

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

Atividade Magnética e a Evolução de Variáveis Cataclísmicas. *

Tiago Ribeiro de Souza

Tese de doutorado realizada sob orientação do Prof. Dr. Raymundo Baptista e co-orientação da Dra. Stella Kafka e apresentado ao Departamento de Física da UFSC em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Florianópolis, 21 de março de 2011.

* Trabalho financiado parcialmente pelo Comissão de Aperfeiçoamento de Pessoal do Ensino Superior (CAPES) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPQ).

AGRADECIMENTOS

- À minha família, por estar sempre presente e entusiasmada com o meu trabalho.
- À Giovana, pelo companheirismo e honestidade. Sem você esse caminho seria bem menos interessante.
- Ao meu orientador Prof. Dr. Raymundo Baptista, por ser um colega, amigo e mestre. Posso não ter aprendido tudo, mas tudo que aprendi se deve ao seu apoio imensurável.
- À minha co-orientadora Dra. Stella Kafka pelo apoio, incentivo e amizade.
- Aos professores, colegas e amigos do Grupo de Astrofísica da UFSC, Prof. Dr. Roberto Cid Fernandez Junior, Prof. Dr. Antonio N. Kanaan, Prof. Dr. Abilio Matheus Jr., Fábio Rafael Herpich, Filipe Fontanela, William Schoenel, Adriano entre outros, por manter um ambiente de trabalho nem sempre calmo mas muito produtivo.
- Aos amigos de longa data dos VI; Alexandre Zobot, Diogo Siebert, Rafael Camargo, Ricardo Beck e Tiago Kroetz.
- Aos colaboradores com os quais tive o enorme prazer de trabalhar durante o doutorado, em especial ao Dr. Claus Tappert.
- Aos astrônomos residentes do SOAR, Luciano Fraga, Sergio Scarano, Jr. e Tina Armond, pelo trabalho dedicado.
- Aos membros da banca por aceitarem revisar e participar da defesa de minha tese de doutorado.
- Aos *referees* anônimos de meus artigos submetidos em revistas arbitradas, pelas críticas construtivas e a dedicação em revisar meu trabalho.
- À CAPES e ao CNPq pelo apoio financeiro.
- À Sociedade Astronômica Brasileira e ao Laboratório Nacional de Astrofísica, pela luta e atuação no avanço científico nacional.
- Aos amigos e pessoas que de um modo ou de outro participam do dia a dia desta universidade e cujo nome eu possa ter esquecido ou omitido deliberadamente.

Muito obrigado!

“Everything that has a beginning has an end.”
Oraculo, Matrix.

RESUMO

Neste trabalho apresentamos os resultados de uma série de estudos, realizados com o intuito de investigar a atividade magnética em estrelas anãs de baixa massa em binárias cerradas.

Campos magnéticos estelares se manifestam, principalmente, através de eventos de atividade magnética. Estes eventos, que ocorrem em escalas de tempo de dias (ou menos), são marcados tanto pela liberação de uma grande quantidade de energia (através de reconexão magnética) quanto pelo sutil aparecimento de manchas na superfície da estrela. Em escalas de tempo mais longas ($\tau \sim 100$ Myr), a diminuição da taxa de rotação é uma das principais assinaturas da presença de campos magnéticos em estrelas. Deste modo, campos magnéticos são um importante mecanismo de perda de momento angular em estrelas do tipo solar.

Em estrelas isoladas, à medida que o campo magnético reduz a taxa de rotação sua intensidade também se reduz e os eventos de atividade magnética se tornam menos importantes. Por outro lado, em sistemas múltiplos (e.g binárias) a atuação de forças de maré tende a sincronizar as componentes. O efeito líquido é uma troca entre momento angular da binária e da estrela, levando a um decréscimo na separação orbital e aumento na taxa de rotação da estrela. Como resultado, a combinação de efeitos de maré e campos magnéticos tende a dar origem a sistemas com curtos períodos, altas taxas de rotação e, conseqüentemente, altos índices de atividade magnética. Deste modo, campos magnéticos possuem um papel significativo na evolução de sistemas múltiplos. Claramente, estes são os laboratórios ideais para o estudo do campo magnético estelar. Não obstante, estudar os mecanismos que dão origem ao campo magnético das estrelas é uma maneira fundamental de testar os modelos de dinâmica e física de plasmas.

A melhor maneira de se estudar atividade magnética é através do estudo de imagens da distribuição de brilho superficial e de emissão cromosférica de estrelas. Dada a inviabilidade de se obter imagens diretas da superfície desses objetos (devido às grandes distâncias em que se encontram), são necessárias técnicas de imageamento indireto. O emprego dessas técnicas para mapear a distribuição de brilho superficial de estrelas fornece resultados promissores para o estudo de atividade magnética.

Neste trabalho, apresentamos uma revisão sobre este tema, e descrevemos o desenvolvimento e aplicação de ferramentas de imageamento indireto adaptadas ao estudo de estrelas em binárias cerradas. Estamos particularmente interessados em explorar a transição esperada no mecanismo de geração do campo magnético no limite em que as estrelas se tornam completamente convectivas.

Selecionamos uma amostra de objetos afim de testar o impacto dos parâmetros orbitais sobre o campo magnético da estrela. Foram coletadas séries fotométricas no infravermelho próximo (16 000 – 20 000 Å) afim de obter soluções para os parâmetros orbitais dos objetos da amostra a partir de modelos de curva de luz. A determinação de parâmetros orbitais, além de fundamentais para a caracterização desses objetos, é essencial para a aplicação de técnicas de imageamento indireto. Igualmente, apresentamos os resultados da análise

de dados espectroscópicos de parte dos objetos de nossa amostra, em especial, com a aplicação das diferentes ferramentas de imageamento indireto.

Seguimos com a análise de dados espectroscópicos de binárias semi-ligadas contendo uma anã-branca altamente magnética ($B_{\text{wd}} \sim 10 - 100 \text{ MG}$). Os dados, obtidos em estado de brilho com taxas de transferência de matéria desprezíveis, permitem um estudo detalhado da configuração das regiões responsáveis pela emissão cromosféricas desses objetos. Esta análise permite a determinação das características acerca da atividade magnética na presença de estrelas altamente magnetizadas.

Nossos resultados sugerem a existência de regiões magneticamente ativas, que se mantêm estáveis por longas escalas de tempo (\sim anos), nos alvos mais próximos do início da fase de transferência de matéria. Não obstante, apresentamos fortes evidências que sugerem a presença de campos magnéticos estruturados em alvos tanto com estrelas totalmente convectivas quanto com estrelas com envelopes convectivos.

ABSTRACT

This work presents the results of a series of studies aiming at investigating stellar magnetic activity in low mass stars on close binaries.

In general, stellar magnetic fields manifest themselves through events of stellar magnetic activity. With usual time scales of days, these events are characterized by the release of large amount of energy (magnetic reconnection) or by the pale appearance of star spots. In longer time scales ($\tau \sim 100$ Myr), the decrease in stellar rotation rates are the main signature of the presence of stellar magnetic fields. Therefore, magnetic fields are important angular momentum loss mechanisms on solar-type stars (magnetic breaking).

In single stars, as the magnetic field breaks the stellar rotation rate, stellar magnetic fields and activity decreases likewise. On the other hand, in multiple stellar systems (e.g. binary stars) the action of tidal forces tend to synchronize the components. The net effect is an exchange of binary and stellar angular momentum, leading to a decrease in stellar separation and speed up of the stellar components. Thus, the combination of tidal interaction and magnetic breaking, results in low orbital period systems with high rotational rates and magnetic activity level components. Therefore, stellar magnetic fields play an important role in binary star evolution. Clearly, these are the best laboratory for the study of stellar magnetic fields. Furthermore, stellar magnetic fields mechanisms are testbeds for models of plasma Physics and dynamics.

The best way to study magnetic activity is by acquiring images of stellar surface and by the study of chromospheric emission lines. Since, presently, it is not possible to acquire direct images of stellar surfaces of such objects (due to their large distances and small scales) the use of indirect techniques are required. The use of these techniques to map stellar surface brightness distribution provides promising results for the study of magnetic activity. Therefore, we have reviewed, developed and applied indirect imaging tools, designed to study stellar components on close binaries.

This study aims at investigating the impact of stellar and binary parameters (e.g. masses, rotation rate, or else) on the characteristics of stellar magnetic fields. Specially, we are interested in exploring the expected transition on magnetic fields generation mechanism at the fully convection limit on low mass stars.

We have selected an object sample, in order to test the impact of stellar and binary parameters on stellar magnetic fields. We have collected time series near-infrared ($\lambda 16\,000 - 20\,000\text{\AA}$) photometric measurements in order to obtain system parameters by means of light curve modeling. In addition of being crucial for the characterization of the systems, the determination of system parameters are essential for the application of indirect imaging techniques. Likewise, we present the results of the analysis of spectroscopic data of a subset of our object sample. Specially, we highlight the results obtained by the application of the aforementioned indirect imaging techniques.

Furthermore, we analyze time resolved spectroscopic data of semi-detached binary stars containing highly magnetized white dwarfs ($B_{\text{wd}} \sim 10 - 100$ MG). The data were

obtained while the system was at negligible mass transfer rate regimes, allowing for a detailed analysis of the chromospheric emission lines from the low mass dwarf star. This analysis allow the study of the characteristics of the stellar magnetic activity on the presence of highly magnetized stars.

Our results suggest the existence of stable activity regions on systems that are close to initiate mass transfer. Nevertheless, we have strong evidence in favor of the presence of structured magnetic fields with similar characteristics either for fully convective star or for stars with convective envelopes.

LISTA DE FIGURAS

1.1	Impressão artística do movimento do gás sobre uma mancha solar.	16
1.2	Razão de luminosidade em raio-X e bolométrica \times período de rotação (extraído de Pizzolato et al. 2003)	17
1.3	A massa m do centro até a superfície esta mostrada contra a massa total da estrela M para modelos de idade zero da SP.	18
1.4	Representação das topologias do campo magnético de longa escala de estrelas.	20
1.5	Propriedades topológicas de anãs tipo tardio em função do período de rotação e massa da estrela. (Extraído de Morin et al. 2010)	22
1.6	Esquema ilustrativo de uma VC não magnética.	24
1.7	Gráfico da equação 2.1 para $z = 0$ e $q = 0.5$	25
1.8	Esquema ilustrando a formação de uma VC.	27
1.9	Histograma de períodos para VCs.	29
1.10	Esquema ilustrativo de uma VC magnética.	31
2.1	Distribuição de brilho da secundária mostrando diferentes efeitos atmosféricos.	37
2.2	Curvas de luz e trem de espectro modelo	37
2.3	Esquema ilustrando o efeito de obscurecimento de borda	38
2.4	Ajuste de curva de luz em relação aos parâmetros orbitais	41
2.5	Exemplo do funcionamento da técnica de Tomografia Doppler	43
2.6	Exemplo de aplicação de Tomografia Doppler	46
2.7	Exemplo do funcionamento/aplicação da técnica de Tomografia Roche	47
2.8	Distribuição de brilho e trem de espectros modelos	50
2.9	Dependência da reconstrução com relação S/R dos dados	51
2.10	Ilustração de como o tempo de exposição pode afetar o perfil de linha.	51
2.11	Efeitos do tempo de exposição e número de perfis na reconstrução da distribuição de brilho.	54
2.12	Efeito da resolução espectral na reconstrução da distribuição de brilho.	56
2.13	Efeito da utilização de parâmetros orbitais diferentes na reconstrução da distribuição de brilho.	58
2.14	Dependência da reconstrução da distribuição de brilho com a inclinação do sistema.	60
2.15	Exemplo de aplicação da técnica de inversão de curva de luz com dados modelo.	61
2.16	Exemplo da construção de espectro	62
2.17	Dependência do ganho em relação ao número total de linhas utilizadas no processo de deconvolução por mínimos quadrados.	64
3.1	Curvas de luz de KV Vel.	70

3.2	Diagrama cor-cor para as diferentes componentes de KV Vel	72
3.3	Curvas de luz de TW Crv em JH com os respectivos modelos.	74
3.4	Curvas de luz no ótico de QS Vir	76
3.5	Curvas de luz de QS Vir	77
3.6	Curvas de luz e resíduos em $V(RI)_c$ mais modelos	78
3.7	Ajustes de espectros de corpo negro aos dados de QS Vir	79
3.8	Inversão de curva de luz de QS Vir	80
3.9	Exemplos de espectros de QS Vir.	82
3.10	Trem de espectros das principais linhas dos espectros de QS Vir.	83
3.11	Espectro Echelle mostrando as linhas da série de Balmer e $Ca_{II}H\&K$ de QS Vir.	84
3.12	Curvas de velocidade radiais para as principais linhas de QS Vir	85
3.13	Largura equivalente das linhas de emissão de QS Vir	87
3.14	Mapas doppler de Hidrogênio neutro e de $Ca_{II} H\&K$ de QS Vir	89
3.15	Mapas Doppler da linha de $H\alpha$ de QS Vir para meios ciclos	90
3.16	Seleção de regiões do espectro de LTT 560.	92
3.17	Tomografia Doppler da linha de emissão em $H\alpha$ de LTT 560	93
3.18	Resultado da aplicação da técnica de LSD e ID aos dados de LTT 560.	94
4.1	Espectros médios de V405 And nas três diferentes épocas.	100
4.2	Tomografia Doppler da linha de emissão em $H\alpha$ de V405 And	101
4.3	Perfis de linha obtidos através da técnica de LSD aplicada aos espectros de V405 And nas três épocas	104
4.4	A entropia como função dos parâmetros de V405 And	106
4.5	Imagens Doppler da estrela primária de V405 And.	109
5.1	Curva de luz histórica de AM Her	114
5.2	Exemplo de um de nossos espectros de AM Her	114
5.3	Trem de espectros de $H\alpha$	115
5.4	Ajuste das diferentes componentes para $H\alpha$	115
5.5	Mapas Doppler da linha de $H\alpha$	116
5.6	Mapas Doppler de $He_{I} \lambda 5876$	118
5.7	Mapas Doppler de $He_{II} \lambda 6678$	118
5.8	Exemplos de espectros de BL Hyi na região de $H\alpha$	120
5.9	Trem de espectros e mapas Doppler de BL Hyi e AM Her	121
5.10	Trem de espectros e mapas Doppler sintéticos das componentes satélites de MVCs	123
6.1	Relação massa raio para estrelas anãs	129

LISTA DE TABELAS

2.1	Parâmetros orbitais utilizados para obter as reconstruções de distribuição de brilho da Fig. 2.13.	57
3.1	Sumário das propriedades dos objetos selecionados	66
3.2	Registro das observações fotométricas.	67
3.3	Registro das observações espectroscópicas.	68
3.4	Tempos de brilho máximo e resíduos O-C para KV Vel	70
3.5	Resultados do ajuste de curva de luz de KV Vel.	71
3.6	Albedo das das estrelas secundárias em KV Vel e TW Crv	73
3.7	Resultados do ajuste de curva de luz aos dados de TW Crv.	74
3.8	Parâmetros obtidos pela análise dos dados de QS Vir.	77
3.9	Resultados do ajuste de senóides aos dados de curva de velocidades radiais.	85
3.10	Propriedades das linhas de emissão em nosso espectro Echelle.	85
3.11	Parâmetros orbitais de LTT 560	95
4.1	Sumário dos dados de V405 And obtidos do banco de dados ELODIE.	99
4.2	Parâmetros de V405 And obtidos através da maximização da entropia	105
5.1	MVCs com componentes adicionais em linhas de $H\alpha$ no estado de baixo brilho.	122

SUMÁRIO

1. <i>Introdução</i>	13
1.1 <i>Atividade Magnética</i>	14
1.2 <i>Propriedades dos campos magnéticos em estrelas de baixa massa</i>	18
1.3 <i>Variáveis Cataclísmicas</i>	23
1.4 <i>Formação e Evolução de Variáveis Cataclísmicas.</i>	27
1.4.1 <i>Evolução de VCs magnéticas</i>	30
1.4.2 <i>Problemas com o modelo canônico</i>	31
1.5 <i>Objetivos</i>	32
2. <i>Descrição e Teste das Ferramentas</i>	34
2.1 <i>Modelo de Roche</i>	34
2.1.1 <i>Efeitos atmosféricos</i>	35
2.1.2 <i>Albedo</i>	39
2.2 <i>Ajustes de curva de luz</i>	40
2.3 <i>Técnicas de imageamento indireto</i>	42
2.3.1 <i>Tomografia Doppler</i>	42
2.3.2 <i>Tomografia Roche</i>	45
2.3.3 <i>Inversão de curva de luz</i>	59
2.4 <i>Deconvolução por Mínimos Quadrados</i>	59
3. <i>Atividade magnética em BPECs</i>	65
3.1 <i>Observações e redução de dados</i>	66
3.1.1 <i>Fotometria no Infravermelho</i>	66
3.1.2 <i>Espectroscopia no ótico</i>	67
3.2 <i>KV Vel</i>	68
3.2.1 <i>análise dos dados</i>	69
3.3 <i>TW Crv</i>	73
3.3.1 <i>análise dos dados</i>	73
3.4 <i>QS Vir</i>	75
3.4.1 <i>Fotometria</i>	76
3.4.2 <i>Espectroscopia</i>	81
3.4.3 <i>Imageamento Doppler.</i>	88
3.5 <i>LTT 560</i>	91
3.6 <i>Discussão</i>	96

4. <i>V405 Andromeda Revisitada</i>	98
4.1 Dados	98
4.2 Análise dos dados	99
4.2.1 Deconvolução por mínimos quadrados	102
4.2.2 Determinação dos parâmetros orbitais	103
4.2.3 Imagens Doppler	108
4.3 Discussão	110
5. <i>Atividade magnética em MVCs</i>	112
5.1 Observações e redução dos dados	112
5.2 AM Her	113
5.3 BL Hyi	119
5.4 Discussão	122
6. <i>Conclusões e Perspectivas</i>	127

Capítulo 1

Introdução

O estudo de estrelas binárias é um ramo importante da Astrofísica estelar. Acredita-se que pelo menos metade das estrelas no céu façam parte de sistemas binários. Deste modo, esses objetos compõem uma fração considerável dos constituintes da galáxia. Apesar da proporção correta ser objeto de debate, estudos de estrelas binárias possuem uma importância singular por outros fatores ainda mais importantes. Por exemplo, estrelas binárias fornecem a maneira mais precisa de determinar a massa e o raio de estrelas outras que não o Sol. Além disso, em binárias cerradas¹ temos acesso a eventos que ocorrem em escalas de tempo que vão de segundos até anos ou mesmo décadas.

A vasta coleção de efeitos físicos encontrados em sistemas binários torna o estudo desses objetos um campo rico e diversificado. Em especial, destacamos um subgrupo específico de estrelas binárias semi-ligadas onde uma estrela anã de baixa massa transfere matéria para uma companheira evoluída. Nesses objetos a estrela de maior massa (ou primária) pode ser uma anã branca (Variável Cataclísmica, VC), estrela de nêutron (binária X de baixa massa, BXBM) ou buraco negro de origem estelar (binária X de alta massa, BXAM).

Conquanto as BXBMs e as BXAMs emitem o grosso de sua radiação em raios-X, nas VCs a maior parte da emissão ocorre no ultravioleta e no ótico, tornando-as alvos ideais para serem estudados a partir de telescópios no solo. Estes objetos permitem o estudo detalhado de processos de acréscimo e fenômenos catastróficos como por exemplo, a erupção de novas-anãs (erupções resultantes de instabilidade viscosa e/ou na taxa de transferência de matéria), novas (explosões termonucleares na superfície da estrela primária) e possivelmente supernovas (explosão resultante do colapso gravitacional de uma anã branca ao ultrapassar a massa limite de Chandrasekhar). Deste modo, o estudo da formação e evolução de VCs é crucial para o entendimento destes e outros efeitos relacionados à vida desses objetos.

O campo magnético de estrelas anãs de baixa massa é um dos principais ingredientes dos modelos para explicar a formação e evolução de VCs. A princípio, o campo magnético dessas estrelas é o responsável por diminuir a separação orbital da binária progenitora e, posteriormente, controla a taxa de acréscimo da VC resultante. Conseqüentemente, afim de consolidar esses modelos, é necessário estudar as propriedades dos campos magnéticos de estrelas anãs no contexto das VCs. Entretanto, devido a alta contribuição do disco

¹ Binárias cerradas ou binárias próximas, da tradução do inglês de *close binaries*, são sistemas onde a separação orbital é da ordem do raio das suas componentes (Hilditch, 2001)

de acréscimo para o espectro do sistema, nem sempre é possível acessar diretamente as propriedades dessas estrelas. Deste modo, precisamos procurar por alternativas que permitam o estudo das propriedades desejadas no contexto necessário de maneira otimizada. Como veremos, encontramos um ambiente propício para esse estudo em pré Variáveis Cataclísmicas (pVCs), binárias tipo-BY Dra e em estados de baixo brilho de VCs magnéticas (MVCs ou polares).

A melhor maneira de entender as propriedades dos campos magnéticos de estrelas é através de estudos detalhados de sua atividade magnética. De modo geral, atividade magnética pode ser considerada qualquer evento relacionado com o campo magnético da estrela que altere o brilho do objeto. A partir do estudo da atividade magnética em estrelas com propriedades similares àquelas das secundárias em VCs, pretendemos determinar as propriedades dos campos magnéticos dessas estrelas.

Neste trabalho apresentamos os resultados do estudo de atividade magnética em estrelas anãs no contexto das VCs, com o intuito de fornecer evidências que ajudem a entender o cenário de formação e evolução dessas binárias.

O restante deste capítulo é dedicado à revisão e à descrição dos conceitos e dos pontos principais abordados neste trabalho. Iniciamos com uma descrição geral sobre atividade magnética em estrelas. Passamos, a seguir, à apresentação do cenário de formação e evolução de VCs e, posteriormente, a uma descrição sobre as propriedades dessa classe de objetos. No Capítulo 2 descrevemos as ferramentas utilizadas e, principalmente, desenvolvidas ao longo deste projeto que possibilitaram a análise dos diferentes conjuntos de dados. Detalhamos os procedimentos de modelagem e ajuste de curvas de luz dos objetos. Igualmente, descrevemos o desenvolvimento de técnicas de imageamento indireto – como a inversão de curva de luz e a Tomografia Roche – capazes de produzir imagens da distribuição de brilho superficial de estrelas em binárias cerradas. Apresentamos ainda uma revisão da técnica de Tomografia Doppler, amplamente utilizada na literatura para o estudo de VCs. Os Capítulos 3, 5 e 4 reportam a análise de conjuntos de dados de diferentes tipos de objetos com o propósito de estudar atividade magnética no contexto da evolução de VCs. Estes capítulos contêm uma compilação dos resultados de 4 artigos publicados ou aceitos para publicação em revistas internacionais (capítulos 3 e 5), 1 artigo submetido para publicação e em processo de revisão em revista internacional (capítulo 4) e 1 artigo em fase de preparo por um grupo de colaboradores (seção 3.5). O Capítulo 6 resume as conclusões destes trabalhos, discute os progressos alcançados e as perspectivas para trabalhos subsequentes.

1.1 Atividade Magnética

Atividade Magnética representa uma ampla gama de fenômenos relacionados com o campo magnético das estrelas. O estudo da atividade magnética no Sol possibilita a descrição do campo magnético associado e impõe limites a teorias capazes de explicar esses fenômenos. A extensão desses estudos para estrelas diferentes do Sol é a única maneira de testar os modelos de estrutura e campos magnéticos estelares.

Existem dois mecanismos principais propostos para explicar a presença de campos magnéticos em estrelas: campos fósseis ou dínamo estelar. Os campos fósseis são resultado da sobrevivência do campo magnético gerado durante a formação da estrela (Moss, 2001). Campos magnéticos deste tipo tendem a ser estáticos e apresentam decaimento

com o tempo, à medida que são atenuados pela atmosfera da estrela. Este modelo é utilizada para explicar, por exemplo, a presença de campos magnéticos em estrelas A/B peculiares. Devido à sua natureza estática, campos fósseis não devem apresentar episódios de atividade magnética.

Por outro lado, o mecanismo mais difundido e exaustivamente testado para a origem do campo magnético em estrelas é a atuação de um dínamo estelar. Esta teoria se baseia no fato de estrelas serem constituídas de plasma (gás eletricamente carregado), em constante movimento, capaz de criar e manter campos magnéticos intensos. Existem diferentes modelos que auxiliam no estudo qualitativo dos campos magnéticos estelares. Devido à sua alta complexidade, nenhum modelo foi ainda capaz de explicar todas as propriedades observadas em campos magnéticos de estrelas como o Sol. Entretanto, como resultado de sua natureza dinâmica, os modelos de dínamo são capazes de explicar muitos dos eventos transientes relacionados ao campo magnético das estrelas. Deste modo, é usual associar a presença de atividade magnética à existência de um dínamo estelar operando na estrela ativa.

Conseqüentemente, o estudo de atividade magnética em estrelas (ou atividade estelar) é uma maneira direta de testar os modelos de dínamo. Atividade magnética no Sol se manifesta, principalmente, pelo aparecimento de manchas e erupções² solares. Manchas solares (de forma mais geral, manchas estelares) se manifestam como estruturas frias na superfície das estrelas. Elas são resultante da emersão de campos magnéticos toroidais intensos na superfície da estrela, suprimindo a convecção nessa região. Na Figura 1.1 apresentamos um esquema ilustrativo (Zhao et al., 2001) mostrando o efeito de circulação do material em uma mancha solar. A supressão de fluxo causada pelo campo magnético resulta numa diminuição da temperatura do gás na região, que se torna mais fria (menos brilhante) que as regiões não afetadas da fotosfera.

Por outro lado, erupções solares (ou estelares) são o resultado da liberação de energia devido à ocorrência de re-conexão magnética (Melrose, 1997). Esses eventos são mais freqüentes em regiões de campos magnéticos intensos, como regiões ativas e nas proximidades de manchas solares. A re-conexão magnética ocorre acima da fotosfera, onde o campo magnético é proeminente, liberando energia na cromosfera da estrela. Dependendo da quantidade de energia liberada, a fotosfera e regiões mais internas da estrela também podem ser afetadas. Em re-conexões muito energéticas, ocorrem eventos conhecidos como ejeção de matéria coronal (veja Qiu et al. 2004 e referências).

Em outras estrelas, além do Sol, a atividade magnética é observada principalmente pela ocorrência de erupções estelares. Entretanto, existem muitas assinaturas menos proeminentes que caracterizam estrelas com atividade magnética. Entre as principais características estão a observação de linhas de emissão cromosféricas (em geral linhas da série de Balmer e Ca II H&K, Hall 2008), assimetrias em linhas de absorção fotosféricas e modulações nas curvas de luz. Estes dois últimos efeitos podem ser utilizados para produzir mapas da distribuição de brilho superficial, permitindo um estudo detalhado da configuração de campos magnéticos estelares a partir da estatística, localização e dimensão das manchas associadas.

Outro efeito importante em estrelas com atividade magnética, resultante da presença de campos magnéticos, é a contínua perda de momento angular através de um mecanismo

² Em geral, utilizamos o termo erupção solar para designar eventos conhecidos, em inglês, como *solar flares*.

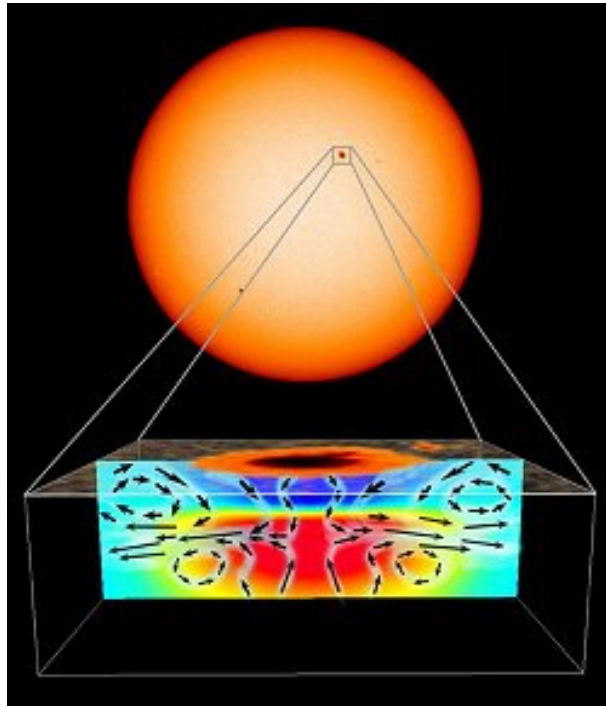


Fig. 1.1: Impressão artística do movimento do gás sobre uma mancha solar baseado nos resultados de [Zhao et al. \(2001\)](#).

conhecido como freiamento magnético³. O freio magnético é um mecanismo de perda de momento angular comum em estrelas com atividade magnética, como o Sol. Este mecanismo é o resultado do confinamento do material do vento estelar (gás ejetado com velocidade de escape) pelo campo magnético da estrela. À medida que o gás se afasta, o acoplamento com o campo magnético irá forçar corotação, gerando um torque na estrela. Deste modo, o gás ejetado transporta momento angular, resultando na redução do momento angular da estrela.

Determinar uma relação entre atividade magnética e as propriedades das estrelas se mostrou uma tarefa das mais árduas. [Skumanich \(1972\)](#) sugeriu a existência de uma forte correlação entre rotação e atividade magnética. Esta relação foi comprovada em estudos posteriores utilizando índices de atividade magnética como emissão coronal ([Pizzolato et al., 2003](#)) ou linhas de emissão cromosférica ([Mekkadén, 1985](#)), entre outros indicadores (veja [Berdyugina 2005](#)). Em geral, se mostrou que estrelas *frias* com alta rotação possuem um alto nível de atividade magnética. Como mostrado por [Pizzolato et al. \(2003\)](#), esta relação parece alcançar um limite de saturação em relação à emissão coronal para períodos de rotação mais curtos que $P_{\text{rot}} \lesssim 1 - 4 \text{ d}$ (veja Figura 1.2), dependendo da massa da estrela.

Igualmente, [Prosser et al. \(1996\)](#) mostraram evidências da existência de super-saturação, observada como uma diminuição da emissão coronal. Este efeito ocorre principalmente em taxas de rotação $\sim 5\times$ maiores que a de saturação e foi confirmado em estrelas de tipo espectral entre G e M ([Jeffries et al., 2010](#)). Em especial, [Jeffries et al. \(2010\)](#) apresentam evidências de que, em estrelas M, a super-saturação deve ocorrer no regime de

³ Do inglês *magnetic braking*

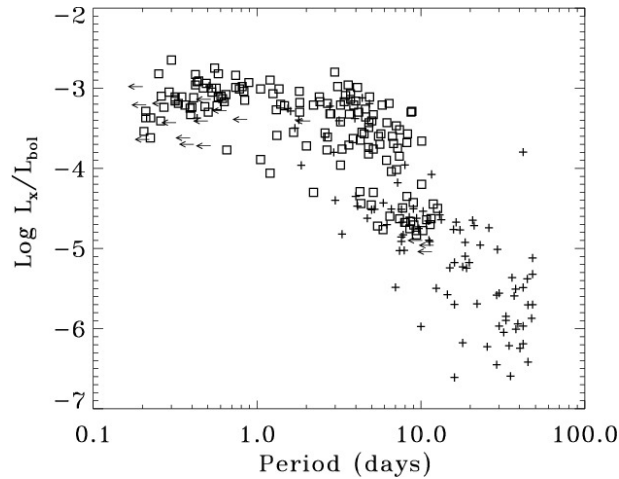


Fig. 1.2: Razão de luminosidade em raio-X e bolométrica \times período de rotação para estrelas de campo (+) e de aglomerados (quadrados). Setas indicam que valores foram derivados de $v \sin i$ e, deste modo, são limites superiores. Figura extraída de Pizzolato et al. (2003).

$P_{\text{orb}} \leq 0.2 - 0.3 \text{ d}$.

De modo geral, atividade magnética é observada em estrelas do tipo solar (tipo espectral F a K) ou estrelas anãs de baixa massa (tipo espectral M). Não existem evidências de atividade magnética em estrelas da seqüência principal acima de $\gtrsim 1.4 M_{\odot}$ (Berdyugina, 2009). Esta particularidade sugere que, além da rotação, a massa/estrutura da estrela também é um parâmetro fundamental do dínamo estelar.

Na Figura 1.3, mostramos um esquema ilustrativo da estrutura interna de estrelas com massas entre $0.3 M_{\odot} - 40 M_{\odot}$ (Kippenhahn & Weigert, 1990). Podemos notar que existe uma clara dicotomia entre a estrutura interna de estrelas com massas menores e maiores que $\sim 1.4 M_{\odot}$. Acima desse limite a temperatura superficial das estrelas é alta o suficiente para ionizar completamente o Hidrogênio, diminuindo a opacidade da atmosfera da estrela. Deste modo, o transporte de energia se dá por radiação e as estrelas são completamente radiativas. Para estrelas de massa ainda maior, o aumento na taxa de produção de energia faz com que a luminosidade se concentre ainda mais no núcleo da estrela (note a linha que marca $0.9 L$ na Figura 1.3). A partir de um certo limite, o transporte radiativo de energia não é capaz de contrabalançar a alta taxa de produção e o núcleo da estrela se torna convectivo.

Estrelas com massa $\lesssim 1.4 M_{\odot}$ possuem envelope convectivo e núcleo radiativo. Este efeito é resultado da existência de Hidrogênio neutro nas camadas externas da estrela devido ao acentuado gradiente radial de temperatura. Para estrelas com massa $\lesssim 0.35 M_{\odot}$ (Chabrier & Baraffe, 1997), a temperatura interna em toda a estrutura da estrela é abaixo do necessário para ionizar o Hidrogênio e a estrela se torna completamente convectiva.

Spiegel & Zahn (1992) demonstraram que entre o núcleo radiativo e o envelope convectivo do Sol existe uma região de transição de alto cisalhamento, conhecido como região de *tacoclina*⁴. Segundo os modelos de dínamo estelar, esta combinação de núcleo radiativo envolto por um envelope convectivo, separados pela região de *tacoclina*, é essencial para

⁴ Do inglês *tachocline*

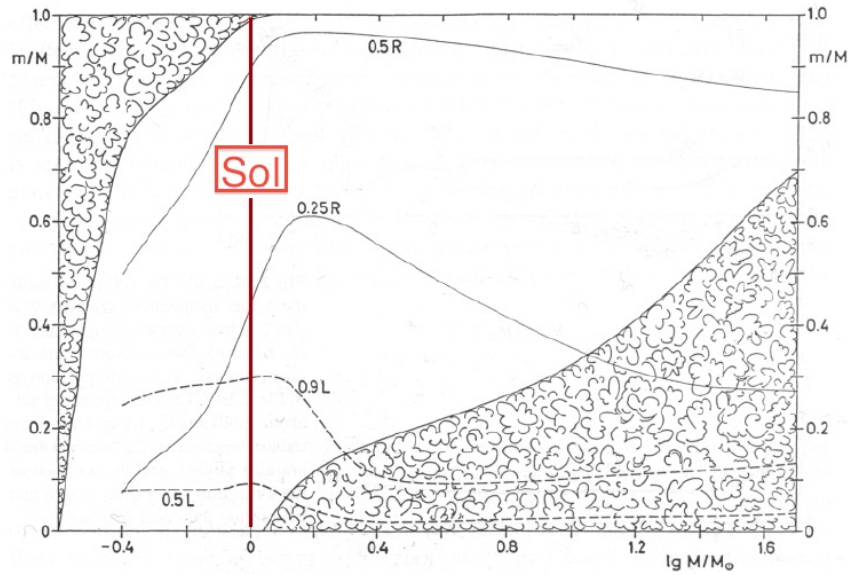


Fig. 1.3: A massa m do centro até a superfície esta mostrada contra a massa total da estrela M para modelos de idade zero da SP. As regiões preenchidas indicam a extensão das áreas convectivas dentro do modelo. As linhas sólidas mostram a posição em que $r = 1/4$ e $1/2$ do raio total R . Linhas tracejadas mostram a posição em que 50% e 90% da luminosidade total L são produzidas. Extraído de [Kippenhahn & Weigert \(1990\)](#).

a geração e amplificação do campo magnético ([Parker, 1993](#)). O sucesso destes modelos em explicar muito das características observadas no campo magnético do Sol e estrelas ativas de baixa massa ([Karak, 2010](#)), reforça a hipótese de que a presença de envelopes convectivos e da tacoclina são cruciais para a geração de campo magnético estelar.

De modo geral, essas características explicam a falta de campos magnéticos intensos (e atividade magnética) em estrelas completamente radiativas (ou com núcleo convectivo). Entretanto, o mesmo não é observado em relação a estrelas completamente convectivas ($M \lesssim 0.35 M_{\odot}$). Na verdade, observamos um grande número de estrelas com altos indicadores de atividade magnética nesse regime. Por exemplo, como demonstrado por [West et al. \(2008\)](#), o número de estrelas anãs M de campo que apresentam atividade magnética cresce para massas abaixo do limite em que as estrelas se tornam completamente convectivas. Este resultado fornece forte evidência para a presença de campos magnéticos em estrelas completamente convectivas, e sugere que estes campos tem características diferentes das dos campos magnéticos de estrelas com núcleo radiativo – em particular no que diz respeito à eficiência do freimento magnético. A origem do campo magnético em estrelas completamente convectivas e o papel da região de tacoclina na geração do campo magnético estelar ainda são alvos de debates ([Browning, 2010](#); [Mann & Proctor, 2009](#)). Estudos detalhados de atividade magnética em estrelas nesses regimes são necessários para elucidar essas questões.

1.2 Propriedades dos campos magnéticos em estrelas de baixa massa

A geração do campo magnético de estrelas é, basicamente, um problema de magnetohidrodinâmica (MHD). A equação que governa a geração do campo magnético em fluidos

eletricamente carregados é a equação da indução magnética da MHD ou;

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \lambda \nabla \times \mathbf{B}), \quad (1.1)$$

onde

$$\lambda = \frac{c^2}{4\pi\sigma}, \quad (1.2)$$

é a difusividade magnética (Choudhuri, 1998) e σ a condutividade elétrica. Para completar o conjunto de equações é necessário especificar um campo de escoamento para o gás (\mathbf{v}), equações apropriadas para a conservação de massa e energia, uma equação de estado da estrela e, finalmente, as condições de contorno.

Como podemos ver na Eq. 1.1, o primeiro termo à direita ($\mathbf{v} \times \mathbf{B}$) representa a ação indutiva do fluxo de matéria e, deste modo, age como a fonte do campo magnético. Por outro lado o segundo termo representa a ação resistiva à corrente que gera o campo magnético, agindo como um dissipador de corrente/campo magnético. Para medir o efeito dominante introduz-se o número de Reynolds para o magnetismo (R_m). Assumindo difusividade constante e que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ (das Leis de Maxwell, sobre a inexistência de monopólos magnéticos), podemos separar os dois termos da Eq. 1.1

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \lambda \nabla^2 \times \mathbf{B}. \quad (1.3)$$

Obtemos a forma final para R_m considerando uma região de comprimento L onde o campo magnético é aproximadamente constante (B) e que a velocidade do escoamento nessa região é u , de modo que

$$R_m \equiv \frac{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}{\lambda \nabla^2 \times \mathbf{B}} = \frac{uB/L}{\lambda B/L^2} = \frac{uL}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Como vemos na Eq. 1.4, R_m é proporcional à escala do problema em consideração. Nos casos de campos magnéticos estelares de larga escala, L será da ordem de grandeza do raio da estrela de modo que $R_m \gg 1$, indicando que a indução magnética domina a ação resistiva. Por fim, a determinação do campo magnético se baseia em obter uma solução consistente para o campo de escoamento \mathbf{v} que seja capaz de contrabalançar a atuação das forças resistivas. Entretanto, devido a alta complexidade dos interiores estelares – envelopes convectivos, região de tacoclina – existem poucas tentativas de um tratamento completo das equações da MHD do dínamo estelar.

Afim de possibilitar uma descrição dos campos magnéticos estelares, os diferentes modelos de dínamo propõem simplificações às relações da MHD e/ou para a estrutura/campo magnético interno da estrela. Charbonneau (2010) fornece uma revisão das características dos principais modelos para o dínamo solar ao passo que Karak (2010, e referências lá citadas) descreve avanços recentes no modelo de transporte de fluxo magnético. Em comum, todos os modelos propostos para explicar os efeitos observados do campo magnético solar (principalmente sua amplitude) requerem a existência de um núcleo radiativo e envelope convectivo, separados pela região de tacoclina (Cattaneo & Hughes, 1996).

Charbonneau (2010) lista uma série de características dinâmicas que um modelo de dínamo solar deve ser capaz de explicar e que servem como ponto de referência para o estudo das propriedades de campos magnéticos estelares. Entre as principais características

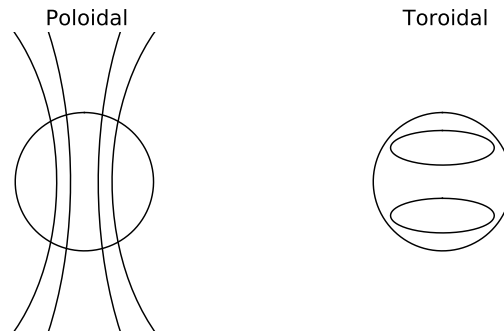


Fig. 1.4: Representação das topologias do campo magnético de larga escala de estrelas. À esquerda mostramos a representação do campo poloidal (P) responsável, por exemplo, pelo freio magnético das estrelas. À direita mostramos a representação do campo toroidal (T), responsável pelo surgimento de manchas na face da estrela que posteriormente decaem dando origem ao campo P.

estão a geometria do campo magnético e a observação de ciclos de atividade magnética – este último modulado por uma mudança na geometria do campo.

A princípio, os campos magnéticos de larga escala em estrelas podem ser divididos em componentes poloidal (P) e toroidal (T, veja Figura 1.4). Estudos do campo magnético do Sol mostram que a componente P do campo é máxima em tempos de menor atividade magnética. Por outro lado, o decaimento e a mudança de polaridade do campo P sugerem que o campo T interno é máximo em épocas de máxima atividade magnética (Charbonneau, 2010).

Em especial, a interpretação mais aceita para o surgimento de manchas na superfície de estrelas é aquela devido à emergência de fluxos magnéticos provenientes do campo T, inicialmente criados na região da taoclina e difundidos até a superfície quando o campo ultrapassa a camada de estabilidade. Alguns modelos de dínamo sugerem que é o processo de aparecimento e decaimento de manchas (campo T forte) em regiões ativas que cria o campo superficial (P) da estrela. Esta interpretação é conhecida como o mecanismo de Babcock–Leighton (Babcock, 1961; Leighton, 1969) e se mostrou consistente com observações solares em ciclos recentes (Wang & Sheeley, 1991).

Simulações do processo de emergência de manchas utilizando modelos de tubos de fluxo magnético (Granzer et al., 2000), mostram que a emergência de manchas na superfície depende da estrutura interna e da taxa de rotação da estrela. Em geral, Granzer et al. (2000) notou que modelos com núcleos radiativos menores tendem para uma distribuição de emergência mais concentrada em uma certa latitude. Também é possível notar que, para altas taxas de rotação, existe uma concentração e um desvio da distribuição de emergência de manchas em direção ao polo da estrela. Estes resultados são consistentes com a detecção de manchas polares em estrelas com altas taxas de rotação⁵.

A transição entre as diferentes configurações do campo magnético leva ao ciclo de atividade solar que se repete a cada ~ 11 anos, resultando na inversão da polaridade do

⁵ Veja Strassmeier 2009 para uma seleção de resultados de imagens de estrelas obtidas a partir de técnicas de imageamento Doppler.

campo P. Ciclos de atividade magnética são igualmente observados em outras estrelas magneticamente ativas, como discutido por [Oláh et al. \(2009\)](#). Do mesmo modo, [Donati et al. \(2003\)](#) forneceram forte evidência de que existe uma transição entre as componentes P e T, marcada especialmente pela reversão da polaridade da componente P, do campo magnético nas estrelas anãs tipo-K0, AB Dor e LQ Hya. Entretanto, devido à baixa cobertura temporal, [Donati et al. \(2003\)](#) não foram capazes de determinar se existe periodicidade na transição observada. Igualmente, os ciclos determinados por [Oláh et al. \(2009\)](#) são baseados em observações fotométricas e não há informação sobre a configuração do campo magnético dos objetos analisados. Deste modo, estudos mais detalhados são necessários afim de determinar se o mecanismo por trás dos ciclos observados em outras estrelas é o mesmo por trás do ciclo de atividade solar.

O cenário necessário para conectar as propriedades do dínamo solar com as características do campo magnético de outras estrelas se torna mais dramático quando analisamos objetos no regime completamente convectivo (i.e. estrelas com $M \lesssim 0.35 M_{\odot}$). Segundo os modelos de dínamo, a ausência da região de taoclina não possibilita a formação de um campo magnético toroidal interno de grande amplitude. Sem a formação da componente T, não haveriam campos magnéticos fortes emergentes (i.e. sem formação de manchas) que poderiam decair e gerar o campo P. Como resultado, estrelas completamente convectivas não deveriam possuir campos magnéticos intensos ou atividade magnética ou, pelo menos, deveriam possuir campos com características distintas daquelas dos campos magnéticos em estrelas mais massivas ([Durney et al., 1993](#)).

Estudos sobre ciclos de atividade magnética em estrelas, como o projeto do Mt. Wilson ([Baliunas et al., 1995](#)) (ou, mais recentemente, [Oláh et al. 2009](#)) geralmente não incluem estrelas anãs de tipo espectral mais frios que M2. Deste modo, perderam a capacidade de detectar este tipo de evento em estrelas completamente convectivas. Entretanto, [Cincunegui et al. \(2007\)](#) apresentam fortes evidências da presença de ciclos de atividade magnética em α Cen C⁶, a componente anã tipo-dM5.5 do sistema triplo α Cen.

[West et al. \(2008\)](#) fornecem indícios de que a longevidade da atividade magnética é maior em estrelas totalmente convectivas, i.e., elas levam mais tempo para deixar de ser ativas. Este resultado sugere que o freio magnético nessas estrelas pode ser menos eficiente que aqueles de estrelas com envelopes convectivos. [Browning et al. \(2010\)](#) apresentam evidências que suportam esta interpretação, mas sugerem uma redução suave na eficiência do freio magnético para estrelas completamente convectivas. Presentemente não é possível discernir se este efeito é resultado de uma mudança na intensidade/configuração do campo magnético ou apenas uma diminuição da densidade do vento estelar.

A Fig. 1.5 mostra um diagrama período de rotação \times massa da estrela, resultante do estudo espectro-polarimétrico de [Morin et al. \(2010\)](#), e referências lá citadas) sobre as características do campo magnético de estrelas anãs com massas acima e abaixo do limite no qual a estrela se torna totalmente convectiva. O tamanho dos símbolos é diretamente proporcional à amplitude do campo magnético; as cores indicam a topologia do campo magnético (vermelho escuro campo puramente P e azul escuro campo puramente T) e a forma dos símbolos indica a simetria do campo (estrela representa campos sem simetria axial, decágono campo puramente simétrico em relação ao eixo de rotação).

Inicialmente, [Morin et al. \(2008\)](#) apresentaram um estudo de uma pequena amostra

⁶ Também conhecida como Próxima Centauri, depois do Sol, a estrela mais próximo à Terra.

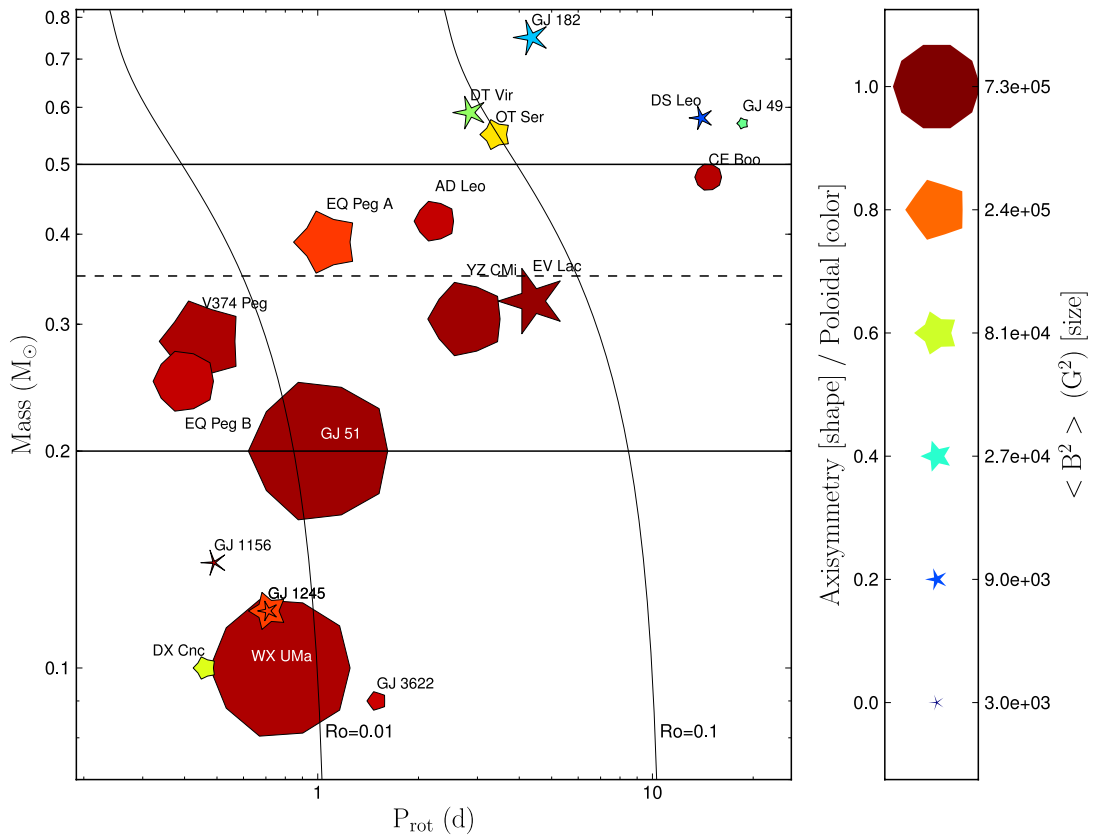


Fig. 1.5: Propriedades topológicas de anãs tipo-M em função do período de rotação e massa da estrela. O tamanho dos símbolos representa a amplitude do campo magnético enquanto que as formas (estrelas a decágonos) representam a simetria do campo. As cores dizem respeito a configuração do campo magnético; azul escuro representando campo puramente T e vermelho escuro campo puramente P (veja Fig. 1.4 e texto para discussão). Extraído de [Morin et al. \(2010\)](#).

contendo 4 estrelas completamente convectivas (GJ 51, EQ Peg B, V374 Peg, YZ CMi) e uma com um pequeno núcleo radiativo (EQ Peg A, veja Fig. 1.5). Todos os objetos estudados apresentam um campo magnético P de larga escala com amplitudes e características semelhantes. Em contra-partida, Donati et al. (2008) apresentaram um estudo semelhante para estrelas contendo núcleos radiativos (GJ 182, DT Vir, OT Ser, DS Leo, GJ 49 e CE Boo, veja os objetos na parte superior à direita da Fig. 1.5) e detectaram diferenças significativas na geometria do campo magnético entre os dois grupos. Neste caso, foi possível demonstrar que objetos contendo núcleos radiativos maiores possuíam campos mais complexos, contendo componentes T e P e amplitudes sistematicamente menores. Entretanto, a separação observada entre as propriedades dos campos magnéticos dos dois grupos ocorre por volta de $M \sim 0.5 M_{\odot}$ e não na transição para estrelas totalmente convectivas ($M \sim 0.35 M_{\odot}$), como seria esperado.

Por fim, Morin et al. (2010) detectaram em estrelas do tipo M8 campos magnéticos similares (em amplitude e topologia) àquelas das estrelas com núcleos radiativos de Donati et al. (2008). Como exemplo, vemos que objetos como DX Cnc, GJ 1245 e GJ 1156 (incluídos na parte inferior à esquerda da Fig. 1.5) possuem amplitude, topologia e simetria de campo magnético muito semelhantes aos objetos no ramo acima do limite de $0.5 M_{\odot}$. Ao mesmo tempo, objetos com massa e período de rotação semelhantes, como WX UMa, possuem propriedades muito distintas. Uma possibilidade levantada por Morin et al. (2010) é a de que os campos magnéticos em estrelas nos regimes apresentados estejam em constante mudança entre os estados de campo P de alta amplitude e campo T de baixa amplitude. O fato de observarmos mais objetos com campos P intensos na região $M < 0.5 M_{\odot}$ sugere que abaixo desse limite as estrelas passem mais tempo com campos magnéticos nessa configuração.

Claramente, o cenário para explicar as diferenças (se é que elas existem) entre campos magnéticos de estrelas com núcleo radiativo e totalmente convectivas não está completamente fundamentado. Deste modo, estudos mais detalhados de atividade magnética nessa faixa em massa são essenciais para elucidar essa questão e outras a ela relacionadas, como a evolução de binárias cerradas.

1.3 Variáveis Cataclísmicas

Variáveis Cataclísmicas (VCs) são binárias compactas em que uma estrela de tipo espectral tardio (anã da seqüência principal ou eventualmente uma gigante) transfere matéria para uma anã branca. Na Figura 1.6, mostramos um diagrama esquemático de uma VC indicando suas principais componentes.

A dinâmica que governa a interação (gravitacional) do sistema é aquela dada por duas massas pontuais M_1 e M_2 em órbita ao redor do centro de massa. A equação 1.5 mostra o potencial (gravitacional mais rotacional) sentido por uma partícula teste (problema restrito de 3 corpos), no sistema de coordenadas que rotaciona com a binária,

$$\phi = -\frac{GM_1}{|r - r_1|} - \frac{GM_2}{|r - r_2|} - \frac{1}{2}(\Omega_B \wedge r)^2, \quad (1.5)$$

onde r_1 e r_2 são os vetores da posição das duas massas e $\Omega_B (= 2\pi/P)$ é o vetor de

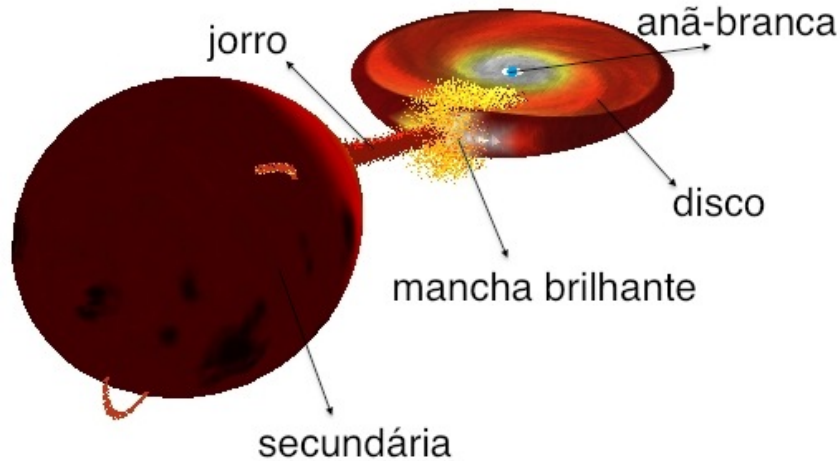


Fig. 1.6: Esquema ilustrativo de uma VC não magnética. As componentes estão devidamente indicadas.

velocidade angular do sistema binário obtido pela 3ª Lei de Kepler,

$$\Omega_B = \left[\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.6)$$

Neste ponto, temos que considerar algumas propriedades das estrelas que compõem o sistema. Em primeiro lugar, para que a equação 1.5 possa ser aplicada a estrelas binárias temos que nos certificar que ambas podem ser consideradas como massas pontuais. Uma vez que a estrela primária é uma anã branca compacta essa suposição é instantaneamente satisfeita, em termos dos tamanhos típicos dessas binárias ($\sim 1 R_\odot$). No caso da secundária, uma inspeção dos modelos de estrutura estelar é necessária. Na Figura 1.3 é mostrado um corte de 1/2 e 1/4 do raio das estrelas em função da massa. Note que, apesar da massa de estrelas com $\log(M/M_\odot) < 0$ serem menos concentradas, ainda assim elas possuem grande parte de sua massa em $r < 0.5 R_*$. No caso de uma estrela de $1.0 M_\odot$ cerca de 80% de sua massa está concentrada em $\sim 50\%$ do seu raio. Deste modo, podemos considerar que essa suposição também é uma boa aproximação para a estrela secundária. Por fim, podemos supor que a estrela secundária estará em corotação com o sistema (devido às forças de maré). Deste modo podemos concluir que a superfície da estrela é descrita pelas superfícies equipotenciais de Roche mostradas na Figura 1.7. O lobo de Roche é a menor dessas superfícies que engloba as duas massas (mostradas em linha tracejada na figura).

Um sistema será considerado uma VC caso a estrela secundária, também chamada de estrela doadora, preencha seu lobo de Roche e, assim, transfira matéria para a primária no processo conhecido como transbordamento do lobo de Roche. Uma vez que a matéria acretada possui momento angular igual ao do ponto Lagrangiano interno (e portanto $\neq 0$) ela não cai diretamente sobre a anã branca mas, ao contrário, forma um anel ao redor da estrela que, por conta de processos viscosos, se espalha e forma um disco. Este disco de matéria é o chamado disco de acréscimo e é o responsável por um grande número de fenômenos que tornam esses sistemas únicos.

Para adquirir uma idéia mais clara do que ocorre com a binária no processo de transferência de matéria, vamos escrever a equação do momento angular J . Seguindo os passos

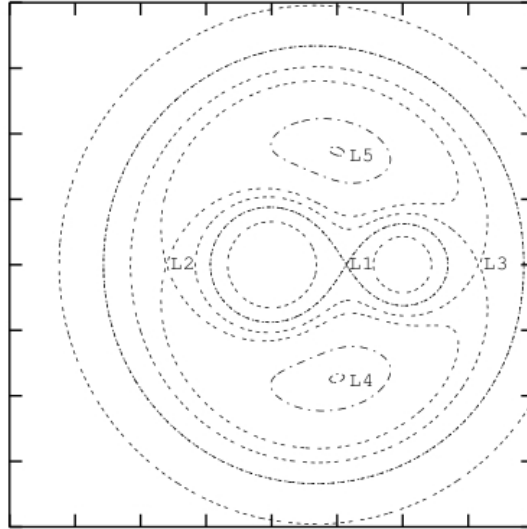


Fig. 1.7: Gráfico da equação 2.1 para $z = 0$ e $q = M_2/M_1 = 0.5$. Os 5 pontos Lagrangianos também estão indicados (L_1, L_2, L_3, L_4 e L_5).

de Frank et al. (1992), utilizamos $\omega = 2\pi/P$ de modo que,

$$J = (M_1 a_1^2 + M_2 a_2^2) \omega, \quad (1.7)$$

e

$$a_1 = \frac{M_2}{M} a, \quad a_2 = \frac{M_1}{M} a, \quad M = M_1 + M_2 \quad (1.8)$$

onde a_1, a_2 são as distancias das estrelas 1 e 2 ao centro de massa da binária e M é a massa total do sistema. Utilizando a relação 1.8 em 1.7 e a 3ª lei de Kepler (equação 1.6),

$$J = M_1 M_2 \left(\frac{G a}{M} \right)^{1/2} M_\odot^{3/2}. \quad (1.9)$$

Assumimos, então, que a estrela doadora será a secundária ($\dot{M}_2 < 0$) e que a massa total será conservada ($\dot{M} = \dot{M}_1 + \dot{M}_2 = 0$). Aplicando a derivada logarítmica⁷ da equação 1.9 obtemos;

$$\frac{\dot{a}}{a} = \frac{2\dot{J}}{J} + \frac{2(-\dot{M}_2)}{M_2} \left(1 - \frac{M_2}{M_1} \right), \quad (1.10)$$

onde \dot{a} , \dot{J} e \dot{M} são as derivadas temporais dos respectivos parâmetros.

A partir da equação 1.10 podemos entender os efeitos da troca de matéria entre as componentes. Considerando que não há mecanismo de perda de momento angular atuando ($\dot{J} = 0$) a transferência de matéria da secundária para a primária ($\dot{M}_2 < 0$) causa um aumento da separação orbital do sistema ($\dot{a} > 0$), quando $M_2 < M_1$. Por outro lado, o raio do lobo de Roche também deverá ser afetado pela troca de matéria. Podemos utilizar

⁷ Lembrando que a derivada logarítmica de $y(x) \rightarrow d \ln y(x) / dx = y' / y$.

a equação para o raio volumétrico⁸ do lobo de Roche de Paczyński (1971),

$$\frac{R_{L2}}{a} = 0.462 \left(\frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^{1/3}, \quad (1.11)$$

para obter a mesma relação para o raio da secundária. Para isso, diferenciamos logaritmicamente a equação 1.11, o que nos dá a relação,

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{M}_2}{3M_2}, \quad (1.12)$$

que, por outro lado, combinada com a equação 1.10 nos dá a relação,

$$\frac{\dot{R}_2}{R_2} = \frac{2\dot{J}}{J} + \frac{2(-\dot{M}_2)}{M_2} \left(\frac{5}{6} - \frac{M_2}{M_1} \right). \quad (1.13)$$

Com a equação 1.13 podemos entender, afinal, qual o efeito da perda de matéria da secundária sobre a própria secundária (e conseqüentemente para o sistema). Considerando, novamente, que não exista perda de momento angular ($\dot{J} = 0$), podemos notar dois comportamentos distintos. Nos casos em que a razão de massa $q = M_2/M_1 > 5/6$ o segundo termo da direita da equação 1.13 será negativo, e uma perda de matéria pela secundária⁹ levará a um encolhimento de seu lobo de Roche forçando a estrela a transferir mais matéria. Esse procedimento resulta em transferência de matéria em escala de tempo dinâmica, governada unicamente pela capacidade do gás da estrela de expandir. Acredita-se que a transferência de matéria em escala de tempo dinâmica seja uma característica básica das fontes de raio-X super-moles (*super-soft x-ray sources*, SSS e.g., Oliveira & Steiner 2007).

No caso em que $q < 5/6$, R_{L2} aumentará e a estrela secundária irá descolar de seu lobo de Roche, causando a interrupção do processo de transferência a menos que o raio da secundária cresça na mesma proporção ou que haja perda de momento angular ($\dot{J} < 0$). No caso de secundárias de tipo espectral mais recente (mais massivas), é possível que a estrela já esteja saindo da seqüência principal. Neste caso a transferência de matéria seria em escala de tempo da evolução nuclear do sistema (ver Frank et al. 1992). Entretanto, devido à sua baixa massa, a grande maioria das estrelas secundárias em VCs não devem ser evoluídas. O que nos leva a concluir que algum mecanismo de perda de momento angular atua nesses objetos, ou não haveria transferência de matéria como o observado em VCs.

As propriedades (massa, taxa de rotação, etc) das estrelas secundárias em VCs são semelhantes às das estrelas anãs com maior atividade magnética. Como vimos na seção 1.1, uma das características mais marcantes dessas estrelas é, exatamente, a alta taxa de perda de momento angular devido ao freamento provocado por seu vento acoplado às linhas de campo magnético. Essa analogia sugere que o campo magnético da estrela secundária é quem controla a evolução das VCs.

Outro importante mecanismo de perda de momento angular pode ser derivado da teoria da relatividade geral de Einstein, a emissão de ondas gravitacionais. Entretanto, esse mecanismo é importante apenas para objetos de curto período orbital, por motivos que veremos a seguir.

⁸ O raio de uma esfera com o mesmo volume da estrela ocupando seu lobo de Roche.

⁹ Lembrando que $\dot{M}_2 < 0$, logo $-\dot{M}_2 > 0$.

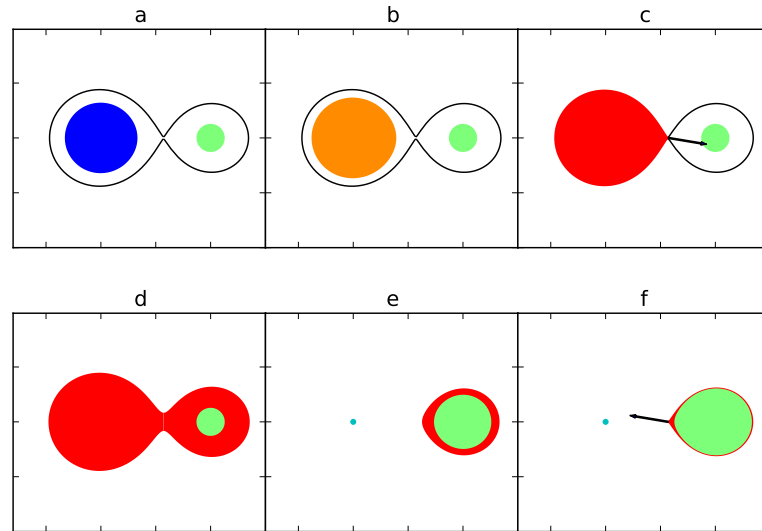


Fig. 1.8: Esquema ilustrando a formação de uma VC. Veja o texto para uma descrição detalhada.

1.4 Formação e Evolução de Variáveis Cataclísmicas.

O modelo canônico para a formação de VCs assume que o sistema progenitor seja uma binária desligada (pouca ou nenhuma deformação e ausência de troca de matéria entre as componentes) composta por uma estrela de massa intermediária e uma companheira de baixa massa (Fig. 1.8a). A estrela de maior massa evolui mais rapidamente para o ramo das gigantes (Fig. 1.8b), preenche seu lobo de Roche e transfere matéria para a estrela de mais baixa massa (Fig. 1.8c). Quando uma estrela mais massiva transfere matéria para a de menor massa, o raio de seu lobo de Roche encolhe (veja Hellier 2001 ou a seção 1.3 para uma análise detalhada desse processo) aumentando o acréscimo de matéria, e assim sucessivamente (Figura 1.8c). Esse processo leva a uma transferência de matéria em escala de tempo dinâmica, que será limitada apenas pela capacidade de expansão do gás na atmosfera da primária. A estrela secundária não consegue ajustar sua estrutura interna a essa taxa de acréscimo elevada e também expande, preenchendo seu lobo de Roche. Esta configuração (as duas estrelas preenchendo seu lobo de Roche) é conhecida como fase de envelope comum e está representado na Fig. 1.8d. Durante essa fase, a binária deve perder momento angular e encolher, ejetando boa parte de seu envelope comum como uma nebulosa planetária. A binária então se encontra em uma fase de pós envelope comum (BPEC) e deve ser observada como uma anã branca quente ($T_1 \sim 100\,000\text{K}$) e uma estrela secundária fria (Figura 1.8e). Nesse estágio a secundária possivelmente se encontra fora do equilíbrio térmico (devido à fase de envelope comum) e com um raio consideravelmente maior do que o esperado para uma estrela de mesma massa. As curvas de luz desses objetos são dominadas por efeitos de irradiação da secundária pela primária e servem de laboratório para estudar atmosferas com efeitos extremos de iluminação (veja p. ex. Hilditch et al. 1996 ou capítulo 3).

Deste ponto em diante, o sistema irá perder continuamente momento angular por fre-

amento magnético (da secundária) e/ou emissão de ondas gravitacionais. Neste processo a separação e o período orbital da binária devem diminuir até que a secundária entre em contato com seu lobo de Roche e inicie a transferência de matéria (Figura 1.8f). Neste ponto o sistema se tornará uma VC.

O período orbital no qual se dará início à transferência de matéria (P_{sd}) e o tempo que levará para que isso ocorra irão depender fortemente de propriedades da estrela secundária. King et al. (1994) estimaram que $> 67\%$ das VCs irão iniciar a transferência de matéria para $P_{sd} \lesssim 3 \text{ hr}$. Utilizando a geometria de Roche e a terceira lei de Kepler, podemos estimar o valor de P_{sd} (Ritter, 1986),

$$P_{sd} = 2\pi \left(\frac{R_2^3}{GM_2(1 + M_1/M_2)(R_L/a)} \right)^{1/2}. \quad (1.14)$$

Combinando as Eqs. 1.11 e 1.14 obtemos,

$$P_{sd} = \frac{2\pi}{(0.462)^{3/2}} \left(\frac{R_2^3}{GM_2} \right)^{1/2}. \quad (1.15)$$

Para estrelas da seqüência principal (SP), a relação massa-raio $R/R_\odot \propto M/M_\odot$ é uma boa aproximação (Warner, 1995) de modo que $P_{sd} \propto R_2$. Lembrando que o limite para a massa de uma anã branca é $M_1 < 1.4M_\odot$, podemos estimar o maior período que uma VC pode possuir. Uma vez que $q < 5/6$ (veja seção 1.3),

$$q = \frac{M_2}{M_1} < 5/6 \quad \xrightarrow{M_1 \leq 1.4M_\odot} \quad M_2 \lesssim 1.2M_\odot. \quad (1.16)$$

Substituindo 1.11 em 1.14, obtemos um valor de $P_{max} = 8.8$ horas, considerando que a secundária satisfaz uma relação massa-raio para estrelas da SP. Na Fig. 1.9 mostramos um histograma para a distribuição de períodos de VCs presentes no catalogo de Kube et al. (2002). Note que existem poucos objetos com períodos maiores do que P_{max} . Objetos acima desse valor devem possuir estrelas secundárias evoluídas (para além da SP).

As características mais importantes da distribuição de períodos de VCs (Fig. 1.9) são:

- O número rapidamente decrescente de objetos com períodos acima de ~ 10 h (como mencionado anteriormente),
- A queda abrupta no número de objetos para períodos abaixo de ~ 1 h,
- A notável deficiência de objetos com períodos entre 2 – 3 h, também conhecida como "gap em períodos",
- A existência de aproximadamente o mesmo número de objetos acima e abaixo do gap de períodos.

Antes de continuar com a evolução a partir da fase de VC vamos analisar com mais detalhes o estágio onde se inicia a transferência de matéria. Como vemos da equação 1.14, o período em que se dará início à fase de VC é uma função do raio e da massa da estrela secundária. Deste modo, binárias cujas secundárias possuem raios e massas maiores iniciarão a transferência de matéria antes, e com períodos maiores (Schreiber & Gänsicke, 2003; Ritter, 1986). Conseqüentemente, deve existir uma população inteira

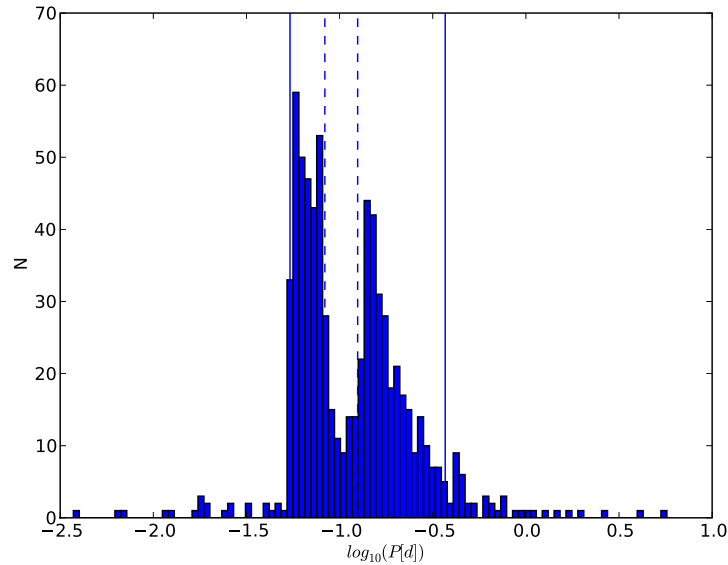


Fig. 1.9: Histograma de períodos para VCs não magnéticas. Em linhas tracejadas estão marcados os limites superior e inferior do gap de períodos (Davis et al., 2008), linhas cheias marcam o período máximo e o período mínimo (veja texto para discussão).

de BPECs que ainda não atingiu o estágio de VC permeando a distribuição de períodos de VCs. Em especial, se o tempo que uma BPEC levará para iniciar a transferência de matéria for menor do que o tempo de Hubble ($\tau_0 \sim 10^{10}$ anos) o objeto é chamado de uma pré-VC (pVC)¹⁰.

Após o início da fase de transferência de matéria pela estrela secundária, o sistema evolui para períodos mais curtos enquanto a massa da estrela doadora diminui continuamente. A alta taxa de transferência de matéria causada pelo freio magnético tira progressivamente a estrela do equilíbrio térmico (Kolb & Baraffe, 2000) tornando-a maior que o esperado para uma estrela de mesma massa. Entretanto, como discutido nas seções 1.1 e 1.2, estrelas com massa menores que $0.35M_{\odot}$ são completamente convectivas e devem possuir campos magnéticos/mecanismos de freio magnético menos eficientes. Uma redução abrupta na eficiência do freio magnético leva a uma redução equivalente na taxa de transferência de matéria. A redução na taxa de perda de momento angular permite à estrela secundária descolar do seu lobo de Roche, interrompendo o processo de acréscimo, e encolher até alcançar o equilíbrio térmico. Esse efeito ocorre quando o período orbital do sistema é $\sim 3h$ (Davis et al., 2008; Knigge, 2006) correspondendo ao limite superior do gap de períodos (Fig. 1.9).

A partir desse ponto, a binária irá continuar sua evolução para períodos menores por emissão de ondas gravitacionais e, possivelmente, uma versão menos eficiente do freamento magnético. Quando o período da binária for $\sim 2h$ (Davis et al., 2008; Knigge, 2006), a secundária volta a ter contato com seu lobo de Roche e a transferir matéria

¹⁰ Os detalhes sobre como podemos distinguir entre uma BPEC e uma pVC estão discutidos em Schreiber & Gänsicke (2003)

para a primária, tornando-se novamente uma VC. Como deste ponto em diante a perda de momento angular é comandada por mecanismos menos eficientes (comparando com o freamento magnético acima do gap), as taxas de transferências de matéria em objetos abaixo do gap devem ser menores do que a dos objetos acima do gap.

