0,86$
V348 Pup	setembro 1996	G160L, PRISM	$0,86 \times 0,86$

Devido à baixa órbita do HST, o tempo de observação limita-se a $t \lesssim 40$ min, restringindo seu poder de cobertura temporal. Com isso, erros nos instantes da órbita em relação ao período orbital podem acarretar na perda do eclipse do objeto, ou então em sua amostragem de forma incompleta.

Para a utilização dos dados provenientes do HST, utilizamos a rotina STRFITS do IRAF¹ para fazer a leitura dos arquivos originais da fita (formato FITS) para o ambiente IRAF.

Os dados foram inicialmente reduzidos com o auxílio da rotina ExtractCounts, escrita por Mike Eracleous, que transforma os arquivos IRAF em tabelas em formato *ascii*. Deste processo obtem-se arquivos com informações sobre as contagens médias, *flat-field*, correções de movimento induzidas por efeitos geo- magnéticos (GIMP), ruído de fundo, subtração de luz espalhada, calibração de fluxo absoluto e de comprimento de onda,

¹ *Image Reduction and Analysis Facility* (IRAF), é um programa distribuído pelo NOAO (*National Optical Astronomy Observatories*), operado pela AURA (*Association of Universities for Research in Astronomy*), sob um acordo cooperativo com a NSF (*National Science Foundation*) - ver <http://iraf.noao.edu/>.

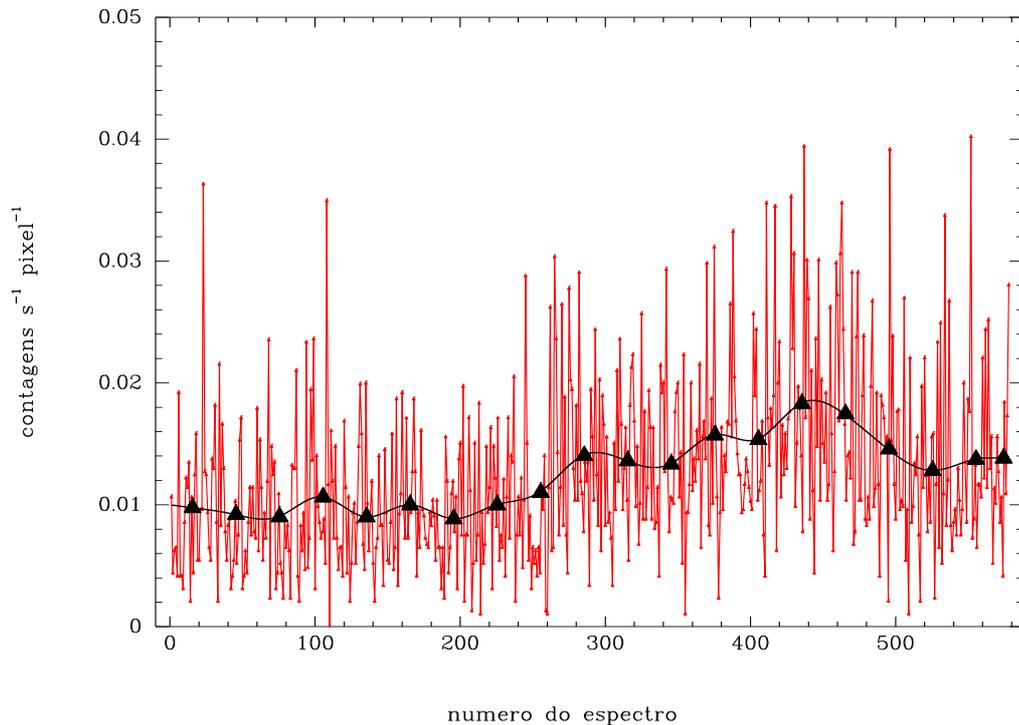


Fig. 3.1: Ajuste da função *spline* ao espectro de *background* para cada espectro da monitoria 1 de V348 Pup (ver Capítulo 6).

necessários aos passos seguintes da redução.

Diversas rotinas computacionais foram escritas pelo autor em linguagem “C” de forma a efetuar a redução dos dados.

A primeira tarefa executada foi normalizar o espectro *template* do ruído de fundo, dividindo-se as contagens em cada canal pela média das contagens. O valor médio das contagens do ruído de fundo é extraído de cada espectro medindo-se o nível de contagens nas regiões do vetor de diodos que não são iluminadas pelo espectro de ordem zero ou de ordem um. Isto produz uma curva de luz do ruído de fundo para cada monitoria. Uma curva suavizada do ruído de fundo é então calculada para cada monitoria com o ajuste de uma função do tipo *spline* cúbica (Fig. 3.1).

Obtem-se a contribuição do ruído de fundo para um dado espectro multiplicando-se o espectro *template* normalizado do ruído de fundo pela contagem da curva suavizada no instante correspondente. Para cada espectro da monitoria, subtrai-se o espectro escalonado do ruído de fundo e divide-se o resultado pelo espectro do *flat-field* para remover as contribuições do ruído de fundo e da luz espalhada no espectrógrafo e eliminar diferenças

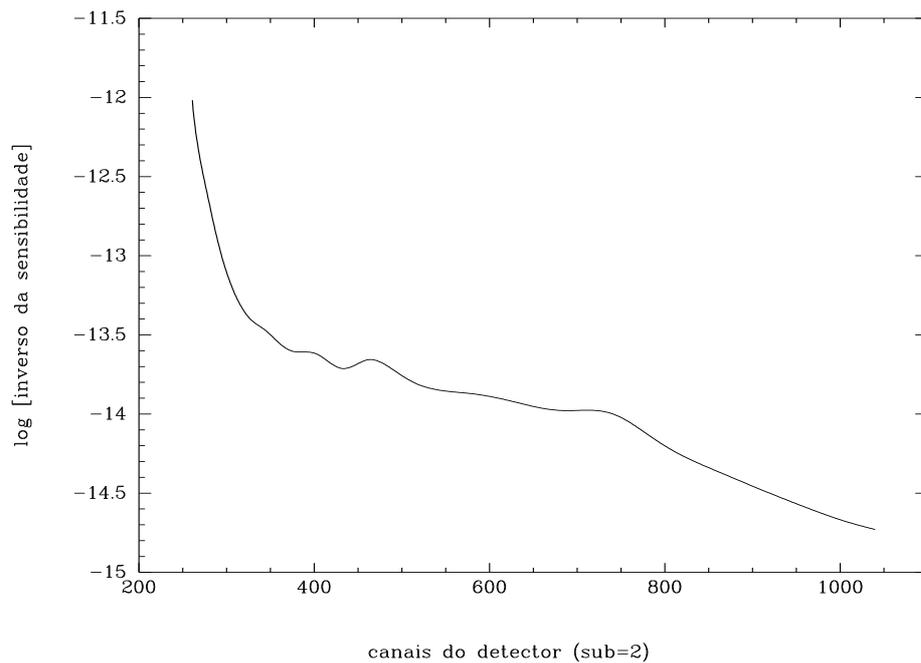


Fig. 3.2: Exemplo de arquivo com o inverso da sensibilidade, nesse caso para a rede de difração G160L e *sub-stepping* = 2. À esquerda a região do extremo azul do espectro, destacando a perda de sensibilidade do detector nesses comprimentos de onda.

de sensibilidade canal a canal. Por fim, os espectros são multiplicados pela curva do inverso da sensibilidade em cada canal (em mJy/contagens/s/pixel, ver Fig. 3.2) de forma a calibrar os espectros em fluxo (programas BACKMED, SPLINEBACK e REDUX, Saito 2003, comunicação privada). Outras rotinas (programas TIMES e REDUX, Saito 2003, comunicação privada) implementam a calibração em comprimento de onda, convertem e geram arquivos finais em um formato compatível com o programa JOIA (Baptista 2003, comunicação privada), que produz espectros com resolução em fase e curvas de luz em faixas espectrais selecionadas para a análise com a técnica de mapeamento espectral.

Capítulo 4

V2051 Ophiuchi

4.1 Introdução

V2051 Ophiuchi foi descoberta por Sanduleak (1972). Este sistema é classificado como uma nova-anã eclipsante e apresenta erupções esparsas e recorrentes onde o disco se expande e aumenta de 2 – 3 magnitudes em brilho durante 1 – 3 dias como consequência do aumento repentino no acréscimo de matéria sobre a anã branca ($B \simeq 13 \text{ mag}$ no máximo da erupção, Bateson 1980; Warner & Cropper 1983; Warner & O’Donoghue 1987, Baptista et al. 2007). Em quiescência, num estado de baixo acréscimo de matéria, a anã branca e o *bright spot* dominam a emissão da binária no óptico e no ultravioleta (Baptista et al. 1998).

V2051 Oph é vista sob um alto ângulo de inclinação ($i = 83^\circ$), o que leva a eclipses profundos na curva de luz ($\Delta B \simeq 2,5 \text{ mag}$) onde a anã branca, o disco de acréscimo e o *bright spot* são ocultados pela estrela secundária. Isto permite que a emissão das diferentes fontes seja espacialmente resolvida com a aplicação de técnicas tomográficas, tornando V2051 Oph um excelente laboratório para o estudo da física de acréscimo.

Neste capítulo apresentamos os resultados de um experimento de mapeamento espectral óptico e ultravioleta de V2051 Oph durante um estado baixo de brilho (ver Baptista et al. 1998). A análise dos dados é detalhada na Seção 4.2. Na Seção 4.3 investigamos a estrutura espacial do disco nas linhas e no contínuo e apresentamos espectros espacialmente resolvidos do disco, *gas stream* e componente não-eclipsada. Os resultados são discutidos na Seção 4.4 e sumarizados na Seção 4.5.

4.2 Observações e análise dos dados

4.2.1 Observações

O espectrógrafo *Faint Object Spectrograph* (FOS) a bordo do Telescópio Espacial Hubble (HST) foi utilizado em seu modo de aquisição rápida para obter dados espectroscópicos de dois eclipses consecutivos de V2051 Oph em 29 de janeiro de 1996 enquanto o objeto se encontrava num peculiar estado baixo de brilho ($B \simeq 16,2 \text{ mag}$). As observações são sumarizadas na Tabela 4.1.

A primeira monitoria, realizada no óptico (rede G400H), cobre apenas uma modesta faixa do eclipse durante as fases de egresso, enquanto a segunda monitoria cobre completamente o eclipse consecutivo no ultravioleta (rede G160L). Baptista et al. (1998) apresentam a descrição detalhada das observações e da análise dos dados. Os procedimentos de redução de dados do HST/FOS estão descritos no Capítulo 3.

O espectro médio fora do eclipse no ultravioleta (UV) é mostrado no painel superior da Fig. 4.1. O espectro apresenta linhas de emissão de $\text{Ly}\alpha$ $\lambda 1216$ (sendo a maior parte de origem geo-coronal), NV $\lambda 1240, 1243$, Si II $\lambda 1300$, C II $\lambda 1336$, Si IV $\lambda 1394, 1403$, C IV $\lambda 1549, 1551$, Si III $\lambda 1892$, C III $\lambda 2297$, bem como largas bandas em absorção que interpretamos como uma superposição de linhas de Fe II (Horne et al. 1994). O painel inferior mostra o espectro óptico fora do eclipse. Este apresenta o contínuo de Balmer, bem como as linhas de He I , He II e da série de Balmer, em emissão.

Tab. 4.1: Jornal das observações.

Monitoria	Início (UT)	Ciclo orbital	Número de exposições	Faixa espectral	Faixa em fase (ciclos)
H1	19:03	109 988	113	3226 – 4781 Å	+0,01 + 0,08
H2	20:24	109 989	693	1150 – 2507 Å	-0,09 + 0,34

4.2.2 Construção das curvas de luz

Os espectros UV foram divididos em 22 bandas espectrais no contínuo, com largura entre 19 e 60 Å, e 12 bandas espectrais (com larguras em velocidade) para as linhas de emissão (Fig. 4.1). A região do extremo azul do espectro (λ 's menores que $L\alpha$) não foi incluída na análise devido aos baixos valores de contagem (que conseqüentemente levam a baixos valores de sinal-ruído S/N) observados nos dados desta região. As linhas de emissão fo-

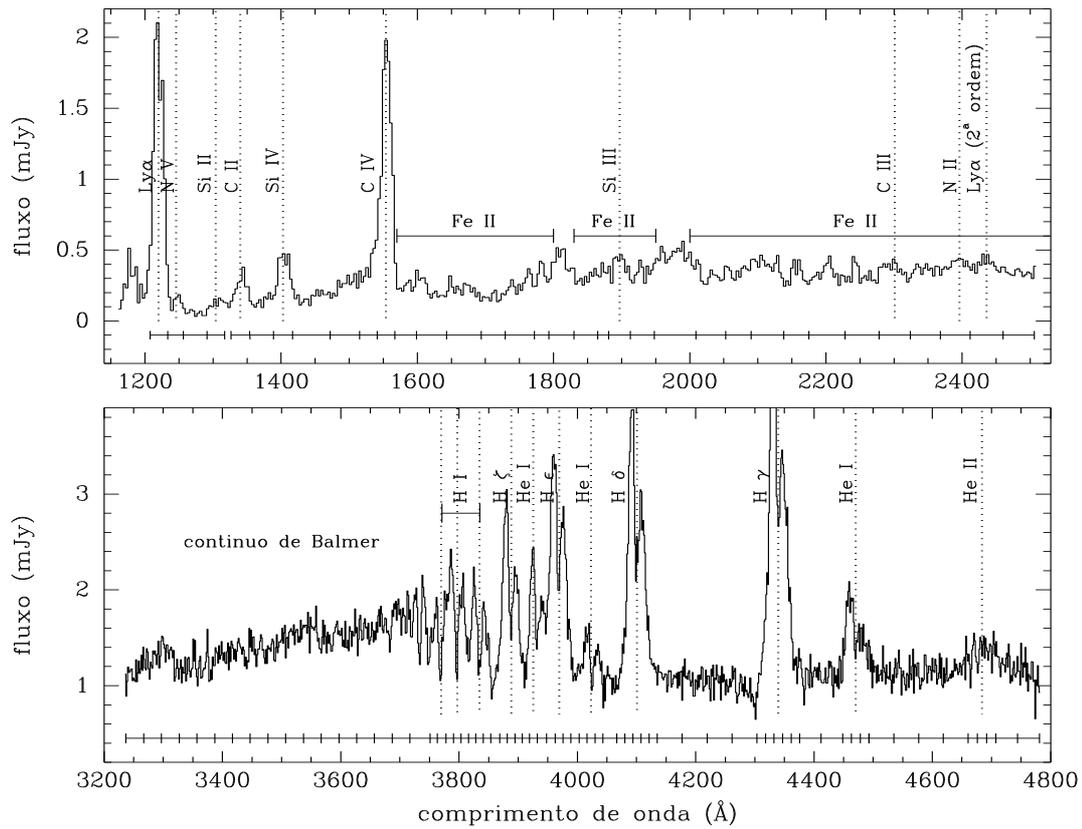


Fig. 4.1: Espectros médios do HST de V2051 Oph para fora do eclipse no ultravioleta (G160L, painel superior) e no óptico (G400H, painel inferior). As faixas em fase são entre +0,10 e +0,20 ciclos e +0,075 e +0,080 respectivamente para o UV e o óptico. A observações correspondem aos ciclos 109 988 e 109 999, de acordo com a efeméride linear de Baptista et al. (2003). Estruturas em emissão (linhas pontilhadas verticais) e em absorção (linhas horizontais) são indicadas nos espectros. Marcas horizontais indicam as bandas usadas na extração das curvas de luz (34 no UV e 68 no óptico).

ram amostradas em uma única banda com largura em velocidade de 5000 ou 6000 km s^{-1} (centrada no comprimento de onda de repouso, $v = 0 \text{ km s}^{-1}$), exceto para a linha de CIV, que foi separada em uma banda centrada no comprimento de onda de repouso e bandas resolvidas em velocidade cobrindo as asas vermelha/azul (todas com largura de 5000 km s^{-1}) O espectro óptico foi dividido em 68 bandas, 32 no contínuo com largura entre 15 e 42 \AA , e 36 bandas para as 11 linhas. As linhas de emissão foram resolvidas em bandas em velocidade com largura de 1000 km s^{-1} , com uma banda centrada no comprimento de onda de repouso. A velocidade sistêmica de V2051 Oph ($\gamma \simeq 40 \text{ km s}^{-1}$) (Watts et al. 1986) foi não foi levada em consideração devido seu valor ser desprezível em comparação à largura das bandas utilizadas. Para as bandas que incluem linhas de emissão, as curvas de luz contêm o fluxo total na banda correspondente, sem a subtração de uma possível contribuição do contínuo subjacente.

As curvas de luz para cada banda espectral foram extraídas computando o fluxo médio em cada banda, e foram posteriormente colocadas em fase de acordo com a efeméride linear de Baptista et al. (2003),

$$T_{\text{mid}}(\text{BJDD}) = 2\,443\,245,97752 + 0,062\,427\,8634 E, \quad (4.1)$$

onde T_{mid} define a conjunção inferior da anã branca.

Curvas de luz para duas bandas selecionadas do contínuo e para as linhas de CIV e $H\gamma$ são mostradas na Figuras 4.2 e 4.3. A cobertura em fase incompleta da monitoria H1 é evidente (Fig. 4.3).

As curvas de luz foram analisadas com o programa PRIDA (Baptista & Steiner 1993) de forma a se obter ajustes sintéticos para as curvas de luz e mapas de distribuição de brilho do disco de acréscimo, além da componente não-eclipsada, para cada faixa espectral selecionada. Os procedimentos realizados para obtenção dos mapas de eclipse são idênticos aos utilizados na análise de IP Peg, descritos na Seção 2.8.

4.3 Resultados

4.3.1 Estruturas no disco

Os mapas da distribuição superficial de brilho, calculados pelo método de mapeamento por eclipse, permitem obter informação espacialmente resolvida acerca da emissão no disco. Nesta seção discutimos as estruturas nos mapas de eclipse das linhas mais proeminentes e de bandas espectrais selecionadas do contínuo, bem como comparamos nossos resultados com os de trabalhos anteriores.

A Fig. 4.2 mostra as curvas de luz e respectivos mapas de eclipse para o centro da linha de CIV e para duas bandas selecionadas do contínuo. O centro da linha de CIV mostra um eclipse com um perfil "Gaussiano" inverso com um egresso um pouco mais longo e suave porém sem nenhuma estrutura distorcendo o perfil da curva. Concordando com a curva de luz, o mapa de eclipse apresenta uma distribuição extensa e simétrica de brilho centrada na anã branca, sem nenhuma evidência clara de emissão na região do *bright spot*.

Em contraste com o observado no centro da linha de CIV, as curvas de luz do contínuo apresentam estruturas durante as fases de ingresso/egresso da anã branca somado a um "ombro" assimétrico no final do egresso indicando a existência de uma significativa emissão

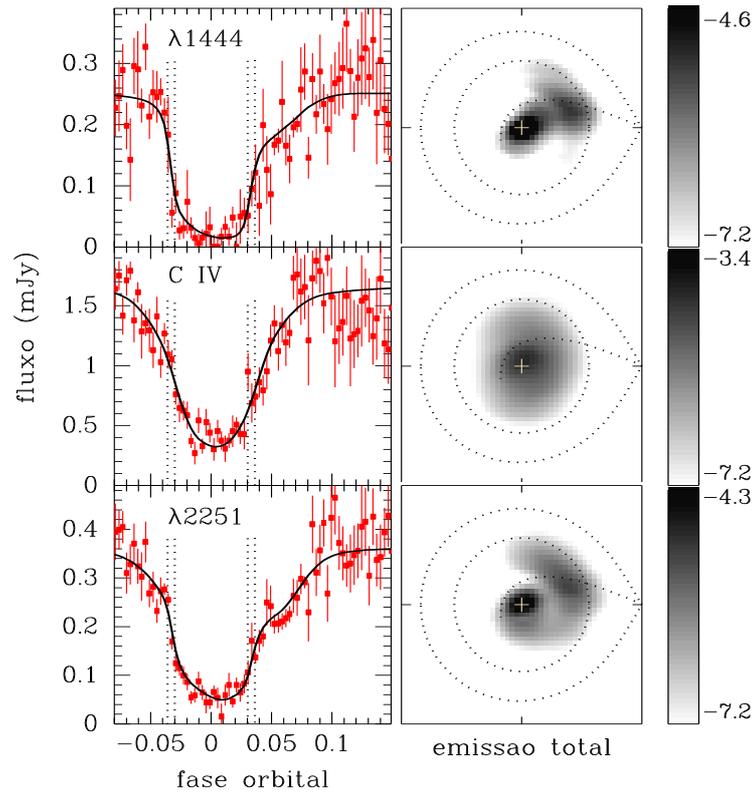


Fig. 4.2: Curvas de luz modelo e correspondentes mapas de eclipse para o centro da linha de CIV ($\Delta v = 5000 \text{ km s}^{-1}$) e para duas bandas selecionadas do contínuo. Os painéis da esquerda mostram os dados (pontos com barras de erro) e as curvas de luz modelo (linhas sólidas). Os painéis da direita mostram os mapas de eclipse correspondentes em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes são indicadas em preto, regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o lóbulo de Roche, a trajetória do *gas stream* e um disco de raio $0,56 R_{L1}$; a secundária está localizada à direita de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. Barras de erro verticais indicam o nível logarítmico de intensidade em cada mapa.

adicional no lado do disco que contém o *bright spot*. O mapa de eclipse correspondente apresenta emissão pronunciada da anã branca no centro do disco mais uma estrutura assimétrica do lado do disco que se move afastando-se da secundária (hemisfério superior dos mapas de eclipse na Fig. 4.2), que pode ser associada com a emissão do *gas stream*. A presença de estruturas compactas de brilho nos mapas do contínuo e sua ausência no mapa da linha de CIV, somado ao observado na componente não-eclipsada (Seção 4.3.4), indicam que o gás onde a linha de CIV é originada apresenta uma grande extensão vertical com uma profundidade óptica significativa. Nossa interpretação é que a linha de CIV é emitida em uma região extensa encobrindo o disco. Esta região necessita ser verticalmente extensa e opticamente densa nesses comprimentos de onda para velar a forte emissão das fontes encobertas, anã branca e *bright spot*. Isto está de acordo com o esperado para

linhas de emissão produzidas por espalhamento ressonante numa cromosfera de disco. Um resultado similar foi obtido para a novóide UX UMa (Baptista et al. 1995).

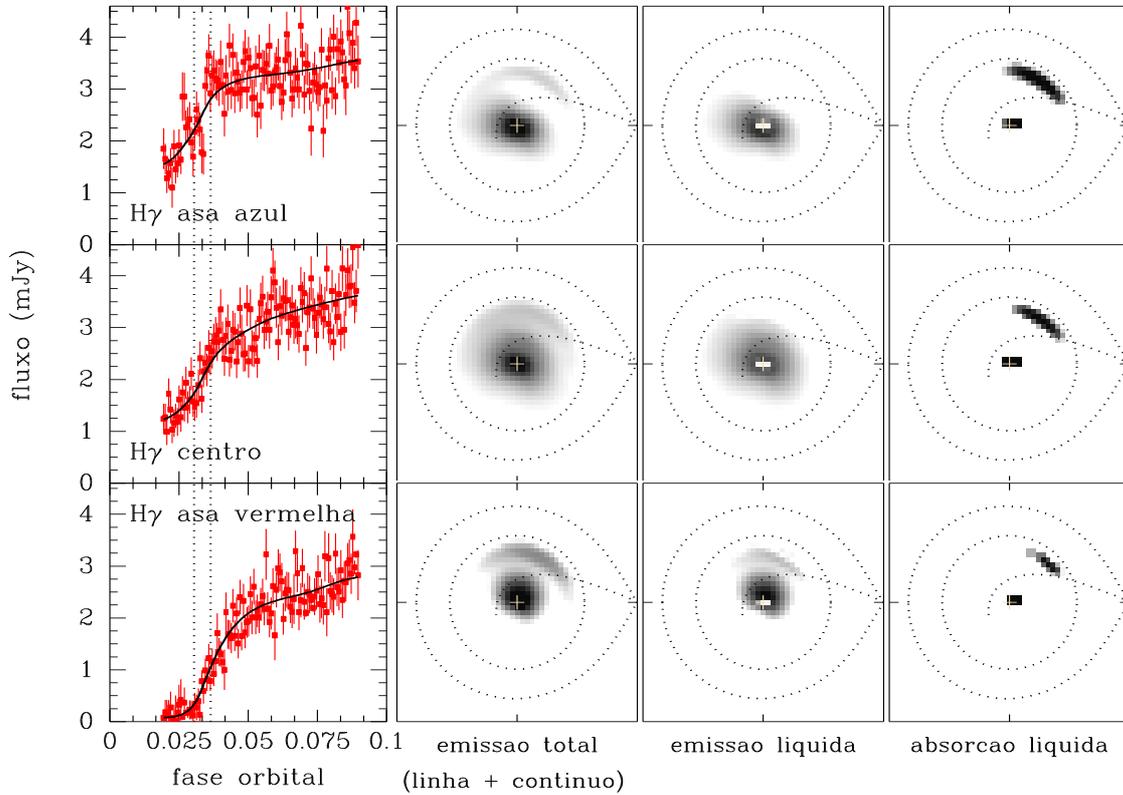


Fig. 4.3: Os painéis da esquerda mostram os dados (pontos com barras de erro) e as curvas de luz modelo (linhas sólidas) para o centro ($v = 0 \text{ km s}^{-1}$, $\Delta v = 1000 \text{ km s}^{-1}$) e as asas azul e vermelha ($\Delta v = 1000 \text{ km s}^{-1}$) da linha de $H\gamma$. Os painéis da segunda coluna mostram os correspondentes mapas de eclipse (emissão total). A terceira coluna apresenta os mapas de eclipse para a emissão líquida enquanto a quarta coluna mostra a absorção líquida em cada caso. A escala de cinza é a mesma em cada coluna. A notação é similar à da Fig. 4.2.

O mapa de eclipse em $\lambda 2251$ é representativo da grande maioria dos mapas do contínuo. Junto com a assimetria causada pela emissão do *gas stream/bright spot*, é observada outra assimetria de brilho. O hemisfério do disco proximo à secundária (chamado de "frente" do disco deste ponto em diante) é sistematicamente mais brilhante que o hemisfério oposto à secundária (o "fundo" do disco, deste ponto em diante). Este mesmo efeito foi observado por Vriellmann et al. (2002), que interpretaram isto como consequência do espalhamento azimutal da emissão do *bright spot*. Nossos resultados indicam uma interpretação diferente (ver Seção 4.4.1).

A Fig. 4.3 mostra curvas de luz e mapas de eclipse para o centro da linha de $H\gamma$ ($v = 0 \text{ km s}^{-1}$) e para as asas azul ($v = -1000 \text{ km s}^{-1}$) e vermelha ($v = +1000 \text{ km s}^{-1}$) da linha. As curvas de luz apresentam eclipses profundos com um egresso longo e suave. Conseqüentemente, os mapas resultantes apresentam uma distribuição também suave centrada na posição da anã branca com uma fonte assimétrica de brilho no quadrante que contém o *bright spot*.

Os painéis direitos da Fig. 4.3 mostram a emissão líquida e a absorção líquida da linha em cada caso. Estes mapas de emissão/absorção líquida são obtidos combinando os mapas de contínuo adjacentes a cada linha e subtraindo este mapa médio de cada mapa em velocidade da linha. Intensidades positivas nos mapas resultantes (mostradas em preto e cinza) indicam as regiões onde a linha aparece em emissão, enquanto regiões negativas (também em preto e cinza nos painéis mais à direita) traçam as regiões onde a linha está em absorção. Os mapas de emissão/absorção revelam que as linhas de Balmer estão em emissão em grande parte do disco, porém aparecem em absorção no centro (em torno da posição da anã branca) e também na região do *bright spot* na borda do disco.

4.3.2 Espectros espacialmente resolvidos

Nosso conjunto de mapas de eclipse permite separar o espectro emitido por diferentes regiões do disco de acréscimo. Motivados pela emissão distinta observada na região do *gas stream* e pelas diferenças entre a emissão nos dois hemisférios, dividimos o disco em três regiões distintas: "frente", "fundo" e "*gas stream*". A coordenada angular é medida a partir da linha que une as duas estrelas e cresce no sentido anti-horário. Definimos "frente" como a região do disco entre 270° e 90° e "fundo" entre 90° e 270° . A região definida como "*gas stream*" é destacada em cinza na Fig. 4.4. Para separar o espectro em relação ao centro do disco, dividimos cada região do disco em seções anulares concêntricas de largura $\Delta R = 0,1 R_{L1}$.

De forma a minimizar possíveis contribuições do *bright spot* e *gas stream* nos espectros da "frente" e "fundo" do disco, nós calculamos a componente simétrica da emissão do disco em cada hemisfério. O procedimento consiste em dividir o disco em um conjunto de *bins* radiais, ajustando uma função do tipo *spline* à mediana das intensidades na metade inferior da distribuição de intensidades em cada *bin*. Este processo essencialmente preserva a base do perfil radial na componente simétrica, removendo possíveis estruturas para a componente assimétrica. As incertezas estatísticas neste processo foram estimadas com técnicas de simulação de Monte Carlo descritas na Seção 2.8.3.

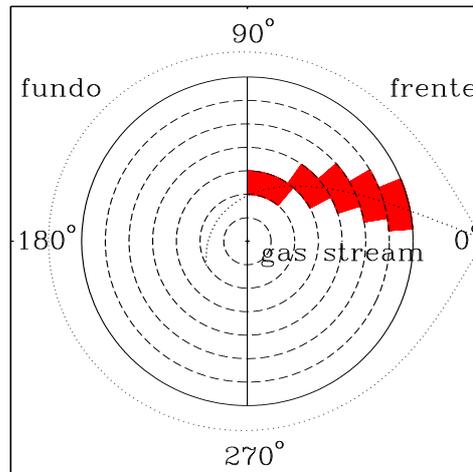


Fig. 4.4: Diagrama esquemático mostrando as regiões definidas como "frente", "fundo" e "gas stream". As linhas tracejadas marcam as regiões anulares de largura $0,1 R_{L1}$ usadas para extrair os espectros espacialmente resolvidos. As linhas pontilhadas marcam a projeção do lóbulo de Roche e a trajetória do *gas stream*. A coordenada angular tem origem na linha que une as duas estrelas e cresce no sentido anti-horário. Quatro referências angulares são indicadas na Figura.