Os estágios mais avançados da evolução de VCs ainda são relativamente mal estudados. Uma das possibilidades mais atraentes é de que a massa do sistema seja maior do que o limite de Chandrasekhar ($M_{\text{CH}} = 1.4 M_{\odot}$). Neste caso o sistema deve dar origem a uma super-nova do tipo Ia, quando a estrela secundária transferir massa suficiente para que a primária ultrapasse o limite de M_{CH} . Caso a massa total do sistema seja inferior a M_{CH} , o sistema deve evoluir para períodos orbitais cada vez menores até que as duas estrelas finalmente se fundem formando uma anã branca.

Quando o período orbital do sistema se aproxima de $P \sim 78$ min a secundária torna-se degenerada e irá responder à perda de matéria expandindo-se, ao contrário de contrair como o esperado para um gás clássico. A binária em si também responde à troca de matéria com uma expansão (aumento de a) e um aumento do período orbital. Este efeito resulta em taxas de transferência de matérias muito baixas, levando até mesmo ao desligamento do sistema. Esse assunto foi amplamente discutido por [Patterson \(2001\)](#) e [Littlefair et al. \(2003\)](#) que demonstraram as dificuldades em se detectar sistemas dessa natureza, uma vez que o brilho da estrela secundária se torna muito fraco, assim como a taxa de acréscimo. Entretanto, com os recentes avanços em instrumentação nas técnicas de fotometria no infravermelho médio e distante, as detecções de VCs nestes estágio finais de evolução vem crescendo continuamente ([Burleigh et al., 2006](#); [Littlefair et al., 2007](#); [Unda-Sanzana et al., 2008](#), e muitos outros).

Esse modelo, baseado na evolução através da perda de momento angular e na redução da eficiência do freio magnético como explicação para o gap de períodos, é conhecido como o modelo do freio magnético interrompido (do inglês, *disrupted magnetic braking model*). Apesar de algumas alternativas já terem sido propostas (veja [Livio & Pringle 1994](#); [King & Kolb 1995](#); [Clemens et al. 1998](#); [Kolb et al. 1998](#)), nenhuma foi capaz de explicar as características da distribuição de períodos orbitais (em especial a existência do gap de períodos) tão bem como o modelo do freio magnético interrompido.

1.4.1 Evolução de VCs magnéticas

VCs magnéticas (MVCs, Polares ou AM Her) diferem de suas contrapartidas não-magnéticas pelo fato de que a anã-branca possui um campo magnético intenso ($B_1 \sim 1 - 100$ MG). Nesses objetos a matéria transferida pela estrela doadora é direcionada diretamente até a superfície da primária através das linhas do seu campo magnético. Na Fig. 1.10, mostramos um esquema ilustrativo de uma MVC destacando suas principais componentes.

A princípio, o processo de formação de uma MVC segue o mesmo caminho de uma VC, como explicado na seção 1.4 e ilustrado na Fig. 1.8. Entretanto, algumas evidências sugerem que a evolução dos dois sub-grupos de cataclísmicas seja relativamente diferente. Por exemplo, a razão entre o número de VCs dentro e fora do gap é de 1/10, enquanto para MVCs a razão é de 1/2 ([Li et al., 1994](#)). Afim de explicar esta diferença marcante, [Wickramasinghe & Wu \(1994\)](#) sugeriram que o freio magnético em MVCs pode sofrer uma redução drástica devido ao acoplamento magnético entre as duas componentes. Deste modo, a evolução de MVCs (mecanismo de perda de momento angular) seria dirigida,

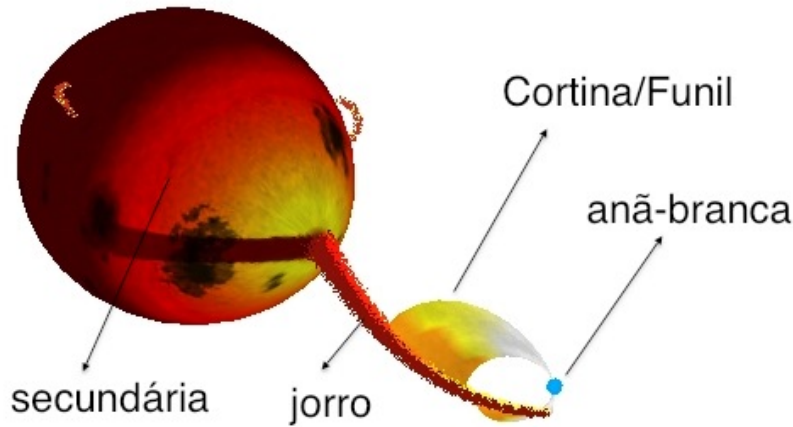


Fig. 1.10: Esquema ilustrativo de uma VC magnética. As componentes estão devidamente indicadas.

principalmente, por emissão de ondas gravitacionais (como VCs com $P_{\text{orb}} \lesssim 3$ hrs).

Li & Wickramasinghe (1998) desenvolveram modelos considerando o acoplamento entre o campo magnético das duas componentes afim de determinar se existe uma redução na eficiência do freio magnético em MVCs. Eles mostraram que existe uma redução no número de linhas de campo magnético abertas, que seriam as responsáveis pelo acoplamento do vento com a estrela (freio magnético). A conseqüente redução na eficiência do freio magnético faz com que a taxa de perda de momento angular seja baixa, semelhante àquela das VCs abaixo do gap, e que a estrela doadora esteja próxima ao equilíbrio térmico. Como resultado, não existe redução abrupta na taxa de perda de momento angular quando a secundária se torna uma estrela totalmente convectiva, fazendo com que não exista um “gap de períodos” para as MVCs.

1.4.2 Problemas com o modelo canônico

Os principais ingredientes necessários para explicar o gap de períodos através do modelo do freio magnético interrompido são:

1. a estrela secundária deve estar fora do equilíbrio térmico, e
2. o mecanismo de perda de momento angular deve sofrer uma redução drástica quando a secundária se torna completamente convectiva.

De acordo com Knigge (2006), para que o gap de períodos tenha a duração observada, a estrela secundária deve possuir um raio $\sim 25\%$ maior acima do gap do que o raio que ela terá abaixo do gap. Em geral, supõe-se que as altas taxas de perda de matéria acima do gap ($\dot{M} \sim 10^{-9} - 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) sejam responsáveis por tirar a estrela doadora do equilíbrio térmico, tornando-a maior do que deveria ser (Kolb & Baraffe, 2000). A condição necessária para que a estrela doadora esteja fora do equilíbrio térmico é de que a escala de tempo térmico (τ_t) seja maior do que a escala de tempo de perda de matéria ($\tau_{\dot{M}}$). De modo geral, as escalas de tempo são dadas por,

$$\tau_t \sim \frac{G M_2^2}{R_2 L_2}, \quad (1.17)$$

e

$$\tau_{\dot{M}} \sim \frac{M_2}{\dot{M}_2}, \quad (1.18)$$

respectivamente para a escala de tempo térmico e escala de tempo de perda de matéria. Conseqüentemente, a condição necessária para que a estrela doadora esteja fora do equilíbrio térmico é;

$$\tau_t \gg \tau_{\dot{M}} \rightarrow \dot{M}_2 \gg \frac{R_2 L_2}{G M_2}. \quad (1.19)$$

Para valores típicos solares,

$$\frac{R_{\odot} L_{\odot}}{G M_{\odot}} \sim 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1},$$

e, como $\dot{M}_{\odot} \sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, o Sol pode ser considerado em equilíbrio térmico. No caso das VCs, $\tau_{\dot{M}} \sim \tau_t$ para parâmetros típicos das estrelas doadoras. Conseqüentemente as estrelas deveriam estar aproximadamente em equilíbrio térmico (veja [Andronov et al. 2003](#)), e não deveria haver gap de períodos (ou ele deveria ter uma largura menor).

Por outro lado, estudos da taxa de perda de momento angular em relação ao tipo espectral (massa) das estrelas apresentam resultados controversos. [Andronov et al. \(2003\)](#) demonstraram que não existe queda significativa no freio magnético para estrelas frias em aglomerados jovens. Além disso, eles apresentaram evidências de que a taxa de perda de momento angular seria ainda menor que o normalmente inferido para secundárias em VCs. Esses resultados implicam cenários drasticamente diferentes para a evolução de VCs, como a existência de uma grande população de objetos contendo secundárias evoluídas. Em contra-partida, estudos realizados com estrelas de campo ([Browning et al., 2010](#); [West et al., 2008](#)) sugerem que de fato existe uma redução na eficiência do freio magnético para estrelas completamente convectivas. Estes resultados levam a considerar a possibilidade de que a idade (independente da taxa de rotação) possa influenciar no campo magnético da estrela ou que exista uma dependência mais complicada com a taxa de rotação. De qualquer maneira, os resultados indicam uma queda mais suave na taxa de perda de momento angular do que o esperado pelo modelo do freio magnético interrompido.

1.5 Objetivos

Trabalhos recentes utilizam técnicas de imageamento indireto afim de estudar as propriedades de manchas na face de estrelas com alto nível de atividade magnética. Estes estudos permitem comparar as propriedades observadas dos campos magnéticos das estrelas com modelos de dínamos. Para estudar as mesmas propriedades em estrelas secundárias em VCs e objetos relacionados, utilizamos uma técnica similar de imageamento indireto, conhecida como Tomografia Roche ([Dhillon & Watson, 2001](#)). A partir de imagens da superfície dessas estrelas é possível tecer considerações similares àquelas feitas para estrelas isoladas ([Littlefair et al., 2007](#)).

Entretanto, a radiação de estrelas secundárias em VCs é largamente sobrepujada pela emissão proveniente do disco de acréscimo, dificultando a obtenção e análise dos dados. De fato, os objetos geralmente analisados com este tipo de técnica possuem estrelas secundárias de tipos espectrais mais quentes ([Watson et al., 2006, 2007](#)), uma vez que estrelas mais frias são mais difíceis de detectar. Isso faz com que seja muito difícil (senão

inviável) estudar as diferenças entre esses objetos e aqueles com estrelas doadoras de tipo espectrais mais frios.

Por outro lado, estrelas secundárias de BPECs e binárias tipo BY-Dra compartilham das mesmas condições extremas (rápida rotação, irradiação e fonte próxima de atração gravitacional) de suas similares em VCs porém sem a complicação do acréscimo (e portanto sem disco), o que permite uma visão mais clara desses objetos. Igualmente, em estados de baixo brilho de MVCs encontramos uma oportunidade única de estudar as características da estrela doadora. Podemos usar as estrelas secundárias nestas binárias similares para, por analogia, investigar as características e entender o comportamento das estrelas doadoras nas VCs

O objetivo deste trabalho é estudar as características dos campos magnéticos de estrelas no contexto de evolução de VCs e verificar se existem indícios de transição na atividade magnética no limite entre estrelas com núcleo radiativo e estrelas totalmente convectivas, para estrelas sujeitas às mesmas condições das estrelas doadoras em VCs. Esta escolha visa minimizar as incertezas que as propriedades e condições adversas em VCs podem produzir no dínamo estelar em relação a estrelas isoladas de baixa rotação e sem efeitos de maré e irradiação.

Para isso, selecionamos uma amostra de BPECs (e uma binária tipo BY-Dra com propriedades bem particulares) cujas componentes possuem tipos espectrais em ambos os lados da transição entre estrelas com núcleo radiativo e totalmente convectivas. A partir da obtenção de imagens indiretas da distribuição superficial de brilho e da análise de indicadores de atividade magnética, pretendemos realizar um estudo das propriedades dos campos magnéticos dessas estrelas. Com o mesmo objetivo, realizamos um estudo detalhado do comportamento das linhas de emissão cromosféricas em MVCs, em estado de baixo brilho.

A aplicação de técnicas de imageamento indireto requer um bom conhecimento dos parâmetros orbitais dos sistemas (i.e., separação orbital, inclinação e razão de massas). São poucas as BPECs com parâmetros orbitais conhecidos. Isso nos levou a realizar um projeto observacional para aumentar o número de objetos com parâmetros orbitais bem determinados e caracterizar os objetos de nossa amostra através da modelagem de curvas de luz no infravermelho, onde a componente mais fria é mais proeminente. Um pequeno subconjunto de nossa amostra foi analisado com técnicas de imageamento indireto, sendo que objetos com estrelas tanto com núcleos radiativos quanto totalmente convectivas estão incluídos nesta análise mais detalhada. Em especial, nossa análise não se limita apenas à obtenção da distribuição superficial de brilho, mas inclui também o estudo da estrutura e cinemática das linhas de emissão cromosféricas.

Capítulo 2

Descrição e Teste das Ferramentas de Análise de Dados

As ferramentas de análise de dados são um aspecto importante de todo projeto científico. Neste capítulo apresentamos as ferramentas utilizadas durante a análise dos diferentes conjuntos de dados. Iniciamos com a representação matemática do modelo de Roche, utilizado para descrever o efeito de distorção causado pela proximidade das estrelas em binárias compactas. A partir da descrição da superfície das estrelas, somos capazes de modelar os efeitos observados em curvas de luz no infravermelho (modulação elipsoidal) e o efeito do campo de velocidades no perfil das linhas do espectro. Para isso, além da superfície das estrelas precisamos considerar os diferentes efeitos orbitais e atmosféricos que afetam a forma das estrelas e o campo de radiação (fluxo emergente).

Nos concentramos principalmente nos efeitos que alteram o campo de radiação da estrela, uma vez que estes são de interesse à aplicação de técnicas de imageamento indireto. Deste modo, descrevemos a obtenção do campo de radiação, modificado por efeitos atmosféricos padrões (obscurcimento de borda e gravitacional), efeitos da aparição de manchas na superfície da estrela e efeitos de irradiação. E apresentamos uma ferramenta capaz de reproduzir curvas de luz e perfis de linha de estrelas em binárias compactas.

Na seqüência, introduzimos as técnicas de imageamento indireto que foram utilizadas e/ou desenvolvidas nesse trabalho, como a técnica de inversão de curvas de luz (**ICL**, adaptado por nós para utilização em CVs), Tomografia Roche (**TR**, generalizada para ser utilizada em sistemas desligados) e Tomografia Doppler (**TD**). Por fim, reportamos uma série de testes executados para determinar as propriedades das técnicas que desenvolvemos. Neste caso, nos concentramos particularmente na técnica de **TR**. Em se tratando da técnica de **TD**, amplamente discutida na literatura (p. ex. [Spruit 1998](#)), iremos nos concentrar em analisar os efeitos de se violar algumas de suas suposições básicas, principalmente em relação ao trabalho desenvolvido com MCVs.

2.1 *Modelo de Roche*

Na Figura [1.7](#) mostramos diferentes superfícies equipotenciais formadas pela presença de dois corpos pontuais com razão de massa $q = 0.5$. Essas superfícies são obtidas através da aplicação do modelo de Roche para sistemas binários, desenvolvido pelo matemático francês Édouard A. Roche (1820–1883) para o problema restrito de 3 corpos. Resumida-

mente, obtemos as superfícies equipotenciais para uma partícula teste devido à presença de dois corpos orbitantes, massivos e pontuais. O potencial efetivo no referencial que gira com a binária em um dado ponto do plano cartesiano é a soma dos potenciais gravitacionais das duas massas mais o termo de inércia (Kopal, 1959).

$$\Phi = -\frac{GM_1}{r_1} - \frac{GM_2}{r_2} - \frac{\omega^2}{2} \left[\left(x - a \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 + y^2 \right], \quad (2.1)$$

onde $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $r_2 = \sqrt{r_1^2 - 2x + 1}$ e a é a separação orbital (distância entre o centro de massa das duas componentes). Podemos deixar a equação 2.1 de uma forma mais conveniente. Substituímos sua dependência com as massas M_1 e M_2 pela razão $q = M_2/M_1$ utilizando o potencial normalizado $\Phi_n = \frac{-2\Phi}{G(M_1+M_2)}$. Para isso, utilizamos a normalização da separação orbital ($a \equiv 1$) e a 3ª Lei de Kepler na forma,

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P} \right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \equiv G(M_1 + M_2). \quad (2.2)$$

Primeiro, substituímos o termo ω^2 em 2.1 por 2.2, isolamos o termo $-G(M_1 + M_2)/2$ e substituímos $M_1/(M_1 + M_2) = 1/(1 + q)$ e $M_2/(M_1 + M_2) = q/(1 + q)$. Desta forma obtemos,

$$\Phi_n = \frac{2}{(1 + q)r_1} + \frac{2q}{(1 + q)r_2} + \left(x - \frac{q}{1 + q} \right)^2 + y^2, \quad (2.3)$$

que será utilizado para definir a superfície da estrela.

Na Figura 1.7, além das equipotenciais está marcado o *ponto Lagrangiano interno* (L_1), que é um ponto de sela entre as duas massas. Para determinarmos a superfície da secundária obtemos Φ_n , para uma dada razão de massas, utilizando o fato de que L_1 é um ponto de sela, ou seja para $x = R_{L1}$, $y = 0$ e $z = 0$

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_n(x = R_{L1}, y = 0, z = 0) = 0. \quad (2.4)$$

Uma vez sabendo o valor de R_{L1} podemos obter $\Phi_n(R_{L1})$, que descreve a superfície da estrela.

Neste trabalho estamos interessados em secundárias não somente de VCs mas sim de um âmbito mais geral de binárias próximas. Deste modo, substituímos a suposição de que a estrela preencha seu lobo de Roche pela suposição de que a estrela ocupa uma dada superfície equipotencial. Dessa maneira a superfície da secundária é definida pela fração de preenchimento¹ $f_{fac} = \Phi/\Phi_0 \geq 1.0$, onde Φ é o potencial na superfície da estrela e Φ_0 o potencial do lobo de Roche. Finalmente, definimos a superfície da estrela resolvendo a equação $\Phi_n(x, y, z) = f_{fac} \times \Phi_n(R_{L1})$ (onde f_{fac} define qual a equipotencial ocupada pela estrela) para um conjunto uniforme de elementos finitos de mesma área.

2.1.1 Efeitos atmosféricos

Uma vez definida a superfície da estrela podemos tratar de seu campo de radiação. Em princípio, não assumimos nenhum espectro de radiação em especial, e a intensidade de

¹ Do inglês *filling factor*; ao longo deste trabalho adotamos a notação f_{fac} , a título de padronização dos símbolos.

radiação de cada elemento é escalonada para obtermos o fluxo desejado. Entretanto, caso seja necessário, podemos assumir qualquer tipo de espectro. Após esta fase, modificamos o campo de radiação considerando os efeitos de obscurecimento de borda e atmosférico. Os resultados da aplicação desses efeitos, bem como o da inclusão de manchas na face da secundária podem ser vistos nas Figuras 2.1 e 2.2. A Figura 2.1 mostra um exemplo visual do nosso modelo, enquanto a Figura 2.2 mostra curvas de luz e o comportamento do perfil de linha de modelos.

Obscurecimento de borda

O obscurecimento de borda é causado pelo fato de que, à medida que observamos regiões mais próximas à borda da estrela e considerando que a profundidade ótica do meio se mantém a mesma, vemos regiões cada vez mais próximas a sua superfície. Como essas regiões são mais frias, emitem menos fluxo e temos a impressão de vê-las obscurecidas. A Figura 2.3 mostra um esquema ilustrativo do efeito do obscurecimento de borda. Note como a radiação originada próximo à borda (B na Fig. 2.3) é proveniente de uma região mais próxima à superfície e, portanto, mais fria da estrela.

Como o Sol é uma das poucas estrelas observáveis cuja superfície pode ser resolvida espacialmente, ele foi a primeira fonte dos estudos de obscurecimento de borda. Atualmente, com o desenvolvimento de técnicas de interferometria (Lawson, 2006) e modelos de atmosfera estelar (Claret, 2005) o estudo dos efeitos de obscurecimento de borda vem sofrendo grandes avanços.

A primeira tentativa de descrever analiticamente os efeitos de obscurecimento de borda foi com a aproximação linear, na forma,

$$I(\mu) = I(1)[1 - u(1 - \mu)], \quad (2.5)$$

onde $\mu = \cos \theta$ (θ o ângulo entre o fluxo emergente e o observador), u o coeficiente linear do obscurecimento de borda e $I(1)$ o fluxo emergente no centro do disco estelar. Esta expressão se ajusta bem com um valor de $u = 0.6$ a dados de fluxo integrado do Sol. Entretanto não é uma boa aproximação para dados mais precisos e com maior resolução espectral (Grygar, 1965).

Foram, então, propostas várias relações não lineares. A expressão mais comumente adotada, é a extensão natural da relação linear, a relação quadrática,

$$I(\mu) = I(1)[1 - a(1 - \mu) - b(1 - \mu)^2], \quad (2.6)$$

onde a e b são os coeficientes quadráticos do obscurecimento de borda.

Posteriormente, a relação logarítmica foi adotada para representar os efeitos de obscurecimento de borda para atmosferas de hidrogênio (*hydrogen line-blanketed atmospheres*; Klinglesmith & Sobieski 1970),

$$I(\mu) = I(1)[1 - A(1 - \mu) - B\mu \log \mu]. \quad (2.7)$$

Diaz-Cordoves & Gimenez (1992) propuseram uma lei na forma de raiz quadrada,

$$I(\mu) = I(1)[1 - a(1 - \mu) - b(1 - \sqrt{\mu})], \quad (2.8)$$

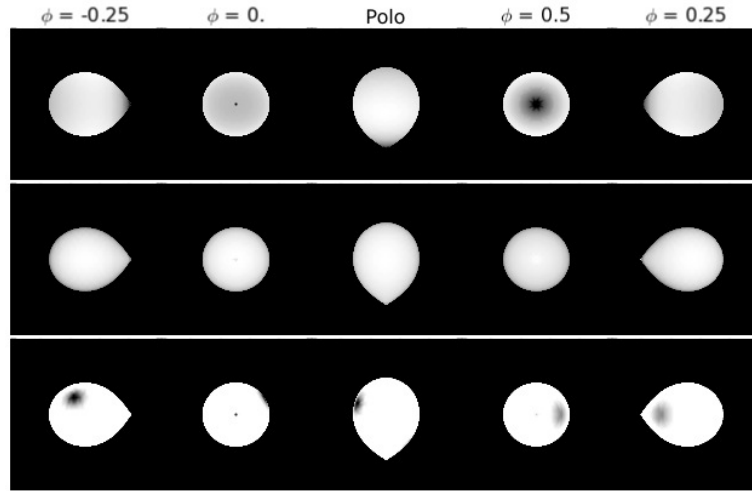


Fig. 2.1: Distribuição de brilho da secundária mostrando diferentes efeitos atmosféricos. Fase $\phi = 0$ é a conjunção inferior, quando vemos a face oposta ao ponto $L1$ da secundária. As imagens são em tons de cinza, sendo que regiões mais brilhantes são mais claras. **Em cima:** Efeito do obscurecimento gravitacional com um coeficiente $\beta = 0.05$. **Meio:** Efeito da aplicação da lei de obscurecimento de borda de Claret (1992). Uma vez que este efeito depende do ângulo de visada, a imagem mostrada é a imagem da posição do observador. **Em baixo:** Efeito da inclusão de duas manchas gaussianas frias (temperatura menor que a emissão no restante da superfície) de mesmo tamanho mas em posições e com intensidades diferentes.

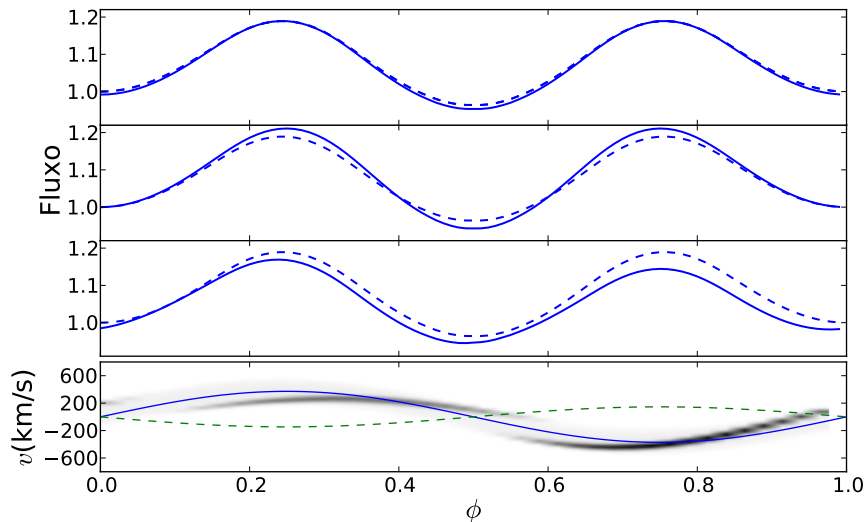


Fig. 2.2: Os três painéis superiores mostram curvas de luz modelo correspondentes aos efeitos representados na figura 2.1 como linhas cheias. Para comparação, em linha pontilhada, está mostrada uma curva de luz obtida para uma secundária com distribuição de brilho constante, sem nenhum efeito atmosférico. O painel inferior mostra um trem de perfis de linha obtidos com manchas na face da estrela secundária. A distribuição de brilho utilizada é a mesma da figura 2.1, embora a intensidade das manchas tenha sido exagerada para melhor visualização. Curvas de velocidade radial para a secundária (linha cheia) e a primária (linha tracejada), para o modelo em questão, estão sobrepostas para comparação.

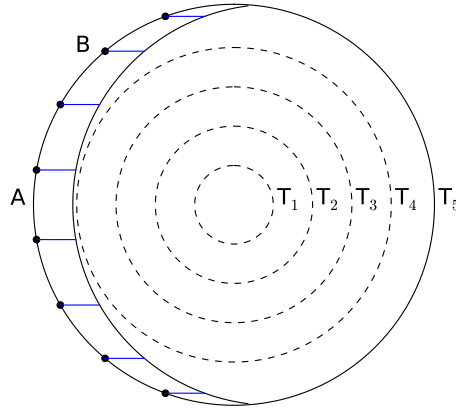


Fig. 2.3: Esquema ilustrando o efeito de obscurecimento de borda. A linha cheia mais externa representa a superfície da estrela. Os círculos internos concêntricos em linha tracejada representam regiões de temperatura constante na estrutura da estrela. A temperatura cresce de dentro para fora de modo que $T_1 > T_2 > T_3 > T_4 > T_5$, respectivamente. Nesta representação, o observador é considerado do lado esquerdo da figura e as linhas horizontais ligando a superfície à região mais interna representam a profundidade óptica. Deste modo, a região (A) é o centro do disco enquanto (B) é a borda externa do disco estelar visto pelo observador. Note que próximo à borda (B) observamos regiões mais externas (mais frias) da estrela.

e mostraram que ela se ajusta melhor aos dados nas regiões do infravermelho próximo (van Hamme, 1993) e para estrelas de baixa massa com metalicidade solar para temperaturas $2000 \leq T_{eff}(K) \leq 9800$ (Claret, 1998).

Baseados nestes argumentos e supondo que a secundária respeite a mesma lei de obscurecimento de borda que as estrelas isoladas, utilizamos a lei da raiz quadrada como modelo para o efeito de obscurecimento de borda da secundária. Na Fig. 2.1 mostramos o resultado da aplicação desta lei de obscurecimento de borda na distribuição de brilho da estrela. Como esperado, podemos notar que as regiões próximas à borda da estrela sofrem uma diminuição de fluxo em relação a regiões centrais.

Os resultados observados nas curvas de luz são mostrados no painel intermediário da Fig. 2.2. Vemos que a aplicação do obscurecimento de borda introduz uma variação de fluxo de $\sim 3\%$ e $\sim 6\%$ entre o modelo sem obscurecimento de borda e com obscurecimento para fases $\phi = 0$ e 0.5 , respectivamente.

Obscurecimento gravitacional

Quando estudamos atmosferas estelares, vemos que existe uma relação entre a pressão e a gravidade na superfície da estrela. Entretanto, também existe uma relação entre a pressão e a profundidade óptica do gás que, por sua vez, está relacionado com a temperatura. Deste modo, existe uma relação entre a gravidade e a temperatura na superfície da estrela. De forma geral, $T_{eff} \propto g^\beta$, onde T_{eff} é a temperatura efetiva da estrela, g a gravidade superficial e β o coeficiente de obscurecimento gravitacional. Valores teóricos de β foram obtidos para atmosferas em variadas condições. Para estrelas com envelopes convectivos

$\beta = 0.08$ (Lucy, 1967).

Para estrelas não deformadas, i.e. esféricas, o obscurecimento gravitacional deve atuar de maneira semelhante em todos os pontos da superfície. Entretanto, as estrelas secundárias em VCs e BPECs são mais alongadas na direção da primária, tornando essa região mais fria e, conseqüentemente, menos brilhante (além do efeito geométrico). O efeito da aplicação do obscurecimento gravitacional na distribuição de brilho da secundária é mostrado na Fig. 2.1. Note que o ponto $L1$ sofre um considerável efeito de obscurecimento. Outro efeito, um pouco menos notável, é que a região da estrela próxima ao plano orbital (região equatorial) também é menos brilhante do que as regiões polares (mais afastadas do plano orbital, na direção perpendicular). Efeito semelhante é observado em estrelas isoladas com alta rotação (Claret, 2000).

Na Fig. 2.2 (painel superior) mostramos o efeito do obscurecimento gravitacional na curva de luz. Novamente os efeitos são notáveis, com uma diferença de fluxo de $\sim 0.7\%$ e $\sim 2\%$ entre o modelo com $\beta = 0$ e os modelos com $\beta = 0.25$ em fase $\phi = 0$, respectivamente.

2.1.2 Albedo

É comum observar modulações nas curvas de luz de binárias cerradas causadas pelo efeito de irradiação de uma das componentes (geralmente a mais quente) sobre sua companheira. A amplitude do efeito de irradiação é medido pela razão entre o fluxo refletido e o fluxo incidente, conhecido como albedo. Para estrelas com envelopes convectivos o albedo é da ordem de $0.5 \leq A \leq 1.0$ (Vaz & Nordlund, 1985), mas pode ser ainda menor para estrelas completamente convectivas (Kallrath & Milone, 1999).

A modelagem do efeito de irradiação segue os mesmos procedimentos descritos por Kallrath & Milone (1999). Para um certo elemento em uma posição r_l , com temperatura local T_l na superfície da estrela irradiada, consideramos um fluxo total incidente F_s proveniente da estrela irradiante. Deste modo, o fluxo total (F_T) proveniente do elemento irradiado é,

$$F_T = F_l + A_t F_s, \quad (2.9)$$

onde F_l é o fluxo emergente e A a fração do fluxo incidente que é refletido e.g., o albedo. Rescrevemos a Equação 2.9, de modo que,

$$\frac{F_T}{F_l} = I_s = 1 + A_t \frac{F_s}{F_l}, \quad (2.10)$$

onde I_s é a razão entre o fluxo total emergente e o fluxo proveniente da estrela irradiada. Note que esta razão é uma função linear do fluxo incidente multiplicado pelo albedo. Deste modo, uma diminuição no efeito total pode ser conseguido tanto pelo decréscimo de A_t como em F_s . Para resolver essa questão, durante o procedimento de ajuste de curva de luz, optamos por ajustar a razão I_s no lugar de A_t ou F_s – ou mesmo no lugar de manter $A_t = 1$ e ajustar F_s . Por fim, se conhecemos I_s e os fluxos incidentes (F_s) e emergentes (F_l), podemos obter o albedo alterando os termos na Equação 2.10 de modo que,

$$A_t = \frac{I_s - 1}{F_r}, \quad \text{onde} \quad F_r = \frac{F_s}{F_l}. \quad (2.11)$$

2.2 Ajustes de curva de luz

Nesta seção apresentamos os testes realizados com o programa de modelagem de curva de luz de binárias compactas. Particularmente, estamos interessados em determinar a capacidade do modelo de obter os parâmetros orbitais de um sistema através de sua curva de luz em diferentes situações. O objetivo é testar a aplicabilidade do método para um determinado sistema de acordo com as suas propriedades e a qualidade dos dados disponíveis.

O método de obtenção dos parâmetros de um sistema binário consiste em minimizar a função,

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{\phi_0}^{\phi_n} \left(\frac{F_m(\phi_i) - F_o(\phi_i)}{\sigma_o(\phi_i)} \right)^2, \quad (2.12)$$

que relaciona os n fluxos observados (F_o) com o fluxo modelo (F_m), em função da fase orbital (ϕ) escalonado pelos erros fotométricos (σ_o).

Afim de obter os parâmetros que melhor ajustam os dados observados, utilizamos a implementação da rotina de minimização multi-dimensional de Nelder-Mead (Nelder & Mead, 1965, algoritmo simplex), disponível na biblioteca matemática GNU². Realizamos uma série de testes com o intuito de determinar a capacidade deste método em recuperar os parâmetros orbitais a partir da curva de luz em diferentes situações.

Para isso, geramos um conjunto de 1000 curvas de luz com parâmetros diferentes e com relação S/R = 50. Em todos os casos, consideramos um sistema binário composto por uma primária compacta e uma secundária que preenche uma superfície equipotencial dentro de seu lobo de Roche ($f_{fac} > 1.0$). Efeitos de transferência de matéria – por trasbordamento do lobo de Roche ou qualquer outro – não são considerados, assim como efeitos de iluminação. Os parâmetros ajustados no procedimento são a inclinação (i), a razão de massa (q), o fluxo das estrelas secundária (f_2) e primária (f_1) e o fator de preenchimento do lobo de Roche da estrela secundária (f_{fac}). Os parâmetros de cada curva de luz foram escolhidos aleatoriamente, respeitando os limites de ($35^\circ \leq i \leq 85^\circ$), ($0.2 \leq q \leq 0.8$), ($0.2 \leq f_2/f_T \leq 0.8$) e ($1.0 \leq f_{fac} \leq 1.2$). Por fim, determinamos os parâmetros através da minimização do χ^2 e comparamos os resultados com os parâmetros originais para cada conjunto de dados. Os resultados para i , q , f_2/f_T e f_{fac} estão mostrados na Figura 2.4.

Cada painel da Figura 2.4 apresenta, em tons de cinza, o mapa da densidade de distribuição dos parâmetros do modelo (eixo- x) em relação aos resultados obtidos para o mesmo parâmetro (eixo- y). A linha contínua mostra a relação $x = y$ (quando o parâmetro obtido pela minimização é igual ao do modelo). As linhas tracejadas mostram a posição do máximo (centro) e os limites superior/inferior que contém 68% da densidade de distribuição dos parâmetros recuperados (para caixas com largura de 10% os limites do eixo- x). Note que o centro da distribuição (linha tracejada central) é compatível com os parâmetros modelo (linha cheia) na maior parte dos casos, a não ser em alguns casos extremos. Em especial, notamos que para $i < 45^\circ$ e $q > 0.65$ há uma certa divergências entre os parâmetros modelos e os recuperados pela técnica. No caso da inclinação, podemos realmente esperar que, a medida que a inclinação decresce, diminui a amplitude da

² GNU Scientific Library - GSL, da sigla em inglês

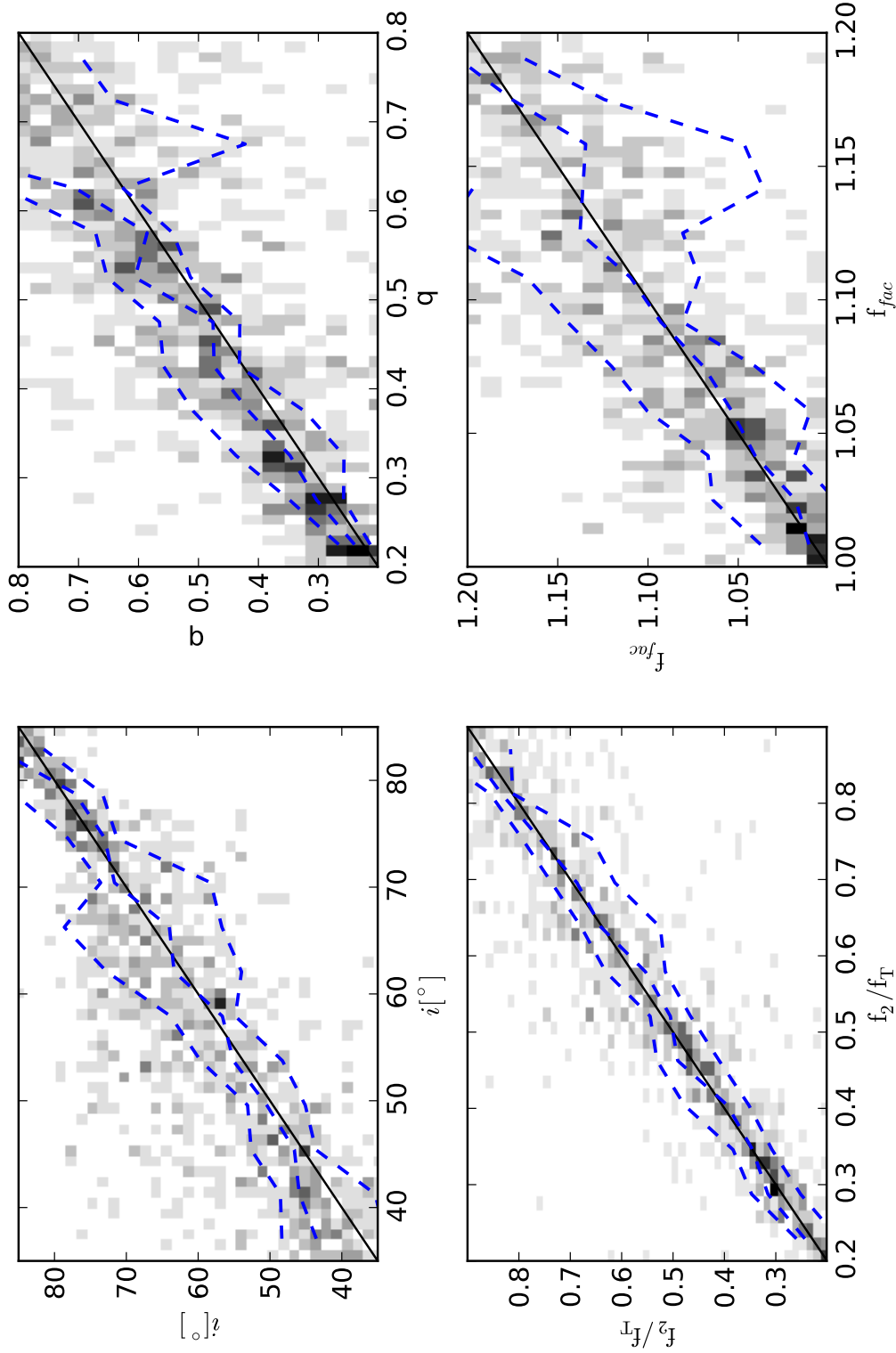


Fig. 2.4: Ajuste de curva de luz em relação aos parâmetros orbitais. Em cada painel mostramos a relação entre os parâmetros modelo (utilizados para gerar a curva de luz) e o parâmetro resultante do ajuste. Do painel superior à esquerda em sentido horário mostramos a relação entre a inclinação (i), razão de massa ($q = M_2/M_1$), fluxo da secundária em relação ao fluxo total (f_2/f_T) e o fator de preenchimento do lobo de Roche (f_{fac}). Em linha cheia mostramos a relação $x = y$ e em linhas tracejadas o valor médio e o desvio quadrático médio para caixas de largura 10% dos limites do eixo- x .

modulação elipsoidal e, conseqüentemente, torna-se mais difícil confinar os parâmetros do sistema.

Comportamento similar pode ser observado nas linhas que marcam os limites da distribuição. Por exemplo, podemos notar que os limites são menores para $i \gtrsim 70^\circ$. Acima desse limite o sistema se torna eclipsante, o que permite determinar mais precisamente os parâmetros orbitais. Claramente, o parâmetro menos confinado pela técnica, que apresenta os limites maiores, é o fator de preenchimento do lobo de Roche. Em especial, podemos notar que os limites crescem consideravelmente para $f_{fac} > 1.1$, sugerindo que os resultados se tornam menos confiáveis nesses regimes. De modo geral, podemos notar que a técnica de modelagem de curva de luz produz resultados confiáveis acerca dos parâmetros orbitais de sistemas binários cerrados.

2.3 Técnicas de imageamento indireto

Técnicas de imageamento indireto são amplamente utilizadas em astrofísica, assim como na medicina e geologia, para produzir imagens de estruturas cujo acesso visual é dificultado por algum tipo de barreira ou devido a limitação instrumental. Em geral, no caso de estrelas (simples ou binárias), os objetos se encontram a uma distância tão grande e suas dimensões são tão pequenas que é impossível, para os telescópios atuais, obterem imagens diretas desses objetos.

Por exemplo, uma estrela anã de baixa massa ($\sim 0.5 M_\odot$) típica, possui raio $\sim 400\,000$ km. Em termos gerais, a distância média das binárias de interesse é de $\gtrsim 200$ pc. Com estas medidas, obtemos um diâmetro angular de $\Theta \sim 1 \mu\text{arcsec}$. Entretanto, um telescópio com 100m de diâmetro³ possui um limite de resolução de difração de apenas $\sim 10^3 \mu\text{arcsec}$.

Por outro lado, estrelas isoladas de alta rotação possuem períodos em torno de ~ 8 h ($v_{rot} \sim 100 - 200$ km/s), enquanto as estrelas secundárias de VCs costumam rotacionar a uma taxa ainda mais alta. Com uma rede de difração de resolução $R = 30\,000$ ($\Delta v \sim 10$ km/s) em um telescópio da classe de 8 – 10m, somos capazes de resolver estruturas que cubram $\gtrsim 10 - 20\%$ da estrela ($\sim 40\,000$ km ou $\sim 3 \times$ o diâmetro da terra). Este exemplo ilustra a importância do desenvolvimento desse tipo de técnica. Em seguida, apresentamos uma breve descrição das técnicas que utilizamos neste trabalho.

2.3.1 Tomografia Doppler

A técnica de **TD** foi desenvolvida por [Marsh & Horne \(1988\)](#) afim de auxiliar na análise do comportamento das linhas de emissão de espectros de CVs com disco. Utilizando a variação no comprimento de onda da luz emitida, devido ao efeito Doppler, somos capazes de produzir mapas da distribuição de brilho do sistema.

De modo geral, a **TD** assume que,

1. Todos os pontos da região onde é produzido o espectro são igualmente visíveis em qualquer fase,
2. O fluxo produzido por um ponto fixo no referencial de rotação do sistema é constante no tempo,

³ Ainda não existem telescópios com este tamanho. Estamos citando aqui apenas como referência.

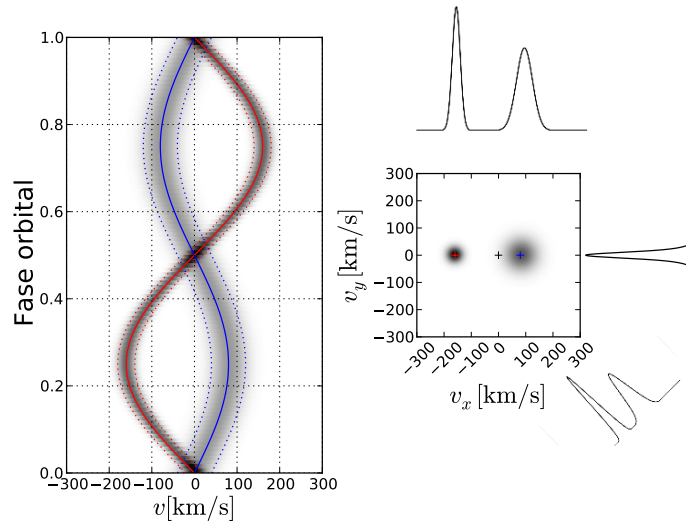


Fig. 2.5: Exemplo do funcionamento da técnica de Tomografia Doppler. **Esquerda:** esquema ilustrando o comportamento do perfil de linha e o funcionamento da técnica de TD. O espectro está mostrado em escala de cinza com o tempo correndo no eixo y (fase orbital) e o comprimento de onda no eixo x (velocidade). As linhas tracejadas mostram caminhos senoidais no trem de espectros cuja amplitude e a fase definem uma posição fixa no tomograma Doppler. **Direita:** Tomograma Doppler sintético utilizado para produzir o trem de espectro à esquerda. O mapa no espaço de velocidades é projetado em 3 direções distintas para produzir o perfil de linha para as 3 fases orbitais correspondentes.

3. Todo movimento se dá no plano orbital,
4. Os vetores de velocidade rotacionam com a binária, e
5. A largura intrínseca do perfil de linha de qualquer ponto é desprezível.

Na Figura 2.5 mostramos um esquema ilustrando o funcionamento da TD. Neste caso, utilizamos uma distribuição de brilho sintética (painel à direita na Figura 2.5) afim de reproduzir o comportamento de suas componentes em um ciclo (painel à esquerda na Figura 2.5). Além disso, no painel à direita na Figura 2.5 mostramos o perfil resultante em três fases orbitais distintas ($\phi = 0.375, 0.5$ e 0.75), mostrando o movimento relativo do observador em relação ao centro de massa do sistema (no sentido anti-horário).

Basicamente, existem duas técnicas principais para a obtenção de mapas da distribuição de brilho através da TD, a técnica de máxima entropia (Skilling, 1987) e a técnica de retro-projeção filtrada (*filtered back projection*). A descrição original da TD por Marsh & Horne (1988) foi feita utilizando a técnica da máxima entropia (ME), a qual utilizamos neste trabalho. A filosofia por trás da técnica de ME está fundamentada na estatística Bayesiana e em teoria da informação. De modo geral, a ME obtém a distribuição de brilho mais consistente com os dados que possua a distribuição mais provável. No caso da TD a consistência com os dados é medida utilizando o χ^2 , definido como,

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{\lambda=\lambda_i}^{\lambda_f} \frac{(F_o^\lambda(i) - F_m^\lambda(\phi_i))^2}{\sigma_o^\lambda(i)}, \quad (2.13)$$

sendo que N é o número de perfis de linha medido, F_o o perfil observado, F_m o perfil modelo, ϕ_i a fase orbital em que o perfil foi observado, σ_o o erro no fluxo do perfil observado, e λ_i e λ_f são, respectivamente, os comprimentos de onda inicial e final ao longo do perfil da linha em estudo.

Por outro lado, a probabilidade de uma certa distribuição é definida como sendo a entropia da distribuição de brilho. Em geral, a entropia pode ser definida de várias maneiras. Originalmente a entropia foi definida como sendo,

$$S = - \sum p_i \log p_i, \quad (2.14)$$

onde p_i é a intensidade normalizada do elemento i ($p_i = I_i / \sum I_j$). Essa definição tende a produzir resultados mais uniformes possíveis. Essa é uma suposição conservadora pois não introduz nenhuma informação *a priori* no resultado. Entretanto, como notado por Marsh & Horne (1988), a distribuição de brilho em CVs está longe de ser uniforme e, adotar esta forma de entropia, pode introduzir um sério viés na reconstrução da distribuição de brilho. Para resolver essa questão Marsh & Horne (1988) modificaram a função entropia, introduzindo o mapa de brilho padrão⁴ (J) a ser interativamente comparado com a distribuição de brilho em reconstrução. A função entropia modificada é escrita como,

$$S = - \sum p_i \log \frac{p_i}{q_i}, \quad \text{onde} \quad q_i = \frac{J_i}{\sum J_j}. \quad (2.15)$$

A escolha de J impõe, *a priori*, o padrão de simetria e a escala das estruturas que se pretende reconstruir na imagem. Por exemplo, quando se está interessado na estrutura radial de discos de acréscimo em CVs pode-se adotar um mapa padrão em que cada elemento seja uma média em azimute dos elementos à mesma distância ao centro do mapa reconstruído, de modo que a dependência radial será inteiramente definida pelos dados. Por outro lado, quando se está interessado em manchas na distribuição de brilho, como no caso da mancha brilhante ou a estrela secundária, é recomendado o uso de um mapa padrão que seja uma versão suavizada do mapa reconstruído. Neste caso, pode-se escolher a escala desejada pelo raio de suavização.

Encontrar a distribuição de brilho de maior entropia consistente com os dados é um problema de otimização (da entropia) com vínculos (o χ^2). Sua solução usual consiste em maximizar iterativamente a função,

$$F(\rho) = S - \frac{C'(\chi^2)}{\rho}, \quad C'(\chi^2) = \frac{\chi^2 - \chi_{aim}^2}{\chi_{aim}^2}, \quad (2.16)$$

onde, χ_{aim}^2 é o chi-quadrado desejado para a reconstrução (em geral $\chi_{aim}^2 = 1.0$). O fator ρ introduzido na Eq. 2.16, é um fator positivo modificado de acordo com um seqüência pré-definida. A seqüência deve ser escolhida de modo que ρ se aproxima de zero à medida que a entropia aproxima-se do valor máximo. De modo geral, a técnica de ME é uma adaptação do método de Levenberg-Marquardt para solução de equações não lineares e sua solução segue o mesmo raciocínio.

A influencia do mapa de brilho padrão no resultado final da distribuição de brilho depende fortemente da qualidade dos dados, i.e. relação sinal-ruído (S/R) e amostragem

⁴ em inglês, *default map*

em fase⁵. Quanto maior a relação S/R e melhor a amostragem em fase, menos dependente do mapa de brilho padrão serão os resultados.

Entretanto, são raros os casos em que se obtém dados que não apresentem algum tipo de limitação. Deste modo, é extremamente importante conhecer os efeitos na reconstrução da distribuição de brilho introduzidos pelos diferentes aspectos dos dados de entrada.

Em geral, o efeito da relação S/R na imagem reconstruída é simplesmente o de introduzir ruído (quanto menor a relação S/R maior o ruído resultante) na reconstrução da distribuição de brilho (veja Figura 2.6). Por outro lado a amostragem em fase – que pode tanto ser efeito do tempo de exposição, do número de perfis por fase e da distribuição dos perfis em fase – tem um efeito menos intuitivo no resultado final. Exemplos de distribuição de brilho obtidos com um número reduzido de perfis de linha estão mostrados na Figura 2.6. De modo geral, o número de exposições e a distribuição dos perfis em fase tende a afetar a detecção de estruturas longe do centro de massa do sistema (centro da reconstrução) i.e., com velocidades maiores.

Outra propriedade importante da TD é a simetria existente entre perfis em oposição de fase (perfis separados por 0.5 em fase). Como podemos notar na Figura 2.5, o perfil em fase zero será igual ao perfil em fase 0.5, e o perfil em fase 0.25 será igual ao perfil em fase 0.75 espelhado (invertendo-se o eixo x). Essa propriedade é resultado da soma das suposições assumidas pela técnica da TD, e permite obter mapas Dippler com cobertura de apenas metade da fase orbital. Deste modo, é possível determinar se o sistema em questão respeita as suposições da TD comparando mapas obtidos para diferentes meios ciclos (por exemplo, entre fases 0 – 0.5 e entre 0.5 – 1.0). Igualmente, esta metodologia possibilita mapear o aparecimento de artefatos na distribuição de brilho e.g. causados por baixa relação S/R ou amostragem em fase não uniforme.

2.3.2 Tomografia Roche

A TR é similar à técnica de TD, no sentido de que utiliza o efeito Doppler provocado pelo movimento da estrela (translação e rotação) para produzir imagens da distribuição de brilho sobre a superfície da estrela secundária. Entretanto, ao invés de produzir um mapa no espaço das velocidades, a TR produz um mapa da distribuição de brilho na superfície equipotencial gravitacional correspondente à fotosfera da estrela. A técnica foi revista por [Watson & Dhillon \(2001\)](#), que demonstraram grande parte de suas limitações e aplicabilidade. Devido à alta complexidade requerida na obtenção de dados (telescópios com diâmetros $\gtrsim 6\text{m}$ e espectrógrafos com $R \gtrsim 10\,000$), foi só nos últimos anos que essa técnica se desenvolveu a contento.

Na Figura 2.7 mostramos, de maneira geral, como o aparecimento de manchas frias afeta a formação do perfil de linha da estrela. Quando uma mancha fria emerge na superfície da estrela secundária (veja seção 1.1) o resultado observado na formação do perfil de linha é uma diminuição na temperatura efetiva para uma região de mesma velocidade. Isso faz com que o contínuo da componente com manchas (linhas cheias na Figura 2.7) do perfil seja menos pronunciado do que no caso onde não há manchas (linhas tracejadas na Figura 2.7). Como resultado, o perfil resultante (que é formado pela soma dos perfis para cada região em velocidade) terá uma forma diferente e um fluxo total

⁵ Vale lembrar que a resolução espectral dita a escala com que as estruturas serão resolvidas no mapa da distribuição de brilho reconstruída.

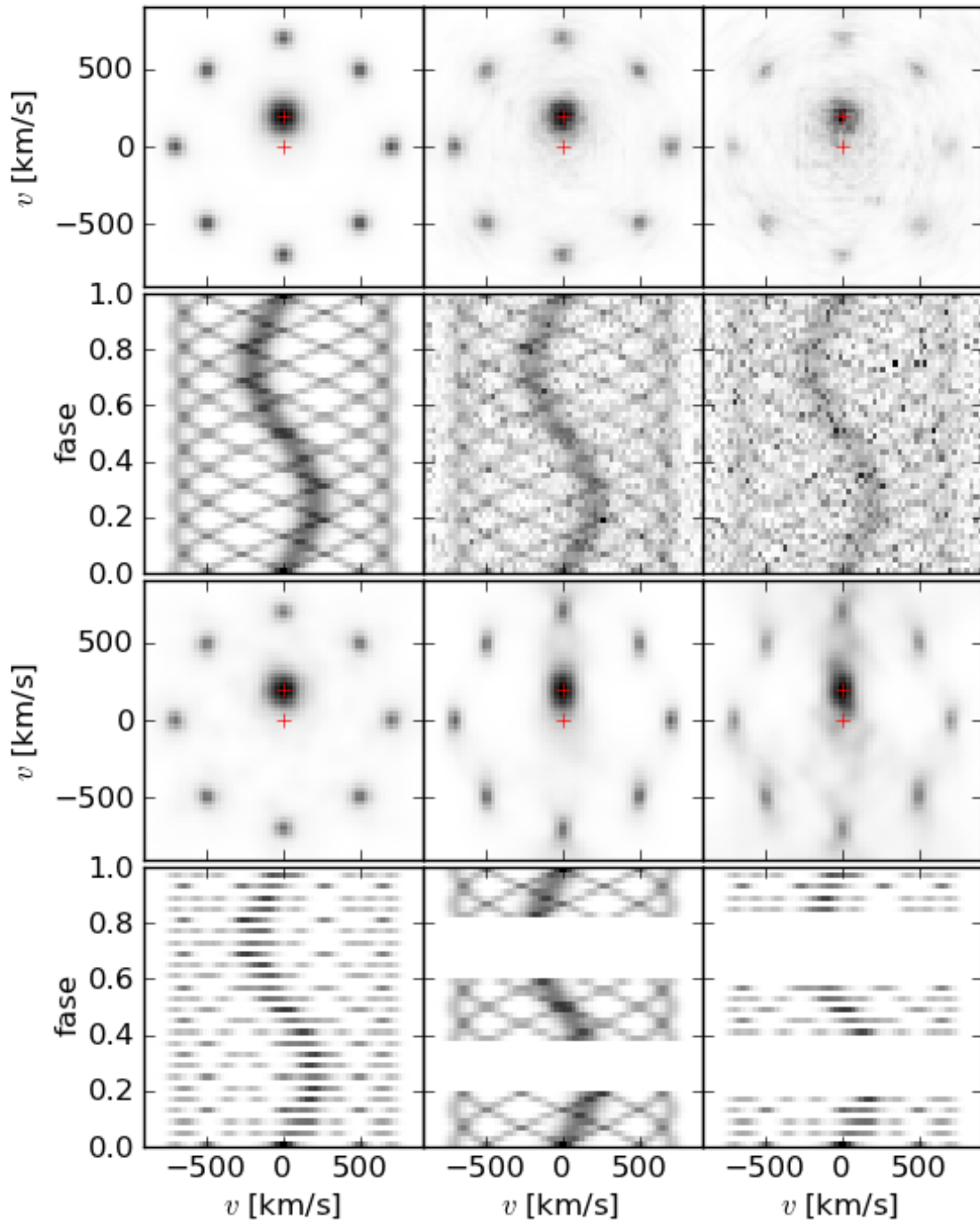


Fig. 2.6: Exemplo de aplicação de Tomografia Doppler a dados modelos. Na primeira e terceira fileira de painéis (de cima para baixo) são mostramos os mapas Doppler obtidos através da aplicação de **TD** ao dados apresentados nos painéis imediatamente abaixo. Os seis painéis superiores mostram o resultado na reconstrução, da introdução de ruído nos dados. Da esquerda para a direita apresentamos dados com relação S/R de 100, 25 e 5. Os painéis inferiores, mostram o efeito de baixa taxa de amostragem em fase, de falta de amostragem (simulando interrupções nas observações) e de ambos os efeitos. Nos três casos, a relação S/R = 100.

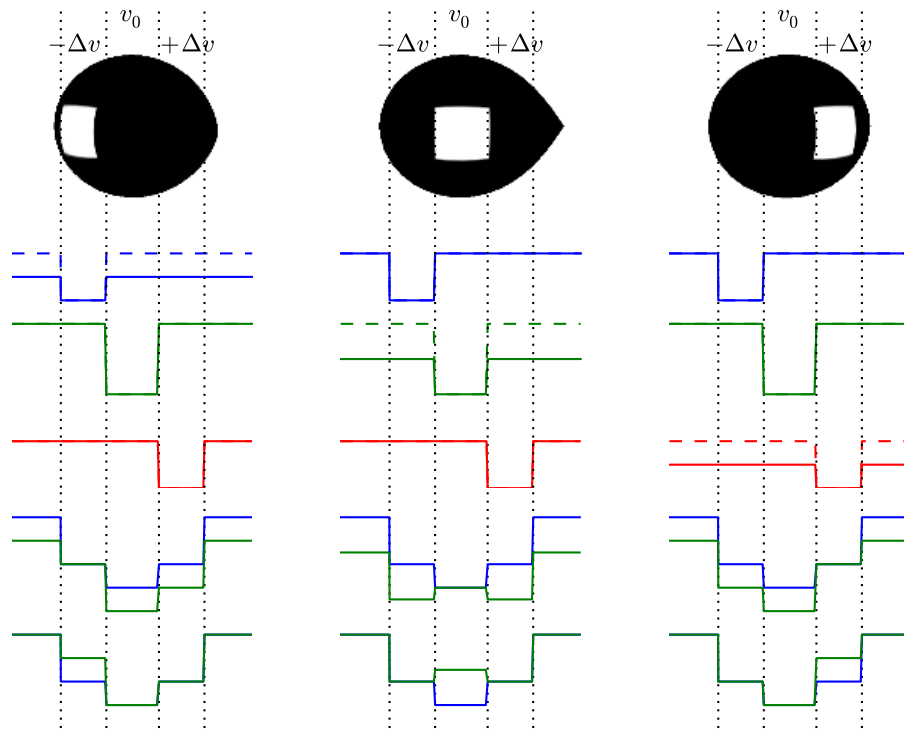


Fig. 2.7: Exemplo do funcionamento/aplicação da técnica de Tomografia Roche. Na parte superior mostramos um exemplo de uma mancha quadrada hipotética na face da estrela secundária, e o efeito da rotação da estrela em 3 posições distintas. Abaixo de cada imagem mostramos o perfil de linha em 3 regiões de velocidade constante separadas por linhas pontilhadas verticais. Os perfis representados em linha tracejada são correspondentes a um perfil de linha sem efeito de manchas enquanto o perfil em linha cheia representa o perfil observado i.e. afetado por manchas ou não. Os perfis mais abaixo representam o perfil total na dada fase (sendo que o mais abaixo é o perfil com contínuo normalizado), que são a soma dos perfis em cada velocidade, para o caso com mancha (linha verde) e sem mancha (linha azul). Em todos os casos o perfil não é aquele obtido pela correta modelagem da estrela mas apenas uma representação. Veja o texto para discussão detalhada.

menor devido ao aparecimento da mancha. Quando o contínuo do perfil é normalizado, vemos mais claramente o efeito do aparecimento das manchas (curvas mais abaixo na Figura 2.7).

O efeito produzido no perfil de linha pode ser utilizado para mapear o formato e até a temperatura das manchas na face da estrela através de técnicas de inversão. No caso de TR, a técnica da máxima entropia (Spruit, 1998) é a mais utilizada para obter o perfil de distribuição de brilho da estrela.

De modo geral, a técnica de TR se baseia nas seguintes suposições:

- A estrela ocupa uma superfície equipotencial igual ou menor que seu lobo de Roche.

Esta é uma generalização à suposição de que a estrela preenche o lobo de Roche, utilizada na descrição original da técnica (Watson & Dhillon, 2001). Esta generalização foi introduzida por nós afim de permitir a aplicação da TR a objetos desligados (Pré-VCs e objetos tipo BY Dra). A partir desta suposição podemos descrever a superfície da estrela a ser imageada.

- A estrela possui rotação síncrona com a binária e órbita circular.

Estas suposições simplificam o processo de obter a superfície da estrela e diminuem os parâmetros do modelo. Uma vez que as escalas de tempo de sincronização e circularização por efeito de maré ($\simeq 10^4 - 10^5$ anos) são bem curtas comparadas com os tempos de vida destas binárias, as duas suposições podem ser consideradas válidas para uma grande fração das binárias próximas e, principalmente, para as VCs.

- A forma do perfil intrínseco da linha permanece inalterado.

Além do alargamento Doppler introduzido pela rotação da estrela (o que possibilita a aplicação de técnicas de imageamento indireto), o perfil de linha possui um alargamento natural. Independente da origem deste alargamento (p. ex. turbulência), este alargamento é introduzido no modelo e considerado constante.

- O perfil de linha é resultado *apenas* da estrela imageada.

Em objetos com disco (VCs) ou cujas componentes possuem tipos espectrais parecidos (objetos tipo BY Dra), o perfil de linha pode facilmente ser contaminado pela contribuição dessas componentes. O perfil de linha deve ser inspecionado afim de determinar a presença de outras fontes. Em geral, o disco de acréscimo em VCs é muito quente para contribuir nas regiões espectrais e linhas de interesse. Além disso, devido às suas altas velocidades, é fácil identificar qualquer contribuição proveniente do disco. Por outro lado, em binárias tipo BY Dra, é comum se observar componentes com características espectrais semelhantes. Nesses casos, podemos evitar o efeito de contaminação excluindo as fases de conjunção (fases ~ 0 e ~ 0.5) do processo de reconstrução. No caso de pré-VCs, a componente primária é uma anã branca que, excluindo-se as linhas da série de Balmer, não possui características espectrais marcantes.

- A distribuição de brilho da estrela permanece inalterada durante as observações.

A configuração de manchas na superfície de estrelas é relativamente estável em escalas de tempo maiores que o ciclo orbital (veja seção 1.1). Entretanto, é possível que variações devido à atividade magnética, e.g. flares, afetem a distribuição de brilho em escalas de tempo menores que o período orbital. Nestes casos, é importante identificar a ocorrência desses efeitos e excluir esses perfis de linha da reconstrução.

- Os parâmetros orbitais e atmosféricos são bem conhecidos.

Os parâmetros necessários para a aplicação da técnica de TR são: o período orbital (P_{orb}), as massas de ambas as componentes (M_1 e M_2) e a inclinação do sistema (i). Adicionalmente, os parâmetros atmosféricos envolvidos na reconstrução são: obscurecimento gravitacional e obscurecimento de borda. Além disso, a velocidade sistêmica (γ) e o alargamento intrínseco da linha devem ser igualmente conhecidos. Dentre os parâmetros necessários para a aplicação da técnica, o período orbital geralmente é o mais bem determinado. A estimativa de massas e da inclinação não é trivial, sendo que esses parâmetros são bem determinados geralmente apenas para sistemas eclipsantes.

A técnica de TR se baseia na solução da Eq. 2.16 descrita anteriormente para a TD. Além disso, o χ^2 e a entropia são obtidos da mesma maneira, através das Eq. 2.13 e 2.15.

Para caracterizar as propriedades da técnica e de nossa ferramenta de TR, realizamos inúmeros testes considerando diferentes situações normalmente encontradas em dados reais. Iremos nos concentrar em analisar os diferentes efeitos sistemáticos relacionados a qualidade/propriedade dos dados de entrada. Por fim, estudamos o impacto da determinação dos parâmetros orbitais na reconstrução da distribuição de brilho. Exceto quando explicitado, a distribuição de brilho utilizada nos testes a seguir é aquela mostrada na Fig. 2.8. Esta distribuição consiste de 5 manchas escuras de intensidade máxima igual a 1/2 daquela da fotosfera. Os perfis de brilho são construídos como Gaussianas invertidas. A distribuição das manchas foi escolhida de modo a representar o pólo da estrela, a região do ponto L1 e a região diametralmente oposta, e as quadraturas. A seguir mostramos os resultados destes testes.

Relação Sinal-Ruído

Uma das principais propriedades que caracterizam um conjunto de dados (seja ele qual for), é a relação entre o valor da própria medida e a incerteza a ela associada. Realizamos uma seqüência de reconstruções utilizando a mesma distribuição de brilho para gerar diferentes conjuntos de dados com relação S/R distintas. Os parâmetros orbitais e atmosféricos, assim como o número de perfis de linha, foram mantidos os mesmos em todos os conjuntos.

Comparando o mapa obtido pela aplicação da nossa ferramenta de TR com a distribuição de brilho utilizada para gerar os dados podemos medir a qualidade da reconstrução. Os resultados são apresentados na Fig. 2.9, onde mostramos o desvio quadrático médio, ao longo do mapa, da diferença entre a reconstrução e o mapa original, dividido pelo desvio quadrático médio ao longo do mapa original. Um total de 40 simulações foram realizadas variando a relação S/R de 30 a 500. Para cada conjunto de dados realizamos

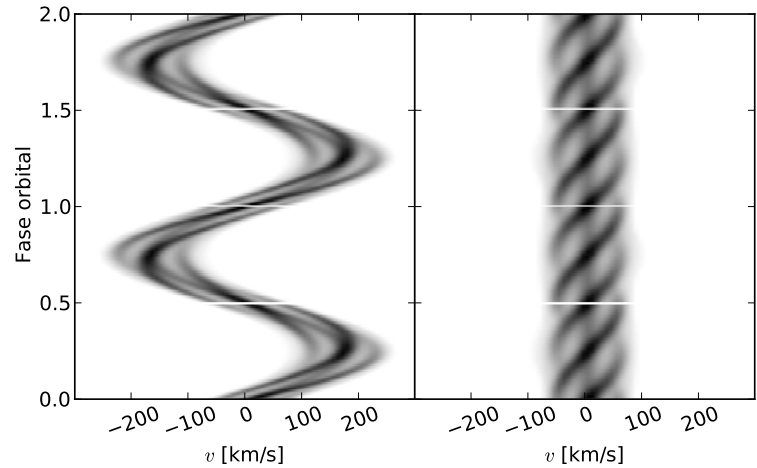


Fig. 2.8: Distribuição de brilho e trem de espectros modelos utilizados nos testes da ferramenta de TR. À esquerda mostramos a distribuição superficial de brilho da estrela em 5 posições diferentes, para melhor visualização. As fases referentes a cada projeção estão indicadas na figura e são mostradas para uma inclinação de 60° , a não ser pela projeção especificada como “pólo”. Neste caso, mostramos a imagem com inclinação de 0° . Os painéis à direita mostram a evolução dos perfis de linha em fase. O painel mais à esquerda mostra as variações do perfil de linha sem a correção da velocidade orbital (K_2) da estrela, enquanto o painel mais à direita mostra os perfis corrigidos pela velocidade orbital da estrela.

uma simulação de Monte-Carlo afim de determinar a significância estatística de cada reconstrução. Deste modo, um resultado de 1 na Fig. 2.9 significa que nenhuma estrutura foi propriamente reconstruída.

Os testes mostram que a qualidade da reconstrução melhora com o aumento da relação S/R até valores de $S/R \sim 300$. Para além desse limite aumentos em S/R não produzem melhora na qualidade da reconstrução.

Tempo de exposição e cobertura em fase

O tempo de exposição define a quantidade de fótons que será coletada pelo instrumento em cada espectro. Caso o tempo de exposição seja muito curto a relação S/R do espectro pode ser seriamente comprometida. Por outro lado, caso a exposição seja muito longa, as estruturas no espectro serão borradas em velocidade devido ao movimento orbital do sistema. Um exemplo deste efeito pode ser visto na Figura 2.10.

Para uma dada configuração instrumental e parâmetros do sistema em questão, podemos determinar um tempo de exposição ótimo – um compromisso entre ter boa relação S/R e minimizar o efeito de borramento em velocidade. Para que uma estrutura não seja borrada devido ao tempo de exposição, é necessário que a variação da velocidade de um ponto na superfície da estrela seja menor ou igual à resolução espectral. Deste modo, podemos estimar que esse efeito será desprezível se,

$$\Delta K(t_{exp}) \leq v_r, \quad (2.17)$$

onde K é a velocidade orbital e t_{exp} e v_r são o tempo de exposição e a resolução em

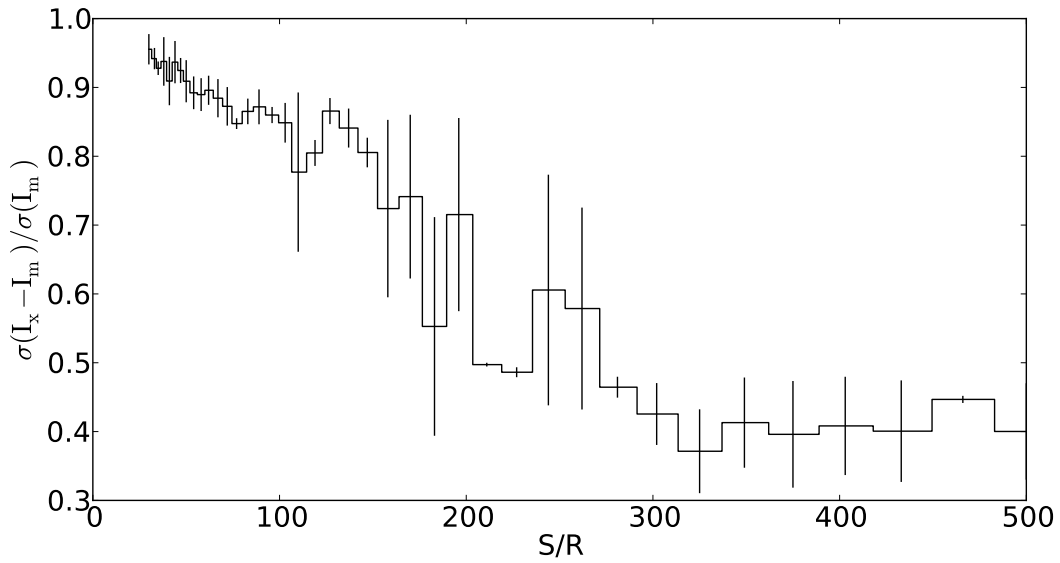


Fig. 2.9: Dependência da reconstrução com relação S/R dos dados.

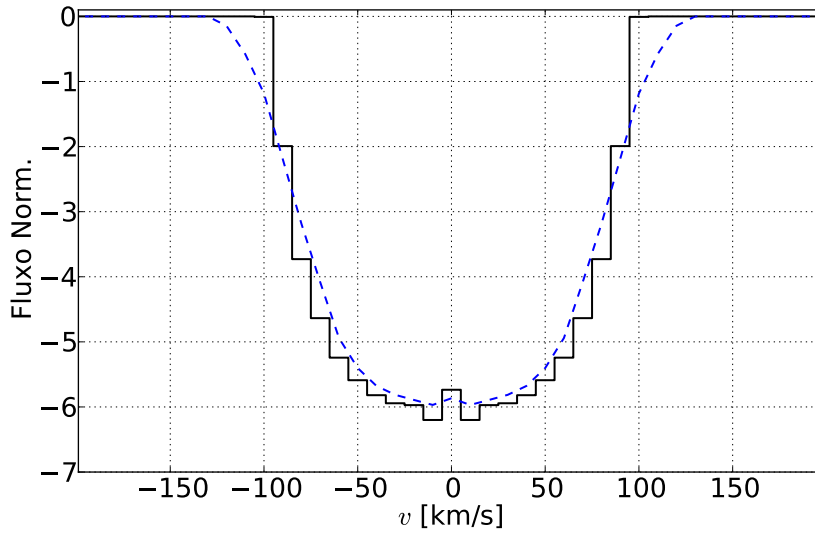


Fig. 2.10: Ilustração de como o tempo de exposição pode afetar o perfil de linha. O histograma em linha cheia mostra o perfil original em fase $\phi = 0.5$ com uma resolução espectral em velocidade de $v_r = 10$ km/s. Em linha tracejada mostramos o perfil resultante da combinação de espectros entre fases $0.49 \leq \phi \leq 0.51$, simulando um tempo de exposição de 10 minutos para um objeto com $P_{\text{orb}} = 8$ h, $i = 60^\circ$, $M_1 = 1.0$ e $M_2 = 0.5$ ($K_1 = 101$ km/s e $K_2 = 203$ km/s).

velocidade do espectro, respectivamente. Relembrando as relações para o movimento circular,

$$a_c = \frac{K^2}{R} = K\omega = \frac{2\pi K}{P_{\text{orb}}}, \quad (2.18)$$

sendo que a_c é a aceleração centrípeta, R o raio orbital e P_{orb} o período orbital. Note que ambos t_{exp} e v_r são definidos pelo observador/instrumento, enquanto que os outros parâmetros dependem unicamente do objeto observado. Por fim, utilizando as Equações 2.17 e 2.18, e lembrando que $\Delta K(t_{\text{exp}}) = a_c t_{\text{exp}}$, obtemos que,

$$t_{\text{exp}}(\text{max}) \leq \frac{v_r P_{\text{orb}}}{2\pi K}. \quad (2.19)$$

Deste modo, para que o perfil de linha do objeto observado não seja afetado pelo efeito de rotação do sistema, o tempo de exposição deve respeitar a relação 2.19. Na Figura 2.10 comparamos o perfil de linha em fase $\phi = 0.5$ sem considerar o tempo de exposição (histograma em linha cheia) e para $t_{\text{exp}} = 5 \times t_{\text{exp}}(\text{max})$ (curva tracejada). Note como as regiões de alta velocidade do perfil são afetadas pelo efeito do tempo de exposição e como as partes centrais do perfil são mais rasas.