Espectros espacialmente resolvidos do disco (frente e fundo) são mostrados na Fig. 4.5. As regiões mais internas do disco apresentam um contínuo plano que se torna progressivamente mais fraco e vermelho com o aumento do raio, indicando a existência de um gradiente de temperatura. As linhas e o contínuo de Balmer aparecem em emissão em todos os raios no disco. O decremento de Balmer se torna mais plano e as linhas mais proeminentes e estreitas do centro para a borda do disco. O espectro da "frente" é sistematicamente mais brilhante que o espectro do "fundo". Isto é mais evidente no UV, onde a diferença se torna mais pronunciada com o aumento do raio. A comparação entre os espectros da "frente" e do "fundo" mostra que o último contém bandas largas em absorção, possivelmente devido a Fe II, que se tornam mais evidentes nas partes externas do disco - sugerindo que estas surgem devido à absorção ao longo da linha de visada por uma região verticalmente extensa (e.g., Horne et al. 1994).

Com o intuito de investigar a emissão ao longo da trajetória do *gas stream*, calculamos a razão entre o espectro do *gas stream* e a componente simétrica da "frente" do disco em cada raio (Fig. 4.6). O resultado revela que o espectro do *gas stream* é tipicamente uma ordem de grandeza mais brilhante que o espectro do disco nas regiões intermediárias e externas do disco ($0,3 \lesssim R/R_{L1} \lesssim 0,7$) e esta diferença é significativa a um nível de 3σ . Este resultado sugere a ocorrência de transbordamento do jorro de gás. Isto está de

acordo com os resultados de Baptista & Bortoletto (2004), que encontraram evidências claras deste fenômeno em mapas de eclipse na banda B de V2051 Oph em quiescência.

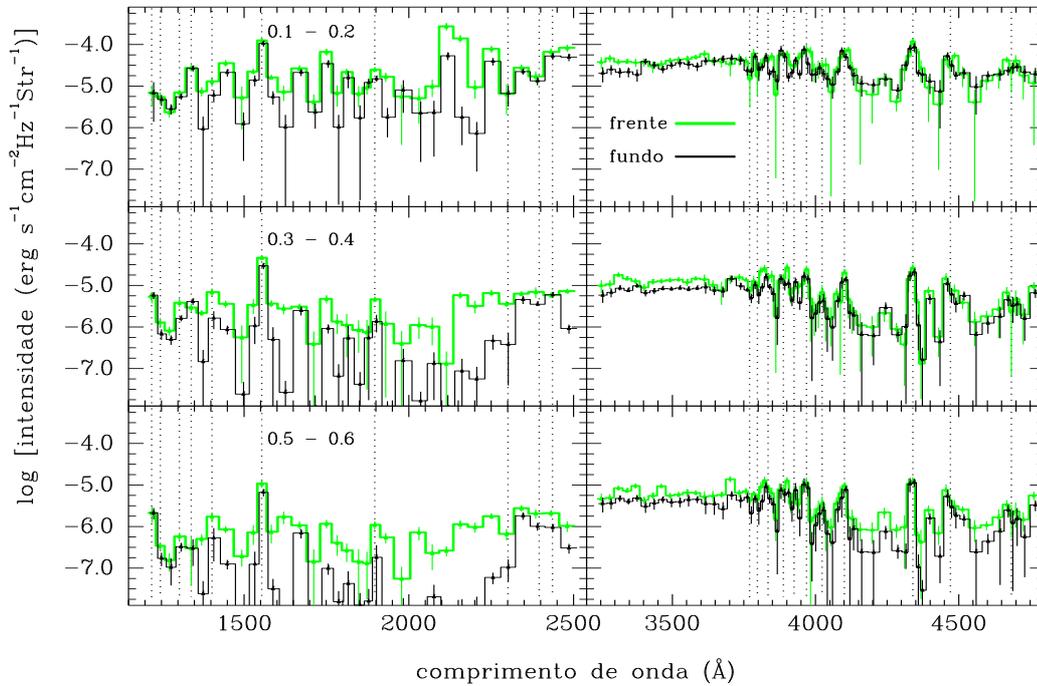


Fig. 4.5: Espectros espacialmente resolvidos UV (esquerda) e óptico (direita) para seções radiais definidas como “frente” ($270^\circ - 90^\circ$) (em cinza) e “fundo” ($90^\circ - 270^\circ$) (em preto) para três regiões anulares selecionadas. As linhas pontilhadas verticais marcam as principais transições espectrais.

Em contraste com o que é observado no espectro do disco, onde as linhas aparecem em emissão em todos os raios, na razão entre o espectro do *gas stream* e da “frente” do disco as linhas de CIV, Si III 1892 e da série de Balmer aparecem em absorção.

A inclinação do contínuo e a intensidade do contínuo de Balmer e das linhas de emissão fornecem uma gama de informações a respeito das condições físicas no gás emissor. Fica claro que um modelo simples de corpo negro ou mesmo modelos de atmosferas estelares não são adequados para descrever as intensas linhas em emissão no espectro do disco de V2051 Oph.

4.3.3 As linhas em emissão

Nesta seção analisamos o comportamento radial de linhas de emissão selecionadas no espectro óptico. A Fig. 4.7 apresenta, para as linhas de $H\delta$, $H\gamma$, He I 4471 e He II 4686, a distribuição radial da intensidade para as linhas e para os contínuos adjacentes (quadros

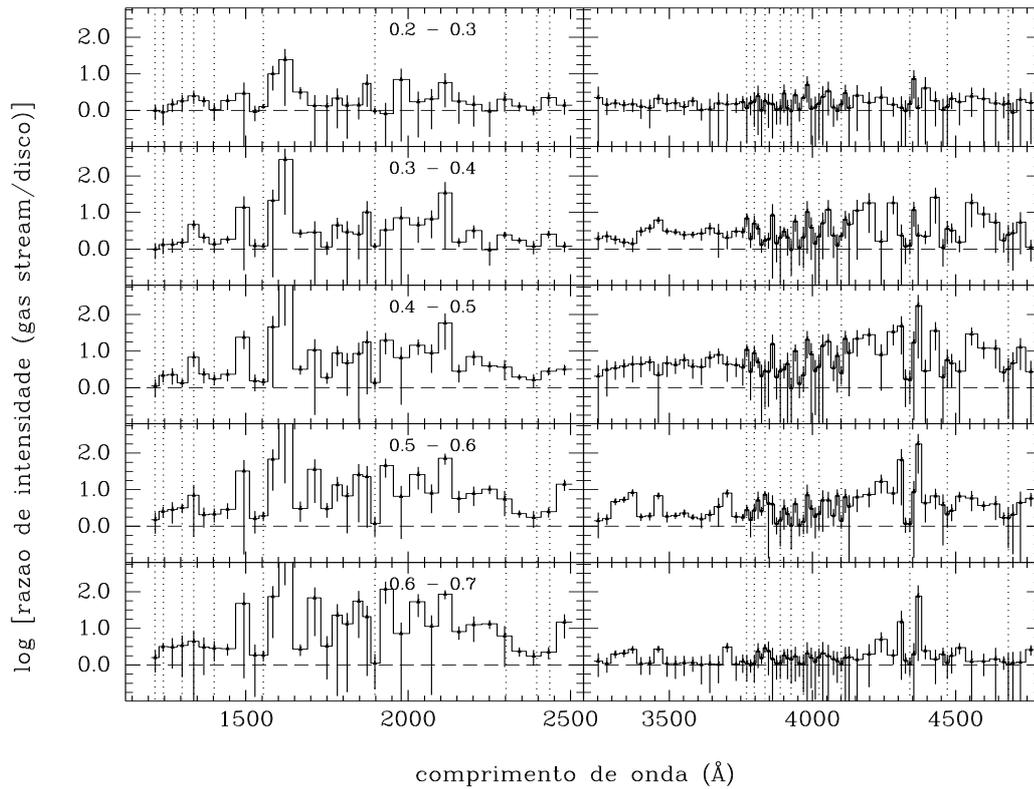


Fig. 4.6: Razão entre os espectros do *gas stream* e da frente do disco (Fig. 4.4) em função do raio. A notação é similar à da Fig. 4.5.

superiores); a distribuição radial da emissão líquida na linha (quadros da segunda linha); a dependência radial da largura equivalente (EW) (quadros da terceira linha) e a distribuição radial da largura à meia altura (FWHM) (quadros inferiores). Os diagramas foram feitos para a região do “fundo” do disco, para evitar a contaminação pela emissão do *gas stream* e, como na Seção 4.3.2, utilizamos a componente simétrica da emissão na análise. Lembramos que nossos mapas de eclipse contém a emissão da linhas mais a contribuição do contínuo subjacente. As distribuições para as linhas foram obtidas da média de todos os mapas de eclipse ao longo da linha, enquanto que para o contínuo as distribuições foram obtidas pela média dos mapas do contínuo adjacente de ambos os lados de cada linha. A emissão líquida da linha foi calculada subtraindo o contínuo adjacente de cada linha correspondente.

Como esperado, a intensidade nos mapas das linhas é maior que na dos contínuos adjacentes (indicando que as linhas aparecem em emissão), exceto nas regiões mais internas do disco, onde a intensidade do contínuo atinge o nível de intensidade das linhas. Para $H\delta$, He I 4471 e He II 4686, a intensidade na linha é igual ou menor que no contínuo nos raios mais internos (indicando que as linhas aparecem em absorção na anã branca no

centro do disco), e não foram plotadas nos correspondentes painéis de emissão líquida. As distribuições líquidas das linhas diminuem em intensidade com o aumento do raio e satisfazem uma dependência radial $I \propto R^{-1,78 \pm 0,06}$, mais pronunciada que a lei empírica $I \propto R^{-1,5}$ derivada por Marsh et al. (1990) assumindo uma distribuição Kepleriana de velocidades para linhas de emissão na nova anã U Gem.

Como consequência do comportamento radial das linhas e da distribuição de intensidades no contínuo, as linhas são relativamente fracas nas regiões internas do disco e sua largura equivalente (EW) aumenta com o aumento do raio do disco. H δ e H γ são as linhas dominantes com uma EW $\simeq 300 \text{ \AA}$ na borda do disco ($R \simeq 0,5 R_{L1}$), enquanto He I 4471 e He II 4686 possuem EW $\simeq 100 \text{ \AA}$ no mesmo raio. Na região mais interna do disco ($R \lesssim 0,1 R_{L1}$) a EW se torna desprezível (ou negativa) devido a intensidade do contínuo alcançar (ou exceder) a intensidade das linhas.

H δ e He II 4686 apresentam valores de FWHM comparáveis ao esperado para um gás em órbita Kepleriana ao redor de uma anã branca de massa $M_1 = 0,78 M_\odot$, porém a inclinação da distribuição radial é mais plana que a lei $v \propto R^{-1/2}$. Devido às grandes incertezas nos valores da FWHM, podemos dizer que as distribuições são consistentes com as expectativas Keplerianas. Por outro lado, as distribuições de H γ e He I 4471 são claramente diferentes do esperado, apresentando velocidades sub-Keplerianas (em níveis de confiabilidade de $2 - 3 \sigma$). Enquanto a inclinação da distribuição de H γ é consistente com a lei $v \propto R^{-1/2}$, He I 4471 apresenta uma distribuição plana, com velocidades de $1/2 \text{ FWHM} \simeq 600 - 700 \text{ km s}^{-1}$ em qualquer raio. O comportamento das quatro linhas apresentadas sugere que a emissão não provém de um gás em rotação Kepleriana em torno da anã branca.

4.3.4 Componente não-eclipsada do espectro

A componente não-eclipsada foi introduzida no método de mapeamento por eclipse em função da fração da luz total que não provinha do plano do disco de acréscimo (i.e. luz da estrela secundária ou emissão por um vento verticalmente extenso) (Rutten et al. 1992).

A Fig. 4.8 apresenta o espectro da componente não-eclipsada, bem como sua contribuição fracional em cada comprimento de onda. Estimamos a contribuição fracional da componente não-eclipsada calculando a razão entre a luz não-eclipsada e o nível médio fora do eclipse em cada banda espectral utilizada.

A componente não-eclipsada é dominada pelo contínuo de Balmer em emissão e por intensas linhas de He e da série de Balmer também em emissão no espectro óptico, e por

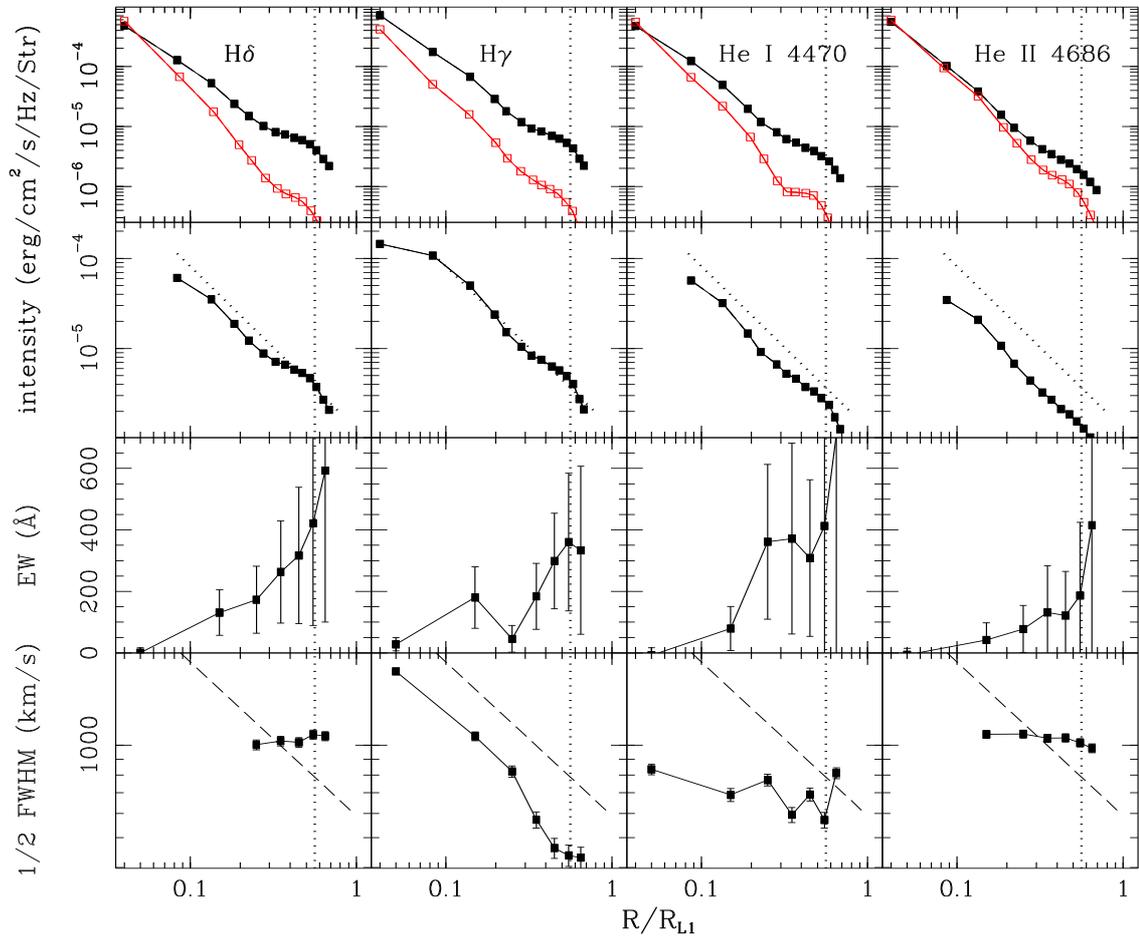


Fig. 4.7: Topo: Distribuição radial de intensidade para linhas selecionadas do espectro óptico (símbolos cheios) e para os correspondentes contínuos adjacentes (símbolos vazios). As linhas tracejadas indicam o limite de 1σ em cada caso. A linha vertical pontilhada indica o raio externo do disco, em $R = 0,56R_{L1}$ (Baptista et al. 1998). Segunda linha de quadros: distribuição radial da emissão líquida das linhas. A linha pontilhada traça uma dependência radial de inclinação $I \propto R^{-1,78}$. Terceira linha de quadros: a largura equivalente (EW) das linhas em função do raio. Quadros inferiores: a largura a meia altura (FWHM) das linhas em função do raio. A linha tracejada indica a lei $v \propto R^{-1/2}$, esperada para um gás em órbita Kepleriana.

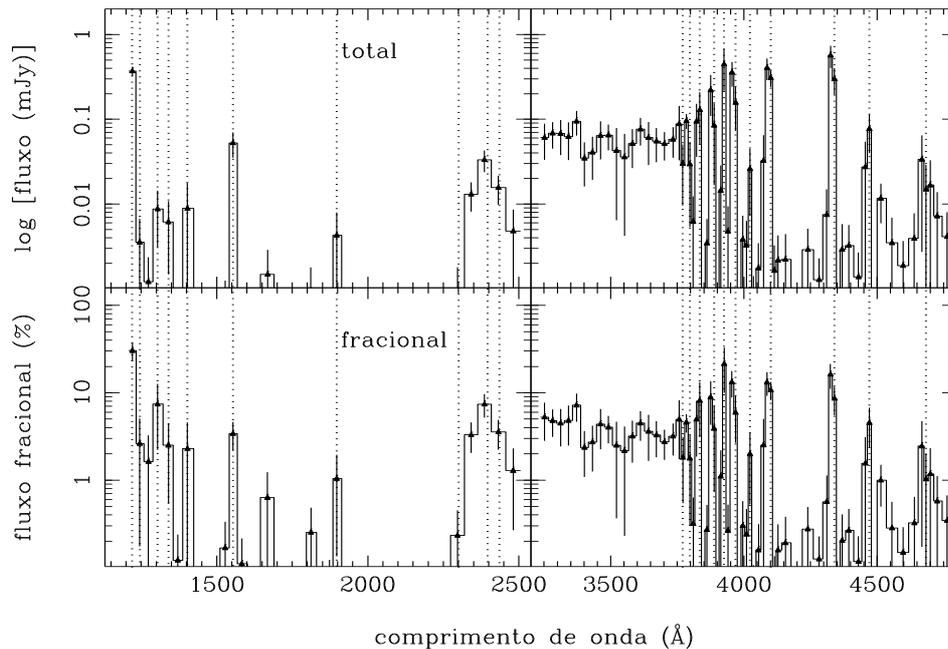


Fig. 4.8: Espectro da componente não-eclipsada. Painel superior: contribuição total. Painel inferior: contribuição fracional. A notação é similar à da Fig. 4.5.

linhas de emissão por espalhamento ressonante no UV, sugerindo que estas emergem de uma região quente, verticalmente extensa e opticamente fina. $L\alpha$ é a linha mais intensa no espectro não-eclipsado ($\simeq 30$ por cento da luz total em seu comprimento de onda). Entretanto, a maior parte desta luz é de origem geocoronal e não intrínseca do objeto. As demais linhas tanto no espectro óptico quanto no UV, bem como o contínuo de Balmer, possuem $\simeq 10$ por cento da luz total em seus respectivos comprimentos de onda. As outras regiões no espectro da componente não-eclipsada possuem contribuição fracional desprezível em relação ao espectro total. Isto indica que a emissão do contínuo ocorre quase que totalmente no plano do disco enquanto parte da emissão das linhas ($\simeq 10$ por cento) ocorre em uma região verticalmente extensa em torno do disco.

4.4 Discussão

4.4.1 Evidências de emissão cromosférica

Nossos mapas de eclipse, principalmente no UV (ver Fig. 4.2), apresentam assimetrias entre os hemisférios e isto se torna evidente quando comparamos os espectros da frente do disco com os do fundo (Fig. 4.5): o lado da frente é sistematicamente mais brilhante que o fundo do disco. Este resultado é similar ao obtido por Vrielmann et al. (2002).

Eles discutiram uma série de possibilidades para explicar este efeito (disco com ângulo de abertura não-nulo, distorções no disco, bojo produzido pelo impacto do *gas stream*, porém não concluíram qual a sua real causa.

Nossos espectros para a frente e o fundo do disco foram obtidos da componente simétrica das distribuições (Seção 4.3.2), que traça a base da distribuição radial de intensidade removendo a possível contribuição de fontes assimétricas de brilho. Além disso, o espectro da região do *gas stream* é perceptivelmente diferente do espectro do disco nas regiões intermediárias e externas ($R \gtrsim 0,3 R_{L1}$). Isto nos assegura que as assimetrias frente-fundo observadas são um efeito real e não artefatos gerados por espalhamento angular da emissão do *bright spot* (intrínseco ao método de mapeamento por eclipse).

Vriellmann et al. (2002) discutem a possibilidade das assimetrias serem causadas por um disco com ângulo de abertura (α) não nulo, porém descartam esta hipótese devido a esta levar ao aumento da emissão no lado de trás (visto sob baixa inclinação efetiva, $i_{eff} = i - \alpha$) em comparação com o lado da frente do disco (visto sob uma inclinação efetiva maior, $i_{eff} = i + \alpha$). Este argumento somente é correto se a atmosfera do disco apresentar um gradiente de temperatura tipo estelar, onde a temperatura decresce verticalmente. Se o disco possuir uma cromosfera, onde a temperatura aumenta conforme nos afastamos do plano orbital, o efeito será o oposto. Devido ao lado da frente do disco ser visto sob uma inclinação maior, os fótons emergentes deste hemisfério provêm de uma camada mais externa (e quente) da cromosfera, resultando num espectro mais brilhante. O lado do fundo do disco é visto sob uma inclinação menor, permitindo que fótons provenientes de camadas mais profundas (e frias) possam emergir, resultando em um espectro menos intenso.

Conseqüentemente, as assimetrias frente-fundo observadas no disco de V2051 Oph podem ser interpretadas como evidência de emissão cromosférica proveniente de um disco com ângulo de abertura não-nulo (mas provavelmente pequeno). Esta cromosfera é o local de emissão das linhas e provavelmente também a responsável por velar a emissão do contínuo tanto da anã-branca como do *bright spot*. Esta cromosfera também pode explicar os perfis de absorção de Fe II, que se tornam mais pronunciados para raios mais externos no fundo do disco, devido ao fato dos fótons provenientes destas regiões atravessarem um caminho cada vez maior ao longo desta cromosfera verticalmente extensa antes de deixarem a binária em direção ao observador.

4.4.2 O espectro da anã-branca e a distância até V2051 Oph

Nesta seção ajustamos modelos de atmosfera estelar ao espectro da anã-branca de forma a estimar a temperatura da estrela primária e a distância ao objeto. Adotamos o raio da anã-branca como $R_{WD} = 0,0103 R_{\odot}$ e um lóbulo de Roche de tamanho $R_{L1} = 0,422 R_{\odot}$ (Baptista et al. 1998). Estes valores levam a um fator de escala de $0,0392 R_{L1} \text{ pixel}^{-1}$ nos mapas de eclipse. Uma vez que a estrela primária possui um diâmetro de $0,0488 R_{L1}$, o pixel central dos mapas de eclipse é totalmente ocupado pela superfície da anã-branca. Nós obtemos assim uma boa estimativa do espectro da anã-branca extraindo o fluxo do pixel central dos mapas de eclipse. Estes fluxos são multiplicados por um fator

$$\frac{A_{WD}}{A_{\text{pix}}} = \left(\frac{0,0244 R_{L1}}{0,0392 R_{L1}} \right)^2 \frac{\pi}{\cos \theta}, \quad (4.2)$$

para escalonar o espectro para a área efetiva da anã-branca. O espectro resultante assemelha-se ao de uma anã-branca tipo DA, com um contínuo preenchido por linhas em absorção rasas e largas, além de um contínuo de Balmer também em absorção (Fig. 4.9).

Utilizamos um conjunto de espectros de anãs-brancas do tipo DA com $6500 K < T_{WD} < 20000 K$ e $\log g = 8$ (Koester 2000, comunicação privada) de forma a ajustar o espectro da anã-branca em V2051 Oph. Uma vez que os modelos de anãs-brancas DA apresentam apenas o nível do contínuo e as linhas de H I, mascaramos as outras regiões do espectro durante os procedimentos de ajuste. Isto inclui remover a região espectral acima de 2300 \AA no UV e abaixo de 3400 \AA no óptico, evitando assim a contaminação pelas bandas em absorção de Fe II. Consideramos duas possibilidades nos ajustes: (i) as regiões mais internas do disco são opacas de forma que a parte visível da superfície da anã-branca é a área projetada de seu hemisfério superior, acima do disco opaco, (ii) a superfície da anã-branca é totalmente visível através de um disco opticamente fino.

Nosso melhor ajuste leva a uma temperatura para a anã-branca de $T_{WD} = 9500^{+2900}_{-1900} K$ para uma distância de $d = 67^{+22}_{-25} pc$ se as regiões internas do disco são opacas e $d = 92^{+30}_{-35} pc$ se o centro do disco é opticamente fino. A temperatura ajustada e as respectivas distâncias são significativamente diferentes dos valores previamente reportados.

Catalán et al. (1998), utilizando técnicas de decomposição espectral, extraíram dos dados G160L um espectro UV da anã-branca e realizaram um ajuste preliminar (assumindo um modelo de atmosfera de anã-branca encoberto por uma camada de gás frio de forma a ajustar as bandas em absorção de Fe II) obtendo uma temperatura para a anã-branca de $T_{WD} = 15000 K$. Esta solução provê um ajuste razoavelmente bom no UV

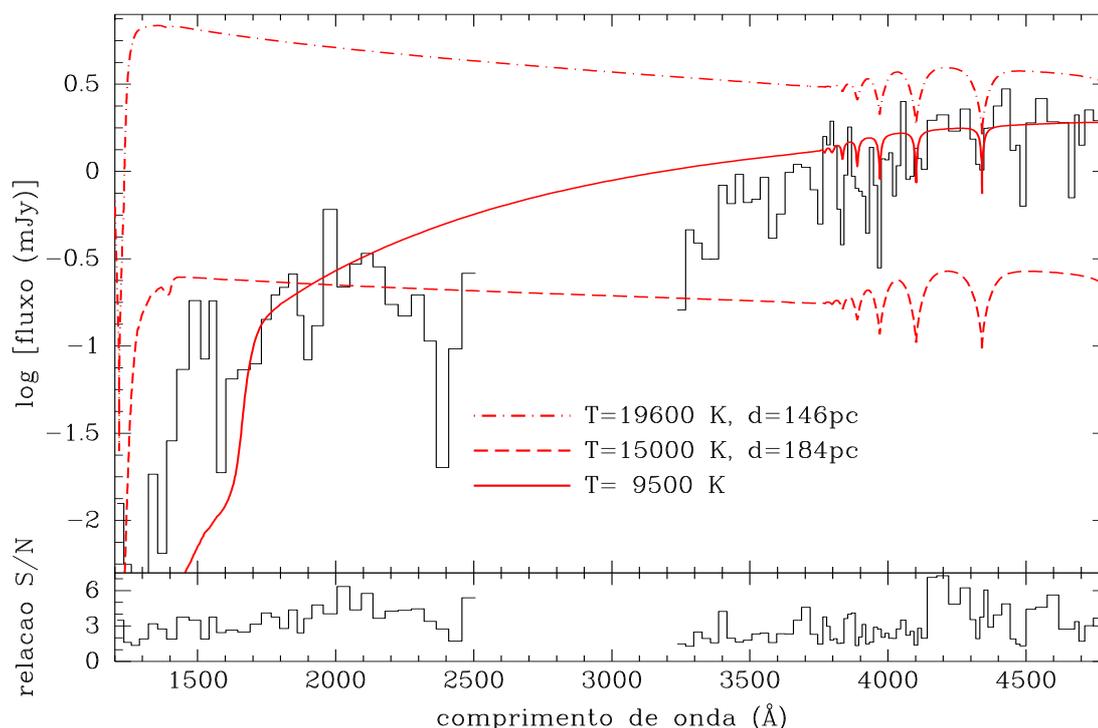


Fig. 4.9: Espectro da anã-branca de V2051 Oph (histograma em preto) e modelos ajustados de anãs-brancas DA. A linha ponto-tracejada corresponde a um modelo com $T = 19600K$ e $d = 146 pc$ (Vrielmann et al. 2002) enquanto a linha tracejada corresponde à $T = 15000K$ e $d = 184 pc$ (Catalán et al. 1998). O modelo de melhor ajuste é mostrado como um linha sólida. Abaixo: a relação sinal-ruído (S/N) do espectro da anã-branca.

porém subestima o fluxo da anã-branca no óptico por um fator $\simeq 5$. A anã-branca deve ser mais fria (e, conseqüentemente, a distância deve ser menor) para ajustar a inclinação dos espectros UV e óptico combinados. Por outro lado, Vrielmann et al. (2002) ajustaram modelos de atmosferas de anã-branca a medidas fotométricas UBVRI encontrando $T_{WD} = 19600 K$ (se apenas um hemisfério da anã-branca é visível) ou $T_{WD} = 15000 K$ (se a anã-branca é totalmente visível) para uma distância de $d = 146 pc$. Entretanto este resultado superestima fortemente a contribuição da anã-branca no ultravioleta. Para comparação, a Fig. 4.9 mostra os modelos de anãs-brancas DA para as temperaturas e respectivas distâncias obtidas nos trabalhos acima citados.

Como primeiro passo na tentativa de entender as diferenças, investigamos a possibilidade da presença de erros sistemáticos nos mapas de eclipse (e.g. dependência em comprimento de onda do espalhamento da fonte central de brilho) que poderiam ter afetado a inclinação do espectro extraído para a anã-branca. Para testar esta hipótese, extraímos um espectro da anã-branca através da medida da altura do salto em fluxo no egresso da anã-branca, que é uma forma similar ao procedimento usado por Catalán et al. (1998)

para extrair o espectro UV da anã-branca. O resultado obtido é consistente (dentro das incertezas) com o espectro apresentado na Fig. 4.9. Conseqüentemente, podemos confiar que este perfil mais “vermelho” observado no espectro da anã-branca de V2051 Oph na época das observações com o HST é real. Assim, o ponto principal de discussão é que não é possível modelar o espectro observado para a anã-branca com um modelo de atmosfera DA muito quente ($T_{WD} \gtrsim 14000 K$).

A origem da discrepância entre nosso resultado e as análises anteriores possivelmente é a restrita cobertura espectral usada naqueles trabalhos. Catalán et al. (1998) utilizaram somente a parte UV do espectro (1150–2500 Å) para ajustar a temperatura da anã-branca. É possível ajustar as intensidades UV observadas com um espectro DA de $T_{WD} = 15000 K$ e uma distância de $d = 184 pc$ (Catalán et al. 1998) porém ao custo de uma diferença enorme entre o modelo e os dados no óptico.

A inclinação de um espectro de anã-branca DA no óptico (3500 – 5000 Å) é muito similar para uma grande faixa de temperaturas. Devido a isto, somente com o espectro óptico não é possível obter um resultado robusto para a temperatura da anã-branca. Testamos isto ajustando modelos de anãs-brancas somente para a parte óptica do espectro. Este exercício mostra que é possível ajustar temperaturas na faixa 6500 – 16500 K com um χ^2 somente 20% maior que o χ^2 para o melhor ajusta neste caso, $T_{WD} = 11500 K$. Esta ausência de sensibilidade afeta a determinação de temperatura de Vrielandt et al. (2002) uma vez que estes usam somente dados fotométricos ópticos em sua análise. Além disso, eles erroneamente utilizam o valor de $R_{WD} = 0,0244 R_{\odot}$ para o raio da anã-branca, enquanto que o valor correto obtido em Baptista et al. (1998) é $R_{WD} = 0,0103 R_{\odot}$. Seus ajustes tem que compensar o erro no valor assumido para o raio da anã-branca aumentando a distância por um fator similar ($\simeq 2,3$).

Steehls et al. (2001), utilizando dados de espectroscopia óptica (4000 – 6800 Å), encontraram que um corpo-negro de 15000 K ajusta de forma coerente o espectro da anã-branca de V2051 Oph por eles obtido. Este resultado apresenta o mesmo problema discutido acima: a inclinação do espectro de uma anã branca no óptico é muito similar para uma grande faixa em temperatura.

É importante ressaltar que na época de nossas observações V2051 Oph se apresentava num estado não-usual de baixo brilho, onde a taxa de acréscimo estava consideravelmente reduzida (Baptista et al. 1998). Com a redução (ou ausência) de aquecimento por acréscimo, é possível que a anã-branca também estivesse mais fria. Devido a isto, é esperado que nossa temperatura ajustada para a anã-branca seja menor que durante um estado quiescente normal.

Nossa grande cobertura espectral, combinando dados ópticos e UV, permite uma melhor determinação da inclinação do espectro da anã-branca e, conseqüentemente, da temperatura e distância. Nossos resultados revelam que a distância à V2051 Oph é menor que os valores previamente encontrados.

4.5 Conclusões

Nesta seção resumimos os principais resultados deste experimento de mapeamento espectral da nova anã V2051 Oph durante um estado não-usual de baixo brilho.

- A presença de forte emissão do *bright spot* nos mapas do contínuo e sua ausência nos mapas das linhas, somado à significativa absorção extra observada nos espectro do lado do fundo do disco, são indicações da grande profundidade ótica e extensão vertical do gás onde as linhas são originadas.
- A distinta emissão da trajetória do *gas stream* sugere a ocorrência de transbordamento do jorro de gás (*gas stream overflow*).
- Espectros espacialmente resolvidos mostram que as linhas estão em emissão ao longo de todo o disco. O decremento de Balmer se torna mais raso com o aumento do raio.
- A FWHM das linhas difere do esperado para um gás em rotação Kepleriana e as intensidades das linhas apresentam uma dependência radial $I \propto R^{-1,78 \pm 0,06}$.
- O espectro da componente não-eclipsada é dominado por linhas intensas da série de Balmer em emissão e pelo contínuo de Balmer (também em emissão), indicando sua origem em uma região quente, verticalmente extensa e opticamente fina sobre o disco. As linhas mais intensas contribuem com $\simeq 10\%$ do fluxo total.
- Proeminentes bandas em absorção, possivelmente devido a Fe II, são vistas no espectro do fundo do disco, sugerindo que estas surgem devido à absorção por uma região extensa acima do disco.
- O espectro do lado da frente do disco é sistematicamente mais brilhante que o espectro do fundo num mesmo raio. Isto pode ser explicado em termos de emissão cromosférica (temperaturas maiores nas camadas superiores da atmosfera) por um disco com ângulo de abertura não-nulo (*limb brightening effect*).

- Ajustes de modelos de atmosferas estelares para o espectro extraído da anã branca levam a uma temperatura $T_{WD} = 9500^{+2900}_{-1900} K$ e uma distância $d = 67^{+22}_{-25} pc$ (se o centro do disco é opaco) ou $d = 92^{+30}_{-35} pc$ (se o centro do disco é opticamente fino).

Capítulo 5

DQ Herculis

5.1 Introdução

DQ Herculis (ou Nova DQ Her 1934) é uma polar intermediária eclipsante que serve de protótipo a uma classe de estrelas variáveis cataclísmicas que apresentam pulsações em períodos menores que o período orbital do sistema, causadas pela rotação da estrela anã-branca magnética no centro do disco (Martell et al. 1995). Em estrelas DQ Her, as regiões internas do disco de acreção são rompidas pelo campo magnético da anã-branca ($B \lesssim 10^7 G$) fazendo com que o acreção final ocorra ao longo das linhas de campo até os pólos magnéticos da estrela primária.

Neste capítulo apresentamos os resultados de um estudo por mapeamento espectral no óptico de DQ Herculis baseado em espectroscopia com resolução temporal de 4 eclipses do objeto em julho de 1987. Na Seção 5.2 descrevemos as observações e apresentamos a análise dos dados. A Seção 5.3 apresenta os resultados obtidos sobre a estrutura espacial do disco bem como espectros espacialmente resolvidos do disco, *gas stream* e componente não eclipsada. Na Seção 5.4 apresentamos nossa análise sobre a origem e região de pulsação de 71 s observada em DQ Her. Os resultados são sumarizados na Seção 5.5.

5.2 Observações e análise dos dados

5.2.1 Observações

Nossos dados consistem de 3272 espectros obtidos com o telescópio Hale de 5m, usando o detector 2D Frutti, nas noites 3 – 4 de julho de 1987. O tempo de integração de cada espectro é 10 s, e a cobertura espectral $\sim 3800 - 5000 \text{ \AA}$. Removemos do espectro a

velocidade orbital da estrela primária $K_1 = 140 \text{ km s}^{-1}$ e os espectros corrigidos foram agrupados com uma resolução de 130 km s^{-1} por caixa (2 \AA pixel^{-1} em $\lambda 4500 \text{ \AA}$, Martell et al. 1995). As monitorias cobrem os ciclos de eclipse 62105, 62106, 62110 e 62111, de acordo com a efeméride de Africano & Olson (1981). Neste trabalho analisamos apenas os dados em torno do eclipse, na faixa em fase de $-0,10$ até $+0,10$ ciclos, formando um sub-grupo de 1073 espectros do conjunto de dados original.

A Fig. 5.1 apresenta espectros médios para antes (faixa em fase $-0,09, -0,08$), após ($+0,10, +0,11$) e no centro do eclipse ($-0,02, +0,02$). Os espectros apresentam as linhas de Balmer em emissão, intensa linha de He II 4686, linhas mais fracas de He I e He II, bem como linhas de metais em absorção sobre um contínuo basicamente plano. As linhas em emissão apresentam um claro perfil duplo-pico no centro do eclipse. As linhas da série de Balmer são mais proeminentes no centro do eclipse do que fora dele, indicando que sua emissão é menos concentrada no centro do disco do que o contínuo.

5.2.2 Construção das curvas de luz

Os espectros foram divididos em 295 bandas espectrais; 72 bandas espectrais no contínuo, com uma largura típica de 8 \AA , e 223 bandas espectrais resolvidas em velocidade para as linhas. As linhas de emissão foram amostradas em bandas com largura de 200 km s^{-1} ; uma banda centrada no comprimento de onda de repouso ($v = 0 \text{ km s}^{-1}$) e bandas cobrindo as asas das linhas. A velocidade sistêmica do objeto ($\gamma = 5 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$, Horne et al. 1993) não foi levada em consideração. As principais linhas do espectro foram amostradas com um número de bandas entre 11 e 15, variando de acordo com a separação espectral (espaço) entre as linhas.

As curvas de luz foram extraídas para cada banda combinando as quatro monitorias em fase em caixas de largura $0,0025$ ciclos. Nas bandas que incluem linhas de emissão as curvas de luz contêm o fluxo total, sem a subtração de uma possível contribuição do contínuo subjacente. As barras de erro foram estimadas utilizando o desvio padrão em relação ao fluxo mediano em cada caixa em fase. As curvas de luz resultantes foram colocadas em fase de acordo com a efeméride de Africano & Olson (1981),

$$T_{\text{centro}} = \text{HJD } 2\,434\,954,943899(2) + 0,193620897(5) \text{ E.} \quad (5.1)$$

Lembramos o leitor que, uma vez que a oscilação de 71 s não foi removida das curvas de luz, os mapas de eclipse resultante contêm a combinação da componente não pulsada mais

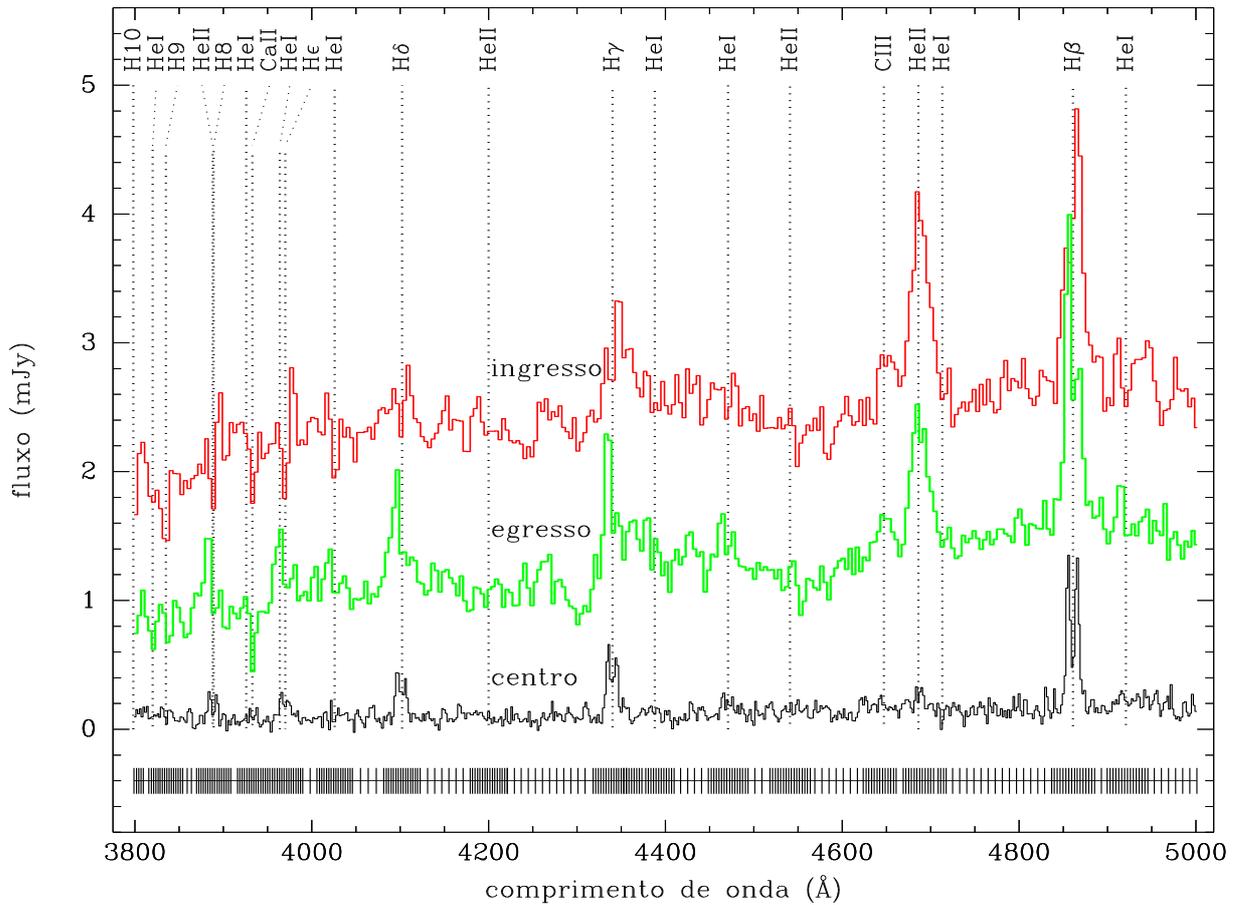


Fig. 5.1: Espectros médios de DQ Her para o ingresso (faixa em fase de $-0,09$ a $-0,08$ ciclos), egresso (de $+0,10$ a $+0,11$) e meio do eclipse, combinando os ciclos de eclipse 62105, 62106, 62110 e 62111, de acordo com a efeméride de Africano & Olson (1981). As linhas pontilhadas verticais marcam as linhas de emissão/absorção. A linha inferior indica as 295 bandas espectrais usadas na extração das curvas de luz.

a contribuição da média temporal da luz pulsada. Por outro lado, uma vez que o pulso de 71 s contribui com, no máximo, 2–3 % do fluxo total (Martell et al. 1995), a influência da luz pulsada sobre a distribuição de brilho no disco é pequena. Técnicas de mapeamento por eclipse (Seção 2.4) foram usadas para obter mapas da distribuição de brilho no disco e uma componente não-eclipsada adicional em cada banda. Adotamos como mapa de eclipse uma matriz centrada na estrela primária de 65×65 pixels correspondendo a uma largura de $2R_{L1}$, onde R_{L1} é a distância do centro do disco ao ponto Lagrangeano interno ($L1$). Adotamos um lóbulo do Roche de $0,766 R_{\odot}$ (Patterson 1980), razão de massa $q = 0,66$ e uma inclinação $i = 86,5^{\circ}$ (Horne et al. 1993). Esta combinação de parâmetros garante que a estrela anã branca está no centro do mapa.

Curvas de luz e mapas de eclipse em bandas selecionadas para as linhas de $H\beta$ e He II 4686 são mostradas nas Figs. 5.2 e 5.3. Curvas de contorno nestas figuras delimitam as regiões dos mapas de eclipse com significância estatística maior que 15σ .

5.3 Resultados

5.3.1 Estruturas no disco

As curvas de luz para as linhas de $H\beta$ e He II 4686 (Figs. 5.2 e 5.3) apresentam o comportamento esperado para o eclipse de um gás em rotação (distúrbio rotacional), com a asa azul da linha sendo eclipsada antes da asa vermelha, confirmando os resultados obtidos por Greenstein & Kraft (1959) e Chanan et al. (1978) para a linha de He II 4686. Entretanto, os mapas de eclipse em bandas com velocidade simétrica não mostram a reflexão esperada para um disco simétrico em torno da anã-branca, indicando a presença de fontes extras de emissão dispostas de forma assimétrica no disco.

A assimetria observada nas curvas de luz durante o egresso do eclipse produz assimetrias azimutalmente extensas nas partes externas dos mapas do disco estendendo-se por $\theta \simeq 90^\circ$ para além da interseção da trajetória do *gas stream* com a borda do disco. Esta extensa mancha brilhante indica que o choque do gás proveniente da secundária com as partes externas do disco é radiativamente ineficiente, com a emissão/resfriamento espalhando-se ao longo da direção de rotação do gás. A partir da posição de máximo da emissão do *bright spot* conseguimos estimar o raio externo do disco em $R_{BS} = 0,57 \pm 0,03 R_{L1}$.

Com o objetivo de evidenciar as estruturas relacionadas aos mapas das linhas, calculamos a emissão líquida desses mapas. O procedimento de obtenção utilizado foi o mesmo descrito na Seção 4.3.1. Os mapas da emissão líquida da linha de $H\beta$ (painéis à direita na Fig. 5.2) apresentam um déficit na região do *bright spot* bem como no centro do disco, indicando que esta linha aparece em absorção na região de impacto da matéria com o disco assim como na região em torno da anã branca. Em baixas velocidades os mapas apresentam um peculiar perfil de distribuição cardeóide formando um ângulo $\theta \simeq 150^\circ$ em relação ao eixo que une as duas estrelas. Um comportamento similar pode ser observado em velocidade zero nos mapas de eclipse da emissão líquida de He II 4686 (Fig. 5.3).

É tentador interpretar estas estruturas como a projeção no plano orbital de uma cortina de acréscimo sobre um dos pólos da anã-branca. O método de mapeamento por eclipse projeta qualquer emissão acima do plano orbital na posição onde a linha de visada deste ponto cruza o plano do disco. Então, a emissão de uma região a uma altura Z

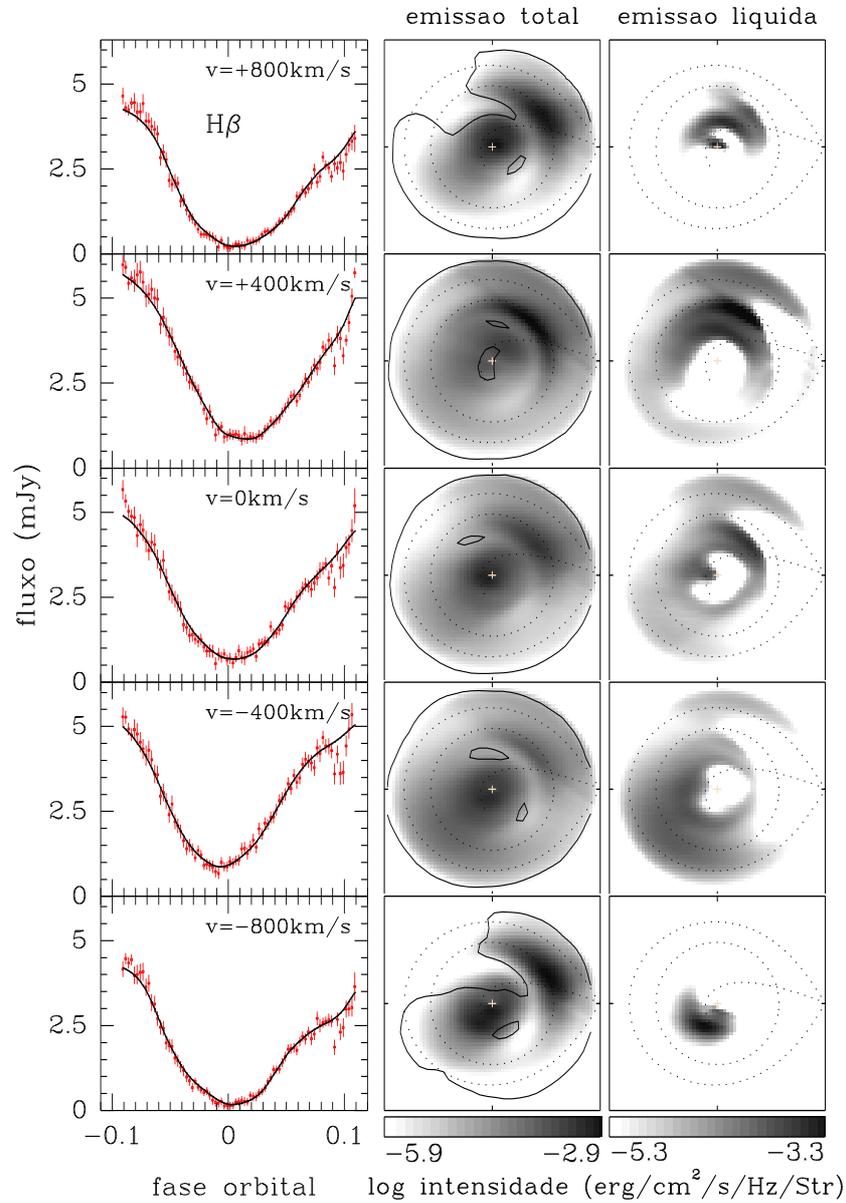


Fig. 5.2: Curvas de luz modelo e correspondentes mapas de eclipse para a linha de $H\beta$ em cinco bandas em velocidade ($v = \pm 800, \pm 400$ e 0 km s^{-1} , $\Delta v = 200 \text{ km s}^{-1}$). Os painéis da esquerda mostram os dados (pontos com barras de erro) e as curvas de luz modelo (linhas sólidas). Os painéis do centro mostram os mapas de eclipse correspondentes em escala logarítmica de cinza (emissão total). Os painéis da direita mostram os mapas para a emissão líquida em cada caso. Regiões brilhantes são indicadas em preto, regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o lóbulo de Roche, um círculo de raio $0,57 R_{L1}$ e a trajetória do *gas stream*; a secundária está localizada à direita de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. Curvas de contorno delimitam as regiões com significância estatística maior que 15σ .

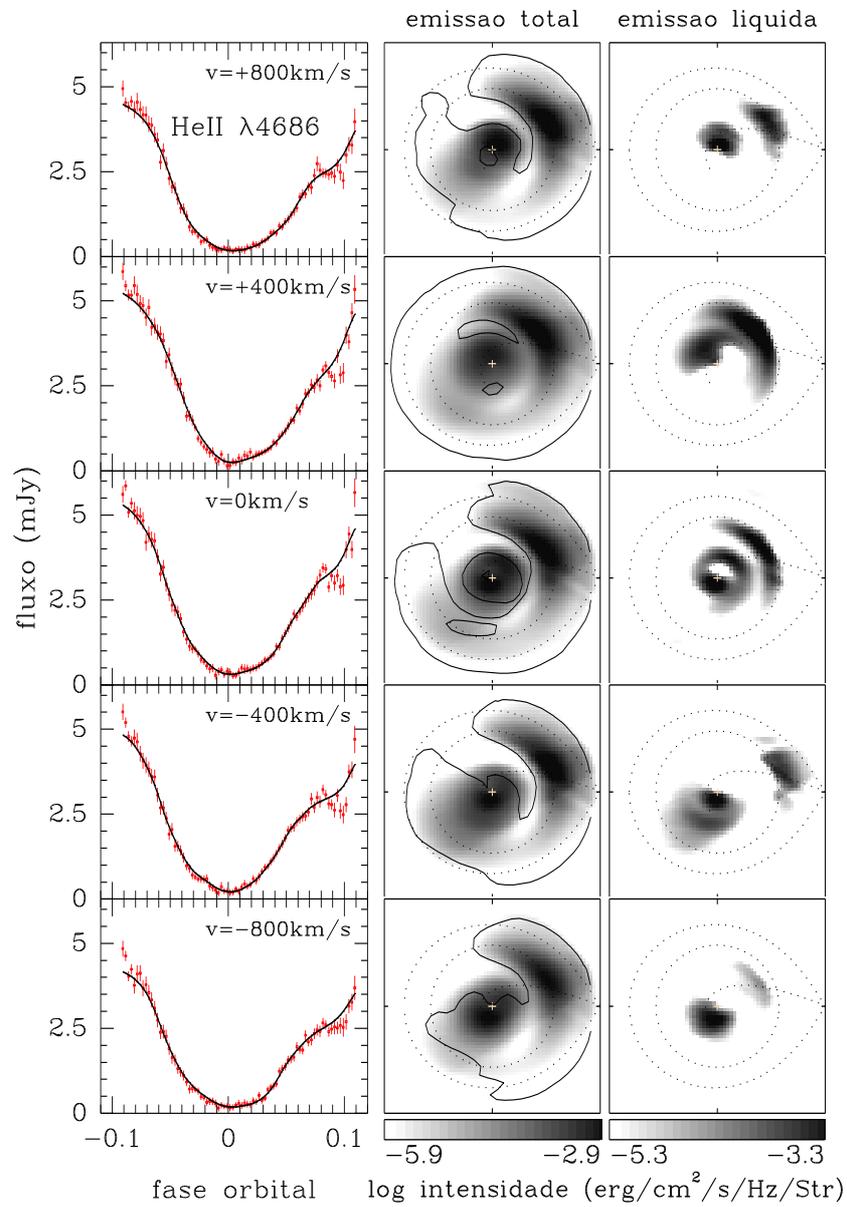


Fig. 5.3: Curvas de luz (esquerda) e correspondentes mapas de eclipse para a emissão total (centro) e emissão líquida (direita) para a linha de HeII 4686. A notação é similar à da Fig. 5.2.

acima do disco será projetada a uma distância $Z \tan i$ em direção ao fundo do disco e será distorcida pelo efeito de espalhamento azimutal do método de mapeamento por eclipse (Baptista et al. 1995). Cada mapa de eclipse é um instantâneo da distribuição de brilho médio sobre o período coberto pelos 4 eclipses. Uma vez que isso corresponde a uma escala de tempo muito maior que o período de 71 s (ou 142 s) de rotação da anã branca, mudanças na distribuição de brilho causadas pela iluminação de regiões do disco pela rotação da estrela deveriam ser completamente “borradas” sobre o mapa de eclipse. Devemos ter em mente que a pulsação óptica é produzida por reprocessamento no disco da radiação dos pólos magnéticos em rotação com a anã-branca ou diretamente pela emissão do material caindo sobre a anã-branca pelas cortinas de acréscimo. Durante um ciclo de rotação da anã-branca os pólos de acréscimo iluminam progressivamente regiões do disco com diferentes velocidades projetadas ao longo da linha de visada, e a contribuição da região iluminada move-se em velocidade ao longo do perfil da linha de emissão com o período de rotação. Portanto, olhar o fenômeno numa velocidade específica é equivalente a capturar a pulsação óptica sempre na mesma fase de rotação.

A seleção em velocidade é similar ao efeito de uma luz estroboscópica, selecionando sempre o instantâneo da mesma fase a cada ciclo de rotação. Devido ao alto ângulo de inclinação de DQ Her ($i = 86,5^\circ$), é provável que a borda do disco bloqueie a maior parte da luz proveniente da região da frente do disco (mais próxima de $L1$ durante o eclipse) fazendo com que o padrão de rotação seja observado apenas quando esse atravessa o lado de trás do disco. Então, uma banda estreita em baixa velocidade sempre captura o padrão de rotação quando esse ilumina as regiões mais afastadas do disco, azimutalmente alinhadas com o eixo principal de binária.

Isto ainda deixa em aberto a questão de por que a cortina de acréscimo aparece defasada de $\theta \simeq 30^\circ$ em relação ao eixo principal da binária (correspondente a um desvio Doppler zero). Hellier (1999) aplica técnicas de tomografia Doppler a espectroscopia pulsada em função do período de rotação de polares intermediárias no intuito de obter mapas em velocidade das regiões da emissão pulsada. Ele encontrou que a pulsação óptica provém de cortinas de acréscimo azimutalmente extensas, localizadas tipicamente a uma distância de poucos raios da anã-branca do centro do disco. Seu tomograma para PQ Gem, uma polar intermediária de longo período ($P_{rot} = 834$ s), apresenta uma torção na cortina de acréscimo, com o material caindo sobre as linhas do campo magnético $\sim 40^\circ$ à frente da localização onde a cortina impacta com a anã-branca. Este caso é o oposto de DQ Her. A diferença parece estar no período de rotação. Em objetos com campos magnéticos e taxas de acréscimo comparáveis, uma polar intermediária com um longo

período de rotação da anã-branca (o caso de PQ Gem, $P_{rot} = 834 s$) captura o material no raio da magnetosfera com uma velocidade (Kepleriana) maior que a velocidade das cortinas de acréscimo. Então, a cortina de acréscimo tende a estar à frente do pólo magnético (exercendo torque no sentido de acelerar a rotação da anã branca). Por outro lado, em uma polar intermediária com curto período de rotação (o caso de DQ Her, $P_{rot} = 71 s$) as linhas do campo magnético no raio da magnetosfera estão rotacionando mais rápido que o gás do disco sendo canalizado sobre as linhas de campo. Neste caso, a cortina de acréscimo tende a estar atrasada em relação ao pólo magnético (exercendo torque no sentido de frear a rotação da anã branca).

O fato do padrão de iluminação causado pelo reprocessamento de radiação das cortinas de acréscimo em rotação ser perceptível nos mapas de eclipse abre a possibilidade de usar técnicas de mapeamento por eclipse para investigar a pulsação óptica de 71 s em DQ Her. Esta análise, utilizando uma variação do método de mapeamento por eclipse, é apresentada na Seção 5.4.

5.3.2 Espectros espacialmente resolvidos

Motivados pela emissão diferenciada observada na região do *gas stream*, dividimos o disco em duas regiões distintas: “disco” e “*gas stream*”. Nós definimos “disco” como a seção do disco entre 90° e 270° em azimute, e “*gas stream*” entre 0° e 90° (Fig. 5.4). A fim de evidenciar (ou minimizar) as contribuições de fontes de emissão presentes nos mapas de eclipse como o *bright spot*, *gas stream* ou coluna de acréscimo, separamos a emissão total dos espectros obtidos para as regiões acima citadas em suas componentes simétrica e assimétrica (os procedimentos utilizados para a extração das duas componentes são descritos na Seção 4.3.2).

A Fig. 5.5 apresenta os espectros espacialmente resolvidos para a componente simétrica do disco (e ajustes de atmosferas de H I para esta emissão) e de emissão total para a região do *gas stream*. Os espectros do disco apresentam um contínuo plano e com pouca evidência de linhas nas regiões centrais ($R \lesssim 0,2 R_{L1}$), sugerindo que a emissão seja causada por radiação tipo *bremssstrahlung* de um disco opticamente fino (Kraft 1959). O espectro do disco se torna progressivamente mais vermelho e fraco nas partes externas, indicando a existência de um gradiente radial de temperatura. As linhas começam a aparecer em emissão nas regiões intermediárias do disco ($R \gtrsim 0,3 R_{L1}$) e se tornam mais evidentes com o aumento do raio.

A ausência de linhas nas regiões mais internas do disco ($R \lesssim 0,3 R_{L1}$) pode ser in-

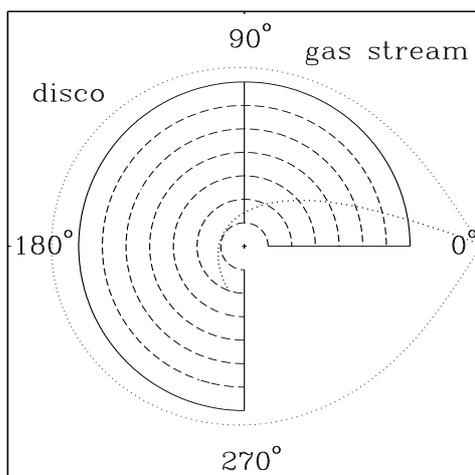


Fig. 5.4: Diagrama esquemático mostrando as regiões definidas como "disco" e "gas stream". As linhas tracejadas marcam as regiões anulares de largura $0,1 R_{L1}$ usadas para extrair os espectros espacialmente resolvidos. As linhas pontilhadas marcam a projeção do lóbulo de Roche e a trajetória do *gas stream*. A coordenada angular tem origem na linha que une as duas estrelas e cresce no sentido anti-horário. Quatro referências angulares são indicadas na figura.

terpretada em um cenário de acréscimo controlado pelo magnetismo da primária para raios abaixo do raio de Alfvén. Assumindo para DQ Her uma massa da anã-branca de $M_1 = 0,6 M_\odot$ (Zhang et al. 1995), uma taxa de acréscimo de $\dot{M} = 1,4 \times 10^{-9} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ (Seção 5.4.1) e um momento magnético para a anã-branca na faixa $\mu = 10^{32} - 10^{33} G \text{ cm}^3$ (típico de polares intermediárias, Patterson 1994), estimamos o raio de Alfvén para DQ Her na faixa $r_A \simeq 0,1 - 0,3 R_{L1}$. É então esperado que abaixo deste raio o disco seja destruído, com o material sendo canalizado pelas linhas do campo magnético através das cortinas de acréscimo até impactar sobre os pólos magnéticos na superfície da anã-branca.