Em alguns casos pode acontecer dos dados disponíveis não respeitarem a relação 2.19. Por exemplo, pode acontecer dos dados não terem sido obtidos com o intuito de se aplicar técnicas de imageamento indireto. Em outros casos, a relação S/R desejada só pode ser obtida para tempos de exposição maiores. Independente da origem, podemos estimar os efeitos de se violar a relação 2.19 na reconstrução da distribuição de brilho e até mesmo tentar contornar o problema.

Afim de simular o resultado de um tempo de exposição superior ao imposto pela equação 2.19, combinamos diferentes perfis de linha linearmente espaçados na faixa em fase que representa o tempo de exposição. Podemos definir o número de perfis de linha necessários para este procedimento através da relação,

$$N_p = \text{ceil}\left(\frac{t_{\text{exp}}}{t_{\text{exp}}(\text{max})}\right), \quad (2.20)$$

onde $t_{\text{exp}}(\text{max})$ é o resultado da Equação 2.19, t_{exp} o tempo de exposição desejado e N_p o menor número inteiro maior que a divisão acima mencionada. Deste modo, podemos construir um perfil de linha sintético capaz de representar o efeito de tempos de exposições maiores que os especificados pela Equação 2.19.

Inicialmente, utilizamos a relação 2.20 para estudar o efeito de tempos de exposição longos na reconstrução da distribuição de brilho da estrela. Na Fig. 2.11 mostramos – de cima para baixo, nos três painéis superiores – os resultados obtidos utilizando $t_{\text{exp}} = 2\times, 3\times$ e $5 \times t_{\text{exp}}(\text{max})$. Como esperado, o efeito é mais pronunciado à medida que cresce o tempo de exposição. Podemos notar o aparecimento de um anel ao redor do equador da estrela, provavelmente devido ao alargamento introduzido pelo movimento orbital (veja Fig. 2.10). Para valores de $t_{\text{exp}} \sim 2\times, 3 \times t_{\text{exp}}(\text{max})$ o principal efeito (além do mencionado anteriormente) é o de borrar as estruturas na reconstrução da distribuição de brilho (veja os dois painéis superiores da Fig. 2.11). Por outro lado, para valores de $t_{\text{exp}} \sim 5 \times t_{\text{exp}}(\text{max})$ a reconstrução da distribuição de brilho (painel intermediário na Fig. 2.11) fica muito comprometida, e mal podemos identificar as manchas originais.

Estes testes indicam que o efeito de borramento em velocidade, causado por tempos de exposição muito altos, pode dificultar ou mesmo inviabilizar a detecção de estruturas na distribuição de brilho.

Entretanto, podemos utilizar este mesmo processo de construção do perfil de linha para tempos de exposição maiores que $t_{exp}(\max)$ afim de corrigir este efeito no processo de reconstrução. Deste modo, no lugar de considerar um único perfil de linha modelo, combinamos uma série de perfis modelo para reproduzir cada perfil de linha observado durante o processo de reconstrução. O número de perfis utilizado neste processo é dado pela Equação 2.20. O resultado da combinação de perfis para corrigir tempos de exposição maiores que os determinados pela Equação 2.19 esta mostrado na Fig. 2.11 (segundo painel de baixo para cima). Note que este processo não apenas retira o anel equatorial artificialmente introduzido pelo movimento orbital como permite detectar as estruturas na distribuição de brilho.

Além de determinar o limite para tempos de exposição em dados reais, a Equação 2.19 também representa a taxa de amostragem em fase ideal para uma certa configuração instrumental. Por exemplo, se os perfis de linha são amostrados a uma taxa igual a $t_{exp}(\max)$, as estruturas irão passar sucessivamente de um posição em velocidade para a seguinte. Caso a amostragem seja maior que $t_{exp}(\max)$ as estruturas permanecem, praticamente, na mesma posição em velocidade e o perfil de linha não se altera significativamente de um espectro para o outro. Por outro lado, caso a taxa de amostragem seja menor, as estruturas podem não ser amostradas em todas as velocidades e a reconstrução da superfície ficará incompleta. Note que, em dados reais, o tempo de exposição e a amostragem em fase são quantidades diferentes. Isso se deve ao fato de que os instrumentos possuem um tempo de leitura considerável, que introduz um tempo morto entre a aquisição de um espectro e outro.

Para ilustrar esse efeito, realizamos reconstruções da distribuição de brilho reduzindo a amostragem em fase para 1/2, 1/5 e 1/10 do especificado pela Equação 2.19. Na Fig. 2.11 (painel inferior) mostramos os resultados apenas para amostragem em fase de 1/10, uma vez que os resultados para 1/2 e 1/5 são menos expressivos. Podemos notar claramente que o efeito de diminuir a amostragem em fase é desprezível se comparado ao efeito de longos tempos de exposição. De maneira geral, o principal efeito do número reduzido de perfis é o aparecimento de arcos na distribuição de brilho, que são suavizados pela entropia no processo de reconstrução. Note que a qualidade da reconstrução obtida para um número reduzido de perfis de linha é similar à daquela obtida pela correção de longos tempos de exposição. Vale lembrar que, neste segundo caso, o número de perfis de linha também é reduzido. Infelizmente, não existe maneira efetiva de contornar os problemas decorrentes de baixa amostragem em fase. Nestes casos a escolha da função de entropia e o mapa padrão são importantes para suavizar as estruturas na reconstrução da distribuição de brilho.

Resolução espectral

Outra propriedade importante que define os dados espectroscópicos é a resolução espectral. Usualmente,

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

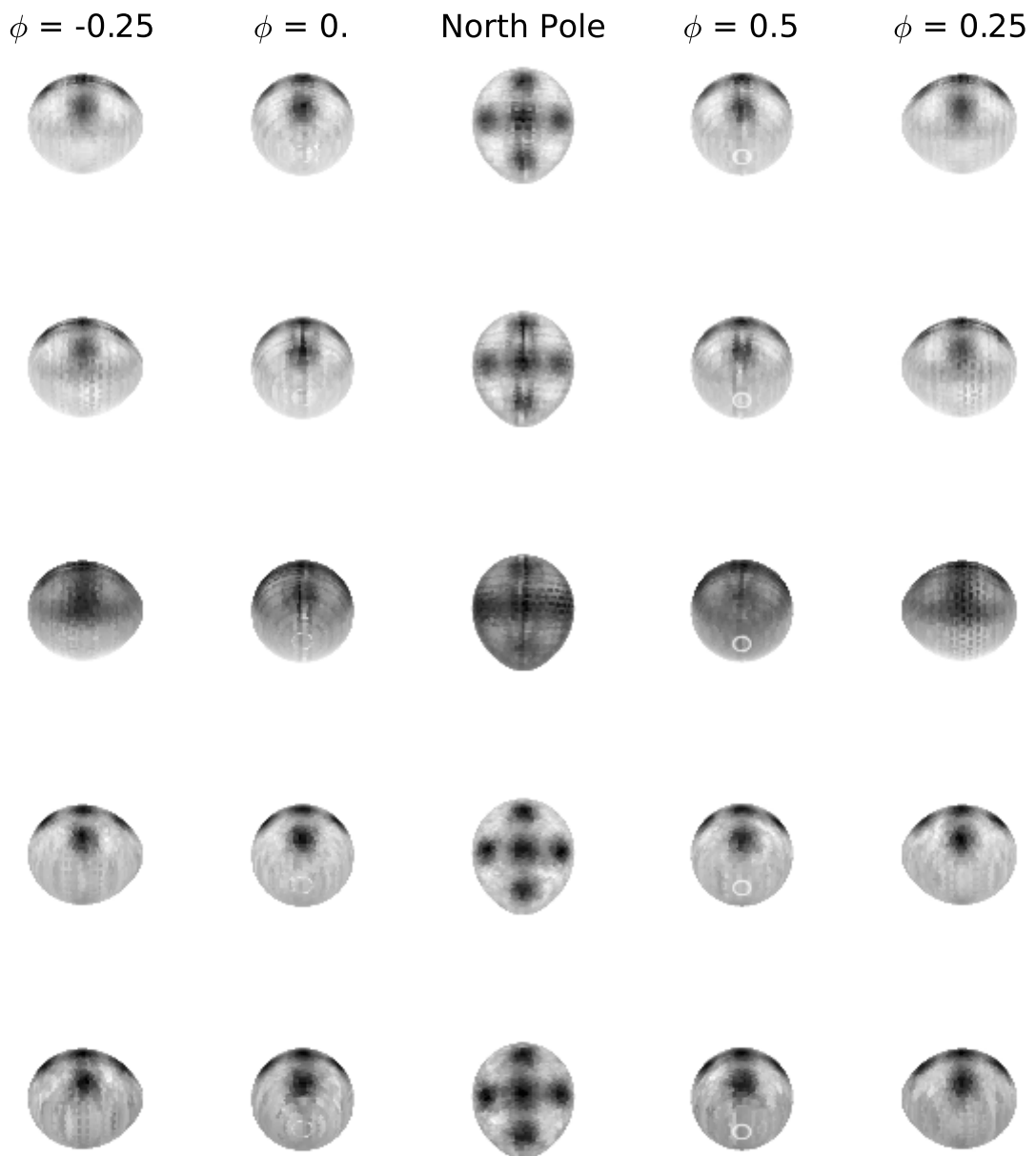


Fig. 2.11: Efeitos do tempo de exposição e número de perfis na reconstrução da distribuição de brilho.

onde R é a resolução espectral do instrumento, $\Delta\lambda$ a separação, em comprimento de onda, dos elementos do espectro e λ o comprimento de onda. Apesar das componentes mais frias em CVs e pré-CVs serem mais pronunciadas no infravermelho ($\lambda \geq 9\,000\text{ \AA}$, veja seção 1.3), a grande maioria das linhas de absorção fotosféricas se encontram na região do ótico ($\lambda \sim 6\,000\text{ \AA}$). Deste modo, afim de se obter uma resolução em velocidades de $v_r = 10\text{ km/s}$ – capaz de resolver estruturas em brilho com dimensões igual ou maiores que 10% do raio da estrela – é necessário uma resolução espectral de,

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{c}{v_r} \sim 30\,000,$$

onde c é a velocidade da luz.

A resolução espectral determina a escala das estruturas que serão resolvidas pela técnica de imageamento indireto. Realizamos uma série de testes afim de investigar os efeitos de degradação da resolução espectral sobre a distribuição de brilho reconstruída e, mais importante, o comportamento para estruturas menores que a resolução nominal. Os resultados da reconstrução da distribuição de brilho para resoluções espectrais (em velocidade) de 10 km/s, 20 km/s e 40 km/s estão mostrados nos painéis superiores da Fig. 2.12. Como as estruturas introduzidas na distribuição de brilho modelo são relativamente extensas, existem poucas diferenças entre os resultados para resoluções de 10 km/s e 20 km/s. O mais notável nestes casos é o efeito sobre a mancha polar, que se torna menos suave e levemente mais extensa. Por outro lado, a qualidade da reconstrução para uma resolução em velocidade de 40 km/s é muito degradada em relação às de maior resolução. Neste caso, não somos capazes de diferenciar as diferentes manchas, que aparecem como uma única mancha extensa. Além disso, vemos novamente o aparecimento de arcos na direção latitudinal – que é a direção da projeção dos elementos dos perfis de linha na superfície da estrela.

O painel inferior da Fig. 2.12 ilustra o caso de dados com boa resolução espectral ($v_r = 10\text{ km/s}$) mas contendo estruturas menores que a resolução espacial correspondente. Para este caso, utilizamos a mesma posição central das estruturas mostradas na Fig. 2.8 mas, ao invés de uma geometria Gaussiana, cada estrutura cobre apenas 1 elemento do mapa modelo. A intensidade dos elementos foi escolhida de modo que o fluxo observado seja o mesmo das estruturas originais. Como podemos notar na Fig. 2.12, o resultado da distribuição de brilho neste caso é um conjunto de 5 estruturas extensas de dimensões comparáveis à correspondente resolução espacial. Este caso ilustra a capacidade do método de resolver estruturas maiores que a resolução espectral, ou que estejam separadas por uma distância maior ou igual à da resolução espacial correspondente.

Podemos concluir que, ao analisar o resultado de imagens reconstruídas da distribuição de brilho de estrelas, devemos ser cautelosos em se tratando da separação das estruturas. Como vimos, o método tende a agrupar estruturas menores que a resolução espectral em grupos que podem parecer uma única estrutura. Entretanto, o mais importante é sermos capazes de identificar a posição das manchas e, em segunda ordem, sua intensidade relativa à fotosfera, o que permite uma comparação com os modelos de dínamo estelar e a determinação do nível de atividade estelar.

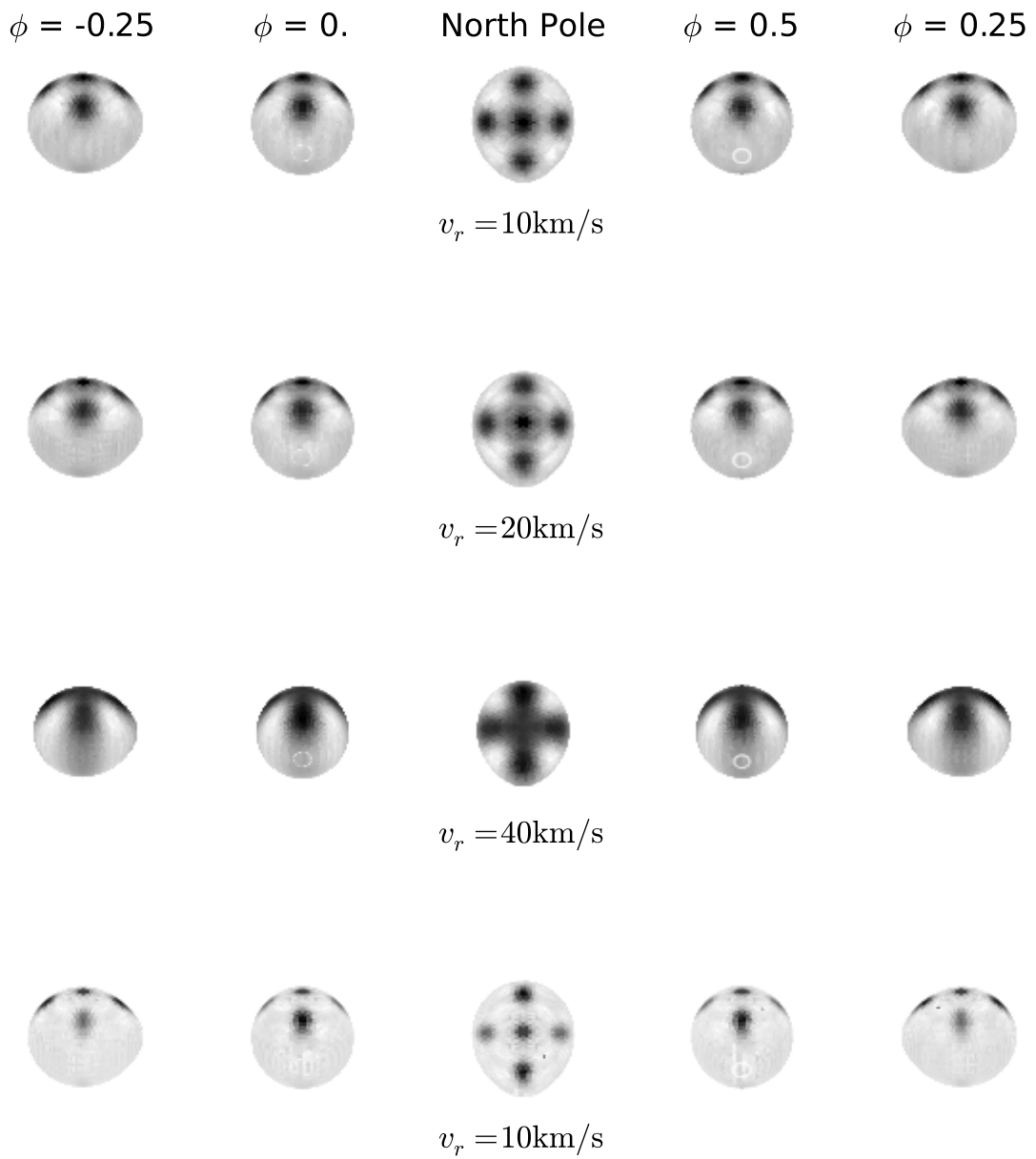


Fig. 2.12: Efeito da resolução espectral na reconstrução da distribuição de brilho. Ao centro, abaixo de cada simulação está mostrado a resolução espectral em velocidades (v_r).

Tab. 2.1: Parâmetros orbitais utilizados para obter as reconstruções de distribuição de brilho da Fig. 2.13. Da esquerda para a direita os parâmetros são: identificador (ID), inclinação (i), massa da primária (M_1) e da secundária (M_2) em massas solares e a entropia da reconstrução. Os parâmetros utilizados para gerar os dados são os correspondentes ao modelo ID3. As semi-amplitudes da velocidade radial são $K_1 = 101$ km/s e $K_2 = 203$ km/s, respectivamente para a primária e a secundária, e são as mesmas para todos os casos apresentados.

ID	i [°]	M_1 [M_\odot]	M_2 [M_\odot]	S
1	85.68	0.65	0.33	-1.80×10^{-3}
2	68.43	0.81	0.40	-1.88×10^{-3}
3	60.14	1.00	0.50	-1.30×10^{-3}
4	53.38	1.26	0.63	-1.48×10^{-3}
5	43.42	2.00	1.00	-1.92×10^{-3}

Parâmetros orbitais

Os parâmetros orbitais são um aspecto importante no processo de aplicação da técnicas de TR. São eles que definem a forma (M_1 e M_2) e a orientação (i e P_{orb}) da superfície a ser imageada. Entretanto, nem sempre podemos encontrar valores confiáveis para esses parâmetros na literatura.

O período orbital é, de longe, o parâmetro mais bem determinado entre os envolvidos no processo de reconstrução, apresentando incertezas geralmente menores que décimos de segundos (erros relativos $\Delta P/P \leq 10^{-5}$). Por outro lado, salvo nos casos de objetos eclipsantes ($i \gtrsim 70^\circ$), dificilmente encontramos valores bem determinados (incerteza $\lesssim 10\%$) para as massas (M_1 e M_2) e para a inclinação (i). Deste modo, é importante conhecer os efeitos que erros nos parâmetros orbitais adotados tem sobre reconstruções da distribuição de brilho.

Apesar de não ser trivial obter os parâmetros orbitais (massas e inclinação), podemos determinar a velocidade orbital das componentes (K_1 e K_2). Por exemplo, os próprios dados necessários para aplicação de TR permitem determinar K_1 e K_2 com boa precisão. A partir da 3ª lei de Kepler podemos determinar um conjunto de massas e inclinações que correspondem aos mesmos K_1 e K_2 .

Realizamos uma série de testes considerando a relação que determina um conjunto de parâmetros orbitais (i , M_1 e M_2) a serem utilizados no processo de reconstrução, que resultam em velocidades orbitais equivalentes. Na Fig. 2.13 mostramos os resultados destes testes. Os parâmetros utilizados para reconstruir as distribuições de brilho estão listados na Tabela 2.1, na mesma ordem em que aparecem na Fig. 2.13.

As distribuições de brilho mostradas na Fig. 2.13 são consistentes entre si. Podemos notar que o posicionamento das manchas é recuperado de forma satisfatória. Entretanto, nos casos ID1, ID2, ID4 e ID5 podemos notar o aparecimento de uma mancha brilhante/escuro na face externa da estrela para os casos de inclinações maiores/menores, respectivamente. A introdução dessas estruturas afim de compensar a escolha errada dos parâmetros orbitais é responsável pelo aumento da entropia do mapa final da distribuição de brilho, como pode ser notado na Tabela 2.1. Deste modo, a entropia da reconstrução pode ser utilizada

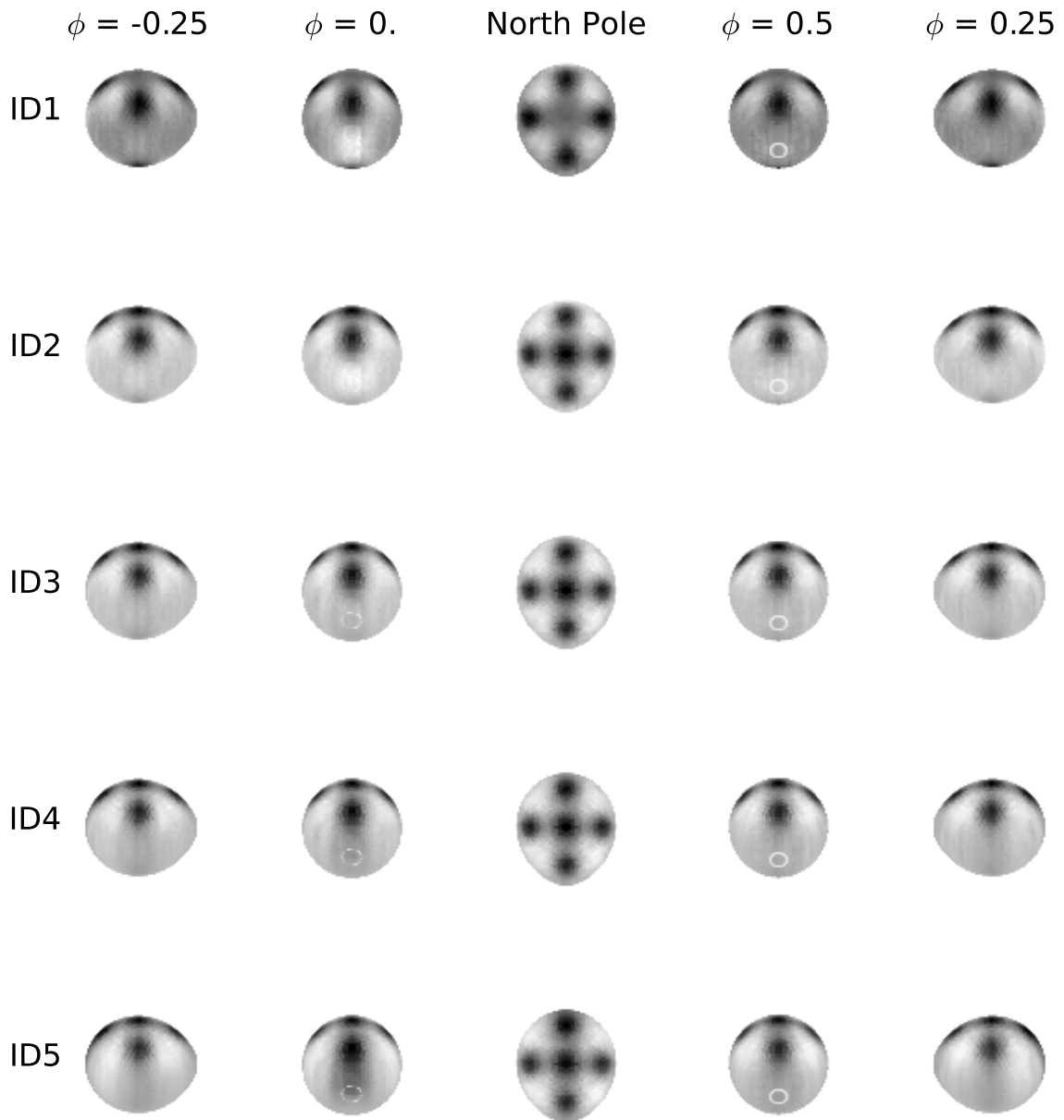


Fig. 2.13: Efeito da utilização de parâmetros orbitais diferentes na reconstrução da distribuição de brilho respeitando a relação imposta pela 3ª lei de Kepler.

para refinar os parâmetros do sistema, varrendo o espaço dos parâmetros e identificando qual conjunto de parâmetros resulta na distribuição de brilho de máxima entropia – uma técnica conhecida como *entropy landscape*. A técnica pode ser aplicada mesmo nos casos em que não há estimativa para o valor de K_1 (i.e., somente com base no valor medido de K_2). Nesses casos o procedimento é mais trabalhoso, uma vez que se amplia o espaço dos parâmetros a ser varrido.

Além das características mencionadas acima, podemos notar que, para altas inclinações (ID1), a mancha no polo da estrela não é propriamente recuperada (veja Fig. 2.13). Este efeito é, na verdade, consequência da alta inclinação utilizada como parâmetro na reconstrução e não um problema introduzido por utilizarmos parâmetros orbitais errados. Afim de ilustrar essa característica particular da técnica, realizamos uma série de reconstruções para diferentes valores de inclinação. Os resultados obtidos para $35^\circ \leq i \leq 85^\circ$ estão mostrados na Fig. 2.14. Note que, à medida que a inclinação se aproxima de $i \sim 90^\circ$ a mancha no polo da estrela se torna menos aparente e praticamente não é detectada no caso mais extremo. Efeito similar ocorre com o extremo oposto de inclinação. Para inclinações baixas uma fração considerável da estrela não é visível em todas as fases. Deste modo, não somos capazes de detectar estruturas que estejam abaixo de uma certa latitude. Estes aspectos devem ser levados em consideração antes de se tirar conclusões a respeito dos resultados obtidos. Por exemplo, é possível que em sistemas de alta inclinação não sejam detectadas manchas polares devido ao efeito aqui ilustrado. Por outro lado, manchas equatoriais podem não ser detectáveis em sistemas de baixa inclinação.

2.3.3 Inversão de curva de luz

Existe um grande número de métodos diferentes que podem ser considerados métodos de ICL. Consideramos aqui apenas as técnicas de obter imagens da distribuição de brilho superficial em estrelas isoladas ou secundárias de VCs a partir de sua curva de luz. Savanov & Strassmeier (2008) demonstraram que, em estrelas isoladas, quando as manchas estão suficientemente próximas, o método de ICL fornece valores mais precisos para a posição longitudinal de manchas do que apenas medir os mínimos da curva de luz. Entretanto, cabe mencionar que as latitudes obtidas para as manchas através desta técnica são pouco (ou nada) confiáveis.

Afim de aplicar esta técnica a curvas de luz de estrelas secundárias em VCs e binárias próximas, utilizamos os mesmos procedimentos discutidos por Lanza et al. (1998) – modificados de modo a mapear a distribuição de brilho numa superfície gravitacionalmente deformada como das estrelas secundárias. Exemplos de aplicação desta técnica podem ser vistos na Fig. 2.15. Note que a posição longitudinal da mancha introduzida na face da secundária é recuperada com precisão, enquanto que seu tamanho e posição latitudinal não são recuperados de maneira satisfatória.

2.4 Deconvolução por Mínimos Quadrados

Como vimos anteriormente, a aplicação de TR requer dados de boa relação S/R e amostragem em fase. Além disso, vimos que o tempo de exposição para a aquisição de um espectro é limitado pela velocidade da estrela e a resolução espectral, i.e. se integramos um espectro por um longo período de tempo as estruturas ficam borradas nos dados. Estes

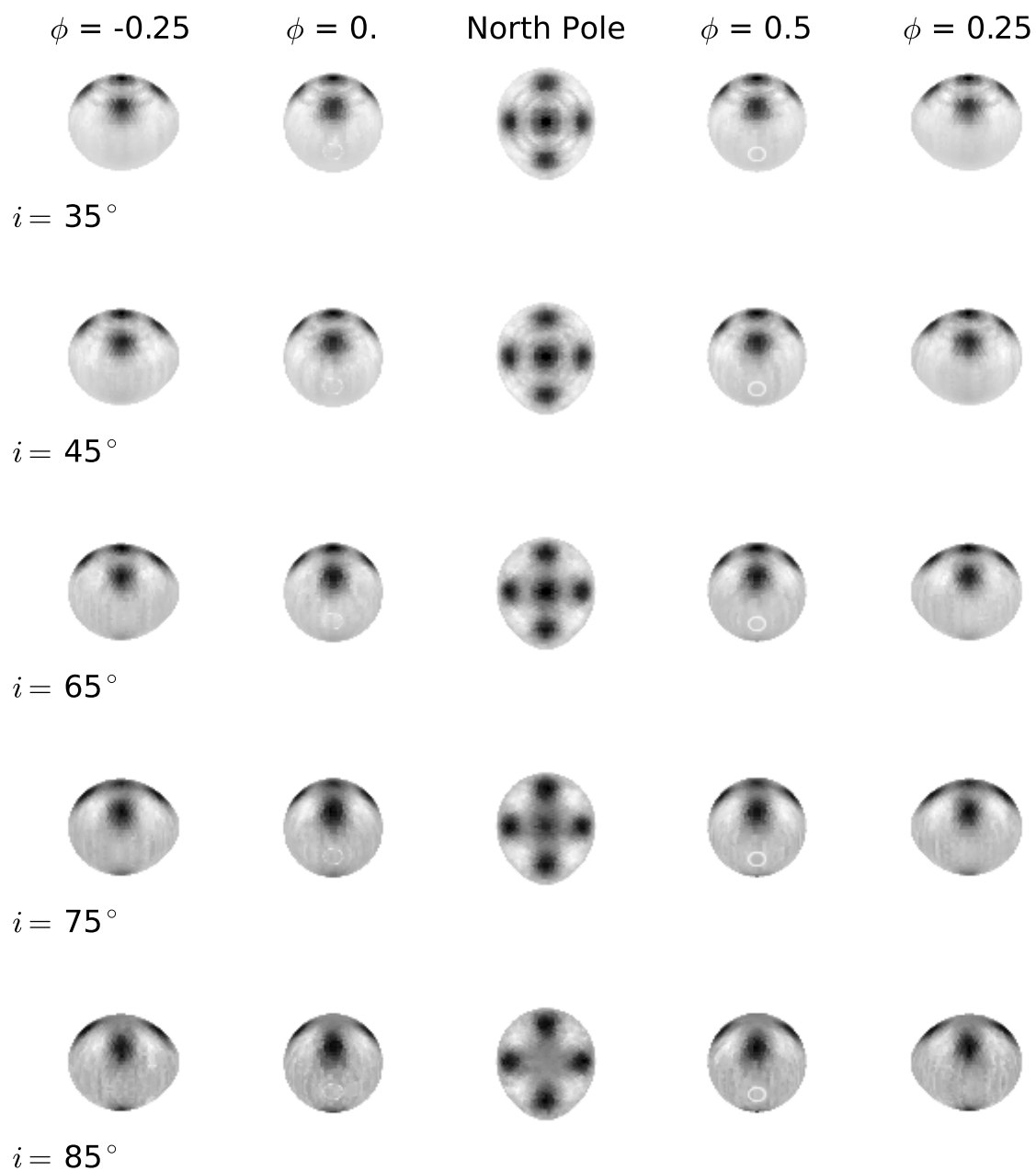


Fig. 2.14: Dependência da reconstrução da distribuição de brilho com a inclinação do sistema.

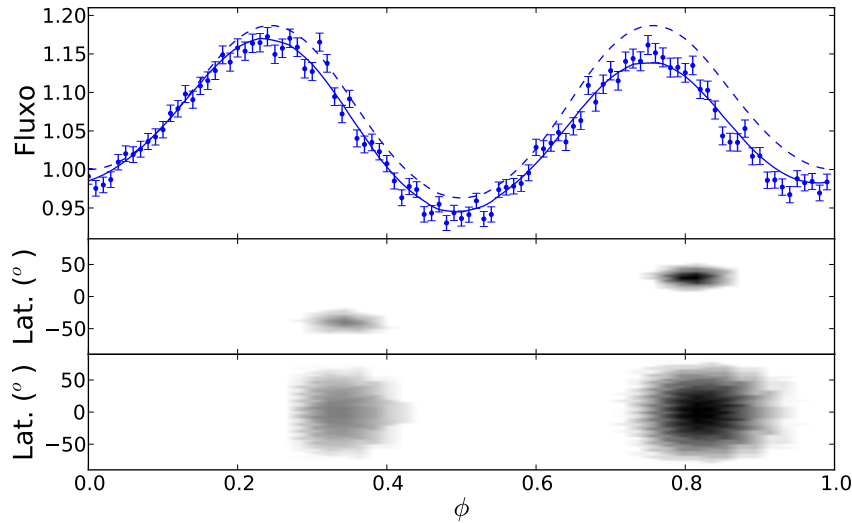


Fig. 2.15: Exemplo de aplicação da técnica de inversão de curva de luz com dados modelo. No painel superior mostramos os dados modelos (pontos com barra de erro), a curva resultante obtida pela aplicação da técnica (linha cheia) e o esperado para uma estrela secundária imaculada (linha tracejada). O modelo utilizado para gerar as curvas de luz considera um sistema binário cuja razão de massa é $q = 0.5$ com uma inclinação de 80° . No painel intermediário mostramos a imagem utilizada para gerar a curva de luz modelo e no painel inferior a imagem resultante.

efeitos dificultam a obtenção de espectros com a qualidade necessária, mesmo utilizando telescópios da classe de 8m. Afim de contornar esse problema, [Collier Cameron \(2001\)](#) introduziu a técnica de Deconvolução por Mínimos Quadrados (LSD, da sigla em inglês de *Least Square Deconvolution*), revisada mais recentemente por [Kochukhov et al. \(2010\)](#).

A técnica se baseia na suposição de que as assimetrias de temperatura na superfície da secundária (i.e., manchas solares e outros efeitos) afetam igualmente o perfil em velocidade de todas as linhas de absorção da estrela. Deste modo, para construir um espectro de linhas de absorção de uma estrela, necessitamos apenas de uma lista contendo o comprimento de onda e a profundidade das linhas dos elementos presentes na atmosfera da estrela, e de um perfil de alargamento em velocidades. Do mesmo modo, podemos reconstruir o perfil de alargamento a partir da informação combinada de todas as linhas de absorção observadas na estrela. Isso permite obter uma linha de absorção equivalente (o perfil de alargamento) com uma relação S/R significativamente maior à de qualquer linha de absorção individual no espectro. Utilizar esta linha equivalente como dado de entrada em programas de reconstrução de imagens permite obter distribuições de brilho bem mais detalhadas da superfície estelar mapeada. De fato, a relação S/R do perfil de alargamento resultante cresce com o número de linhas combinadas no procedimento (ver adiante). Esse é o principal benefício e o aspecto mais interessante desta técnica.

A formulação matemática para a construção do espectro dessa forma, como definida por [Kochukhov et al. \(2010\)](#), é,

$$Y(\lambda) = \sum_i w_i \delta(\lambda - \lambda_i) Z(\lambda_i), \quad (2.21)$$

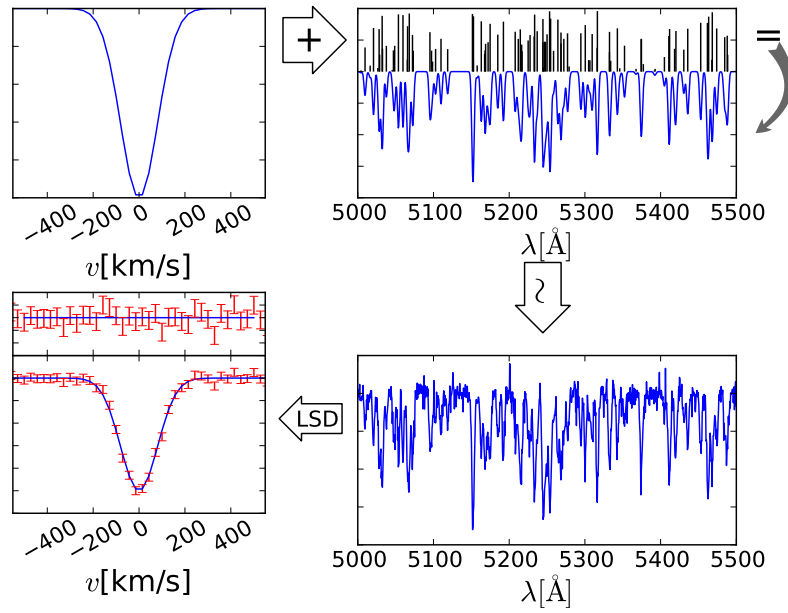


Fig. 2.16: Exemplo da construção de espectro.

onde $Y(\lambda)$ é o espectro observado, w_i a profundidade da linha, λ_i o comprimento de onda central da linha e $Z(\lambda_i)$ o perfil de velocidades da linha. Um exemplo dessa maneira de se construir um espectro está mostrado na Figura 2.16.

Igualmente, podemos rescrever a Eq. 2.21 como a convolução do perfil de linha com o padrão de linhas (Collier Cameron, 2001). Na forma matricial,

$$\mathbf{Y} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z}, \quad (2.22)$$

onde \mathbf{Y} é o espectro modelo contendo n pontos, \mathbf{M} é uma matriz $n \times m$ contendo informação sobre o padrão de linhas e \mathbf{Z} é o perfil de linha comum contendo m elementos.

Afim de obtermos uma solução para o perfil de linha \mathbf{Z} , precisamos achar a solução para a equação 2.22 uma vez conhecidos \mathbf{Y} (espectro observado) e \mathbf{M} (matriz construída a partir do conhecimento das características do espectro da estrela). O problema se resume em minimizar os resíduos do χ^2 , que neste caso se define como,

$$\chi^2 = (\mathbf{Y} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z})^T \cdot \mathbf{Q} \cdot (\mathbf{Y} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{Z}), \quad (2.23)$$

onde

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 1/\sigma_0^2 & \cdots & 0 \\ \vdots & 1/\sigma_i^2 & \vdots \\ 0 & \cdots & 1/\sigma_n^2 \end{bmatrix}, \quad (2.24)$$

a matriz diagonal contendo os erros associados ao espectro observado. Uma vez que a equação 2.22 representa um sistema linear podemos rescrever a equação 2.23 da forma,

$$\mathbf{Z} = (\mathbf{M}^T \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{M})^{-1} \cdot \mathbf{M}^T \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Y}. \quad (2.25)$$

A solução da equação 2.25 pode ser obtida através do emprego de técnicas de inversão de matrizes como o método de Cholesky ou similares (Press et al., 1986). Utilizamos

a estrutura de programação em python para fornecer uma interface de fácil utilização, integrando diferentes aspectos das tarefas necessárias para se aplicar a técnica de LSD, como cortar partes dos espectros para análise ou mesmo remover o contínuo dos espectros. Esperamos que essa ferramenta possa ser integrada a uma base de observatórios virtuais que poderá ser utilizada por toda a comunidade, assim que nossa aplicação alcançar a maturidade necessária. Um exemplo da aplicação da técnica também está mostrada na Figura 2.16.

Teoricamente, na situação particular em que todas as linhas possuem a mesma profundidade, o ganho final em S/R obtido através da técnica de LSD é igual à raiz quadrada do número de linhas utilizadas. No caso em que as linhas possuem profundidades diferentes, o ganho em S/R é a raiz quadrada da soma ponderada pela profundidade das linhas ou,

$$G^2 = \frac{1}{n} \sum_i^n w_i, \quad (2.26)$$

onde G^2 é o quadrado do ganho. Na Figura 2.17 mostramos os resultados obtidos com a nossa ferramenta, comparada com o esperado segundo a Eq. 2.26. Para este teste, criamos um conjunto de 10 espectros com um mesmo perfil de linha de entrada, mesma faixa em comprimento de onda, resolução espectral e relação S/R. A profundidade de todas as linhas é 1 em todos os casos e o comprimento de onda é escolhido aleatoriamente na faixa em comprimento de onda. O ganho em S/R é obtido pela equação,

$$G = \frac{\sigma_{\text{LSD}}}{\sigma_1}$$

onde σ_{LSD} é o valor quadrático médio das diferenças entre o perfil obtido pelo processo de LSD e o perfil modelo e σ_1 o valor quadrático médio das diferenças entre uma linha do espectro e o perfil modelo. Como esperado, o ganho aumenta com o número de linhas de forma consistente com o limite imposto pela eq. 2.26.

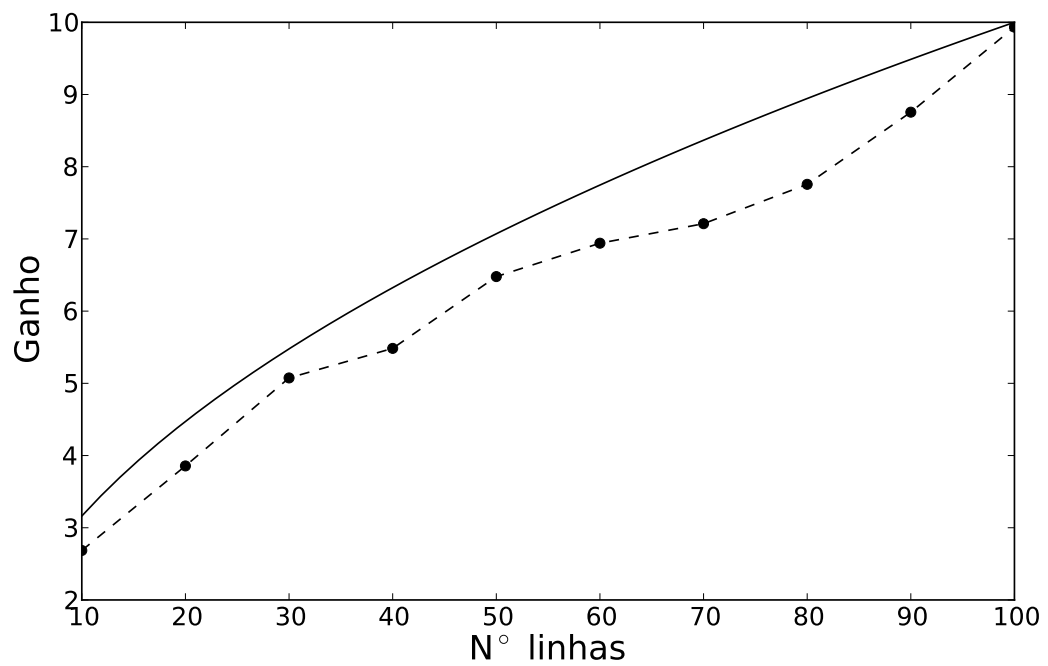


Fig. 2.17: Dependência do ganho em relação ao número total de linhas utilizadas no processo de deconvolução por mínimos quadrados. A linha cheia representa o ganho teórico determinado pela Eq. 2.26. Os pontos conectados por linhas tracejadas são os resultados obtidos com a nossa ferramenta.

Capítulo 3

Atividade magnética em Binárias Pós Envelope Comum

Neste Capítulo apresentamos os resultados da análise de dados fotométricos e espectroscópicos de uma amostra de BPECs. Selecionamos objetos com o intuito de testar o modelo de freamento magnético interrompido através do estudo de sua atividade magnética, com a aplicação das ferramentas apresentadas no Capítulo 2. Os objetos foram selecionados do catálogo de [Kube et al. \(2002\)](#), que é atualizado a cada 6 meses) que, na época em que a seleção foi realizada, contava com cerca de 52 BPECs. Dessas, 27 eram objetos do hemisfério Sul – observáveis com os telescópios disponíveis à comunidade brasileira –, menos da metade contava com determinação confiável de período orbital e uma fração ainda menor com estimativas para parâmetros orbitais.

Como vimos, a aplicação de técnicas de imageamento indireto necessita de conhecimentos prévios sobre as características e os parâmetros orbitais dos sistemas em questão. Deste modo, além do estudo da atividade magnética e emprego de técnicas de imageamento indireto, uma parte do trabalho desenvolvido com BPECs foi a caracterização de objetos.

Afim de testar o modelo de freamento magnético interrompido escolhemos objetos com uma faixa representativa de períodos orbitais e, igualmente, tipos espectrais. Os objetos cobrem uma faixa de períodos que varia entre as proximidades do gap de períodos ($\sim 2 - 3$ h) e períodos mais longos, com limite superior determinado pelo critério de que seja possível cobrir um ciclo orbital completo em uma noite de observação ($\lesssim 8$ h). Devido à limitação de tempo de telescópio disponível apenas uma parte dos objetos foram observados e analisados. Um resumo das propriedades desses objetos é apresentado na Tabela 3.1. Com o avanço das operações do SDSS nos últimos anos, o número de objetos conhecidos vem crescendo rapidamente (e.g., [Rebassa-Mansergas et al. 2010](#)). Muitos desses objetos já possuem determinação confiável de parâmetros orbitais e devem ser utilizados como alvos para imageamento indireto em análises futuras.

Inicialmente, obtivemos séries temporais de fotometria no infravermelho próximo, nas bandas J ($\lambda_0 = 12350 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 1620 \text{ \AA}$), H ($\lambda_0 = 16620 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 2510 \text{ \AA}$) e K_s ($\lambda_0 = 21590 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 2620 \text{ \AA}$), de objetos da nossa amostra com o intuito de modelar as suas curvas de luz. Observações nesta faixa de comprimentos de onda maximizam a contribuição da secundária e facilitam a determinação dos parâmetros orbitais da binária através de modelos de curva de luz.

Tab. 3.1: Sumário das propriedades dos objetos analisados, listados em ordem decrescente de período orbital (P_{orb}). As magnitudes foram extraídas do catálogo 2MASS. SP1 e SP2 são os tipos espectrais da primária e secundária, respectivamente.

objeto	$P_{\text{orb}}[\text{d}]$	K_s	$J - H$	$H - K_s$	SP1	SP2
KV Vel	0.36	15.162	-0.116	+0.644	sdOB	M6±1V
TW Crv	0.33	13.366	-0.022	-0.016	sdO	M?V
QS Vir	0.15	9.983	+0.558	+0.288	DA	M(3.5-4)V
LTT 560	0.15	11.860	+0.521	+0.270	DA	M5.5±0.1V

Como vimos no Capítulo 2, a obtenção de imagens da distribuição superficial de brilho em estrelas (aplicando técnicas de tomografia Roche/imagemento Doppler a linhas em absorção) requer dados espectroscópicos de alta resolução espectral com boa resolução temporal. Além disso, a análise de linhas de emissão coronal é igualmente útil para estudar atividade magnética em estrelas e pode ser realizada com espectros de menor resolução espectral. Deste modo, afim de estudar com detalhes a atividade magnética, coletamos dados espectroscópicos com resolução espectral alta e intermediária de alguns dos objetos da nossa amostra.

As observações, os procedimentos de redução e análise dos dados fotométricos e espectroscópicos serão apresentados a seguir.

3.1 Observações e redução de dados

3.1.1 Fotometria no Infravermelho

Os dados foram coletados com o telescópio SOAR (4 m), em Cerro Pachon, no Chile e com o telescópio Perking & Elmer (P&E, 1.6 m), no Observatório do Pico dos Dias, Brasil. Foram utilizados o imageador/espectrografo OSIRIS/SOAR (Pogge et al., 1999) em modo de imageamento e a CAMIV/P&E (Rodrigues et al., 2006; Justiniano Jr., 2004) equipada com um detetor HAWAII de 1024×1024 elementos, afim de obter séries temporais no infravermelho próximo. Um resumo das observações é apresentado na Tabela 3.2, onde t_{exp} é o tempo de exposição e $ndith$ é o número de posições de pontilhamento utilizado para cada objeto.

Quando observamos na região do infravermelho, existe uma alta contribuição do céu nas imagens. O procedimento padrão usado para corrigir essa contribuição é o de deslocar o telescópio em uma seqüência pré-definida de $ndith$ posições entre cada aquisição, que é repetida ao longo das observações (chamada de seqüência de pontilhamento). A contribuição do céu para cada imagem é obtida pela mediana das $ndith$ imagens de uma seqüência de pontilhamento.

A fotometria infravermelha foi realizada quase-simultaneamente nas bandas JHK_s (KV Vel) e JH (TW Crv e QS Vir) utilizando roteiros escritos especificamente para esse fim. O procedimento de fotometria quase-simultânea é, basicamente, realizar uma seqüência de pontilhamento com $ndith$ exposições em um filtro, trocar para o próximo filtro, realizar outra seqüência de pontilhamento e assim por diante. Deste modo, garantimos que qualquer efeito com duração maior que uma seqüência de aquisição estará igualmente presente

Tab. 3.2: Registro das observações fotométricas.

Alvo	Data	Filtros	t_{exp}			$ndith$	Tel.
			J	H	K_s		
KV Vel	24/03/2007	JHK _s	10s	10s	20s	5	SOAR
TW Crv	24/04/2007	JH	10s	20s	–	6	SOAR
QS Vir	18/03/2008	JH	45s	30s	–	4	OPD

em todas as curvas de luz.

A redução dos dados foi realizada utilizando os pacotes de software do IRAF¹. Detectores baseado em semicondutores reversamente polarizados, utilizados em câmeras infravermelhas, apresentam uma não linearidade que pode ser estimada e deve ser corrigida. O manual do OSIRIS (Pogge et al., 1999), fornece coeficientes polinomiais de 3^a ordem com o propósito de corrigir a não linearidade do detetor. No caso da CAMIV, utilizamos coeficientes de 2^a ordem (Justiniano Jr., 2004). Deste modo, utilizamos os coeficientes apropriados com a tarefa IRLINCOR do pacote CIRRED para linearizar as contagens de todas as observações. Igualmente, devido ao grande número de elementos queimados na matriz do detetor, uma mascara foi construída e utilizada para evitar que esses elementos sejam contados durante a extração dos dados. Correções de corrente de escuro (*dark*), divisão por *flat-field* e subtração de céu são aplicadas a todas as imagens.

Um processo de correlação cruzada é aplicado iterativamente às imagens afim de determinar a posição dos objetos e compensar os deslocamentos no campo produzidos pelo processo de pontilhamento. Em seguida, utilizamos fotometria de abertura para extrair a curva de luz do alvo e de todas as estrelas de campo presentes nas imagens. Realizamos, então, o procedimento de fotometria diferencial (magnitude do objeto alvo subtraída da magnitude de uma estrela de referência), de modo a compensar as flutuações na transparência do céu durante a noite. Finalmente, os dados são calibrados em fluxo utilizando a medida do fluxo absoluto da estrela de referência fornecida pelo projeto 2MASS (Skrutskie et al., 2006).

3.1.2 Espectroscopia no ótico

Os dados espectroscópios são compostos por um conjunto de dados de resolução intermediária obtidos com o telescópio Blanco CTIO-4m e um conjunto de alta resolução obtidos com a unidade UT1, Untu (8-m) no ESO-Paranal. Um registro das observações esta mostrado na Tabela 3.3, onde R é a resolução espectral e #spec é o número de espectros coletados.

Obtivemos uma série temporal de espectros de QS Vir em 20 de março de 2007 no telescópio Blanco CTIO-4m. Foram coletados um total de 46 espectros utilizando a grade KPGL3, resultando em uma cobertura espectral $\lambda = 3800 - 7500 \text{ \AA}$ e uma dispersão 1.2 \AA/pixel , o que nos dá uma resolução média de $\sim 3 \text{ \AA}$. Utilizamos procedimentos padrões do IRAF para realizar as calibrações do detetor (como calibração em comprimento de onda) utilizando os pacotes onedspec/twodspect. Devido a condições não fotométricas

¹ IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) é distribuído pelo *National Optical Astronomy Observatories* (NOAO), operados pelo *Association of Universities for Research in Astronomy, Inc.*, (AURA), em acordo de cooperação com o *National Science Foundation* (NSF).

Tab. 3.3: Registro das observações espectroscópicas.

Alvo	Data	$\lambda(\text{\AA})$	R	t_{exp}	#spec	Tel.
QS Vir	20/03/2007	3800 - 7500	1800	180s	46	Blanco
QS Vir	16/08/2007	3900 - 9430	70 000	1800s	1	ESO-Paranal
LTT 560	16/08/2007	3900 - 9430	70 000	600s	38	ESO-Paranal

durante a noite de observação, não foram obtidas medidas de estrelas-padrão de calibração. Deste modo, os dados não são calibrados em fluxo.

Espectros Echelle foram obtidos em 16 de agosto de 2007 com o UVES na unidade UT1, ESO-Paranal. Foi utilizado o modo DIC2 com dispersão cruzada #2 e #4 e comprimentos de onda central de 3900Å e 7600Å. A redução dos dados foi realizada na interface Gasgano com os roteiros de pipeline do ESO/UVES. O procedimento inclui subtração de bias, correção de flat-field e extinção atmosférica utilizando a padrão LTT 7987. Como resultado obtemos espectros com dados úteis cobrindo as regiões espectrais, 3800–4510Å, 5720–7480Å, e 7700–9430Å. Os espectros possuem uma resolução espectral de $R \sim 70\,000$.

3.2 KV Vel

KV Vel (ou LSS2018) é uma binária não eclipsante contendo uma primária sub-anã quente ($T_1 = 77\,000\text{ K}$) e uma estrela secundária de baixa massa. Esta foi a primeira binária espectroscópica descoberta como sendo o objeto central de uma nebulosa planetária (Drilling, 1985). Drilling (1985) forneceram soluções para a efeméride, velocidade radial e ajuste de parâmetros, utilizando fotometria UBV, espectros IUE no ultravioleta e espectros de alta resolução.

Drilling (1985) consideraram um modelo simples de irradiação de uma estrela secundária esférica, sem contribuição adicional, afim de ajustar as curvas de luz em UBV de KV Vel. Landolt & Drilling (1986) aplicaram o mesmo modelo a dados em UBVR de KV Vel e apontaram que a qualidade do ajuste se degradava para comprimentos de onda superiores a 5500 Å. A partir desse comprimento de onda a contribuição da estrela secundária se torna significativa e sua forma distorcida explica os problemas no ajuste. Neste sentido Hilditch et al. (1996) analisaram os mesmos dados de Landolt & Drilling (1986) com um modelo mais completo. Este considerava, além dos efeitos de iluminação, tanto a contribuição da estrela secundária distorcida como efeitos atmosféricos (e.g. obscurecimento de borda e gravitacional). Entretanto, apesar de fornecer ajustes satisfatórios aos dados, um problema com o modelo de iluminação foi posteriormente apontado por Hilditch et al. (2003). Após inspecionarem o código, foi identificado a falta de um fator π que, combinada com um cálculo errôneo do vetor normal do fluxo emergente, subestimava o efeito de reflexão. Como resultado, foram obtidos parâmetros não realistas para as propriedades da estrela a partir dos ajustes.

Como mencionado por Landolt & Drilling (1986) e posteriormente por Hilditch et al. (1996), modelos de curvas de luz no infravermelho desta binária são essenciais para entendermos as propriedades deste sistema e outros do mesmo tipo.

3.2.1 análise dos dados

As curvas de luz no infravermelho de KV Vel (Figura 3.1) são fortemente dominadas pelo efeito de iluminação da estrela secundária pela primária, assemelhando-se aos dados no ótico. A amplitude do efeito de iluminação no infravermelho é $\Delta H \sim 0.7$ mag, contra 0.55 mag na banda V.

Ajustamos senóides aos dados em JHK_s, separadamente, afim de medir o tempo de brilho máximo. A forma simétrica da modulação orbital, em relação à fase de máximo, indica que ela é produzida pela irradiação uniforme da estrela secundária por uma fonte centrada na posição da estrela primária. Neste caso, espera-se que o máximo de luz coincida com fase orbital $\phi = 0.5$, onde o observador vê diretamente a face irradiada da estrela secundária. Entretanto, utilizando a efeméride de [Kilkenny et al. \(1988\)](#), o máximo de luz está deslocado em fase por $\Delta\phi \sim 0.01$. Esta diferença não pode ser explicada pela incerteza na efeméride de [Kilkenny et al. \(1988\)](#).

Deste modo, combinamos nossa medida do tempo de máxima luz com os dados de [Drilling \(1985\)](#), [Landolt & Drilling \(1986\)](#) e [Kilkenny et al. \(1988\)](#), veja Tabela 3.4 e calculamos uma efeméride revisada para KV Vel. A efeméride linear de melhor ajuste por mínimos quadrados é,

$$T_{\max} = \text{HJD } 2\,445\,834.5174(\pm 4) + 0.3571205(\pm 5) \cdot E, \quad (3.1)$$

onde E é o ciclo orbital. O desvio padrão dos dados em relação à essa efeméride é $\sigma = 9.85 \times 10^{-3}$ d, para um qui-quadrado reduzido de $\chi^2_{\nu} = 1.32$. Os valores (O-C) em relação a essa efeméride estão mostrados na Tabela 3.4.

Apesar da efeméride revisada permitir um bom ajuste às nossas medidas, ela apresenta um ajuste ruim aos dados de [Drilling \(1985\)](#). Esses desvios nos motivaram a verificar se uma efeméride quadrática proporcionaria um melhor ajuste a todo o conjunto de dados. Aplicamos o teste-F proposto por [Pringle \(1975\)](#) para determinar a significância estatística da adição de um termo extra à efeméride linear. Para este caso, obtemos $F(1, 6) = 2.8$, com uma significância estatística menor que 85% para a efeméride quadrática. Concluimos que presentemente não há evidência de variações de período orbital em KV Vel.

Utilizamos medidas anteriores das propriedades (T_{eff} e $\log g$) da estrela secundária de KV Vel ([Hilditch et al., 1996](#)) para selecionar os coeficientes da lei de obscurecimento de borda de [Claret \(1992\)](#). O procedimento de ajuste das curvas de luz é similar àquele descrito na seção 2.2. As curvas de luz são ajustadas simultaneamente para um conjunto de valores de inclinação (i), razão de massa (q) e fator de preenchimento do lobo de Roche (f_{fac}). Uma vez que a contribuição relativa de cada componente (F_1 e F_2) e da irradiação (I_{irr}) mudam com o comprimento de onda, estes parâmetros são ajustados separadamente para cada conjunto de dados. Como mencionado na seção 2.2, os parâmetros I_{irr} e α determinam a amplitude do efeito de irradiação. É necessário conhecer as propriedades do campo de irradiação, tanto da fonte (estrela primária) como do alvo irradiado (estrela secundária), para determinação do albedo deste. Afim de facilitar o procedimento de ajuste, adotamos um valor do albedo da estrela secundária igual a $\alpha = 1$ (em todos os filtros) e ajustamos a amplitude do efeito de irradiação I_{irr} – como mencionado na seção 2.2. Voltaremos a considerar o valor do albedo após o procedimento de ajuste.

O conjunto final de parâmetros que melhor descreve nossos dados está listado na Tabela 3.5, e as respectivas curvas de luz são mostradas como linhas contínuas na Figura 3.1.

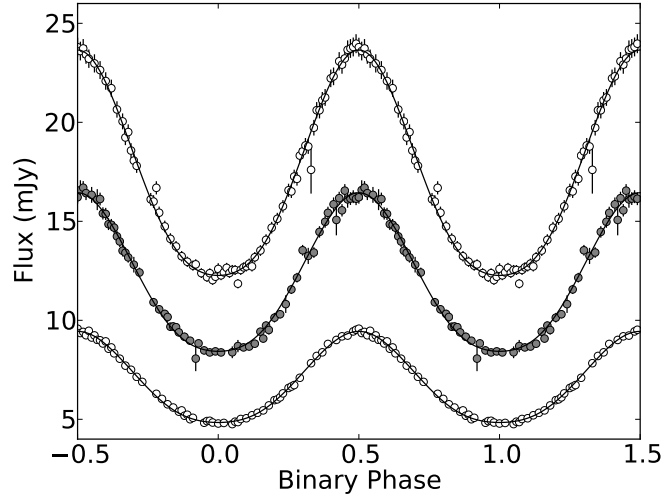


Fig. 3.1: Curvas de luz de KV Vel em JHK_s , respectivamente de cima para baixo. O modelo resultante está mostrado em linhas cheias. As curvas estão dobradas em fase para melhor visualização (Ribeiro & Baptista, 2011).

Tab. 3.4: Tempos de brilho máximo e resíduos O-C para KV Vel. O valor especificado para os dados é a média das medidas nas bandas JHK_s .

ciclo	T(max) (2400000+)	(O-C) ^a	(O-C) ^b	Ref.
-106	45796.671	+0.0084	-0.0019	1
0	45834.52803	+0.0106	+0.0011	2
3	45835.59908	+0.0103	+0.0009	2
829	46130.5735	+0.0032	-0.0000	2
2834	46846.5850	-0.0118	-0.0000	3
2845	46850.5130	-0.0122	-0.0003	3
3018	46912.2940	-0.0130	+0.0002	3
23382	54184.53287	+0.0045	-0.0092	4

^a - Com relação à efeméride linear da Eq. 3.1.

^b - Com relação à efeméride linear de Landolt & Drilling (1986).

Ref.: (1) Drilling (1985); (2) Landolt & Drilling (1986); (3) Kilkenny et al. (1988);
(4) Este trabalho.

Tab. 3.5: Resultados do ajuste de curva de luz de KV Vel.

	J	H	K_s
$F_2(mJy)$	0.40 ± 0.02	0.5 ± 0.1	0.41 ± 0.02
$F_1(mJy)$	11.4 ± 0.2	7.6 ± 0.1	4.2 ± 0.1
I_{irr}	26.6 ± 0.2	15.6 ± 0.1	10.1 ± 0.1
Parâmetros ajustados simultaneamente:			
$i = (47 \pm 5)^\circ$ $q = (0.3 \pm 0.1)$ $f_{fac} = (1.09 \pm 0.02)$			

Os resultados mostrados na Tabela 3.5 são os valores medianos obtidos de 10^3 simulações de Monte-Carlo², enquanto os erros são os desvios padrão correspondentes. Para cada simulação de Monte-Carlo, o valor de cada ponto das curvas de luz é modificado de acordo com uma distribuição Gaussiana cuja média é igual ao valor do ponto e a largura é igual à incerteza fotométrica. Cada curva de luz é então submetida ao mesmo procedimento de ajuste.

Combinando nossa medida da inclinação com as medidas de velocidades radiais de Hilditch et al. (1996) obtemos valores para as massas das componentes de $M_1 = (0.7 \pm 0.2)M_\odot$ e $M_2 = (0.3 \pm 0.1)M_\odot$ e uma separação orbital de $a = (2.1 \pm 0.3)R_\odot$. Uma vez que nossa inclinação é ligeiramente menor que aquela obtida por Hilditch et al. (1996), as massas resultantes são ligeiramente maiores. Utilizando o fator do preenchimento de lobo de Roche, obtemos um raio³ de $r_2 = 0.24_{-0.03}^{+0.05}$ ou $R_2 = (0.5_{-0.05}^{+0.07})R_\odot$ para a estrela secundária. Como notado anteriormente por Hilditch et al. (1996), a secundária possui um raio maior do que o esperado para uma estrela anã isolada de mesma massa – provavelmente uma indicação de que ela está fora do equilíbrio térmico.

A massa resultante para a estrela primária de KV Vel é apenas marginalmente consistente com a massa canônica para estrelas sub-anãs ($M_{sdO} = 0.47M_\odot$; Han et al. 2003). O modelo padrão proposto por Han et al. (2003) também prediz a formação de estrelas com massas de $0.3M_\odot$ a $0.8M_\odot$. Deste modo, a estrela primária em KV Vel pode corresponder ao caso raro que resulta em estrelas sub-anãs com alta massa. Entretanto, vale mencionar que a velocidade radial de KV Vel obtida por Hilditch et al. (1996) é potencialmente problemática. Por exemplo, a falta de modelos detalhados do efeito de irradiação pode facilmente esconder erros sistemáticos importantes. Deste modo, medidas de velocidade radiais, com a devida modelagem do efeito de irradiação, são necessárias para resolver essa questão.

Na Figura 3.2 comparamos as cores no infravermelho das diferentes componentes de KV Vel, separadas pelo ajuste de curva de luz (veja Tabela 3.5), com o de diferentes tipos de emissores. As cores da estrela secundária de KV Vel (círculo cheio na Figura 3.2) são consistentes com aquelas de estrelas anãs de tipo espectral M5V-M6V e com aquelas de corpo negro com temperaturas de $T_{bb}(2) = (3000 \pm 100) K$. O mesmo procedimento mostra que os fluxos da estrela primária são consistentes com corpos negros a temperaturas $T_{bb}(1) > 70\,000 K$ (veja discussão sobre a determinação de temperaturas de corpos quentes com medidas no infravermelho na seção 3.4).

² De agora em diante, quando nos referirmos a simulações de Monte-Carlo e ajustes de curva de luz estaremos nos referindo a este procedimento, salvo nos casos em que for explicitamente especificado o contrário.

³ Neste caso $r_2 = R_2/a$, é o raio da estrela secundária em unidades da separação orbital.

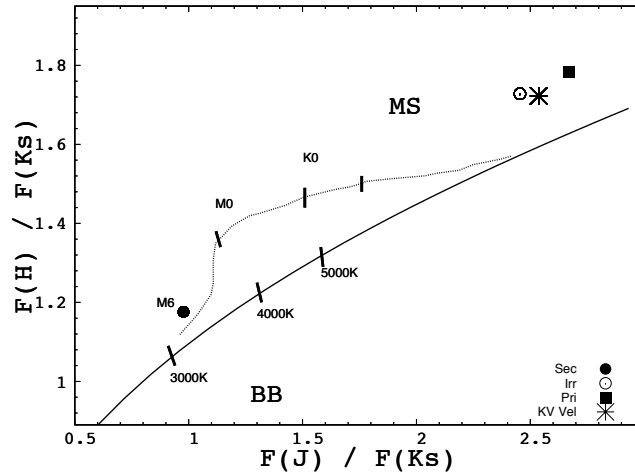


Fig. 3.2: Diagrama cor-cor para as diferentes componentes de KV Vel, obtidas a partir da análise da curva de luz. As curvas indicam diferentes tipos de emissão: corpo negro (linha cheia) e atmosferas estelares (linha pontilhada). Algumas temperaturas e tipos espectrais, no caso de SP, estão indicadas para referência.

Combinando a temperatura (estimada através das cores) com a estimativa para o raio da estrela secundária, determinamos uma distância de $d = (680 \pm 60)$ pc para o sistema. Utilizando os modelos evolutivos de Baraffe et al. (1998) obtemos estimativas igualmente consistentes para a distância, $d = (700 \pm 100)$ pc. Os modelos estelares que melhor ajustam os fluxos no infravermelho da estrela secundária são aqueles para estrelas com massa $M_2 = 0.2M_\odot$ ou $M_2 = 0.055M_\odot$ e idades de $t = 10^{6.5}$ yr ou $t = 10^{8.5}$ yr, respectivamente.

Os resultados para as propriedades da estrela secundária em KV Vel são intrigantes. Enquanto uma idade de $t = 10^{8.5}$ yr está em acordo com o estimado por ?, é difícil de conciliar uma massa tão baixa quanto $0.055M_\odot$ com a solução dinâmica de KV Vel. Por exemplo, a discrepância entre a massa e o raio da estrela seria ainda mais pronunciada e difícil de explicar. Por outro lado, enquanto uma massa de $0.2M_\odot$ está em acordo com a solução dinâmica, é difícil de conciliar uma idade de $t = 10^{6.5}$ yr com o estágio evolutivo de uma BPEC. Entretanto, pode-se argumentar que, uma vez que a estrela passou recentemente por uma fase de envelope comum, a estrela secundária está fora do equilíbrio térmico (também indicado pela discrepância entre massa e raio) e suas propriedades atmosféricas se assemelham àsquelas de atmosferas estelares jovens. Concluimos que $M_2 = 0.2M_\odot$ é o resultado mais plausível.

Utilizando as estimativas para as temperaturas das componentes em KV Vel em conjunto com os resultados para I_{irr} e as Equação 2.11, podemos estimar o valor do albedo da estrela secundária. Para isso, consideramos que as temperaturas das estrelas primária e secundária em KV Vel são $T_1 = 77\,000$ K (Drilling, 1985) e $T_2 = 3\,400$ K (Hilditch et al., 1996), respectivamente, e que ambas irradiam como corpo negro. Calculamos o valor do fluxo emergente (F_t) e incidente (F_s) na superfície da estrela secundária e completamos o cálculo da Equação 2.11 com nossas medidas de I_{irr} , para cada filtro. Os resultados estão

Tab. 3.6: Valores para o albedo das estrelas secundárias em KV Vel e TW Crv obtidos da análise dos resultados da curva de luz.

	J	H	K_s
KV Vel	0.43 ± 0.04	0.44 ± 0.04	0.41 ± 0.04
TW Crv	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1	-

mostrados na Tabela 3.6. Os valores obtidos são consistentes entre si ao nível de $1 - \sigma$.

3.3 TW Crv

TW Crv (ou EC11575-1845) é uma binária cerrada muito semelhante a KV Vel. Ambas possuem longos períodos orbitais, contem uma sub-anã quente como primária e uma estrela M, fria, como companheira. [Chen et al. \(1995\)](#) forneceram a primeira análise deste objeto combinando dados fotométricos nas bandas *UBVRIJHK* e espectros óticos. Os dados foram utilizados para fornecer uma efeméride para o sistema,

$$T_{\min}(E) = 2448661.6049(\pm 3) + 0.32762(\pm 3) \cdot E. \quad (3.2)$$

obtida pelo ajuste de senóides para determinar o tempo de brilho máximo. Um modelo simples, similar àquele de [Drilling \(1985\)](#), foi utilizado para ajustar as curvas de luz no óptico. Como mencionado anteriormente, esse modelo produz ajustes ruins a dados no vermelho, uma vez que a suposição de contribuição desprezível da secundária não é válida.

Curvas de velocidades radiais do sistema foram obtidas utilizando o conjunto CIII/NIH em $\lambda 4650 \text{ \AA}$, fornecendo valores de semi-amplitude de $K_1 = (40 \pm 2) \text{ km s}^{-1}$ e $K_2 = (119 \pm 4) \text{ km s}^{-1}$ para a primária e secundária, respectivamente ([Chen et al., 1995](#)). Como mencionado por [Chen et al. \(1995\)](#), a medida de K_2 é, na verdade, a velocidade radial da face irradiada da estrela secundária, e não do seu centro de massa. Eles derivaram relações com a finalidade de corrigir esse efeito como função do raio da estrela, assumindo irradiação uniforme.

[Exter et al. \(2005\)](#) reportaram a análise de espectros de alta resolução (1.1 \AA) com resolução temporal de TW Crv. Eles forneceram medidas de velocidade radiais para ambas as componentes do sistema, resultando em $K_1 = (53 \pm 2) \text{ km s}^{-1}$ e $K_2 = (125 \pm 2) \text{ km s}^{-1}$ para a primária e secundária, respectivamente. Como no caso de [Chen et al. \(1995\)](#), a última é também a velocidade radial do centro de luz da estrela secundária e deve ser corrigida para o centro de massa antes da determinação dos parâmetros da binária.

Nossa análise conta com curvas de luz no infravermelho com relação S/R maior e menor tempo de exposição do que análises anteriores (e.g., [Chen et al. 1995](#)), além de um modelo apropriado para a modelagem dos dados.

3.3.1 análise dos dados

Como no caso de KV Vel, as curvas de luz no infravermelho de TW Crv são igualmente dominadas pelo efeito de iluminação da estrela secundária pela primária. Deste modo, a análise dos dados de TW Crv segue procedimentos similares àqueles de KV Vel. Inicialmente, calculamos as fases orbitais de acordo com a efeméride da Eq. 3.2. Como no

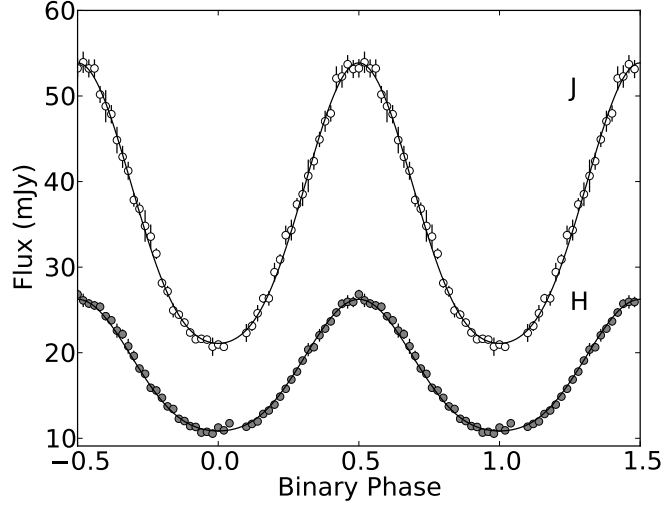


Fig. 3.3: Curvas de luz de TW Crv em J e H com os respectivos modelos. As curvas foram dobradas em fase para melhor visualização (Ribeiro & Baptista, 2011).

Tab. 3.7: Resultados do ajuste de curva de luz aos dados de TW Crv.

	J	H
Fluxos das diferentes componentes:		
$F_2(mJy)$	2.4 ± 0.6	2.1 ± 0.4
$F_d(mJy)$	17.8 ± 0.6	7.9 ± 0.3
I_{irr}	11.6 ± 0.2	6.3 ± 0.4
Parâmetros ajustados simultaneamente:		
$i = (41 \pm 9)^\circ$	$q = (0.28 \pm 0.04)$	$f_{fac} = (1.13 \pm 0.01)$

caso de KV Vel, o mínimo da curva de luz não ocorre em fase $\phi = 0$, mas em $\phi = -0.13$ (antes do esperado). Como a efeméride de Chen et al. (1995) possui baixa precisão e devido ao longo tempo entre as observações, é comum esperar desvios dessa magnitude. Em analogia com a análise anterior, ajustamos senoides às curvas de luz de TW Crv e medimos o tempo de brilho máximo. Afim de revisar a efeméride do sistema, combinamos as novas medidas com aquelas de Chen et al. (1995).

O melhor ajuste, por mínimos quadrados, para a efeméride linear de TW Crv é,

$$T_{\min}(E) = 2448661.6049(\pm 3) + 0.3276074(\pm 2) \cdot E. \quad (3.3)$$

Os resultados do subsequente ajuste das curvas de luz estão listados na Tabela 3.7 e mostrados na Figura 3.3. O fator de preenchimento do lobo de Roche resulta em um raio de $r_2 = 0.22 \pm 0.01$ para a estrela secundária. Utilizando a Equação 5 de Chen et al. (1995) com r_2 , obtemos uma razão de massa de $q = 0.30 \pm 0.01$, em boa concordância com o resultado obtido diretamente da modelagem das curvas de luz infravermelhas.