O espectro do *gas stream* é sistematicamente mais azul e brilhante que o espectro do disco mesmo nas regiões mais internas e esta diferença se torna mais notável com o aumento do raio. Em contraste com o observado no espectro do disco, as linhas da série de Balmer aparecem em absorção no espectro do *gas stream*, indicando que o gás emissor é opticamente espesso.

5.3.3 As linhas em emissão

A excelente resolução espectral de nossos dados permitiu analisar de forma única o comportamento das linhas de emissão. Nesta seção analisamos o comportamento de linhas da série de Balmer ($H\gamma$, $H\delta$ e $H\beta$) bem como da linha He II 4686. A Fig. 5.6 apresenta

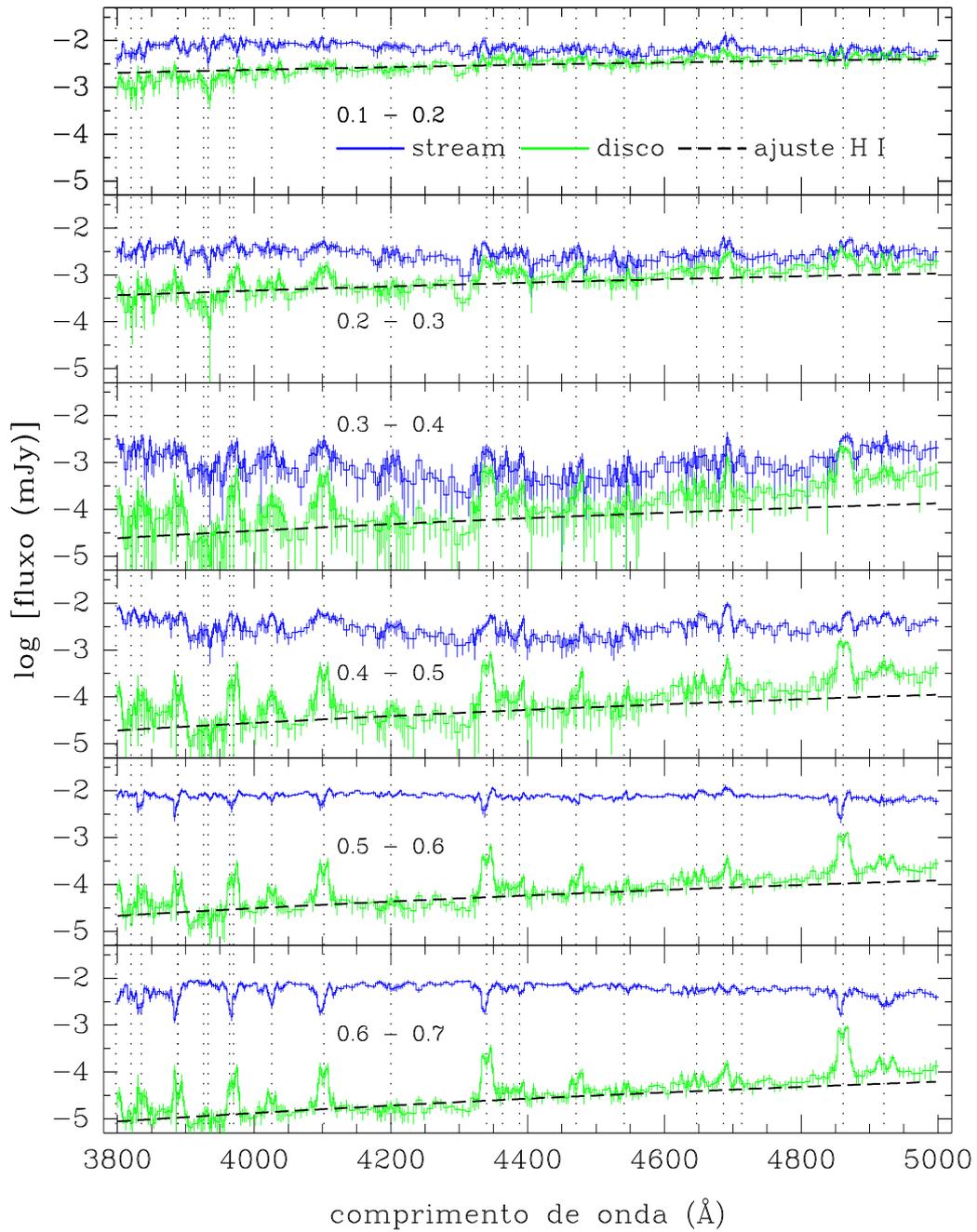


Fig. 5.5: Espectros espacialmente resolvidos para o disco para as seções definidas como “disco” e “gas stream” (ver texto). Linhas tracejadas marcam os melhores ajustes de HI ao espectro do disco. Linhas pontilhadas verticais marcam as principais linhas de transição do espectro.

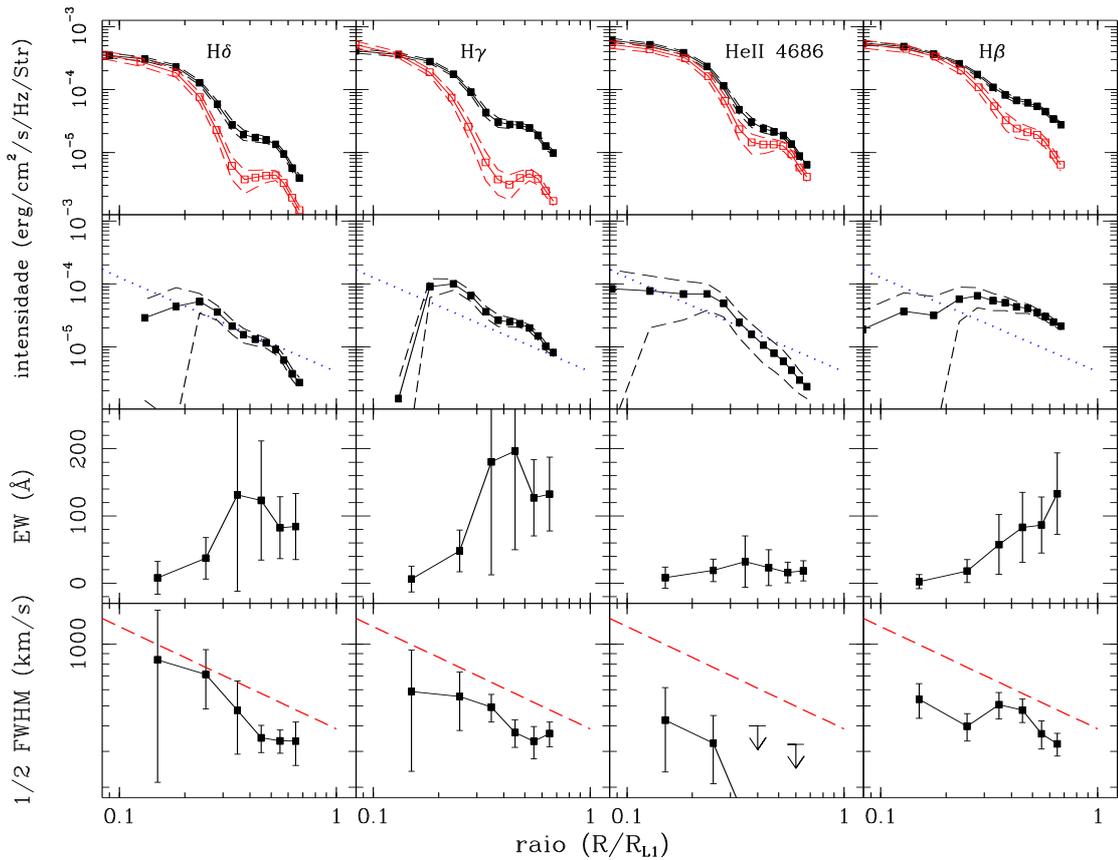


Fig. 5.6: Topo: Distribuição radial de intensidade para linhas selecionadas do espectro (símbolos cheios) e para os correspondentes contínuos adjacentes (símbolos vazios). As linhas tracejadas indicam o limite de 1σ em cada caso. Segunda linha de quadros: distribuição radial da emissão líquida das linhas. A linha pontilhada traça uma dependência radial de inclinação $I \propto R^{-2,3}$. Terceira linha de quadros: a largura equivalente (EW) das linhas em função do raio. Quadros inferiores: a largura a meia altura ($FWHM$) das linhas em função do raio. A linha tracejada indica a lei $v \propto R^{-1/2}$, esperada para um gás em órbita Kepleriana.

a distribuição radial de intensidade para as linhas e para os contínuos adjacentes (quadros superiores); a distribuição radial da emissão líquida da linha (quadros da segunda linha); a dependência radial da largura equivalente (EW , quadros da terceira linha) e a distribuição radial da largura à meia altura ($FWHM$, quadros inferiores). Os diagramas foram feitos para a região definida como disco e os procedimentos para obtenção de cada distribuição são descritos na Seção 4.3.3.

A intensidade dos mapas das linhas apresenta uma emissão maior que a dos contínuos adjacentes nas regiões intermediárias e externas do disco, indicando que as linhas aparecem em emissão. As linhas desaparecem sob o contínuo nas regiões mais internas do disco ($R \lesssim$

$0,2 R_{L1}$) tornando a emissão líquida dessas regiões sem significado ou sem confiabilidade. Para $H\gamma$ e $H\delta$ a intensidade na linha é menor que a intensidade no contínuo no centro do disco, indicando que as linhas aparecem em absorção nesta região. Estas regiões não foram plotadas nos correspondentes painéis de emissão líquida.

As distribuições líquidas das linhas diminuem em intensidade com o aumento do raio nas regiões intermediárias e externas do disco. A dependência radial tem uma inclinação particular para cada linha, indicando que a lei empírica $I \propto R^{-1,5}$ (Marsh et al. 1990) não é adequada para descrever o comportamento das linhas de emissão de DQ Her. Além disso, encontramos que, para as linhas de Balmer, a dependência radial é linearmente correlacionada com a energia necessária para excitar a linha. Este resultado será discutido na Seção 5.3.6.

A EW das linhas de Balmer aumenta com o raio, alcançando um máximo de $EW \simeq 100 - 400 \text{ \AA}$ em $R = 0,5 R_{L1}$. Isto é consequência do fato da emissão do contínuo cair mais rapidamente com o raio que a emissão na linha. Em contraste, a linha de He II 4686 apresenta $EW \simeq 20 \text{ \AA}$, praticamente independente do raio. Em todos os casos a EW se torna desprezível (ou negativa) nas partes mais internas do disco devido à intensidade do contínuo atingir (ou exceder) o nível de intensidade das linhas.

Nas regiões intermediárias e externas do disco ($R \gtrsim 0,2 R_{L1}$) a inclinação da $FWHM$ observada para as linhas de Balmer é consistente com uma distribuição Kepleriana, onde $v \propto R^{-1/2}$. Entretanto, os valores da $FWHM$ são sistematicamente menores que o previsto para $M_1 = 0,6 M_\odot$ (linha tracejada nos painéis inferiores da Fig. 5.6), sugerindo que a massa adotada para a anã branca (de Zhang et al. 1995) pode estar super estimada ou que a região emissora tem velocidades sub-Keplerianas. Não foi encontrado nenhum erro na estimativa da inclinação que pudesse ser considerado relevante para explicar essa discrepância. Dentro do raio de magnetosfera ($R < r_A$) dois efeitos contribuem para a $FWHM$ das linhas de emissão: (i) o gás rotaciona com o campo magnético da anã branca, com uma velocidade que aumenta com o raio, $v_m \propto r$; (ii) ao mesmo tempo, o gás move-se ao longo das linhas do campo com velocidade de queda-livre (Kepleriana), $v_K \propto r^{1/2}$. Devido a DQ Her ser um rotator rápido, a velocidade de giro das linhas de campo ($v_m \simeq 6000 - 15000 \text{ km s}^{-1}$) é significativamente maior que a expectativa Kepleriana ($v_K \simeq 1000 - 700 \text{ km s}^{-1}$) para a mesma faixa em raio de interesse, $R = 0,1 - 0,3 R_{L1}$. Levando em conta a grande incerteza nos valores da $FWHM$ nas regiões internas do disco, não encontramos evidências de mudança de velocidade quando o gás entra na magnetosfera em DQ Her. A $FWHM$ da linha de He II 4686 é de difícil medida, com os valores tornando-se sem confiabilidade para $R \gtrsim 0,3 R_{L1}$ devido à intensidade líquida da

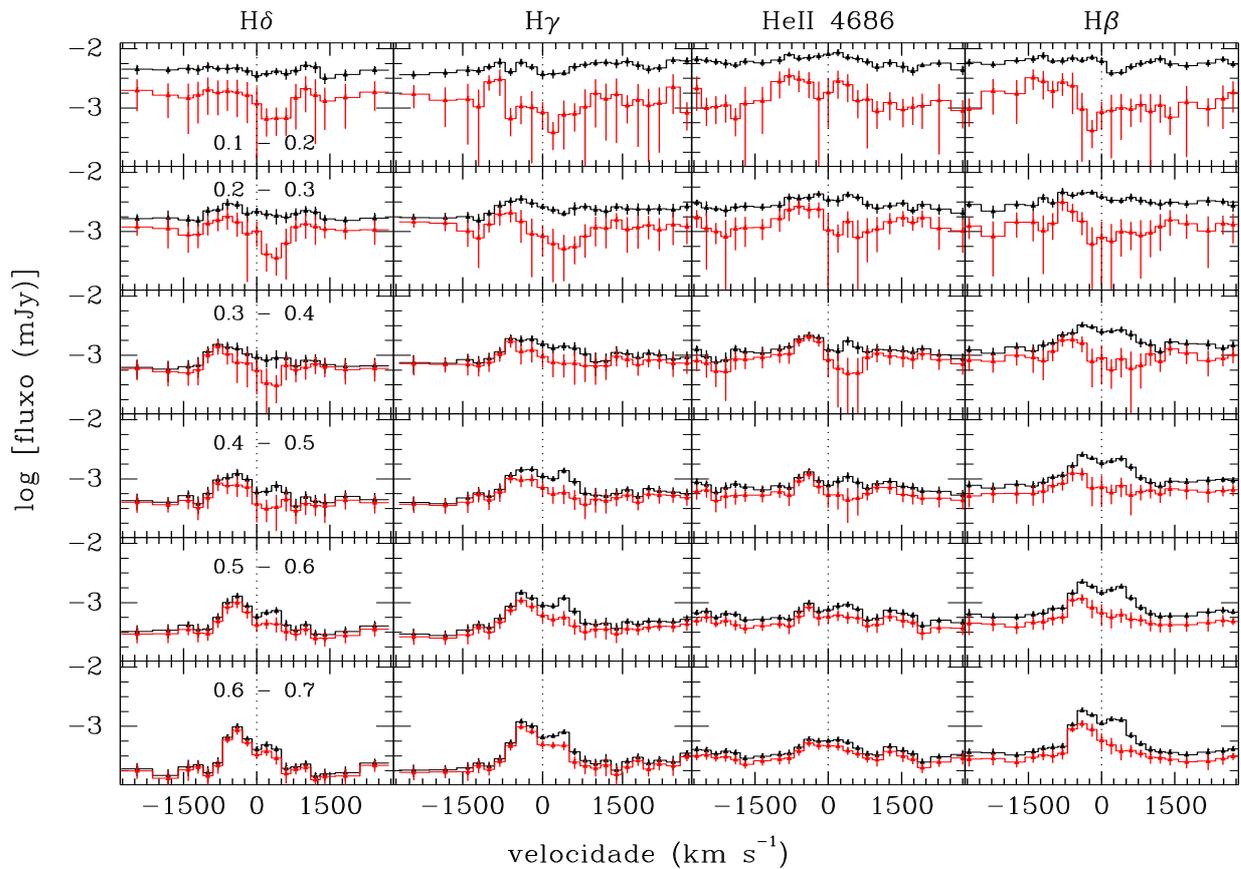


Fig. 5.7: Espectros resolvidos em velocidade para as linhas do disco para as seções anulares indicadas. Em preto os espectros da emissão total da linha e em cinza os espectros para a componente assimétrica da emissão. Linhas pontilhadas verticais marcam o centro da linha em cada caso.

linha estar caindo rapidamente com o raio e a EW ser relativamente pequena.

A Fig. 5.7 apresenta o perfil em velocidade da emissão total e da emissão da componente assimétrica das linhas. No espectro da componente total as linhas aparecem em emissão nas regiões intermediárias e externas do disco ($R \gtrsim 0,2 R_{L1}$) tornando-se progressivamente mais intensas e estreitas com o aumento do raio. As linhas da série de Balmer e de He II 4686 apresentam claramente um perfil duplo-pico sendo que na série de Balmer a asa azul da linha é geralmente mais brilhante que a asa vermelha. O perfil da linha de He II 4686 muda de duplo-pico no centro do disco para pico simples nas regiões externas do disco.

As linhas na componente assimétrica apresentam um perfil P-Cygni inverso nas regiões internas do disco, diferindo substancialmente da emissão total. As diferenças diminuem com o aumento do raio levando a perfis similares próximo à borda do disco, exceto para

$H\beta$, onde as diferenças persistem nestas regiões. Perfis do tipo P-Cygni estão associados à ejeção/depósito de matéria e, em DQ Her, podem ser interpretados como uma assinatura do acréscimo controlado pelo campo magnético da anã branca no centro do disco. A componente em absorção é produzida por gás caindo em direção à anã branca a partir das regiões mais afastadas da cortina de acréscimo que passa na frente do disco, que é vista em absorção em contraste com a emissão das partes da cortina mais próximas à anã branca. Ao mesmo tempo que ocorre o depósito de matéria sobre a anã branca através de uma cortina de acréscimo formada pelas linhas do campo magnético (Hellier 2001), matéria é ejetada por vento, criando uma extensa cromosfera que encobre o disco (e.g. Eracleous 1995).

O comportamento diferenciado entre as linhas da série de Balmer a linha de He II 4686 já havia sido observado em análises anteriores de DQ Her. A pulsação de 71 s, evidente na linha do He II, mostrou-se ausente (Chanan et al. 1978), ou com uma intensidade muito menor (Martell et al. 1995) nas linhas da série de Balmer. Estes resultados indicam as diferentes condições de ionização entre o hidrogênio e os íons mais pesados.

5.3.4 Componente não-eclipsada do espectro

A Fig. 5.8 apresenta o espectro da componente não-eclipsada e sua contribuição fracional em relação ao nível médio fora do eclipse. A componente não eclipsada é dominada pelas linhas da série de Balmer, que aparecem em emissão e com um perfil duplo pico. $H\beta$ é a linha dominante, chegando a alcançar $\simeq 25\%$ da emissão total em seu comprimento de onda. A linha de He I 4921 também se destaca no espectro, aparecendo em emissão e com pronunciado perfil duplo-pico num nível em intensidade similar ao da linha de $H\delta$, porém com um perfil visivelmente mais largo. O perfil das linhas na componente não-eclipsada é similar ao observado no espectro das partes externas do disco ($0,6 - 0,7 R_{L1}$, Fig. 5.7).

Ao contrário do observado nos espectros médios (dentro ou fora do eclipse) onde o contínuo é apenas levemente inclinado, o contínuo da componente não-eclipsada apresenta uma emissão diferenciada do lado vermelho do espectro, atingindo o mesmo nível de fluxo de algumas linhas (e.g. a linha de $H\epsilon$). Este comportamento sugere a presença de duas fontes distintas de emissão fora do plano orbital: (i) uma região verticalmente extensa e quente sobre o disco responsável pela emissão das linhas, possivelmente uma cromosfera; e (ii) uma componente fria, provavelmente a estrela secundária ou o contínuo de Paschen de um vento opticamente fino e verticalmente extenso, responsável pela intensa emissão no extremo vermelho do espectro.

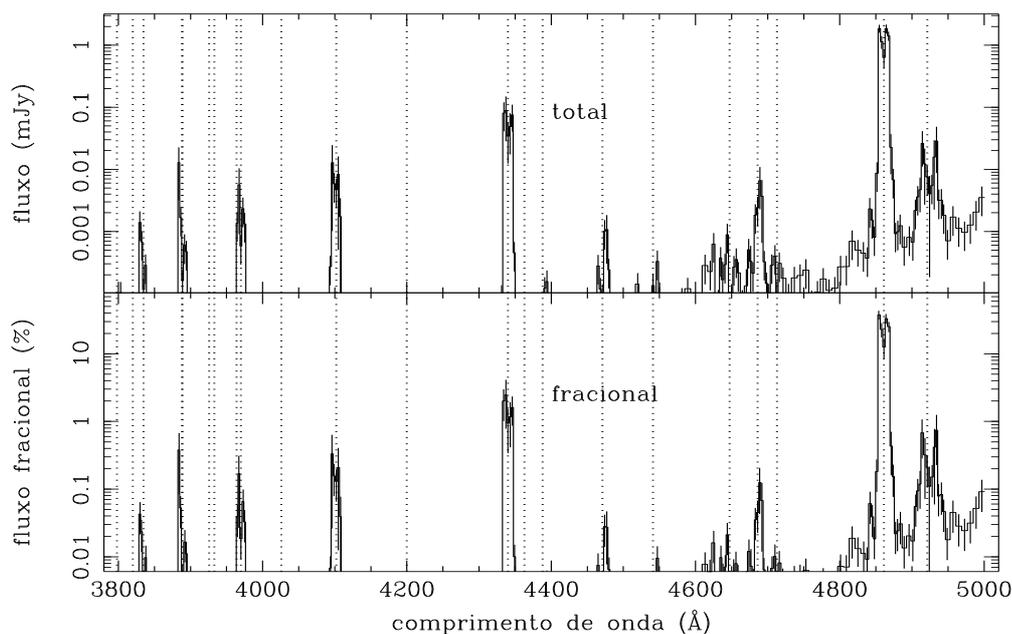


Fig. 5.8: Espectro da componente não-eclipsada. Painel superior: contribuição total. Painel inferior: contribuição fracional. A notação é similar a da Fig. 5.1.

Uma explicação alternativa é que as linhas de emissão do espectro não eclipsado são produzidas num disco circumbinário remanescente da erupção de Nova ocorrida em 1934. Em suporte a esta idéia está o fato de que o fluxo não eclipsado na banda B em DQ Her caiu de $\sim 40\%$ em 1954 para $\sim 9\%$ em 1992 (Zhang et al. 1995). Isto poderia explicar o perfil duplo pico das linhas no espectro não-eclipsado, algo não trivial de reproduzir num cenário de emissão em cromosfera + vento estelar.

5.4 Discussão

5.4.1 Ajustes de temperatura e a distância de DQ Her

Nesta seção ajustamos modelos de atmosferas de anã branca ao espectro do pixel central dos mapas de eclipse na tentativa de estimar a temperatura da estrela primária bem como a distância ao objeto. Também ajustamos modelos H I à emissão da componente simétrica de cada anel do disco (Fig. 5.5).

Assumimos em nossos ajustes que ao menos o hemisfério superior da anã branca é visível em DQ Her. Isto permite extrair o espectro da anã branca, ajustar modelos de atmosfera DA, inferir sua temperatura e estimar a distância da binária. Entretanto, ressaltamos que este exercício fica sem sentido se a superfície da anã branca for totalmente

encoberta pela cortina de acréscimo ou pela borda verticalmente extensa do disco.

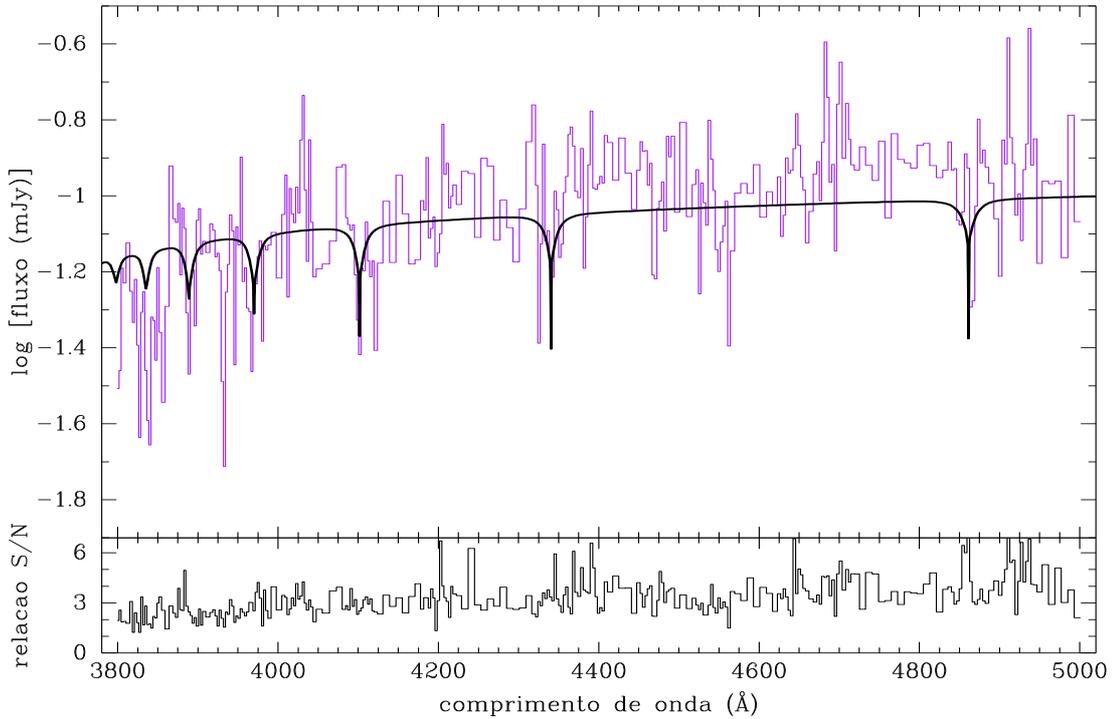


Fig. 5.9: Espectro do pixel central dos mapas de eclipse de DQ Her (histograma em cinza) e o modelo de anã branca de melhor ajuste (curva em preto). O painel inferior mostra a relação sinal-ruído (S/N) do espectro do painel superior.

Os procedimentos para a obtenção do espectro da anã branca, bem como os modelos DA utilizados, são os mesmos descritos na Seção 4.4.2. Todavia, devido à geometria diferente tanto do sistema quanto da imagem matriz utilizada nas reconstruções, utilizamos um fator

$$\frac{A_{WD}}{A_{pix}} = \left(\frac{0,0016R_{L1}}{0,0301R_{L1}} \right)^2 \frac{\pi}{\cos \theta} \quad (5.2)$$

para escalonar o espectro obtido para a área efetiva da anã branca. O espectro resultante assemelha-se ao de uma anã branca DA, apresentando um contínuo preenchido por linhas em absorção rasas e largas (Fig. 5.9).

Nosso melhor ajuste leva a uma temperatura para a anã branca de $T_{WD} = 9800 \pm 3300 K$ para uma distância de $d = 195 \pm 90 pc$ se as regiões internas do disco são opacas e $d = 270 \pm 120 pc$ se o centro do disco é opticamente fino. A grande incerteza na determinação dos parâmetros é consequência da baixa sensibilidade à temperatura de espectros do tipo DA na região óptica (Seção 4.4.2). Mesmo assim, nossos valores são

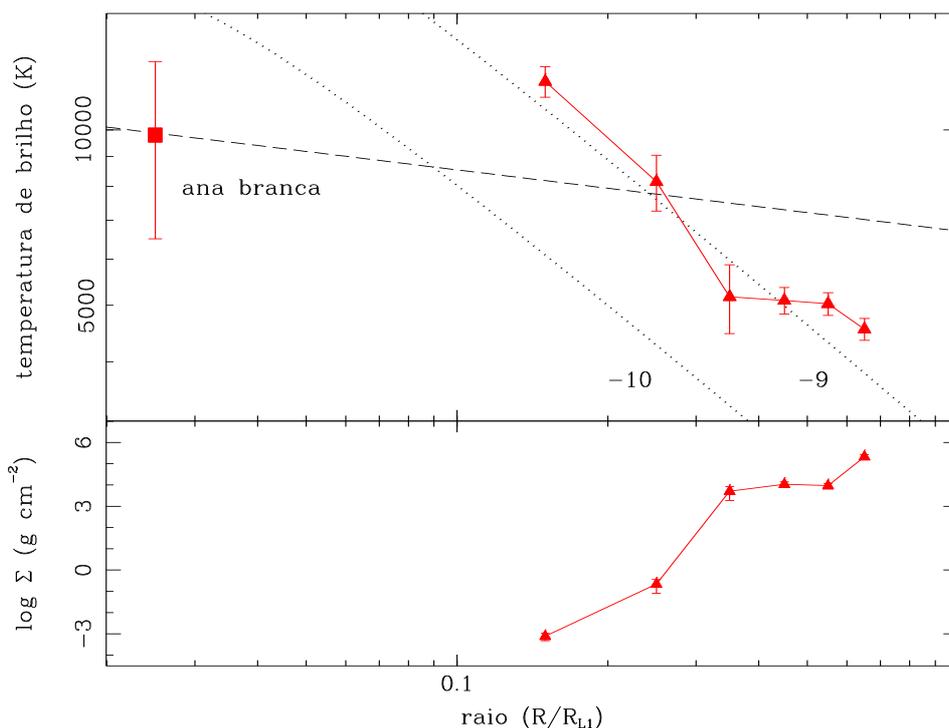


Fig. 5.10: Distribuição radial da temperatura de brilho obtida dos ajustes de corpo negro aos espectros da componente simétrica do disco. O ponto isolado à esquerda marca a temperatura da anã branca. Linhas pontilhadas mostram os modelos de disco estacionários com taxas de acréscimo $\dot{M} = 10^{-9}$ e $10^{-10} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$. A linha tracejada indica a temperatura crítica acima da qual um disco se encontra em estado estacionário, num estado de alta transferência de massa.

consistentes com os resultados obtidos em trabalhos anteriores, como $d = 220 - 320 pc$ obtido por Mustel & Boyarchuk (1970) e $d = 400 \pm 100 pc$, inferida por Horne, Welsh & Wade (1993).

De forma a estimar a dependência radial de temperatura e densidade de coluna no disco, ajustamos espectros de HI à emissão de cada seção anular do disco. Utilizamos a componente simétrica da emissão, mascarando as regiões com linhas de emissão, uma vez que os ajustes consideram apenas a emissão do contínuo produzida por transições HI livre-livre e ligado-livre. Nossos resultados (Fig. 5.10) indicam que a densidade de coluna aumenta como o raio do disco apresentando valores de $\Sigma \simeq 8 \times 10^{-4} \text{g cm}^{-2}$ em $R = 0,15 R_{L1}$ e $\Sigma \simeq 2 \times 10^5 \text{g cm}^{-2}$ em $R = 0,65 R_{L1}$. A temperatura de brilho está na faixa entre $T \simeq 12000 K$ em $R = 0,15 R_{L1}$ e $T \simeq 4500 K$ em $R = 0,65 R_{L1}$, sendo a dependência radial razoavelmente bem descrita por um modelo de disco estacionário com $\dot{M} = (1,4 \pm 0,5) \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$. Este valor concorda com os valores derivados por Chanan et al (1978, $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$) e Zhang et al. (1995, $\dot{M} = 3,4 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$)

Para produzir linhas intensas com um decremento de Balmer raso, como observado nas regiões intermediárias e externas do disco, são necessárias temperaturas acima de $T \simeq 8000 K$. Isto está em contraste com as baixas temperaturas ($T \simeq 5000 K$) ajustadas a partir da inclinação da emissão do contínuo, sugerindo a existência de um gradiente vertical de temperatura no gás do disco de DQ Her, com uma cromosfera quente e opticamente fina (responsável pelas linhas de emissão) sobre uma fotosfera densa, opaca e fria (responsável pelo contínuo vermelho). A cromosfera possivelmente é aquecida por irradiação dos fótons de raio-X provenientes dos pólos magnéticos e cortinas de acréscimo, produzindo linhas de alta excitação. Este cenário é mais complexo do que os modelos baseados em equilíbrio termodinâmico local (LTE).

Smak (1981) comenta que em DQ Her a emissão do contínuo parece ser uma função do regime de acréscimo, enquanto as linhas de emissão parecem estar correlacionadas com a luminosidade ou temperatura superficial da estrela primária. Neste cenário as linhas são formadas pelo reprocessamento da energia irradiada pela fonte central, possivelmente o material sendo acrescido sobre os pólos magnéticos da anã branca. Esta emissão da fonte central em DQ Her pode ser detectada na faixa de raios-X moles (Mukai et al. 1993).

A maior parte do disco ($R \gtrsim 0,3 R_{L1}$) apresenta temperaturas abaixo da temperatura crítica necessária para produzir instabilidades térmico-viscosas no disco (Warner 1995), sugerindo que DQ Her pode apresentar erupções do tipo nova anã. Entretanto, não existem registros de erupção de nova anã nesta binária.

5.4.2 A correlação de α com a energia para as linhas da série de Balmer

Na Seção 5.3.3 mencionamos que a inclinação das distribuições radiais de intensidade das linhas está correlacionada com a energia de cada transição. Com o objetivo de estender nossa análise, extraímos a distribuição radial de intensidade da linha de H ϵ (usando os mesmos procedimentos citados da Seção 5.3.3), a próxima linha na série de Balmer. Ajustamos então leis de potência $I \propto R^{-\alpha}$ (e.g. Smak et al. 1981; Horne & Marsh 1986) para cada distribuição radial com o objetivo de inferir o melhor expoente α de cada linha. As regiões mais internas do disco ($R < 0,2 R_{L1}$) foram excluídas do ajuste uma vez que o nível do contínuo alcança a intensidade das linhas nas regiões internas a esse raio. Os resultados estão listados na Tabela 5.1 e plotados na Fig. 5.11.

O expoente α aumenta com a energia de transição para as linhas de Balmer, i.e., a emissão nas linhas com energia de transição maior (e.g. H ϵ) é mais concentrada no centro do disco que as linhas de menor energia (e.g. H β). Além disso, nossos resultados

Tab. 5.1: Expoente α para as linhas da série de Balmer e He II 4686.

Linha	E[eV]	α ($I \propto R^{-\alpha}$)
H β	12,76	$1,20 \pm 0,06$
H γ	13,06	$2,16 \pm 0,11$
H δ	13,23	$2,62 \pm 0,10$
H ϵ	13,33	$2,95 \pm 0,12$
He II 4686	75,50	$3,15 \pm 0,14$

demonstram que existe uma forte correlação linear entre α e a energia de transição para as linhas de Balmer (Fig. 5.11). Este resultado contrasta com a lei empírica $I \propto R^{-1,5}$ (Marsh et al. 1990) usualmente citada em trabalhos sobre distribuição radial de linhas de emissão em discos de acréscimo. A distribuição radial da linha de H II 4686 cai mais rapidamente com o raio ($\alpha = 3,15$) do que as linhas de Balmer, não se ajustando à correlação linear destas. Esta aparente divergência é esperada, uma vez que condições físicas significativamente diferentes são necessárias para produzir linhas de H I e He II (para ionizar os átomos e excitar os elétrons para os níveis superiores de energia de cada transição são necessárias energias e opacidades diferentes).

Smak (1969) e Huang (1972) mostram que linhas de emissão com perfil duplo-pico em discos de acréscimo podem ser modeladas considerando-se duas suposições básicas: (i) a geometria é plana, i.e., a emissão do disco está restrita ao plano orbital e (ii) o disco apresenta um regime Kepleriano. Smak (1981) mostrou que o perfil da linha é sensível à distribuição radial de intensidade da linha e que o valor de α pode ser obtido pelo ajuste do perfil da linha. Baseado em evidências observacionais (e.g. Fabian et al. 1979; Young & Schneider 1980) ele encontrou que os perfis das linhas de emissão podiam ser representados por leis de potência $I \propto R^{-\alpha}$, onde espera-se um valor para α entre 1 e 2.

Smak (1981) apresenta uma lista de resultados onde α pode ser estimado para as linhas de Hélio e da série de Balmer (Z Cha, Fabian et al. 1979; SS Cyg, Cowley et al. 1980; Stover et al. 1980; HT Cas, Young et al. 1981; DQ Her, Hutchings et al. 1979; Dmitrienko & Cherepashchuk 1980). Em todos os casos os valores obtidos para α estão na faixa $1,7 - 2,2$ sugerindo que não existem diferenças sistemáticas entre objetos de diferentes classes de variáveis cataclísmicas. Valores similares de α foram obtidos pelo ajuste dos perfis das linhas para as novas anãs U Gem e Z Cha e a polar intermediária DQ Her. Hutchings et al. (1979) encontraram que em DQ Her a linha de H β tem $\alpha = 2,2$ enquanto He II 4686 apresenta $\alpha = 1,9$. Estes valores são inconsistentes com os nossos resultados.

A diferença pode ser explicada pela combinação de três fatores: (i) O progressivo declínio do fluxo não-eclipsado em DQ Her ao longo dos anos. Nossa componente não-eclipsada é dominada por linhas em emissão de H I. À época das observações de Hutchings et al. (1979) a contribuição da componente não-eclipsada para o perfil da linha era presumivelmente ainda mais significativa e não é levada em conta na análise de Smak (1981) (ii) A Fig. 5.6 mostra que a $FWHM$ das linhas de emissão em DQ Her não satisfazem uma distribuição Kepleriana de velocidades, violando uma das hipóteses básicas do método proposto por Smak (1981) (iii) Os dados de Hutchings et al. (1979) têm resolução espectral baixa (placas fotográficas com dispersão de $\sim 48 \text{ \AA mm}^{-1}$) comparada à dos nossos dados (2 \AA pixel^{-1}), reduzindo a sensibilidade do ajuste ao valor do expoente α .

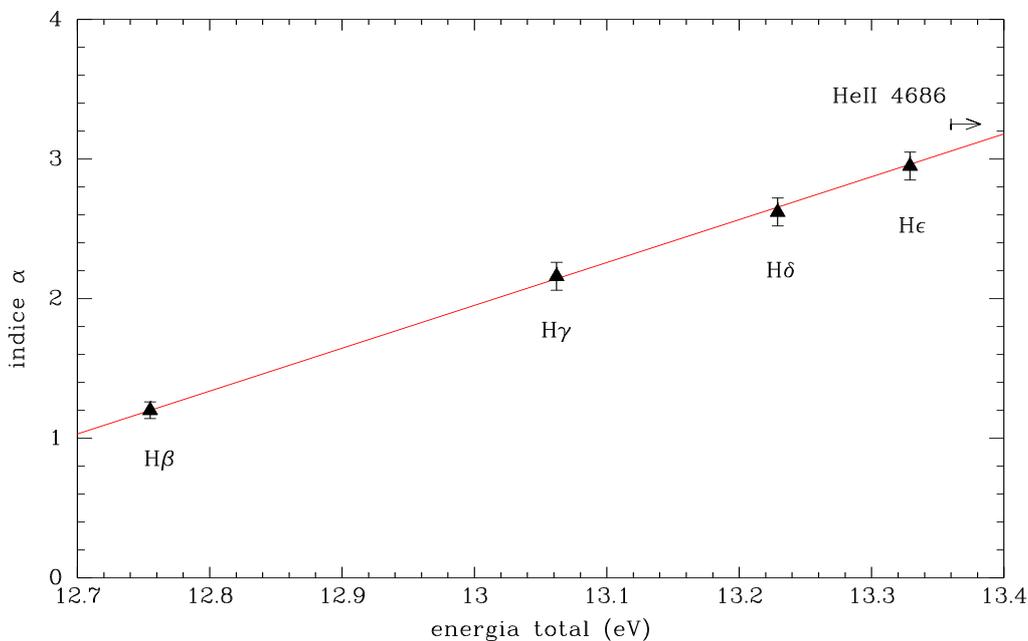


Fig. 5.11: Relação entre o índice α e a energia de transição para as linhas da série de Balmer.

Marsh (1987) analisou linhas da série de Balmer na nova anã Z Cha. Seu trabalho evidencia as diferenças entre os perfis das linhas no espectro médio. As asas das linhas tornam-se mais largas de H α para H γ indicando que a distribuição radial das linhas se torna mais concentrada com o aumento da energia de transição. Em quiescência Z Cha tem uma taxa de transferência de matéria relativamente baixa, de $\dot{M} = 10^{-12} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. Simulações mostram que um modelo LTE não é válido neste caso, produzindo um ajuste ruim para as linhas da série de Balmer (Marsh 1987).

Marsh (1988) encontrou $\alpha = 1,8$ para as linhas de Balmer na nova anã IP Peg em quiescência. Marsh & Horne (1990) mostraram que, para IP Peg, a distribuição das linhas

de Balmer apresenta uma inclinação similar quando o objeto está em quiescência, porém que a distribuição se torna distinta para cada linha quando o objeto está em erupção. A distribuição radial de $H\delta$ é mais inclinada que $H\gamma$, que é mais inclinada que $H\beta$, i.e., o índice α do perfil radial aumenta com a energia de transição. Um resultado similar foi encontrado por Marsh et al. (1990) para a nova anã U Gem, com $H\gamma$ e $H\beta$ apresentando, respectivamente, $\alpha = 1,66$ e $1,43$. Em contraste a este resultado, Saito & Baptista (2006, comunicação privada) encontraram, para a nova anã V2051 Oph, $\alpha = 1,55$ para $H\delta$ e $\alpha = 1,78$ para $H\gamma$; α decresce com a energia de transição para esta nova anã. Durante as observações de V2051 Oph o objeto apresentava um estado baixo de brilho não-usual (baixa taxa de transferência de matéria). Portanto, existem evidências observacionais que a inclinação da distribuição radial das linhas é diferente para diferentes linhas de emissão.

Para entender a física por trás da formação de linhas em discos de acréscimo é necessário combinar novas e mais avançadas teorias com estudos observacionais espacialmente resolvidos. Estudos utilizando tomografia Doppler e técnicas de mapeamento por eclipse podem produzir informação espacialmente resolvida de alta resolução para a distribuição radial das linhas em discos de acréscimo. Modelos espectrais mais sofisticados para discos de acréscimo precisam incluir outros aspectos como a estrutura vertical de temperatura e fontes de aquecimento externas.

5.4.3 Mapeando a pulsação óptica de 71 s em *DQ Her*

Nesta seção aplicamos uma versão modificada do método de mapeamento por eclipse ao nosso conjunto de dados espectroscópicos de *DQ Her* como o objetivo de tentar responder questões relacionadas à pulsação óptica de 71 s observada no objeto. Embora esta pulsação seja conhecida há mais de meio século (Walker 1956), importantes aspectos continuam ainda não bem estabelecidos. Isto inclui saber quais regiões do disco são responsáveis pela pulsação e qual o verdadeiro período de rotação da anã branca, que pode ser 71 s ou 142 s (Seção 2.4).

Construção das curvas de luz

Em nossa análise utilizamos três bandas em velocidade em torno da linha de He II 4686: asa azul, cobrindo a faixa em velocidade entre -600 e -200 km s^{-1} ; centro da linha, entre -200 e $+200 \text{ km s}^{-1}$; e asa vermelha, entre $+200$ e $+600 \text{ km s}^{-1}$. A escolha da linha de He II 4686 é justificada pelos resultados anteriores de Chanan et al. (1978) e Martell et al. (1995), que demonstraram que ao longo do espectro óptico a amplitude do pulso tem um

máximo (2 – 3% da intensidade total) nesta linha. Também agrupamos todas as regiões do contínuo disponíveis em nossos dados em uma única banda espectral com alta relação sinal-ruído (S/N).

Cada curva de luz possui, além da informação do fluxo e fase orbital, o instante (em data juliana) da observação. Utilizamos a efeméride da pulsação de 71 s descrita em Zhang et al. (1995) para nomear cada ponto de cada curva de luz do contínuo e ao longo da linha de He II com a fase em relação a esta efeméride. Aplicamos também uma correção ($O - C$) descrita nesse artigo para a época de nossas observações, de forma a garantir que a fase 0 de cada ciclo coincida com a posição de máximo do pulso.

Para construir a curva de luz para uma banda em fase de pulsação separamos de cada curva de luz amostrada na banda espectral (ou em velocidade) somente os pontos corretamente associados à faixa em fase de pulsação selecionada. Este procedimento é repetido para todas as curvas de luz dentro da banda espectral e os dados são combinados para criar uma única curva de luz que contém todos os pontos com a mesma faixa em fase de pulsação. Aplicamos então técnicas de mapeamento por eclipse a estas curvas, obtendo assim mapas de eclipse para cada faixa em fase de pulsação. A Fig. 5.12 apresenta curvas de luz e mapas de eclipse para as fases de pulsação de 0,25, 0,50, 0,75 e 1,00 ciclos para a banda contendo as asas azul e vermelha da linha de He. Mostramos uma banda simétrica em velocidade (-600 a -200 km s^{-1} ; $+200$ a $+600 \text{ km s}^{-1}$) de forma a não privilegiar estruturas em regiões do disco onde a projeção em velocidade é positiva (afastamento) ou negativa (aproximação).

As incertezas nas intensidades dos mapas foram obtidas por simulações de Monte Carlo conforme descrito na Seção 2.8.3. As estruturas na região central do disco têm significância estatística maior que 3σ , enquanto as estruturas relacionadas ao *bright spot* (BS) apresentam significância de pelo menos 7σ .

Resultados

Para evidenciar as estruturas relacionadas à pulsação criamos um mapa da componente não-pulsada, selecionando, pixel-a-pixel, o mais baixo valor dentre os mapas para todas as fases de pulsação, e subtraindo este mapa do mapa da emissão total em cada banda espectral. Os mapas para a emissão líquida do pulso (ver Fig. 5.12) mostram a existência de dois comportamentos distintos no disco, comuns tanto às bandas espectrais em torno da linha de He II como à banda espectral do contínuo.

Nas regiões mais internas do disco ($R \lesssim 0,3 R_{L1}$) estruturas rotacionam em movi-

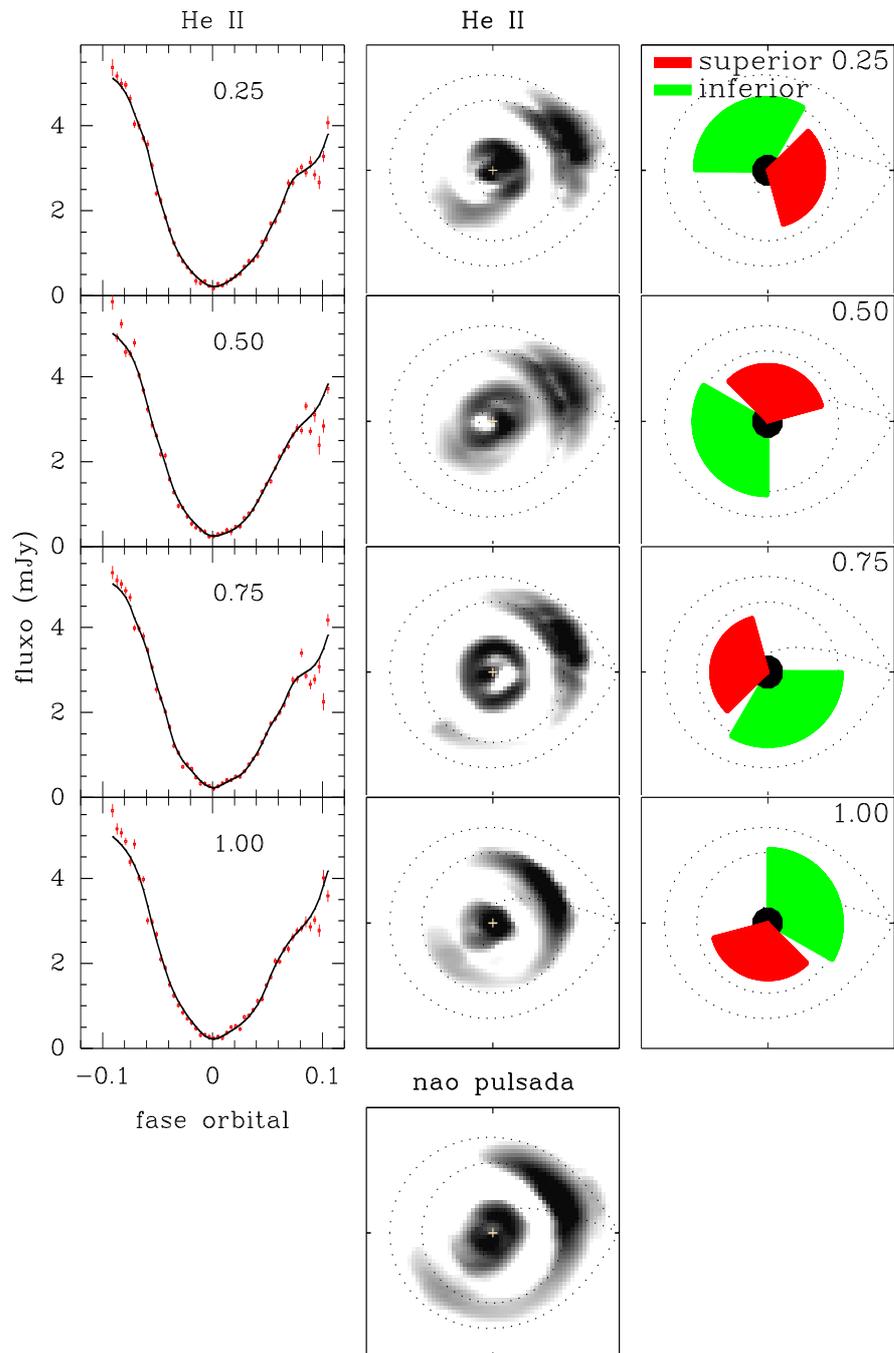


Fig. 5.12: Curvas de luz modelo e correspondentes mapas de eclipse para banda em velocidade contendo as asas azul e vermelha da linha de He II para as fases de pulsação de 0,25, 0,50, 0,75 e 1,00 ciclos. Os painéis da esquerda mostram os dados (pontos com barras de erro) e as curvas de luz modelo (linhas sólidas) para He II. Os painéis do centro mostram, respectivamente, a componente pulsada e não-pulsada dos mapas de eclipse em escala logarítmica de cinza. Regiões brilhantes são indicadas em preto, regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o lóbulo de Roche, um círculo de raio $0,57 R_{L1}$ e a trajetória do *gas stream*; a secundária está localizada à direita de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário. Os painéis da direita ilustram o modelo de iluminação (ou bloqueio) do disco por duas cortinas de acréscimo assimétricas.

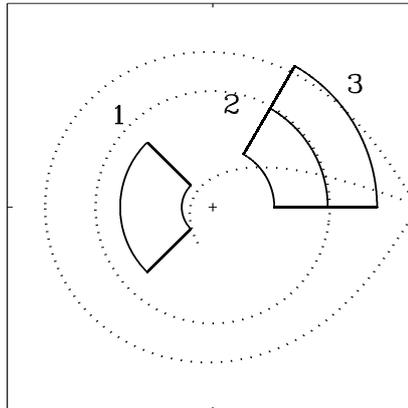


Fig. 5.13: Diagrama com as três regiões utilizadas para extração da amplitude de pulsação.

mento prógrado com um período que coincide com o valor esperado de 71 s. Ao mesmo tempo duas estruturas distintas, nas regiões externas do disco, próximo da posição do BS, apresentam uma peculiar variação de brilho. A estrutura mais próxima do centro do disco, ou BS “interno”, pulsa com um máximo ocorrendo exatamente em fase 1,00. Enquanto isto, a segunda estrutura (mais próxima da borda do disco), ou BS “externo”, parece pulsar de maneira oposta, indicando que estas duas estruturas são causadas por diferentes mecanismos ou fontes. Em ambos os casos a pulsação tem o mesmo período de 71 s. Os BS’s interno e externo são, respectivamente, as projeções sobre o plano orbital das regiões superior e inferior do BS (ver Seção 5.3.1), quando vistos sobre uma inclinação de $i = 86,5^\circ$ (Horne et al. 1993). Estes resultados demonstram a presença de duas fontes iluminando simultaneamente o disco.

Utilizamos a asa vermelha da linha de He II, onde a pulsação é máxima no espectro óptico (Martell et al. 1995), para obter um conjunto de oito mapas com largura em fase de 0,125 ciclos. Destes mapas isolamos três regiões indicadas na Fig. 5.13: (1) o fundo do disco ($0,15 < R_{L1} < 0,45$ e $135^\circ < \theta < 225^\circ$); (2) a região superior do BS ($0,30 < R_{L1} < 0,55$ e $0^\circ < \theta < 60^\circ$) e (3) a região inferior do BS ($0,55 < R_{L1} < 0,80$ e $0^\circ < \theta < 60^\circ$).

A pulsação da região do fundo do disco (região 1, Fig. 5.14) apresenta um máximo em fase 0,75 e, dentre as três regiões selecionadas, é a que possui a menor intensidade. A região 2, a região superior do BS, é significativamente mais brilhante e tem uma amplitude maior que a região inferior do BS (região 3). Não coincidentemente, a região 2 está em fase com a efeméride, indicando que essa região é a principal responsável pela pulsação observada no sistema. Em contraste com a região 2, a região inferior do BS (região 3)

pulsa de uma maneira quase oposta, com um atraso de 0,375 ciclos (ou 135°).

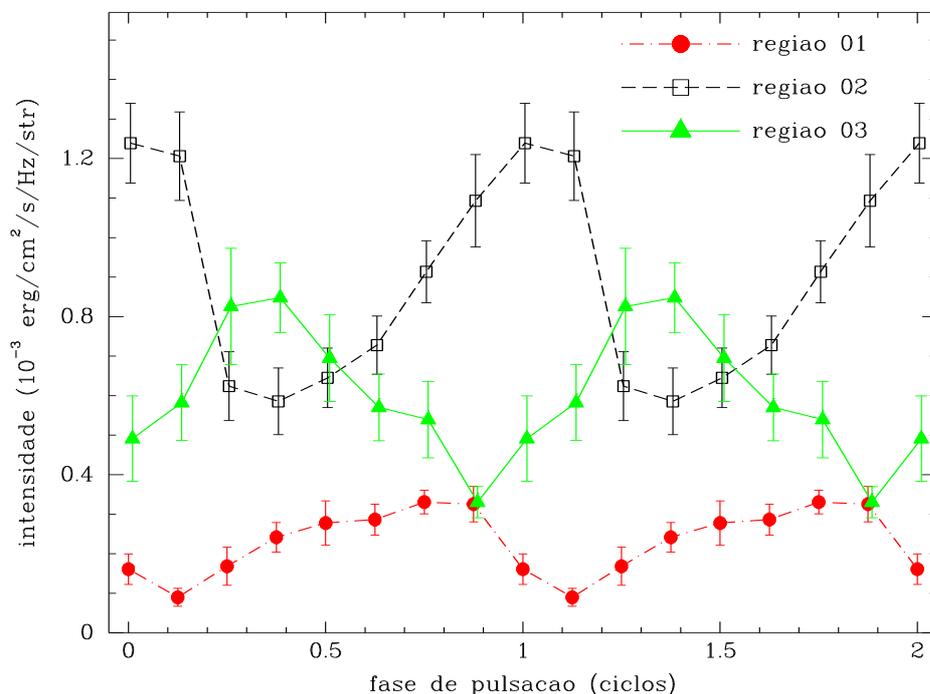


Fig. 5.14: Perfis de pulsação para as três regiões indicadas na Fig. 5.13. Os dados são apresentados duas vezes seguidas para uma melhor visualização.

Utilizamos a projeção das regiões superior e inferior do BS para estimar sua escala vertical H . Medimos a posição de máxima intensidade de cada estrutura e, conhecendo a inclinação do sistema, encontramos um valor de $H = (7,4 \pm 0,4) \times 10^{-3} R_{\odot} = (5,1 \pm 0,3) \times 10^8 \text{ cm}$ para o BS, de acordo com o esperado pelas previsões (Warner 1995).

Para confirmar que 71 s é realmente o período correto em relação à hipótese de 142 s (e.g. Kiplinger & Nather 1975; Zhang et al. 1995), testamos também esta segunda. Construímos curvas de luz utilizando o mesmo procedimento anterior, porém utilizando uma efeméride com período de 142 s, criando assim um conjunto de mapas em fase para uma pulsação de 142 s. Os resultados mostram que tanto a região superior quando a região inferior do BS apresentam dois máximos e dois mínimos a cada ciclo de 142 s, confirmando que o período de pulsação correto é 71 s, com duas fontes iluminando simultaneamente o disco.

Os mapas de eclipse revelam que a pulsação óptica em DQ Her é dominada por reprocessamento de radiação emitida próxima à anã branca em rotação no BS verticalmente extenso na borda do disco. Isto implica que a pulsação observada de 71 s de fato corresponde ao período de batimento (P_{bat}) entre a rotação da anã branca (P_{rot}) e o período

orbital (P_{orb}). Usando P_{bat} de Zhang et al. (1995) e P_{orb} de Africano & Olson (1981) na equação

$$\frac{1}{P_{bat}} = \frac{1}{P_{rot}} - \frac{1}{P_{orb}}, \quad (5.3)$$

obtemos o período correto de rotação da anã-branca de $P_{rot} = 0,00081903897(2)$ dias ou $\sim 70,76$ s.

Modelo

As observações podem ser explicadas por um modelo geométrico simples, no qual o eixo do dipolo magnético da anã branca é ligeiramente desalinhado com o plano orbital. Neste caso, o acréscimo se dá através de “cortinas” extensas em azimuth e curvadas para fora do plano orbital (ver Fig. 5.15). O *bright spot* na borda externa do disco tem espessura vertical não nula e pode absorver Raios-X provenientes dos pólos magnéticos.

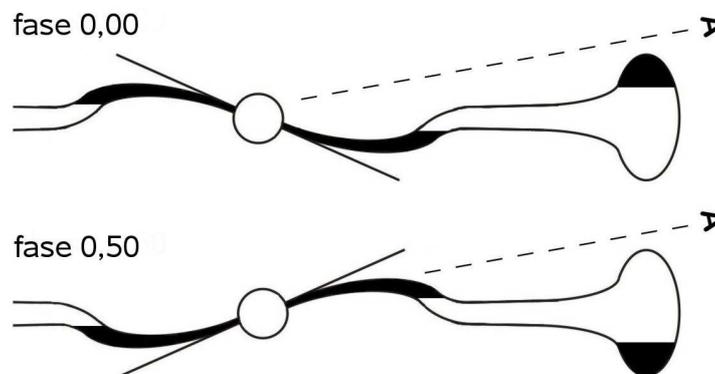


Fig. 5.15: Visão esquemática do sistema quando o pulso tem um máximo na região superior (diagrama superior) e inferior (diagrama inferior) do *bright spot*.

Os pólos magnéticos produzem dois feixes relativamente abertos de radiação-X. A radiação emitida pelo pólo superior para “cima” do plano orbital é absorvida e reprocessada pela correspondente cortina de acréscimo. O mesmo ocorre com a radiação emitida pelo pólo inferior com relação à cortina de acréscimo inferior. Entretanto, a luz reprocessada

pela cortina de acréscimo inferior é obscurecida pelo disco de acréscimo (em fase 0, 0) ou pela outra cortina (em fase 0, 5), enquanto o bojo verticalmente extenso da cortina de acréscimo superior é facilmente visível em todas as fases de pulsação. Isto explica por que vemos apenas uma mancha brilhante rotacionando nas partes internas do disco a cada 71 s.

Quando o pólo magnético inferior aponta na direção do BS a radiação emitida para “baixo” do plano orbital não alcança o BS, pois é absorvida pela cortina de acréscimo inferior, enquanto a radiação emitida para “cima” do plano orbital atinge a parte superior (e mais facilmente visível) do BS, produzindo a pulsação óptica dominante (diagrama superior da Fig. 5.15). O oposto ocorre quando o pólo superior aponta na direção do BS: vemos luz reprocessada na parte inferior do BS aproximadamente em oposição de fase ao pulso produzido na parte superior do BS. Esta pulsação é menos intensa que a anterior pois a superfície iluminada é vista sob um ângulo menos favorável neste caso.

O fato dos pulsos provenientes das partes de “cima” e de “baixo” do BS não estarem em exata oposição de fase indica que o dipólo magnético está deslocado do centro da anã branca, de maneira que os pólos magnéticos perfazem um menor ângulo de $\simeq 135^\circ$ entre si. Neste modelo, o máximo da emissão superior (inferior) ocorre $\simeq 1/4$ de fase após a mancha iluminada ser vista na parte de trás (frente) do disco, em concordância com os mapas de eclipse. Um diagrama esquemático da orientação das cortinas de acréscimo “superior” e “inferior” em função da fase de pulsação óptica é mostrado nos painéis da direita da (Fig. 5.12).

5.5 Conclusões

Nesta seção resumimos os resultados obtidos do estudo do espectro e das estruturas responsáveis pelo acréscimo na polar intermediária DQ Her, através da aplicação de técnicas de mapeamento espectral a dados na faixa do óptico.