Combinando a Equação 4 de Chen et al. (1995) com nossos resultados para i e r_2 , obtemos uma massa total de $M_T = (0.6 \pm 0.1)M_\odot$, o que resulta em $M_1 = (0.5 \pm 0.1)M_\odot$ e $M_2 = (0.2 \pm 0.1)M_\odot$. Pela 3ª lei de Kepler obtemos uma separação orbital $a = (1.7 \pm 0.1)R_\odot$, e um raio de $R_2 = (0.4 \pm 0.1)R_\odot$ para a secundária. Os mesmos cálculos realizados

com com as velocidade radiais obtidas por [Exter et al. \(2005\)](#) levam a uma massa total de $M_T = (0.9 \pm 0.1)M_\odot$, o que resulta em $M_1 = (0.66 \pm 0.05)M_\odot$ e $M_2 = (0.24 \pm 0.05)M_\odot$, para as massas das componentes. Além disso, obtemos uma separação orbital de $a = (1.9 \pm 0.1)R_\odot$ e um raio para a estrela secundária de $R_2 = (0.4 \pm 0.1)R_\odot$. Estes resultados são obtidos aplicando-se a mesma correção em K2 aplicada aos dados de [Chen et al. \(1995\)](#).

Dadas as diferenças entre os resultados obtidos usando as velocidade radiais de [Chen et al. \(1995\)](#) e [Exter et al. \(2005\)](#), parece que as correções desenvolvidas por [Chen et al. \(1995\)](#) não se aplicam aos dados de [Exter et al. \(2005\)](#). Por exemplo, o processo descrito acima é inválido caso haja uma contribuição da estrela secundária não desprezível às linhas de emissão medidas por [Exter et al. \(2005\)](#). Um modelo mais detalhado do efeito da irradiação no perfil da linha é necessário para esclarecer essa questão.

Nossos resultados indicam que a secundária de TW Crv também possui um raio maior do que o esperado para estrelas isoladas de mesma massa na seqüência principal. Por fim, a razão entre os fluxos no infravermelho da estrela secundária de TW Crv ($F_2(J)/F_2(H)$) é consistente com a de corpo negro de $T \sim 4500$ K. Combinados com a estimativa do raio da estrela, obtemos uma distância de $d \sim 420$ pc para o sistema.

Repetimos o mesmo procedimento para o cálculo do albedo da estrela secundária (seção 3.2.1) para TW Crv. Neste caso, adotamos temperaturas de $T_1 = (105 \pm 20) \times 10^3$ K ([Exter et al., 2005](#)) e $T_2 = 4500$ K (este trabalho) para as estrelas primária e secundária, respectivamente. Os resultados são mostrados na Tabela 3.6, e são consistentes entre si ao nível de $1 - \sigma$.

3.4 QS Vir

QS Vir (ou EC13471-1258) é uma binária eclipsante composta por uma anã branca do tipo DA e uma secundária ativa de tipo espectral dMe, descoberto pelo Edinburg-Cape Blue Object Survey ([Stobie et al., 1997](#)). [Kawka et al. \(2002\)](#) e [O'Donoghue et al. \(2003\)](#) forneceram extensos estudos sobre o objeto, combinando monitorias fotométricas, espectros com resolução temporal e (no último caso) espectros no UV.

[O'Donoghue et al. \(2003\)](#) mostraram que a velocidade de rotação da anã-branca do sistema é consistente com aquela de CVs com disco ([Szkody et al., 2002](#)). Deste modo, sugeriram que o sistema não é uma pre-VC, mas que se trata de uma VC hibernante, implicando que o sistema deve ter passado por uma erupção de nova nos últimos séculos ([Shara et al., 1986](#); [Priainik & Shara, 1986](#)). Monitorando o sistema por cerca de 10 anos eles foram capazes de identificar uma pequena variação orbital, possivelmente causada por atividade na estrela secundária. Vários episódios de flares foram observados indicando que a secundária é, de fato, altamente ativa. Por fim, espectros obtidos com o telescópio espacial Hubble foram utilizados para construir um tomograma Doppler de $H\alpha$, que sugere a possibilidade de que acréscimo (via $L1$) a baixas taxas pode estar ocorrendo.

Para complementar a análise de [O'Donoghue et al. \(2003\)](#) coletamos espectros de melhor qualidade (maior S/R, melhor resolução espectral e cobertura temporal) utilizando o telescópio Blanco de 4m do CTIO com o espectrógrafo RC (Tabela 3.3). Igualmente, combinamos nossa fotometria infravermelha (Tabela 3.2) com dados na banda R fornecidos por [Kawka et al. \(2002\)](#) e nas bandas V(RI)_c fornecidos por [O'Donoghue et al. \(2003](#), ver a Tabela 6 no artigo referido).

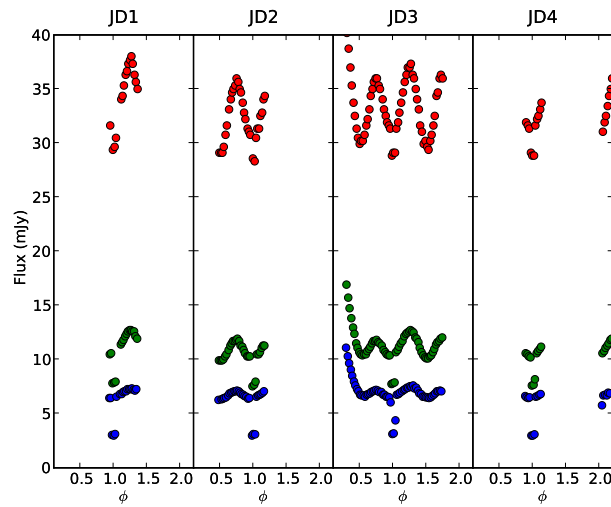


Fig. 3.4: Curvas de luz no ótico de QS Vir extraídas da Tabela 6 de O’Donoghue et al. (2003). As curvas estão separadas de acordo com a data das observações. As curvas em V, R e I estão mostradas em azul, verde e vermelho, respectivamente.

3.4.1 Fotometria

Os dados de O’Donoghue et al. (2003) nas bandas $V(RI)_c$ consistem de quatro noites consecutivas de observações realizadas entre 22-25 de junho de 1993 (entre HJD , 2449161–2449164) com o telescópio UCL de 1.0m e uma câmera CCD com um detetor RCA. Ciclos repetidos de exposições em V, R e I com tempos de exposição de 100, 80 e 60 s foram obtidos e disponibilizados na Tabela 6 de O’Donoghue et al. (2003). A conversão de magnitudes para fluxo foi realizada utilizando os coeficientes de Schaifers & Voigt (1982). Os dados estão mostrados na Figura 3.4 e, a partir de agora, iremos nos referir a eles como JD1 a JD4, respectivamente⁴. Os dados na banda R de Kawka et al. (2002) consistem de dois ciclos orbitais, separados por três noites de observações e serão referidos como JD5 e JD6. Ao nosso conjunto de dados no infravermelho, obtido em HJD 2454544 (veja Tabela 3.2), nos referimos como JD7.

Na Figura 3.5 apresentamos as curvas de luz no ótico (JD2) e infravermelho (JD7) com o respectivo modelo ajustado. Dada a cobertura em fase das curvas de luz no ótico e o flare presente em JD3 (veja Figura 3.4), utilizamos apenas a curva de luz JD2 neste procedimento. Poderíamos ter utilizado os dados de JD1 para complementar a falta de dados entre fase 0.2 – 0.4 de JD2 mas, infelizmente, o sistema estava em um estado de brilho diferente (facilmente notado se as curvas são mostradas juntas). Igualmente, JD5 e JD6 (os dados de Kawka et al. 2002), apresentam variações de brilho além da modulação elipsoidal que motivaram sua exclusão desta parte da análise.

É fácil perceber que, para maiores comprimentos de onda, o eclipse da primária se torna mais raso e a modulação elipsoidal da estrela secundária mais pronunciada. Ou seja, a contribuição da estrela secundária (extensa e fria), se torna mais importante do que a da estrela primária (compacta e mais quente).

Como estimativas iniciais para o processo de modelagem, utilizamos os parâmetros

⁴ JD1 = 2449161; JD2 = 2449162; JD3 = 2449164; JD4 = 2449164

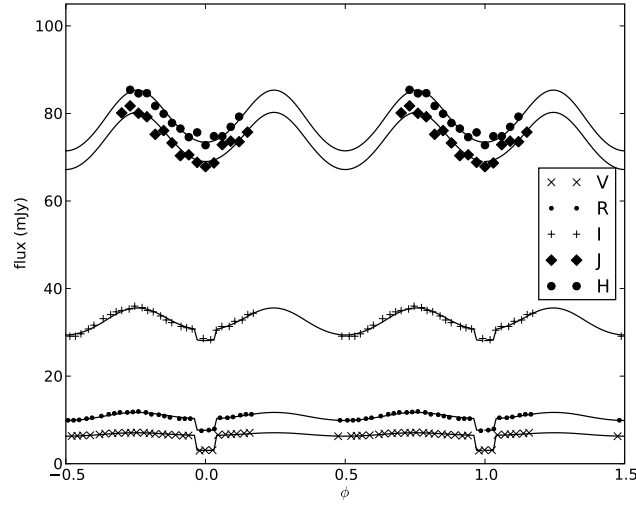


Fig. 3.5: Curvas de luz de QS Vir com os respectivos modelos. As curvas em cada filtro estão representadas com diferentes símbolos e foram dobradas em fase para melhor visualização (Ribeiro et al., 2010).

Tab. 3.8: Parâmetros obtidos pela análise dos dados de QS Vir.

Par.	V	R	I	J	H
$F_2(mJy)$	3.05 ± 0.02	7.66 ± 0.04	28.2 ± 0.1	68.3 ± 0.4	72.8 ± 0.4
$F_1(mJy)$	3.42 ± 0.02	2.60 ± 0.05	2.2 ± 0.2	0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.2
χ^2	2.74	2.62	1.20	1.05	0.94
Parâmetros ajustados simultaneamente:					
$i = (74.9 \pm 0.6)^\circ$	$q = (0.50 \pm 0.05)$		$r_{LR} = (0.44 \pm 0.03)$		
$r_2 = (0.36^{+0.02}_{-0.06})$	$f_{fac} = (1.067 \pm 0.007)$		$r_2/r_{RL} = (0.82^{+0.07}_{-0.2})$		
Parâmetros da binária:					
$M_1 = 0.6 \pm 0.3 M_\odot$	$M_2 = 0.3 \pm 0.1 M_\odot$		$R_2 = 0.43^{+0.04}_{-0.07} R_\odot$		
$d = 40 \pm 5 \text{ pc}$			$a = 1.2 \pm 0.1 R_\odot$		

orbitais obtidos por O'Donoghue et al. (2003). A contribuição de cada componente foi inicialmente obtida medindo-se o fluxo durante o eclipse (F_2) e sua profundidade (F_1). Os valores resultantes e as incertezas obtidas utilizando uma simulação de Monte Carlo (veja seção 3.2.1) estão mostrados na Tabela 3.8 e foram utilizados para obter as curvas modelo da Figura 3.5. O ajuste é realizado de maneira similar aquela descrita na seção 3.2.1 com todas as curvas de luz simultaneamente (JD3+JD7), de modo que i , q e f_{fac} são parâmetros gerais e os fluxos são particulares de cada conjunto de dados. Considerando a temperatura estimada por O'Donoghue et al. (2003) para as componentes do sistema, o efeito de iluminação da estrela primária sobre a secundária deve ser inferior a 1% do fluxo da estrela secundária. Deste modo, desconsideramos esse efeito no processo de modelagem.

A Tabela 3.8 mostra, além de f_{fac} , o raio da estrela secundária (r_2) e o raio volumétrico do seu lobo de Roche (r_{RL} , como proposto por Eggleton 1983), ambos em unidades da separação orbital (a). Também mostramos o raio da secundária em unidades do seu lobo

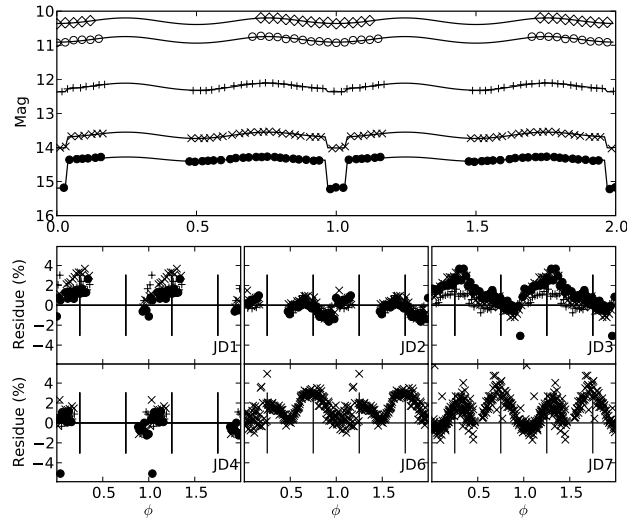


Fig. 3.6: Gráfico mostrando os resultados para as curvas de luz em $V(RI)_c$ mais modelos. O painel inferior mostra os respectivos resíduos (Ribeiro et al., 2010).

de Roche (r_2/r_{RL}). Os resultados obtidos pelo ajuste das curvas de luz (veja Tabela 3.8) estão em bom acordo com os de O’Donoghue et al. (2003). Estes últimos foram derivados independentemente pela combinação de medidas da duração dos eclipses e das fases parciais (ingresso/egresso) com as medidas de semi-amplitude de velocidades radiais K_1 e K_2 das componentes.

Apesar do ajuste relativamente bom, o χ^2 ($\gtrsim 2$) obtido para os dados em $V(RI)_c$ é maior que o esperado para um bom ajuste ($\chi^2 \sim 1.0$). Ao mesmo tempo, a curva (O-C) mostra resíduos altamente correlacionado (veja os painéis inferiores da Figura 3.6). A amplitude dos desvios nas curvas de luz em JD2 é similar em V e R, e menor por um fator 2 na banda I. Uma análise similar foi realizada com os dados de JD1, JD3, JD4, JD5 e JD6. Os resultados são mostrados nos painéis inferiores da Figura 3.6. Como os dados de JD5 e JD6 estão em magnitude relativa (Kawka et al., 2002), não é possível calibrá-los em fluxo. Deste modo, afim de fornecer uma comparação direta entre os diferentes conjuntos de dados, os resíduos são calculados como diferenças de magnitude. Os resíduos são aparentemente maiores em JD1 e JD3 e claramente maiores em JD5 e JD6.

Poder-se-ia argumentar que estes resíduos são consequência de uma escolha errada dos parâmetros orbitais. Dada a forma simétrica da modulação elipsoidal, valores errados para os parâmetros orbitais (i , q e r_2) ou fluxos das componentes (F_1 e F_2) produzem picos sistemáticos em quadratura (parâmetros orbitais) ou conjunção (fluxos das componentes). Os resíduos observados são diferentes de ambas as previsões. Por outro lado, um pequeno deslocamento em fase (p. ex., $\delta\phi \sim 0.02$) poderia explicar (qualitativamente) os resíduos observados. Entretanto, mesmo um pequeno deslocamento como esse é duas vezes maior do que o maior tempo de exposição utilizado ($t_{exp} = 100s$ em V) e seria suficiente para deslocar os eclipses de seus limites – o que não é observado. Deste modo, os desvios sistemáticos observados nas curvas de luz parecem refletir variações intrínsecas na distribuição de brilho da estrela secundária. Iremos retornar a este ponto mais adiante na análise dos dados.

Na Tabela 3.8 mostramos os fluxos obtidos para as componentes do sistema. Utili-

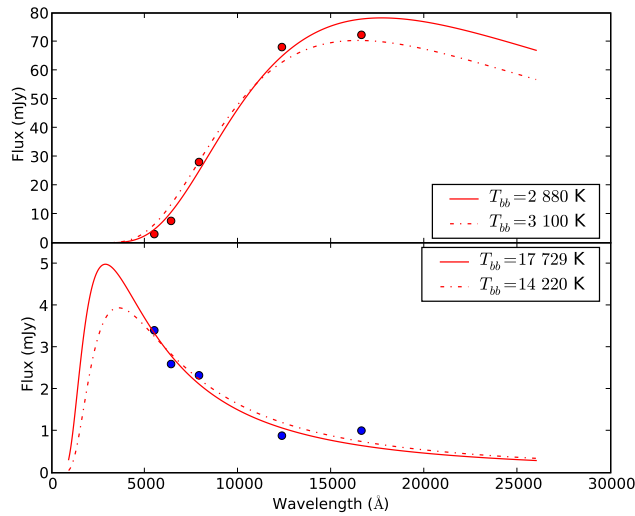


Fig. 3.7: Ajustes de espectros de corpo negro aos dados de QS Vir. No painel superior e inferior mostramos os fluxos da estrela secundária e primária respectivamente, em relação ao comprimento de onda central dos filtros $V(RI)_c$ de JD2 e JH de JD7. Em linha cheia e ponto-traço, os espectro de corpo negro ajustados. As temperaturas estão indicadas nos respectivos painéis.

zamos o pacote SYNPHOT do IRAF para ajustar espectros de corpo negro aos fluxos observados. Obtemos temperaturas de $T_1 = 18000 \pm 5000$ e $T_2 = 2800 \pm 200$, para a primária e secundária respectivamente. Assumindo raio $R_1 = 0.011 R_\odot$ e $R_2 = 0.42 R_\odot$ (O'Donoghue et al., 2003), obtemos distancias de $d_1 = 60 \pm 20$ pc e $d_2 = 40 \pm 5$ pc para as estrelas primária e secundária, respectivamente. Os resultados obtidos são consistentes com os da literatura ao nível de $1 - \sigma$. A grande incerteza obtida na determinação da temperatura e distância para a estrela primária é uma consequência da utilização de dados essencialmente óticos/infravermelhos no ajuste de um espectro azul (quente). Na Figura 3.7 comparamos as soluções obtidas pelos nossos dados àquela de O'Donoghue et al. (2003). Note que uma parte importante do espectro da estrela primária (a queda no azul) não é amostrada pelos dados.

O'Donoghue et al. (2003) discutem a presença de uma erupção nos dados JD3, no início das observações. Efeitos similares também foram apresentados por Kawka et al. (2002) em relação aos conjuntos JD5 e JD6. Nos painéis inferiores da Figura 3.6 apresentamos o desvio entre os dados e modelos de curvas de luz para uma estrela secundária de brilho uniforme (mas levando em conta os efeitos de obscurecimento de borda e gravitacional). É possível notar o aumento no brilho da estrela próximo a fase 0.25, onde o sistema está em quadratura. Variações de amplitude similar são também observadas em JD5 e JD6. Motivados pela amplitude e forma dessas variações, aplicamos o modelo de inversão de curva de luz descrito na seção 2.3.3, afim de determinar a localização das regiões responsáveis pelo aumento de brilho em JD2, JD3, JD5 e JD6. Os dados de JD1 e JD4 não foram incluídos nesta análise devido a sua cobertura incompleta em fase.

Na Figura 3.8 mostramos, em linhas cheias, os modelos resultantes do processo de inversão da curva de luz. Curvas de luz para modelos cuja secundária possui uma distribuição de brilho uniforme estão mostradas como linhas tracejadas. Os mapas em tons de

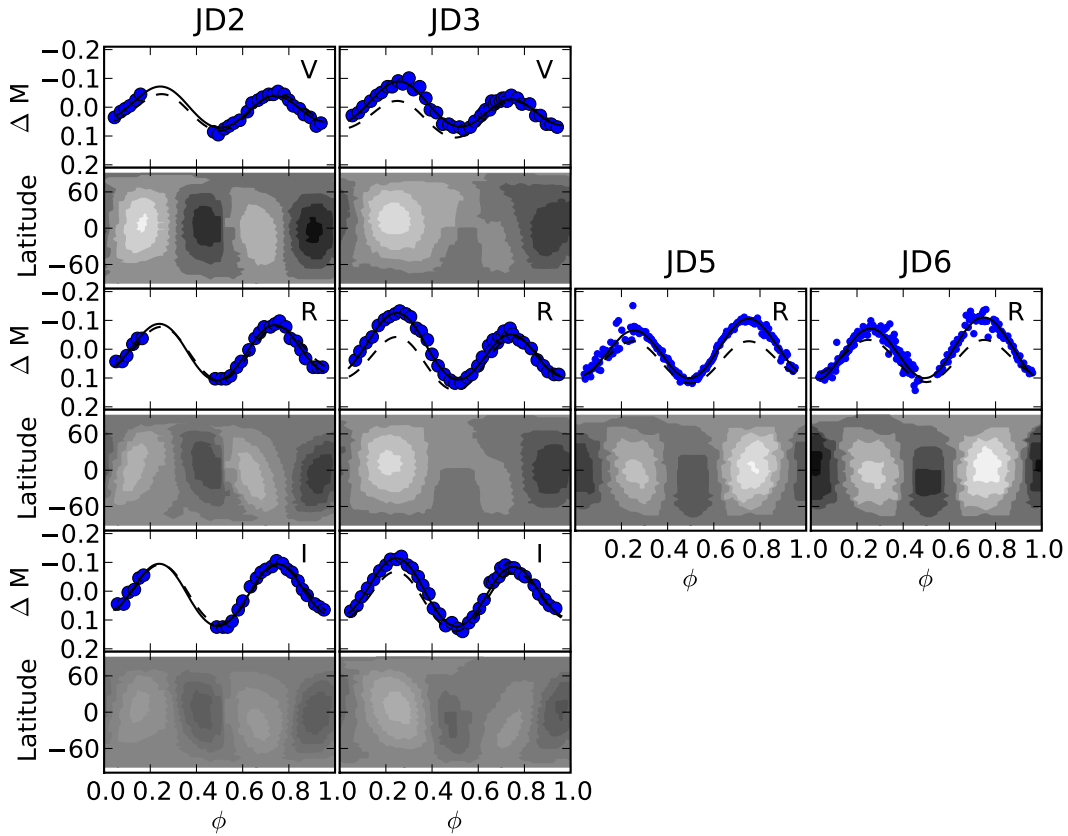


Fig. 3.8: Resultado da aplicação da técnica de inversão de curva de luz para os dados em $V(RI)_c$ dos dias JD2, JD3, JD5 e JD6 (Ribeiro et al., 2010).

cinza mostrados na Figura 3.8 são as variações na distribuição de brilho da secundária necessárias para produzir os desvios observados. Todos os mapas estão mostrados na mesma escala linear de cor, para permitir uma comparação entre os diferentes filtros e épocas. Uma vez que a fotometria de banda larga mede essencialmente a fotosfera da estrela, desvios positivos com relação ao modelo com distribuição uniforme (linha tracejada) representam regiões ativas quentes, que vão aparecer mais claras nas imagens. Por outro lado, desvios negativos representam regiões cobertas por manchas frias, que devem aparecer escuras nas imagens.

Os mapas em JD2 mostram que existem dois tipos distintos de estruturas. Próximo à fases ~ 0.2 e ~ 0.7 vemos regiões de emissão aumentada, separadas por ~ 0.5 em fase. É igualmente possível notar a presença de duas regiões de emissão diminuída próximas a fases ~ 0.4 e ~ 0.9 , também separadas por ~ 0.5 em fase. Estas estruturas, estão presentes em todas as três curvas de luz em JD2 e são mais evidentes em comprimentos de onda menor (V). Um aspecto interessante sobre a morfologia das curvas de luz pode ser visto quando comparamos as curvas (O-C) para os dados de JD1 e JD4, com aqueles de JD2 e JD3 (painel inferior da Figura 3.6). Apesar da cobertura em fase incompleta, existe uma forte semelhança entre as amplitudes dos resíduos nas curvas de luz em JD1 e JD3 e as curvas de luz de JD2 e JD4. Este resultado sugere que a configuração das regiões

ativas responsáveis por essas estruturas se mantêm em escalas de tempo (pelo menos) de dias.

Os resultados para JD5 e JD6 são similares àqueles para JD2 em relação à forma geral e posicionamento das estruturas. Observamos um pequeno ($\Delta\phi \sim 0.05$) deslocamento das estruturas brilhantes em longitude (de $\phi \sim 0.25$ em 1998 para $\phi \sim 0.3$ em 2000). Além disso, notamos que a região mais brilhante é aquela próximo a fase $\phi \sim 0.8$ em JD5 e JD6, enquanto para JD2 a região próximo a fase $\phi \sim 0.25$ é a mais brilhante.

Uma vez que os conjuntos de dados JD5 e JD6 não são calibrados em fluxo não somos capazes de determinar o nível correto de brilho da estrela secundária. Deste modo, devemos ter cuidado ao comparar os resultados obtidos com os dados de [Kawka et al. \(2002\)](#) e [O’Donoghue et al. \(2003\)](#). Em cada conjunto de dados em particular, as regiões ativas nesta estrela anã tipo-M são estáveis e mantêm sua localização em escalas de tempo de (pelo menos) alguns dias. Uma comparação entre os dados de 1998 e 2000 sugere que as regiões ativas podem ser relativamente estáveis em escalas de tempo de anos. Regiões cobertas por manchas separadas em ~ 0.5 em fase são comuns em estrelas anãs tipo-M ativas, isoladas. Entretanto, sua posição na superfície da estrela tende a evoluir com o tempo ([Vida & Oláh, 2006](#)). O que observamos em QS Vir é provavelmente similar a “longitudes ativas permanentes” também observadas em binárias tipo RS CVn e estrelas FK Com, sendo regiões ativas mantidas estáveis devido a interação de maré das componentes do sistema ([Berdyugina & Tuominen, 1998](#)).

3.4.2 Espectroscopia

Na Figura 3.9 vemos exemplos de espectros obtidos dentro e fora do eclipse. Os espectros fora do eclipse mostram claramente as características da estrela primária. Em especial, podemos destacar as linhas largas de absorção da série de Balmer do Hidrogênio e a componente azul do espectro. Por outro lado, as linhas de emissão de $H\alpha$ e CaII H&K da secundária também são pronunciadas, como é comum observar em estrelas M ativas. Estas linhas são vistas com destaque durante o eclipse, quando a anã branca está ocultada e não contribui para o espectro observado (painel superior na Figura 3.9).

Na Figura 3.10 mostramos um trem de espectros para as linhas da série de Balmer e CaII H&K em emissão e a banda molecular de TiO. Afora a componente em emissão de $H\alpha$, todas as linhas da série de Balmer e CaII H&K possuem um pico simples que segue o movimento da estrela secundária. Este detalhe fica mais claro comparando o comportamento das linhas com o da banda molecular de TiO, que é proveniente da estrela M. A velocidade radial (K) das componentes está apresentada na Tabela 3.9.

A linha de emissão de $H\alpha$ possui uma estrutura mais complexa, apresentando três componentes distintas (veja Figura 3.9). Estas componentes são visíveis também nos espectros Echelle mostrados na Figura 3.11. Na Tabela 3.10 mostramos um sumário das propriedades das linhas de emissão obtidas pela decomposição por Gaussianas dos perfis de linha do espectro Echelle. As diferentes componentes estão mostradas com linhas tracejadas e identificadas na Figura 3.11. Este espectro foi obtido em uma época diferente dos espectros da Figura 3.9, indicando que as estruturas observadas nas linhas de emissão são persistentes, ou muito comuns em QS Vir. O espectro Echelle tem um buraco entre 4500–5500 Å, o que não permite a detecção da linha de $H\beta$. Entretanto, a linha de $H\gamma$ mostra uma configuração muito parecida com aquela da linha de $H\alpha$, enquanto que apenas

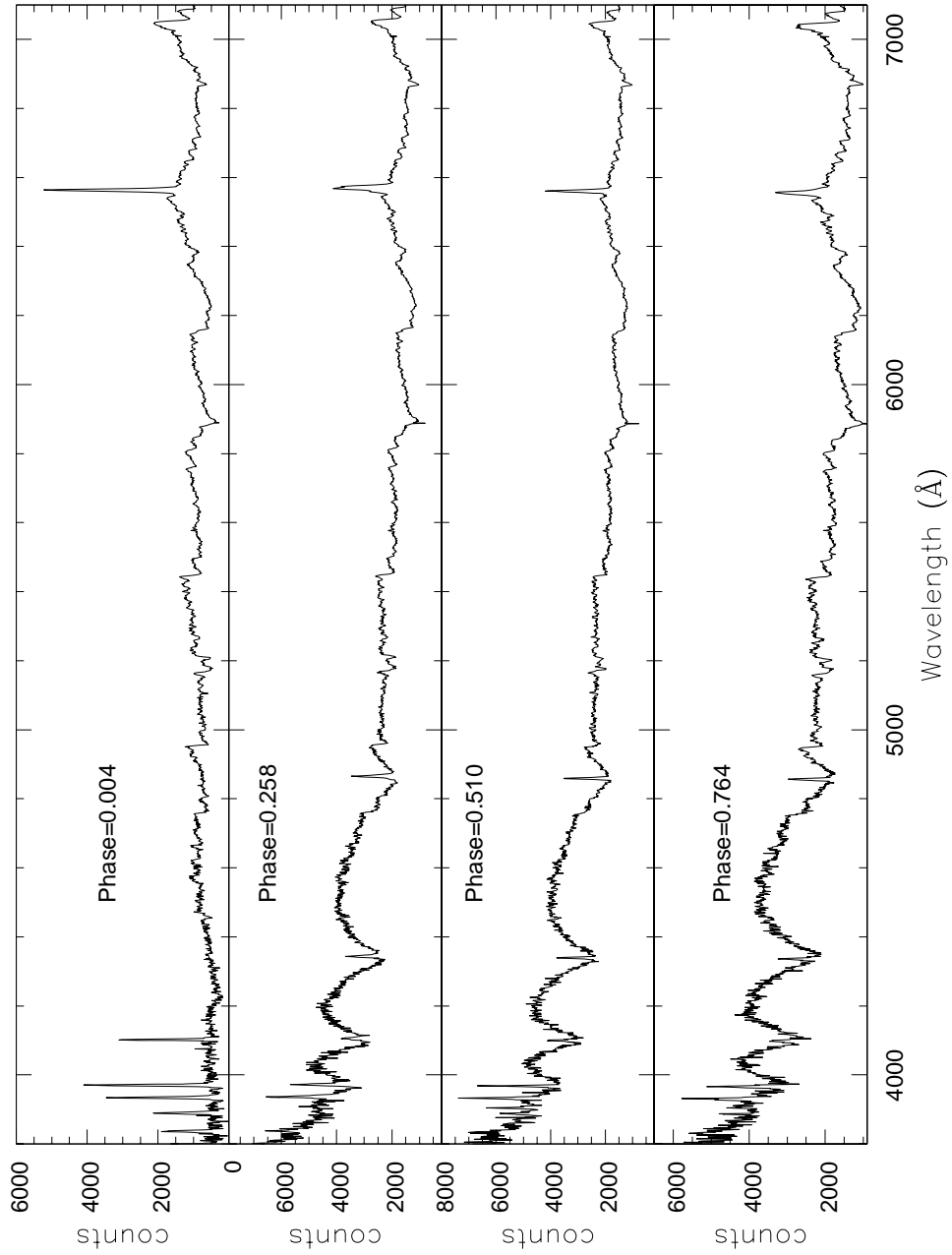


Fig. 3.9: Exemplos de espectros de QS Vir. As fases referentes a cada espectro estão indicadas na figura (Ribeiro et al., 2010).

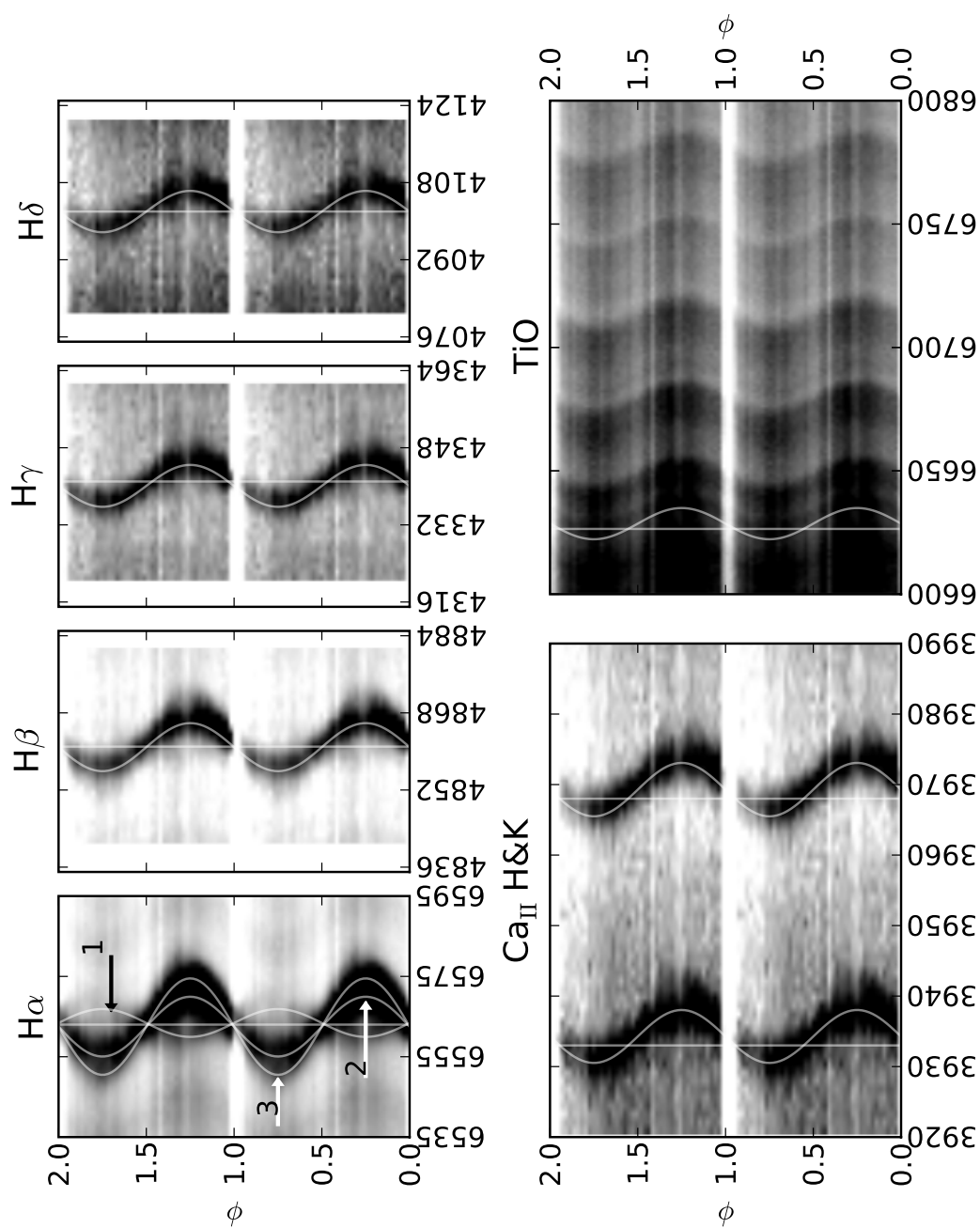


Fig. 3.10: Trem de espectros das principais linhas dos espectros de QS Vir. As três diferentes componentes da linha de H α estão indicadas por senóides (Ribeiro et al., 2010).

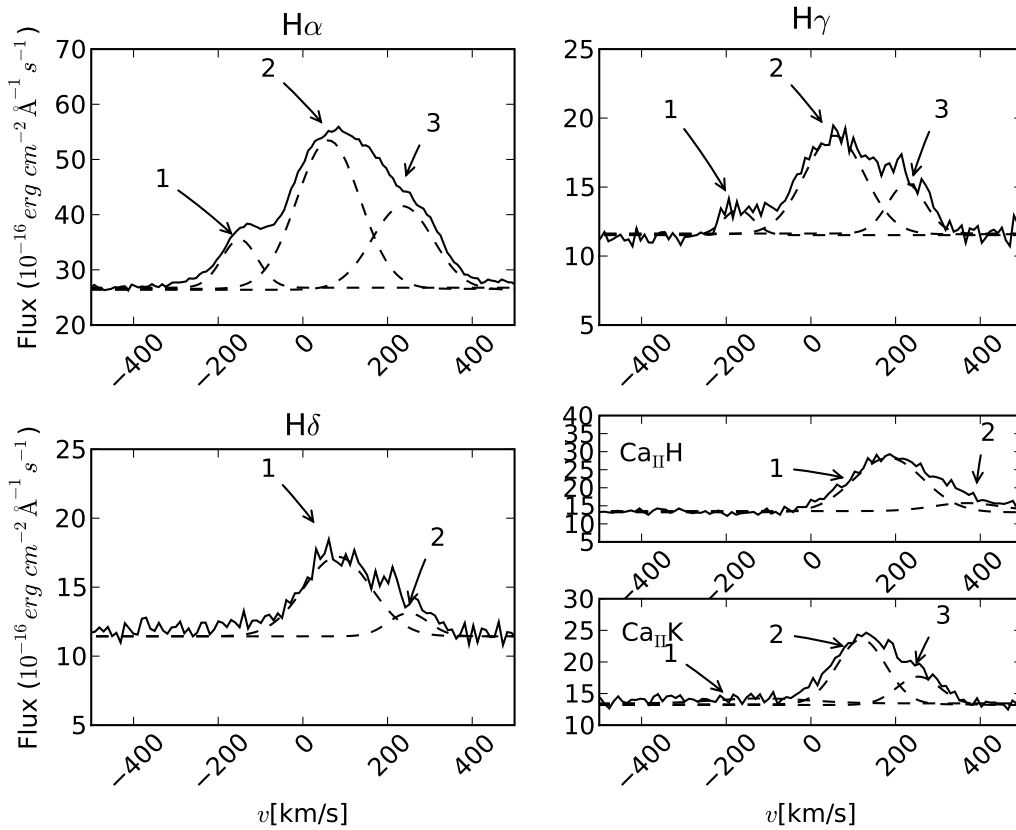


Fig. 3.11: Em linha contínua mostramos a região ao redor das linhas da série de Balmer e Ca IIH&K do espectro Echelle de QS Vir. Afim de melhorar a visualização, os dados foram combinados em caixas de largura de 0.1\AA . Linhas tracejadas mostram os resultados do ajuste de Gaussianas aos perfis de linha com setas indicando cada componente (de acordo com os resultados mostrados na Tabela 3.10, Ribeiro et al. 2010).

uma estrutura extra é detectável em $H\delta$. É possível que a baixa resolução do espectro obtido no CTIO impossibilite a distinção de componentes múltiplas em outras linhas da série de Balmer. Comparando os perfis de linha dos nossos dados com os modelos de Allred et al. (2005) (também, veja a Figura 3 de Paulson et al. 2006), sugerimos que flares na estrela M seja o mecanismo por trás das estruturas assimétricas nas linhas da série de Balmer em QS Vir.

Utilizamos uma decomposição em gaussianas do espectro para obter as curvas de velocidade radial das linhas da secundária e de possíveis componentes extras do espectro. Os resultados são mostrados na Tabela 3.9 e na Figura 3.12. As diferenças entre os resultados para as várias linhas, em particular a ampla faixa de valores encontrados para a velocidade sistêmica γ , sugerem que devemos ter cuidado ao interpretar os resultados do ajuste de curvas de velocidade radiais. Uma idéia do que pode estar acontecendo pode ser obtida olhando o painel inferior da Figura 2.2. Como vemos, quando a secundária apresenta uma distribuição superficial de brilho não uniforme extrair o centro da linha e tomá-lo como o centro de luz da estrela pode resultar em valores errados para K_2 .

Tab. 3.9: Resultados do ajuste de senóides aos dados de curva de velocidades radiais.

Linha	γ	K(km/s)	ϕ_0
H α_1	18.6 \pm 0.7	158 \pm 18	0.08 \pm 0.02
H α_2	-34.7 \pm 0.9	307 \pm 8	0.462 \pm 0.004
H α_3	-23 \pm 2	549 \pm 4	0.457 \pm 0.004
H β	-9.2 \pm 0.6	307 \pm 5	0.462 \pm 0.003
H γ	-61.5 \pm 0.6	297 \pm 5	0.450 \pm 0.003
H δ	-20.9 \pm 0.9	285 \pm 10	0.467 \pm 0.006
Ca _{II} H	53.4 \pm 0.2	278 \pm 4	0.452 \pm 0.003
Ca _{II} K	14.2 \pm 0.2	281 \pm 5	0.451 \pm 0.003
TiO	-	256 \pm 10	-

Tab. 3.10: Propriedades das linhas de emissão em nosso espectro Echelle.

Linha	v [km/s]	EW	Fluxo
H α - 1	-158	-5.19	32.5
H α - 2	51	-1.25	133
H α - 3	226	-3.00	76.7
H γ - 1	-171	-0.24	2.86
H γ - 2	56	-1.89	21.9
H γ - 3	226	-0.69	6.97
H δ - 1	104	-1.66	19.0
H δ - 2	249	-0.28	3.30
Ca _{II} H - 1	183	-3.7	49.4
Ca _{II} H - 2	368	-2.93	6.90
Ca _{II} K - 1	-116	-0.25	3.45
Ca _{II} K - 2	119	-1.75	23.2
Ca _{II} K - 3	253	-0.69	9.06

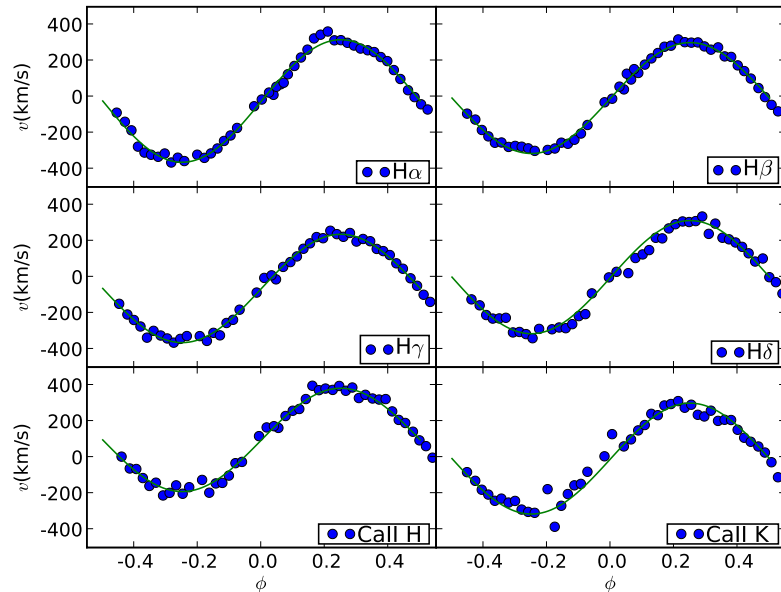


Fig. 3.12: Curvas de velocidade radiais para as principais linhas de QS Vir.

Medimos a velocidade da banda molecular de TiO (Tabela 3.9) através da correlação cruzada de todos os espectros obtidos no CTIO com um espectro de referência. Como notado por Kawka & Vennes (2005) e O’Donoghue et al. (2003) a escolha do tipo espectral do espectro de referência afeta as medidas da amplitude da velocidade radial. Não obstante, os erros sistemáticos introduzidos pela escolha do espectro de referência podem ser da ordem de grandeza dos erros internos do procedimento de ajuste. De modo a contornar este problema utilizamos os espectros da própria estrela, QS Vir, durante o eclipse ($\phi = 0.034$) como referência. Note que, durante o eclipse apenas a estrela secundária contribui para o espectro do sistema uma vez que a anã branca se encontra oculta. Este método tem a vantagem de evitar as incertezas associadas à escolha do tipo espectral da estrela secundária. Além disso, evitamos o problema da determinação da amplitude do alargamento de linha que deve ser aplicado ao espectro de referência, uma vez que geralmente se trata do espectro de uma estrela com baixa taxa de rotação.

Além da seleção de um espectro de referência, notamos que a escolha da janela espectral utilizada durante o procedimento de correlação também influencia os resultados. Em especial, a escolha de janelas muito estreitas resulta em valores sistematicamente menores para a estimativa de K_2 , enquanto que janelas maiores resultam em valores superestimados. Procedemos com a implementação de um procedimento iterativo que procura pela região espectral que minimiza os resíduos do espectro de referência e os espectros da estrela corrigidos pela velocidade radial resultante. Como resultado, obtemos $K_2 = 256 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ e uma região espectral entre $\lambda = [6940_{-5}^{+20} : 7250_{-20}^{+10}] \text{ \AA}$. As incertezas em K_2 levam em consideração tanto as incertezas no procedimento de ajuste como as provenientes da escolha da janela espectral para o procedimento de ajuste.

Nosso resultado para $K_2 (= 256 \pm 10 \text{ km s}^{-1})$ é consistente com o obtido por Kawka et al. (2002, $K_2 = 241 \pm 8 \text{ km s}^{-1}$) e O’Donoghue et al. (2003, $K_2 = 266 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$). Adotando os parâmetros determinados por nossos procedimentos obtemos uma solução para a binária cujas massas das componentes são $M_1 = 0.6 \pm 0.3 M_{\odot}$ e $M_2 = 0.3 \pm 0.1 M_{\odot}$. Os parâmetros calculados estão listados na Tabela 3.8.

Para as duas noites de nossa monitoria espectroscópica no CTIO, medimos a largura equivalente total (EW) das linhas de $H\alpha$. O resultado desse procedimento está apresentado na Figura 3.13. Os quatro espectros obtidos na primeira noite foram tomados em fase $\phi \sim 0.1$ e possui EW em torno de -6 \AA , similar ao que Kawka et al. (2002) atribuíram ao valor quiescente para a linha de $H\alpha$ ($EW = -5.6 \text{ \AA}$). Esta medida deve representar a emissão coronal basal da estrela M, indicando sua natureza ativa. Na noite seguinte de observação a medida de EW apresenta uma forte variação, alcançando $\sim -18 \text{ \AA}$ e $\sim -8 \text{ \AA}$ em dois ciclos consecutivos. É provável que, na segunda noite de observação, o sistema estava apresentando uma erupção (flare) na estrela M. A modulação observada na medida de EW é provavelmente uma combinação de efeito de projeção (devido a rotação do sistema) e evolução da erupção, que diminui sua intensidade em até 50% no próximo ciclo. Além do mais, a EW da linha de $H\alpha$ diminui até cerca de -6 \AA entre fases 0.5 e 0.75 mas retorna a um valor de -8 \AA em conjunção inferior. Este “salto” abrupto na EW depois de fase 0.75 sugere que nós testemunhamos o final do evento posterior ou o início de um novo evento. Considerando a variação da EW como um indicativo da extensão da região responsável pelo evento observado, concluímos que ela está centrada na face oposta ao ponto L1 da estrela M.

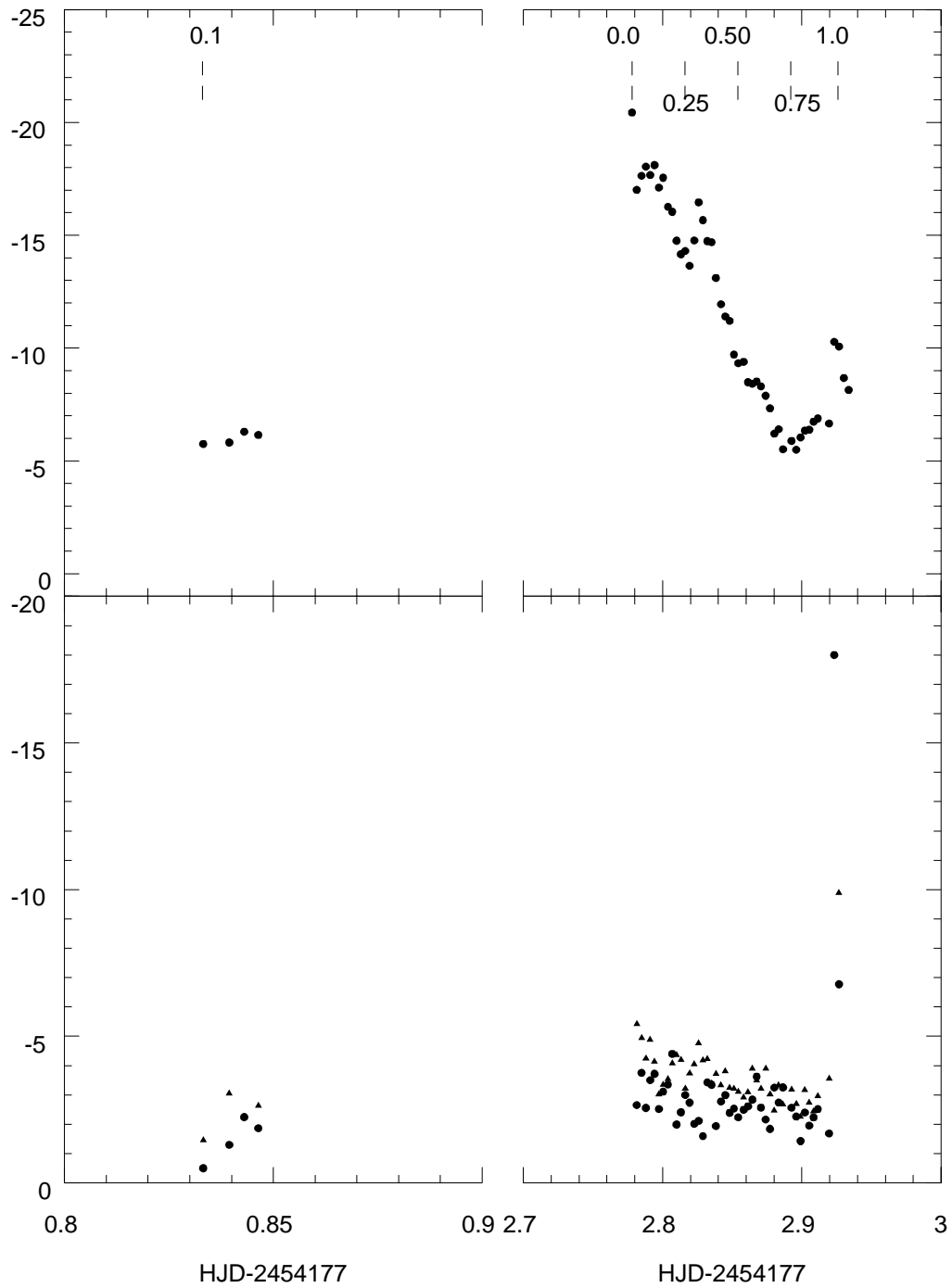


Fig. 3.13: Largura equivalente das linhas de $H\alpha$ (painel superior) e Ca II H&K (painel inferior) contra o tempo. No painel superior marcamos as fases orbitais do sistema. Veja texto para discussão (Ribeiro et al., 2010).

3.4.3 Imageamento Doppler.

Uma representação alternativa das estruturas das linhas de emissão do sistema pode ser obtida através de técnicas de Tomografia Doppler (veja seção 2.3.1). A técnica foi utilizada para produzir mapas Doppler das linhas de $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ e também das linhas do duplete de Ca II H&K. Os resultados do procedimento de Tomografia Doppler estão apresentadas na Figura 3.14.

Nosso mapa em $H\alpha$ é similar ao obtido por O’Donoghue et al. (2003). Para possibilitar uma comparação direta utilizamos as mesmas suposições daqueles autores em relação à posição geométrica da primária, secundária e lobo de Roche ($i = 75^\circ$ e $q = 0.55$) nas coordenadas de velocidade dos mapas. Deste modo, o centro de massa do sistema está localizado em velocidades $(v_x, v_y) = (0, 0)$ enquanto o centro de massa da primária e da secundária estão centrados em $(266, 0)$ e $(-138, 0)$, respectivamente. Igualmente, as escalas estão ajustadas em unidades de $(K_1 + K_2) \sin i$, de modo que as posições geométricas sobre o lobo de Roche correspondem às velocidades orbitais (posição no referencial que gira com a binária).

A estrutura mais notável nos mapas Doppler é a emissão centrada na posição referente à estrela secundária. Para a linha de $H\alpha$, esta estrutura corresponde à componente 2 do trem de espectros (Figura 3.10). Os mapas também apresentam fontes de emissão dentro do lobo de Roche da anã-branca, que corresponde a componente 1 no trem de espectros (Figura 3.10), ou $H\alpha_1$ do ajuste de velocidades radiais (Tabela 3.9). A emissão observada na face oposta a L1 da estrela secundária é a responsável pela componente 3, ou $H\alpha_3$ do espectro. Não vemos sinais da presença da componente 3 do nosso espectro nos dados de O’Donoghue et al. (2003). A posição atribuída a esta componente é consistente com aquela estimada para a mancha brilhante responsável pela erupção (flare), conforme identificado pela análise da EW (Figura 3.13). Podemos concluir que a estrutura 3 nos nossos dados é resultado da erupção observada na estrela M.

As estruturas responsáveis por $H\alpha_1$ e $H\alpha_3$ no mapa em $H\alpha$ parecem estar igualmente presentes nos mapas Doppler de $H\beta$ mas não podem ser vistas nos mapas em $H\delta$ e $H\gamma$. Este declínio em emissão das componentes ao longo da série de Balmer é típico de emissão proveniente de gás opticamente fino e também é observado em erupções solares – em acordo com a interpretação da erupção observada em nossos dados.

Como vimos na seção 2.3.1, um teste útil para determinarmos a confiabilidade das estruturas em mapas Doppler é comparar os resultados para imagens produzidas para diferentes “meios-ciclos” (um mapa para os dados entre fases 0 – 0.5 e outro para 0.5 – 1.0). O resultado deste procedimento é mostrado na Figura 3.15. A principal diferença observada entre o mapa de $H\alpha$ da primeira metade e o da segunda metade é uma redução na intensidade das estruturas 1 e 3. No painel inferior da Figura 3.15 mostramos perfis em anti-fase ($\phi \sim 0.5$ e $\phi \sim 0.75$). Se todas as suposições da tomografia Doppler fossem respeitadas, estes perfis deveriam ser espelhados (ao redor da velocidade zero). Entretanto, vemos que a componente de baixa velocidade (1) é praticamente ausente na segunda metade do ciclo ($\phi \sim 0.75$), indicando que a estrutura está desaparecendo ou que sua emissão é anisotrópica.

Determinar a origem e o mecanismo responsáveis pelas diferentes componentes das linhas de emissão de $H\alpha$ é desafiador. Esta estrutura está igualmente presente nos dados de O’Donoghue et al. (2003), e foi interpretada como uma estrutura persistente. Apesar

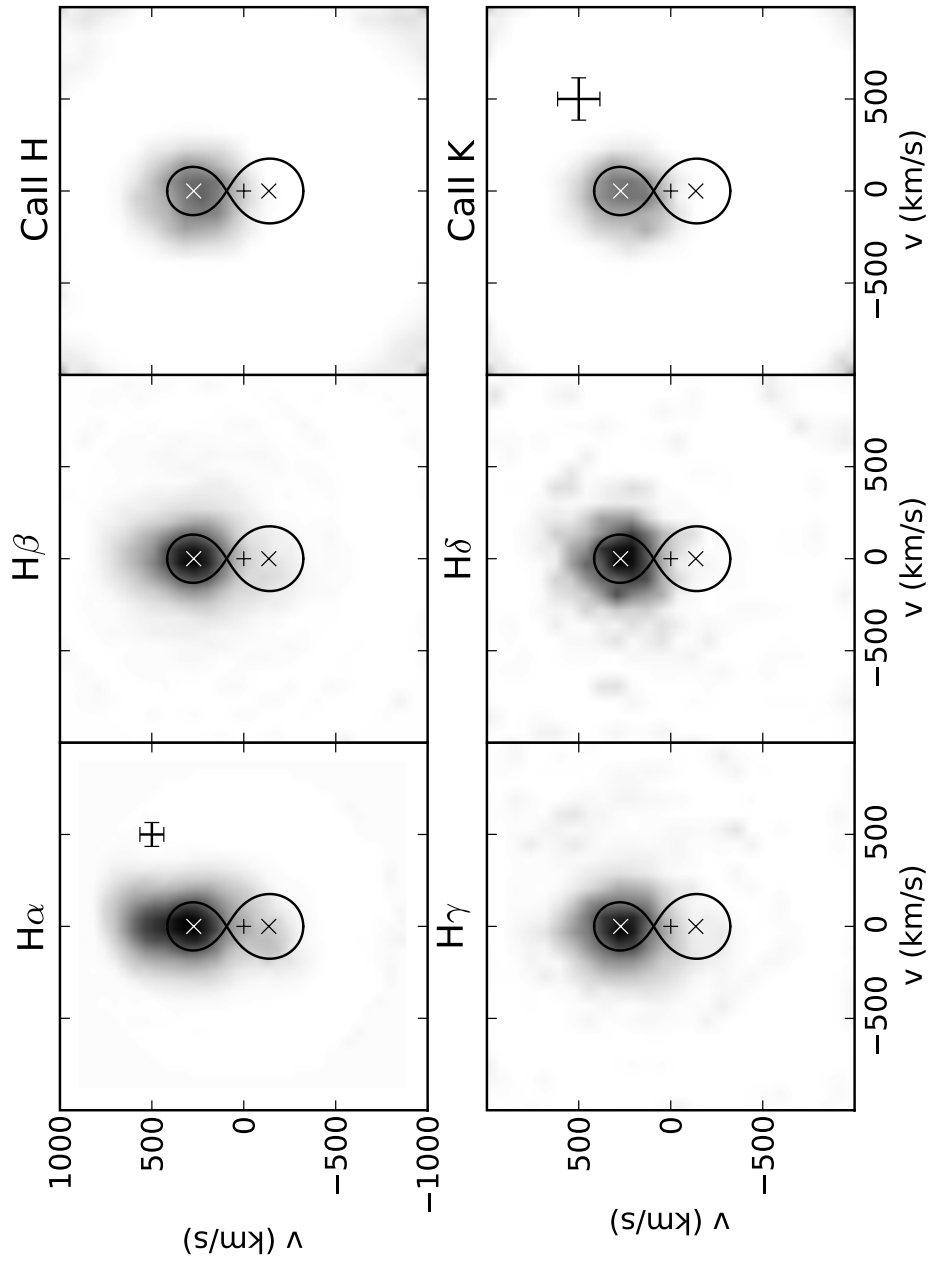


Fig. 3.14: Mapas doppler das linhas de H α , H β , H γ , H δ e de CaII H&K (Ribeiro et al., 2010).

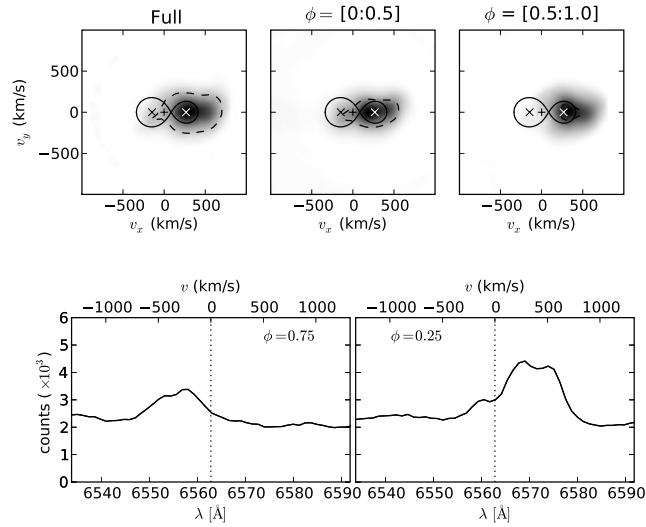


Fig. 3.15: Nos painéis superiores mostramos os mapas Doppler das linhas de $H\alpha$ produzidos com o conjunto de dados completo (Full), e para meios ciclos diferentes do mesmo conjunto de dados. A linha tracejada marca o nível de mesmo brilho nos mapas (escolhida como o brilho médio do mapa do meio). Os painéis inferiores mostram as linhas de $H\alpha$ dos nossos dados separadas por meio ciclo. Se todas as suposições da Tomografia Doppler fossem respeitadas, eles deveriam ser imagens espelhadas (veja texto para discussão). A linha pontilhada vertical marca a posição de velocidade zero, i.e. assumindo $\lambda_0(H\alpha) = 6562.8 \text{ \AA}$ (Ribeiro et al., 2010).

da similaridade entre os nossos mapas e aqueles de O’Donoghue et al. (2003), a localização desta estrutura parece ser diferente em ambos os casos. Além disso, como notamos anteriormente (Figura 3.15), esta estrutura parece estar diminuindo de brilho na segunda metade das observações ($\phi > 0.5$). Como temos apenas 1 ciclo orbital completo, não podemos discernir entre uma emissão anisotrópica ou uma evolução temporal, resultando na diminuição de brilho desta estrutura. Uma inspeção visual nos dados de O’Donoghue et al. (2003, veja a Figura 15 na referência), indica que esta estrutura possui uma configuração semelhante, sendo menos pronunciada em fases $\phi \sim 0.75$.

A interpretação dada por O’Donoghue et al. (2003) para a presença desta estrutura, é a de que material acretado a baixas taxas via L1 produziria um choque com jorro ao seguir a trajetória balística (veja a Figura 16 em O’Donoghue et al. 2003). Do ajuste de curva de luz mostramos que o raio da estrela secundária é, ao nível de $2 - \sigma$, menor que o de seu lobo de Roche. Deste modo, é improvável que ocorra acréscimo através de trasbordamento do lobo de Roche. Ao mesmo tempo, acréscimo por vento é um possível cenário para explicar a presença de gás no lobo da anã-branca. Existem evidências de que o vento de estrelas M seja da ordem de $10^{-15} - 10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Debes, 2006). A baixa temperatura da anã-branca em QS Vir (Szkody et al., 2002) e a falta de disco de acréscimo sugerem que, se existe acréscimo, este deve ocorrer em taxas bem baixas. Estas evidências tornam difícil de explicar que haja colisão ou choque do gás acretado. Além disso, material fora do lobo de Roche ou dentro do lobo da primária não pode manter um movimento orbital estável, a não ser que seja mantido nesta posição por algum outro efeito além da gravidade. Por exemplo, material acretado em VCs com disco atingem

velocidade kepleriana, aparecendo em posições diferentes do tomograma Doppler (veja p. ex., [Spruit 1998](#)). O que observamos nos mapas Doppler de QS Vir é provavelmente material com movimento orbital mantido em sincronismo com a binária por algum efeito além de dinâmica rotacional e gravidade. Uma alternativa seria o aprisionamento de material por um sistema de proeminências magnéticas da estrela M, similar àqueles observados em estrelas jovens tipo-T Tau por [Donati et al. \(2000\)](#) ou em estrelas do tipo Algol ([Peterson et al., 2010](#)). Em especial, o decréscimo observado nas linhas da série de Balmer está de acordo com o determinado para estruturas semelhantes em RX J1508.6-4423 ([Donati et al., 2000](#)).

3.5 LTT 560

LTT 560 é uma BPEC composta por uma anã branca e uma estrela anã de tipo espectral M5V. O fato de possuir uma estrela companheira de baixa massa, abaixo do limite em que as estrelas são totalmente convectivas, torna o sistema um alvo importante de nossa amostra.

Na Figura [3.16](#) apresentamos dois trechos do espectro médio de LTT 560 na região vermelha do espectro ótico⁵. Os espectros mostrados são obtidos primeiro corrigindo a velocidade orbital da estrela secundária e, depois, calculando a média de todos os 38 espectros.

Como pode ser notado na Figura [3.16](#), o espectro na região vermelha é dominado por componentes espectrais da estrela secundária. Em especial, podemos notar a pronunciada banda molecular de TiO entre de 7000 – 7200 Å e a linha de H α em emissão 6562.8 Å. Além disso, pode ser visto um grande número de linhas atômicas de absorção de Ca I 7326Å (painel superior), duplete de Na I 8183/8194 Å, K I, Fe I, Ti I e Ca II (painel inferior).

Iniciamos a análise dos dados com a obtenção de Tomogramas Doppler para a linha de emissão de H α (Figura [3.17](#)). Para as análises subseqüentes utilizamos a efeméride linear de [Tappert et al. \(2007\)](#),

$$T_0(\text{HJD}) = 2\,452\,565.6575(51) + 0.1475(29) \cdot E. \quad (3.4)$$

Um aspecto intrigante dessa linha no espectro de LTT 560 é o fato de detectarmos não apenas uma componente proveniente da estrela M5V secundária (de amplitude $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$), mas também uma componente que segue o movimento orbital da anã-branca (com menor amplitude, $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$). Esta componente inusitada de H α em LTT 560 também foi detectada em espectros de baixa resolução espectral por [Tappert et al. \(2007\)](#) e, de certa forma, inspirou a obtenção dos dados aqui analisados⁶. Devemos lembrar que a estrela primária em LTT 560 é uma anã branca e, em princípio, não possui uma cromosfera capaz produzir linhas de emissão. Um mecanismo provável para produzir tal componente em emissão seria acréscimo via vento estelar. Como a temperatura da primária é baixa

⁵ Como estamos interessados em analisar as propriedades da estrela secundária, iremos nos concentrar nas regiões vermelhas do espectro.

⁶ Além da componente em H α , a região azul do espectro possui um grande número de linhas aparentemente proveniente da estrela primária. A análise mais detalhada dessas componentes será apresentada no artigo final e está sendo realizada pelo Dr. Boris Gaensicke.

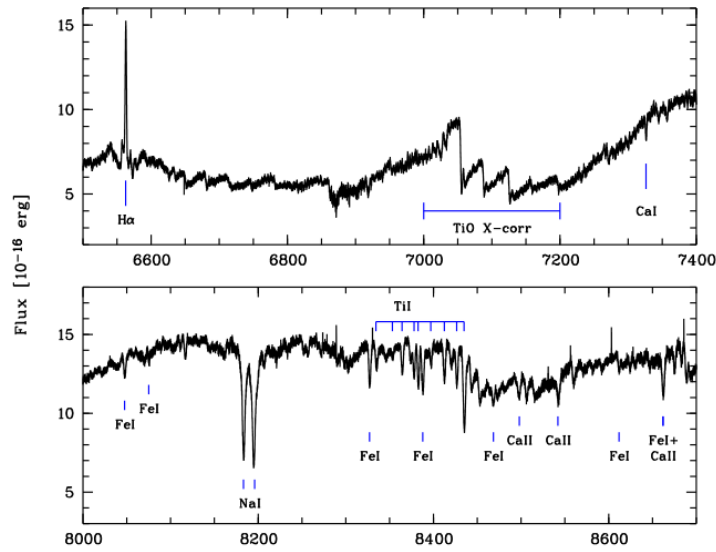


Fig. 3.16: Seleção de regiões do espectro azul (esquerda) e vermelho (direita) de LTT 560 com a identificação de algumas linhas. Esses espectros são obtidos pela combinação dos 38 espectros após correção do movimento orbital da estrela primária (espectro azul, acima) e secundária (espectro vermelho, abaixo).

($T_1 = 7000$ K) o acréscimo deve ser de baixa intensidade, o que está de acordo com a cenário de acréscimo por vento. Outro aspecto interessante do Tomograma Doppler de LTT 560 é a falta de emissão fora do lobo de Roche da secundária ou dentro do lobo da primária (que não o proveniente da própria estrela), em contraste com o caso da BPEC QS Vir (Ribeiro et al., 2010, veja Figura 3.14).

Como discutido anteriormente, a obtenção de imagens Doppler da distribuição superficial de brilho de estrelas requer dados com alta relação S/R (veja seção 2.3.2). Os espectros de LTT 560 possuem relação S/R média de ~ 10 . Neste caso, aplicamos técnicas de LSD (veja seção 2.4) afim de obter, para cada espectro, um perfil de linha com alta relação S/R. Os procedimentos realizados são similares àqueles descritos na análise dos dados de V405 And, incluindo a extração do contínuo. Para maiores detalhes, veja seção 4.2. No caso de LTT 560, foi obtido um conjunto de linhas⁷ para parâmetros estelares consistentes com uma estrela de tipo espectral M5V (Tappert et al., 2007), $T_{\text{eff}} = 3000$ K e $\log g = 5.1$ (Baraffe et al., 1998). O procedimento foi aplicado ao espectro vermelho 2, para evitar a banda molecular de TiO presente em grande parte do espectro 1. No total, cerca de 250 linhas (com profundidade maior que 0.5) foram utilizadas no processo de reconstrução, resultando em um ganho de $G \sim \times 12$, ou $S/R \sim 120$, para uma resolução em velocidade de ~ 4 km/s. Na Figura 3.18 (à esquerda, no painel inferior), mostramos o trem de espectros com os perfis obtidos pelo processo de LSD corrigidos pela velocidade orbital da estrela secundária. Não notamos nenhuma estrutura com variação de alta amplitude no trem de espectros. A princípio isso é um indicio que não devemos esperar mapear estruturas em baixa latitude, próximo ao equador da estrela.

Os parâmetros orbitais utilizados para aplicação de TR são obtidos combinando medidas prévias fornecidas por Tappert et al. (2007), medidas de velocidades radiais dos nossos

⁷ Pelo banco de dados VALD (Kupka et al., 1999; Kupka et al., 2000)

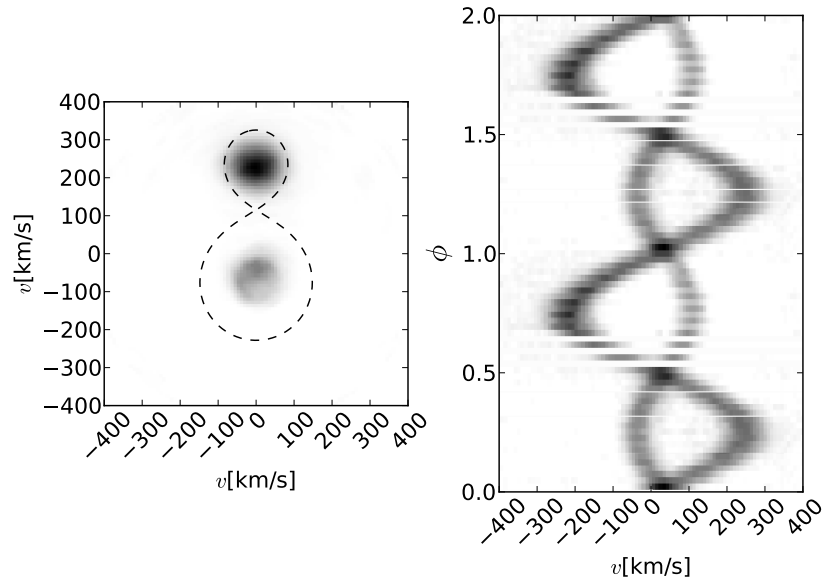


Fig. 3.17: Tomografia Doppler da linha de emissão em $H\alpha$ de LTT 560. A esquerda mostramos o mapa Doppler da distribuição de brilho em $H\alpha$, no espaço de velocidade. O contorno em linhas tracejadas mostra a velocidades orbitais referentes ao lobo de Roche do sistema. A direita mostramos o trem de espectros dos dados observados ao redor da linha de $H\alpha$. A conversão para o espaço de velocidades considera que $\lambda_0(H\alpha) = 6562.8 \text{ \AA}$.

espectros, e a determinação da massa da estrela primária. Esta última é obtida pela modelagem do espectro da anã branca e é utilizada na solução das equações para os outros parâmetros (massa da secundária e inclinação). Na Tabela 3.11 mostramos os resultados desse procedimento para os parâmetros orbitais do sistema. Obtemos dois conjuntos de parâmetros consistentes entre si (ao nível de $1 - \sigma$), para anã branca de He e CO. Para aplicar a técnica de TR, adotamos a média entre os valores mostrados na Tabela 3.11. Comparando as características dos espectros – tempo de exposição e resolução espectral – com os parâmetros orbitais do sistema, vemos que nosso conjunto de dados ultrapassa o limite imposto pela Equação 2.17. Deste modo, não podemos desconsiderar o efeito do tempo de exposição durante o procedimento de imageamento. Um total de $N_p = 3$ perfis modelo são necessários para simular cada perfil observado.

O procedimento descrito acima não permite determinar o raio da estrela secundária. Visto que este parâmetro guarda algumas peculiaridades, como a discrepância entre a determinação espectroscópica e fotométrica obtida por Tappert et al. (2007), realizamos o procedimento conhecido como *entropy landscape* (veja seção 2.3.2) afim de estimar o raio desta estrela. Deste modo, o raio que produz o mapa mais uniforme na reconstrução da distribuição de brilho superficial da estrela secundária de LTT 560 é $R_2 = 0.16_{-0.03}^{+0.06} R_\odot$. No trem de espectros da Figura 3.18 (painel inferior) mostramos o maior raio possível para a estrela secundária (raio do lobo de Roche, linhas pontilhadas) e os valores medidos (em linhas contínuas o valor medido e em linhas tracejadas os limites de $\pm 1 - \sigma$).