- Os mapas da emissão líquida das linhas em baixas velocidades apresentam um peculiar perfil cardeóide, que pode ser interpretado como um instantâneo do padrão de rotação associado às cortinas de acréscimo depositando matéria sobre os pólos magnéticos da anã branca.
- Nas regiões internas do disco o espectro é basicamente plano sugerindo que a emissão provém de radiação *bremstrahlung* por um disco opticamente fino. Nas regiões intermediárias e externas o espectro do disco apresenta linhas em emissão e com

duplo-pico.

- Espectros espacialmente resolvidos da componente assimétrica dos mapas de eclipse apresentam linhas com um perfil P-Cygni inverso, interpretado como uma assinatura de acréscimo controlado magneticamente.
- O comportamento da componente não-eclipsada indica a presença de duas fontes de emissão fora do plano orbital; uma região verticalmente extensa e quente, responsável pela emissão das linhas; e uma componente fria, responsável pela emissão no extremo vermelho do espectro.
- Os ajustes de modelos de atmosferas estelares para o espectro do pico central indicam uma temperatura $T_{WD} = 9800 \pm 3300 K$ e uma distância $d = 195 \pm 90 pc$ se o centro do disco é opaco ou $d = 270 \pm 120 pc$ se o centro do disco é opticamente fino, caso a associação deste espectro à anã branca for válida.
- As temperaturas de brilho no disco estão na faixa $T = 12000 - 4500 K$ e podem ser razoavelmente bem descritas por um modelo de disco em estado estacionário com $\dot{M} = (1,4 \pm 0,5) \times 10^{-9} M_{\odot} ano^{-1}$. As temperaturas nas regiões externas do disco estão abaixo da temperatura crítica para permitir instabilidades termo-viscosas no disco, sugerindo que o objeto pode apresentar erupções do tipo nova anã.
- A comparação da distribuição radial da intensidade das linhas de Balmer revela uma correlação linear entre a inclinação da distribuição e a energia de transição.
- A pulsação óptica em DQ Her pode ser explicada por um modelo de cortinas de acréscimo, onde pólos magnéticos rotacionam com a anã branca no centro do disco com um período de rotação de $P_{rot} = 70,76 s$. A pulsação óptica é dominada por reprocessamento de radiação-X na parte superior do *bright spot* com o período de batimento $P_{bat} = 71,06 s$.
- Estimamos a escala de altura do *bright spot* como $H = (7,4 \pm 0,4) \times 10^{-3} R_{\odot}$.

Capítulo 6

V348 Puppis

6.1 Introdução

A distribuição em período orbital para VC's revela um interessante padrão bimodal, com a grande maioria dos sistemas apresentando períodos entre 1,5 e 2 horas e entre 3 e 5 horas. A deficiência de objetos com período entre 2 e 3 horas é geralmente explicada em termos da evolução destes sistemas através da perda de momento angular orbital (Hellier 2001; seção 2.5).

V348 Puppis, a contra-partida óptica da fonte de Raios-X 1H0709-360, é uma importante VC pois possui um período orbital de 2,44 horas, exatamente no meio da faixa em períodos que pode conter a chave para a compreensão do cenário evolutivo das VC's.

6.2 Observações e análise dos dados

6.2.1 Observações

Dados de V348 Pup foram obtidos com o espectrógrafo *Faint Object Spectrograph* (FOS) a bordo do Telescópio Espacial Hubble (HST) entre os dias 11 e 17 de setembro de 1996. O FOS/HST foi utilizado em seu modo de aquisição rápida de forma a se obter séries temporais espectrofotométricas de oito eclipses do objeto. Uma análise inicial destes dados foi apresentada por Froning et al. (2003). Uma descrição do processo de redução de dados do HST/FOS é apresentada no Capítulo 3.

Para as observações de V348 Pup o tempo de integração de cada espectro foi de 4,28 s, com um tempo morto de 0,1 s. Em metade das monitorias foi utilizada a rede de difração G160L, cobrindo a faixa ultravioleta (UV) $\lambda 1150 - 2500 \text{ \AA}$ com uma dispersão

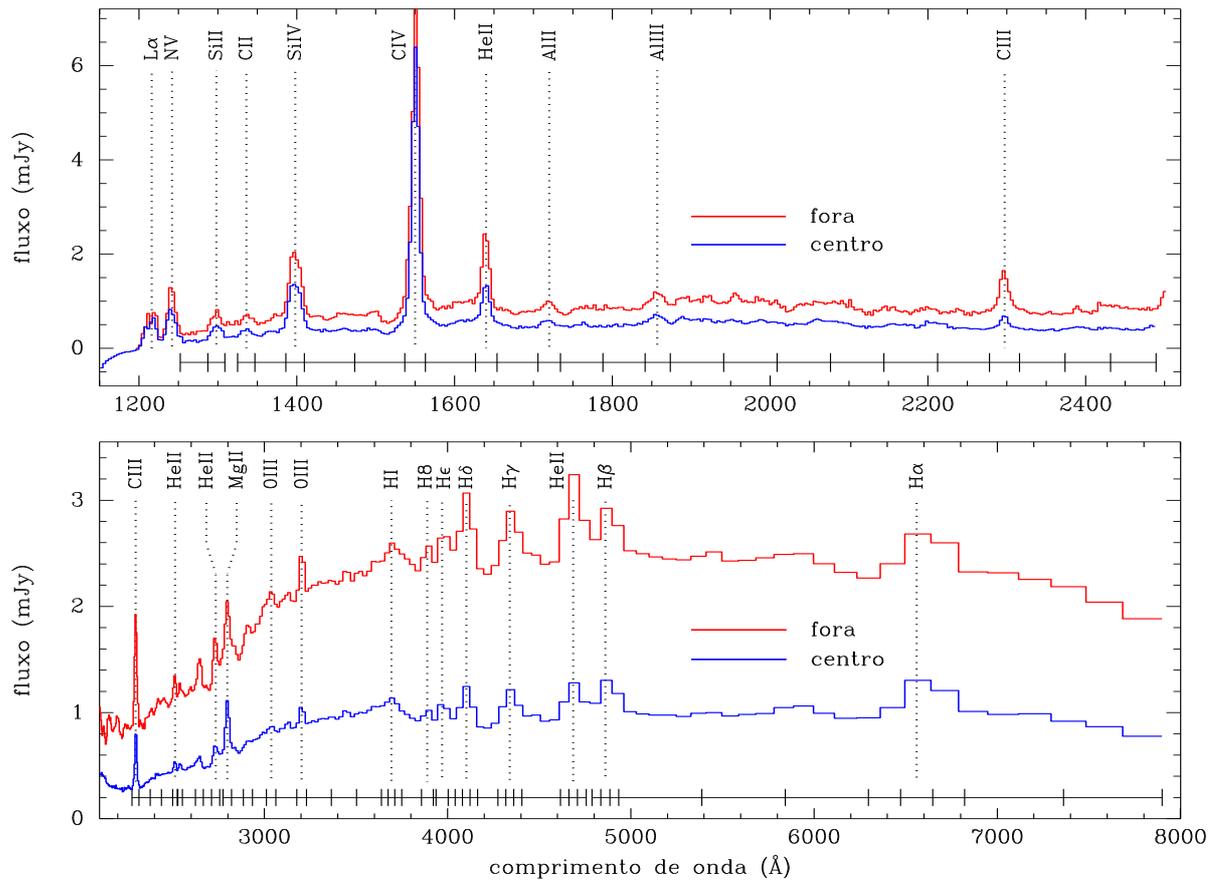


Fig. 6.1: Espectros médios de V348 Pup obtidos com o G160L (painel superior) e com o PRISM (painel inferior) para fora (em cinza claro, faixa em fase de $-0,12$ à $-0,08$ e $+0,08$ à $+0,12$ ciclos) e centro (em cinza escuro, faixa em fase de $-0,035$ à $+0,035$) do eclipse. As linhas pontilhadas verticais marcam as linhas de emissão. A linha inferior indica as 25 (G160L) e 47 (PRISM) bandas usadas para extração das curvas de luz.

de $\Delta\lambda = 6,87 \text{ \AA pixel}^{-1}$. Na outra metade das observações foi utilizado o prima PRISM, cobrindo a faixa $\lambda 1600 - 8000 \text{ \AA}$ com uma dispersão não-linear variando de $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA pixel}^{-1}$ do lado azul do espectro até $\Delta\lambda = 400 \text{ \AA pixel}^{-1}$ do lado vermelho. Em todas as monitorias foi utilizada uma fenda quadrada de $0,86 \times 0,86 \text{ arcsec}^2$. Um sumário das observações é mostrado na Tabela 1. A Fig. 6.1 apresenta espectros médios para o centro e fora do eclipse. Enquanto o espectro UV apresenta a linha de C IV $\lambda 1550$ em emissão bastante destacada, no óptico o espectro é dominado por linhas de hélio e da série de Balmer. A linha de He II 4686 é mais intensa que as linhas da série de Balmer, podendo ser um indício de atividade magnética na primária (Rodríguez-Gil et al. 2001).

Independente da cobertura no óptico ou no UV, ou da resolução espectral dos dados (que varia ao longo do espectro), não observamos perfis em duplo pico em nenhuma

das linhas. Observa-se também que, de uma maneira geral, as asas das linhas não são simétricas em velocidade, com o lado vermelho se destacando em relação ao lado azul, em particular para as linhas da série de Balmer. Este comportamento é característico de estrelas da classe SW Sex (Thorstensen et al. 1991) e é observado em V795 Her, uma SW Sex com período orbital de 2,60 h, também na região de *gap* de período (Casares et al. 1996).

Tab. 6.1: Jornal das observações.

Monitoria	Data (Set. 1996)	Faixa em fase (ciclos)		Nº de Espectros	Detector
1	11	-0,09	+0,19	578	PRISM
2	14	-0,08	+0,18	542	G160L
3	14	-0,10	+0,16	527	PRISM
4	15	-0,13	+0,14	542	G160L
5	15	+0,12	+0,38	527	PRISM
6	16	+0,09	+0,36	542	G160L
7	17	-0,07	+0,19	527	PRISM
8	17	-0,12	+0,14	542	G160L

6.2.2 Construção das curvas de luz

Os espectros ultravioleta (UV) e óptico foram analisados conjuntamente, com a região de superposição espectral ($\sim \lambda 1900 - 2500 \text{ \AA}$) sendo agrupada em um mesmo conjunto de bandas. Devido à baixa sensibilidade do detector no lado azul do espectro UV e à dispersão não linear do espectro óptico, tivemos um trabalho extra no momento de fazer a divisão das bandas espectrais. Na região do ultravioleta o espectro foi dividido em 15 bandas espectrais no contínuo (sendo 3 na região de superposição com o espectro óptico), com uma largura variando entre $\sim 40 - 60 \text{ \AA}$ e, para cada linha, uma banda centrada no comprimento de onda de repouso com uma largura $\Delta v = 5000 \text{ km s}^{-1}$. A região óptica foi dividida em 18 bandas espectrais no contínuo (ou 21, se somadas as que incluem também as monitorias UV), com uma largura variando de $\sim 60 \text{ \AA}$ no lado azul do espectro até 450 \AA no lado vermelho, onde a resolução espectral é pior. Para as linhas escolhemos uma banda única com largura em velocidade $\Delta v = 5000 \text{ km s}^{-1}$ ou três bandas cobrindo o centro e as asas da linhas com largura $\Delta v = 3000 \text{ km s}^{-1}$ cada.

Nas bandas que incluem linhas de emissão as curvas de luz contêm o fluxo total, incluindo uma possível contribuição do contínuo subjacente. As curvas de luz para cada

banda espectral foram extraídas computando o fluxo mediano dentro destas e os dados foram agrupados em fase de acordo com a efeméride linear de Rolfe et al. (2000),

$$T_{\text{mid}}(\text{HJD}) = 2\,448\,591,667\,969(85) + 0,101\,838\,931(14) E, \quad (6.1)$$

onde T_{mid} define a conjunção inferior da anã branca.

Curvas de luz para bandas selecionadas do contínuo e linhas do UV e óptico são mostradas nas Figuras 6.4 e 6.5.

As curvas de luz foram analisadas com o programa PRIDA (Baptista & Steiner 1993). Os procedimentos realizados para obtenção dos mapas de eclipse são similares aos utilizados na análise dos outros objetos deste trabalho e são descritos em detalhe em Saito (2004).

6.2.3 Determinação de parâmetros

O método de mapeamento por eclipse necessita de dois parâmetros geométricos básicos: a inclinação do sistema (i) e a razão de massa [$q = M(2)/M(1)$].

Nossa primeira tentativa de utilizar o método de mapeamento por eclipse em V348 Pup se mostrou infrutífera, levando a resultados pouco coerentes e de difícil interpretação física. A ausência de bons resultados utilizando os parâmetros para V348 Pup encontrados na literatura exigiu uma detalhada inspeção dos valores atuais e também a tentativa de determinação de novos valores mais confiáveis. Os valores de parâmetros encontrados na literatura para V348 Pup são $i = 81,1^\circ$ para $q = 0,31$ (Rolfe et al. 2000) e $i = 80,0^\circ$ para $q = 0,31$ (Rodríguez-Gil et al. 2001). Em nossa primeira tentativa utilizamos os valores $i = 81,1^\circ$ para $q = 0,31$.

A duração do eclipse da estrela primária (centro do disco, geralmente a região dominante em brilho no sistema) é uma função apenas da inclinação e da razão de massa. Em um disco não simétrico (i.e. presença de *bright spot*, braços espirais ou outras estruturas que distorçam o perfil do eclipse) os pontos de maior inclinação (ou de derivada máxima) vão marcar os instantes de ingresso e egresso da fonte central (se essa for a fonte de brilho dominante no lóbulo primário), permitindo a determinação da largura do eclipse (Warner 1995).

Para nosso exercício de verificação de parâmetros, utilizamos uma única banda espectral no contínuo entre $\lambda 1900 - 2500\text{Å}$, comum às observações com o G160L e PRISM, para extrair uma curva de luz média com alta relação sinal-ruído. Duas das monitorias (moni-

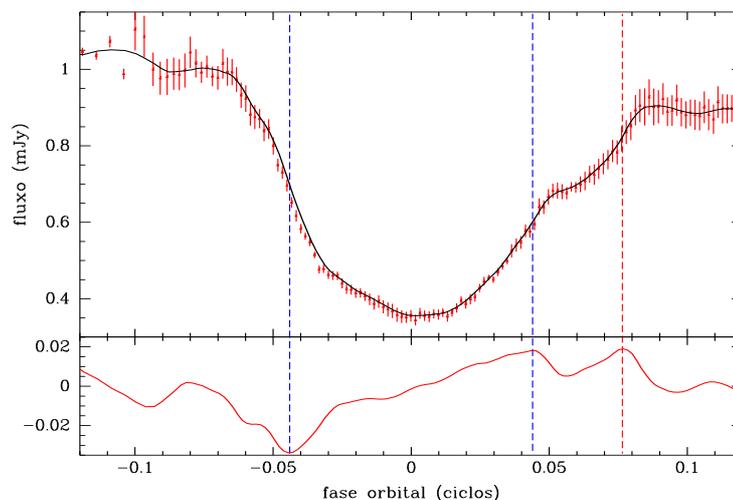


Fig. 6.2: O painel superior mostra os dados (pontos com barras de erro) e a mesma curva após a aplicação de de um filtro de mediana (linha sólida) para a curva de luz média extraída com o G160L e PRISM para a faixa espectral $\lambda 1900 - 2500\text{\AA}$. O quadro inferior apresenta a derivada da curva filtrada mostrada no painel superior. As linhas tracejadas verticais marcam a posição de ingresso e egresso da fonte central (em cinza escuro) e a posição de egresso de uma fonte assimétrica (em cinza claro).

torias 5 e 6) não foram utilizadas, uma vez que não cobrem o eclipse (ver Tabela 6.1). Esta ampla faixa espectral, em comprimentos de onda mais próximos ao ultravioleta, deveria destacar as fontes mais energéticas do sistema (anã branca e bright spot), permitindo sua melhor visualização no eclipse da curva de luz. Os resultados demonstram não haver nenhuma evidência para uma duração do eclipse da estrela primária de $\Delta\phi = 0,072$ (esperada para a combinação $i = 81,1^\circ$ e $q = 0,31$) ou $\Delta\phi = 0,067$ ciclos (adequada a combinação $i = 80,0^\circ$ e $q = 0,31$), correspondente à estrela primária.

A Figura 6.2 apresenta a curva de luz média extraída para a faixa espectral $\sim \lambda 1900 - 2500\text{\AA}$ e a curva da derivada obtida a partir da mediana desta curva.

Utilizamos o método da máxima derivada (Wood, Irwin & Pringle, 1985) para inferir os instantes de ingresso (ϕ_i) e egresso (ϕ_e) do centro do disco. Os valores encontrados foram $\phi_i = -0,044$ e $\phi_e = +0,044$, indicando um eclipse de largura $\Delta\phi = 0,088 \pm 0,002$ ciclos (Fig. 6.2). Estes valores coincidem em fase com a efeméride de Rolfe et al. 2000, com o centro do eclipse ocorrendo exatamente em fase zero. Uma vez que a largura de eclipse não é um parâmetro suficiente para o método de mapeamento obter uma solução unívoca, utilizamos, dentre os valores de razão de massa e inclinação encontrados na literatura, aquele que demonstrava ser o mais robusto. O parâmetro que nos pareceu mais confiável

foi $q = 0,31$ obtido por Rolfe et al. (2000) através de medidas de *superhumps* em V348 Pup. Este valor foi confirmado de maneira independente por Rodríguez-Gil et al. (2001) através de estimativas das massas das estrelas componentes.

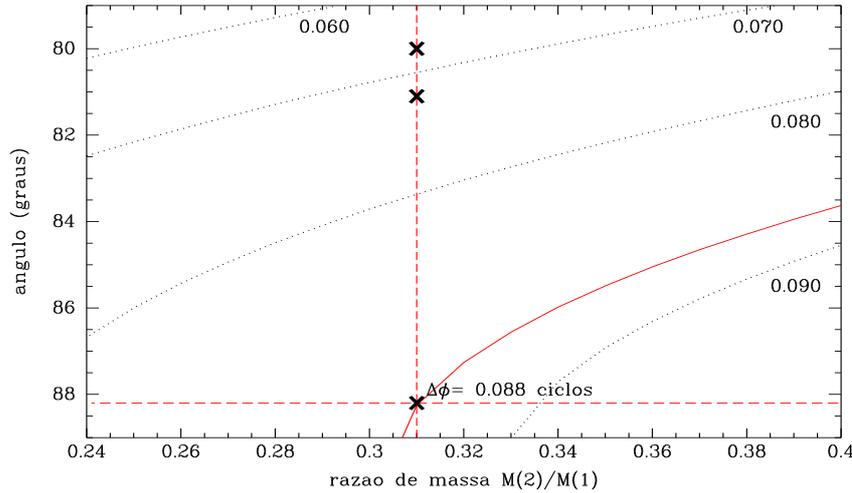


Fig. 6.3: Diagrama da relação entre a razão de massa q e a inclinação i para diferentes valores da largura de eclipse da anã branca $\Delta\phi$. As linhas pontilhadas mostram a relação para $\Delta\phi$ de 0,060, 0,070, 0,080 e 0,090 ciclos. As cruzes superiores marcam a posição dos valores encontrados na literatura (ver texto). A linha sólida marca a curva $i(q)$ para $\Delta\phi = 0,088$ ciclos. A linha tracejada e a cruz inferior marcam a posição dos parâmetros determinados neste trabalho.

Com o valor de $q = 0,31$ e uma largura de eclipse de $\Delta\phi = 0,088$ utilizamos a relação para $i(q)$ (Fig. 6.3) para determinar uma inclinação para V348 Pup de $i = 88,2^\circ$. Assim, as inclinações inferidas por Rolfe et al. (2001) e Rodríguez-Gil (2001) implicam numa duração do eclipse das partes centrais do disco muito pequena, incompatível com a duração observada: para uma mesma razão de massa, a maior duração do eclipse observada requer uma inclinação maior para a binária. Esta diferença na determinação da inclinação do sistema é a responsável pelas estruturas espúrias observadas nos mapas de eclipse em uma primeira aplicação de mapeamento por eclipse aos dados de V348 Pup. Outra dificuldade foi a falta de informações sobre a distância ao objeto. Utilizamos o valor de $d = 415$ pc, citado em Froning et al. (2003).

Tab. 6.2: Tabela de parâmetros de V348 Pup.

Período orbital ¹ , P_{orb}	2,444 h
Razão de massa ² , q	0,31
Massa da primária ³ , M_1	$0,65 M_{\odot}$
Inclinação, i	$88,2^{\circ}$
Largura do eclipse, $\Delta\phi$	0,088 <i>ciclos</i>
Distância ⁴ , d	415 <i>pc</i>

¹Baptista et al. (1996a), ²Rolfe et al. (2000),

³Rodríguez-Gil et al. (2001), ⁴Froning et al. (2003)

6.3 Resultados

6.3.1 Mapas de eclipse

A Fig. 6.4 apresenta curvas de luz e mapas de eclipse para as linhas de CIV $\lambda 1550$ e He II $\lambda 1640$ e para bandas selecionadas do contínuo no UV. Da mesma forma, a Fig. 6.5 apresenta curvas de luz e mapas de eclipse para H γ e He II $\lambda 4686$ e bandas do contínuo no óptico. As curvas de luz no lado azul do espectro ultravioleta são mais ruidosas, resultado da perda de sensibilidade do detector nessa região (ver Capítulo 3). De uma forma geral, as curvas de luz de V348 Pup apresentam o mesmo comportamento tanto no óptico como no ultravioleta. Os eclipses tem um formato “V” com um nível de fundo relativamente alto, alcançando em muitos casos $\gtrsim 20 - 40\%$ do fluxo observado fora do eclipse. Tanto o ingresso como o egresso apresentam estruturas adicionais às atribuídas à emissão do centro do disco, indicando a presença de outras fontes de emissão no disco. Estas estruturas são mais pronunciadas nas curvas das bandas do contínuo, indicando que as linhas podem ser emitidas em regiões com condições físicas diferentes.

Os mapas de eclipse refletem o observado nas curvas de luz. As linhas, tanto no ultravioleta como no óptico, apresentam uma distribuição concentrada nas regiões centrais do disco, tipicamente abaixo de $\simeq 0,4 R_{L1}$. É observada a presença de duas fontes emisoras extensas em posições diametralmente opostas. Uma mais externa, no quadrante que contém o *bright spot* e outra mais interna, no quadrante oposto, que em alguns casos parece conectada com a emissão do centro do disco. Estas fontes assimétricas também foram observadas em tomogramas Doppler de Rodríguez-Gil et al. (2001) para as linhas de H β e He I 4471.

A comparação entre os mapas das linhas e do contínuo (tanto no UV como no óptico) revela que no contínuo as estruturas aparecem de forma destacada, ao contrário das linhas,

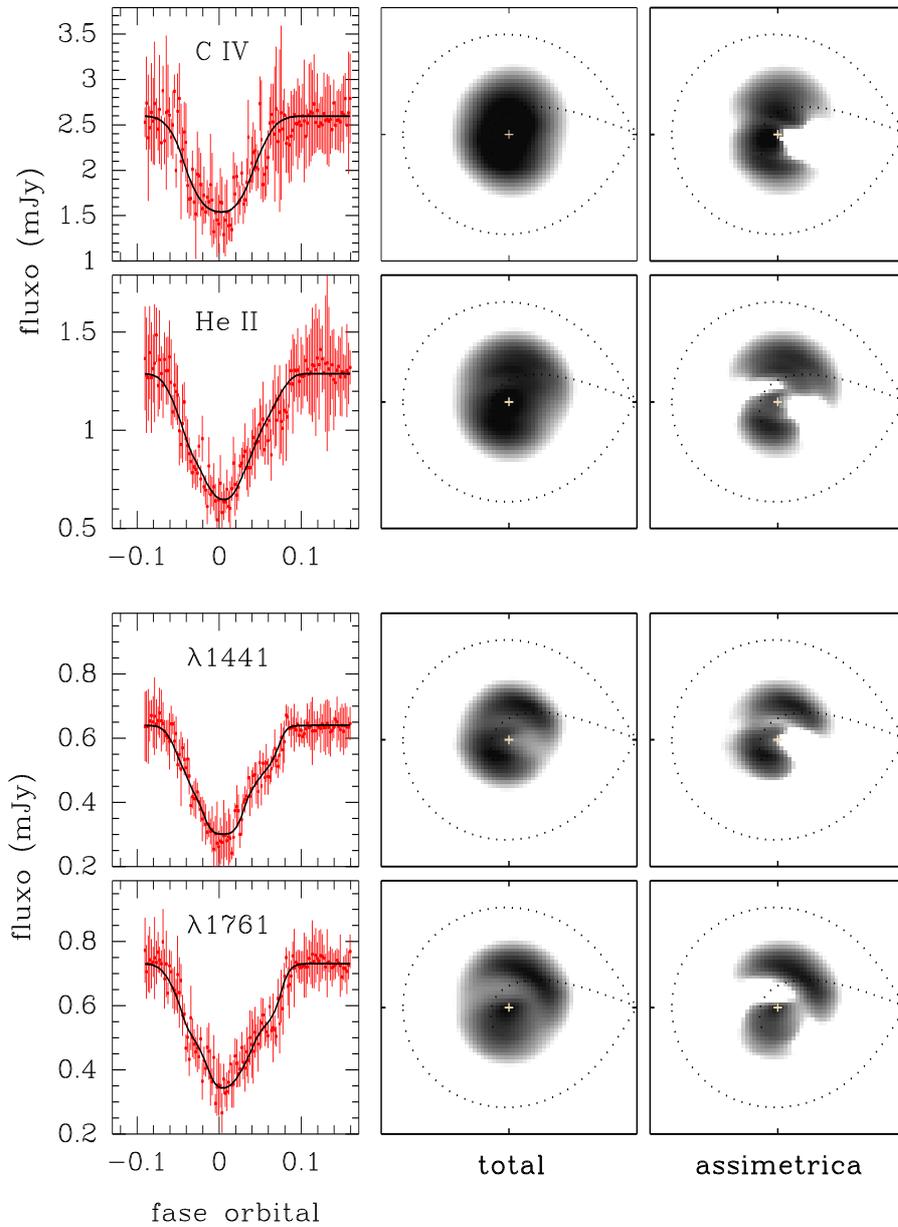


Fig. 6.4: Curvas de luz e correspondentes mapas de eclipse para as linhas de CIV $\lambda 1550$ e HeII $\lambda 1640$ e para duas bandas do contínuo ($\lambda 1441$ e $\lambda 1761$). Os painéis da esquerda mostram os dados (pontos com barras de erro) e as curvas de luz modelo (linhas sólidas). Os painéis do centro mostram os mapas de eclipse correspondentes em escala logarítmica de cor (emissão total). Os painéis da direita mostram a componente assimétrica dos mapas em cada caso. Regiões brilhantes são mostradas em preto, regiões fracas em branco. Uma cruz marca o centro do disco; linhas pontilhadas indicam o lóbulos de Roche e a trajetória do *gas stream*; a secundária está localizada à direita de cada mapa e as estrelas giram no sentido anti-horário.

que apresentam uma distribuição sistematicamente mais suave e difusa. Esta diferença pode ser uma indicação de que as linhas estão sendo produzidas numa região verticalmente extensa e opaca, onde efeitos de espalhamento sejam mais importantes (Froning et al. 2003).

De forma a evidenciar as estruturas observadas nos mapas de eclipse, calculamos a componente assimétrica dos mapas, utilizando os mesmos procedimentos descritos na Seção 4.3.2. Os mapas da componente assimétrica tanto das linhas como do contínuo são apresentados nos painéis da direita das Figs. 6.4 e 6.5. Os mapas revelam a presença destacada de duas estruturas assimétricas as quais interpretamos como braços espirais causados pelo choque do material devido ao cruzamento de órbitas no disco (Sawada et al. 1986).

O braço no quadrante que contém o *bright spot* foi denominado braço “vermelho” e o outro de braço “azul”. O braço vermelho tem uma posição radial mais externa e uma extensão azimutal de $\simeq 90^\circ$. O braço azul está mais próximo ao centro do disco, com a emissão em muitos casos sendo mesclada à emissão da fonte na posição da anã branca.

Utilizamos nosso conjunto de mapas para a componente assimétrica para criar um mapa mediano único sobre todo o espectro. Este mapa é mostrado na Fig. 6.6 e apresenta de forma clara as duas estruturas interpretadas como braços espirais, bem como uma emissão central sobre a posição da anã branca. Este resultado, com a emissão central destacada, é um forte indicativo que nossa busca por parâmetros mais confiáveis (Seção 6.2.3) foi o caminho correto para a obtenção de resultados de qualidade. Entretanto, a extração do espectro do pixel central (similar ao feito em V2051 Oph, Capítulo 4; e em DQ Her, Capítulo 5), que deveria ser completamente preenchido pela anã branca, apresenta um espectro similar ao observado nos braços azul e vermelho (Seção 6.3.2), sem a presença de linhas em absorção ou outras características que lembrem um espectro estelar típico.

A não observação direta da estrela primária em V348 Pup é também característica das estrelas SW Sex em um possível cenário onde as partes centrais do disco são obscurecidas pela borda espessa de um disco *flared* (Hellier 2001).