O resultado da aplicação de técnicas de TR aos dados de LTT 560 está mostrado nos painéis superiores da Figura 3.18. As imagens são mostradas em 5 projeções diferentes,

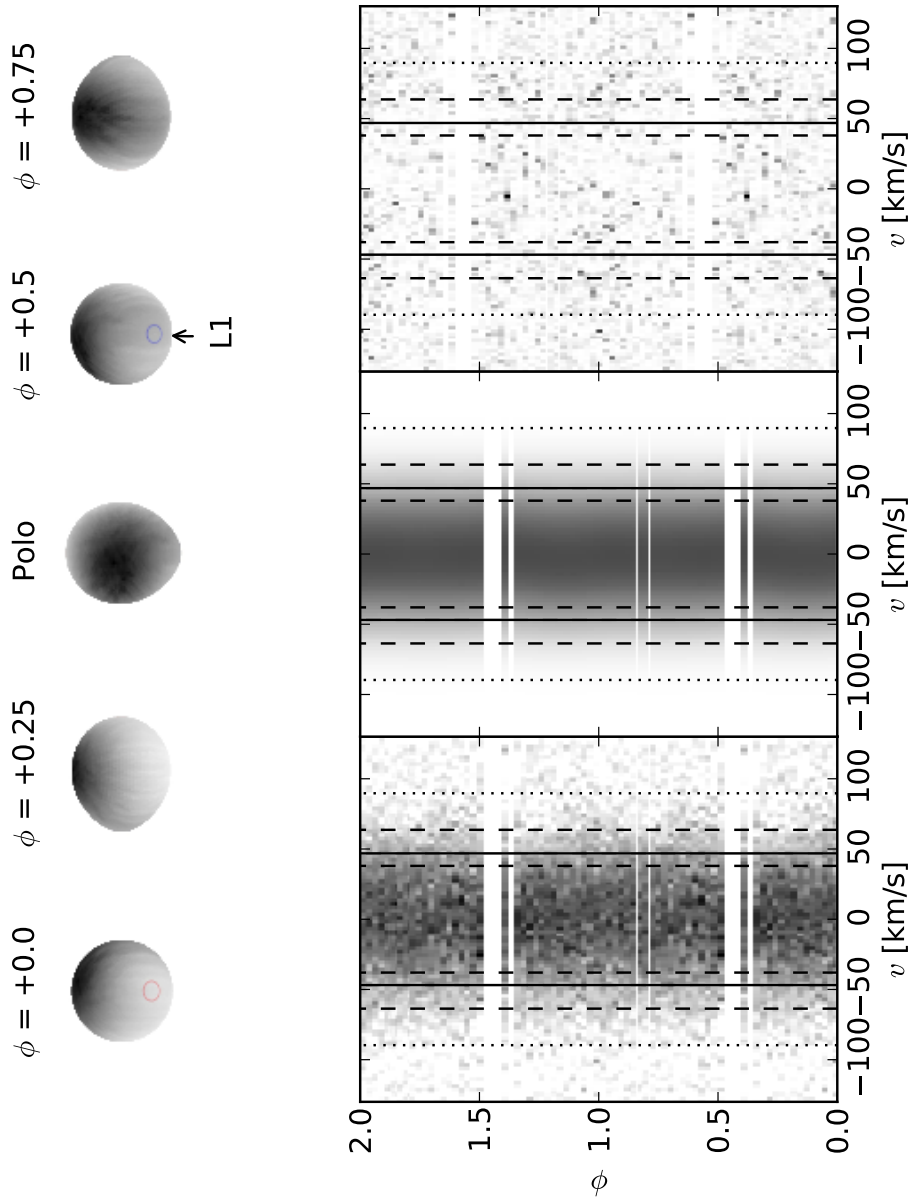


Fig. 3.18: Resultado da aplicação da técnica de LSD e ID aos dados de LTT 560. Nos painéis superiores mostramos as imagens Doppler obtidas em 4 fases diferentes mais a região do pólo visível da estrela. As respectivas fases estão indicadas acima de cada imagem e a inclinação (a não ser no caso do pólo) é a mesma do objeto. Da esquerda para a direita os painéis inferiores mostram os trens de espectros dos dados, e do modelo e a diferença entre dados e modelo, respectivamente. Os dados são obtidos aplicando a técnica de LSD aos espectros de LTT 560 e são corrigidos pelo movimento orbital da secundária. Os perfis modelo são obtidos pelo processo de imageamento Doppler. Linhas verticais marcam a velocidade orbital correspondente ao raio do lobo de Roche (linhas pontilhadas), ao raio inferido para a estrela secundária pela técnica de *entropy landscape* (linhas contínuas) e os limites de $\pm 1 - \sigma$ (linhas tracejadas).

Tab. 3.11: Parâmetros orbitais de LTT 560 obtidos pela solução de velocidade radial e ajuste do espectro da anã branca. Os parâmetros diferentes foram obtidos para modelos de anã branca diferentes. Em 1 foi utilizado um modelo de anã branca de He, enquanto o modelo 2 utiliza uma anã branca de CO.

ID	$i[^\circ]$	q	$M_1[M_\odot]$	$M_2[M_\odot]$	$a[R_\odot]$	$R_2[R_\odot]$
1	64 ± 2	0.313 ± 0.002	0.45 ± 0.01	0.141 ± 0.003	0.98 ± 0.02	0.16 ± 0.06
2	65 ± 2	0.313 ± 0.002	0.44 ± 0.01	0.138 ± 0.003	0.98 ± 0.02	0.16 ± 0.06

sendo que as respectivas fases estão indicadas acima de cada imagem. Exceto pela imagem com visão do pólo superior, nas demais a inclinação é a mesma do objeto (veja Tabela 3.11). A estrutura mais proeminente da distribuição de brilho é uma mancha polar escura, ligeiramente deslocada, cobrindo boa parte da superfície visível da estrela. Este tipo de mancha polar produz um trem de perfis modelos que é compatível com o observado (painel inferior central na Figura 3.18). Como vemos pelo painel inferior mais à direita na Figura 3.18, o trem de espectros modelo é capaz de explicar bem as estruturas presentes nos dados. De modo geral, não vemos nenhuma correlação explícita no trem de espectros residual.

A forma (e assimetria) da mancha na estrela secundária de LTT 560 se assemelha a estruturas observadas na gigante de tipo K0 HD 12545 (Strassmeier, 1999), i.e. uma mancha polar cobrindo uma fração considerável da superfície da estrela. Detectar a presença de manchas em alta latitude e/ou polar na estrela secundária de LTT 560 é, de fato, intrigante. Estruturas em alta latitude são comuns em estrelas ativas isoladas (Strassmeier et al., 2003) e também foram observadas em estrelas doadoras de CVs (Watson et al., 2007, 2006) e pre-CVs (Hussain et al., 2006). Entretanto, a grande maioria das estrelas anãs com manchas polares observadas possui tipo espectral mais quente que K, e portanto possui núcleos radiativos. Como sugerido pelos modelos de tubos de fluxo magnético de Granzer et al. (2000), manchas em altas latitudes ou verdadeiramente polares devem ser estruturas comuns em estrelas com alta rotação e núcleos radiativos. De acordo com a sua interpretação, as manchas estelares emergem em baixas latitudes e são defletidas em direção ao polo da estrela pela força de Coriolis. Por outro lado, a estrela secundária de LTT 560 possui massa $M_2 \sim 0.15M_\odot$, bem abaixo do limite em que as estrelas são completamente convectivas. Modelos futuros para o campo magnético de estrelas completamente convectivas a altas taxas de rotação devem ser capazes de explicar a presença de manchas polares também nestas estrelas.

3.6 Discussão

Uma característica comum aos espectros de QS Vir e LTT 560 são as múltiplas componentes observadas na linha de emissão em $H\alpha$. Em ambos os casos existe uma componente de alta velocidade cuja cinemática é compatível com o movimento da estrela secundária (componente 1) e uma outra componente de baixa velocidade, cuja cinemática é compatível com material na região do centro de massa da anã-branca (componente 2).

Nas Figuras 3.10, 3.14 e 3.17, mostramos os trens de espectros e TD da linha de $H\alpha$ de QS Vir e LTT 560, respectivamente. Entretanto, como podemos notar pela cinemática das linhas de $H\alpha$, o mecanismo por trás da componente 2 não parece ser o mesmo em ambos os casos. Enquanto em LTT 560 a componente 2 está centrada na posição da anã-branca, em QS Vir ela está mais próxima a L1 (e da estrela secundária) e fora do eixo orbital⁸.

No caso de LTT 560, a presença de linhas de emissão de metais com o mesmo comportamento cinemático da componente 2 da linha de emissão de $H\alpha$ (Tappert et al., em preparação) sugere que estas componentes têm origem no acréscimo de matéria do vento da estrela anã tipo-M5 sobre a anã-branca. Por outro lado, em QS Vir existem evidências de que a componente 2 seja proveniente de material aprisionado em loops magnéticos, possivelmente sendo regenerados constantemente pelo vento estelar (Ribeiro et al., 2010; Parsons et al., 2010).

Existem algumas diferenças estruturais, tanto intrínsecas como extrínsecas, que poderiam ser responsáveis pelas diferenças na estrutura do gás ao redor destas binárias. Por exemplo, os parâmetros orbitais em QS Vir sugerem que a estrela companheira deve possuir um núcleo radiativo e – segundo os modelos de dínamo – deve possuir um campo magnético do tipo solar. Por outro lado, a estrela anã em LTT 560 está no regime de estrutura completamente convectiva e, também segundo o cenário teórico atual sobre geração de campos magnéticos estelares (Charbonneau, 2010), não deveria ser capaz de produzir/sustentar campos magnéticos estruturados em larga escala.

Entretanto, observações recentes mostram que estrelas completamente convectivas (como a estrela anã em LTT 560) são, de fato, capazes de manter campos magnéticos estruturados de larga escala (Morin et al., 2010). A grande mancha polar que caracteriza a distribuição superficial de brilho da estrela secundária em LTT 560 está em acordo com os resultados de Morin et al. (2010), contrariando a expectativa de que a estrela não possui campo magnético.

Outra possibilidade para explicar as diferenças observadas na estrutura das linhas de $H\alpha$ é o grau de preenchimento do lobo de Roche. Por exemplo, enquanto a estrela anã em QS Vir está próxima de iniciar a transferência de matéria (Ribeiro et al., 2010), a estrela secundária em LTT 560 preenche pouco mais de 50% do seu lobo de Roche. É provável que, além da presença de campos magnéticos intensos, o aparecimento de estruturas proeminentes, como aquelas observadas em QS Vir, esteja condicionado à proximidade da estrela em preencher seu lobo de Roche. De fato, Holzwarth & Schüssler (2003) demonstraram que, em binárias cerradas, a interação de maré causada pela proximidade das componentes favorece o aparecimento de proeminências preferencialmente na região de L1. O efeito é tanto mais importante quanto mais próximo do contato as componentes se encontram, i.e., quanto mais distorcida é a componente.

⁸ Eixo orbital é o eixo que liga o centro das duas componentes.

Esta hipótese sugere uma maneira de estudar as propriedades globais do campo magnético de estrelas em binárias cerradas, a saber, analisar espectros com resolução temporal e resolução espectral intermediária (similares aos dados de QS Vir) para estudar as características das estruturas da linha de emissão de $H\alpha$. A determinação de uma relação entre as características dessas estruturas e as propriedades magnéticas das estrelas forneceria informações valiosas a respeito da evolução desses sistemas e sobre os mecanismos responsáveis pela geração do campo magnético estelar.

Até o momento existe apenas um pequeno (mas crescente) número de BPECs observadas que apresentam múltiplas componentes nas linhas de emissão de $H\alpha$. Dessas, apenas QS Vir e LTT 560 apresentam estudos detalhados dessa componente, sendo que boa parte dos estudos mais recentes estão apresentados neste trabalho (mas veja, p. ex., [Parsons et al. 2010](#)). A hipótese de correlação entre fator de preenchimento do lobo de Roche e presença de componentes múltiplas em $H\alpha$ é reforçada quando incluímos neste balanço objetos bem estudados como RR Cae ([Bruch, 1999](#), SP2 = anã tipo-M6) e V471 Tau ([Hussain et al., 2006](#), SP2 = anã tipo-K0). Em RR Cae, a estrela secundária preenche menos de 50% de seu lobo de Roche, enquanto que em V471 Tau a estrela preenche pouco mais de 80%. Em ambos os casos, não há componentes extras observadas nas linhas de emissão de $H\alpha$.

Além disso, [Rebassa-Mansergas et al. \(2010\)](#) apresentaram um catálogo contendo cerca de 1200 binárias compostas por uma anã branca e uma companheira anãs tipo-M, observadas pelo SDSS. Dessas, apenas 25 apresentaram variação significativa nas medidas de velocidades radiais em $H\alpha$ e Na II e foram, portanto, consideradas candidatas a BPECs. Em nenhum dos casos foram observadas componentes múltiplas nas linhas de emissão em $H\alpha$. Análises detalhadas de 12 BPECs (sendo 5 eclipsantes) do SDSS reportadas por [Rebassa-Mansergas et al. \(2008\)](#), [Nebot Gómez-Morán et al. \(2009\)](#) e [Pyrzas et al. \(2009\)](#) também mostram emissão em $H\alpha$ proveniente unicamente da estrela secundária. Em nenhum dos casos a estrela companheira preenche mais de 60% do lobo de Roche.

Conquanto estes resultados indiquem que componentes múltiplas, associadas a proeminências magnéticas, não se manifestem quando a estrela ativa está longe de preencher seu lobo de Roche, a baixa estatística de objetos nos quais se observa múltiplas componentes em $H\alpha$ e cujas estrelas ativas estão próximas de preencher seu lobo de Roche não nos permite concluir positivamente pela existência desta correlação. Análises detalhadas de espectros com resolução temporal e espectral adequadas (como as realizadas para QS Vir e LTT 560) ainda são necessárias para elucidar a questão. Estudos adicionais servirão para aumentar a significância estatística dos nossos resultados e confirmar os mecanismos por trás da origem das múltiplas componentes da linha de $H\alpha$, bem como permitirão inferir as características do campo magnético das estrelas.

Capítulo 4

V405 Andromeda Revisitada

V405 Andromeda (a partir de agora, V405 And) é uma binária do tipo BY Dra (ou RS CVn) contendo um par de estrelas anãs de baixa massa em uma órbita sincronizada com período de 11.2 hr. As estrelas primária e secundária possuem tipos espectrais M0V e M5V, respectivamente acima e abaixo do limite em que as estrelas se tornam completamente convectiva. Esse objeto reúne um conjunto de características que o torna um alvo interessante para estudos de atividade magnética em binárias. Ele foi descoberto como uma fonte de raio-X pelo satélite ROSAT (Voges et al., 1996), provavelmente devido à emissão cromosférica de ambas componentes. Análise de curvas de luz nas bandas BVRI por Chevalier & Ilovaisky (1997, a partir de agora CI97) forneceram efemérides e estimativas de parâmetros orbitais (massas e raio das componentes e inclinação do sistema). Igualmente, Vida et al. (2009, a partir de agora V09) analisaram dados fotométricos em $BV(RI)_C$ e espectros de alta resolução, melhorando a determinação dos parâmetros do sistema.

Neste trabalho apresentamos e discutimos reconstruções de imagens Doppler da distribuição de brilho superficial da componente M0V de V405 And em três épocas distintas. A seguir apresentamos as propriedades dos dados utilizados e, subseqüentemente, a análise e discussão dos resultados obtidos.

4.1 Dados

Os dados de V405 And foram recuperados do arquivo ELODIE, do *Observatoire de Haute-Provence* (Moultaka et al., 2004). ELODIE é um espectrografo Echelle de alta resolução, utilizado no telescópio Haute-Provence de 1.93m. O arquivo ELODIE contém um banco de dados com a maior parte das observações realizadas com o instrumento, disponíveis ao público em uma plataforma de fácil acesso.

Um total de 57 espectros de V405 And foram recuperados do catálogo cobrindo 3 ciclos orbitais da binária em 3 épocas diferentes. A partir de agora, as épocas serão referenciadas por EP1, EP2 e EP3, em ordem cronológica. Um sumário das observações está mostrado na Tabela 4.1.

Tab. 4.1: Sumário dos dados de V405 And obtidos do banco de dados ELODIE. Para mais detalhes veja [Moultaka et al. \(2004\)](#).

HJD (start) (+2 400 000)	E^a	texp [s]	#spec	Label	N_p
49 643	-1.0	1000	19	EP1	7
51 112; 51 113	3155;3157	2400	9;9	EP2	13
51 114	3159	3600	20	EP3	19

^a - A fase orbital (e conseqüentemente o ciclo orbital) de cada espectro foi calculada de acordo com a efeméride linear da Eq. 4.1.

4.2 Análise dos dados

Espectros médios do sistema nas três diferentes épocas estão mostrados na Figura 4.1. As médias são obtidas corrigindo as variações devido à velocidade orbital da primária antes de combinar os espectros. As principais componentes do espectro estão indicadas e uma região ao redor da componente de $H\alpha$ está destacada em cada quadro. Estruturas comuns a espectros de estrelas anãs tipo-M0 ativas são claramente observadas no espectro de V405 And – como emissão proeminente em $H\alpha$ e linhas largas em absorção do duplete de NaID. Por outro lado, não detectamos nenhuma característica espectral de estrelas anãs tipo-M5 provenientes da estrela secundária. Entretanto, como notado por [V09](#), a linha de emissão em $H\alpha$ possui uma contribuição significativa da estrela secundária. De fato, o comportamento dessa componente da linha de emissão em $H\alpha$ permitiu determinar o movimento orbital da secundária em relação ao centro de massa do sistema.

[V09](#) realizaram um estudo cinemático da linha de $H\alpha$, mostrando suas diferentes componentes. Afim de completar a análise realizada por [V09](#), obtemos Tomogramas Doppler da linha de emissão de $H\alpha$ de V405 And nas três épocas de observação. Na parte superior e inferior da Figura 4.2 estão mostrados os resultados da Tomografia Doppler e o trem de espectros da linha de $H\alpha$, respectivamente para as três épocas de observação. Podemos notar que a principal componente no Tomograma Doppler (e no trem de espectros) é proveniente da estrela primária do sistema. Por outro lado, vemos a contribuição da estrela secundária M5V em um nível de intensidade bem menor, quase no mesmo nível do ruído dos mapas. Sua contribuição ao trem de espectros é melhor vista em EP1, mal podendo ser detectada em EP2 e EP3 (principalmente devido à baixa amostragem em fase). A princípio, não é possível notar nenhuma diferença significativa entre os mapas nas diferentes épocas, indicando que esta configuração do sistema é bastante estável. Em especial, não podemos notar nenhuma emissão fora do lobo de Roche ou entre as duas estrelas, como no caso da BPEC QS Vir ([Ribeiro et al., 2010](#), veja Figura 3.14) e como também observado em outros tipos de binárias próximas – e.g., no protótipo da classe Algol (β Per, [Peterson et al. 2010](#)).

Antes de seguir com a análise dos dados, precisamos determinar a proporção com que cada componente contribui para o espectro total. Como discutido por [CI97](#), a estrela secundária é ~ 3 magnitudes mais fraca que a estrela primária no filtro Cousins R. Deste modo, não se espera uma contribuição mensurável desta estrela ao espectro ótico do sistema. No painel da direita na Figura 4.1, mostramos a combinação de todos os espectros

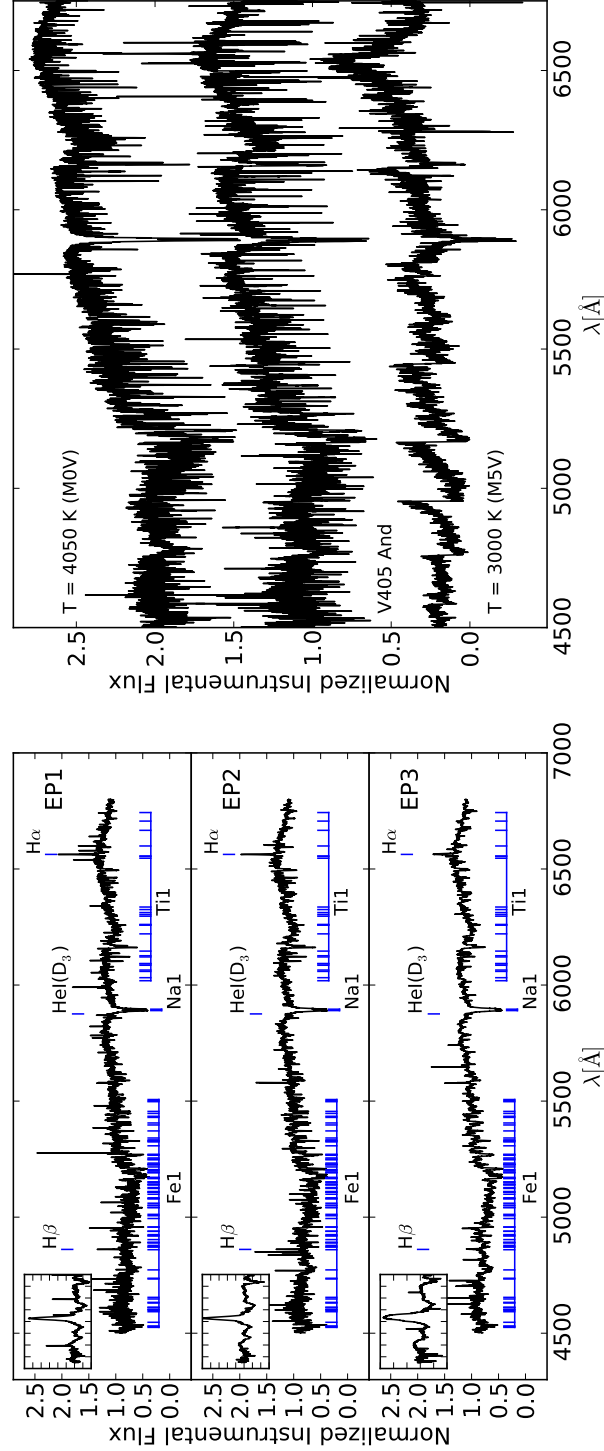


Fig. 4.1: No painel à esquerda mostramos o espectro médio de V405 And nas três diferentes épocas. Os espectros de cada conjunto de dados foram corrigidos pela velocidade γ e orbital da estrela primária antes de serem combinados. No painel a direita mostramos a combinação dos espectros de V405 And entre fase orbital 0.2 e 0.3 (espectro intermediário). Espectros padrões de estrelas com $T_{\text{eff}} = 4050 \text{ K (M0V)}$ e $T_{\text{eff}} = 3000 \text{ K (M5V)}$, obtidos no serviço de interpolação do catálogo ELODIE, estão mostrados acima e abaixo, respectivamente. Uma constante foi somada aos espectros para facilitar a visualização.

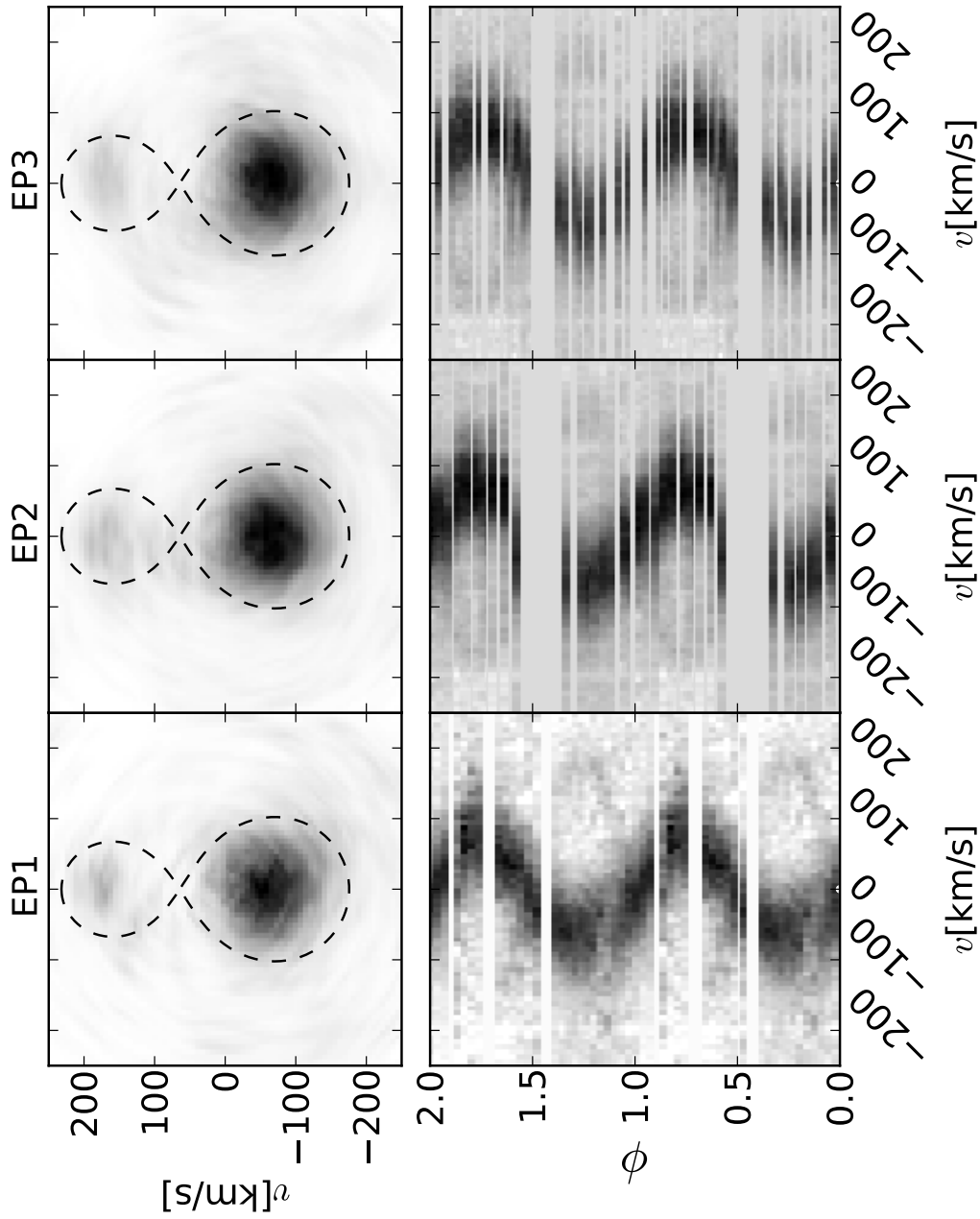


Fig. 4.2: Nos painéis superiores mostramos os tomogramas Doppler da linha de emissão em H α de V405 And nas três épocas de observação (indicadas acima de cada painel). Em linhas tracejadas mostramos a projeção da velocidade orbital sobre o lobo de Roche do sistema. Nos painéis inferiores mostramos o trem de espectros dos dados correspondentes às épocas de observação. Os dados foram convertidos para o espaço de velocidade considerando $\lambda_0(\text{H}\alpha) = 6562.8\text{\AA}$.

do objeto próximo à quadratura ($\phi \sim 0.25$; espectro do meio), junto com espectros de estrelas M0V e M5V (espectros acima e abaixo, respectivamente). Os espectros de estrelas M0V e M5V foram obtidos do serviço de interpolação do catálogo ELODIE, apresentado por [Le Borgne et al. \(2004\)](#). Está claro que nenhuma das características proeminentes do espectro de uma estrela M5V são visíveis no espectro do sistema.

Afim de fornecer uma estimativa mais quantitativa da contribuição de cada componente ao espectro do sistema, ajustamos uma combinação linear dos espectros de estrelas M0V e M5V ao espectro observado de V405 And. Cada espectro estelar foi ajustado iterativamente por um fator de escala em fluxo e com a velocidade radial apropriada. Como esperado, o fator de escala resultante desse procedimento indica que o espectro da componente M0V contribui com mais de 95% do fluxo do objeto nesta região espectral. De fato, repetindo o procedimento para o espectro de uma M0V apenas, mostra-se que a adição do espectro de uma M5V não produz melhoria significativa no ajuste. Deste modo, concluímos que o espectro da estrela secundária deve estar diluído pelo ruído nos dados e não deve afetar a análise subsequente.

A partir de agora, apresentamos o processo de obtenção dos perfis de absorção de alta relação S/R da estrela primária de V405 And e, posteriormente, a aplicação de técnicas de imageamento indireto.

4.2.1 Deconvolução por mínimos quadrados

Como mostramos na seção 2.3.2, obter imagens Doppler da distribuição de brilho superficial de estrelas requer dados com alta relação S/R. Mas, os dados obtidos no arquivo ELODIE possuem uma relação S/R nominal entre ~ 10 e ~ 20 em cada linha, bem abaixo do valor necessário. Igualmente, na seção 2.4 apresentamos a técnica de LSD, capaz de reunir um conjunto de linhas fotosféricas de baixa relação S/R em um único perfil de alta relação S/R. Deste modo, aplicamos a técnica de LSD aos dados de V405 And afim de possibilitar a aplicação de técnicas de imageamento indireto.

A técnica de LSD funciona apenas com espectros retificados pelo contínuo. Assim, antes de iniciar o processo de extração do perfil de linha, precisamos extrair a contribuição do contínuo dos dados. Esse procedimento foi realizado aplicando os seguintes passos iterativamente:

1. seleciona uma caixa de largura $\delta\lambda$;
2. calcula um ajuste linear aos dados dentro de uma caixa expandida de largura $3 \times \delta\lambda$, centrada na caixa do procedimento 1;
3. exclui os 3 pontos da caixa central com maior desvio positivo;
4. calcula o desvio padrão (σ_f) em relação ao ajuste linear do procedimento 2;
5. cada ponto abaixo do ajuste linear e acima do limite de $2 \times \sigma_f$ é substituído. O valor é obtido somando um incremento aleatório ao valor do ajuste linear. O incremento aleatório é obtido de uma distribuição normal de probabilidade com largura de $\sigma_f/3$;
6. calcula o novo desvio padrão σ_{f2} em relação ao novo conjunto de dados;

7. seleciona o maior valor do passo 2 que esteja abaixo do limite de $3 \times \sigma_{f_2}$ (ou o menor acima, caso contrário) como o contínuo local.

O procedimento é repetido para caixas de largura $\delta\lambda$ em todo o espectro e o resultado é utilizado em uma rotina de interpolação (spline ou polinomial) para determinar o contínuo em todo o espectro. Repetimos este procedimento para caixas de diferentes tamanhos, variando entre $5\text{\AA} \leq \delta\lambda \leq 35\text{\AA}$ (em passos de 5\AA), e diferentes ordens polinomiais (ímpares entre 3 e 11) e spline de terceira ordem. A opção que melhor ajusta o contínuo, por inspeção visual da profundidade ao redor do duplete de NaI em absorção e o contínuo residual no perfil de LSD, é obtido para uma caixa de $\delta\lambda = 25\text{\AA}$ com um ajuste de spline de terceira ordem.

Após remoção da contribuição do contínuo realizamos a extração do perfil de linha pelo procedimento de LSD. Para isso, obtemos uma lista de linhas de absorção fotosféricas do catálogo VALD (Kupka et al., 1999; Kupka et al., 2000) para parâmetros estelares de $T_{\text{eff}} = 4050\text{K}$ e $\log g/g_{\odot} = 0.2$ (V09). Apenas linhas entre $5200 \leq \lambda \leq 6500\text{\AA}$ foram utilizadas neste procedimento, reunindo cerca de ~ 600 linhas de absorção. Este procedimento proporcionou um ganho de ~ 20 , na qualidade do perfil combinado, resultando numa S/R ~ 200 . Os perfis de linha resultante estão mostrados na Figura 4.3. Cada perfil é inicialmente colocado em fase orbital de acordo com a efeméride de CI97,

$$\text{HJD(E)} = 2\,449\,644.1042(11) + 0.46543(1) \times \text{E}, \quad (4.1)$$

e então corrigido da velocidade sistêmica (γ). A determinação de γ em estrelas ativas pode ser fortemente afetada pelo aparecimento de manchas. Uma vez que medidas anteriores não levaram em consideração este efeito (CI97), utilizamos a técnica de maximizar a entropia dos mapas Doppler para refinar os parâmetros do sistema (*entropy landscape*, veja seção 2.3.2).

4.2.2 Determinação dos parâmetros orbitais

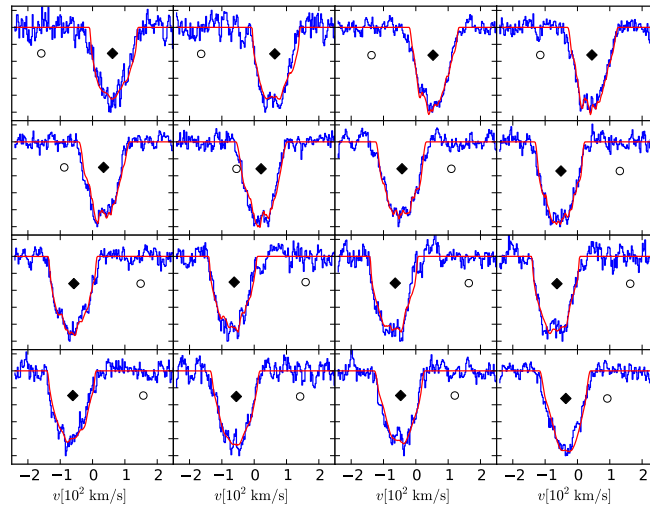
Como vimos no Capítulo 2, é fundamental conhecer os parâmetros do sistema para aplicar técnicas de imageamento Doppler¹. Vimos também que a utilização de valores incorretos para os parâmetros orbitais introduz artefatos nas reconstruções, diminuindo a entropia do mapa de distribuição de brilho resultante. Deste modo, podemos utilizar essa característica da técnica de reconstrução para melhorar o conhecimento sobre os parâmetros do sistema. Este procedimento consiste em realizar uma série de reconstruções que busquem pelo conjunto de parâmetros que resultam na distribuição de brilho mais uniforme i.e., com máxima entropia.

O custo computacional da aplicação de técnicas de imageamento indireto pode ser relativamente elevado (em especial no caso do imageamento Doppler/Roche), tornando difícil a aplicação de uma busca direta pelos parâmetros que maximizam a entropia da reconstrução. Contornamos este problema realizando o procedimento de imageamento para conjuntos de parâmetros de uma grade pré-definida de valores. Neste caso, os parâmetros de interesse são inclinação (i), velocidade sistêmica (γ), as massas das componentes (M_1 e M_2) e o raio da estrela imageada (R_1).

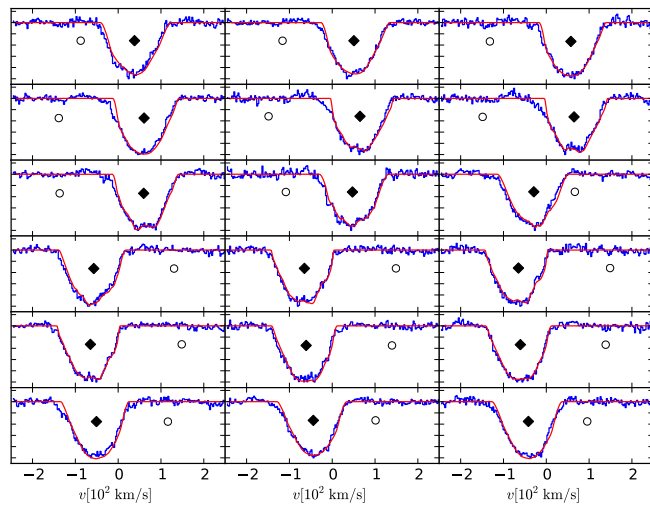
¹ Neste caso iremos nos referir à técnica de imageamento Doppler, uma vez que o termo “imageamento Roche” é reservado para o caso onde a componente preenche seu lobo de Roche. Entretanto, em sistemas binários, as técnicas são basicamente as mesmas, como vimos no Capítulo 2.

Fig. 4.3: Perfis de linha obtidos através da técnica de LSD aplicada aos espectros de V405 And nas três épocas. Os perfis observados estão mostrados como histogramas em linhas cheias (azul). Em linha contínua (vermelho) estão os perfis modelos. Em cada quadro, pontos marcam a velocidade do centro de massa para a primária (azul) e a secundária (vermelho).

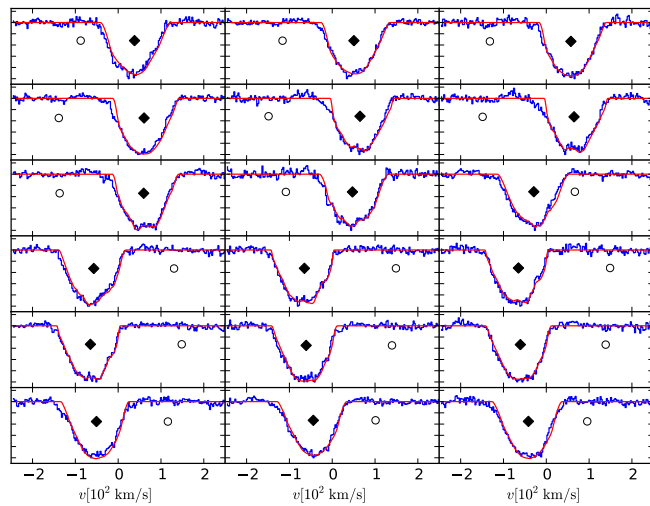
(a) Perfis de EP1



(b) Perfis de EP2



(c) Perfis de EP3



Tab. 4.2: Parâmetros de V405 And obtidos através da maximização da entropia.

Data	γ [km/s]	i [°]	M_1 [M_\odot]	M_2 [M_\odot]	R_1 [R_\odot]
EP1	-58	66	0.48	0.21	0.70
EP2	-51	64	0.54	0.22	0.71
EP3	-50	66	0.51	0.21	0.71

Realizamos um procedimento iterativo seguindo os seguintes passos:

1. Gerar uma grade de 11×11 valores para o par $(i \times \gamma)$ mantendo fixos os valores de M_1 , M_2 , e R_1 .
2. Gerar uma grade de 11×11 valores para o par $(M_1 \times M_2)$ mantendo fixos os valores de R_1 e do par i e γ que resulta na máxima entropia no procedimento 1.
3. Gerar uma grade de 11 valores para R_1 mantendo fixos os valores de i , γ , M_1 , e M_2 , que resultam na máxima entropia no procedimento 2.

Iniciamos a simulação considerando os limites de $1 - \sigma$ determinados por [CI97](#) (para γ) e [V09](#) (para os outros parâmetros). Note que [V09](#) não especificam os valores das incertezas em M_1 e M_2 . Deste modo, utilizamos a incerteza na razão de massa ($q = M_2/M_1$) para estimar as incertezas nesses parâmetros.

Após realizar os 3 procedimentos descritos anteriormente, reiniciamos a seqüência de procedimentos. Os parâmetros são atualizando para os novos valores obtidos no procedimento 3 que maximizam a entropia da reconstrução. Repetimos essa seqüência até que os parâmetros que maximizam a entropia permaneçam inalterados. Em geral, um total de 3 iterações é suficiente para que o procedimento convirja para um valor estacionário. Os resultados desse procedimento, para cada um dos conjuntos de dados (EP1, EP2 e EP3), estão mostrados na Tabela 4.2.

Repetimos o mesmo procedimento mencionado anteriormente utilizando 2 conjuntos distintos de valores iniciais, afim de determinar o impacto destes no resultado final. Os dois conjuntos consistem nos limites inferior e superior a $1 - \sigma$ dos parâmetros de [CI97](#) e [V09](#), respectivamente. Em ambos os casos (limites $\pm 1 - \sigma$), os resultados são compatíveis entre si e com os descritos inicialmente e mostrados na Tabela 4.2. Estes testes foram realizados apenas com os dados de EP1. Esta escolha particular deve-se ao fato de que EP1 conta com a pior relação S/R (menor t_{exp} , veja Fig. 4.3a). Deste modo, assumimos que se é possível determinar os parâmetros do sistema com este conjunto de dados, será igualmente possível com dados de melhor qualidade. Além disso, devido ao menor tempo de exposição dos espectros em EP1, são necessários menos perfis para simular o perfil observado (veja seção 2.3.2). Esta propriedade acelera o processo de obtenção das imagens de distribuição superficial de brilho.

Na Figura 4.4 mostramos o mapa resultante da entropia para as grades descritas nos procedimentos acima para EP1, EP2 e EP3, de cima para baixo, respectivamente. Os painéis à esquerda e centrais mostram mapas em tons de cinza da entropia (S) em relação à grade de $(i \times \gamma)$ e $(M_1 \times M_2)$. Neste caso, regiões mais escuras correspondem a valores maiores de S. Todos os mapas são mostrados na mesma escala de tons de cinza, para comparação. À direita, mostramos o comportamento de $S \times R_1$.

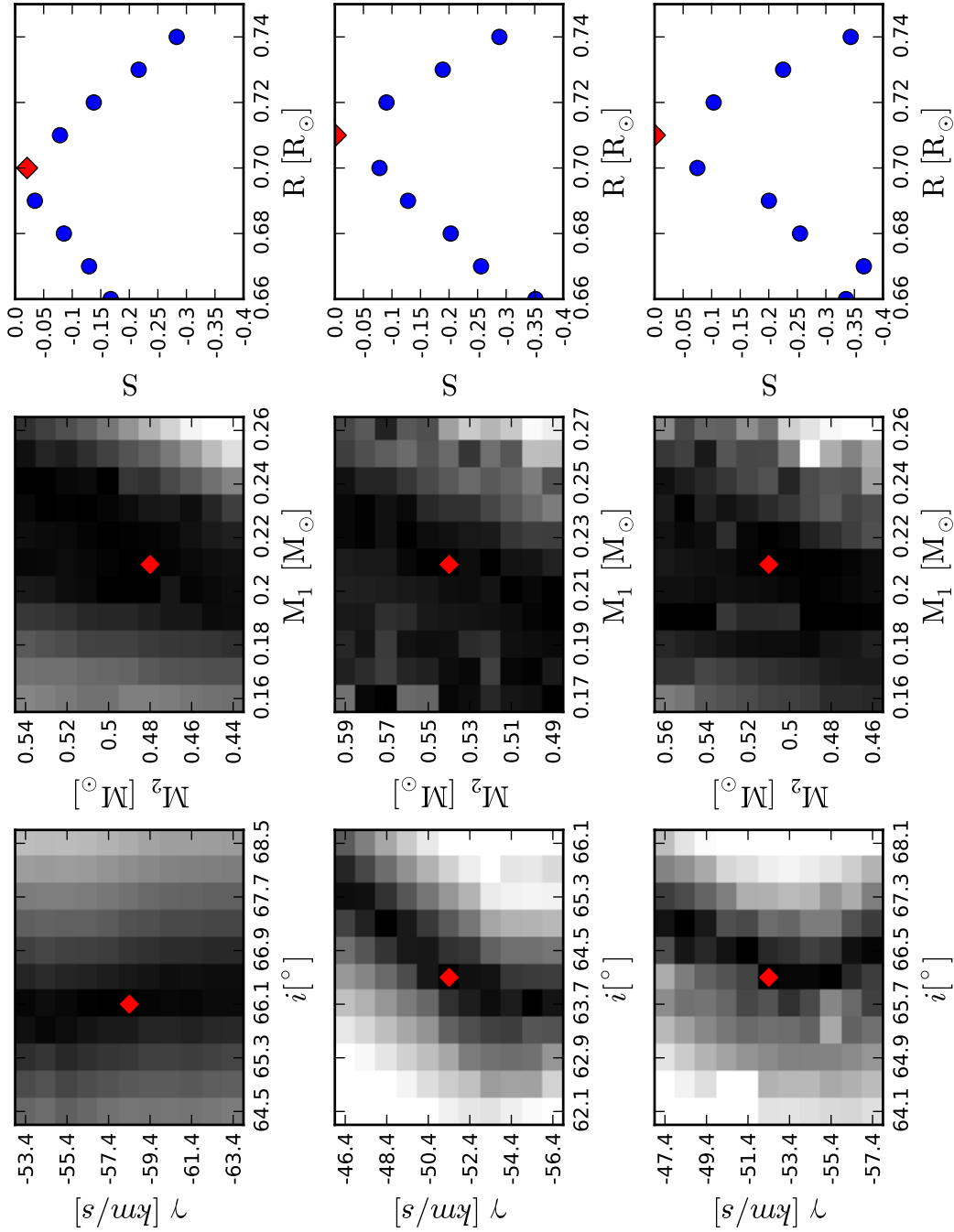


Fig. 4.4: A entropia como função dos parâmetros de V405 And. De cima para baixo estão os mapas para os conjuntos de dados EP1, EP2 e EP3 respectivamente. Da esquerda para direita, mostramos, em tons de cinza, o mapa da entropia em relação a grade final de $(i \times \gamma)$ e $(M_1 \times M_2)$, à esquerda e ao centro. A escala de cinza é a mesma em todos os painéis. À direita mostramos a relação entre a entropia (S) e o raio da estrela primária (R_1).

Nos mapas da Figura 4.4 vemos que a entropia é mais sensível aos parâmetros variados nos dados de maior relação S/R (EP2 e EP3, painéis intermediário e inferior respectivamente). Este comportamento fica evidente nos mapas de $(i \times \gamma)$, sendo que em EP2 e EP3 as bordas alcançam o limite inferior da escala de cinza (regiões mais claras), enquanto o mesmo não ocorre em EP1. O mesmo pode ser notado no último painel ($S \times R_1$) onde vemos que a entropia diminui mais rapidamente para EP2 e EP3 que para EP1 (painel superior).

Os parâmetros resultantes para EP2 e EP3 estão em ótimo acordo entre si. Por outro lado, os resultados para EP1 parecem divergir relativamente em relação aos valores obtidos em EP2 e EP3 (especialmente para o valor de γ). Entretanto, uma análise mais detalhada acerca da consistência entre os parâmetros requer a obtenção de suas incertezas. Note que, na Tabela 4.2, não especificamos as incertezas nos parâmetros de V405 And.

Devido ao alto custo computacional do procedimento para determinar os parâmetros do sistema, se torna difícil obter uma estimativa precisa das incertezas associadas. A princípio, a melhor maneira para se estimar as incertezas seria através de uma simulação de Monte-Carlo. O procedimento para realizar a simulação de Monte-Carlo consiste em repetir o processo de determinação dos parâmetros utilizando um grande número de conjunto de dados modificados. Para gerar um conjunto de dados modificado altera-se o valor de cada elemento dos perfis de linha aleatoriamente, de acordo com uma Gaussiana cujo desvio padrão é igual ao erro associado ao elemento. Claramente, o tempo necessário para realizar essas simulações, neste caso, torna o procedimento proibitivo. Esta dificuldade em estabelecer limites de confiança para os parâmetros obtidos com a técnica do mapa da entropia já é conhecida, como demonstrado por [Watson et al. \(2007\)](#).

Afim de explorar a consistência entre os parâmetros obtidos para V405 And (Tabela 4.2), repetimos o processo de imageamento para cada conjunto de dados, utilizando os parâmetros estimados para os outros conjuntos. Ou seja, obtemos as imagens de EP1 com o conjunto de parâmetros de EP2 e EP3 e assim sucessivamente.

Quando utilizamos os parâmetros de EP2 para obter as imagens de EP3, e vice versa, não notamos nenhum impacto significativo na distribuição de brilho. Este resultado está de acordo com a consistência entre os parâmetros obtidos para esses conjuntos de dados. Por outro lado, quando utilizamos os parâmetros de EP1 nas reconstruções de EP2 e EP3 notamos o aparecimento de um grande número de estruturas espúrias nas imagens. Os resultados são igualmente inconsistentes quando utilizamos os parâmetros obtidos para EP2 e EP3 para as reconstruções de EP1.

Exceto pela discrepância no valor de γ , existe uma consistência geral (diferença $\lesssim 10\%$) nos demais parâmetros. Deste modo, realizamos o procedimento de imageamento para cada conjunto de dados com as três estimativas de γ , mantendo os demais parâmetros fixos. Ou seja, realizamos as reconstruções de EP1 com γ_{EP1} , γ_{EP2} e γ_{EP3} , mantendo os demais parâmetros obtidos para EP1. Repete-se este procedimento para os conjuntos de dados EP2 e EP3, respectivamente.

Notamos o aparecimento de estruturas espúrias nas reconstruções de EP1 realizadas com γ_{EP2} e γ_{EP3} e em EP2 e EP3 quando utilizamos γ_{EP1} . Estes resultados confirmam que a velocidade sistêmica que é consistente com o conjunto de dados EP1, não é consistente com aquela obtida para os conjuntos de dados EP2 e EP3 (e vice-versa). Mais a frente (veja seção 4.3), voltaremos a discutir essa inconsistência entre as velocidades γ para os diferentes conjuntos de dados. Por fim, utilizamos os parâmetros obtidos para cada

conjunto de dados separadamente (Tabela 4.2) para o processo de imageamento Doppler, discutido a seguir.

4.2.3 Imagens Doppler

Os perfis obtidos pelo processo de LSD foram utilizados para obter um mapa da distribuição superficial de brilho pelo procedimento descrito na seção 2.3.2. Para o procedimento de imageamento escolhemos coeficientes para a lei de obscurecimento de borda de Claret (2000). O perfil de linha obtido pelo processo de LSD é composto por uma combinação de linhas distribuída de maneira aproximadamente uniforme em comprimento de onda ao longo da região espectral coberta pelas observações. Deste modo, utilizamos a média dos coeficientes de obscurecimento de borda nos filtros BVR (que cobrem a faixa de comprimento de onda do espectro) para atmosferas com $\log g/g_{\odot} = 0.02$ e $T_{\text{eff}} = 4000$ K.

Utilizando os parâmetros orbitais de V405 And e as características dos espectros – em especial, o tempo de exposição (t_{exp}) e a resolução espectral (v_r) – podemos notar que todos os conjuntos de dados ultrapassam o limite imposto pela Equação 2.17. Deste modo, não podemos desconsiderar o efeito do tempo de exposição nos dados. O número de perfis de linha modelo (N_p) utilizado para simular cada perfil de linha observado está mostrado na Tabela 4.1. Estes parâmetros foram também utilizados para os procedimentos descritos na obtenção dos parâmetros orbitais do sistema (seção 4.2.2).

As curvas de luz no ótico de V405 And (V09) mostram claramente que o sistema apresenta pequenos eclipses ao redor de fase 0 (eclipse primário, a secundária passa em frente à primária) e 0.5 (eclipse secundário, a primária passa em frente à secundária). Deste modo, todos os perfis ao redor de fases (0.9 – 1.0), (0 – 0.1) e (0.45 – 0.55) foram omitidos durante o procedimento de imageamento e também para a determinação de parâmetros descritas na seção 4.2.2).

Os resultados da aplicação de técnicas de imageamento indireto aos dados de V405 And estão mostrados na Figura 4.5 e, a partir de agora, serão referenciados como D1, D2 e D3, respectivamente, em ordem cronológica. Os perfis de linha modelo estão mostrados em linha contínua cheia sobre os perfis observados (linha tipo degrau) na Figura 4.3.

Em todas as imagens de distribuição de brilho podemos notar a presença de um anel equatorial de manchas cobrindo latitudes (La) entre $\pm 40^\circ$. É possível que essa estrutura represente um grande número de manchas não resolvidas (ou borradas). Além disso, podemos notar a presença de grupos de manchas em longitudes (Lo) $\sim 50^\circ - 150^\circ$ ($\phi \sim 0.14 - 0.4$) e $Lo \sim 230^\circ - 320^\circ$ ($\phi \sim 0.65 - 0.9$). Aparentemente, estas estruturas são responsáveis pela modulação orbital observada nas curvas de luz no ótico de V405 And (CI97). De fato, V09 (a partir de modelos para a curva de luz) sugerem que esta modulação é causada por dois grupos de manchas separadas em longitude por $\sim 150^\circ$, em acordo com nossos resultados. Estruturas similares a essas são comuns em imagens Doppler de binárias tipo RS CVn, como pode ser notado em análises recentes de ζ And (Korhonen et al., 2010).

A morfologia global das distribuições de brilho superficiais de D2 e D3, que são separadas por ~ 2 dias, é bem similar. Existem traços de evolução temporal nas estruturas, em particular a fusão no grupo de manchas próximo a $Lo \sim 180^\circ$ e $\sim 220^\circ$. Vale notar que essas regiões estão bem amostradas pelos dados em ambos os casos, de modo que esta alteração não pode ser explicada por falta de cobertura (veja marcações na Figura 4.5).

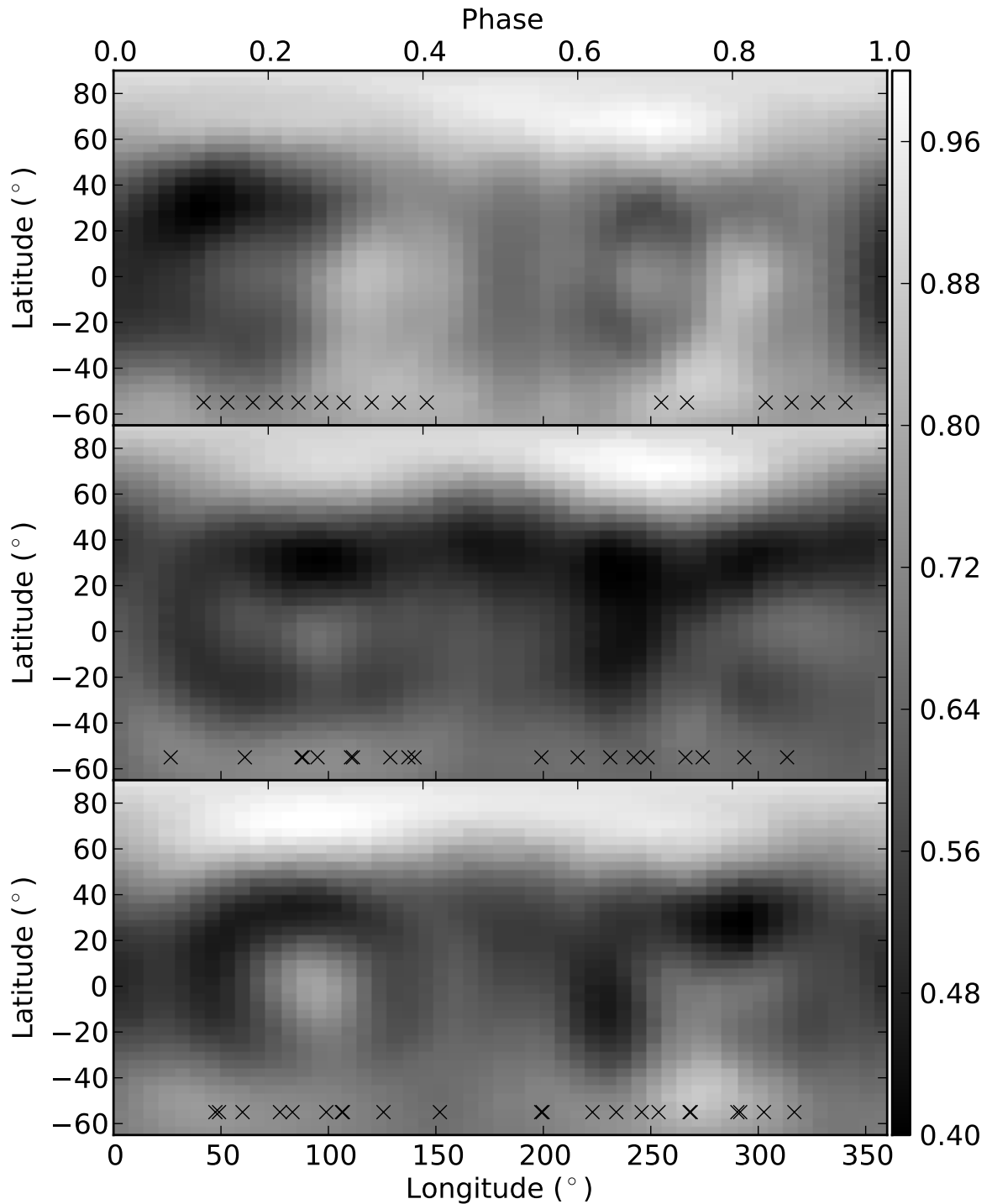


Fig. 4.5: Imagens Doppler obtidas dos perfis de linha LSD da estrela primária de V405 And. De cima para baixo mostramos os resultados para EP1, EP2 e EP3 respectivamente (veja Tabela 4.1). Os mapas foram obtidos pelo método da máxima entropia (Skilling & Bryan, 1984). Cada painel mostra os resultados da distribuição de brilho para cada época na mesma escala de cinza (mostrada à direita dos mapas). Veja texto para uma descrição detalhada.

Entretanto, as diferenças intrínsecas entre os grupos de manchas de D2 e D3 pode ser resultado de ruído, introduzido nas reconstruções devido a relação S/R intermediária dos conjuntos de dados.

Em D1 as estruturas próximo a $Lo \sim 50^\circ - 150^\circ$ estão posicionadas mais próximas a face interna da estrela (fase 0) em relação a D2 e D3. Além disso, o grupo de manchas ao redor de $Lo \sim 180^\circ - 220^\circ$ (em D1) tem contraste menor e está em posição diferente daquela em D2 e D3.

A semelhança entre as imagens em D2 e D3 e suas diferenças em relação a D1 estão de acordo com os resultados de (V09), que ressaltam a estabilidade na posição das manchas em escalas de tempo de ~ 650 dias. Em particular, o intervalo de tempo entre D1 e D2/D3 é de cerca de ~ 4 anos (1469 dias) enquanto que D2 e D3 estão separados por apenas 2 dias (veja Tabela 4.1). Deste modo, devemos realmente esperar que haja uma evolução significativa entre a distribuição de brilho de D1 e D2/D3, mas pouca evolução entre D2 e D3.

Um aspecto intrigante das reconstruções da distribuição de brilho é a falta de manchas de alta latitude ou polar. Estas estruturas são comumente observadas em estrelas com períodos de rotação (P_{rot}) da ordem de dias ou mais curtos, como no caso da estrela análoga ao jovem Sol V889 Her (Strassmeier et al., 2003, $P_{rot} = 1.34d$). Com um $P_{rot} = 0.46d$ e ausência de manchas polares, V405 And parece destoar do comportamento geral de estrelas de alta rotação.

Por outro lado, o número limitado de perfis de linha ao longo da fase orbital (15, 19 e 22 para D1, D2 e D3 respectivamente) e a alta inclinação do sistema afetam severamente a resolução do método em regiões de altas latitudes (especialmente no pólo). Deste modo é possível que estes aspectos estejam limitando nossa capacidade de detectar estruturas polares (veja, por exemplo, efeito da inclinação nas reconstruções, seção 2.3.2). Uma situação similar foi encontrada por Barnes & Collier Cameron (2001), que utilizaram dados de qualidade similar aos nossos para obter imagens das estrelas anãs tipo-M HK Aqr ($i \geq 70^\circ$, $P_{rot} = 0.43d$) e RE 1816+541 ($i \geq 66^\circ$, $P_{rot} = 0.46d$). Eles não foram capazes de detectar estruturas em alta latitude (no caso de HK Aqr) ou manchas polares (nos dois casos). Estudos envolvendo dados de melhor qualidade de V405 And – com maior relação S/R e menor tempo de exposição – são necessários para elucidar essa questão.

4.3 Discussão

A determinação dos parâmetros orbitais de V405 And para os diferentes conjuntos de dados fornece evidências de variação na velocidade γ do sistema. Variações na velocidade γ de um sistema binário podem ser interpretadas como resultado da presença de um terceiro corpo. De fato, não são raros os casos de binárias tipo RS-CVn que fazem parte de sistemas triplos (p. ex., V711 Tau, Strassmeier & Bartus 2000). Entretanto, devido à dificuldade em estabelecer os limites de confiança das nossas medidas devemos tomar este resultado com cautela. Análises mais completas, envolvendo conjuntos de dados espectroscópicos mais homogêneos, de melhor qualidade (relação S/R e amostragem em fase) e cobrindo uma base de tempo maior são necessários para elucidar a questão.

Nossos resultados incluem V405 And no (ainda pequeno) conjunto de estrelas anãs tipo-M com distribuições de brilho mapeadas. Não obstante, também incluem o sistema na lista daquelas estrelas sem indícios da presença de manchas polares intensas. Convém

notar que o único objeto da lista de estrelas anãs com tipo espectral próximos a M apresentada por Barnes & Collier Cameron (2001) contendo manchas polares detectadas é uma anã tipo-K (Lister et al., 1999).

Em geral, manchas polares são as estruturas mais proeminentes em estrelas do tipo solar com altas taxas de rotação. Sua presença é interpretada como a combinação da operação de um dínamo tipo-solar e alta rotação. Esta interpretação é reforçada por Choudhuri & Gilman (1987), que demonstraram que a força de Coriolis tende a arrastar manchas emergentes para altas latitudes. Este efeito explicaria o papel das altas taxas de rotação ($P_{\text{rot}} \gtrsim P_{\odot}^{\text{rot}}$) no surgimento de manchas polares. Deste modo, a falta de estruturas polares em estrelas de tipo tardio de alta rotação sugere a existência de um mecanismo diferente do solar operando nessa classe de estrelas. Estes resultados estão de acordo com os achados de Morin et al. (2010), que sugerem a existência de uma dicotomia entre a geometria dos campos magnéticos acima e abaixo do limite de $M \sim 0.5 M_{\odot}$ (e não em $M \sim 0.35 M_{\odot}$, limite de estrelas completamente convectivas).

O desenvolvimento de modelos mais sofisticados de estrelas parcialmente e completamente convectivas é necessário para entender os mecanismos responsáveis pelos campos magnéticos desses objetos. Além disso mais estudos detalhados dessa classe de objetos são necessários para aumentar a significância estatística desses resultados. Neste ponto, está claro que estrelas binárias com componentes mais frias (como é o caso de V405 And) se constituem em valiosa ferramenta de estudo de atividade magnética em estrelas, ainda a ser plenamente explorada.

Capítulo 5

Atividade magnética em Variáveis Cataclísmicas Magnéticas

Neste capítulo apresentamos a análise de dados espectroscópicos de duas MVCs (AM Her e BL Hyi) em estado de baixo brilho. Observações de AM Her, a protótipo da classe das MVCs, em seu recente estado de baixo brilho, entre 2003 – 2005, revelaram múltiplas-componentes em sua linha de emissão de $H\alpha$. As propriedades dessas estruturas sugerem que elas estejam ligadas a longos loops magnéticos ao redor da estrela secundária (Kafka et al., 2005a, 2006, 2008). A longevidade dessas estruturas sugere que sua origem deve estar ligada à interação entre os campos magnéticos da anã branca e da companheira. Observações similares de outras MVCs em estados de baixo brilho revelam estruturas similares, reforçando a interpretação de que estas estruturas são comuns à esta classe de objetos. Neste sentido apresentamos também a análise de dados de BL Hyi, uma MVC de curto período orbital e uma secundária anã tipo-M5. Essas estruturas fornecem evidências espectroscópicas em favor da existência de atividade magnética na estrela companheira desses sistemas, independentemente do período orbital do sistema e das características espectrais da estrela secundária.

5.1 Observações e redução dos dados

AM Her foi observada em 16 de setembro de 2006 com o telescópio MMT (6.5-m) no Kitt Peak, utilizando o espectrografo no canal azul. Os espectros cobrem a região entre 6000 – 7200 Å, com resolução espectral de 1.4Å. Foram tomadas imagens de lâmpadas de calibração de HeNeAr a cada 10 exposições. Foram utilizados tempos de exposição de 200s durante ~ 4.3 hr de observação, resultando em 70 exposições.

As observações de BL Hyi foram realizadas em 7 e 8 de Agosto de 2007 utilizando o espectrografo FORS2 na unidade UT2, Kueyen (8-m) do VLT no ESO-Paranal. Os espectros são centrados aproximadamente em $H\alpha$, cobrindo a região entre 6000 Å e 7200 Å em uma resolução espectral de $R \sim 2500$ (ou 2.6 Å). Os tempos de exposição são de 400 s, e lâmpadas de calibração de HeNeAr foram obtidas a cada 10 exposições. Um total de 70 espectros foram obtidos em cerca de ~ 4.3 hr de observação com tempo bom.

A redução dos dados foi realizada com as rotinas de redução dos pacotes `twodspec` e `onedspec` do IRAF. O procedimento de redução inclui subtração de bias e correção de flat-field. Os espectros são extraídos seguindo procedimento padrão com subtração das

linhas de céu e calibração em comprimento de onda utilizando as lâmpadas de HeNeAr.

5.2 *AM Her*

A Figura 5.1 mostra a curva de luz histórica de AM Her obtida com o RoboScope¹, complementada com dados dos astrônomos amadores do AAVSO. Para ilustrar o estado de brilho, estão marcadas as datas das observações dos dados dos artigos Kafka et al. (2005a, 2006) (A–C), além da data de realização das novas observações (D).

Um exemplo dos espectros obtidos está mostrado na Figura 5.2, com o painel menor destacando a região ao redor da linha de H α em emissão. Note que o pico central é acompanhado por duas estruturas satélites de menor intensidade. Utilizamos a efeméride obtida por Kafka et al. (2005a), para construir o trem de espectros da Figura 5.3. O pico central, mais intenso, tem uma estrutura alongada que, como pode ser notado no painel superior da Figura 5.3, possui uma componente que parece acompanhar o movimento da secundária com velocidade orbital $\sim 100\text{km/s}$ e outra, quase estacionária, que parece acompanhar o movimento da primária.

O comportamento das estruturas satélites pode ser visualizado no painel intermediário da Figura 5.3. Duas estruturas parecem estar presentes (como notado anteriormente na Figura 5.2) e aparecem em quase todas as fases orbitais. Sua estrutura se torna bastante complexa próximo a fases 0.2 e 0.45, sendo extremamente difícil determinar se essas estruturas são descritas por duas senóides que se cruzam ou não. Para facilitar a interpretação, utilizamos uma decomposição do perfil de linha de H α em 3 gaussianas e ajustamos senóides para diferentes configurações. Os resultados são mostrados nos diferentes painéis da Figura 5.4. No painel superior mostramos o resultado da decomposição do perfil da linha com o ajuste obtido para a componente central. Utilizando ajustes do tipo $v(t) = \gamma - K \sin[2\pi(\phi - \phi_0)]$, obtemos estimativas para a velocidade sistêmica (γ), a semi-amplitude da velocidade (K) e para a fase zero (ϕ_0). Caracterizar as principais componentes dos satélites é desafiador; uma possível interpretação é que sejam dois loops parciais de fluxo de gás corrotando com a estrela secundária, em acordo com a interpretação dada por Kafka et al. (2005a,b). No painel intermediário da Figura 5.4 mostramos o ajuste baseado nessa interpretação.

O painel inferior da mesma figura mostra um ajuste alternativo, com duas senóides intersectantes. Uma possível interpretação seria a de jatos similares ao observados em estrelas simbióticas (p. ex. SS 433; Gies et al. 2002). Note que nenhum dos ajustes é satisfatório próximos às fases 0.65 – 0.90. Claramente, os ajustes são simplificações de estruturas complexas, provavelmente com mais de um sítio contribuindo para a formação do perfil de linha.

¹ Roboscope, é um telescópio de 0.41m, em Indiana, equipado para obter automaticamente fotometria CCD diferencial (Honeycutt & Turner, 1992). AM Her está na base de dados do Roboscope desde 1990; a curva de luz histórica do sistema foi apresentada em Kafka et al. (2005b). RoboScope estava em manutenção em 2006; deste modo complementamos a curva de luz com dados dos astrônomos amadores do AAVSO.

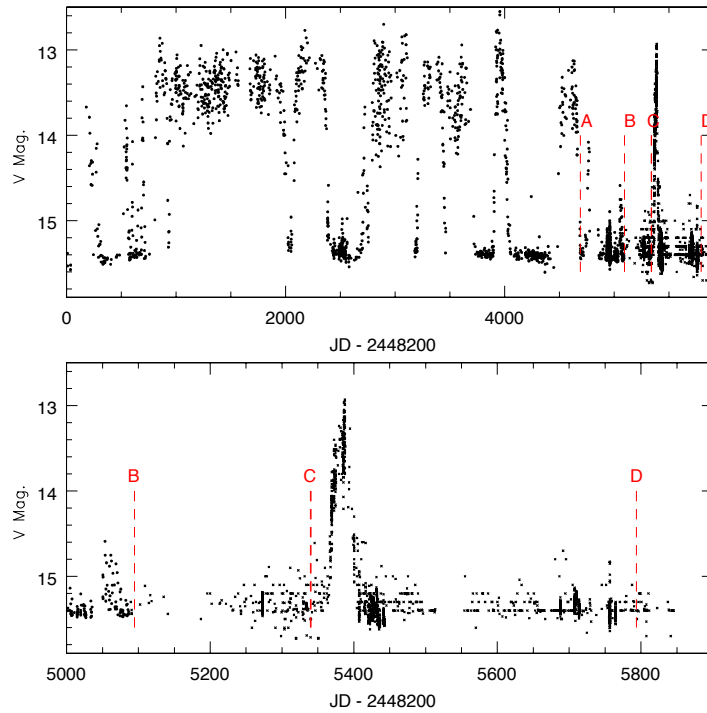


Fig. 5.1: Curva de luz histórica de AM Her obtida com o RoboScope (círculos fechados) e AAVSO (cruzes), marcando as datas da observações espectroscópicas de Kafka et al. (2005a,b), Kafka et al. (2006) e (Kafka et al., 2008). Pouco antes das observações dos nossos dados (D), o objeto esteve brevemente em estado de alto brilho voltando ao estado de baixo brilho subsequêntemente (Kafka et al., 2008).

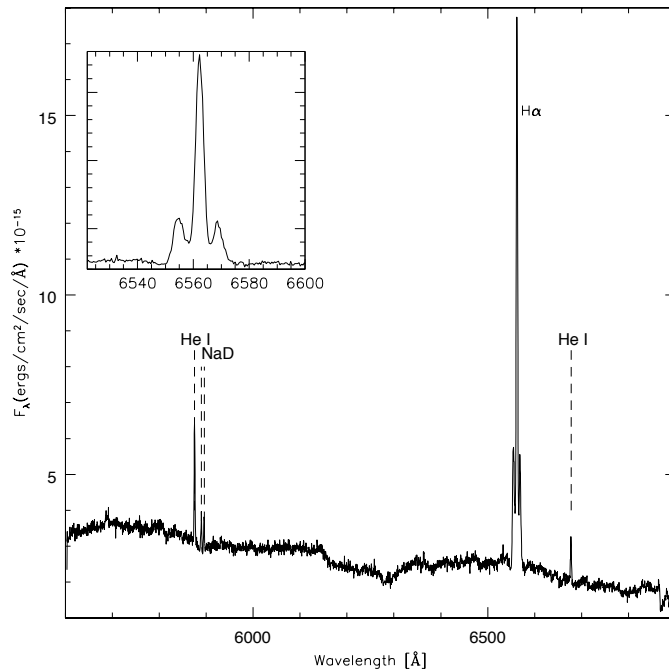


Fig. 5.2: Exemplo de um de nossos espectros de AM Her; na figura menor mostramos uma visão ampliada da linha de H α (Kafka et al., 2008).

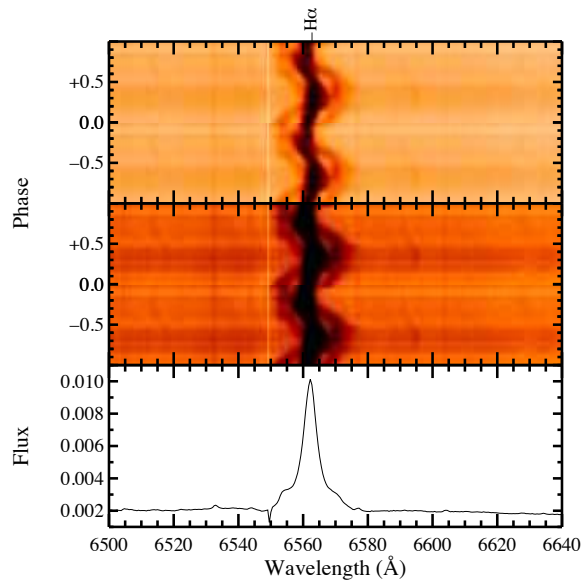


Fig. 5.3: Trailer de espectros de $H\alpha$; o perfil de linha no painel inferior é a média sobre todas as fases. As fases dos gráficos nos dois painéis superiores estão dobradas para melhor visualização. O pico central possui duas componentes, uma estacionária e uma senóide de baixa amplitude. Esta última parece acompanhar o movimento orbital da estrela secundária. Os satélites aparecem como duas senóides de baixa intensidade e alta amplitude dificultando o acompanhamento de seu movimento quando elas se fundem à componente central (Kafka et al., 2008).

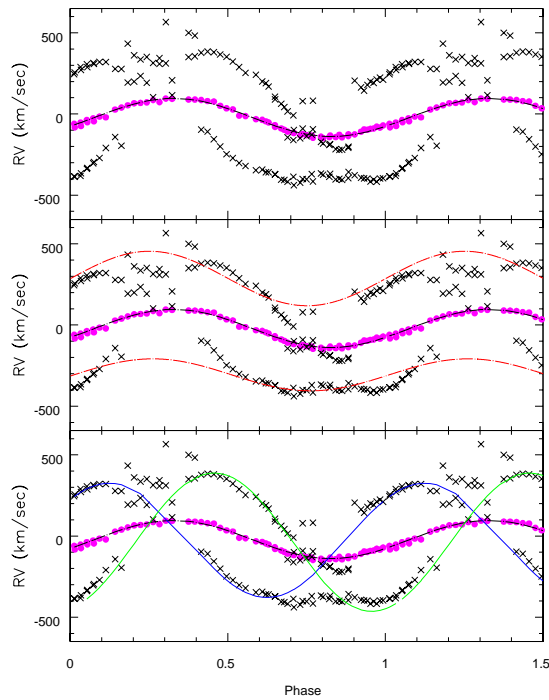


Fig. 5.4: Ajuste das diferentes componentes (central e os dois satélites) para $H\alpha$ (Kafka et al., 2008).

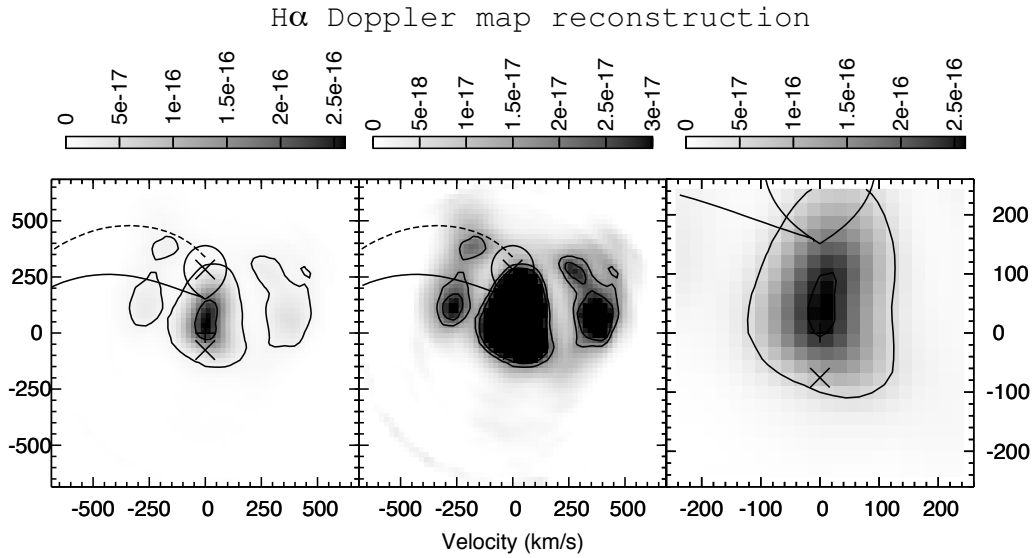


Fig. 5.5: Mapas Doppler da linha de H α . Os painéis à esquerda e ao centro mostram a representação do sistema em dois tons de cinza diferentes; o painel da direita mostra uma visão ampliada da região central (ao redor do centro de massa, [Kafka et al. 2008](#)).

Mapas Doppler

Os mapas Doppler de AM Her (Figura 5.5) introduzem novos elementos sobre a geometria do sistema. Aparentemente, existem 3 regiões emissoras principais correspondendo à componente central da linha e aos dois satélites. Vamos analisá-las separadamente nas seções subsequentes.

Componentes Centrais (Baixas Velocidades).

O painel da direita na Figura 5.5 mostra que a componente central da linha de H α aparece como uma estrutura alongada, se estendendo de regiões próximas à primária – em velocidade negativa – até regiões próximas ao ponto L1. Claramente, a componente alongada na direção do ponto L1 dá origem à componente que segue o movimento orbital da estrela secundária. Estrutura semelhante é normalmente observada em binárias cataclísmicas da classe das polares e está associada à face irradiada da estrela companheira. Entretanto, este não parece ser o caso aqui. Os mapas produzidos por [Staude et al. \(2004\)](#) para AM Her em estado de alto brilho mostram uma concentração próxima a L1, tanto para H β como para HeII. Enquanto que os mapas de [Papadimitriou & Harlaftis \(2004\)](#) mostram uma concentração similar à da Figura 5.5, mas situada mais próxima ao centro de massa do que de L1.

Em geral, emissão estacionária é resultado da presença de estruturas estendidas, fora do plano orbital da binária. Uma vez que o sistema não é eclipsante, não é possível determinar a extensão vertical da fonte de emissão da componente de baixa velocidade. Um indício da origem da componente estacionária pode ser encontrado analisando o tomograma Doppler das linhas de HeI (Figuras 5.6 e 5.7). Uma vez que as linhas HeI requerem fons de maior energia, podemos esperar que as linhas de HeI sejam provenientes da face

irradiada da estrela secundária. Ao contrário, observamos que a emissão é concentrada próximo ao centro de massa da binária, com uma fraca componente senoidal gerando um alongamento em direção ao ponto $L1$. Uma inspeção visual da região do céu onde se encontra a binária exclui a possibilidade de que essa componente seja causada por contaminação devido a algum objeto no campo do sistema. Igualmente, contaminação por fontes artificiais de luz é improvável nas linhas de HeI ou H α . Deste modo, seria lógico investigar a segunda opção para a origem da componente central.

Gaensicke et al. (2006) calcularam que a taxa de acréscimo de matéria durante o estágio de baixo brilho é $\dot{M} \sim 6 \times 10^{-12} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, valor compatível com acréscimo por vento (ao contrário de transbordamento do lobo de Roche). A uma taxa de acréscimo tão baixa² o gás deve se acoplar à magnetosfera da anã branca em um ponto mais próximo à estrela doadora. Isso provavelmente resultaria em uma posição de impacto diferente na superfície da primária. Deste modo, é possível que a componente estacionária do HeI se origine da nova região de acoplamento. Possivelmente o gás se aqueça com o impacto com as linhas do campo magnético da anã branca ou mesmo devido a interação entre os campos das duas estrelas. Igualmente, a parte da emissão de H α que corresponde à emissão de HeI é a componente estacionária.

Vale lembrar que componentes estacionárias já foram observadas no ótico em espectros das novas anãs SS Cyg e IP Peg em erupção (Steeghs et al., 1996). Em particular, IP Peg é uma VC eclipsante – o que oferece a oportunidade de estudar os sítios de emissão das várias linhas espectrais, determinando sua provável origem. Steeghs et al. (1996) argumentam que a componente estacionária se deve a uma fonte compacta próxima ao centro de massa do sistema; o fluxo residual durante o eclipse (da componente estacionária) indica uma extensão vertical significativa da fonte emissora. Os autores atribuem essa componente à matéria se movendo através de arcos proeminentes (veja Collier Cameron & Woods 1992) aprisionados em loops magnéticos entre o ponto $L1$ e o centro de massa pelo campo gravitacional da própria anã branca. Em VCs magnéticas o cenário é ainda mais crítico. Em especial, na região das proximidades do ponto $L1$ os campos magnéticos das duas estrelas possuem aproximadamente a mesma intensidade ($\sim kG$), e uma “sopa” magnética é dinâmica e facilmente formada e mantida. Estruturas do tipo proeminências magnéticas originárias da estrela secundária podem ser mantidas nessa configuração pelo campo magnético da anã branca. Essas “super proeminências” podem ter uma extensão vertical considerável (fora do plano orbital), deste modo contribuindo para a componente de baixa velocidade da linha de emissão. Assim, a componente de baixa velocidade em AM Her pode ser formada por atividade na estrela doadora.

Finalmente, o mapa em H α da Figura 5.5 mostra que a face interna da secundária também contribui para a emissão da componente central. Os painéis centrais e à direita mostram claramente que o hemisfério direito é mais fortemente irradiado do que o esquerdo, consistente com o padrão assimétrico resultante do obscurecimento parcial da superfície da estrela pela coluna de acréscimo.

² Em geral, a taxa de perda de matéria por transbordamento do lobo de Roche é da ordem de $\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$

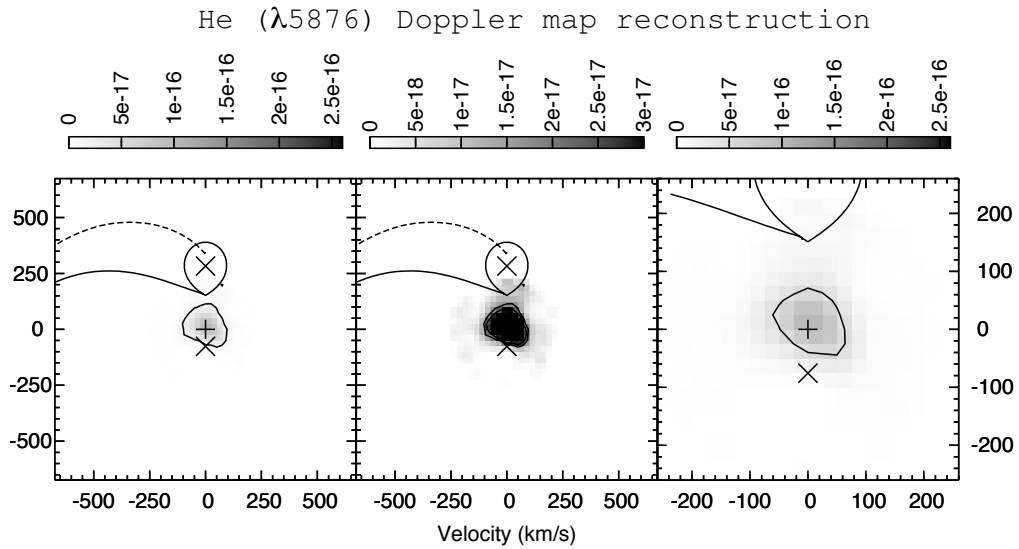


Fig. 5.6: O mesmo que a Figura 5.5, mas para a linha de HeI $\lambda 5876$ (Kafka et al., 2008).

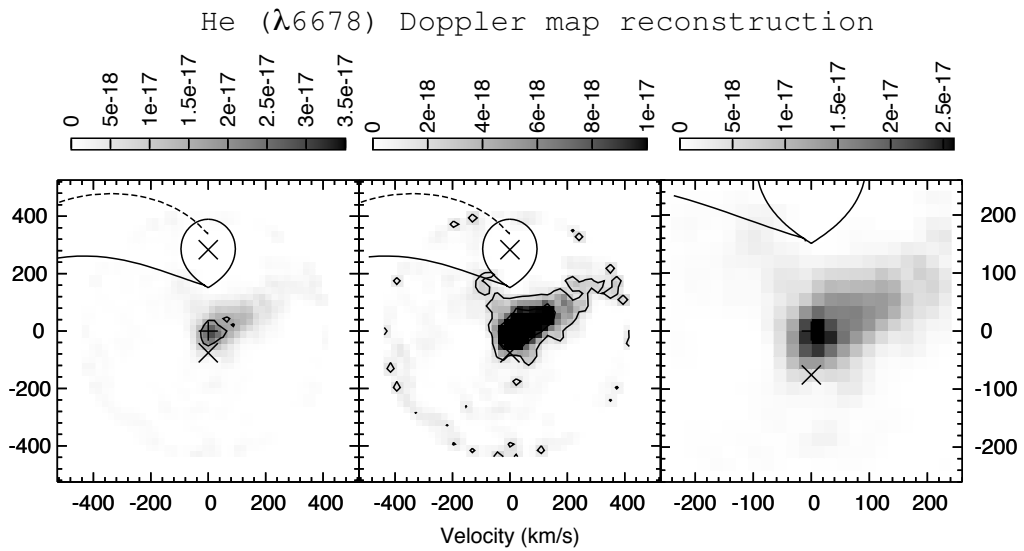


Fig. 5.7: O mesmo que a Figura 5.5, mas para a linha de HeI $\lambda 6678$ (Kafka et al., 2008).

Satélites de $H\alpha$

Os satélites da linha de $H\alpha$ formam duas estruturas alongadas ao redor de $L1$ alcançando velocidades de 500 km s^{-1} . A localização dessas estruturas no mapa Doppler é completamente diferente da esperada para um jorro de matéria (seja em trajetória balística ou seguindo as linhas do campo magnético). Além disso, o padrão observado não se parece com os tomogramas sintéticos de AM Her obtidos para as linhas de He I e $H\alpha$ no estado de alto brilho levando em conta uma componente vertical de velocidades (Staude et al., 2004).

Temos indícios de que esses satélites são estruturas persistentes no espectro de AM Her em baixo brilho. Em Kafka et al. (2005a,b) se argumenta que essas estruturas representam gás magneticamente confinado em grandes e persistentes loops proeminentes na estrela secundária. Nossos resultados são consistentes com essa interpretação. A forma das estruturas satélites no tomograma Doppler (Fig. 5.5) se assemelha a anéis incompletos ao redor da estrela doadora.

5.3 BL Hyi

Na Figura 5.8 mostramos espectros de BL Hyi nas duas noites de observação, ao redor de $H\alpha$. Como veremos na análise subsequente, a linha é composta por uma componente central (mais pronunciada) e duas estruturas satélites cuja visibilidade varia ao longo da fase, similar ao caso visto em Kafka et al. (2008, veja seção 5.2). A similaridade entre os espectros dos painéis superior e inferior, obtidos em fases similares mas em noites diferentes, é uma evidência de que as estruturas são persistentes em escalas de tempo de algumas órbitas. Essas estruturas satélites não são observadas em dados anteriores do objeto em estado de baixo brilho (e.g., Beuermann & Schwöpe 1989; Beuermann et al. 2007). Analisamos se isto foi um problema devido à baixa resolução espectral dos dados anteriores ou devido a uma natureza transiente dessas estruturas. Para isso, utilizamos as tarefas do IRAF/splot afim de degradar a resolução dos nossos dados a um valor comparável ao dos trabalhos de Beuermann & Schwöpe (1989) e Beuermann et al. (2007). De fato, as estruturas satélites desaparecem nos espectros com resolução espectral degradada, indicando que dados de alta resolução são fundamentais para detectar estas estruturas em MVCs em estado de baixo brilho.

Neste trabalho utilizamos a efeméride³ espectroscópica proposta por Mennickent et al. (1999). Esta efeméride foi obtida das linhas de emissão de NaD em estados de alto brilho, e define fase zero como conjunção inferior da estrela doadora (estrela secundária à frente da primária em relação ao observador).

No painel superior à esquerda da Figura 5.9 mostramos o trem de espectros na região da linha de emissão de $H\alpha$, combinando as duas noites de observação. A componente central, com baixa velocidade, é facilmente identificada com um comportamento senoidal ao longo da órbita. Os satélites aparecem como componentes em altas velocidades ao redor da componente central. A forma e a aparência do trem de espectros da linha de $H\alpha$ são similares aos de AM Her em estado de baixo brilho (reproduzido no painel inferior da Figura 5.9).

³ $\text{HJD(E)} = 2\,450\,379.4725(5) + 0.0789150406 \cdot E$

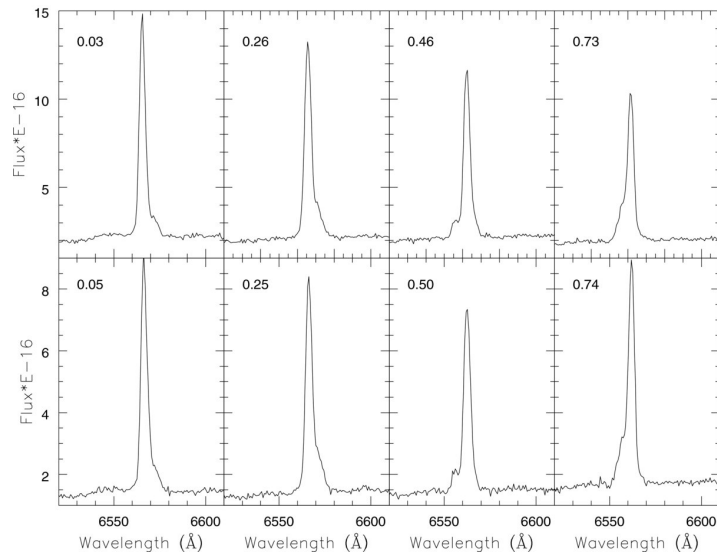


Fig. 5.8: Exemplos de espectros de BL Hyi na região de $H\alpha$ nas duas noites de observação. Os espectros no painel superior são da noite 1 (7 julho de 2007) enquanto o painel de baixo contém os dados da noite 2 (8 julho 2007). As fases respectivas a cada espectro estão indicados em cada painel. Note a similaridade entre os perfis de noites diferentes em fases próximas, sugerindo que estas estruturas são persistentes em escalas de pelo menos alguns ciclos orbitais do objeto (Kafka et al., 2010b).

Os dados de BL Hyi foram utilizados para gerar um mapa Doppler da distribuição de brilho em velocidades do sistema. O resultado para a combinação dos dados das duas noites de BL Hyi está mostrado no painel superior à direita da Figura 5.9. Sobre o mapa Doppler mostramos quatro superfícies equipotenciais gravitacionais, incluindo o lobo de Roche. Os parâmetros utilizados são $M_2 = 0.2M_{\odot}$, $q = 0.3$ e $i = 32^{\circ}$ (Beuermann et al., 2007).

Mapas Doppler do objeto em estado de alto brilho mostram que aproximadamente 75% da emissão total em $H\alpha$ é proveniente de uma componente extensa de baixa velocidade, originando do jorro de matéria ou da região de acoplamento (Mennickent et al., 1999). No estado de baixo brilho, a coluna de acréscimo e a estrela doadora tem contribuição desprezível para o padrão de emissão. De acordo com o cenário proposto, a região de acoplamento possui uma extensão azimutal para fora do plano orbital, antes do jorro de acréscimo cair sobre o polo magnético. Existem três componentes principais nos mapas em estado de baixo brilho: a componente central em baixa velocidade, que coincide com a velocidade da estrela doadora do sistema, e os dois satélites que estão presentes nos quadrantes $(-v_x, +v_y)$ e $(+v_x, +v_y)$ na Figura 5.9. Além disso, notamos a falta do jorro de matéria ou qualquer emissão proveniente das regiões $(-v_x, -v_y)$ em nossos mapas Doppler, o que é consistente com o fato de BL Hyi estar em estado de baixo brilho. Para acomodar nossa discussão, daqui por diante iremos nos referir às componentes em $(-v_x, +v_y)$ como “satélite 1” e em $(+v_x, +v_y)$ como “satélite 2”.

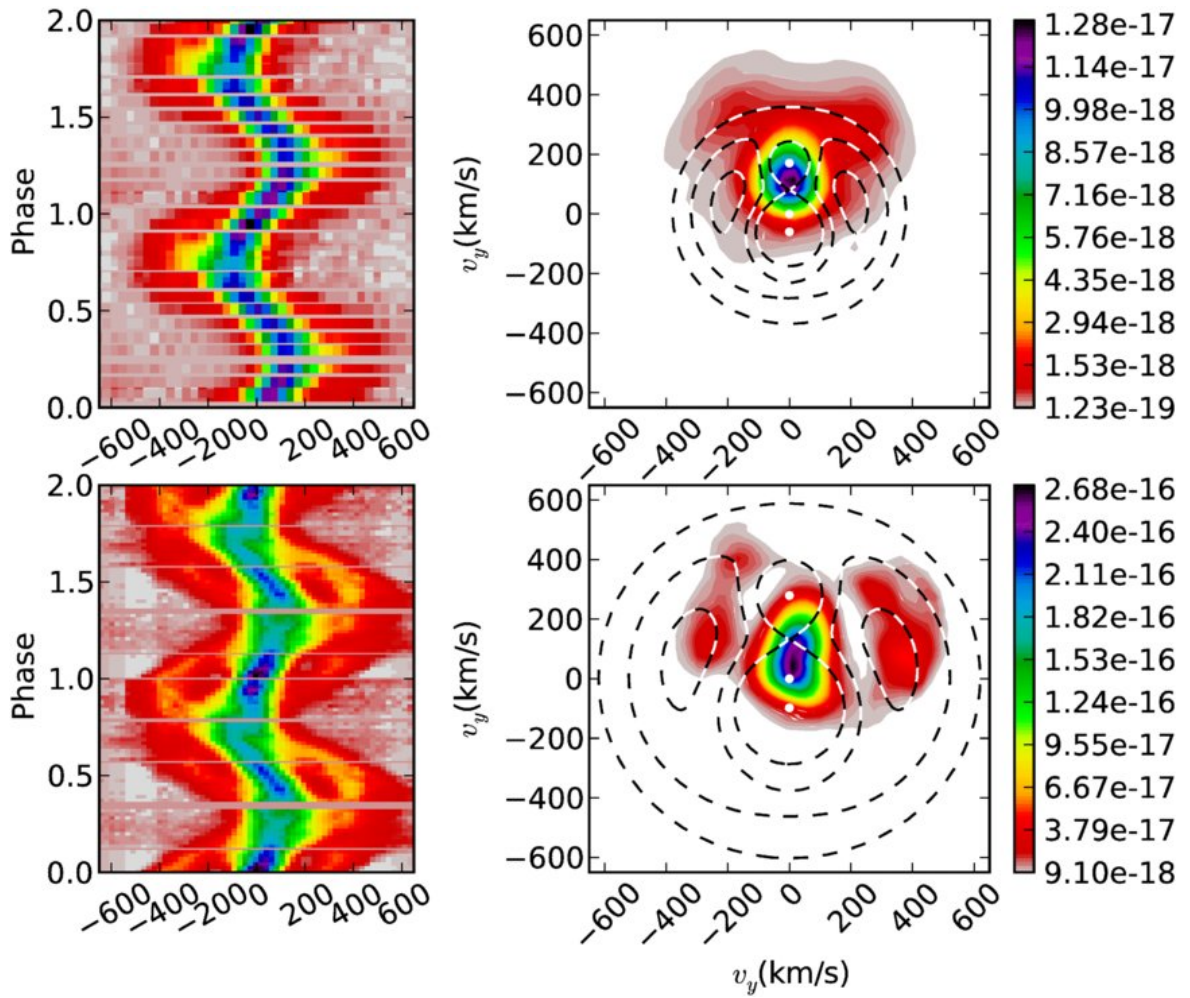


Fig. 5.9: Trem de espectros (esquerda) e mapas Doppler (direita) de BL Hyi (acima) e AM Her (abaixo) com superfícies equipotenciais (linhas tracejadas). Apesar de, cinematicamente, os satélites em AM Her coincidirem com a posição dos pontos Lagrangianos L4 e L5, o mesmo não se repete nos mapas Doppler de BL Hyi (Kafka et al., 2010b).

Tab. 5.1: MVCs com componentes adicionais em linhas de $H\alpha$ no estado de baixo brilho.

Objeto	P_{orb} [hrs]	SP(2)	B_1 [MG]	i	β
AM Her ^a	3.09	M4-5V	13.5	50	85
ST LMi ^b	1.90	M8V	11.5	55	128
BL Hyi ^c	1.89	M5 V	23	32	80
VV Pup ^d	1.67	M6-7V	32/55	75	145-155/10
EF Eri ^e	1.37	> L4V	12.6	55	75

Notas.

- β é o angulo entre o eixo magnético e o eixo de rotação da anã branca.

^a - Kafka et al. (2008).

^b - Kafka et al. (2007).

^c - Este trabalho (Kafka et al., 2010b).

^d - Mason et al. (2008).

^e - S. Kafka, dados não publicados e Walter (2009).

5.4 Discussão

BL Hyi é a quinta MVC com componentes satélites em $H\alpha$ em estado de baixo brilho. Na Tabela 5.1, apresentamos as principais características de todas as MVCs conhecidas possuindo satélites em $H\alpha$. Desta amostra, o caso mais bem estudado é o da protótipo da classe, AM Her. Mais de quatro épocas de observações em três anos revelaram detalhes sobre a origem e natureza das linhas de emissão do sistema (Kafka et al., 2008); os perfis de linha em emissão e suas características parecem ser similares em todos os objetos na Tabela 5.1. Em todos os sistemas, dois satélites são presentes em $H\alpha$ apesar de, na maior parte dos casos, a cobertura espectral dos dados não permitir analisar as outras linhas da série de Balmer. Todas as linhas de He I em emissão em estado baixo possuem um pico simples, correspondendo a irradiação e material aprisionado entre o centro de massa da binária e o ponto L1.

A ambigüidade nas características dos satélites de $H\alpha$ impede uma interpretação segura e a determinação de sua origem. Em especial, na Figura 5.9, não esta claro se uma ou duas senoides estão presentes em BL Hyi, se elas cruzam com a componente central de $H\alpha$ ou se estão em fase com a componente central. A partir das diferentes representações dos nossos dados (forma do perfil de linha, trem de espectros, mapas Doppler) suspeitamos que existam, provavelmente, duas componentes satélites (além da componente central da linha). As fases das componentes satélites em relação à componentes central são criticas para determinar a origem e, talvez, o mecanismo de formação. Em BL Hyi (e em todas as outras polares na amostra), as curvas de velocidade radial dos satélites podem ser explicadas com uma ou duas senoides – cruzando ou não, em fase ou não em relação à componente central da linha de $H\alpha$. Este ponto precisa ser resolvido antes de continuar com a discussão de sua origem física, uma vez que nossa discussão e conclusão depende fortemente das propriedades dos satélites.

Para ajudar a resolver a questão sobre o número e a fase das componentes satélites, criamos trem de espectros sintéticos com as possíveis combinações, e calculamos os respectivos mapas Doppler. O resultado deste exercício está mostrado na Figura 5.10.

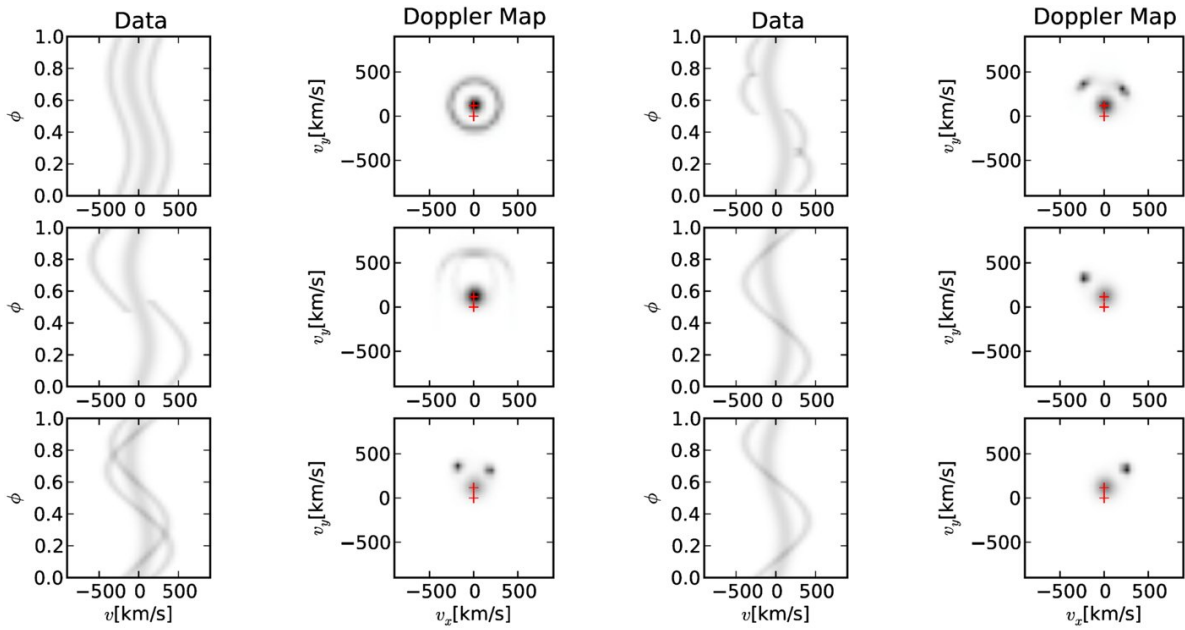


Fig. 5.10: Trem de espectro e mapas Doppler sintéticos. Comparado com os dados da Figura 5.9, a configuração mais provável é de duas senóides se cruzando, levemente deslocadas da componente central (Kafka et al., 2010b).

O painel inferior à esquerda da Figura 5.10 apresenta duas senóides separadas por ~ 0.05 em fase da componente central, cruzando-se em fases 0.25 e 0.75. O mapa Doppler associado é muito similar aos mapas na Figura 5.9, sugerindo que esta configuração é próxima daquela observada em estados de baixo brilho em MVCs. O painel superior à direita na Figura 5.10 apresenta a mesma configuração dos satélites descrito acima, mas neste caso os satélites não são visíveis em algumas fases. Note que o mapa Doppler correspondente ainda apresenta as mesmas estruturas anteriores, mas essas aparecem menos concentradas e com um leve espalhamento azimuthal. A componente no quadrante $(-v_x, +v_y)$, satélite 1, aparece de maneira similar à componente referente ao jorro nos modelos apresentados por Heerlein et al. (1999). É tentador relacionar esta parte da emissão a material caindo em direção à anã branca, apesar de esta componente possuir um gradiente em velocidade menor que o observado em acréscimo de polares. Iremos voltar a este ponto mais adiante. A componente no quadrante $(+v_x, +v_y)$, satélite 2, é uma nova estrutura, nunca antes observada em mapas Doppler de MVCs. No trem de espectros, ela corresponde a uma senóide que segue o movimento da componente central de $H\alpha$ por ~ 0.05 em fase. Iremos nos aprofundar na discussão das características das componentes da linha de emissão mais adiante na discussão. Por hora, podemos concluir que o trem de espectros do estado de baixo brilho de MVCs (e os mapas Doppler relevantes) correspondem a *dois* satélites, que cruzam com a componente central e estão deslocados desta componente por menos que 0.05 em fase.

Em AM Her, a estabilidade em tempo e fase dos satélites sugere que as estruturas relacionadas sejam estáveis por cerca de três anos. Os dados existentes em VV Pup cobrem cerca de duas semanas, durante as quais os satélites permanecem presentes na mesma localização (Mason et al., 2008). Igualmente, ST LMi foi observada por cerca de um ano, durante o qual a linha de emissão de $H\alpha$ manteve uma estrutura similar (Kafka

et al., 2007). Entretanto, esse não é necessariamente o caso para todos os sistemas. Dados espectroscópicos de EF Eri cobrindo dois anos de observações mostram claramente a presença dos satélites. Entretanto observações mais tardias indicam uma mudança dramática na linha de emissão de $H\alpha$, inclusive com sinais do aparecimento de um jorro de matéria (Walter 2009; Kafka, dados não publicados). Por outro lado, após essas observações EF Eri parece ter iniciado um período intermitente de estados alto de curta duração, que podem explicar essas alterações. De qualquer maneira, permanece o fato de que, apesar de serem estruturas comuns em estado de baixo brilho em MVCs, estas estruturas não são necessariamente permanentes em todos os objetos.

Os sistemas na Tabela 5.1 são um grupo bem diverso de estrelas com propriedades bem diferentes; os membros possuem uma variedade de períodos orbitais, intensidade do campo magnético da anã branca, propriedades do acréscimo (um ou dois polos), e massas da estrela doadora. As únicas propriedades comum a todos os sistemas são a natureza magnética de suas anãs brancas e a presença de duas componentes satélites à linha de emissão de $H\alpha$ em seus estados de baixo brilho. Como notado anteriormente, a componente satélite 1 possui um posição no espaço de velocidades que é, de certa forma, consistente com o jorro de matéria⁴. Mesmo que este seja o caso, ainda precisamos entender as propriedades (e origem) do satélite 2.

Nos mapas Doppler, a dispersão em v_x e v_y de ambos os satélites parece ser pequena. Por outro lado, um jorro de matéria devido a acréscimo por L1 cresce em velocidade v_x à medida que se afasta da origem (em L1). Olhando para os mapas Doppler de AM Her na Figura 5.9, as componentes de alta velocidade podem ser interpretadas como originando dos pontos Lagrangianos L4 e L5 da binária (como mencionado por Kafka et al. 2008), entretanto este não é o caso para BL Hyi e as outras MVCs. Os pontos L4 e L5 de um sistema binário são pontos dinamicamente estáveis apenas para $M_2/M_1 \gtrsim 25$, o que não é o caso para nenhum dos sistemas na Tabela 5.1. Deste modo, dinamicamente, é improvável que os pontos L4 e L5 abriguem o material responsável pela emissão satélite em polares.

Em Kafka et al. (2005a, 2007, 2008), os satélites foram atribuídos a material magneticamente confinado em super-proeminências surgindo da estrela doadora e provavelmente possuem uma geometria complexa. A geometria (e visibilidade) dos satélites sugere que estas proeminências possam estar ao redor do equador da estrela M (no plano orbital). Igualmente, em estrelas M isoladas, proeminências⁵ são confinadas próximo ao equador da estrela e possuem uma área projetada na direção do observador com uma fração considerável da área da estrela. Cálculos teóricos da geometria do campo magnético em estrelas isoladas demonstraram a existência de pontos de equilíbrio sobre a superfície da estrela, onde material pode ser aprisionado. A condição necessária e suficiente para que existam esses pontos é de que a densidade de massa por unidade de fluxo seja quase estável (ou que decresça lentamente) na direção da gravidade efetiva da estrela (Ferreira, 2000). Um equilíbrio estável pode ser obtido para um campo magnético de uma centena de Gauss, normalmente observado em estrelas de baixa massa e alta rotação e, definitivamente, esperado em estrelas doadoras de MVCs. Proeminências foram observadas em VCs com disco

⁴ Para mais detalhes sobre essa discussão veja artigo completo em anexo

⁵ Aqui nos referimos ao termo “*slingshot prominences*”, que corresponde a material acumulado à uma altura onde as forças centrífugas contra-balançam com a gravidade e a tensão magnética em uma atmosfera em corotação (Collier Cameron & Robinson, 1989).

acima do gap de períodos, mas seu tempo de vida parece ser de apenas alguns dias (Watson et al., 2007). Em estrelas isoladas, laços circum-estelares de material magneticamente confinado possuem tempo de vida longo, mas suas proeminências evoluem em escalas de horas (Donati et al., 2000; Dunstone et al., 2006). Em estrelas doadoras de polares, temos indícios que os satélites são persistentes e estáveis e possuem a mesma estrutura em escalas de tempo de anos. (e.g., AM Her; Kafka et al. 2008). É altamente provável que em polares, a interação magnética entre a anã branca e a companheira forneça um mecanismo estabilizador.

A este respeito, a resposta para o problema está, provavelmente, na geometria e configuração das interações entre os campos magnéticos das duas estrelas na binária. Uma série de artigos (Li et al., 1994, 1995; Li & Wickramasinghe, 1998) exploraram os princípios e geometria do freiamento magnético em polares e introduziram o conceito de áreas de linhas de campo magnético abertas (“zonas de vento”) e áreas de linhas de campo magnético fechadas (“zona morta”) em MVCs. Nosso interesse nessa configuração é na localização das zonas mortas do sistema, que são regiões de laços magnéticos fechados conectando as estrelas. Nas zonas mortas, a pressão magnética é maior que a pressão térmica do gás, possibilitando o fluxo de matéria entre a estrela M e a anã branca (Li & Wickramasinghe, 1998). A orientação do dipolo magnético das duas estrelas em relação ao plano orbital do sistema é um fator chave na formação das zonas mortas na binária. Os autores concluem que, se a inclinação do dipolo em relação ao eixo perpendicular ao plano orbital é menor que 25° em MVCs, as zonas mortas são mais eficientes. Nestes casos, observa-se uma redução na região de linhas de campo magnético abertas que, por sua vez, são responsáveis pelo freiamento magnético. Este mecanismo gera numerosos canais para troca de material entre as duas estrelas. De fato, material pode fluir dentro de uma zona morta da binária com pouca (ou nenhuma) mudança em velocidade, uma vez que está confinado pelo campo magnético da binária. Este é o mesmo mecanismo por trás do “sifão magnético” que age em sistemas magnéticos desligados compostos por uma anã branca e uma estrela anã M (Webbink & Wickramasinghe, 2005).

Kafka et al. (2010a) demonstraram que o sistema magnético desligado J2048 não possui satélites em $H\alpha$, ainda que exista acréscimo na anã branca através do vento. Isto exclui a possibilidade de que os satélites sejam causados puramente pelo efeito de sifão magnético. Isto também é um indício de que os satélites estão conectados, de alguma maneira, com a história de acréscimo do sistema. Por exemplo, é possível que estas estruturas sejam formadas quando a estrela entra em contato com o lobo de Roche. Deste modo, elas devem estar presentes apenas em sistemas semi-ligados, ou no limite do início do acréscimo em sistemas magnéticos.

Material aprisionado em grandes laços magnéticos são também observadas em binárias do tipo Algol (Peterson et al., 2010). Na protótipo da classe (β Perseus), uma estrela B8 da seqüência principal possui uma companheira sub-gigante de tipo K2 preenchendo o lobo de Roche, para um período orbital de 2.87 d. Observações no raio-X desse objeto sugerem a presença de uma coroa proveniente da estrela sub-gigante K2, provavelmente estendida para fora do plano orbital e na direção da estrela B8 (Chung et al., 2004). Observações no radio confirmam a origem da coroa e mostram que ela possui uma estrutura complexa, que parece conectar as duas componentes – muito similar ao observado na BPEC QS Vir (Ribeiro et al. 2010, veja Capítulo 3).

Claramente, o ingrediente chave para o cenário de confinamento magnético é que a

estrela M possua um campo dipolar de larga escala (que também é a chave para o freio magnético como mecanismo de perda de momento angular na binária). Observações recentes de estrelas M4 (abaixo do limite em que a estrela é completamente convectiva) revelaram a presença de campos poloidais de larga escala com simetria axial (Morin et al., 2008); o mecanismo de geração desses campos ainda é desconhecida. Ao mesmo tempo, este é um forte indício de que campos magnéticos de larga escala estejam presentes em estrelas doadoras em polares, mesmo no caso de estrelas doadoras completamente convectivas.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho apresentamos uma análise da atividade magnética em uma amostra de estrelas anãs de baixa massa, no contexto de evolução de sistemas semi-ligados. Para este fim, desenvolvemos e testamos um conjunto de ferramentas de imageamento indireto capazes de reproduzir a distribuição de brilho superficial de estrelas. Nossas ferramentas foram desenhadas com o intuito de estudar sistemas com diferentes níveis de proximidade (de sistemas semi-ligados até sistemas desligados). Aplicamos as diferentes ferramentas de análise a um conjunto heterogêneo de objetos contendo tanto componentes com núcleos radiativos quanto totalmente convectivos.

No Capítulo 4 e na seção 3.5 aplicamos técnicas de imageamento indireto às binárias V405 And e LTT 560, respectivamente. Enquanto a componente estudada em V405 And possui um pequeno núcleo radiativo (estrela anã tipo-M0), em LTT 560 analisamos sua secundária anã tipo-M5, completamente convectiva. Se por um lado, a estrela anã em V405 And apresentou estruturas em baixa latitude e nenhuma evidência de manchas polares (ou em alta latitude), em LTT 560 observamos uma estrutura puramente polar e nenhuma assinatura de manchas em baixa latitude. Igualmente, apresentamos imagens da estrela anã tipo-M0 em QS Vir (seção 3.4) obtidas através da aplicação da técnica de modelagem de curva luz. Apesar desta técnica não ser capaz de discriminar a latitude das manchas estelares (ou de detectar manchas polares), podemos notar que a estrela secundária de QS Vir contém várias estruturas em baixa/média latitudes (caso contrário não seriam detectadas pela técnica). Estas estruturas se mantêm por longas escalas de tempo em posições preferenciais, formando duas regiões ativas diametralmente opostas alinhadas com o eixo da binária.

Estes resultados estão em notável contradição com as características previstas pelo modelo teórico atual da operação de um dínamo estelar (Charbonneau, 2010; Karak, 2010, e referências lá citadas). Os modelos de dínamo requerem a presença de um núcleo radiativo e envelope convectivo separados por uma região de cisalhamento (tacoclina), necessária para ancorar um campo magnético de larga escala. Conseqüentemente, estrelas totalmente convectivas não devem apresentar campos magnéticos de larga escala (estruturados), nem ser capazes de notável freimento magnético. Além disso, o dínamo estelar é altamente influenciado pelo efeito de rotação, de modo que estrelas com altas taxas de rotação tendem a ter altos índices de atividade magnética (e.g. aparecimento de manchas e erupções, entre outros). Igualmente, em regimes de alta rotação as manchas estelares, provenientes do campo magnético toroidal emergente, são arrastadas para regiões de al-

tas latitudes e/ou polares da estrela devido ao efeito das forças de Coriolis. Deste modo, estrelas com altas taxas de rotação deveriam apresentar basicamente manchas em altas latitudes ou polares.

Em especial, os resultados para LTT 560 somam-se às evidências apresentadas por [Morin et al. \(2010\)](#) sobre a presença de campos magnéticos estruturados em estrelas completamente convectivas. Por outro lado, em QS Vir e V405 And, devido às altas taxas de rotação a que estão submetidas – em especial no primeiro caso –, esperávamos encontrar estruturas em altas latitudes ou puramente polares. Em seu todo, essas evidências observacionais apontam para a existência de mecanismos diferentes para geração do campo magnético nos regimes de pequenos núcleos radiativos e em estrelas com estruturas completamente convectiva, submetidas a regimes de altas taxas de rotação e efeitos de maré.

Do mesmo modo, o estudo do comportamento das linhas de emissão em $H\alpha$ de binárias cerradas fornece informações valiosas sobre a estrutura de seu campo magnético. Como discutido nos Capítulos 5 e 3, existem fortes evidências de que as estruturas satélites em MVCs e as estruturas proeminentes na BPEC QS Vir são resultados da presença de material aprisionado em grandes laços magnéticos. Estruturas similares são observadas em binárias do tipo Algol ([Peterson et al., 2010](#)), estrelas isoladas com altos índices de atividade magnética ([Mullan et al., 2006](#)) e durante erupções solares. Em estrelas isoladas as proeminências apresentam um comportamento tipicamente transiente, com rápida evolução temporal. Por outro lado, em binárias cerradas existem evidências de que essas estruturas persistem por escalas de tempo mais longas, podendo até mesmo ser estruturas permanentes ([Kafka et al., 2010b](#)).

Claramente, um dos principais ingredientes para explicar a presença de estruturas proeminentes é a presença de campos magnéticos intensos. Grande parte das MVCs estudadas¹ que apresentam estruturas satélites possuem estrelas secundárias completamente convectivas. Deste modo, a cinemática das linhas de emissão em $H\alpha$ de MVCs em estado de baixo brilho fornece mais evidências em favor da presença de campos magnéticos estruturados em estrelas completamente convectivas em binárias cerradas.

Nossos resultados somam-se às evidências contrárias à sugestão de que estrelas completamente convectivas não possuem campos magnéticos estruturados e, portanto, não seriam capazes de produzir freiamto magnético. [Townesley & Gänsicke \(2009\)](#) demonstraram que a emissão de ondas gravitacionais sozinha não é capaz de explicar as taxas de acréscimo em VCs abaixo do gap de períodos. Este resultado está de acordo com a percepção de que estrelas completamente convectivas são capazes de produzir freiamto magnético. Por outro lado, a ausência de uma interrupção abrupta na taxa de perda de momento angular quando as estrelas atravessam o limite em torno de $M \sim 0.3M_{\odot}$ – necessário para explicar o gap de períodos – coloca o modelo padrão de evolução de VCs em situação delicada.

Uma maneira promissora de salvar o modelo padrão de evolução de VCs está ligada à relação massa - raio para estrelas anãs em alta rotação. Em particular, os trabalhos de [Ribas \(2006\)](#) e [Vida et al. \(2009\)](#) mostram que os modelos teóricos para estrelas isoladas não conseguem reproduzir adequadamente a relação massa - raio observada em estrelas anãs. Mais especificamente, o raio observado de estrelas com envelopes convectivos é sistematicamente maior do que o previsto pelos modelos. Não obstante, o mesmo não se

¹ Existem controversas à respeito de a estrela secundária em AM Her ser completamente convectiva, uma vez que ela possui período orbital acima do gap.

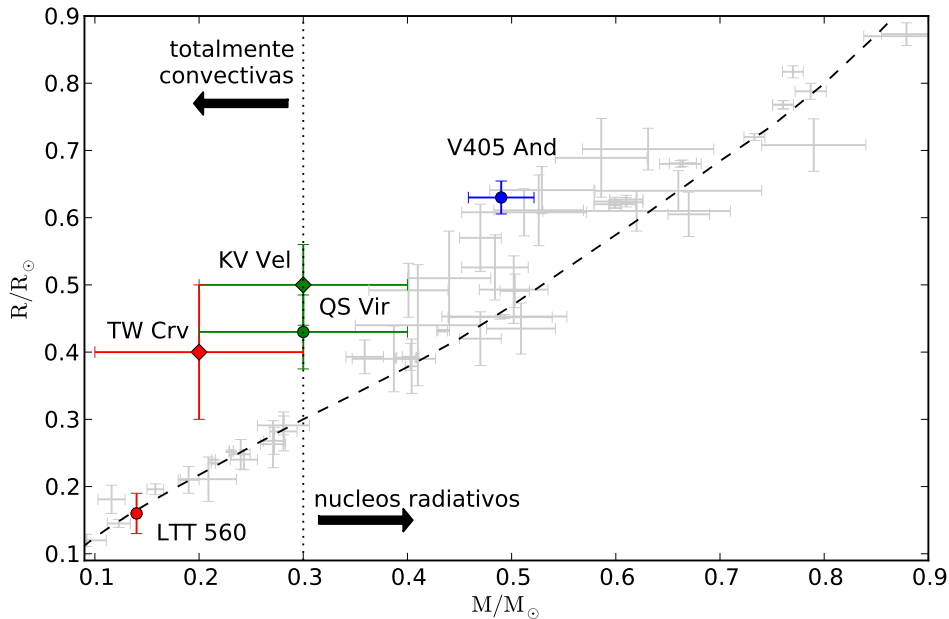


Fig. 6.1: Relação massa raio para estrelas anãs. Os pontos cinzas com barras de erro são os resultados de López-Morales (2007). A linha tracejada mostra os modelos de Baraffe et al. (1998) e a linha vertical pontilhada marca o limite de $M = 0.3M_{\odot}$, que separa estrelas totalmente convectivas de estrelas com núcleos radiativos. Os pontos vermelhos (canto inferior a esquerda), verdes (sobre a linha pontilhada) e azul (ao centro), são os resultados para LTT 560, TW Crv, KV Vel, QS Vir e V405 And, respectivamente. As incertezas na massa da estrela secundária de LTT 560 são da ordem de grandeza do círculo que indica sua posição no diagrama. Note como os resultados acima de $M = 0.3M_{\odot}$ (linha pontilhada vertical) apresentam raios sistematicamente maiores que os previstos pelo modelo. Veja texto para discussão detalhada.

repete para estrelas completamente convectivas ou com grandes núcleos radiativos (como o Sol). Este resultado está ilustrado na Figura 6.1, comparando estimativas para a massa e o raio de um conjunto de estrelas anãs de baixa massa (pontos cinzas com barras de erro, López-Morales 2007) com modelos de atmosfera estelar (linha tracejada, Baraffe et al. 1998). As estimativas reúnem tanto medidas realizadas em estrelas isoladas como em sistemas binários, com diferentes taxas de rotação.

Exceto pela estrela secundária em LTT 560 (estrela completamente convectiva), todas as estrelas estudadas possuem raios claramente maiores que a previsão do modelo para estrelas de mesma massa. Em todos os casos não há acréscimo de matéria. As grandes incertezas nas estimativas de M_2 nos impede de verificar se o inchaço no raio se restringe a estrelas com profundos envelopes convectivos ou se se estende ao grupo das estrelas totalmente convectivas.

As incertezas acerca da relação massa \times raio afetam fortemente tentativas de descrever quantitativamente a evolução de VCs (ver Davis et al. 2008) ou determinações empíricas da taxa de perda de momento angular (Knigge, 2011). Conseqüentemente, estudos (como esse) capazes de determinar precisamente os parâmetros de estrelas em condições simi-

lares àquelas das secundárias em VCs são essenciais para fornecer meios de descrever corretamente a evolução desses sistemas. Se as evidências de que estrelas com profundos envelopes convectivos e altos índices de atividade magnética são sistematicamente inchadas (mesmo quando não estão sendo forçadas a perder matéria) se confirmarem, pode haver um impacto significativo na evolução de binárias cerradas. Em especial, esta pode ser uma alternativa à interrupção do freio magnético causada pela presumida ausência de campos magnéticos estruturados em estrelas completamente convectivas.

Como vimos, a aplicação de técnicas de imageamento indireto, tanto para linhas de emissão (através da tomografia Doppler) quanto para linhas de absorção (imageamento Doppler/Roche), permite estudar as características necessárias para entender as propriedades de estrelas frias e o seu papel na evolução de binárias cerradas. Com o intuito de fortalecer e confirmar as evidências apresentadas neste trabalho, é fundamental aumentar o número de objetos estudados com as técnicas apresentadas. Além dos objetos estudados (Tabela 3.1) e aqueles presentes no catálogo de Kube et al. (2002), existe um grande número de objetos contendo uma anã branca e uma anã vermelha companheira descobertos pelo SDSS. Em conjunto, estes serão alvos perfeitos para dar continuidade a esse trabalho. Um projeto desenvolvido com a finalidade de determinar o período orbital dessas binárias contendo anãs brancas e estrelas anãs tipo-M do SDSS já está em andamento no SOAR. Aliado aos esforços da comunidade internacional, esse projeto abre caminho para a realização de estudos mais detalhados de caracterização dessas estrelas (como os descritos neste trabalho). Em breve esperamos poder confirmar (ou não) a presença de campos magnéticos capazes de produzir freimento magnético em estrelas completamente convectivas. Igualmente, pretendemos determinar uma relação massa \times raio (como na Fig. 6.1) para binárias cerradas sem transferência de matéria. Comparando este resultado com o observado em VCs (Knigge, 2006), poderemos estimar mais precisamente o efeito da perda de matéria na estrutura dessas estrelas.

Por fim, análises detalhadas de uma amostra maior de objetos devem fornecer evidências conclusivas a respeito da evolução de binárias cerradas. Em especial, estes estudos irão fornecer detalhes importantes acerca dos mecanismos de geração de campos magnéticos estelares, seu impacto na estrutura das estrelas e, reciprocamente, a importância da estrutura das estrelas sobre os dínamo estelar.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Allred, J. C., Hawley, S. L., Abbett, W. P., & Carlsson, M. 2005, *ApJ*, 630, 573
- Andronov, N., Pinsonneault, M., & Sills, A. 2003, *ApJ*, 582, 358
- Babcock, H. W. 1961, *ApJ*, 133, 572
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
- Barnes, J. R. & Collier Cameron, A. 2001, *MNRAS*, 326, 950
- Berdyugina, S. V. 2005, *Living Reviews in Solar Physics*, 2, 8
- Berdyugina, S. V. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 259, *IAU Symposium*, 323–332
- Berdyugina, S. V. & Tuominen, I. 1998, *A&A*, 336, L25
- Beuermann, K., Euchner, F., Reinsch, K., Jordan, S., & Gänsicke, B. T. 2007, *A&A*, 463, 647
- Beuermann, K. & Schwöpe, A. D. 1989, *A&A*, 223, 179
- Browning, M. 2010, [arXiv:1010.2509](https://arxiv.org/abs/1010.2509)
- Browning, M. K., Basri, G., Marcy, G. W., West, A. A., & Zhang, J. 2010, *AJ*, 139, 504
- Bruch, A. 1999, *AJ*, 117, 3031
- Burleigh, M. R., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., et al. 2006, *MNRAS*, 373, 1416
- Cattaneo, F. & Hughes, D. W. 1996, *Physical Review E*, 54, R4532
- Chabrier, G. & Baraffe, I. 1997, *A&A*, 327, 1039
- Charbonneau, P. 2010, *Living Reviews in Solar Physics*, 7
- Chen, A., O'Donoghue, D., Stobie, R. S., et al. 1995, *MNRAS*, 275, 100
- Chevalier, C. & Ilovaisky, S. A. 1997, *A&A*, 326, 228

- Choudhuri, A. R. 1998, *The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists* /, ed. Choudhuri, A. R.
- Choudhuri, A. R. & Gilman, P. A. 1987, *ApJ*, 316, 788
- Chung, S. M., Drake, J. J., Kashyap, V. L., Lin, L. W., & Ratzlaff, P. W. 2004, *ApJ*, 606, 1184
- Cincunegui, C., Díaz, R. F., & Mauas, P. J. D. 2007, *A&A*, 461, 1107
- Claret, A. 1992, *MNRAS*, 335, 647
- Claret, A. 1998, *A&A*, 335, 647
- Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
- Claret, A. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 333, Tidal Evolution and Oscillations in Binary Stars*, ed. A. Claret, A. Giménez, & J.-P. Zahn, 270–+
- Clemens, J. C., Reid, I. N., Gizis, J. E., & O'Brien, M. S. 1998, *ApJ*, 496, 352
- Collier Cameron, A. 2001, in *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 573, Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, ed. H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers, 183–+
- Collier Cameron, A. & Robinson, R. D. 1989, *MNRAS*, 238, 657
- Collier Cameron, A. & Woods, J. A. 1992, *MNRAS*, 258, 360
- Davis, P. J., Kolb, U., Willems, B., & Gänsicke, B. T. 2008, *MNRAS*, 389, 1563
- Debes, J. H. 2006, *ApJ*, 652, 636
- Dhillon, V. S. & Watson, C. A. 2001, in *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 573, Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, ed. H. M. J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers, 94–+
- Diaz-Cordoves, J. & Gimenez, A. 1992, *A&A*, 259, 227
- Donati, J., Cameron, A. C., Semel, M., et al. 2003, *MNRAS*, 345, 1145
- Donati, J., Morin, J., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 545
- Donati, J.-F., Mengel, M., Carter, B. D., et al. 2000, *MNRAS*, 316, 699
- Drilling, J. 1985, *ApJ*, 294, 111
- Dunstone, N. J., Cameron, A. C., Barnes, J. R., & Jardine, M. 2006, *MNRAS*, 373, 1308
- Durney, B. R., De Young, D. S., & Roxburgh, I. W. 1993, *Solar Physics*, 145, 207
- Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368

- Exter, K. M., Pollacco, D. L., Maxted, P. F. L., Napiwotzki, R., & Bell, S. A. 2005, *MNRAS*, 359, 315
- Ferreira, J. M. 2000, *MNRAS*, 316, 647
- Frank, J., King, A., & Raine, D. 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, 2nd edn., ed. C. U. P. 1985
- Gaensicke, B. T., Long, K. S., Barstow, M. A., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 639
- Gies, D. R., McSwain, M. V., Riddle, R. L., et al. 2002, *ApJ*, 566, 1069
- Granzer, T., Schüssler, M., Caligari, P., & Strassmeier, K. G. 2000, *A&A*, 355, 1087
- Granzer, T., Schüssler, M., Caligari, P., & Strassmeier, K. G. 2000, *A&A*, 355, 1087
- Grygar, J. 1965, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, 16, 195
- Hall, J. C. 2008, *Living Reviews in Solar Physics*, 5, 2
- Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., & Marsh, T. R. 2003, *MNRAS*, 341, 669
- Heerlein, C., Horne, K., & Schwobe, A. D. 1999, *MNRAS*, 304, 145
- Hellier, C. 2001, *Cataclysmic Variables Stars*, 1st edn. (Chichester: Springer and Praxis)
- Hilditch, R. W. 2001, *An Introduction to Close Binary Stars*, ISBN: 0521241065
- Hilditch, R. W., Harries, T. J., & Hill, G. 1996, *MNRAS*, 279, 1380
- Hilditch, R. W., Kilkenny, D., Lynas-Gray, A. E., & Hill, G. 2003, *MNRAS*, 344, 644
- Holzwarth, V. & Schüssler, M. 2003, *A&A*, 405, 303
- Honeycutt, K. R. & Turner, G. W. 1992, in *Robotic telescopes in the 1990s*, ed. A. V. Filippenko, ASP Conference Series (ASP: San Francisco), vol. 34, p. 77.
- Hussain, G. A. J., Allende Prieto, C., Saar, S. H., & Still, M. 2006, *MNRAS*, 367, 1699
- Jeffries, R. D., Jackson, R. J., Briggs, K. R., Evans, P. A., & Pye, J. P. 2010, *ArXiv:1010.2152*
- Justiniano Jr., A. 2004, Master's thesis, INPE/MCT
- Kafka, S., Honeycutt, R. K., & Howell, S. B. 2006, *AJ*, 131, 2673
- Kafka, S., Honeycutt, R. K., Howell, S. B., & Harrison, T. E. 2005a, *ApJ*, 130, 2852
- Kafka, S., Howell, S. B., Honeycutt, R. K., & Robertson, J. W. 2007, *AJ*, 133, 1645
- Kafka, S., Ribeiro, T., Baptista, R., Honeycutt, R. K., & W.Robertson, J. 2008, *ApJ*, 688, 1302
- Kafka, S., Robertson, J., Honeycutt, R. K., & Howell, S. B. 2005b, *AJ*, 129, 2411

- Kafka, S., Tappert, C., & Honeycutt, R. K. 2010a, MNRAS, 403, 755
- Kafka, S., Tappert, C., Ribeiro, T., et al. 2010b, ApJ, 721, 1714
- Kallrath, J. & Milone, E. F. 1999, *Eclipsing Binary Stars*, 1st edn. (Springer-Verlag)
- Karak, B. B. 2010, ApJ, 724, 1021
- Kawka, A. & Vennes, S. 2005, ApJ Supplement Series, 296, 481
- Kawka, A., Vennes, S., Koch, R., & Williams, A. 2002, A&A, 124, 2853
- Kilkenny, D., Spencer Jones, J., & Marang, F. 1988, The Observatory, 108, 88
- King, A. R. & Kolb, U. 1995, ApJ, 439, 330
- King, A. R., Kolb, U., de Kool, M., & Ritter, H. 1994, MNRAS, 269, 907
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution* (Stellar Structure and Evolution, XVI, 468 pp. 192 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library)
- Klinglesmith, D. A. & Sobieski, S. 1970, AJ, 75, 175
- Knigge, C. 2006, MNRAS, 373, 484
- Knigge, C. 2011, ArXiv:1101.1538
- Kochukhov, O., Makaganiuk, V., & Piskunov, N. 2010, A&A, 524, A5+
- Kolb, U. & Baraffe, I. 2000, New Astronomy Reviews, 44, 99
- Kolb, U., King, A. R., & Ritter, H. 1998, MNRAS, 298, L29+
- Kopal, Z. 1959, *Close Binary Systems* (Chapman & Hall, London)
- Korhonen, H., Wittkowski, M., Kovári, Z., et al. 2010, A&A, 515, A14
- Kube, J., Gansicke, B. T., & Hoffmann, B. 2002, *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects* (ASP Conf. Ser. 261)
- Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, A&A Supplement Series, 138, 119
- Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 2000, *Baltic Astronomy*, 9, 590
- Landolt, A. & Drilling, J. 1986, AJ, 91, 1372
- Lanza, A. F., Catalano, S., Cutispoto, G., Pagano, I., & Rodono, M. 1998, A&A
- Lawson, P. R. 2006, *Advances in Stellar Interferometry*. Edited by Monnier, 6268, 1
- Le Borgne, D., Rocca-Volmerange, B., Prugniel, P., et al. 2004, A&A, 425, 881

- Leighton, R. B. 1969, *ApJ*, 156, 1
- Li, J. & Wickramasinghe, D. T. 1998, *MNRAS*, 300, 718
- Li, J., Wickramasinghe, D. T., & Wu, K. 1995, *MNRAS*, 276, 255
- Li, J. K., Wu, K. W., & Wickramasinghe, D. T. 1994, *MNRAS*, 268, 61
- Lister, T. A., Collier Cameron, A., & Bartus, J. 1999, *MNRAS*, 307, 685
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., et al. 2007, *MNRAS*, 381, 827
- Littlefair, S. P., Dhillon, V. S., & Martín, E. L. 2003, *MNRAS*, 340, 264
- Livio, M. & Pringle, J. E. 1994, *ApJ*, 427, 956
- López-Morales, M. 2007, *ApJ*, 660, 732
- Lucy, L. B. 1967, *Zeitschrift für Astrophysik*, 65, 89
- Mann, P. D. & Proctor, M. R. E. 2009, *MNRAS*, 399, L99
- Marsh, T. R. & Horne, K. 1988, *MNRAS*, 235, 269
- Mason, E., Howell, S. B., Barman, T., Szkody, P., & Wickramasinghe, D. 2008, *A&A*, 490, 279
- Mekkaden, M. V. 1985, *ApJ Supplement Series*, 117, 381
- Melrose, D. B. 1997, *ApJ*, 486, 521
- Mennickent, R. E., Diaz, M. P., & Arenas, J. 1999, *A&A*, 352, 167
- Morin, J., Donati, J., Petit, P., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 567
- Morin, J., Donati, J., Petit, P., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 2269
- Moss, D. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 248, *Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram*, ed. G. Mathys, S. K. Solanki, & D. T. Wickramasinghe, 305–+
- Moultaka, J., Ilovaisky, S. A., Prugniel, P., & Soubiran, C. 2004, *PASP*, 116, 693
- Mullan, D. J., Mathioudakis, M., Bloomfield, D. S., & Christian, D. J. 2006, *ApJS*, 164, 173
- Nebot Gómez-Morán, A., Schwöpe, A. D., Schreiber, M. R., et al. 2009, *A&A*, 495, 561
- Nelder, J. A. & Mead, R. 1965, *The Computer Journal*, 7, 308
- O'Donoghue, D., Koen, C., Kilkenney, D., et al. 2003, *MNRAS*, 345, 506
- Oláh, K., Kolláth, Z., Granzer, T., et al. 2009, *A&A*, 501, 703

- Oliveira, A. S. & Steiner, J. E. 2007, *A&A*, 472, L21
- Paczynski, B. 1971, *Acta Astronomica*, 21, 417
- Papadimitriou, C. & Harlaftis, E. 2004, in *Magnetic Cataclysmic Variables*, IAU Colloquium 190, Proceedings of the Conference held 8-13 December, 2002 in Cape Town, South Africa. Edited by Sonja Vriemann and Mark Cropper. ASP Conference Proceedings, Vol. 315. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2004., p.274
- Parker, E. N. 1993, *ApJ*, 408, 707
- Parsons, S. G., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., & Tappert, C. 2010, ArXiv:1011.5235
- Patterson, J. 2001, *PASP*, 113, 736
- Paulson, D. B., Allred, J. C., Anderson, R. B., et al. 2006, *PASP*, 118, 227
- Peterson, W. M., Mutel, R. L., Güdel, M., & Goss, W. M. 2010, *Nature*, 463, 207
- Pizzolato, N., Maggio, A., Micela, G., Sciortino, S., & Ventura, P. 2003, *A&A*, 397, 147
- Pogge, R., Martini, P., & DePoy, D. 1999, <http://www.astronomy.ohio-state.edu/~osiris/manual/>
- Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986, *Numerical recipes. The art of scientific computing*, ed. Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A.
- Prialnik, D. & Shara, M. M. 1986, *ApJ*, 311, 172
- Pringle, J. 1975, *MNRAS*, 170, 633
- Prosser, C. F., Randich, S., Stauffer, J. R., Schmitt, J. H. M. M., & Simon, T. 1996, *AJ*, 112, 1570
- Pyrzas, S., Gänsicke, B. T., Marsh, T. R., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 978
- Qiu, J., Wang, H., Cheng, C. Z., & Gary, D. E. 2004, *ApJ*, 604, 900
- Rebassa-Mansergas, A., Gänsicke, B. T., Schreiber, M. R., Koester, D., & Rodríguez-Gil, P. 2010, *MNRAS*, 402, 620
- Rebassa-Mansergas, A., Gänsicke, B. T., Schreiber, M. R., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 1635
- Ribas, I. 2006, *Astrophysics and Space Science*, 304, 89
- Ribeiro, T. & Baptista, R. 2011, *A&A*, 526, A150+
- Ribeiro, T., Kafka, S., Baptista, R., & Tappert, C. 2010, *AJ*, 139, 1106
- Ritter, H. 1986, *A&A*, 169, 139
- Rodrigues, C. V., Jablonski, F. J., D'Amico, F., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 1972
- Savanov, I. S. & Strassmeier, K. G. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 364

- Schaifers, K. & Voigt, H. H. 1982, 2b, 82
- Schreiber, M. R. & Gänsicke, B. T. 2003, *A&A*, 406, 305
- Shara, M. M., Livio, M., Moffat, A. F. J., & Orio, M. 1986, *ApJ*, 311, 163
- Skilling, J. 1987, *The Observatory*, 107, 86
- Skilling, J. & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, 211, 111
- Skrutskie, M., Cutri, R., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Skumanich, A. 1972, *ApJ*, 171, 565
- Spiegel, E. A. & Zahn, J. 1992, *A&A*, 265, 106
- Spruit, H. C. 1998, arXiv:astro-ph/9806141
- Staude, A., Schwobe, A. D., Hedelt, P., Rau, A., & Schwarz, R. 2004
- Steeghs, D., Horne, K., Marsh, T. R., & Donati, J. F. 1996, *MNRAS*, 28, 626
- Stobie, R. S., Kilkenny, D., O'Donoghue, D., et al. 1997, *MNRAS*, 287, 848
- Strassmeier, K. G. 1999, *A&A*, 347, 225
- Strassmeier, K. G. 2009, *A&AR*, 17, 251
- Strassmeier, K. G. & Bartus, J. 2000, *A&A*, 354, 537
- Strassmeier, K. G., Pichler, T., Weber, M., & Granzer, T. 2003, *A&A*, 411, 595
- Szkody, P., Sion, E. M., Gänsicke, B. T., & Howell, S. B. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 261, *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, ed. B. T. Gänsicke, K. Beuermann, & K. Reinsch, 21–+
- Tappert, C., Gänsicke, B. T., Schmidtobreick, L., et al. 2007, *A&A*, 474, 205
- Townsley, D. M. & Gänsicke, B. T. 2009, *ApJ*, 693, 1007
- Unda-Sanzana, E., Marsh, T. R., Gänsicke, B. T., et al. 2008, *MNRAS*, 388, 889
- van Hamme, W. 1993, *AJ*, 106, 2096
- Vaz, L. P. R. & Nordlund, A. 1985, *A&A*, 147, 281
- Vida, K. & Oláh, K. 2006, in *IAU Joint Discussion*, Vol. 8, *IAU Joint Discussion*
- Vida, K., Oláh, K., Kovári, Z., et al. 2009, *A&A*, 504, 1021
- Voges, W., Gruber, R., Haberl, F., et al. 1996, *VizieR On-line Data Catalog*, 9011, 0
- Walter, F. 2009, in *Wild Stars in the Old West. II. The 14th North American Workshop on Cataclysmic Variables and Related Objects*

-
- Wang, Y. & Sheeley, Jr., N. R. 1991, *ApJ*, 375, 761
- Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variables Stars*, 2nd edn. (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Watson, C. & Dhillon, V. S. 2001, *MNRAS*, 326, 67
- Watson, C., Dhillon, V. S., & Shahbaz, T. 2006, *MNRAS*, 368, 637
- Watson, C., Steeghs, D., Shahbaz, T., & Dhillon, V. S. 2007, *MNRAS*, 382, 1105
- Webbink, R. F. & Wickramasinghe, D. T. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 330, *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, ed. J.-M. Hameury & J.-P. Lasota, 137–+
- West, A. A., Hawley, S. L., Bochanski, J. J., et al. 2008, *AJ*, 135, 785
- Wickramasinghe, D. T. & Wu, K. 1994, *MNRAS*, 266, L1+
- Zhao, J., Kosovichev, A. G., & Duvall, Jr., T. L. 2001, *ApJ*, 557, 384

NEW COMPLEXITIES IN THE LOW-STATE LINE PROFILES OF AM HERCULIS¹

S. KAFKA

Spitzer Science Center/Caltech, MC 220-6, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125; stella@ipac.caltech.edu

T. RIBEIRO AND R. BAPTISTA

Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Campus Trindade, 88040-900 Florianópolis, SC, Brazil

R. K. HONEYCUTT

Indiana University, Astronomy Department, Swain Hall West, Bloomington, IN 47405

AND

J. W. ROBERTSON

Department of Physical Sciences, Arkansas Tech University, Russellville, AR 72801-2222

Received 2008 May 7; accepted 2008 July 4

ABSTRACT

When accretion temporarily ceases in the polar AM Her, the emission-line profiles are known to develop several distinct components, whose origin remains poorly understood. The new low-state spectra reported here have a more favorable combination of spectral resolution ($R \sim 4500$), time resolution (~ 3 minute exposures), and S/N than earlier work, revealing additional details of the orbital dependence of the line profiles. The central strong feature of $H\alpha$ is found to be composed of two components of similar strength, one having $K \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ and phased with the motion of the secondary star, the other having little or no detectable radial velocity variations. We attribute the central line component to gas near the coupling region, perhaps with a contribution from irradiation of the secondary star. The two satellite components have radial velocity offsets of $\sim \pm 250 \text{ km s}^{-1}$ on either side of the central strong $H\alpha$ peak. These satellites most likely arise in large loops of magnetically confined gas near the secondary star due to magnetic activity on the donor star and/or interactions of the magnetic fields of the two stars. Doppler maps show that these two satellite features have concentrations at velocities that match the velocity locations of L4 and L5 in the system.

Subject headings: novae, cataclysmic variables — stars: activity — stars: individual (AM Herculis) — stars: magnetic fields

Online material: color figures

1. INTRODUCTION

In cataclysmic variables (CVs)² with orbital periods longer than 3 hr, chromospheric activity on the mass donor, low main-sequence star is considered to be the principal mechanism extracting angular momentum from the system, thus driving its evolution. Conclusive observations on the presence and characteristics of activity on this star are difficult to extract, due to the presence of accretion that hides or mimics common activity indicators (such as X-ray and $H\alpha$ emission). Recent observations of the magnetic CV prototype AM Her in its extended 2003-2005 low state revealed multicomponent $H\alpha$ emission lines whose properties strongly suggest that they arise from large magnetic loops surrounding the secondary star (Kafka et al. 2005a, 2006 [Papers I and II, respectively]). The longevity of those structures suggested magnetic interaction between the magnetic white dwarf (WD) and its companion for their origin. We have interpreted these features as large semipermanent loop prominences having magnetically confined gas motions. Regardless of their origin, those structures provided a well-needed spectroscopic evidence for magnetic activity on the donor star in such systems, potentially providing an important new tool for studying braking on a mag-

netically coupled stellar wind on the donor star at times of negligible accretion.

The spectra reported in Papers I and II suggested that higher spectral and time resolution data, could reveal hidden information on the structure and kinematics of the low-state line components in AM Her providing further clues to the nature of polars in the low state. To that end we obtained ~ 2 orbits of low-state AM Her³ spectra using the MMT on 2006 September 16, whose analysis is reported here. Section 2 provides details regarding the observations and reductions, § 3 discusses the results, and our conclusions are summarized in § 4.

2. SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS

Our new spectroscopic monitoring data were obtained during one night in 2006 September 16 UT, when AM Her was in a low optical state ($V \sim 15.5$), using the 1200 line grating of the Blue Channel MMT Spectrograph. This yielded resolution of 1.4 \AA (FWHM) effectively covering from $\sim 6000\text{--}7200 \text{ \AA}$. Exposures times were mostly 200 s and a wavelength calibration spectrum of a HeNeAr lamp was obtained every 10 exposures. Taking into account comparison spectra and readout time, a total of ~ 70 exposures were acquired over ~ 4.3 hr, under clear skies. For data

¹ Observations reported here were obtained at the MMT Observatory, a joint facility of the Smithsonian Institution and the University of Arizona.

² CVs are semidetached binaries in which a white dwarf is accreting material from its Roche Lobe filling low-mass companion.

³ A review of the history of low-state spectra of AM Her are presented in Papers I and II and will not be repeated here.

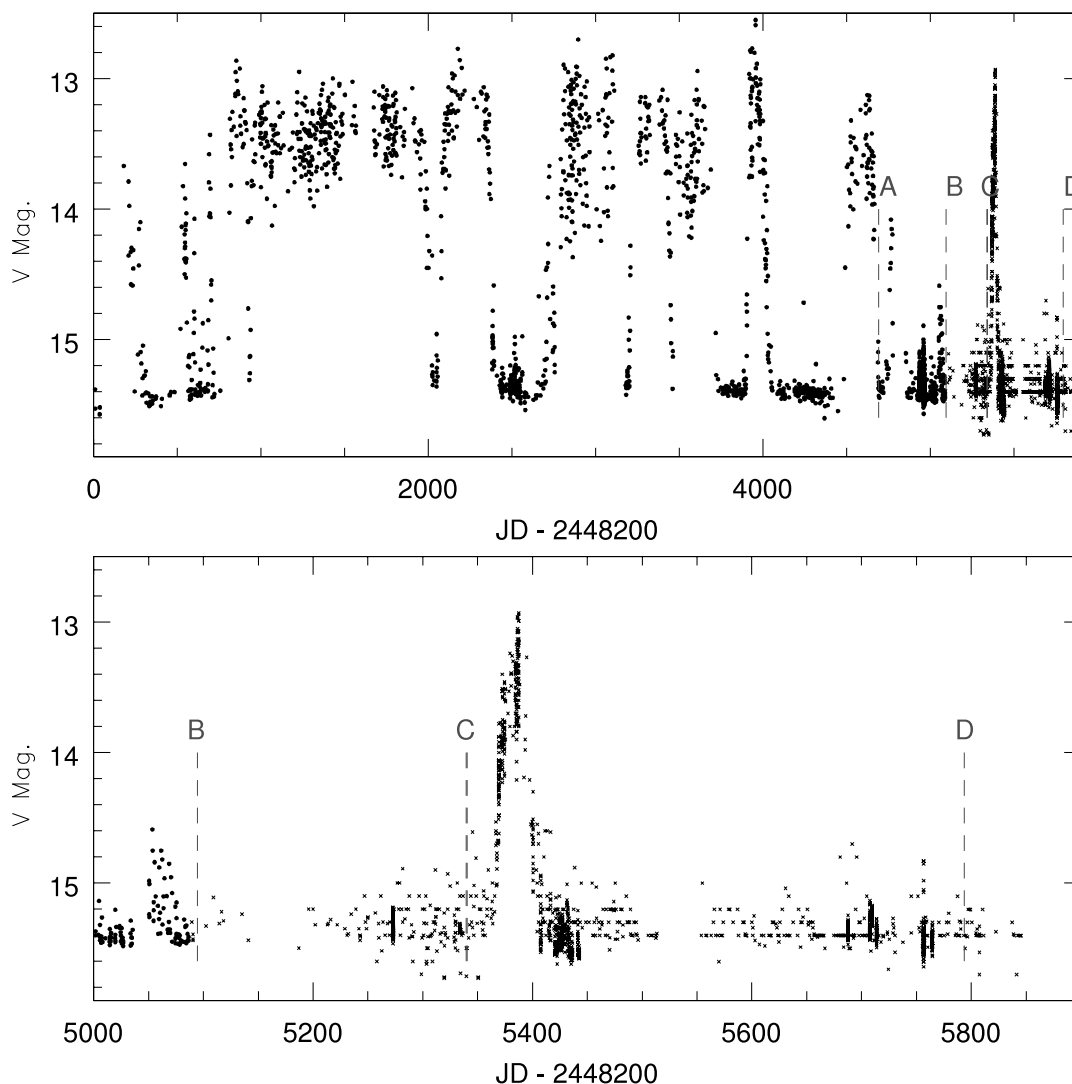


FIG. 1.—RoboScope (*filled circles*) and AAVSO (*crosses*) long-term light curve of AM Her with all the dates of our spectroscopic observations marked, including those from Papers I and II. 1: KPNO 2.1 m (2003 September 1); 2 and 3: WIYN 3.5 m (2005 February and June); 4: MMT 6.5 m (2006 September). A short high state preceded our MMT spectroscopic observations, after which the system dropped again to the same low-state brightness. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

analysis we used the *twodspec* and *onedspec* packages of IRAF⁴ and custom programs (discussed below).