6.3.2 Espectros espacialmente resolvidos

Definimos três regiões sobre o disco, baseados nas informações contidas no mapa de eclipse mediano para a componente assimétrica. A região denominada “braço vermelho” foi definida entre $0,25 < R_{L1} < 0,45$ e $0^\circ < \theta < 90^\circ$; o “braço azul” entre $0,10 < R_{L1} < 0,30$ e $195^\circ < \theta < 285^\circ$ e o “centro do disco” como $R_{L1} < 0,10$ e $0^\circ < \theta < 360^\circ$. A coordenada

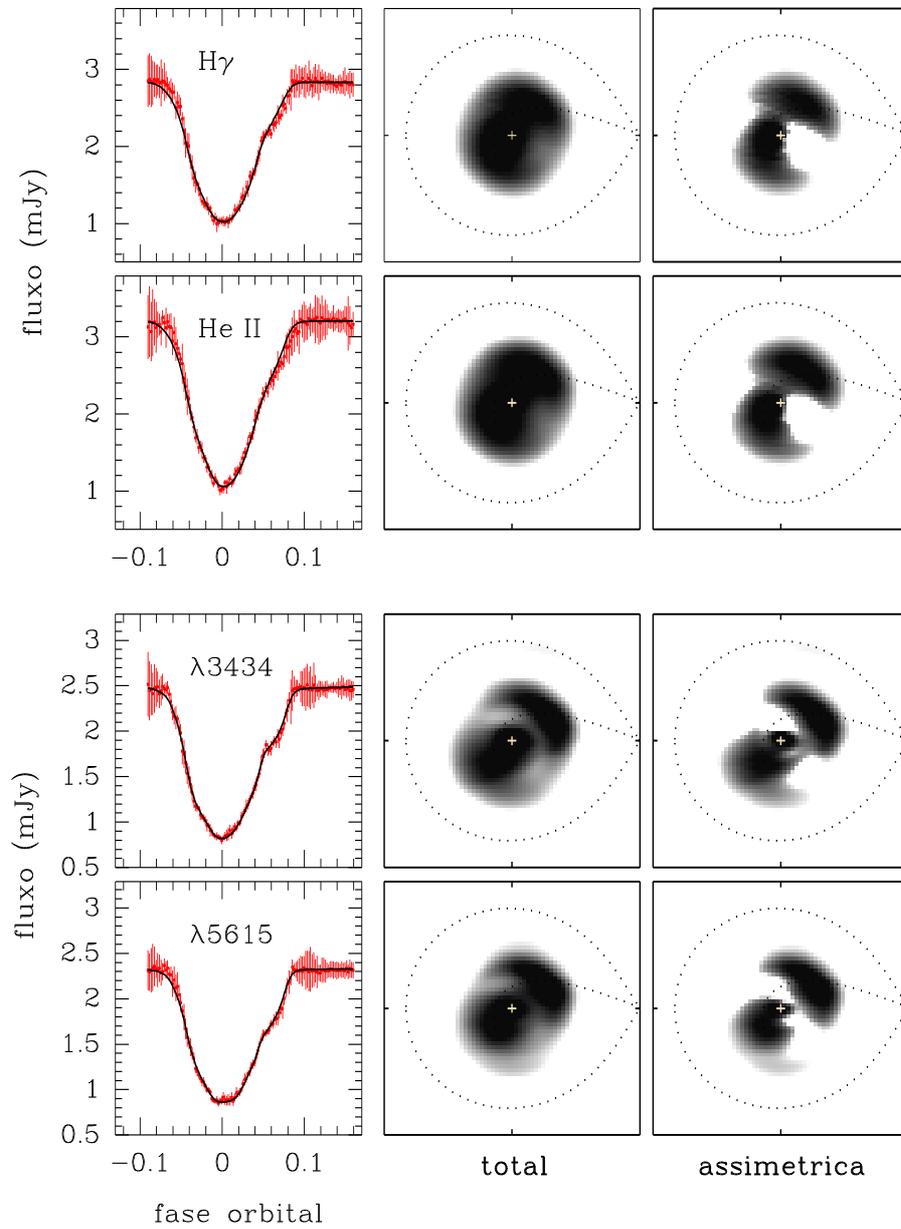


Fig. 6.5: Curvas de luz e correspondentes mapas de eclipse para as linhas de H γ e He II $\lambda 4686$ e para duas bandas do contínuo do óptico ($\lambda 3434$ e $\lambda 5616$). A notação é similar à da Fig. 6.4.

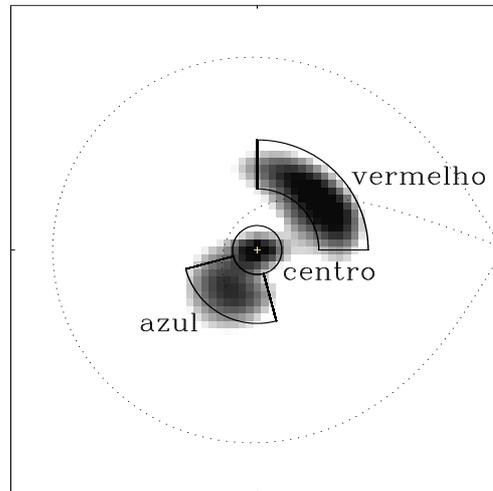


Fig. 6.6: Mapa mediano para a emissão líquida dos mapas de eclipse de V348 Pup. Linhas sólidas delimitam as regiões definidas como “braço vermelho”, “braço azul” e “centro” do disco. Linhas pontilhadas indicam o lóbulos de Roche e a trajetória do *gas stream*.

angular é medida a partir da linha que une as estrelas e cresce no sentido anti-horário. As incertezas estatísticas dos espectros foram estimadas com técnicas de simulação de Monte Carlo, descritas da Seção 2.8.3.

Espectros para as três regiões são mostrados na Fig. 6.7 junto com respectivos ajustes de corpo negro. O braço vermelho apresenta um espectro com uma inclinação correspondente a uma temperatura de corpo negro de $T = 10100 \pm 220 K$ ¹. As linhas da série de Balmer aparecem em absorção, sugerindo emissão opticamente espessa. O espectro apresenta um déficit de fluxo na região entre $\sim 1900 - 2500 \text{ \AA}$, o que pode estar associado a bandas de absorção por Fe II. O espectro do braço azul apresenta o mesmo nível de intensidade do braço vermelho, porém com uma temperatura um pouco maior, $T = 12900 \pm 360 K$. Em contraste com o observado no braço vermelho, o espectro é basicamente plano, sem evidência da presença de linhas tanto em emissão como em absorção. As bandas de Fe II também parecem ausentes. O espectro da fonte central possui as mesmas características do braço azul, sem evidência de linhas e apresentando uma temperatura de $T = 12500 \pm 850 K$. A maior incerteza na determinação deste valor provém da baixa relação sinal-ruído deste espectro, resultado do pequeno número de pixels amostrados. Nos três casos, o espectro observado apresenta mais fluxo no extremo violeta do que o

¹ As regiões das linhas foram mascaradas durante os ajustes, uma vez que os modelos de corpo negro consideraram apenas a emissão do contínuo.

modelo de corpo negro de melhor ajuste.

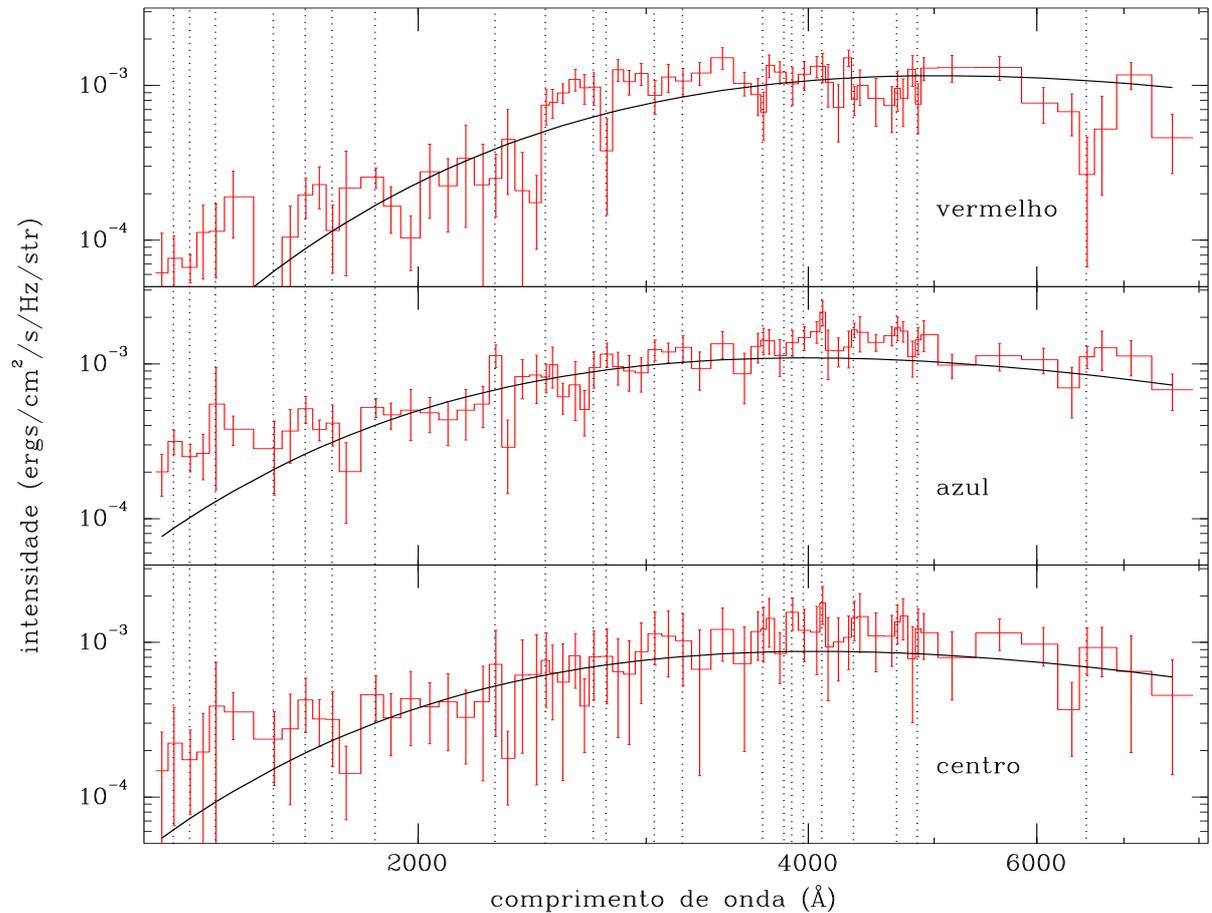


Fig. 6.7: Espectros espacialmente resolvidos para as regiões do disco definidas na Fig. 6.6. No quadro superior o espectro para o braço “vermelho”, no quadro do meio o braço “azul” e no quadro inferior a região do “centro” do disco. Linhas pontilhadas verticais marcam a posição das linhas de emissão.

Checamos a possibilidade das estruturas assimétricas serem produzidas por irradiação pela fonte central. Nesse exercício dividimos as regiões definidas para cada um dos braços em duas secções radiais, conseguindo assim obter o espectro para a parte interna (voltada para o centro do disco) e para a parte externa do braço (voltada para a borda do disco). Em nenhum dos casos houve evidência de aumento de fluxo ou diferença de inclinação do contínuo entre as regiões interna e externa, indicando que a hipótese das estruturas serem produzidas por irradiação pela fonte central pode ser descartada.

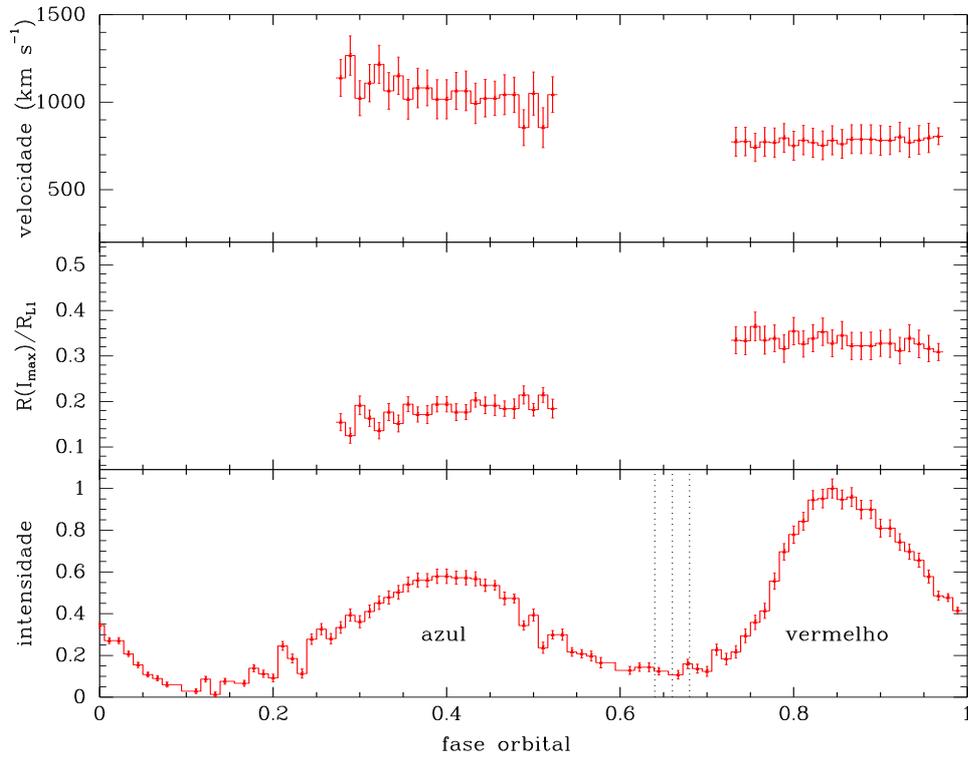


Fig. 6.8: Dependência com a fase orbital da intensidade máxima (quadro inferior), raio (quadro do meio) e velocidade Kepleriana (quadro superior). As velocidades foram calculadas assumindo $M_1 = 0,65 M_\odot$ e $R_{L1} = 0,618 R_\odot$. Linhas pontilhadas verticais marcam as fases de intensidade mínima entre as espirais utilizada para estimar o ângulo de abertura dos braços espirais.

6.3.3 Análise das estruturas espirais

Para analisarmos as propriedades das estruturas espirais, dividimos o disco em secções azimutais e computamos o raio em que a intensidade é máxima em cada azimute. A velocidade Kepleriana correspondente ao raio em que a intensidade é máxima foi obtida assumindo $M_1 = 0,65 M_\odot$ e $R_{L1} = 0,618 R_\odot$ (Rodríguez-Gil et al. 2001). Este tipo de análise permite traçar a distribuição das estruturas espirais tanto em raio como em azimute (Baptista et al. 2002).

A Figura 6.8 apresenta a distribuição azimutal de intensidade I_{max} , o raio $R(I_{max})$ e a velocidade Kepleriana correspondente ao raio da máxima intensidade $v_{kep}[R(I_{max})]$. Os azimutes são expressos em termos da fase orbital e são medidos a partir da linha que une as estrelas. As incertezas foram estimadas utilizando técnicas de Simulação de Monte Carlo (Seção 2.8.3).

As duas estruturas em arco nos mapas de eclipse aparecem na distribuição em azimute da Figura 6.8 como dois máximos. As regiões de mínimo correspondem às regiões entre os braços. O fato da emissão não ir a zero no vale entre os picos (fase $\sim 0,65$) destaca a presença de emissão no centro do disco, como apresentado na Fig. 6.6. O braço vermelho é o mais intenso e o máximo da emissão ocorre em $R = 0,34 \pm 0,02 R_{L1}$, com uma velocidade Kepleriana $v_{kep} = 780 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$. O braço azul é mais interno, com $R = 0,17 \pm 0,02 R_{L1}$, e apresenta $v_{kep} = 1050 \pm 140 \text{ km s}^{-1}$.

Utilizamos a região de mínimo entre os picos para estimar o ângulo de abertura dos braços espirais em V348 Pup. Este tipo de análise foi apresentada em Baptista et al. (2005) e quando aplicada à nossa curva de intensidade em função da fase orbital resulta em um ângulo de abertura para os braços espirais² de $\phi = 5,6^\circ \pm 1,2^\circ$.

6.3.4 Componente não-eclipsada

A componente não eclipsada em V348 Pup (Fig. 6.9) apresenta, dentre os objetos analisados neste trabalho, os valores mais elevados.

A componente não-eclipsada apresenta um fluxo aproximadamente constante acima de $\sim 4000 \text{ \AA}$, diminuindo em intensidade na direção do UV. O nível do contínuo volta a subir para $\lambda < 2000 \text{ \AA}$, apresenta um máximo em $\sim 1500 \text{ \AA}$ antes de voltar a descer em direção ao extremo ultravioleta. Ajustes de atmosferas de hidrogênio (Fig. 6.9, linha sólida) revelam que o espectro óptico tem uma temperatura equivalente de $T = 9580 \pm 110 \text{ K}$ para uma densidade de coluna de $\sim 10^{10} \text{ g cm}^2$, correspondendo a emissão térmica opticamente espessa.

A componente não-eclipsada fracional é relativamente alta ao longo do espectro, respondendo por pelo menos 20–30% do fluxo total do objeto no óptico. A emissão abaixo de 2000 \AA observada na componente total é ainda mais destacada na componente fracional, chegando a 50% em alguns comprimentos de onda.

Num primeiro momento, tentamos interpretar estes resultados sob a hipótese da emissão UV ser resultante de luz de origem geo-coronal espalhada dentro do espectrógrafo (Golombek, Smith & Christensen 1993). Entretanto, essa emissão deveria destacar a linha de emissão de $\text{Ly}\alpha$ em primeira ($\lambda 1216 \text{ \AA}$) e segunda ordem ($\lambda 2432 \text{ \AA}$). Essas linhas não são observadas no espectro médio (Fig. 6.1). Além disso, o conjunto de dados deste trabalho foram obtidos em 1996, após a instalação da ótica corretora de foco do Telescópio Espacial Hubble (COSTAR), o que permitiu a utilização de fendas mais estreitas

² O ângulo entre a curva que define o braço espiral e a tangente ao círculo concêntrico ao raio.

($0,86 \times 0,86$ arcsec² para V348 Pup) e a redução por contaminação geo-coronal.

Uma possível interpretação para a componente UV do espectro não eclipsado seria o espalhamento ressonante sobre a anã branca (Frank, King & Raine 1992), porém esse fenômeno só responderia pela emissão das linhas, e não pelo nível do contínuo que também é relativamente alto.

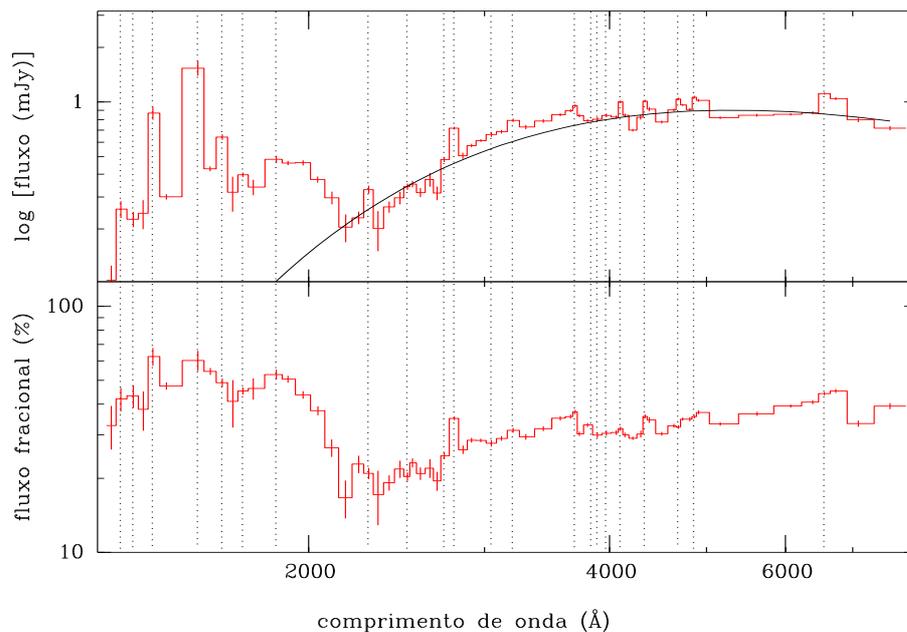


Fig. 6.9: Espectro da componente não-eclipsada. Painel superior: contribuição total. Painel inferior: contribuição fracional. A notação é similar a da Fig. 6.7.

6.3.5 Buscas por variabilidade

Aplicamos um algoritmo de Lomb-Scargle aos dados de V348 Pup em busca de periodicidades que pudessem estar relacionadas com a presença de uma anã branca magnética iluminando o disco. Para esse exercício utilizamos curvas de luz no contínuo na região de superposição dos monitorias UV e óptico ($\lambda 1900 - 2500$ Å). Além da maior cobertura temporal, o que facilita a obtenção do espectro de potência, essa região mais “quente” deveria evidenciar efeitos provocados por fontes de maior energia, como esperado em uma estrela do tipo DQ Her, onde o choque do material do fluxo de acrecimento sobre os pólos magnéticos da estrela provoca a emissão na faixa de raios-X, podendo ser reprocessada no disco de acrecimento (Mukai et al. 1993).

Calculamos nosso primeiro periodograma utilizando as curvas de luz individuais com-

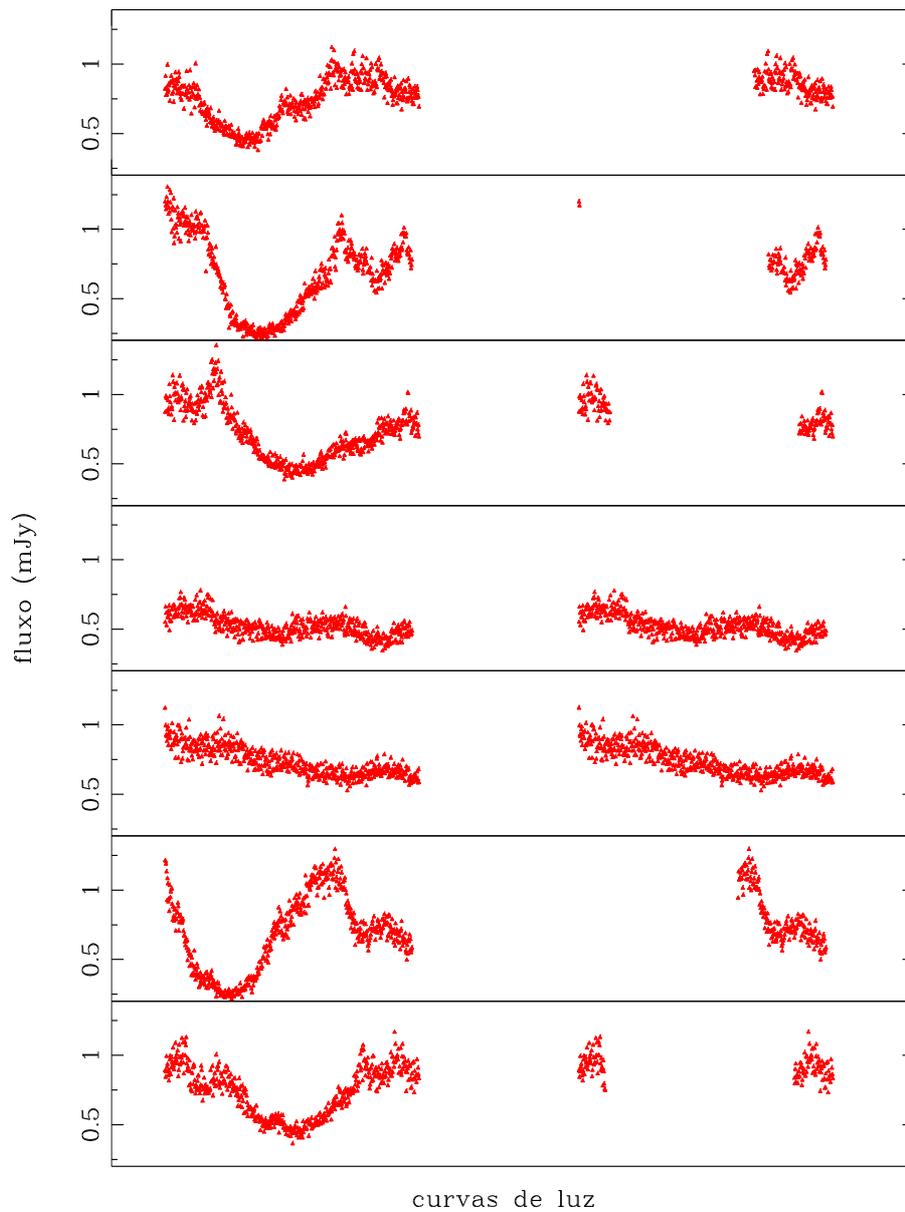


Fig. 6.10: Curvas de luz individuais para as monitorias 2 a 7, na faixa espectral $\lambda 1900 - 2500 \text{ \AA}$, utilizadas para o cálculo do periodograma da Fig. 6.11. À esquerda as monitorias completas. À direita as curvas após a eliminação da região em torno do eclipse $(-0, 10, +0, 10)$.

pletas, incluindo a região do eclipse (curvas à esquerda na Fig. 6.10). Devido ao grande intervalo temporal entre a monitoria 1 e as restantes (~ 3 dias), o algoritmo de Lomb-Scargle teve dificuldades em encontrar uma solução. O periodograma mostrado em cinza na Fig. 6.11) corresponde ao resultado utilizando apenas as monitorias de 2 a 7. A única estrutura destacada possui uma frequência de 36,63 minutos, que coincide com o valor de $4\times$ a frequência orbital (ou $0,25 \times P_{orb}$). Este valor provavelmente é inerente à janela espectral utilizada, que permite ao método encontrar frequências harmônicas maiores que a do período orbital, visto a ausência de informação entre as monitorias e que, a cada monitoria, apenas um eclipse do objeto é amostrado.

Na tentativa de evitar efeitos de contaminação pelo período orbital, excluímos da análise os dados cobrindo o eclipse, entre as fases $-0,10$ e $+0,10$. Os pontos resultantes, utilizados para gerar o espectro de potência, são mostrados à direita na Fig. 6.10. Novamente não existe a evidência de qualquer outra periodicidade associada ao objeto, e, mesmo com a exclusão da região do eclipse, ainda aparecem frequências que coincidem com múltiplos inteiros do período orbital, aparecendo em $4\times$ e $8\times$ este valor.

Numa tentativa de testar possíveis períodos relacionados com a janela espectral, alteramos aleatoriamente, para os dois casos acima, a ordem das ordenadas, porém mantendo os instantes de observação inalterados. Isto preserva a janela espectral e elimina quaisquer periodicidades intrínsecas ao conjunto de dados original. A aplicação do algoritmo de Lomb-Scargle a estes espectros resulta num periodograma basicamente plano, em um nível de contagens insignificante perante os periodogramas para os dados não alterados.

Apesar dos testes feitos para minimizar possíveis efeitos de janela espectral e de incompletude dos dados, nossos resultados foram olhados com bastante cautela. Diante disto, não nos sentimos confiantes em inferir que algum dos picos do periodograma tem origem diferente do que a frequência orbital, que aparece nos espectros de potência com $1\times$, $4\times$ e $8\times$ o seu valor real. Não encontramos nas curvas de luz analisadas evidência de periodicidade outra que o período orbital e seus harmônicos.

6.4 Discussão

6.4.1 A classificação de V348 Pup

De uma forma geral, objetos no meio do *gap* de períodos como V348 Pup, podem pertencer a duas classes distintas: objetos não magnéticos que iniciam sua fase como VC já dentro do *gap*, ou objetos magnéticos do tipo DQ Her ou AM Her (Katysheva & Pavlenko 2003).

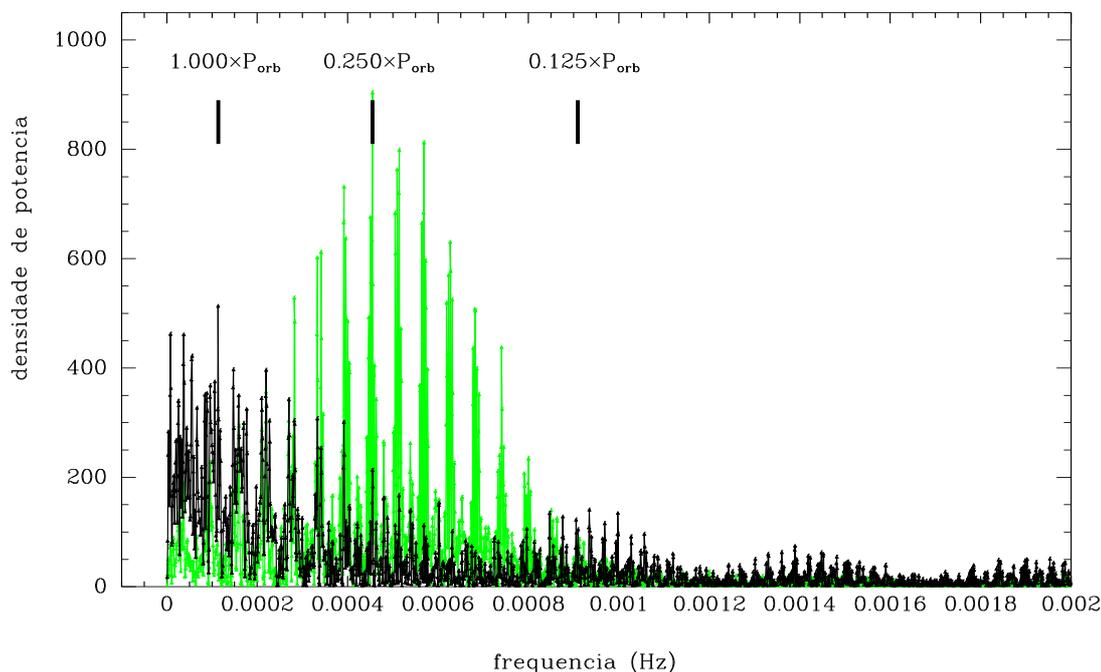


Fig. 6.11: Espectros de potência das curvas de luz mostradas na Fig. 6.10. Em cinza claro o espectro para as curvas de luz completas. Em preto o espectro para as curvas de luz sem a região em torno do eclipse.

Uma das características destes objetos é a presença de *superhumps*, que estão presentes em 10 sistemas, dos quais 7 são objetos do tipo SU UMa, duas polares intermediárias e um sistema UX UMa (ver Seção 2.5).

A presença de *superhumps* é evidente nas curvas de luz de V348 Pup (e.g. Rolfe et al. 2000), e podem ocorrer por: (i) efeitos de maré, quando o disco é suficientemente grande ($R_D \simeq 0,9 R_{L1}$), ou (ii) quando a matéria do feixe de acréscimo penetra além da posição do *bright spot* para dentro do disco (Vogt et al. 1982). Um modelo alternativo, citado na Seção 6.4.2, foi proposto por Murray et al. (1999) para a presença de *superhumps* em estrelas do tipo DQ Her.

Dentre os argumentos favoráveis à classificação de V348 Pup como um objeto magnético, podemos citar a razão de intensidade entre as linhas da série de Balmer e a linha de He II 4686, observada tanto em nossos espectros, como em dados de Tuohy et al (1990), a emissão de Raios-X duros, bem como a existência de uma possível periodicidade próxima ao período orbital, atribuída à rotação de uma anã branca magnética próxima do sincronismo (Tuohy et al. 1990).

Neste cenário, a classificação de V348 Pup como uma estrela polar intermediária parece o mais coerente, visto que a ausência de polarização (desde o ultravioleta até o infravermelho próximo) e o ingresso e egresso do eclipse relativamente lentos (um indicativo direto da presença de um disco de acréscimo) são fortes argumentos contra a classificação como uma polar (Tuohy et al. 1990).