3. DISCUSSION

Figure 1 shows the 1990–2005 RoboScope⁵ light curve of AM Her complemented by the AAVSO light curve of the system. The times of the 2003–2005 observations from Papers I and II are included in the figure (A–C), along with the time of the new MMT observations (D). As described in Kafka et al. (2005b), Paper I, and Paper II, AM Her in the low state has several kinds of photometric behavior. The quiescence magnitude

⁴ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

⁵ RoboScope, a 0.41 m telescope in Indiana, equipped for automated, unattended differential CCD stellar photometry (Honeycutt & Turner 1992). AM Her has been in the RoboScope database since 1990; the resultant long-term light curve of the system is presented in Kafka et al. (2005b). RoboScope was in a maintenance mode during 2006, therefore we complement its long-term light curve with a light curve from the AAVSO database.

seems to always be $V \sim 15.5$; however, sometimes 0.5 mag events are superimposed, while at other times a weak sinusoidal modulation is present. On some occasions the system is particularly quiet with no photometric modulation at all being apparent. The latter behavior best describes AM Her during our MMT spectroscopy, as seen from the simultaneous photometry in the top panel of Figure 2. These data were obtained using the 0.3 m telescope at the ATU observatory, and were reduced in the manner described for the ATU data in Kafka et al. (2005b). Although the accuracy deteriorates near the end of the sequence, it appears that accretion in AM Her was very low or absent during the times of our spectroscopy. The bottom panels of Figure 2 show that the strengths of the emission lines varied considerably during this time, particularly $\text{He I } \lambda 5876$. Figure 3 presents a typical MMT spectrum of AM Her with the main features labeled. $\text{H}\alpha$ is in emission as are the $\text{He I } \lambda 5876$ and $\lambda 6678$ lines.

The Na D lines are also in emission; extra care is taken during the analysis of these lines because of contributions from Tucson city lights. The inset in Figure 3 presents an expanded view of the $\text{H}\alpha$ line. The central peak is accompanied by two satellites

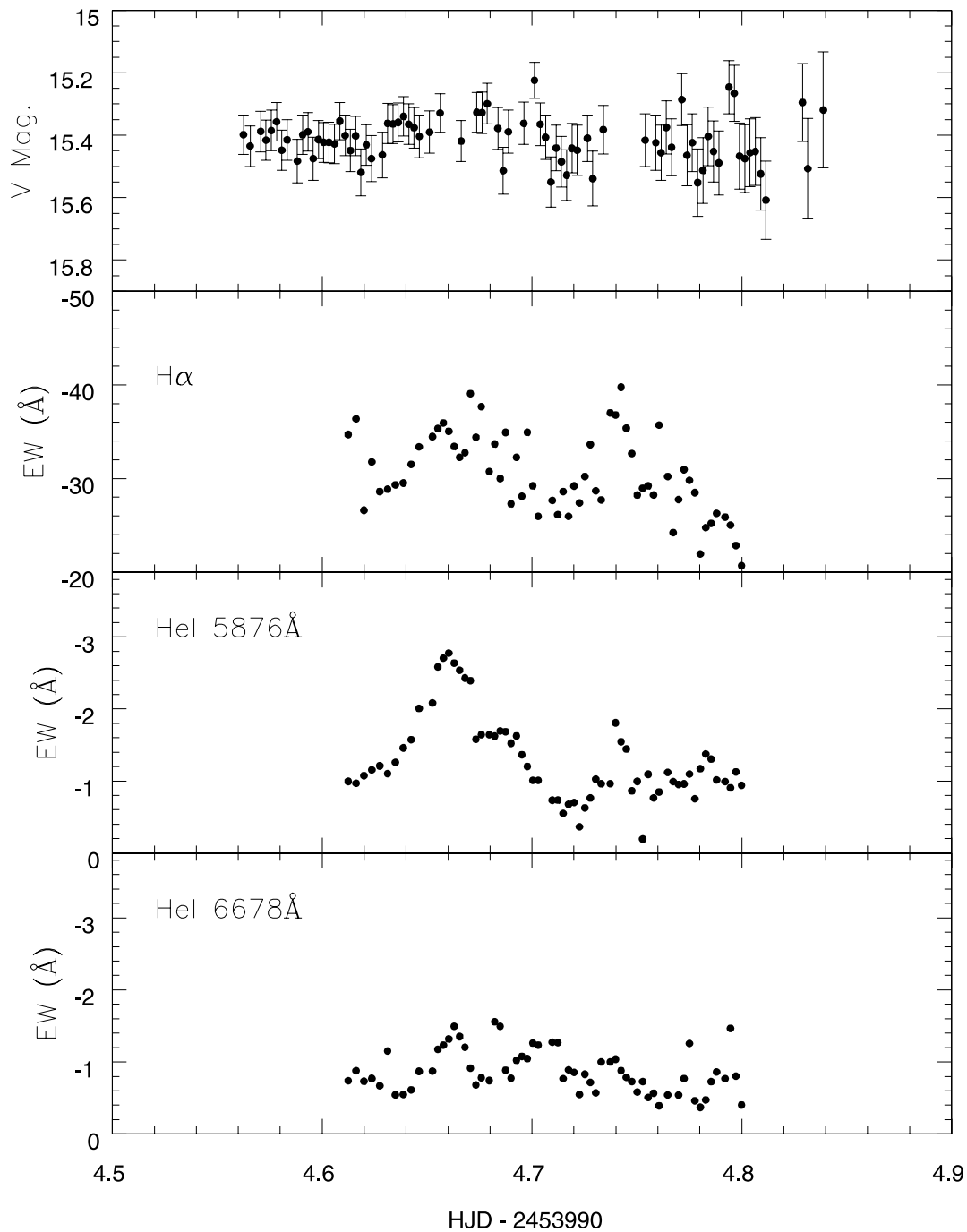


FIG. 2.—AM Her light curve at the time of our spectroscopic observing runs and EWs of the main emission lines present. See text for details.

similar to those discussed in Paper I. These satellites have been present in all our low-state spectroscopic runs, and have had similar strengths, radial velocity amplitudes, and phasings for each run. However, the satellites are much better defined in this current data because of the higher spectral resolution, time resolution, and signal-to-noise ratio (S/N). For the analysis of the data in this work, we used the spectroscopic ephemeris of Paper I,⁶ defining orbital phase zero at inferior conjunction of the secondary star. Using this ephemeris we constructed the trailed spectrogram of Figure 4; the strong features are emphasized in the top panel and the weaker features in the middle panel.

⁶ $T_0 = \text{HJD } 2,446,603.403(5) + 0.12892704(1)\text{E}$.

The top panel clearly indicates substructure in the central peak. (This central peak appears single in Papers I and II, due to lower spectral resolution and S/N.) There is a nearly stationary component, and another which appears sinusoidal with $K \sim 100 \text{ km s}^{-1}$. This sinusoid is phased with the radial velocity of the absorption lines from the secondary star, and may arise on the irradiated portion of the donor star near L1. The K amplitude of the tip of the Roche lobe of the secondary star⁷ is $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$. Other portions of the “neck” of the Roche lobe

⁷ See the Doppler maps of Figs. 9 and 10 which display the orbital velocities on the surface of the secondary star. A relevant discussion of the system parameters used is presented in § 3.1 and Table 2.

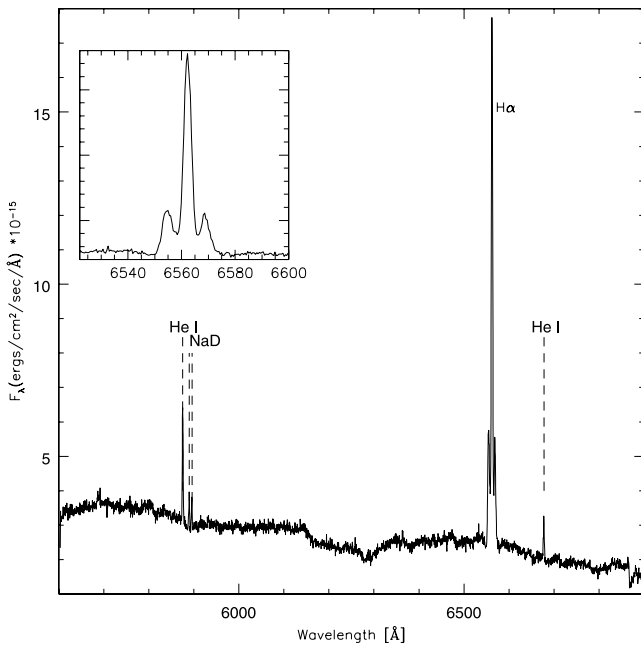


FIG. 3.—Example spectrum of AM Her; in the inset we present a zoom-in of the H α line.

have even larger orbital velocity, encouraging consideration of other origins for the sinusoidal component of the central peak. We will return to discussion of the two components of the central peak later in the paper.

A different view of the satellites appears in the middle panel of Figure 4. There are two main satellites visible at most phases. The satellites become very complex between phases 0.2 and 0.45, perhaps becoming three features. In fact, the strong central component of H α also becomes double in this phase interval, helping provide the impression (discussed earlier) that this central component is composed of a stationary component plus a sinusoid. This complex behavior makes it very difficult to tell if the overall phase dependence of the satellites is best described by two crossing sinusoids, or by portions of two noncrossing sinusoids. To better study the kinematic behavior of the H α line, we used a three Gaussian fit decomposition. (Note that the central H α component has not been deblended because its components [shown in the trailed spectrogram] are poorly resolved; therefore, the radial velocity (RV) measured is determined from the fit of a single Gaussian fit.) The line profiles are clearly more complex than 3 Gaussians (particularly in the phase interval 0.2–0.45); nevertheless, this initial approach is an appropriate attempt to characterize the overall phase behavior of the satellites. Our denser time coverage and higher spectral resolution compared to Papers I and II allows tracing the RV curves of the satellites nearer to the central component than before. Using sinusoids of the form $v(t) = \gamma - K \sin[2\pi(\phi - \phi_0)]$, we derived the systemic velocity (γ), the semiamplitude velocity of the fit (K) and the zero phase (ϕ_0) values, which are presented in Table 1. Figure 5 (top) presents the RV of the three main components of the H α line, with a sinusoidal fit superimposed on the RV of the central component. (The small phase offset of the fits in Table 1 is due to the multiple components of the H α line which contribute to the line differently at each phase). To first order, the satellites have similar behavior to the ones presented in Figure 9 of Paper I and in Figure 3 of Paper II. Characterizing the RV curves of the two main components of the satellites is challenging: one pos-

sible interpretation is that they represent two partial loops of streaming gas corotating with the donor star, in agreement with the conclusions of Papers I and II. In the middle panel of Figure 5 we add the fit to the satellite radial velocity using the parameters from Paper I. The bottom panel of Figure 5 shows an alternative characterization of the RV curve of the satellites (green and blue fits), consisting of two crossing sinusoids⁸; the parameters of the fits are included in Table 1. Note that the red satellite RVs do not match *either* characterization over the phases 0.65–0.9. Clearly our fits are a simplified representation and the satellites likely have contributions of two or more emission regions, each of whose visibility varies with phase due to some combination of obscuration and optical depth effects. A possible explanation could be that the satellites represent a collimated flow (e.g., jet) similar to the jets of symbiotic stars (e.g., SS 433; Gies et al. 2002). However, in AM Her, the spatial and secular stability of the satellites make this explanation highly improbable, since collimated outflows tend to evolve with time.

Trailed spectra of the underlying TiO bands are present in the continuum of the middle panel of Figure 4 demonstrating that all features are following the motion of the donor star. The Na D doublet has been traditionally used to trace the motion of the donor star and map its irradiated inner hemisphere, therefore the K and γ velocity of these two lines should be representative of the motion of the donor star. A trailed spectrum of Na D lines are presented in Figure 6. There are two main features clearly visible on the trailed spectrum, a component that follows the motion of the secondary star and a puzzling stationary component which remains after application of standard IRAF sky subtraction routines. Considering the position of AM Her (and the telescope) at the night of our observations, this component is expected to be due to strong contribution from the Tucson city lights. This stationary component is better seen at quadratures and is not taken into account in the RV measurement of the line. We attempted to subtract the stationary component assuming that it is represented by a Gaussian (which is defined by the line profile around phases 0.25 and 0.75 where one can see two peaks in the line). Unfortunately, the two components of each Na D line (aka, star + Tucson lights) are badly blended, resulting in residuals even after subtraction at all phases. Such residuals appear in our Doppler maps (presented later in the paper) but do not affect the fits to the radial velocities for the Na D lines. Therefore we investigated only the sinusoidal component. The possibility that the stationary component is intrinsic to the stellar spectrum is unlikely since such emission is not present in the Na D line of our AM Her low-state spectra taken at other epochs.

The K and γ velocities for the He I and Na D lines are included in Table 1. Almost all lines have the same systemic velocity, although there is a notable 0.05 phase shift between the central H α line and its satellites (which is also clearly seen in the trailed spectrogram of Fig. 4). Comparing the K velocity of Na D with that of the He I lines and the central component of H α we deduce that, to first order, neither lines originate from L1. In particular, both He I emission lines appear to originate from a site between the L1 point and the center of mass of the system. We will discuss their origin in an upcoming section.

In Figure 2 we present the equivalent widths of the He I and H α emission lines with respect to time. Variations in the line strengths are present in all emission components; however, they

⁸ The obvious deviations of the data from the sinusoidal fits in the satellite RVs indicate that the satellites are not perfect sinusoids. However, those fits are the best first approximation to the observed RVs.

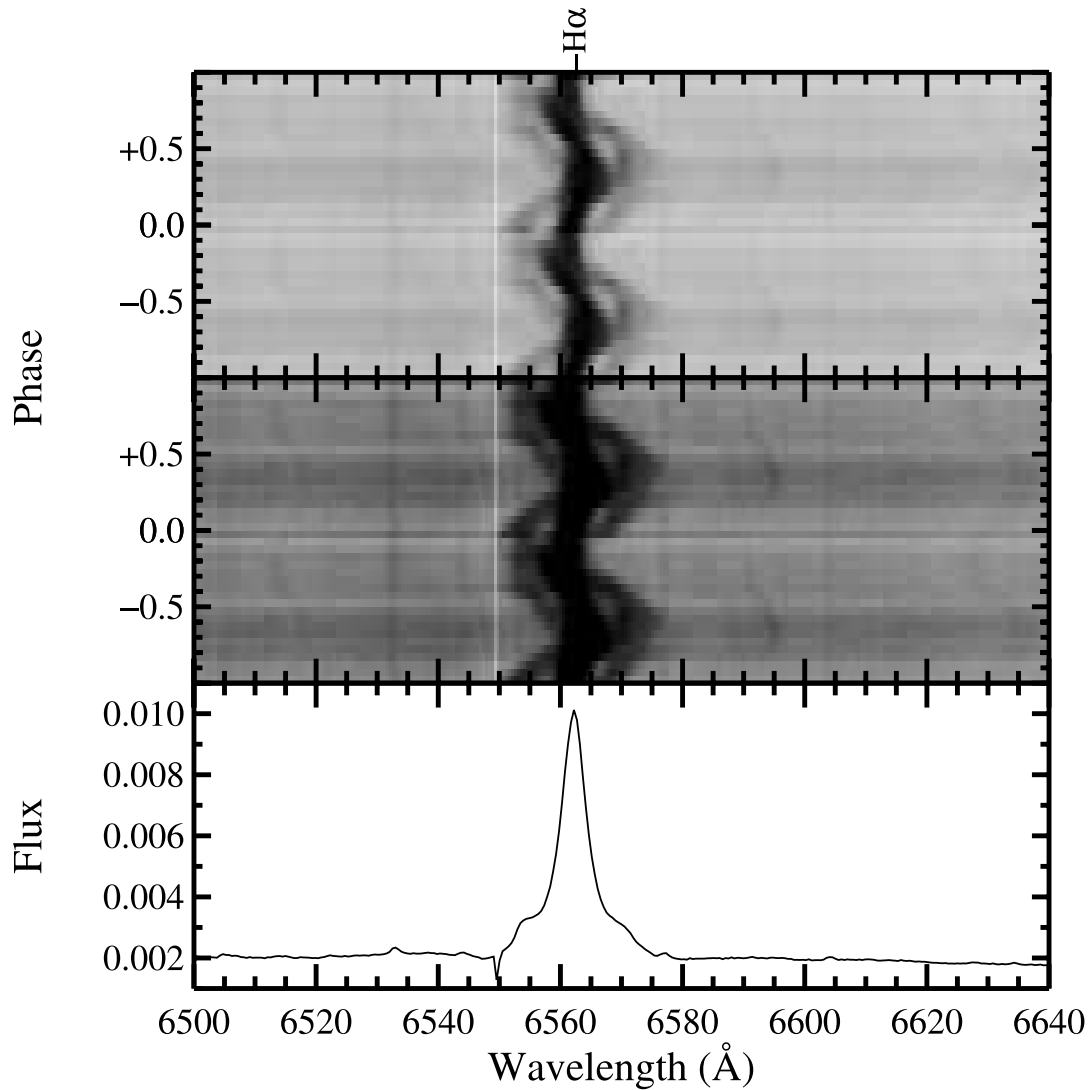


FIG. 4.— Trailed spectrum of H α ; the line profile in the bottom panel is averaged over phases. The phases in the top two panels are repeated to provide two complete cycles. The central peak has two components, a nearly stationary feature plus a low-amplitude sinelike curve. The latter has phasing similar to that of the secondary star, whose spectral features are visible in the middle panel. The high-velocity satellites appear as weaker sinelike curves which are difficult to trace at some phases where they merge with the central component and (perhaps) with each other; these satellites also have phasing similar to the donor star. Notice that the blocked column on the blue side of the H α line does not interfere with its blue emission wing. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

do not seem to be correlated with the brightness of the system (which is almost constant within error). Also we do not detect any coherent orbital variations in the EWs of any line, nor in the light curve of AM Her at the times of the relevant spectroscopic observations.

TABLE 1
PARAMETERS OF RADIAL VELOCITY CURVE FITS OF THE EMISSION LINES

Line	γ (km s $^{-1}$)	K (km s $^{-1}$)	ϕ_0
H α center.....	-23 ± 1	117 ± 2	0.077 ± 0.002
H α satellite 1.....	-26 ± 4	352 ± 12	0.874 ± 0.007
H α satellite 2.....	-38 ± 3	426 ± 12	0.167 ± 0.005
He I λ 5876.....	-26 ± 1	36 ± 4	0.062 ± 0.017
He I λ 6678.....	-23 ± 1	83 ± 4	0.030 ± 0.006
Na D1 (λ 5890).....	-23 ± 1	91 ± 3	0.032 ± 0.005
Na D2 (λ 5896).....	-23 ± 1	90 ± 4	0.028 ± 0.006

3.1. Doppler Maps

Doppler tomography is a technique that was initially applied astronomically to create velocity maps for disk CVs (Marsh & Horne 1988; Kaitchuck et al. 1994), and it is slowly becoming popular for the study of other accreting sources such as Algols (e.g., Richards 2004) and magnetic CVs (e.g., Schwöpe et al. 1997). For the latter systems, the presence of the strongly irradiated inner hemisphere of the donor star, the ballistic/blobby accretion stream, and accretion toward one or two poles out of the orbital plane introduce additional parameters that are in need for careful modeling and understanding before they are securely identified in the (V_x , V_y) plane. This is still a subject of experimentation; therefore, interpretation of Doppler maps in polars need to be made with additional caution. High-resolution spectra of ionized He II lines (such as He II λ 4686 and λ 8236) are used to trace parts of the system affected by the irradiating field of the heated magnetic pole(s), whereas bright Balmer (H β and H γ) and He I lines are used to primarily locate parts of the system

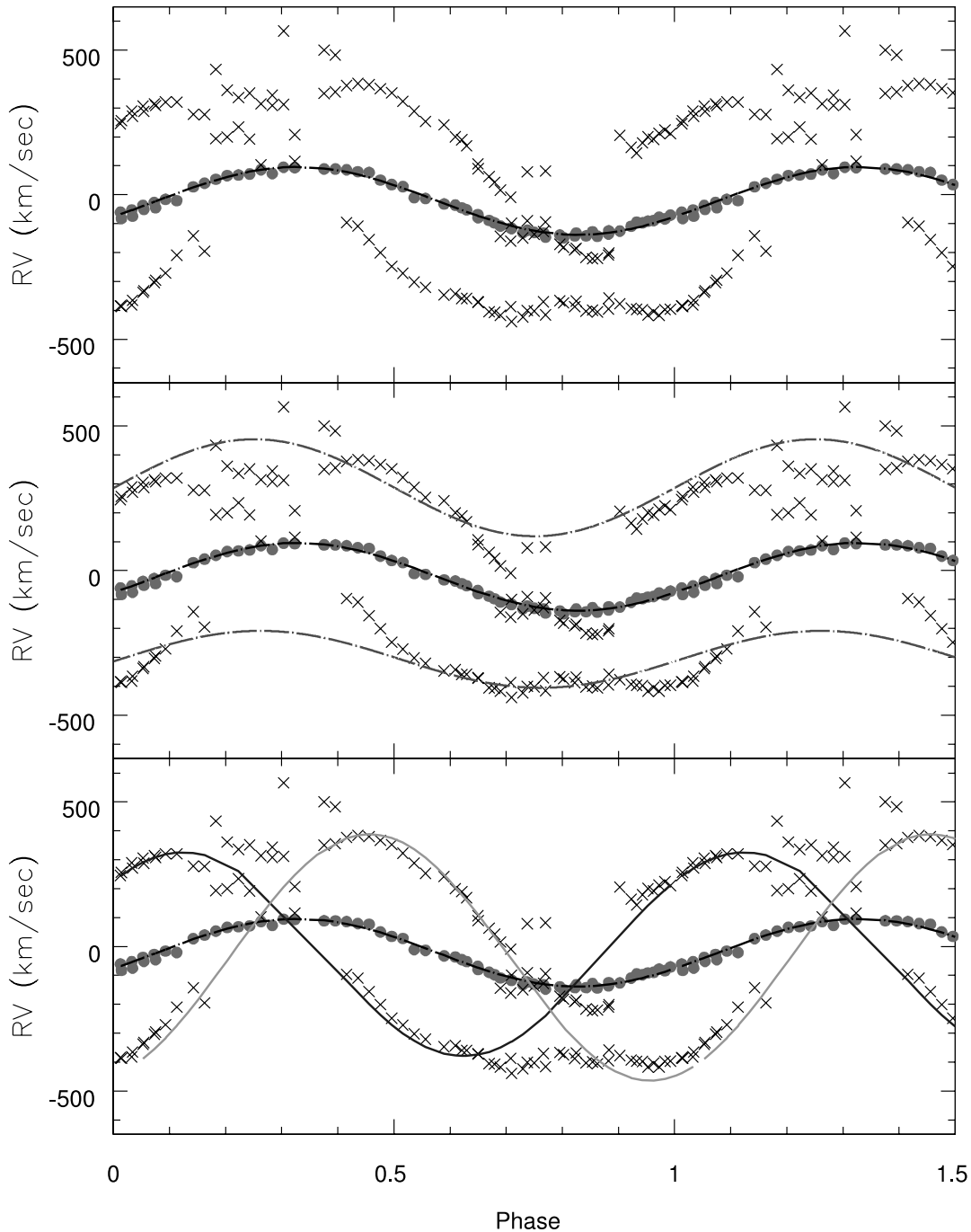


FIG. 5.—Fits of the different line components (central peak and two main satellites) for the $H\alpha$ line. The derived γ , K , and ϕ values are included in Table 3. See text for details. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

associated with the accretion stream. A review of the magnetic CV Doppler map characteristics for one- and two-pole accreting magnetic CVs can be found in Schwobe et al. (1999); collections of tomograms are abundant in the literature (e.g., Hoard 1999). The main emission regions for the observed structures consist of the irradiated inner hemisphere of the donor star, the ballistic accretion stream (from L1) and the magnetically controlled part of the accretion. With the center of mass of the CV at the map center ($V_x, V_y = 0, 0$) the three components are concentrated in the left quadrants of the maps, with the majority of the ballistic stream on the $-V_x, +V_y$ quadrant and the magnetically controlled trajectory toward the low-left ($-V_x, -V_y$) quadrant. Differences

between observations and derived models (e.g., Heerlein et al. 1999) are attributed to the complex accretion pattern and topology of the magnetosphere of the white dwarf.

For AM Her only a few attempts have been made to construct Doppler maps. Staude et al. (2004) present high-state spectra of AM Her indicating that the observed accretion patterns may violate the canonical model of Roche lobe overflow accretion from magnetic CVs. The observed $H\beta$ line consists of a bright narrow component due to irradiation of the inner hemisphere of the donor star, accompanied with a broad, diffuse component due to the accretion stream, primarily concentrated in the bottom-left quadrant of the tomogram. The structure of the trajectory in

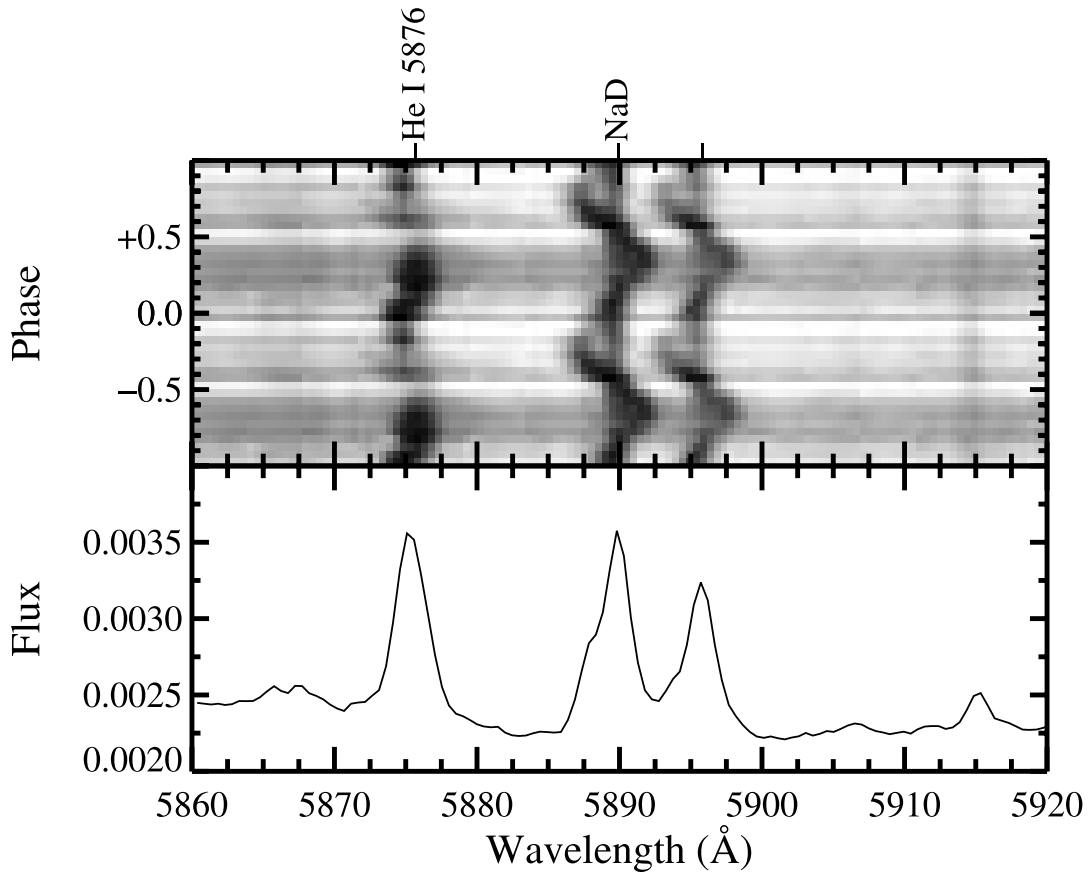


FIG. 6.— Triled spectra of He I λ 5876 and Na D. The stationary component of the Na D line is from the Tucson city lights. The He I line also appears to have a low-velocity, almost stationary component. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

the He II λ 4686 line deviates from what is expected for the motion of the accretion stream, indicating that there is significant contribution in the z-direction (vertical to the orbital plane). Staudte et al. (2004) propose an alternative scenario for the origin of this vertical component, which involves material ejected from the donor star via a prominence (as opposed to Roche lobe overflow)

immediately coupling onto the magnetic field lines of the white dwarf. This unconventional accretion scheme reproduces the observed tomograms, confirming that accretion onto a magnetic WD is more complex. Papadimitriou & Harlaftis (2004) present H α trailed spectra of AM Her during four epochs of observations, in which a high-velocity component is accompanying the

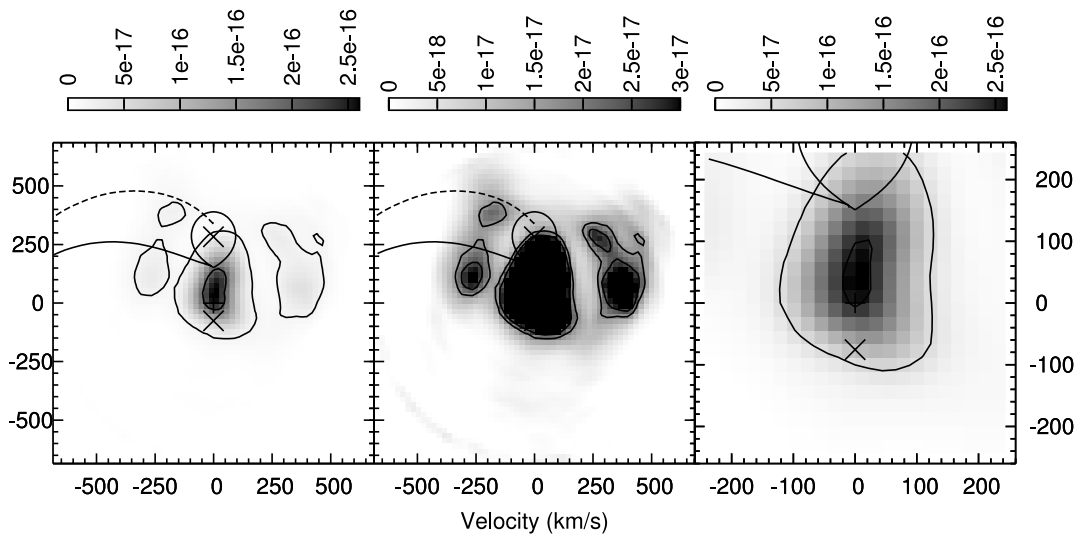


FIG. 7.— H α Doppler map. The left and central panels are representations of the system in two intensity scales; the right panel is a zoomed-in version of the region around the center of mass of the system. The intensity scale is presented at the top of each plot.

TABLE 2
MODEL PARAMETERS FOR THE DOPPLER MAPS

Parameter	Value	Reference
i	60°	Watson et al. (2003)
$M_{\text{WD}} (M_\odot)$	0.75	Gänsicke et al. (2006)
$M (M_\odot)_2$	0.20	Allen (2000)
P_{orb} (day).....	0.1289	Paper I

central broad low-velocity S-wave. The relevant Doppler maps indicate that the majority of the emission is not following the trajectory expected from the ballistic stream; it rather appears as a “bright blob” starting on the L1 point and spreading toward the $-V_y$ axis. In their high-state data an additional weaker “spot” is accompanying the principal emission; this was attributed to accretion onto a second magnetic pole.

For our Doppler maps we used the Doppler Tomography code designed by Spruit (1998). The assumptions of the code are standard for Doppler tomography and use the maximum entropy (ME) reconstruction method of Lucy (1994). In short, the method is finding the minimum of the equation $Q = H + \alpha S$, which relates the likelihood of the fit (H) to the entropy of the map (S) for a given convergence factor (α). The gas is assumed to be optically thin, and moving in the orbital plane. The entropy is calculated in relation to a Gaussian hump floating default map. The resulting maps for the $H\alpha$ line are presented in Figure 7. The center of mass of the system is at $V_x, V_y = 0, 0$ and the positions of the donor star and the white dwarf are marked. A solid line indicates the orbital velocity of gas falling along the ballistic stream trajectory, whereas the dashed line shows the corresponding Keplerian velocity at various points along the accretion stream. The contour lines delineate equal intensity surfaces of the gray-scale of the map are marked at the top of each plot. The model parameters used are presented in Table 2. Harrison et al. (2005) concluded that the donor stars in magnetic CVs are similar to single lower MS stars. The secondary star in AM Her is an $M5 \pm 0.5$ dwarf (Paper I), which corresponds to a main sequence mass of $0.2 M_\odot$ (Allen 2000). This is the value used for the mass of the donor star in our model.

The Doppler maps of AM Her introduce puzzling new elements of the system. There are three major emission regions in

the map corresponding to the central line component and the two satellites, and they are discussed separately in the following sections.

3.1.1. Central (Low-Velocity) Components

The right panel of Figure 7 demonstrates that the central emission in $H\alpha$ appears as an elongated structure at a range of velocities spreading from the center of mass of AM Her (responsible for the stationary part of the central component) up to velocities close to that of the L1 point (responsible for the sinusoidal part of the central component). A similar feature is often seen in polars and often attributed to the irradiated inner hemisphere of the secondary star, but that does not appear to be the case here. The high-state velocity maps of AM Her of Staude et al. (2004) show a concentration very near L1, for both He II and $H\beta$. The velocity maps of AM Her by Papadimitriou & Harlaftis (2004) show a similar concentration but situated nearer to the center of mass than to L1.

Since AM Her is not an eclipsing CV, we cannot assess the vertical extent of the emitting source of the low-velocity component (the component that lies perpendicular to the orbital plane). In general, however, there are two possible origins for its presence in the system. A stationary component with respect to the center of mass of the CV could result from a circumbinary disk. In a recent study of a number of magnetic CVs in the near-IR five out of the six systems in the survey were found to have near-IR (up to $8 \mu\text{m}$) excess likely due to the presence of a circumbinary disk (Brinkworth et al. 2007). AM Her was not one of the systems discussed; however, existing *Spitzer* data suggest that there is no large near-IR excess in this system down to $8 \mu\text{m}$ in the low state (D. W. Hoard et al. in preparation). Therefore, circumbinary gas is not responsible for the $H\alpha$ emission.

An indication of the origin of the stationary component can be found in the trailed spectra of the He I lines (Figs. 8 and 9). We expected the He I lines to trace parts of the donor star of the system (irradiated inner hemisphere). Instead, the majority of the emission seems to originate in a source near the center of mass, with the stationary component mapping the center of mass and a weak sinusoidal component leading to an elongation toward the velocity of L1 in the Doppler map. Visual inspection of the raw spectra eliminated the possibility that the stationary emission (in all He I and $H\alpha$ lines) is due to an extended source in

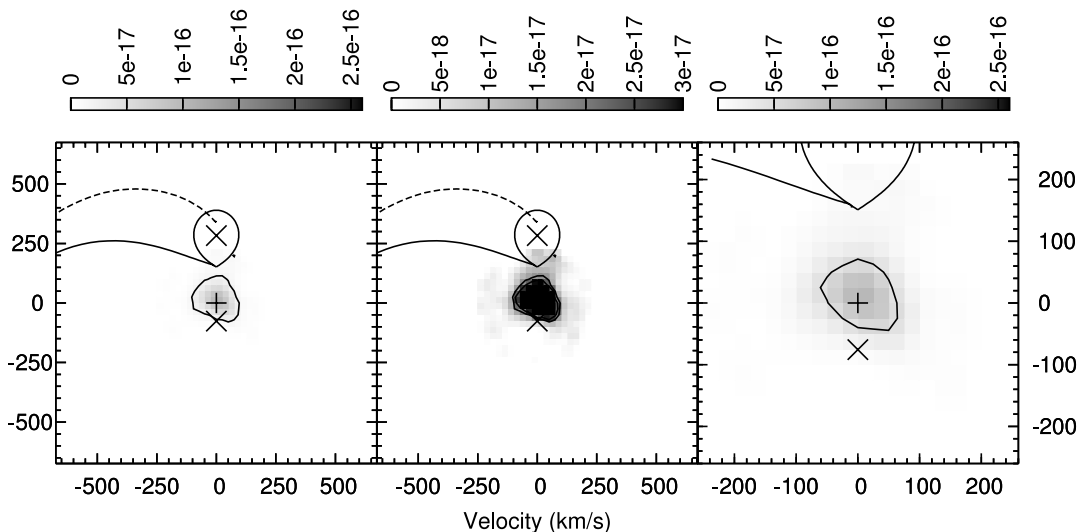


Fig. 8.— Same as Fig. 7, but for the $\text{He I } \lambda 25876$ line.

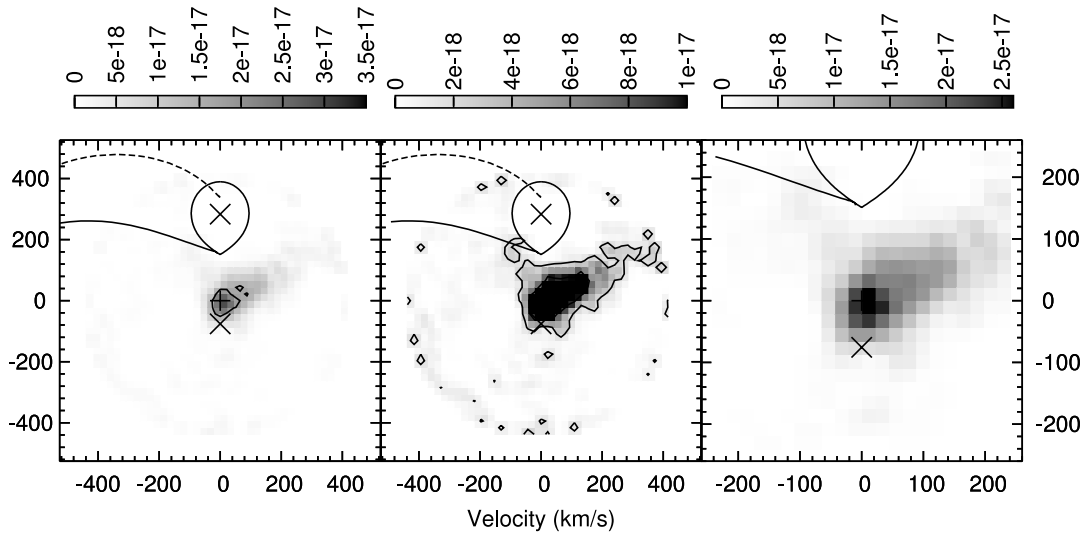


Fig. 9.— Same as Fig. 7, but for the He II $\lambda 6678$ line.

the foreground/background of the object. Furthermore, night sky and airglow emission does not appear in the He I nor H α lines, ruling contamination from artificial sources as the source of the low-velocity and stationary components. Therefore, it is logical to explore the second option for their origin, to assess the part of the system giving rise to the central components.

Gänsicke et al. (2006) calculate a low-state mass accretion rate of $\dot{M} \sim 6 \times 10^{-12} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ which can be only due to wind accretion from the donor (as opposed to Roche lobe overflow accretion). With such low \dot{M} , the accreted material should couple onto the white dwarf magnetosphere at a point closer to the donor star, likely resulting on a different (than in the high state) impact spot on the surface of the white dwarf. Schwöpe et al. (2001) in a multipole study of the eclipsing magnetic CV HU Aquarii noticed changes in the longitude of the accretion spot in the low state of the system with respect to the position of the spot in the high state. Those changes were a consequence of lower mass accretion rate in the low state leading to a move of the threading region closer to the donor star (and L1) than in the high state. This is a natural consequence of the balance of the ram pressure with the magnetic pressure which determines the location of the coupling region at different optical states of the system (Schwöpe et al. 2001). A similar conclusion was reached by Gänsicke et al. (2006) in a multipole study of the low-state FUV flux of AM Her, where they calculate a migration of the colatitude WD spot on AM Her by 15° in the low state (with respect to the high state). Therefore, it is possible that the He I stationary components originate from the new threading region perhaps as gas is heated when it impacts the magnetic field lines of the white dwarf, and/or due to interactions between the magnetic field of the red dwarf and the white dwarf. In this case, the gas has a projected velocity around the center of mass of the system thus appearing as a low-velocity component in the Doppler map. Similarly, the part of the H α emission that corresponds to the source of the He I emission is the stationary component (around the center of mass of the system).

It is interesting to point out that stationary components in the optical have been reported in the outburst spectrum of the dwarf novae SS Cyg and IP Peg (Steehgs et al. 1996). In particular IP Peg is an eclipsing CV, providing the opportunity to study the emission sites of the various spectral lines confining their possible origin. In their analysis Steehgs et al. (1996) argue that the

stationary component is due to a compact source near the system center of mass; in-eclipse residual flux (from the stationary component) indicate a significant vertical extend of the emitting source. The authors attribute this component to material moving along slingshot prominences (also see Collier Cameron & Woods 1992) which are kept in place in stable magnetic loops between the L1 point and the center of mass of the system and is pulled toward the center of mass by the gravitational field of the white dwarf itself. In magnetic CVs interactions between the magnetic fields of the two stars are a complicated problem especially in the region around the L1 point where the magnetic fields are of approximate equal strengths (\sim kG) and a magnetic “soup” is dynamically easily formed and maintained. Prominence-like magnetic structures originating on the donor star can be held in place in such configurations aided by the magnetic field of the WD. Such “super prominences” can have a significant vertical velocity components (outside the orbital plane) thus contributing to the low-velocity budget of the emission line. Therefore, in AM Her the low-velocity component can originate from activity on the donor star. The observed velocity corresponds to material moving along closed prominence-like loops emerging from the donor star kept in place by fast rotation and magnetic field interactions between the two stars. A similar interpretation was proposed for the high-state narrow N v emission component of the AM Her *HST* GHRS spectra, which is located between L1 and the center of mass of the system and was found to corotate with the binary (Gänsicke et al. 1998). Finally, the H α Doppler map of Figure 7 also indicates that “central” emission line has contributions from the inner hemisphere of the donor star at L1 and extends to the white dwarf, with a component coinciding with the main accretion pole on the white dwarf. The central and right panels of Figure 7 clearly demonstrate that the right side of the secondary’s inner hemisphere is more strongly irradiated than the left side, consistent with the asymmetric pattern which results from shielding of part of the surface of the donor star by the accretion column.

3.1.2. H α Satellites

The two satellite line components map into two lobelike structures located left and right of L1, with velocities reaching 500 km s^{-1} . The location of these structures in the Doppler map is completely different from that expected for an accretion stream

(either leaving the L1 point and/or following the magnetic field lines). Complete lack of contribution on the bottom-left quadrant of the Doppler map (no fan-like emission or “diffuse” emission) argues against the presence of a “classic” magnetic accretion column toward one or two poles. Also, the observed patterns do not resemble the ones presented in the synthetic AM Her tomograms of Staude et al. (2004), which take into account a z -component of the velocity field reconstructing the high-state He II and H β tomograms.

If the coupling region has moved toward the donor star (closer to L1) in the low state, it would be energetically favorable for material to flow toward two poles of the system. Within its rich observational history, AM Her has manifested two-pole accretion modes during its high state, mostly detectable in X-rays (e.g., Crosa et al. 1981). Therefore, it is logical to examine if the two observed lobes in the H α Doppler map correspond to accretion onto two magnetic poles. We located in the literature Doppler maps of two-pole accreting magnetic CVs as textbook examples of different accretion modes for AM Her. Perhaps one of the better examples is VV Pup, for which Diaz & Steiner (1994) discuss the source of the different emission regions on its high-state Doppler map. Except for the accretion stream, the magnetosphere and the irradiated inner hemisphere of the donor star (which are all placed on the left side of the map and along its y -axis), they argue that the H α line has an additional low-velocity component originating on a ballistic stream closer to the L1 point than the accretion column and/or the magnetically controlled gas. A possible interpretation for this low-velocity component is that it corresponds to gas flowing along “closed loops” at the coupling radius, but the authors suggest caution since no secure conclusion could be reached with their data in hand. Our H α Doppler map of AM Her bears no resemblance to the one in VV Pup nor any other accreting magnetic CV. In the low-state tomogram of Figure 7 there is no indication for the presence of a “normal” accretion stream resulting from Roche lobe overflow through L1. Gänsicke et al. (2006) find that the hot spot on the WD surface is present at all low states, albeit with lower temperature, indicating that material should be reaching the white dwarf through wind accretion. However, there is no indication for the presence of a second hot pole on the surface of the white dwarf in the low states of AM Her. If we compare the findings of the two FUV studies of Gänsicke et al. (1998, 2006) for the high and low states of the system, the differences between the high and low state of AM Her lie in the spot size, its colatitude on the white dwarf surface and the temperature of the white dwarf between times of “normal” accretion and low-state accretion. In the near-IR (J , H , and K) cyclotron emission suggests the presence of low-level accretion onto the primary 13.5 MG pole of the system (Campbell et al. 2008) but no secure conclusion can be reached for the presence of a second accreting pole.

In our ephemeris, the self-eclipse of the accreting pole by the WD happens between orbital phases 0.3 and 0.7 (Campbell et al. 2008) during which both H α satellites are present (Figs. 4 and 5). This argues against the satellites being due to accretion onto a second pole or even due to accretion onto the main pole of the AM Her white dwarf since none of the satellites is even partially eclipsed between phases 0.3–0.7. There is always a chance that accretion takes place in a mode that is unexplored. A possible scenario could favor material escaping the surface of the donor star (anywhere outside the L1 point) following magnetic field lines leading onto the white dwarf itself. If true, we cannot identify its footprint on the Doppler map of the H α line since the Doppler map does not provide clues that material is being directed onto the magnetic pole(s) of the white dwarf.

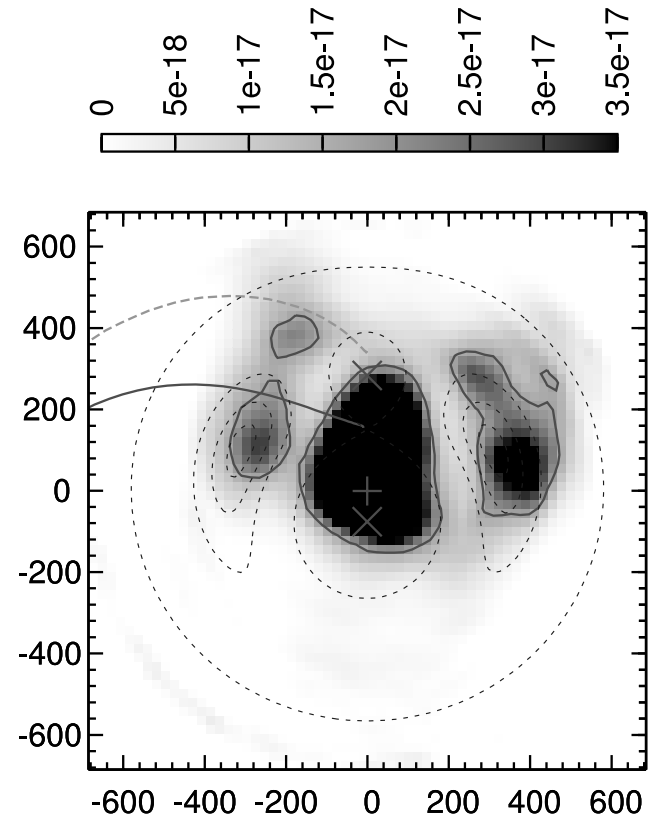


FIG. 10.—Reproduction of the Doppler map of Fig. 7, with the equipotential surfaces of AM Her overplotted (*dashed lines*). The plot demonstrates that, kinematically, the two bright satellites coincide with the positions of the L4 and L5 points of the binary.

It seems that the H α satellites are a different and persistent feature of the low-state spectra of AM Her. In Papers I and II, we argued that the two satellites represent magnetically confined gas motions in large, long-lived loop prominences on the secondary star. The new data in hand are consistent with this interpretation. These satellites have been present at nearly the same amplitude and phasing (i.e., at the same location on the Doppler map) for the multiple epochs of low-state spectroscopy of AM Her in Paper I, Paper II, and this paper. As seen in Figure 5 the RV curves resemble partial sinusoids which are difficult to characterize. The two intersecting sinusoids shown in the bottom panel of Figure 5 are mapped as the two side lobes in the Doppler tomogram of Figure 7. These two lobes are not well concentrated because the two intersecting sinusoids are incomplete in the sense that some portions of the sinusoids are missing, and some of the data is nonconforming. Understanding how the representation of two nonintersection sinusoids (Fig. 5, *middle panel*) would map into the velocity map is more complicated because sinusoidal RVs with large γ velocities are not at all concentrated to a specific location in the Doppler map (see Kaitchuck et al. 1994 and Schwope et al. 1997 for discussions of this behavior). The simplest explanation for the satellites would require two main loops which are spatially isolated and kinematically independent. Their appearance in the Doppler map (Fig. 7) resemble an incomplete ring around the donor star; this can be produced by material following closed magnetic paths emerging from the donor star. The location of the two loops in the Doppler map suggests that material emerging from the donor star could be trapped in the L4 and L5 Lagrangian points of the system as demonstrated in Figure 10; even their elongation in the Doppler

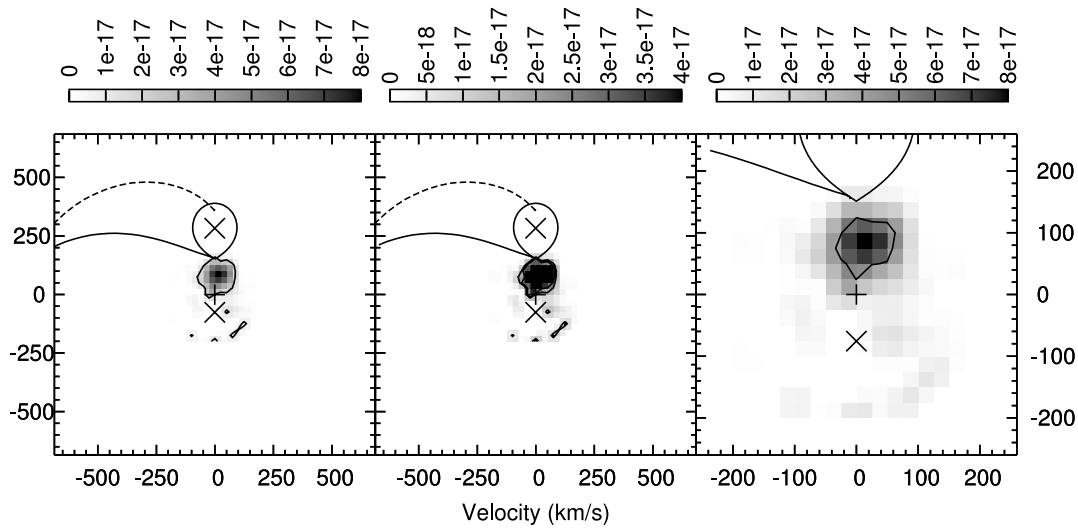


FIG. 11.—Doppler map of the Na D $\lambda 5890$ line, for $i = 60^\circ$ and $q = 0.267$. The majority of the emission seems to originate from a point between L1 and the center of mass of the system. The stationary component due to Tucson city lights has been removed.

maps are in the same direction as the equipotential contours. However, L4 and L5 are stable equilibrium locations only for $q \lesssim 0.04$, requiring a brown dwarf for the secondary star ($M_2 \lesssim 0.08 M_\odot$). We support instead that streaming (prominence-like) motions from the secondary star dominate the location of the satellites in the Doppler map.

3.1.3. System Parameters

The above discussion depends heavily on the relative location of L1 and of the center of mass of the system with respect to the observed features on the velocity map. The adopted inclination i and mass ratio ($q = M_2/M_{\text{WD}}$) are listed in Table 2. According to those values, the majority of the low-velocity emission in $H\alpha$ and in the He I lines originates from a source between L1 and the center of mass of the system, allowing for little contribution from the irradiated inner hemisphere of the donor star. Perhaps this should be expected in the low state of AM Her due to reduced heating from the accreting pole. In Figure 11 we present the velocity map of the Na D $\lambda 5890$ line for the chosen values of Table 2 (a similar map results from the Na D2 line, which is not shown here). The figure demonstrates that the source of the line is located between L1 and the center of mass of the system. We see no evidence that this feature is due to irradiation.

We explored the (i, q) parameter space, in order to see if it is possible to find a geometry in which the low-velocity component could naturally be explained in terms of irradiation of the mass-donor star (i.e., emission from near the L1 point) as required for an irradiation mechanism. In Figure 12 we present the $H\alpha$ Doppler map (of Fig. 7, left) with different values of system inclination i and mass ratios q superimposed. From left to right, we use $i = 60^\circ, 45^\circ$, and 30° for mass ratios of 0.33, 0.4 and 0.5 (top to bottom). This figure indicates that there are pairs of (i, q) that allow for *part* of the low-velocity emission component to originate close to L1. A different representation is presented in Figure 13 which overplots the system's equipotential surfaces (including L4 and L5) for different values of i and q . In the plot we include contours outlining the emission components in the intensity scale of the middle panel of Figure 7. From this second plot-if we take into account out irradiation scenario, solutions with $i < 45^\circ$ and $q > 0.5$ are unlikely because they would imply a roughly uniform emission from the surface of the secondary star. Nevertheless, these solutions could not be discarded, as many polars do show $H\alpha$ emission while in the low state from the active chromosphere of the secondary star at all phases. Interestingly if we require for the Na D1 emission to be placed on the irradiated inner hemisphere of the donor star, we have

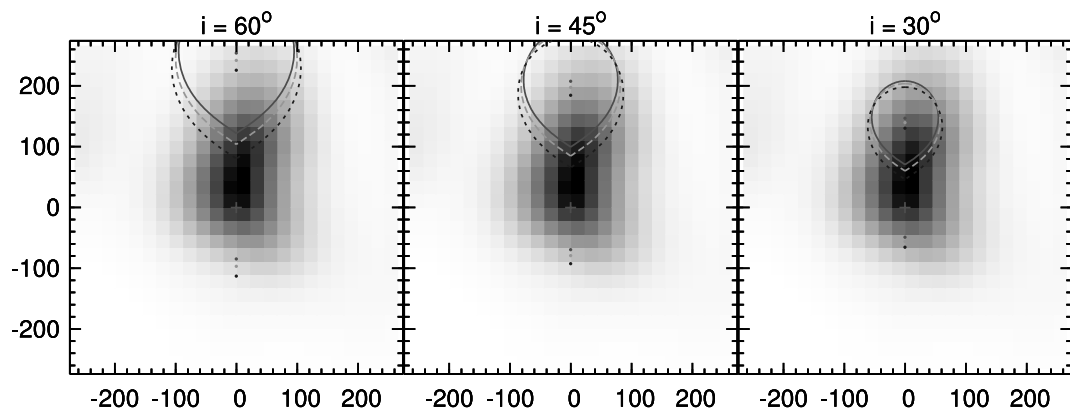


FIG. 12.—Doppler maps of the $H\alpha$ emission line with different values of system inclination i and mass ratio q ($q = M_2/M_{\text{WD}}$). From left to right: $i = 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$. For each panel, $q = 0.33, 0.45$, and 0.5 . See text for discussion. [See the electronic edition of the *Journal* for a color version of this figure.]

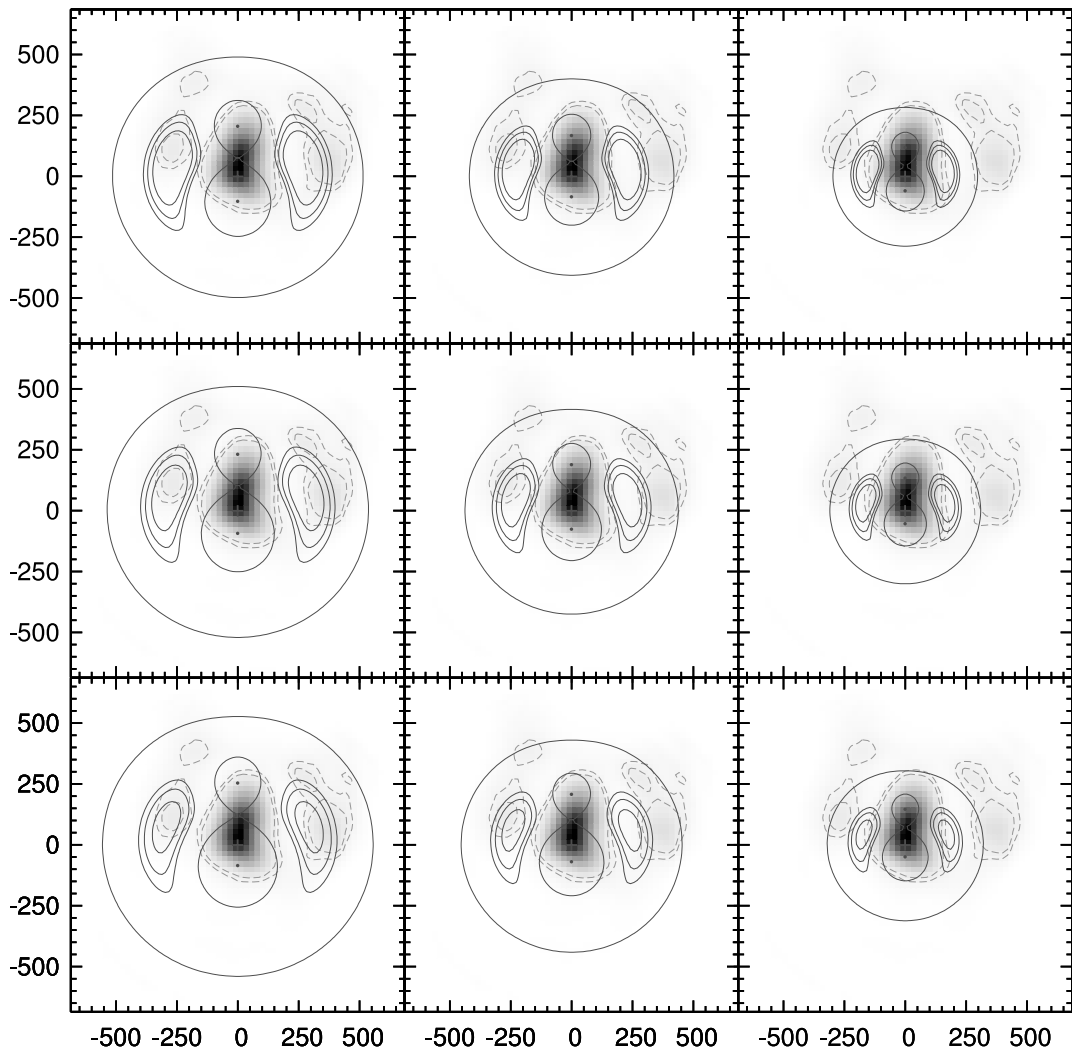


FIG. 13.—Same as Fig. 12, with the equipotential surfaces of AM Her overplotted (as in Fig. 10). From left to right, $i = 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$ and from bottom to top $q = 0.33, 0.45$ and 0.5 . The dashed line corresponds to the equal intensity contours of the middle panel of Fig. 7. (See text for discussion.) [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

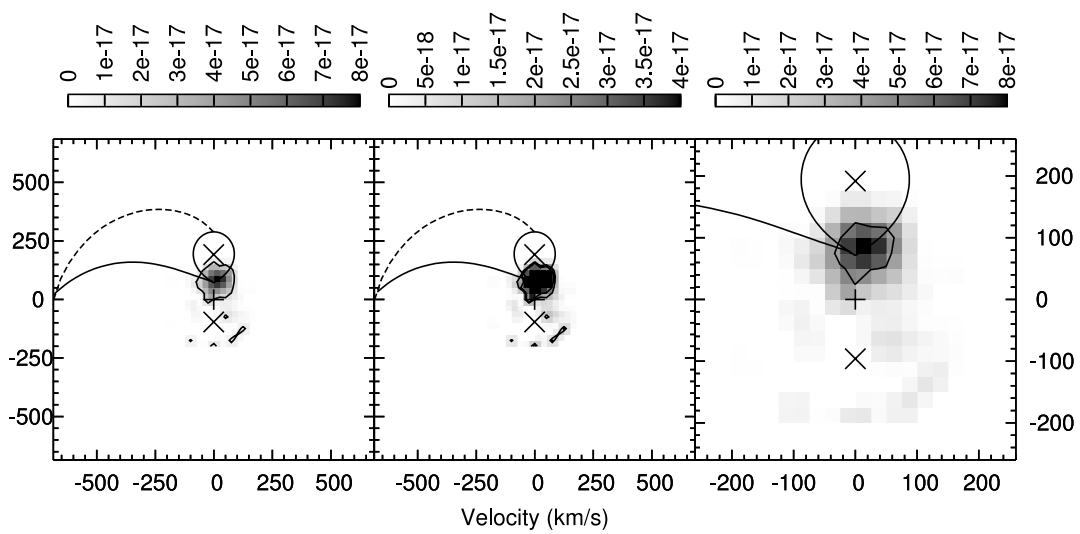


FIG. 14.—Doppler map of the Na D $\lambda 5890$ line, for $i = 45^\circ$ and $q = 0.45$. (See discussion in text.) [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

the map of Figure 14 for $i = 45^\circ$ and $q = 0.45$; however, this solution is not unique either. Nevertheless, our interpretation of the satellites and low-velocity $H\alpha$ emission components does not depend on the adopted (and rather uncertain) binary geometry.

4. FINAL REMARKS

In this paper we present new high time resolution optical spectra of the magnetic CV prototype AM Herculis during its 2006 low state. We compute Doppler maps to examine the origin of various emission lines and we identify three main emitting sources in the system. In particular, the stationary components of the $He\ I$ and $H\alpha$ likely arises from gas coupling onto the magnetosphere of the donor star; this seems to have migrated closer to the L1 point likely due to the significantly reduced mass accretion rate in the low states. The two high-velocity $H\alpha$ components likely represent gas streaming along prominence-like structures kept in place by interactions of the magnetic dipoles of the two stars.

It is not clear from our data whether the RV curves of the $H\alpha$ satellite components form two crossing sine curves, or two sine-like curves offset from one another. Under the latter characterization we argued in Papers I and II that the satellites originate from streaming motions in large loop prominences tied to the secondary star. If the two RV curves cross, then it seems that other possibilities are allowed, but that loop prominences associated with the secondary star are not ruled out. It seems likely that the motion of gas between the two stars during the low state is along magnetic field lines associated with *both* stars, in a complex pattern giving rise to several partial sinusoids in the trailed spectra. Detailed modeling will be needed to unravel this behavior. The fact that the features are stable and repeatable will make this future effort worthwhile.

We are making our first steps in understanding the complex nature of magnetic fields in two corotating magnetically interacting stars, but with AM Her we have touched the tip of the

iceberg. Four magnetic CVs⁹ have been found so far to exhibit additional low-state $H\alpha$ components (including AM Her). It is likely that such structures are present in all magnetic CVs but are masked by the regular accretion stream in the high state. Perhaps through the $H\alpha$ satellites we witness a new mode of magnetic accretion toward the white dwarf through magnetic field interactions of the two stars (as opposed to Roche lobe overflow). It has been already suggested that magnetic braking may not be important in magnetic CVs of all orbital periods (see for example Li et al. 1994). It is very likely that the observed structures represent an alternative angular momentum loss mechanism for magnetic CVs (e.g., Norton et al. 2008 and references therein). For magnetic braking to be efficient in single stars, magnetic field strengths of the order of 1000 G suffice. To date, AM Her (and the present study) is the best example we have of those structures, therefore can provide the test bed for relevant models and a lower limit of the effect of such magnetic structures on CV evolution. It is beyond the scope of this paper to present a model of these structures. Using various techniques (and higher resolution data) we aspire to address (and eventually resolve) the origin of the observed low state structures and their consequence to the evolution of such systems.

We would like to thank our anonymous referee for a careful review of the manuscript. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research.

Facilities: MMT

⁹ In addition to AM Her the magnetic CVs of the group are ST LMi (Kafka et al. 2007), VV Pup (Mason et al. 2008) and EF Eri (S. Kafka et al. 2008, in preparation).

REFERENCES

- Allen, C. W. 2000, *Astrophysical Quantities* (4th ed.; London: Athlone)
- Brinkworth, C. S., et al. 2007, *ApJ*, 659, 1541
- Campbell, R., Harrison, T. E., & Kafka, S. 2008, *ApJ*, in press
- Collier Cameron, A., & Woods, J. A. 1992, *MNRAS*, 258, 360
- Crosa, L., Szkody, P., Stokes, G., Swank, J., & Wallerstein, G. 1981, *ApJ*, 247, 984
- Diaz, M. P., & Steiner, J. E. 1994, *A&A*, 283, 508
- Gänsicke, B. T., Hoard, D. W., Beuermann, K., Sion, E. M., & Szkody, P. 1998, *A&A*, 338, 933
- Gänsicke, B. T., Long, K. S., Barstow, M. A., & Hubeny, I. 2006, *ApJ*, 639, 1039
- Gies, D. R., McSwain, M. V., Riddle, R. L., Wang, Z., Wiita, P. J., & Wingert, D. W. 2002, *ApJ*, 566, 1069
- Harrison, T. E., Howell, S. B., Szkody, P., & Cordova, F. A. 2005, *ApJ*, 632, L123
- Heerlein, C., Horne, K., & Schwope, A. D. 1999, *MNRAS*, 304, 145
- Hoard, D. W. 1999, in *ASP Conf. Ser. 157, Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables*, ed. C. Hellier and K. Mukai (San Francisco: ASP), 201
- Honeycutt, R. K., & Turner, G. W., 1992, in *ASP Conf. Ser. 34, Robotic Telescopes in the 1990s*, ed. A. V. Filippenko (San Francisco: ASP), 77
- Kafka, S., Honeycutt, R. K., & Howell, S. B. 2006, *AJ*, 131, 2673 (Paper II)
- Kafka, S., Honeycutt, R. K., Howell, S. B., & Harrison, T. E. 2005a, *AJ*, 130, 2852
- Kafka, S., Howell, S. B., Honeycutt, R. K., & Robertson, J. W. 2007, *AJ*, 133, 1645
- Kafka, S., Robertson, J., Honeycutt, R. K., & Howell, S. B. 2005b, *AJ*, 129, 2411
- Kaitchuck, R. H., Schlegel, E. M., Honeycutt, R. K., Horne, K., Marsh, T. R., White, J. C., II, & Mansperger, C. S. 1994, *ApJS*, 93, 519
- Li, J.-K., Wu, K.-W., & Wickramasinghe, D. 1994, *MNRAS* 270, 769
- Lucy, L. B. 1994, *A&A*, 289, 983
- Marsh, T. R., & Horne, K. 1988, *Adv. Space, Res.*, 8, 127
- Mason, E., Howell, S. B., Barman, T., Szkody, P., & Wickramasinghe 2008, *A&A*, 490, 279
- Norton, A. J., Butters, O. W., Parkev, T L., Wynn, G. A. 2008, *ApJ* 672, 524
- Papadimitriou, C., & Harlaftis, E. 2004, in *IAU Colloq. 190, Magnetic Cataclysmic Variables*, ed. S. Vrielmann & M. Cropper (ASP Conf. Ser. 315; San Francisco: ASP), 274
- Richards M.-T. 2004, *Astron. Nachr.*, 325, 229
- Schwope, A. D., Mantel, K.-H., & Horne, K. 1997, *A&A*, 319, 894
- Schwope, A. D., Schwarz, R., Sirk, M., & Howell, S. B. 2001, *A&A*, 375, 419
- Schwope, A. D., Schwarz, R., Staude, A., Heerlein, C., Horne, K., & Steeghs, D. 1999, in *ASP Conf. Ser. 157, Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables*, ed. C. Hellier and K. Mukai (San Francisco: ASP), 71
- Spruit 1998, preprint (astro-ph/9806141)
- Staude, A., Schwöpe, A. D., Hedelt, P., Rau, A., & Schwarz, R. 2004, in *IAU Colloq. 190, Magnetic Cataclysmic Variables*, ed. S. Vrielmann & M. Cropper (ASP Conf. Ser. 315; San Francisco: ASP), 251
- Steeeghs, D., Horne, K., Marsh, T. R., & Donati, J. F. 1996, *MNRAS*, 281, 626
- Watson, C. A., Dhillon, V. S., Rutten, R. G. M., & Schwöpe, A. D. 2003, *MNRAS*, 341, 129

LOW-STATE MAGNETIC STRUCTURES IN POLARS: NATURE OR NURTURE?

S. KAFKA^{1,2}, C. TAPPERT³, T. RIBEIRO⁴, R. K. HONEYCUTT⁵, D. W. HOARD², AND S. SAAR⁶

¹ Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, 5241 Broad Branch Road NW, Washington, DC 20015, USA; skafka@dtm.ciw.edu

² Spitzer Science Center/Caltech, MC 220-6, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125, USA

³ Departamento de Física y Astrofísica, Universidad de Valparaíso, Avenida Gran Bretaña 1111, Valparaíso, Chile

⁴ Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Campus Trindade, 88040-900 Florianópolis, SC, Brazil

⁵ Astronomy Department, Indiana University, 319 Swain Hall West, Bloomington, IN 47405, USA

⁶ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA

Received 2010 March 8; accepted 2010 July 17; published 2010 September 14

ABSTRACT

We present an orbit-resolved study of the magnetic cataclysmic variable (MCV) BL Hyi in its low state, and we explore the origin of its H α emission line components, their properties, and their possible formation mechanism. We tentatively associate one of the line components with a high-velocity component also seen in the high state. We propose a scenario in which streaming prominence-like magnetic loops (super-prominences) are kept in place by magnetic field interactions between the white dwarf and the donor star and are responsible for the high-velocity line components in the Balmer lines. We also discuss how this is in accord with the standard scenario of the secular evolution for MCVs. Finally, we offer an observational test of our ideas and present challenges for future theoretical studies.

Key words: novae, cataclysmic variables – stars: individual (BL Hyi, AM Her, ST LMi, VV Pup, EF Eri) – stars: magnetic field

Online-only material: color figures

1. INTRODUCTION

Magnetic cataclysmic variables (MCVs or polars) are semi-detached binary systems consisting of a late-type (K/M) dwarf and a highly magnetic white dwarf (WD; $B \geq 10^7$ MG) in an orbital period of less than 6 hr. In the “normal” accreting mode of the systems (also known as the “high” state), the M star is filling its Roche lobe, and an accretion stream which is directed toward the WD’s magnetic pole(s) leaves the L1 point of the binary. Most MCVs show erratic and abrupt “low states,” during which accretion through the L1 point temporarily stops, presumably due to starspots inhibiting Roche lobe overflow (Livio & Pringle 1994). During these low states, accretion takes place through the wind of the M star alone at a rate of $\leq 10^{-12} M_{\text{sun}} \text{ yr}^{-1}$ (e.g., Hessman et al. 2000) and the two stellar components are exposed, allowing for a glimpse of their properties. Recent low-state spectroscopic studies of several MCVs have revealed new components of their emission lines, part of which appears to originate in magnetically controlled prominence-like features from the donor star, likely emanating from multiple locations on the star (Kafka et al. 2008). Such structures seem to be commonly encountered in low-state MCVs, but better quality of data is necessary to assess their origin, their structure, and their role in binary evolution.

In this paper, we present new spectroscopic data on the MCV BL Hyi in its low state. We analyze the structure of its emission lines and discuss the results in comparison with other MCVs. BL Hyi turns out to be the fifth member in the group of MCVs that shows complex structures in the low-state H α emission line. We examine common properties of these group members and present a case study of the origin of the line components.

2. BL HYI

BL Hyi was first discovered by HEAO-1 (H0139-68) but was identified as an MCV via its photometric orbital variations and spectral characteristics (Visvanathan & Pickles 1982). First,

light curves revealed that in the high state, the system displays a hump for about two-thirds of the orbit (phases 0.00–0.65) with a steep rise and slower decay shape. Outside the hump, the brightness of the system remains constant (e.g., Thorstensen et al. 1983; Pickles & Visvanathan 1983). Optical data revealed that the orbital period of the binary is 1.9 hr (Pickles & Visvanathan 1983). The strength of the main accreting pole is 23 MG, determined from Zeeman splitting of the Ly α line (Araujo-Betancor et al. 2005). The similarities of the orbital light curve to that of the MCV ST LMi suggest that the main accretion column is present for most of the orbit and is self-eclipsed for 0.35 phase units. X-ray and *Extreme-Ultraviolet Explorer* studies revealed that BL Hyi is a two-pole accretor during its “normal” accreting state (Beuermann & Schwöpe 1989). According to the derived scenario, the gas forms an azimuthally extended coupling region off of the orbital plane before falling onto the main accreting pole (Mennickent et al. 1999). As in all MCVs, the magnetic field topology of the WD is not as simple as in a centered dipole. Beuermann et al. (2007) present a complex magnetic structure on the WD with magnetic field strengths between 12 and 23 MG and faint traces of a 100 MG field. The main accreting region was described as a “longish ribbon of field lines” reaching up to $3R_{\text{WD}}$, facing the observer at phase 0.19. Like all MCVs below the period gap ($P_{\text{orb}} \leq 2$ hr), BL Hyi exhibits deep low states, where the brightness of the system is reduced by $\Delta V \sim 2$ mag (from 15.3 to 17.1; Visvanathan et al. 1984). In the low state, only one pole is presumably active (Wickramasinghe et al. 1984; Araujo-Betancor et al. 2005).