Observações em Raios-X, que poderiam revelar a natureza de V348 Pup, também se mostraram inconclusivas. Observações com o satélite *ROSAT* apontaram para uma fonte pelo menos 70% mais fraca que a fonte observada com o *HEAO* – 1 (Rosen et al. 1994). Uma das possíveis explicações formuladas por Rosen et al. (1994) é de que V348 Pup pode ser um objeto altamente variável, podendo apresentar erupções. No contexto de estrelas DQ Her, existem pelo menos quatro objetos que também apresentam erupções: EX Hya, V1223 Sgr, TV Col e GK Per (referências em Rosen et al. 1994).

Rodríguez-Gil et al. (2001) propõe que V348 Pup seja um sistema do tipo SW Sex. Eles comparam as características de V348 Pup com V795 Her, uma SW Sex que também apresenta período orbital dentro do *gap* ($P_{orb} = 2,60$ hr). Como principais semelhanças entre os objetos (além de sua distribuição em período orbital) podemos citar a razão de massa ($q = 0,31$ para V348 Pup contra $q = 0,33$ para V795 Her), um espectro com linhas em emissão de pico simples e perfis em absorção próximo à fase 0,5. Os objetos são vistos com inclinações diferentes, com $i = 56^\circ$ para V795 Her (Casares et al. 1996) contra $i = 88,2^\circ$ para V348 Pup (este trabalho).

Nossos resultados não apresentam nenhuma evidência conclusiva que ajude a esclarecer a real natureza de V348 Pup. Além do espectro com a razão de intensidade das linhas apropriada, não encontramos sinais de periodicidades ou outras assinaturas que pudessem ser atribuídas a uma anã branca magnética. Por outro lado, fora o espectro com linhas em pico simples, nenhum outro resultado pode ser citado como uma indicação direta de V348 Pup como uma SW Sex.

6.4.2 Braços espirais em V348 Pup

Nossos resultados mostram que a emissão do disco de V348 Pup é dominada por braços espirais com um ângulo de abertura de $\phi = 5,6^\circ \pm 1,2^\circ$ e uma temperatura de $T = 10100 \pm 220$ K para o braço vermelho (mais externo) e $T = 12900 \pm 360$ K braço azul (mais interno), colocando V34 Pup dentro da faixa de temperatura esperada para a presença de estruturas espirais (Steeghs & Stehle 1999).

Até agora IP Peg é o objeto onde braços espirais puderam ser melhor estudados.

Diversos trabalhos acompanharam a mudança nos perfis dos braços espirais no declínio de erupções, tanto com técnicas de mapeamento por eclipse, como por tomografia Doppler (Seção 2.6). Enquanto o disco esfria e encolhe após a erupção, o ângulo de abertura dos braços varia entre $\phi = 34^\circ \pm 3^\circ$ (3 dias após o máximo da erupção) a $\phi = 14^\circ \pm 4^\circ$ (8 dias após, Baptista et al. 2005). Saito et al. (2005) sugerem que os braços espirais continuam presentes em IP Peg, mesmo 9 dias após a erupção, quando o disco apresenta uma temperatura de $T \sim 20000 - 10000 K$ entre o centro e a borda do disco.

A novóide UU Aqr também apresenta braços espirais, com ângulo de abertura $\phi = 10^\circ \pm 2^\circ$. As temperaturas encontradas para o disco em UU Aqr estão na faixa entre $T \sim 13000 - 5500 K$ entre $0,1 R_{L1}$ e $0,5 R_{L1}$, respectivamente (Baptista & Bortoletto 2007).

Esta comparação de resultados demonstra que os braços espirais em V348 Pup apresentam temperaturas e ângulo de abertura coerentes com outros objetos, e sugere que possivelmente as partes externas do disco de acréscimo de V348 Pup sejam mais frias do que as de IP Peg, no declínio de erupções, ou que as de UU Aqr.

Simulações hidrodinâmicas (Murray et al. 1999) sugerem um cenário alternativo onde os *superhumps* (em sistemas DQ Her) podem ser causados por interações entre o campo magnético da anã branca e estruturas assimétricas no disco induzidas por efeitos de maré pela estrela secundária. No caso de sistemas com razão de massa $q \gtrsim 0,25$, o caso de V348 Pup ($q = 0,31$), as estruturas espirais deveriam aparecer em posição fixa na binária. Esta posição estacionária das estruturas é observada em V348 Pup em uma escala de tempo de pelo menos 6 dias, período no qual o objeto foi observado apresentando o mesmo comportamento. Estruturas nos mesmos quadrantes onde nossos braços espirais estão presentes também foram observadas em tomogramas Doppler de V348 Pup por Rodríguez-Gil et al. (2001) em dados de outubro de 1999 (nossos dados foram obtidos em setembro de 1996), sugerindo que as estruturas podem estar permanentemente presentes no disco de V348 Pup.

Para uma VC com razão de massa $q \gtrsim 0,3$, o lóbulo de Roche será relativamente pequeno, permitindo que expansões do disco de acréscimo coloquem as partes externas deste em posições relativamente próximas da secundária, levando à formação de braços espirais por ação de forças de maré. É o que ocorre em IP Peg, que possui $q = 0,5$ e apresenta braços espirais durante o período de máximo e descida de erupções (Seção 2.8). Por outro lado, sistemas com $q < 0,3$ terão lóbulos primários relativamente grandes, permitindo a formação de discos elípticos precessionantes (i.e. sistemas SU UMa). É possível que sistemas com $q \sim 0,3$ (i.e. V348 Pup, $q = 0,31$ e UU Aqr, $q = 0,30$)

apresentem os dois fenômenos de forma alternada, ou com intensidades diferenciadas, dependendo da extensão radial de seus discos de acrecimento.

6.5 Conclusões

Nesta seção resumimos os resultados obtidos do estudo do espectro e das estruturas espirais no disco de acrecimento da novóide V348 Pup, através da aplicação de técnicas de mapeamento espectral a dados UV e ópticos obtidos com o HST/FOS. Nossa análise inicial de V348 Pup, como a que realizamos em outros objetos, pretendia obter uma gama maior de informações sobre o objeto (larguras equivalentes de linhas, perfis radiais, etc), mas esse tipo de análise se mostrou inviável, uma vez que não vemos emissão proveniente de um disco radialmente extenso e o espectro das fontes observadas é praticamente plano e sem estruturas – as linhas de emissão aparecem exclusivamente na componente não-eclipsada. Por outro lado, a observação de estruturas espirais, culminou em uma grata surpresa.

- A análise da curva de luz mediana para as oito monitorias de V348 Pup indica que o objeto é visto sob um ângulo de inclinação de $i = 88,2^\circ$, substancialmente maior que as estimativas anteriores.
- Os mapas de eclipse, tanto das linhas como no contínuo, apresentam duas estruturas em arco as quais atribuímos a choques espirais causados por efeitos de maré pela estrela secundária.
- O braço vermelho está mais afastado do centro do disco, com o máximo da emissão ocorrendo em $R = 0,34 \pm 0,02R_{L1}$ (velocidade Kepleriana equivalente $v_{kep} = 780 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$). Seu espectro apresenta evidência de linhas da série de Balmer em absorção, sugerindo emissão opticamente espessa. A inclinação do contínuo corresponde a uma temperatura de corpo negro de $T = 10100 \pm 220 \text{ K}$.
- O braço azul tem o máximo da emissão em $R = 0,17 \pm 0,02R_{L1}$ (correspondendo a $v_{kep} = 1050 \pm 140 \text{ km s}^{-1}$). O espectro é basicamente plano e com o mesmo nível de intensidade do braço azul, porém sem evidência de linhas tanto em emissão quanto em absorção. A temperatura de corpo negro inferida é de $T = 12900 \pm 360 \text{ K}$.
- Utilizamos a distribuição azimutal de intensidades dos braços espirais para estimar o ângulo de abertura dos braços espirais em V348 Pup em $\phi = 5,6^\circ \pm 1,2^\circ$.

- A componente não-eclipsada é relativamente alta em todo o espectro, apresentando pelo menos 20 – 30% do fluxo total do objeto no óptico. A emissão abaixo de 2000 Å é ainda mais destacada, chegando a 50% em alguns comprimentos de onda. Ajustes de atmosferas de hidrogênio revelam que o espectro óptico não-eclipsado tem uma temperatura equivalente de $T = 9580 \pm 110 K$.
- Periodogramas para a banda espectral do contínuo entre $\lambda 1900 - 2500 \text{ \AA}$ não apresentam frequências diferentes da frequência orbital e seus harmônicos, que aparecem com frequências $1\times$, $4\times$ e $8\times$ da frequência fundamental.
- A comparação das estruturas espirais em V348 Pup com objetos na mesma faixa de razão de massa sugere que braços espirais e discos elípticos precessionantes possam ocorrer no mesmo objeto de forma alternada ou com intensidades diferenciadas, dependendo da extensão radial de seus discos de acréscimo.

Capítulo 7

Conclusões e perspectivas

Esta tese de doutorado é a continuação da dissertação de mestrado defendida em 2004. Naquela ocasião analisou-se um conjunto de dados UV da nova anã IP Peg durante o declínio de uma erupção, obtidos com o HST (Saito, Baptista & Horne 2005). Neste trabalho apresentamos a análise dos dados UV e ópticos da nova anã V2051 Oph obtidos com o HST em um estado não-usual de baixo brilho (Saito & Baptista 2006); dados ópticos da novóide magnética DQ Her obtidos com o Telescópio de 5 m do Monte Palomar (Saito et al. 2008; Saito & Baptista 2008a); e dados UV e ópticos da novóide V348 Pup (Saito & Baptista 2008b) também obtidos com o HST.

Nossos resultados demonstram todo o amadurecimento e as possibilidades do uso da técnica de mapeamento por eclipse aplicada a dados espectroscópicos com resolução temporal em VC's.

A Tabela 7.1 apresenta os principais parâmetros dos quatro objetos estudados (incluindo IP Peg, analisado durante o mestrado). Tentamos cobrir uma grande faixa em período orbital e incluímos um objeto no meio do *gap* de períodos, de forma a podermos inferir as diferenças observadas entre os objetos. Porém, devido a isto, uma tentativa de traçar correlações entre os resultados obtidos para os objetos mostra-se ineficiente, visto o baixo número de objetos de nossa amostra e a gama de resultados obtidos para cada um.

Os discos de acrecimento apresentaram comportamentos bastante distintos em cada um dos objetos analisados. Em V2051 Oph, a emissão diferenciada da região do *bright spot* nos mapas do contínuo em relação aos mapas das linhas, somada à absorção extra observada nos espectro do fundo do disco, indicam que as linhas são originadas em uma região de grande profundidade ótica e extensão vertical. O espectro da frente do disco aparece

Tab. 7.1: Objetos analisados.

Objeto	Classe	Período orbital [h]	Razão de massa	Inclinação [°]
V2051 Oph	nova anã	1,5	0,19	83,3
V348 Pup	novóide	2,4	0,31	88,2
IP Peg	nova anã	3,8	0,50	81,0
DQ Her	novóide	4,6	0,66	86,5

sistematicamente mais brilhante que o espectro do fundo num mesmo raio, o que foi interpretado em termos de emissão cromosférica por um disco com ângulo de abertura não-nulo.

Conseguimos estimar taxas de transferência de matéria para dois dos objetos. Em IP Peg, ao longo do declínio de uma erupção, a distribuição mostrou-se bastante plana, ao contrário do esperado para um disco em estado estacionário, onde $T \propto R^{-3/4}$, com valores variando entre $\dot{M} \sim 10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$, respectivamente para o centro e borda do disco. Em contraste a este resultado, a distribuição de temperatura para DQ Her segue o esperado para um disco estacionário, com $\dot{M} = 1,4 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$.

V348 Pup, e também IP Peg nos estágios finais de erupção de forma menos evidente, apresentaram estruturas em arco, atribuídas a braços espirais causados por efeitos de maré.

DQ Her foi o objeto onde o maior número de resultados pôde ser extraído, e isso se deve à alta resolução temporal e espectral dos dados, o que permitiu uma análise detalhada do comportamento do espectro ao longo do disco. Talvez o resultado mais importante tenha sido a localização das regiões responsáveis pela pulsação óptica observada no objeto.

Em paralelo à análise de discos de acréscimo de VC's, este trabalho também contemplou o aperfeiçoamento e teste das técnicas de mapeamento por eclipse. Em IP Peg tivemos problemas com a falta de cobertura temporal dos dados. Como demonstrado em Saito et al. (2005), mesmo nessas condições extremas o método se mostrou bastante robusto para as regiões do disco onde havia informações nas curvas de luz.

Criamos ferramentas complementares e modificações que permitiram analisar fontes variáveis da ordem de $\lesssim 2 - 3\%$ do sinal total, permitindo revelar as regiões de pulsação em DQ Her, bem como encontrar uma correlação entre o parâmetro α e a energia de transição para as linhas de Balmer. Pudemos também extrair, para V2051 Oph e DQ

Her, espectros para um único pixel (pixel central) de forma a estimar o espectro da anã branca e com isso sua temperatura e a distância ao objeto.

Uma análise mais quantitativa dos dados espectroscópicos de VC's só será possível com o desenvolvimento de modelos de espectros específicos (e.g. Zabet 2006). Em todos os objetos analisados ficou evidente que os modelos utilizados (corpo negro, atmosferas estelares e emissão opticamente fina de hidrogênio) não conseguem responder pelo nível do contínuo nem pelos perfis das linhas que aparecem ao longo de todo o disco.

Possuímos ainda outros conjuntos de dados do HST que pretendemos analisar na sequência a este estudo. A análise de dados da nova anã IP Peg em quiescência permitirá a comparação com os resultados obtidos anteriormente para os estágios finais do declínio de uma erupção. Existem também dados espectroscópicos que permitem realizar o mapeamento espectral da nova anã de longo período EX Dra em quiescência, um objeto cujo disco de acréscimo quiescente parece apresentar características distintas das do de IP Peg (Baptista & Catalán 2001).

Igualmente interessante será analisar os dados HST da nova anã OY Car próximo do máximo de uma super-erupção. Neste caso espera-se que o disco seja opticamente espesso com uma atmosfera onde as temperaturas caíam com a altura, levando a espectros com linhas em absorção – um cenário que pode ser razoavelmente bem modelado com os modelos de atmosferas estelares existentes.

Pretendemos também coletar novos conjuntos de dados utilizando o espectrógrafo Godman do Telescópio SOAR de 4,2 m, que permite a obtenção de espectros com excelente resolução temporal e espectral, ampliando a amostra de objetos observados. Este novos conjuntos de dados enriquecerão ainda mais este estudo, permitindo um melhor entendimento da física de acréscimo através de estudos espacialmente resolvidos.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Africano, J. L., & Olson, E. C. 1981, PASP, 93, 130
- [2] Baptista R., 2001, in Boffin H., Steeghs D., eds, *Lecture Notes in Physics, Astro-Tomography: Imaging Methods in Observational Astrophysics*. Springer-Verlag, Berlin, p. 307
- [3] Baptista, R., Borges, B. W., Bond, H. E., Jablonski, F., Steiner, J. E., & Grauer, A. D. 2003, MNRAS, 345, 889
- [4] Baptista, R., & Bortoletto, A. 2004, AJ, 128, 411
- [5] Baptista, R., & Bortoletto, A. 2007, ArXiv e-prints, 712, arXiv:0712.2061
- [6] Baptista R., Catalán M. S., 2001, MNRAS, 324, 599
- [7] Baptista R., Catalán M. S., Horne K., Zilli D., 1998, MNRAS, 300, 233
- [8] Baptista R., Harlaftis E. T., Steeghs D., 2000. MNRAS, 314, 727
- [9] Baptista R., Haswell C. A., Thomas G., 2002. MNRAS, 334, 198
- [10] Baptista R., Horne K., Hilditch R., Mason K.O., Drew J.E., 1995, ApJ, 448, 395
- [11] Baptista R., Horne K., Wade R.A., Hubeny I., Long K., Rutten R.G.M., 1998, MNRAS, 298, 1079
- [12] Baptista, R., Morales-Rueda, L., Harlaftis, E. T., Marsh, T. R., & Steeghs, D. 2005, A&A, 444, 201
- [13] Baptista, R., Patterson, J., O'Donoghue, D., Buckley, D., Jablonski, F., Augusteijn, T., & Dillon, W. 1996, IAUCirc, 6327, 1
- [14] Baptista, R., Santos, R. F., Faúndez-Abans, M., & Bortoletto, A. 2007, AJ, 134, 867
- [15] Baptista R., Steiner J. E., 1991. A&A, 249, 184

-
- [16] Baptista R., Steiner J. E., 1993. *A&A*, 277, 331
- [17] Baptista R., Steiner J. E., Horne K., 1996, *MNRAS*, 282, 99
- [18] Bath G.T., 1969, *ApJ*, 158, 571
- [19] Bobinger A., Horne K., Mantel K.H., Wolf S., 1997, *A&A*, 327, 1023
- [20] Boffin, H. M. J. 2001, *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, 573, 69
- [21] Bruch A., Beele D., Baptista R., 1996, *A&A*, 306, 151
- [22] Cannizzo J., 1993, in *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, ed. J. C. Wheeler (World Scientific Publ. Co., Cingapore), p. 6
- [23] Casares, J., Martinez-Pais, I. G., Marsh, T. R., Charles, P. A., & Lazaro, C. 1996, *MNRAS*, 278, 219
- [24] Catalán, M. S., Horne, K., Cheng F. H., Marsh T. R., & Hubeny I. 1998, *ASP Conf. Ser. 137: Wild Stars in the Old West*, 137, 426
- [25] Chanan, G. A., Nelson, J. E., & Margon, B. 1978, *ApJ*, 226, 963
- [26] Cowley, A. P., Crampton, D., & Hutchings, J. B. 1980, *ApJ*, 241, 269
- [27] Dmitrienko, E. S., & Cherepashchuk, A. M. 1980, *AZh*, 57, 749
- [28] Eracleous, M. 1995, *HST Proposal*, 2571
- [29] Fabbiano G., Hartmann L., Raymond J., Branduardi-Raymont G., Matilsky T., Steiner J., 1981, *ApJ*, 243, 911
- [30] Fabian, A. C., Pringle, J. E., Whelan, J. A. J., & Bailey, J. A. 1979, *IAU Colloq. 46: Changing Trends in Variable Star Research*, 65
- [31] Ferrario, L. 1996, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 13, 87
- [32] Frank J., King A. R., Raine D. J., 1992. *Accretion Power in Astrophysics - 2nd edition*, Cambridge: Cambridge University Press
- [33] Froning, C. S., Long, K. S., & Baptista, R. 2003, *AJ*, 126, 964
- [34] Golombek D., Smith T., Christensen, J., 1993, *FOS Data Products Guide*, STScI, Baltimore

-
- [35] Greenstein, J. L., & Kraft, R. P. 1959, ApJ, 130, 99
- [36] Groot, P. J. 2001, ApJL, 551, L89
- [37] Hameury, J. M., King, A. R., & Lasota, J. P. 1991, A&A, 248, 525
- [38] Hameury J., Menou K., Dubus G., Lasota J., Hure J., 1998, MNRAS, 298, 1048
- [39] Harlaftis E.T., Marsh T.R., Dhillon V.S., Charles P.A., 1994, MNRAS, 267, 473
- [40] Harlaftis E.T., Steeghs D., Horne K., Martín E., Magazzú A., 1999, MNRAS, 306, 348
- [41] Hellier, C., 2001, *Cataclysmic Variable Stars - how and why they vary*, Springer-Praxis books in astronomy and space sciences
- [42] Hellier, C., Mukai, K., Ishida, M., & Fujimoto, R. 1996, MNRAS, 280, 877
- [43] Harrop-Allin M.K., Warner B., 1996, MNRAS, 279, 219
- [44] Horne K., 1985, MNRAS, 213, 129
- [45] Horne K., 1991, *Int. Astr. Union Colloq.*, 129, p. 3
- [46] Horne K., 1993, in *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, ed. J. C. Wheeler (World Scientific Publ. Co., Cingapore), p. 117
- [47] Horne K., Cook M.C., 1985, MNRAS, 214, 307
- [48] Horne, K., & Marsh, T. R. 1986, MNRAS, 218, 761
- [49] Horne K., Marsh T.R., Cheng F.H., Hubeny I., Lanz T., 1994, ApJ, 426, 294
- [50] Horne, K., Welsh, W. F., & Wade, R. A. 1993, ApJ, 410, 357
- [51] Horne K., Wood J.H., Stiening, R.F., 1991, ApJ, 378, 271
- [52] Hoshi R., 1979, *Prog. Theor. Phys.*, 49, 776
- [53] Huang, S.-S. 1972, ApJ, 171, 549
- [54] Hutchings, J. B., Cowley, A. P., & Crampton, D. 1979, ApJ, 232, 500
- [55] Ishikawa S., Osaki Y., 1992, *Pub. Ast. Soc. Japan*, 44, 15
- [56] Joergens, V., Spruit, H. C., & Rutten, R. G. M. 2000, A&A, 356, L33

-
- [57] Katysheva, N. A., & Pavlenko, E. P. 2003, *Astrophysics*, 46, 114
- [58] Kiplinger, A. L., & Nather, R. E. 1975, *Nature*, 255, 125
- [59] Kiplinger, A. L., Sion E.M., Szkody P., 1991, *ApJ*, 366, 569
- [60] Knigge C., Long K.S., Hoard D.W., Szkody P., Dhillon V.S., 2000, *ApJ*, 539, L49
- [61] Kopal Z., 1959, *Close Binary Systems*, Chapman & Hall, London
- [62] Kraft, R. P. 1959, *ApJ*, 130, 110
- [63] Kraft R.P., 1962, *ApJ*, 135, 408
- [64] la Dous C., 1989, *A&A*, 211, 131
- [65] la Dous C., 1991, *A&A*, 252, 100
- [66] Lasota J.P., 2001, *New Astronomy Review*, 45, 449
- [67] Lin, D. N. C., & Papaloizou, J. 1979, *MNRAS*, 186, 799
- [68] Lin, D. N. C., & Pringle, J. E. 1976, *Structure and Evolution of Close Binary Systems*, 73, 237
- [69] Long K.S., Blair W.P., Bowers C.W., Davidsen A.F., Kriss G.A., Sion E.M., Hubeny I., 1993, *ApJ*, 405, 327
- [70] Lubow S.H., Shu F.H., 1975, *ApJ*, 198, 383
- [71] Makita, M., Miyawaki, K., & Matsuda, T. 2000, *MNRAS*, 316, 906
- [72] Marsh, T. R. 1987, *MNRAS*, 228, 779
- [73] Marsh, T.R., 1988, *MNRAS*, 231, 1117
- [74] Marsh, T.R., Horne K., 1988, *MNRAS*, 235, 269
- [75] Marsh, T.R., Horne K., 1990, *ApJ*, 349, 593
- [76] Marsh, T. R., Horne, K., Schlegel, E. M., Honeycutt, R. K., & Kaitchuck, R. H. 1990, *ApJ*, 364, 637
- [77] Martell, P. J., Horne, K., Price, C. M., & Gomer, R. H. 1995, *ApJ*, 448, 380
- [78] Menou, K. 2000, *Science*, 288, 2022

- [79] Menou K., Hameury J., Lasota J., Narayan, R., 2000, MNRAS, 314, 498
- [80] Meyer F., Meyer-Hofmeister E., 1982, A&A, 106, 34
- [81] Morales-Rueda L., Marsh T.R., Billington I., 2000, MNRAS, 313, 454
- [82] Mukai, K., Still, M., & Ringwald, F. A. 2003, ApJ, 594, 428
- [83] Murray, J. R., Armitage, P. J., Ferrario, L., & Wickramasinghe, D. T. 1999, MNRAS, 302, 189
- [84] Mustel, E. R., & Boyarchuk, A. A. 1970, Ap&SS, 6, 183
- [85] O'Donoghue D., 1986, MNRAS, 220, 23
- [86] Osaki Y., 1970, ApJ, 162, 621
- [87] Paczynski B., 1965, A&A, 15, 89
- [88] Paczynski B., Ziolkowski J., Zytkow A., 1969, ASSL Vol.13: *Mass Loss from Stars*, p. 237
- [89] Panek R.J., Holm, A.V., 1984, ApJ, 277, 700
- [90] Papaloizou, J., & Pringle, J. E. 1977, MNRAS, 181, 441
- [91] Patterson, J. A. 1980, ApJ, 241, 247
- [92] Patterson, J. A., 1981, ApJS, 45, 517
- [93] Patterson, J. A., et al. 1998, PASP, 110, 415
- [94] Patterson, J. A. 1994, PASP, 106, 209
- [95] Politano, M. 1996, ApJ, 465, 338
- [96] Piché F., Szkody P., 1989, ApJ, 98, 2225
- [97] Pringle J.E., 1981, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 21, 1
- [98] Pringle J.E., 1985, In: *Interacting Binaries*, eds. J.E. Pringle & R.A. Wade, Cambridge University Press, Cambridge, p. 1
- [99] Rodríguez-Gil, P., Martínez-Pais, I. G., Casares, J., Villada, M., & van Zyl, L. 2001, MNRAS, 328, 903

- [100] Rolfe, D. J., Haswell, C. A., & Patterson, J. 2000, MNRAS, 317, 759
- [101] Rosen, S. R., Clayton, K. L., Osborne, J. P., & McGale, P. A. 1994, MNRAS, 269, 913
- [102] Rutten R.G.M., 1998, A&AS, 127, 581
- [103] Rutten R.G.M., Dhillon V.S., Horne K., Kuulkers E., van Paradijs J., 1993. Nature, 362, 518
- [104] Rutten R.G.M., Kuulkers E., Vogt N., van Paradijs J., 1992, A&A, 283, 441
- [105] Rutten R.G.M., van Paradijs J., Tinbergen J., 1992, A&A, 254, 159
- [106] Saito, R. K., & Baptista, R. 2006, AJ, 131, 2185
- [107] Saito, R. K., & Baptista, R. 2008, em preparação
- [108] Saito, R. K., & Baptista, R. 2008, em preparação
- [109] Saito, R. K., Baptista, R., & Horne, K. 2005, A&A, 433, 1085
- [110] Saito, R. K., Baptista, R., Martell, P. J., & Horne, K. 2008, MNRAS, submetido
- [111] Sato J., Sawada K., Ohnishi N., 2003, MNRAS, 342, 593
- [112] Savonije G.J., Papaloizou J., Lin C., 1994. MNRAS, 268, 13
- [113] Sawada, K., Matsuda, T., & Hachisu, I. 1986, MNRAS, 219, 75
- [114] Shakura N.I., Sunyaev, R.A., 1973, A&A, 24, 337
- [115] Silber, A. D., Anderson, S. F., Margon, B., & Downes, R. A. 1996, AJ, 112, 1174
- [116] Smak, J. 1969, Acta Astronomica, 19, 155
- [117] Smak J., 1971, Acta Astr., 21, 15
- [118] Smak, J. 1981, Acta Astronomica, 31, 395
- [119] Smak J., 1984, Acta Astr., 34, 93
- [120] Smak J., 1992, Acta Astr., 42, 323
- [121] Smak J., 1999, Acta Astr., 49, 383

-
- [122] Spruit H. C., 2000, In: *The neutron star black hole connection*, C. Kouveliotou et al., eds., NATO ASI series
- [123] Steeghs, D. 2001, *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, 573, 45
- [124] Steeghs, D., Harlaftis E.T., Horne K., 1997. *MNRAS*, 290, L28
- [125] Steeghs, D., O'Brien, K., Horne, K., Gomer, R., & Oke, J. B. 2001, *MNRAS*, 323, 484
- [126] Steeghs, D., & Stehle, R. 1999, *MNRAS*, 307, 99
- [127] Stehle, R., Kolb, U., & Ritter, H. 1997, *A&A*, 320, 136
- [128] Stover, R. J., Robinson, E. L., Nather, R. E., & Montemayor, T. J. 1980, *ApJ*, 240, 597
- [129] Szkody P., 1976, *ApJ*, 207, 824
- [130] Thorstensen, J. R., Ringwald, F. A., Wade, R. A., Schmidt, G. D., & Norsworthy, J. E. 1991, *AJ*, 102, 272
- [131] Toomre, A. 1969, *ApJ*, 158, 899
- [132] Tuohy, I. R., Remillard, R. A., Bradt, H. V., & Brissenden, R. J. V. 1990, *ApJ*, 359, 204
- [133] Tylenda R., 1981, *Acta Astr.*, 31, 267
- [134] Verbunt F., 1982, *Space Science Reviews*, 32, 379
- [135] Verbunt F., 1987, *A&A*, 71, 339
- [136] Vogt N., Schoembs R., Krzeminski W., Pedersen H., 1981, *A&A*, 94, L29
- [137] Vrielmann, S., Stiening, R. F., & Offutt, W. 2002, *MNRAS*, 334, 608
- [138] Walker, M. F. 1956, *ApJ*, 123, 68
- [139] Warner, B. 1986, *Ap&SS*, 118, 271
- [140] Warner, B. 1995, *Cambridge Astrophysics Series*, Cambridge, New York: Cambridge University Press, —c1995,

-
- [141] Watts, D. J., Bailey, J., Hill, P. W., Greenhill, J. G., McCowage, C., & Carty, T. 1986, *A&A*, 154, 197
- [142] Whitehurst, R., & King, A. 1991, *MNRAS*, 249, 25
- [143] Williams R.E., 1980, *ApJ*, 235, 939
- [144] Wolf S., Mantel K. H., Horne K., Barwig H., Shoembs R., Baernbantner O., 1993, *A&A*, 273, 160
- [145] Wood J.E., 1994, In: *Interacting Binary Stars*, ASP Conference Series, Vol. 56, ed. A.W. Shafter (ASP, USA), p.48
- [146] Wood J.E., Crawford C.S., 1986, *MNRAS*, 222, 645
- [147] Wood J.E., Horne K., Berriman G., Wade R.A., 1989, *ApJ*, 341, 974
- [148] Wood J.E., Horne K., Berriman G., Wade R.A., O'Donoghue D., Warner B., 1989, *MNRAS*, 219, 629
- [149] Wood J.E., Horne K., Vennes S., 1992, *ApJ*, 385, 294
- [150] Wood, J. H., Irwin, M. J., & Pringle, J. E. 1985, *MNRAS*, 214, 475
- [151] Wood J.H., Marsh T.R., Robinson E.L., Stiening R.F., 1989, *MNRAS*, 239, 809
- [152] Wu C.C., Panek R.J., 1982, *ApJ*, 262, 244
- [153] Young, P., & Schneider, D. P. 1980, *ApJ*, 238, 955
- [154] Young, P., Schneider, D. P., & Sackett, S. A. 1981, *ApJ*, 245, 1035
- [155] Zobot, A. M., 2006, *Dissertação de Mestrado, UFSC*
- [156] Zhang, E., Robinson, E. L., Stiening, R. F., & Horne, K. 1995, *ApJ*, 454, 447