2.1. Spectroscopic Observations

Our new spectroscopic monitoring data of BL Hyi were obtained during two nights on 2007 August 7 and 2007 August 8 UT. We used GRISM 1200R, of the FORS2 spectrograph on the ESO UT2 8 m telescope, centered around the H α line with a wavelength coverage between 6000 Å and 7200 Å. The

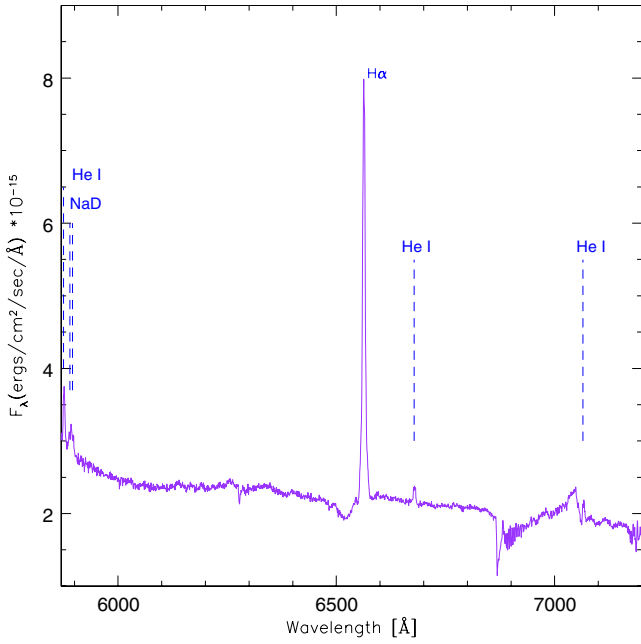


Figure 1. Averaged spectrum of BL Hyi with the emission lines marked. Note the deep blueshifted absorption trough in the H α line due to the magnetic field of the WD (Zeeman split).

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

resulting resolution is 2.6 Å (FWHM). Exposure times were mostly 400 s and a wavelength calibration spectrum of a HeNeAr lamp was obtained every 10 exposures. Taking into account comparison spectra and read-out time, a total of ~ 70 exposures were acquired over ~ 4.3 hr, under clear skies. For data analysis we used the twodspec/onedspec packages of IRAF⁷ and custom programs (which will be discussed later).

3. LOW-STATE EMISSION LINE CHARACTERISTICS OF BL HYI

Figure 1 presents the average spectrum of BL Hyi with the main emission features labeled. The H α line is in emission along with the 5876 Å, 6678 Å, and 7065 Å He I lines. The spectrum also presents TiO bands from the M5 donor star, past 7000 Å in the red. The donor star is usually invisible during the normal high state; its presence in all our data confirms that BL Hyi was in the low state at the time of our spectroscopic observations (also see Wickramasinghe et al. 1984). The deep blueshifted absorption feature in the H α line is due to Zeeman splitting from the 23 MG magnetic field of the WD. The NaD lines are also in emission likely representing the irradiated inner hemisphere of the donor star, commonly present in low-state CVs.

Figure 2 displays representative spectra of BL Hyi from the two nights of our observations, centered on the H α line. As we will see later from our analysis, the line consists of a central component and two satellites with variable visibility around the orbit, very similar to the structures seen in the Kafka et al. (2008) AM Her spectra and in all low-state polars with similar data. The spectra of the top and bottom panels, taken at similar phases but different nights, indicate that the observed features are not

⁷ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Table 1

Parameters of Radial Velocity Curve Fits of the Main Spectral Features in BL Hyi

Line	γ (km s ⁻¹)	K (km s ⁻¹)	ϕ_0
H α	37.4 ± 0.8	100.0 ± 9.1	-0.03 ± 0.02
He I 5876 Å	38.7 ± 1.1	89.7 ± 6.5	0.07 ± 0.01
NaD 5889.5 Å	47.1 ± 1.7	137.1 ± 9.8	0.03 ± 0.01
NaD 5895.8 Å	42.7 ± 1.2	134.9 ± 7.2	0.04 ± 0.01
He I 6678 Å	50.4 ± 0.2	117.3 ± 5.1	0.04 ± 0.01
TiO 7051 Å ^a	72.1 ± 1.4	221.4 ± 10.0	0.04 ± 0.01
He I 7065 Å	64.8 ± 0.4	90.6 ± 2.8	0.06 ± 0.01

Note. ^a Wavelength at the top of the bandhead.

transient (at least on timescales of several orbits). Those satellite line components seem to be absent in literature low-state spectra of BL Hyi (e.g., Beuermann & Schwöpe 1989; Beuermann et al. 2007). To examine if this is due to the lower spectral resolution of the data used in previous studies or due to a (long-term) transient nature of the satellites (meaning they were not present at the times of previous observations), we used the IRAF/splot task to degrade our spectra to resolutions comparable to those in the Beuermann & Schwöpe (1989) and Beuermann et al. (2007) works. In the resulting spectra the satellites indeed disappeared, confirming that higher resolution data are necessary for the detection of such structures in low-state MCVs.

Throughout this work, we use the high-state spectroscopic ephemeris⁸ of Mennickent et al. (1999). This ephemeris, derived from the NaD emission lines, defines phase zero at inferior conjunction of the donor star.

To extract further information on the origin and kinematics of the emission line components, we follow the same approach as in Kafka et al. (2008); namely, we measure line radial velocities using a single Gaussian fit for He I and NaD (which appear narrow and single-peaked) and Gaussian fit line decomposition of the H α line profiles. Those line profiles are clearly more complex than the two or three Gaussians used, but we favor a rather conservative approach fitting the minimum number of components that reconstruct each line in order not to overinterpret our data. Using sinusoids of the form $v(t) = \gamma - K \sin[2\pi(\phi - \phi_0)]$ we derived the systemic velocity (γ), the semi-amplitude velocity of the fit (K) and the zero phase (ϕ_0) values for all emission line components; these are listed in Table 1. Figure 3 presents the outcome of our radial velocity (RV) measurements for the TiO bands (bandhead at 7051Å), the NaD lines, and the H α line. Figure 4 presents the relevant measurements for the He I 5876, 6678, and 7065 Å lines. All single-peaked emission line components and the central H α component originate on the secondary's side of center of mass.

The K velocities of the He I and NaD emission lines (Table 1, see details furthermore) have values comparable to that of the H α central component within 3σ , indicating that they originate in the same region of the system. Nevertheless, the γ velocities of the different emission lines present distinct values that are not consistent even at the full 3σ range. In existing studies, gamma velocities for different species have been reported to vary, but those variations have not been fully explained (e.g., Ratering et al. 1993). In BL Hyi, it is likely that these emission lines arrive from the non-uniformly irradiated face of the secondary. Therefore, these deviations can be attributed to an irradiation profile having different contributions and geometries in the different lines.

⁸ HJD = 2450379.4725(5) + 0.0789150406E.

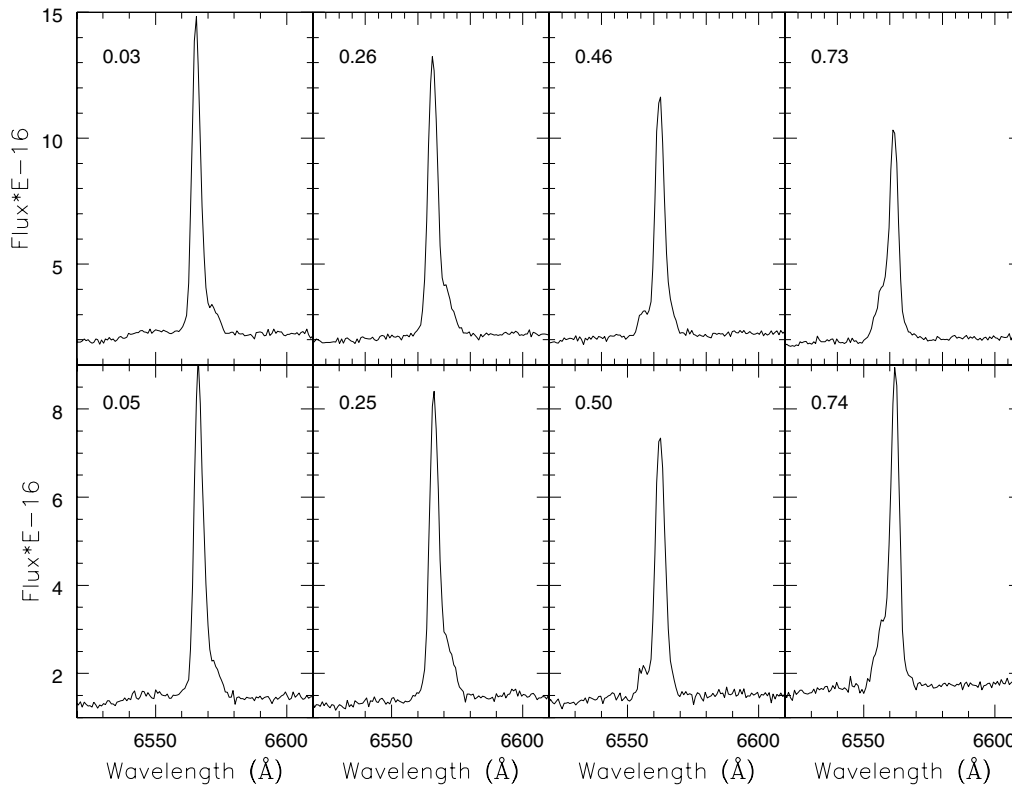


Figure 2. Snapshot sample spectra from the two nights of our observations concentrated around the $H\alpha$ line. The spectra on the top panel were obtained on night 1 (2007 July 7) and the bottom on night 2 (2007 July 8). The orbital phase of each spectrum is also included. The striking similarities of the spectral line shape and components suggest that the observed satellites are not transient over several orbits in BL Hyi.

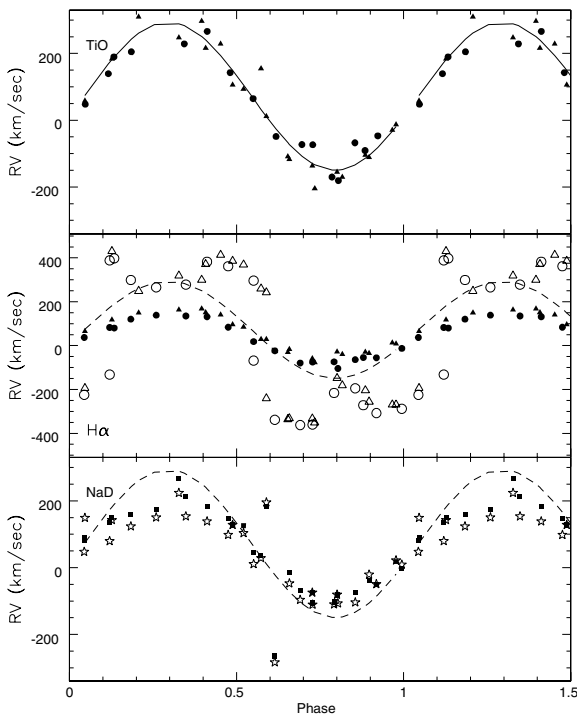


Figure 3. Radial velocities of TiO (bandhead at 7055 Å; top), $H\alpha$ (middle), and NaD lines (bottom). In the TiO and $H\alpha$ plots, circles are used for data of night 1 and triangles for night 2. In the bottom panel, squares are used for the NaD 5889.51 Å line and stars for the NaD 5895.85 Å line. Since TiO is usually used as a measurement of the motion (and phasing) of the center of mass of the donor star, we include the TiO RV fit in the rest of the plots, to indicate which components originate from the secondary's side of center of mass.

Figure 5 (top, left) shows the $H\alpha$ line trailed spectrum of the averaged data from both nights. The lower velocity central component is easily identified with a sinusoidal behavior throughout the orbit. The satellites appear as higher velocity features bracketing the central component. Overall, the shape and appearance of the $H\alpha$ trailed spectrum are strikingly similar to the appearance and phasing of the $H\alpha$ line (especially the satellite components) of the AM Her low-state data (also reproduced in the bottom panel of Figure 5 and in Figure 5 of Kafka et al. 2008 for AM Her). We will discuss the nature and origin of these structures later in this paper.

In Figure 6, we present the time (top) and phased (bottom) full $H\alpha$ equivalent width (EW) variability plot of the system for the two nights of our observations. In the high state, the light curve and line EWs of the system produce a hump for most of the orbits representing the direct visibility of the main accreting pole. In the low state, one emitting region is considered responsible for the (still present) pronounced hump in the soft X-ray light curve revealing that the heated region on the WD is not negligible or absent (Beuermann & Schwöpe 1989). In a similar low state, Beuermann et al. (2007) detect complex magnetic structures at the surface of the WD, with the main magnetic pole extending out to $3R_{WD}$. Our EW plot in Figure 6 shows a hint of a modulation of the $H\alpha$ line during the first night of our observations, but this is absent during the second night. This is different from what was previously observed, indicating that there may have been a change in the structure of the accretion column of the system on timescales of less than a day. At the same time, the trailed spectra and Doppler maps of the system do not show any differences for the two different nights of observations, indicating that the various $H\alpha$

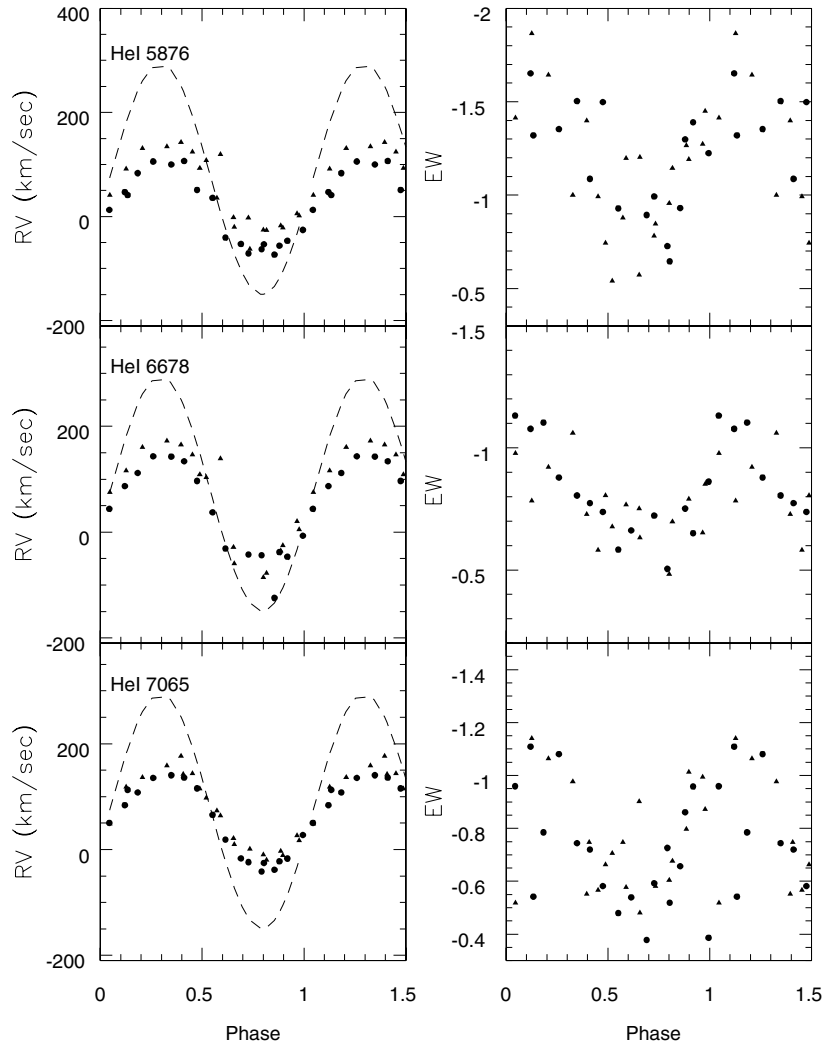


Figure 4. RVs (left) and EWs (right) of the He I lines at 5876 Å (top), 6678 Å (middle), and 7065 Å (bottom). In the RV plots, we include the RV fit of the TiO line to demonstrate that all He I emission line components originate from near the M star in BL Hyi.

line components likely have an origin other than the high-state accretion column or accretion spot on the WD’s surface. It is worth mentioning that the He I line EWs are highly modulated on both nights of our observations, which is consistent with an origin of the emission on the irradiated inner hemisphere of the M star (Figure 4).

3.1. Doppler Maps

Doppler tomography of CV is a powerful technique, providing a model for the emission line distribution in the (V_x, V_y) velocity space (e.g., Marsh & Horne 1988; Schwobe et al. 1999; Heerlein et al. 1999). In MCVs, the presence of the strongly irradiated inner hemisphere of the donor star, the ballistic/blobby accretion stream, and accretion toward one or two poles out of the orbital plane introduces additional parameters that are in need of careful modeling and understanding before they are securely identified in the (V_x, V_y) -plane. Therefore, interpretation of Doppler maps should be made with caution. Nevertheless, the technique provides a tool for the identification of the kinematics of various system components; collections of MCV tomograms are abundant in the literature (e.g., Hoard 1999).

For our Doppler maps, we used the maximum entropy FORTRAN code of Spruit (1998) within an ESO-MIDAS

interface. The input spectra are continuum normalized in that they are divided by a linear fit to the first and last 5 pixels of the extracted range that enters the Doppler fitting routine. The Doppler maps are computed with a smearing kernel of 2 pixels. To place the center of mass at velocity coordinates $(0, 0)$, the spectra have to be corrected for the constant velocity term γ . The corresponding value from the RV fit usually serves as a first guess only and is iteratively adjusted by comparing the average original spectrum with the one reconstructed from the Doppler map. In the present case, however, the input value from the radial velocities, $\gamma = 46.3 \text{ km s}^{-1}$, is proved sufficiently accurate.

A standard procedure to determine what features, in the Doppler maps, are satisfying the Doppler tomography assumptions (see Marsh & Horne 1988) is to produce maps for different half-cycles (using phases 0–0.5 and 0.5–1.0). For BL Hyi, the resulting maps for the $H\alpha$ line on the first night of our observations are shown in Figure 7. The second night of data (not shown here) displays similar results, confirming that there are no significant night-to-night variations in the appearance and kinematics of the line components. Overall, the features in the two maps are quite similar, indicating that, to first order, the main assumptions of Doppler tomography are satisfied. At a very low level, though,

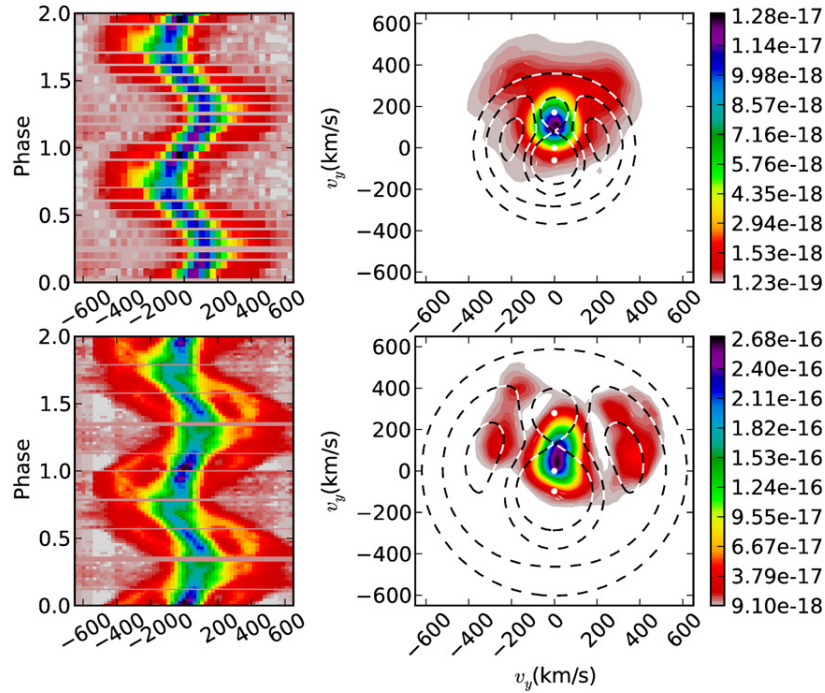


Figure 5. Trailed spectra (left) and Doppler maps (right) of BL Hyi (top) and AM Her (bottom) with the equipotential surfaces overplotted (dashed lines). Although kinematically the two bright satellites in AM Her seem to coincide with the positions of the L4 and L5 points of the binary, the Doppler map of BL Hyi does not validate this claim. See the text for discussion.

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

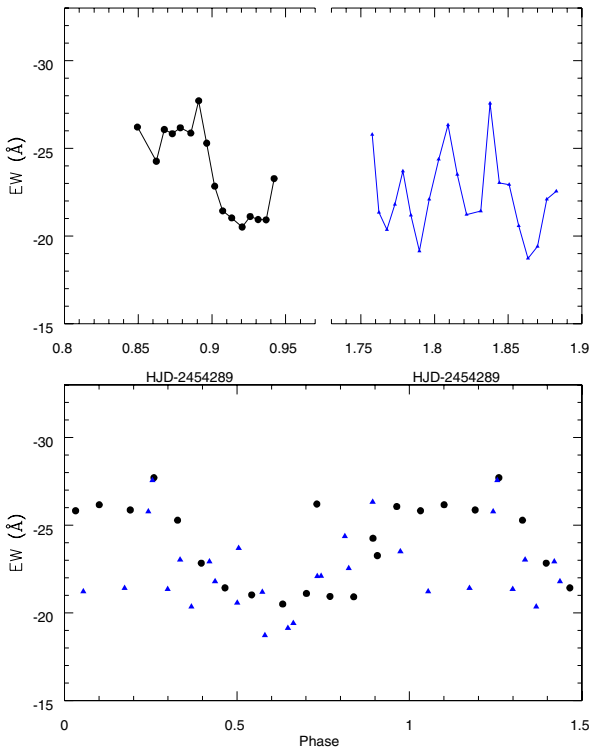


Figure 6. Time (top) and phased (bottom) light curve of the full $H\alpha$ line EWs for the two nights of our observations. Although there might be a modulation of the line during the first night of our observations, it is absent during the second night.

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

the satellite in the $(+v_x, +v_y)$ quadrant seems to be enhanced in the second half-cycle map (Figure 7, right). This suggests that the satellites may have different γ velocities (also supported by Table 1). This may also be evidence that the structures responsible for this satellite have a non-negligible component in the z -direction (Ferrario et al. 1989), which is expected for emission lines from polars (also see discussion in Heerlein et al. 1999). We will return to this point later in our discussion.

High-state Doppler maps of BL Hyi show that about 75% of the total $H\alpha$ emission line flux originates in an extended featureless low-velocity region, from the stream or from the coupling region (Mennickent et al. 1999). The accretion column and the donor star seem to be minor contributors in the emission patterns. According to the proposed scenario, the coupling region is azimuthally extended off of the orbital plane, before the accretion stream falls onto the magnetic pole. Our low-state Doppler maps of the $H\alpha$ emission line of the system are shown in Figure 5 (left panel). Overplotted to the Doppler maps of Figure 3 are four equipotential surfaces, including the Roche lobe, the mass of the secondary $M_2 = 0.2 M_{\text{sun}}$, $q = 0.3$, and $i = 32^\circ$ (Beuermann et al. 2007). There are three prominent emission components in the low-state map: the central low velocity component, which coincides with the velocity position of the donor star of the system, being brighter around L1 and the two satellites which are present in the $(-v_x, +v_y)$ and $(+v_x, +v_y)$ quadrants in Figure 5. We also note the striking absence of an accretion stream in our Doppler map or any emission from the $-v_x, -v_y$ quadrant, which is consistent with BL Hyi being in the low state. To accommodate our discussion, for the remainder of the paper we will refer to the $(-v_x, +v_y)$ component as “satellite 1” and to $(+v_x, +v_y)$ as “satellite 2.”

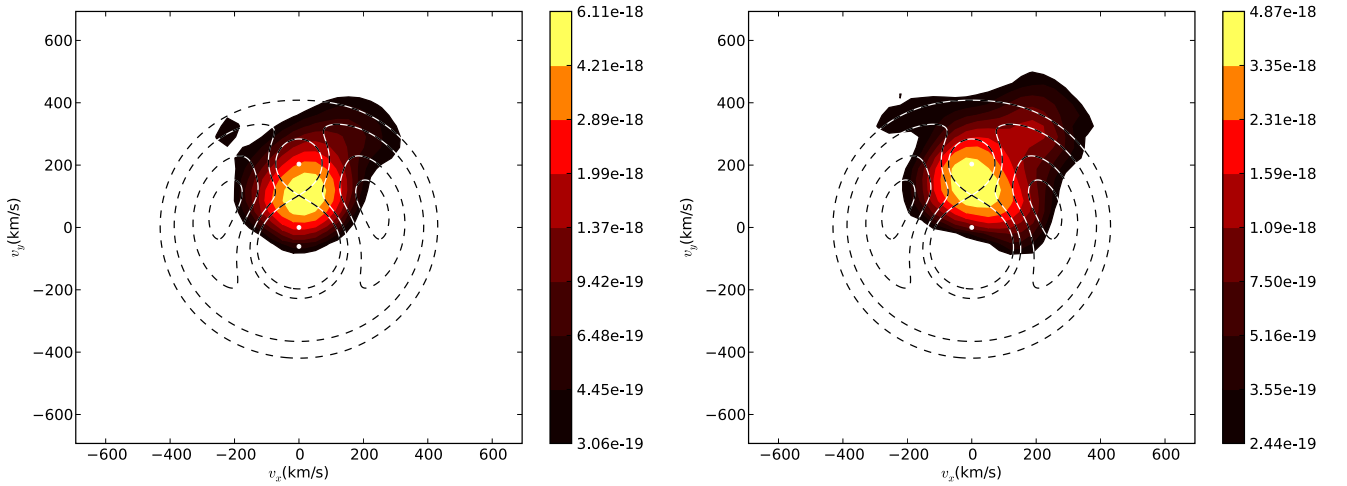


Figure 7. BL Hyi $H\alpha$ emission line half-cycle Doppler maps for the night of 2007 July 7. Left: phases 0.0–0.5; right: phases 0.5–1.0. The two Doppler maps are essentially the same, suggesting that the assumptions of Doppler tomography are satisfied for the $H\alpha$ emission line in this system.

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

3.2. Exploring System Parameters

In AM Her, most of the emission from the central $H\alpha$ component originates in a source near the center of mass of the binary, extending to the L1 point (Figure 5, bottom right panel). Kafka et al. (2008) proposed that this emission could be due to a dynamically stable magnetic “soup” which allows material to move along closed prominence-like loops emerging from the donor star, and kept in place by fast rotation and magnetic field interactions between the two stars (also see Gänsicke et al. 1998). In BL Hyi, the resulting map of Figure 5 indicates that most of the central $H\alpha$ emission comes from the inner hemisphere of the M star (likely representing irradiation).

Considering the overall apparent similarities of the $H\alpha$ line structure and kinematics between BL Hyi and AM Her, we explored the (i, q) parameter space looking for a geometry in which the central $H\alpha$ emission is located between L1 and the center of mass of the system; our goal was to assess whether there is any combination of (i, q) with which the two satellites would coincide with the L4 and L5 points on the map. The result of this experiment is presented in Figure 8. From left to right, with dashed lines, we present the Roche geometry of the system with $i = 70^\circ, 60^\circ,$ and 45° for mass ratios of 0.1, 0.2, and 0.3 (top to bottom). Perhaps the best “fit” would be the $q = 0.3, i = 0.60$; however, even then, the two satellites deviate significantly from the location of L4 and L5. (We will also comment on this feature later.) For the remainder of the discussion we will use the map in Figure 5, which places the main emission of the central $H\alpha$ component at the L1 point of the system, consistent with its origin on the irradiated inner hemisphere of the M star.

4. CASE STUDY OF THE SATELLITES IN THE LOW-STATE $H\alpha$ LINE IN MCVs: NATURE OR NURTURE?

BL Hyi is the fifth MCV with satellite components in the low-state $H\alpha$ emission line. In Table 2, we present the main system characteristics of all known MCVs with $H\alpha$ satellites. From this sample, the best-studied case is the prototype MCV, AM Her. More than four epochs of low-state observations over three years revealed details on the origin and nature of the emission lines of the system (Kafka et al. 2008); the emission line profiles

Table 2
MCVs with Additional Components in their $H\alpha$ line

Object	P_{orb} (hr)	Donor Star	B_{WD} (MG)	Inclination	β^a
AM Her ^a	3.09	M4-5V	13.5	50	85
ST LMi ^b	1.90	M8V	11.5	55	128
VV Pup ^c	1.67	M6-7V	32/55	75	145–155/10
EF Eri ^d	1.37	Later than L4	12.6	55	75
BL Hyi ^e	1.89	M5	23	32	80

Notes.

^a β is the angle between the magnetic axis and the rotation axis of the WD.

^b Kafka et al. (2008).

^c Kafka et al. (2007).

^d Mason et al. (2008).

^e S. Kafka, unpublished data and Howell et al. (2006).

^f This work.

and their characteristics seem to be similar to all systems in the table. In all systems, two “satellites” are present only in the $H\alpha$ line although, in most cases, the spectral coverage of the data did not allow us to assess if they are present in the rest of the Balmer lines.⁹ All low-state He I emission lines are single-peaked and correspond to irradiation and material trapped between the center of mass of the binary and the L1 point, as is the central $H\alpha$ line component.

The ambiguity of the characteristics of the $H\alpha$ satellites hampers secure interpretation and determination of their origin. Specifically, in Figure 5, it is not clear if one or two sinusoids are present, whether or not they cross the central $H\alpha$ component (or each other), or if they are in phase with the central component. From the different representations of our data (spectral line shapes, trailed spectra, Doppler maps) we suspect that there are likely two satellite components (in addition to the central peak of the lines); however, their phasing is critical in order to determine their origin and perhaps their formation mechanism. In BL Hyi (and in all other polars in the sample), the RV curves of the satellites can be portrayed with one or two sinusoids—crossing

⁹ The spectral range extends blueward to H δ only in EF Eri; all Balmer lines show the same structure as the $H\alpha$ line and the rest of the emission lines are single-peaked, mimicking the He I 6678 Å line in amplitude and phasing.

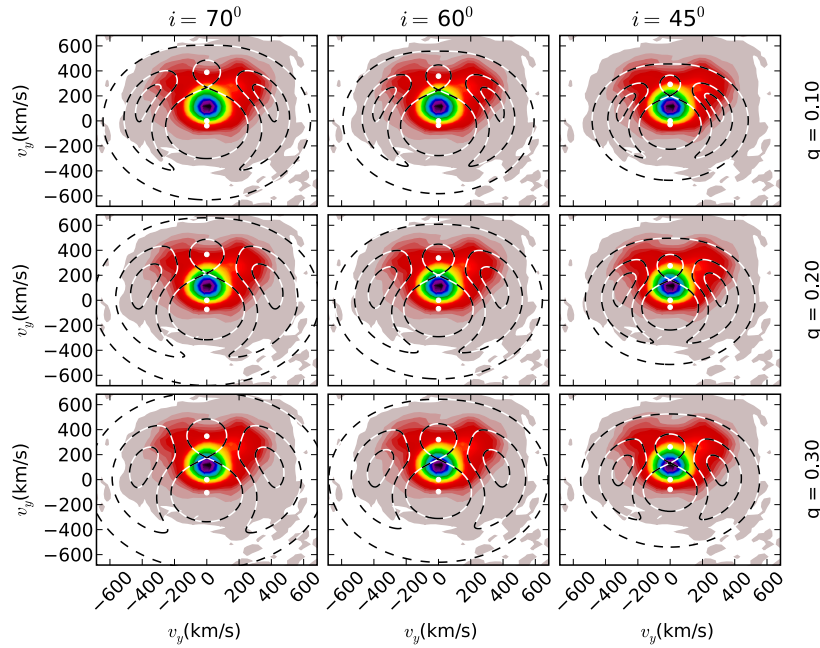


Figure 8. Doppler map of Figure 5 with the equipotential surfaces overplotted for different pairs of i and q (dashed lines). We also assume that the central $H\alpha$ emission originates between L1 and the center of mass of the system. From left to right: $i = 70^\circ$, 60° , and 45° . From top to bottom, $q = 0.10$, 0.20 , and 0.30 . This exercise concludes that there are no (i, q) pairs for which the two satellite lobes coincide kinematically with the L4 and L5 of the system.

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

or not, in phase or not in phase with the central $H\alpha$ line. This point needs to be resolved before we continue our discussion on their origin and physics, since our discussion and conclusions strongly depend on the properties of the satellite components that are present at any given time.

To help resolve the issue of the number and phasing of the satellite components, we created synthetic trailed spectra with all possible combinations and phasing of line components, and their relevant Doppler maps; the outcome of this exercise is presented in Figure 9.

The bottom left-side panel of Figure 9 presents two sinusoids offset by ~ 0.05 phase units from the central component, which crosses at phases 0.25 and 0.75. The relevant Doppler map is strikingly similar to the Doppler maps of Figure 5, suggesting that this configuration is closer to what is observed in low-state MCVs. The top right panel of Figure 9 presents the same satellite positioning viewed from an angle at which parts of the sinusoids are somehow eclipsed. In this case, two unconnected lobes are clearly present in the Doppler maps, positioned at the $(-v_x, +v_y)$ and $(+v_x, +v_y)$ quadrants of the Doppler map. Note that there is no correspondence of the location of the two lobes to the location of the L4 and L5 points in the system. The component in the $(-v_x, +v_y)$ quadrant (satellite 1) is similar to the horizontal stream component of the models presented in Heerlein et al. (1999), albeit more concentrated in velocity space. It is tempting to correlate this part of the emission to material streaming toward the WD; if this is the case, then that “stream” has a smaller velocity gradient than what is observed in the accretion stream in polars. We will comment on this later in our discussion. The component in the $(+v_x, +v_y)$ quadrant (satellite 2) is a new feature, never before observed in Doppler maps of MCVs. In the trailed spectrum, it corresponds to a sinusoid that leads the motion of the central $H\alpha$ line component by ~ 0.05 phase units and has no large velocity spread over the orbit. We will implement characteristics of the line component

velocities to our discussion in an upcoming session. From this exercise, though, we can conclude that the trailed spectra of the low-state MCVs (and their relevant Doppler maps) correspond to *two* satellites, which are crossing the sinusoid of the central component around phases 0.25 and 0.75 (quadratures of the binary) and are offset by less than 0.05 phase units from it.

In AM Her, the stability in time and phase of the satellites suggests that the related structures are stable for over three years. The existing data in VV Pup cover two weeks, during which the satellites are at the same location (Mason et al. 2008). Similarly, ST LMi was observed for about a year during which the $H\alpha$ emission line has similar profiles (Kafka et al. 2007). However, this is not necessarily the case for all systems. Our spectroscopic observations of EF Eri span two years, during which those satellites are present in the $H\alpha$ and the other Balmer lines¹⁰; however, later observations indicate that the structure of the $H\alpha$ line has changed dramatically, showing signatures of a weak accretion stream¹¹ (Walter 2009; S. Kafka, unpublished observations). EF Eri is the shortest period system from the collection of Table 2 and its donor star is suspected to have a sub-stellar mass (Howell et al. 2006) so it is possible that the transient nature of the satellites in EF Eri is due to its unusual donor star. Nevertheless, the fact remains that, although the $H\alpha$ high-velocity satellite components seem to be a common characteristic of low-state MCVs, the relevant structures are not necessarily stable or permanent in all low-state MCVs.

4.1. Accretion Stream?

A question that comes to mind is whether any of the satellites are associated with any high-state emission line components in

¹⁰ The spectral observations of the rest of the systems start at 5700 \AA ; thus, they do not allow one to study the properties of the satellites in other Balmer lines.

¹¹ After our observations, EF Eri displayed intermittent short-lived “high” states which may have disrupted these structures.

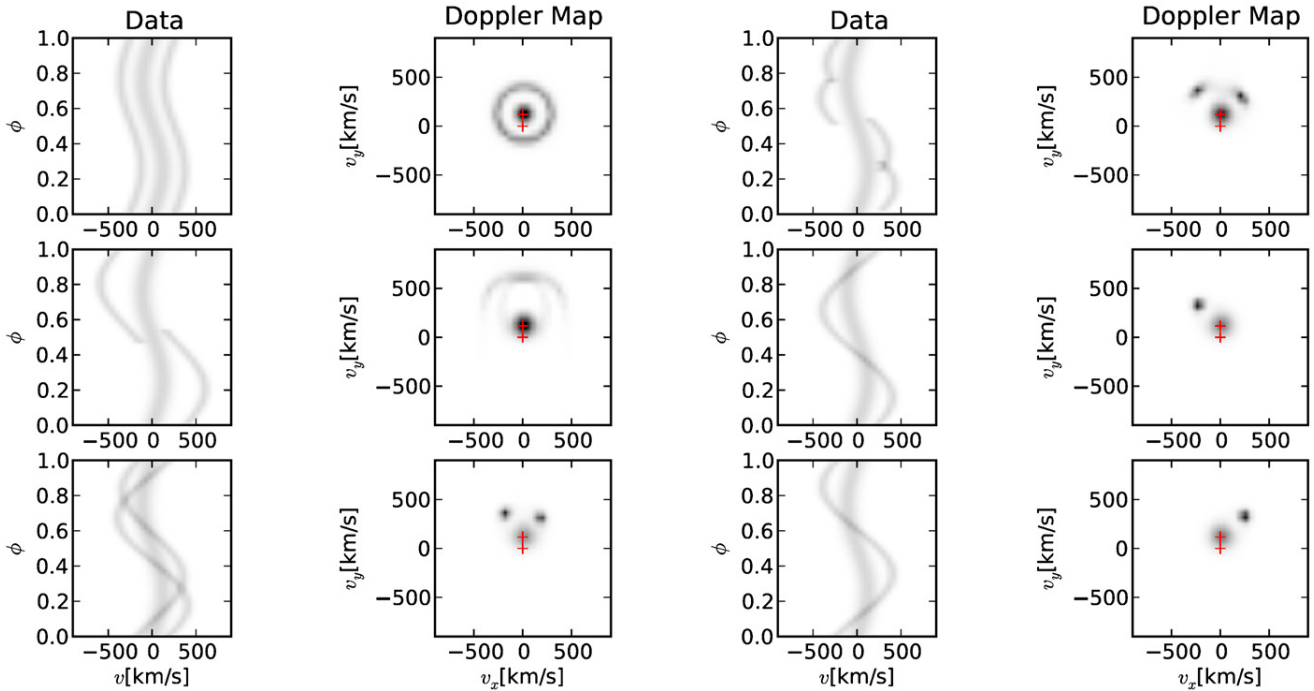


Figure 9. Synthetic trailed spectra and their corresponding Doppler maps. Compared to the data of Figure 5, the most likely configuration for the satellites is two crossing sinusoids, slightly offset from the central H α RV curve (which corresponds to the RV curve of the inner face of the donor star).

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

MCVs. In the high state, the line profile is made of two main components, a broad one and a sharp one. These correspond to the accretion stream and the irradiated M star, respectively.¹² It is tempting to associate one or two of the low-state satellite components as being a remnant of the wide high-state component of the systems (which is related to the accretion stream). Here, we review the main high-state accretion characteristics of the CVs of Table 2; they are also summarized in the table. An extended discussion of BL Hyi is presented in Section 1 and will not be repeated here.

AM Her. The high-state Doppler map of AM Her consists of a “focused and well-defined accretion stream” and a component originating from the asymmetrically irradiated inner hemisphere of the M star (Watson et al. 2003). The primary magnetic pole leads the M dwarf by 12°. Soft X-rays are generated from the primary accreting pole between orbital phases 0.3 and 1.1, whereas a secondary pole contributes to cyclotron emission between phases 0.7 and 1.15 (Ramsay et al. 1996).

ST LMi. Robertson et al. (2008) present echelle spectra of the emission lines of ST LMi in the high state. The magnetic pole of the system leads the M star by 42° and lies at co-latitude of 141° on the WD. The light curve of the system is similar to BL Hyi, presenting a “hump” when the main accreting pole is visible between orbital phases 0.55 and 0.90. The light curve is flat outside those phases, when the accreting pole is self-eclipsed by the WD. The emission lines consist of two components; a broad component coinciding with the accretion stream infalling on the magnetic pole of the WD and a narrow component from the M-dwarf’s side of the center of mass, offset by ~ 0.25 phase units from the M-dwarf RV (defined in Kafka et al. 2007). This narrow component was attributed to the location where the magnetic fields of the two stars interact.

VV Pup. The optical light curve of the system is similar to BL Hyi and ST LMi—it consists of a single hump, visible between phases 0.7 and 1.15, and it is self-eclipsed outside that (Ramsay et al. 1996). This system has also been reported to be a two-pole polar in the high state (Wolff et al. 1999). Diaz & Steiner (1994) discuss the structure of the high-state H α line components, attributing 40% to the stream, 30% to the irradiated inner hemisphere of the M star, and 30% to the coupling region/accretion column.

EF Eri. In the high state, the system is a two-pole accretor, with the two opposite-polarity spots on the same hemisphere, separated by 77° in latitude (Oestreich et al. 1990). Beuermann et al. (2007) present a comprehensive map of the magnetic properties of the WD of EF Eri, concluding that the magnetic field configuration is not a simple dipole (it is rather a multipole) with the main magnetic axis offset by 30° from the rotational axis of the WD. The main accretion spot is mostly facing the observer at phase 0.10.

In all five polars, a comparison of the phasing and properties of their high-state accretion stream and Doppler maps reflected in their H α line reveals striking differences with their properties in the low-state H α line. However, in the high-state AM Her spectra, the weak high-state, high-velocity component of the Si IV line (HVC-Si IV) reported in Gänsicke et al. (1998) could be associated with satellite 1. This HVC-Si IV line component seems to be a little offset in phase with respect to the central Si IV component (the authors note that it is not strictly sinusoidal in shape) and it is overwhelmed by light from the main accretion stream itself. HVC-Si V does not make a significant contribution in the relevant high-state Doppler maps and it is attributed to a part of the accretion stream closer to the WD. If satellite 1 represents the HVC-Si IV from an accretion stream, then material should be escaping through L1 even during the low states. The current scenario for the CV low states supports that they are due to starspots on the secondary covering

¹² The emission lines can have up to four components (Mukai 1988).

L1 (Honeycutt & Kafka 2004) and interrupting the accretion stream. Hessman et al. (2000) present a starspot filling factor of $\sim 50\%$ of the donor star's surface around L1 for AM Her, indicating that this L1 starspot coverage could not be completely blocking material from escaping and flowing toward the WD even at a much lower rate than the high-state accretion stream.

Satellite 2 is a new feature, unique in the low state (or high state) of the systems—it is not present in any of the high-state Doppler maps and cannot be associated with any of the high-state emission line components. This component is present in *all* systems in the sample, at the same location in each system, regardless of the differences in the magnetic field geometry of each polar and their high-state accretion characteristics. Therefore, its origin needs to be sought elsewhere.

4.2. Magnetic Field Interactions or Stellar Activity?

The systems in Table 2 comprise a very diverse group of stars with quite different properties; the members of the group have a variety of orbital periods, WD magnetic field strengths, accretion properties (one or two pole accretors), and masses of the donor star. The only common property of all systems is the magnetic nature of their WD and the presence of the two $H\alpha$ satellites in their low states at about the same orbital phases (i.e., their location in the binary) with respect to the central component. In our previous discussion, we suggested that satellite 1 could be part of the high-velocity accretion stream, also identified with the high-state HVC-Si IV of Gänsicke et al. (1998). Even if this is the case, we still need to understand the properties (and origin) of satellite 2.

In the Doppler map, both satellites seem to have a smaller spread in their v_x and v_y velocities, whereas an L1-overflow accretion stream increases its v_x as it gets further away from the L1 point. Looking at the Doppler map of AM Her in Figure 5, the high-velocity emission region could be interpreted as originating on the L4 and L5 Lagrangian points of the binary (which was also pointed out in Kafka et al. 2008); however, this is not the case for BL Hya and for the rest of the MCVs. The L4 and L5 points in a binary are stable dynamical points for $M_1/M_2 \geq 24.96$, but in the case of the systems in Table 2, this condition can be satisfied only for impossibly large WD masses ($M_1 \geq 2M_\odot$). Therefore, dynamically, the L4 and L5 points are unlikely hosts of the material responsible for the satellite emission in polars.

In Kafka et al. (2005a, 2007, 2008), those satellites have been attributed to material magnetically trapped in large super-prominence loops arising from the donor star and they likely have a more complex structure. The geometry (and visibility) of the satellites suggest that those prominences could be around the equator of the M star (or along the orbital plane). Similarly, in single M dwarfs, “slingshot prominences”¹³ are confined close to the equatorial plane of the star and have a projected area along the direction of the observer several percent of the total stellar surface area. Theoretical calculations of dipole, quadrupole, and sextapole fields in single stars demonstrate several equilibrium points above the stellar surface, where material can linger. A necessary and sufficient condition for their presence is for the mass density per unit flux to be almost stable (or to decrease slowly) in the direction of the effective gravity of the star (Ferreira 2000). A stable equilibrium can thus be retained for a few hundred Gauss of magnetic field strength; this is observed

in fast-rotating low-mass stars and is definitely expected in MCV donor stars. Slingshot prominences have been previously reported to be present in disk CVs above the period gap, but their lifetimes seem to be of the order of a few days (e.g., Watson et al. 2007). In single stars, circumstellar loops of magnetically confined material are longer lived, but their prominences evolve on timescales of hours (Donati et al. 2000; Dunstone et al. 2006). In polar donor stars, we have indications that these satellites are persistent and stable and have the same structure on timescales of years (e.g., AM Her; Kafka et al. 2008). It is very likely that in polars, magnetic field interactions between the WD and its companion could provide a stabilizing mechanism.

In this regard, the answer to the puzzle probably lies in the geometry and configuration of the magnetic field interactions between the two stars in the binary. A series of papers (Li et al. 1994, 1995; Li & Wickramasinghe 1998) exploring the principles and geometry of magnetic braking in polars introduce the concepts of areas of open magnetic field lines (“wind zones”) and areas of closed magnetic field lines (“dead zones”) in MCVs. Our special interest in this configuration is the location of the system's dead zones, which are closed magnetic field loops connecting the two stars. In the dead zones, the magnetic pressure is greater than the thermal pressure of the gas, enabling gas flow from the M star to the WD, leading to angular momentum exchange (Li & Wickramasinghe 1998). The magnetic dipole orientation of the two stars with respect to each other and with respect to the orbital plane is a key factor in the formation of the dead zones in the binary. The authors conclude that, if the inclination of the WD magnetic dipole is less than 25° in MCVs, the dead zones are more efficient, leading to a reduction of open magnetic field lines, which are in turn responsible for magnetic braking. This explanation is consistent with magnetic braking being less important in MCVs (which is observationally confirmed). This also provides numerous channels for material exchange between the two stars. Material can flow within the dead zones of the binary, with little (or no) changes in its velocity since it is confined by the magnetic field of the binary. This is the principle of the “magnetic siphon” that is considered to be in action in detached magnetic WD–M dwarf binaries (Webbink & Wickramasinghe 2005). However, Kafka et al. (2010) recently reported spectroscopic observations of the detached short-period ($P \sim 4.2$ hr) magnetic WD/dMe binary J204827.9+005008.9, in which such satellites are not present, even though the magnetic WD is accreting the wind of its companion at a rate similar to that in low-state polars, ruling out that the satellites are due to a magnetic siphon alone. This is also an indication that these satellites are somehow connected to the accretion history of the binary (perhaps they are formed when the donor star first comes in to contact with its Roche lobe), and thus they are expected to be present in semi-detached systems alone.

In the polars of our sample, the key ingredient in the magnetic confinement scenario is that the M star needs to have a large-scale dipole field (which is also the means for magnetic braking leading to angular momentum loss from the binary). Recent observations of M4 stars revealed the presence of axisymmetric large-scale poloidal fields (Morin et al. 2008); their origin is still unknown. At the same time, this allows for large-scale dipole structures to be possible in polar donor stars, even in the case of fully convective M dwarfs. Therefore, if those satellite components are somehow formed as a result of the accretion process, then they could be a stable feature of the system from the very beginning of its formation as a polar. According to the

¹³ Slingshot prominences in fast-rotating single stars correspond to material accumulated at a height where centrifugal forces balance gravity and magnetic tension in a corotating atmosphere (Collier Cameron & Robinson 1989).

standard scenario for CV evolution, CVs form when the M star comes into contact with its Roche lobe which, in most cases, happens when the binary is above the period gap (and the donor star is not fully convective). The binary evolves toward shorter periods by losing mass and angular momentum from magnetic braking. If those satellite structures are somehow associated with the process of the M star coming into contact with its Roche lobe, then as long as the M star remains in contact with its Roche lobe, the satellites will always be present in the binary, regardless of the secular/structural evolution of the donor star.

Observational evidence indicates that there is no significant period gap for MCVs (Webbink & Wickramasinghe 2002). This means that the donor stars in MCVs never detach from their Roche lobes once the CV is formed and the flow of material from the magnetic structures that are represented by the satellite structures is never interrupted during the life of the CV. Therefore, they can be present even when these donor stars are fully convective, which is the case in most systems in Table 2. In this scenario, at least one of the satellites (satellite 2) represents material flowing along super-prominences (large magnetic loops) formed in the dead zones of the binary, either connecting the two stars or on the M star itself.

5. FINAL REMARKS

We present an orbit-resolved study of the MCV BL Hyi in its low state and explore the origin of its $H\alpha$ line components. We conclude that the characteristics of those satellites are similar to those found in earlier studies of other low-state MCVs. We also present an overview of the properties of the satellites for all the group members outlining their properties and attempting to pinpoint their origin. Our main findings are listed below.

1. We report the presence of two satellites' features in $H\alpha$ in BL Hyi which have a sinusoidal-like appearance in the trailed spectrum and cross the sinusoid of the central $H\alpha$ line component. They also have a phase shift with respect to the central component.
2. Dynamical arguments and our Doppler maps support that this material cannot originate from the L4/L5 points of the binary, since this would require impossibly large M-dwarf masses.
3. In the five polars we compared, the phasing and appearance of the low-state satellite 1 line component are similar to that of the high-state AM Her feature identified as HVC-Si iv.
4. Satellite 2 likely has a magnetic origin in the form of large loop prominence-like material released from the active donor star. Magnetic field interactions between the two stellar components should keep those structures in place for times longer than the observed lifetimes of prominences in single fast rotating stars. This emission can be stationary and/or can be streaming toward the WD; the kinematics are uncertain reflecting the lack of relevant theoretical work.
5. Our comparison with the emission line properties of J2048 (detached magnetic WD-M dwarf) indicates that these super-prominences are not likely to result from magnetic field interactions between the magnetic WD and its companion alone. Their formation mechanism and their role on the evolution of the binary is a big puzzle, providing a challenging problem for theoretical models. Most importantly, we do not know the association of those features with the accretion process and their importance for the secular evolution of CVs.

Since the emitted gas in those satellites is formed because of material ejected in prominence-like structures, they are likely present in disk CVs above the period gap as well, however, their evolution with time is unknown since, in that case, there is no strong WD magnetic field to ensure their longevity and stability.

REFERENCES

- Araujo-Betancor, S., Gänsicke, B. T., Long, K. S., Beuermann, K., de Martino, D., Sion, E. M., & Szkody, P. 2005, *ApJ*, **622**, 589
- Beasley, A. J., & Guumldel, M. 2000, *ApJ*, **529**, 961
- Beuermann, K., Euchner, F., Reinsch, K., Jordan, S., & Gänsicke, B. T. 2007, *A&A*, **463**, 647
- Beuermann, K., & Schwöpe, A. D. 1989, *A&A*, **223**, 179
- Bonnet-Bidaud, J. M., et al. 2000, *A&A*, **354**, 1003
- Collier Cameron, A., & Robinson, R. D. 1989, *MNRAS*, **238**, 657
- Cropper, M. 1987, *MNRAS*, **228**, 389
- de Martino, D., et al. 1998, *A&A*, **333**, L31
- Diaz, M. P., & Steiner, J. E. 1994, *A&A*, **283**, 508
- Donati, J.-F., Mengel, M., Carter, B. D., Marsden, S., Collier Cameron, A., & Wichmann, R. 2000, *MNRAS*, **316**, 699
- Dunstone, N. J., Cameron, A. C., Barnes, J. R., & Jardine, M. 2006, *MNRAS*, **373**, 1308
- Ferrario, L., Tuohy, I. R., & Wickramasinghe, D. T. 1989, *ApJ*, **341**, 327
- Ferreira, J. M. 2000, *MNRAS*, **316**, 647
- Gänsicke, B. T., Fischer, A., Silvotti, R., & de Martino, D. 2001, *A&A*, **372**, 557
- Gänsicke, B. T., Hoard, D. W., Beuermann, K., Sion, E. M., & Szkody, P. 1998, *A&A*, **338**, 933
- Heerlein, C., Horne, K., & Schwöpe, A. D. 1999, *MNRAS*, **304**, 145
- Hessman, F. V., Gänsicke, B. T., & Mattei, J. A. 2000, *A&A*, **361**, 952
- Hoard, D. W. 1999, in ASP Conf. Ser. 157, Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables, ed. C. Hellier & K. Mukai (San Francisco, CA: ASP), **201**
- Honeycutt, R. K., & Kafka, S. 2004, *AJ*, **128**, 1279
- Howell, S. B., Harrison, T. E., Campbell, R. K., Cordova, F. A., & Szkody, P. 2006, *AJ*, **131**, 2216
- Howell, S. B., Walter, F. M., Harrison, T. E., Huber, M. E., Becker, R. H., & White, R. L. 2006, *ApJ*, **652**, 709
- Kafka, S., Honeycutt, R. K., Howell, S. B., & Harrison, T. E. 2005a, *AJ*, **130**, 2852
- Kafka, S., Howell, S. B., Honeycutt, R. K., & Robertson, J. W. 2007, *AJ*, **133**, 1645
- Kafka, S., Ribeiro, T., Baptista, R., Honeycutt, R. K., & Robertson, J. W. 2008, *ApJ*, **688**, 1302
- Kafka, S., Robertson, J., Honeycutt, R. K., & Howell, S. B. 2005b, *AJ*, **129**, 2411
- Kafka, S., Tappert, C., & Honeycutt, R. K. 2010, *MNRAS*, **403**, 755
- Li, J., & Wickramasinghe, D. T. 1998, *MNRAS*, **300**, 718
- Li, J., Wickramasinghe, D. T., & Wu, K. 1995, *MNRAS*, **276**, 255
- Li, J. K., Wu, K. W., & Wickramasinghe, D. T. 1994, *MNRAS*, **268**, 61
- Livio, M., & Pringle, J. E. 1994, *ApJ*, **427**, 956
- Marsh, T. R., & Horne, K. 1988, *MNRAS*, **235**, 269
- Mason, E., Howell, S. B., Barman, T., Szkody, P., & Wickramasinghe, D. 2008, *A&A*, **490**, 279
- Mennickent, R. E., Diaz, M. P., & Arenas, J. 1999, *A&A*, **352**, 167
- Morin, J., et al. 2008, *MNRAS*, **390**, 567
- Mukai, K. 1988, *MNRAS*, **232**, 175
- Oestreich, R., Seifert, W., Wunner, G., & Ruder, H. 1990, *ApJ*, **350**, 324
- Pickles, A. J., & Visvanathan, N. 1983, *MNRAS*, **204**, 463
- Ramsay, G., Cropper, M., & Mason, K. O. 1996, *MNRAS*, **278**, 285
- Ratering, C., Bruch, A., & Diaz, M. 1993, *A&A*, **268**, 694
- Robertson, J. W., Howell, S. B., Honeycutt, R. K., Kafka, S., & Campbell, T. 2008, *AJ*, **136**, 1857
- Schwöpe, A. D., Schwarz, R., & Greiner, J. 1999, *A&A*, **348**, 861
- Shakhovskoy, N. M., Alexeev, I. Y., Andronov, I. L., & Kolesnikov, S. V. 1993, *Cataclysmic Variables Relat. Phys.*, **10**, 237
- Spruit, H. C. 1998, arXiv:astro-ph/9806141
- Thorstensen, J. R., Schommer, R. A., & Charles, P. A. 1983, *PASP*, **95**, 140
- Visvanathan, N., Bessell, M. S., & Wickramasinghe, D. T. 1984, *IAU Circ.*, **3923**, 2
- Visvanathan, N., & Pickles, A. 1982, *Nature*, **298**, 41

- Walter, F. 2009, Wild Stars in the Old West. II. The 14th North American Workshop on Cataclysmic Variables and Related Objects (<http://www.noao.edu/meetings/wildstars2/wildstars-presentations.php>)
- Watson, C. A., Dhillon, V. S., Rutten, R. G. M., & Schwope, A. D. 2003, *MNRAS*, **341**, 129
- Watson, C. A., Steeghs, D., Shahbaz, T., & Dhillon, V. S. 2007, *MNRAS*, **382**, 1105
- Webbink, R. F., & Wickramasinghe, D. T. 2002, *MNRAS*, **335**, 1
- Webbink, R. F., & Wickramasinghe, D. T. 2005, in ASP Conf. Ser. 330, The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects, ed. J.-M. Hameury & J.-P. Lasota (San Francisco, CA: ASP), 137
- Wickramasinghe, D. T., Visvanathan, N., & Tuohy, I. R. 1984, *ApJ*, **286**, 328
- Wolff, M. T., Wood, K. S., Imamura, J. N., Middleditch, J., & Steiman-Cameron, T. Y. 1999, *ApJ*, **526**, 435
- Wright, A. E., Stewart, R. T., Nelson, G. J., Slee, O. B., & Cropper, M. 1988, *MNRAS*, **231**, 319

ACTIVITY ON THE M STAR OF QS Vir

T. RIBEIRO¹, S. KAFKA², R. BAPTISTA¹, AND C. TAPPERT³¹ Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Campus Trindade, 88040-900 Florianópolis, SC, Brazil² Department of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution of Washington, 5241 Broad Branch Road NW, Washington, DC 20015, USA; tiago@astro.ufsc.br³ Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica, Vicuña Mackenna 4860, 782-0436 Macul, Chile

Received 2009 July 10; accepted 2009 November 17; published 2009 ???

ABSTRACT

We report analysis of VRIJH photometry and phase-resolved optical spectroscopy of the eclipsing DA white dwarf (WD) plus dMe dwarf binary QS Vir. Modeling of the photometric data yields an inclination of $i = 74.9 \pm 0.6$ and a mass ratio of $q = M_2/M_1 = 0.50 \pm 0.05$. Our Doppler maps indicate the presence of material in the Roche lobe of the WD, at a location near the M star, likely due to accretion from the stellar wind of the M star (as opposed to Roche-lobe overflow accretion). We also constructed images of the brightness distribution of the M star at different epochs which reveal the location of two stable active regions. Doppler tomography shows that the majority of the hydrogen and Ca II H&K emission originates on the active M dwarf, likely distributed in two preferred activity longitudes, similar to active regions on BY Dra and FK Comae systems.

Key words: binaries: eclipsing – stars: activity – stars: individual (QS Vir)

Online-only material: color figure

1. INTRODUCTION

The progenitors of close binary stars with a white dwarf (WD) as a primary (i.e., more massive) component are thought to be initially wide detached binaries. In the course of its nuclear evolution, the more massive star expands first. If the separation is sufficiently small, this will yield a common envelope configuration, where both the remaining core of the more massive star and its lower mass companion revolve around each other within the expelled material from the primary. Responding to the enhanced angular momentum loss due to friction, the separation between the two stars decreases, and when the envelope material is expelled as a planetary nebula, the aforementioned close binary emerges. Such systems are known as post-common envelope binaries (PCEBs).

Angular momentum is continuously lost via gravitational radiation and via a magnetically confined stellar wind from the main-sequence star component (*magnetic braking*). As a result, the orbital period (and the binary separation) decreases with time, until the lower mass dwarf eventually fills its Roche lobe. Mass transfer then starts through the inner Lagrangian point (L1) of the binary, dumping material onto the WD via an accretion disk or the magnetic field lines of the WD. When the dwarf is a K/M star, those systems are known as cataclysmic variables (CVs).⁴ The orbital period (and the binary separation) at which first contact occurs depends strongly on the radius/mass of the low-mass main-sequence star (secondary) and on the mass of the WD (primary). If the time required for the secondary star of a PCEB to come into contact with its Roche lobe is shorter than the Hubble time (~ 10 Gyr) the system is called a pre-CV (Schreiber & Gänsicke 2003).

QS Vir (or EC 13471-1258) is an eclipsing WD+M dwarf binary system, discovered in the Edinburgh-Cape Blue Object Survey (Stobie et al. 1997). Kawka et al. (2002) and O’Donoghue et al. (2003, hereafter DOD03) provided an extensive study of the system, combining photometric monitoring, time-resolved spectroscopy, and (in the latter case) UV spectra. Measuring the

rotational velocity of the WD DOD03 shows that it is consistent with that of accreting CV primaries (Szkody & Mateo 1986). Therefore, they proposed that the system is not a pre-CV, but instead a hibernating CV; i.e., a former CV that became detached as the consequence of a nova eruption (Prialnik & Shara 1986; Shara et al. 1986). Their photometric monitoring for over 10 years revealed small orbital period deviations from a linear ephemeris which they suggest is a result of random variation in the orbital period of the system, possibly caused by activity on the M secondary. A number of optical flares were observed, confirming that the M star is magnetically active. Phase-resolved optical spectra suggested that low level accretion is actually taking place in the system.

We present here additional time-resolved blue spectra of the system using the RC Spectrograph at the Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO) 4.0 m Blanco Telescope and Echelle spectra taken with the VLT, as well as recent near-infrared photometric data acquired with the Brazilian 1.6 m Perking & Elmer telescope at Pico dos Dias. We also analyze the R and V(RI)c light curves of Kawka et al. (2002) and DOD03. We use a light curve inversion method and Doppler tomography (DT) to explore the active regions on the M star, providing a pictorial guide to their location and evolution. This paper is organized as follows. In Section 2, we present data acquisition and reduction procedures, while in Section 3 we report the results from the analysis of the data with the different tools. We follow with a discussion of the combined analysis and a comparison with previous results in Section 4. Final remarks conclude our paper in Section 5.

2. DATA ACQUISITION AND REDUCTION

2.1. Near-IR Photometry

NIR photometry of QS Vir was collected with the CAMIV infrared camera attached to the 1.6 m Perkin & Elmer telescope of the Observatório do Pico dos Dias (OPD/LNA), in southern Brazil, on 2008 March 18. CAMIV has a 1024×1024 pixels HAWAII detector cooled to 77 K, designed for observations at $0.8\text{--}2.4 \mu\text{m}$ (for further details see Rodrigues et al. 2006). The

⁴ For a comprehensive description of CVs the reader is referred to Hellier (2001) and Warner (1995).

Table 1
Log of Observations

Obs. Type	Date	Filter	No Exposures	Exp. Time (s)	Ndith	Start	End
Photometry	2008 March 18	<i>J</i>	53	45	4	2454544.591	2454544.659
Photometry	2008 March 18	<i>H</i>	49	30	4	2454544.595	2454544.660
Spectroscopy	2007 March 20		46	180	...	2454177.833	2454177.846
Echelle	2007 July 16		1	1800	...	2454329.538	...

sky was patchy at the night of the observation and the humidity was very high, interrupting the observations before completion of a full orbit. Fast wind was also blowing at the dome, tilting the telescope in some cases. A log summarizing the observations is presented in Table 1.

In order to avoid cycle to cycle brightness variations (very common in QS Vir, DOD03), the photometry was performed in a quasi-simultaneous mode, alternating between *J* and *H* filters after each dithering sequence. Data reduction was performed with CIRRED/IRAF.⁵ The nonlinearity, inherent to all reversed polarized semiconductor detectors, was corrected using the task IRLINCOR with the linear coefficient provided by Justiniano (2004). A mask for bad pixels was constructed using a normalized median of flat-field images. Sky level and dark frame subtraction as well as flat-field division and bad pixel mask corrections were applied to each frame.

Aperture photometry was then extracted for the target star and five other nearby field stars, with the brighter field star being used as a reference star for differential photometry. This procedure minimizes the effects of sky transparency variations along the night and is particularly useful for non-photometric nights—such as that of our observations. In order to keep track of the changing position of the stars in the field due to the dithering procedure, we have used the task IMMATCH/CTIO. The relative magnitude of the target was converted to absolute flux (in mJy) using the absolute magnitude of the reference star together with zero-point constants provided by the Two Micron All Sky Survey (2MASS) project (Skrutskie et al. 2006). The data were phase-folded according to the mid-eclipse ephemeris of DOD03,

$$T_{\text{mid}}(E) = \text{HJD}2448689.64062 + 0.150757525 \cdot E, \quad (1)$$

where E is the eclipse cycle.

2.2. Spectroscopic Observations

Most of our spectroscopic observations were obtained with the RC Spectrograph on the CTIO 4 m Blanco telescope on 2007 March 20. We obtained 46 spectra using the KPGL3 grating, yielding a spectral range from 3800 to 7500 Å at 1.2 Å pixel⁻¹, which provided a resolution of ~ 3 Å. A log of our observations is included in Table 1. For detector calibrations, we used the standard IRAF procedures, and for data reductions we used IRAF's ONEDSPEC/TWODSPEC packages. Due to non-photometric conditions (some passing clouds) we did not obtain spectroscopic standards; therefore our data are not flux calibrated. Example spectra are presented in Figure 3.

The Echelle spectrum was taken as a 30 minute exposure on 2007 August 16 with UVES at UT1, ESO-Paranal. The DIC2 mode was used with cross-dispersers 2 and 4 and

central wavelengths 3900 Å and 7600 Å. Reduction of the data was performed using the Gasgano interface with the ESO/UVES pipeline scripts. This included bias subtraction, flat-fielding, wavelength calibration, and the correction for the instrumental response function and atmospheric extinction using flux standard LTT 7987. The output consists of three spectra with useful data in wavelength ranges 3800–4510 Å, 5720–7480 Å, and 7700–9430 Å, respectively. The spectra have slightly different resolving powers around $R \sim 70,000$.

3. DATA ANALYSIS AND DISCUSSION

3.1. Photometry

The $V(\text{RI})_c$ data of DOD03 (see their Table 6) consist of four consecutive nights of observations in 1993. We will refer to the different sets of light curves from HJD 2449161 to 2449164 as JD1 to JD4, respectively⁶ and to our NIR light curves of HJD 2454544 (from 2008) as JD7. In addition, the R data from Kawka et al. (2002) consist of two cycles separated by approximately 3 days and will be referred to as JD5 and JD6. In Figure 1, we present our JH light curves and the JD2 $V(\text{RI})_c$ data set from DOD03 together with a model fit to the data.

Figure 1 shows that the eclipse of the WD (primary) becomes shallower and the ellipsoidal modulations of the secondary more pronounced with increasing wavelength, i.e., the contribution of the cool secondary becomes more important than that of the compact hotter primary at longer wavelengths. In order to probe the photometry for information on the system components, we have applied a light curve synthesis code similar to the Wilson & Devinney (1971) code. For a detailed description of our procedure see Ribeiro et al. (2007). In short, we assume that the surface of the secondary star is given by one gravitational equipotential within its Roche lobe and we modify its radiation field to account for gravity- and limb-darkening effects. Because the primary is assumed to be a point-like source its ingress/egress features (partial eclipse phases) are not modeled.

As a starting point to the fitting procedure, we estimated the WD flux F_1 at each wavelength from the depth of the eclipses and assumed that F_1 is constant throughout the orbit. We also obtained an initial estimate of the M star flux F_2 at each wavelength from the average flux during eclipse. The best-fit solution is obtained by an algorithm that searches for the set of parameters which minimizes the normalized χ^2 constraint function,

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \times \sum_{n=1 \dots N} \left[\frac{F_o(\phi_n) - F_m(\phi_n)}{\sigma_o(\phi_n)} \right]^2, \quad (2)$$

where $F_o(\phi)$ and $F_m(\phi)$ are the observed and modeled fluxes at phase ϕ , respectively, N is the number of points in the light curve, and $\sigma_o(\phi)$ is the flux error at phase ϕ .

⁵ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

⁶ JD1 = HJD 2449161; JD2 = HJD 2449162; JD3 = HJD 2449163 and JD4 = HJD 2449164.

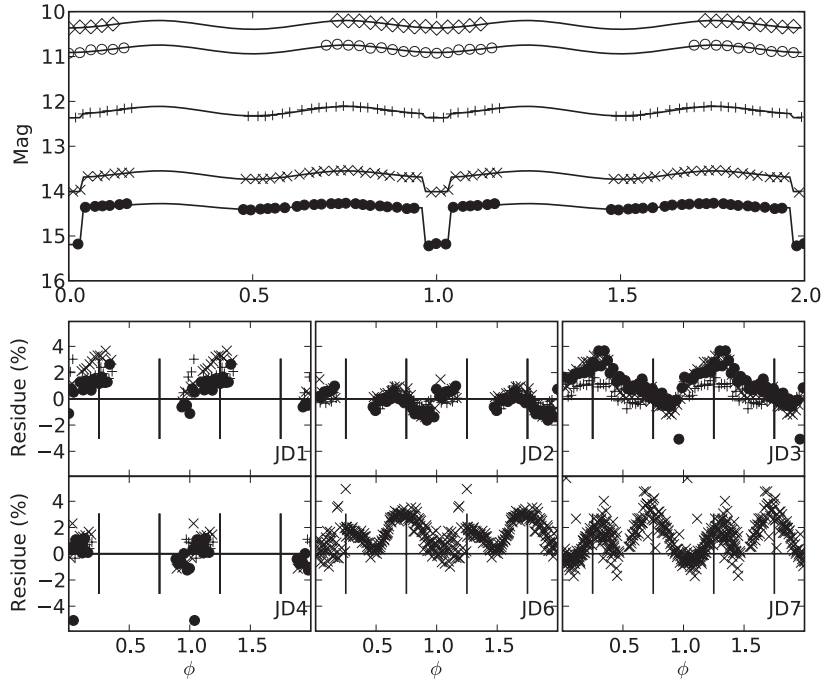


Figure 1. Upper panel shows our NIR light curves and JD2 data from O’Donoghue et al. (2003) of QS Vir. Model light curves are shown as solid lines and different symbols are used for each filter. From top to bottom, the NIR light curves are shown as open diamonds (H) and open circles (J) and the JD2 are in plus signs (I), crosses (R), and filled circles (V). The phases are repeated for better visualization. In the six bottom panels, the residue shows deviations from the model (obtained for the NIR and JD2 light curves) to the VRI data of JD1, JD2, JD3, and JD4 and the R data of JD5 and JD6. The symbols are the same as in the top panel, for each filter. A horizontal line depicts level zero and vertical lines depict phases of quadrature ($\phi = 0.25, 0.75, 1.25, \text{ and } 1.75$).

The light curves are fitted simultaneously for a single set of q , i , and r_2 ⁷ values. Since the relative contribution of each star changes with wavelength, we adjusted F_1 and F_2 , the contributions of the WD and secondary, respectively, accordingly in each data set. The resulting parameters (and corresponding χ^2 values) are listed in Table 2 and were used to produce the model light curves of Figure 1. The values listed in Table 2 are the median values obtained through 10^3 Monte Carlo simulations, while the errors are the corresponding standard deviations. For each Monte Carlo simulation, the value of each data point in the light curves is changed according to a Gaussian distribution with mean equal to the true data point and width equal to its photometric uncertainty. Each Monte Carlo light curve is then subjected to the same real data fitting procedure. Although a fraction of simulations ($\sim 20\%$) results in secondaries filling the Roche lobe, all resulting values are used to estimate the uncertainties. Table 2 lists the radius of the secondary (r_2) and the volumetric radius of its Roche lobe (r_{RL} , as proposed by Eggleton 1983), both in units of the orbital separation (a). We also show the resulting radius of the secondary in units of its Roche lobe radius (r_2/r_{RL}).

The values obtained by the light curve modeling procedure are in excellent agreement with those of DOD03, which were independently obtained by combining the measurements of eclipse width and partial phases duration with K_1 and K_2 velocity measurements. However, the resulting χ^2 ($\gtrsim 2$) for the fit to the $V(\text{RI})_c$ data is somewhat higher than expected for a good fit (~ 1.0), showing similar deviations in the $(O - C)$ diagram for all filters (see bottom panels of Figure 1). The amplitude of the deviations in the JD2 light curves is similar in V and R, and lower by a factor of 2 in the I band. A similar analysis is performed

⁷ The radius of the secondary star in units of the orbital separation (a).

Table 2
Model Parameters from the Light Curve Fits and Resulting Binary Parameters

Parameter	V	R	I	J	H
F_2 (mJy)	3.05 ± 0.02	7.66 ± 0.04	28.2 ± 0.1	68.3 ± 0.4	72.8 ± 0.4
F_1 (mJy)	3.42 ± 0.02	2.60 ± 0.05	2.2 ± 0.2	0.9 ± 0.1	1.0 ± 0.2
χ^2	2.74	2.62	1.20	1.05	0.94
Simultaneously fitted parameters					
$i = (74.9 \pm 0.6)^\circ$	$q = (0.50 \pm 0.05)$		$r_{\text{LR}} = (0.44 \pm 0.03)$		
$r_2 = (0.36^{+0.02}_{-0.06})$			$r_2/r_{\text{RL}} = (0.82^{+0.07}_{-0.2})$		
Binary parameters					
$M_1 = 0.6 \pm 0.3 M_\odot$	$M_2 = 0.3 \pm 0.1 M_\odot$		$R_2 = 0.43^{+0.04}_{-0.07} R_\odot$		
$d = 40 \pm 5 \text{ pc}$			$a = 1.2 \pm 0.1 R_\odot$		

Notes. The radius of the secondary star (r_2) and its volumetric radius (r_{LR} , Eggleton 1983) are given in units of orbital separation.

for the JD1, JD3, JD4, JD5, and JD6 data; the results are shown in the bottom panel of Figure 1. Since the JD5 and JD6 light curves are given in relative magnitudes (Kawka et al. 2002), it is not possible to flux calibrate this data set. Therefore, we use differential magnitudes for all our data in order to provide a direct comparison of the amplitude of the variations. Although different, the deviations from the model are present in all data sets. They are apparently larger for the JD1 and JD3 data and clearly larger for JD5 and JD6.

We checked whether the shape of the JD2 residual curve is a consequence of a wrong choice of system parameters. Given the symmetric shape of the ellipsoidal modulations, wrong values of orbital parameters (i , q , and r_2) or stellar component flux (F_1 and F_2) would produce systematic residual peaks at quadrature (orbital parameters) or conjunction (component

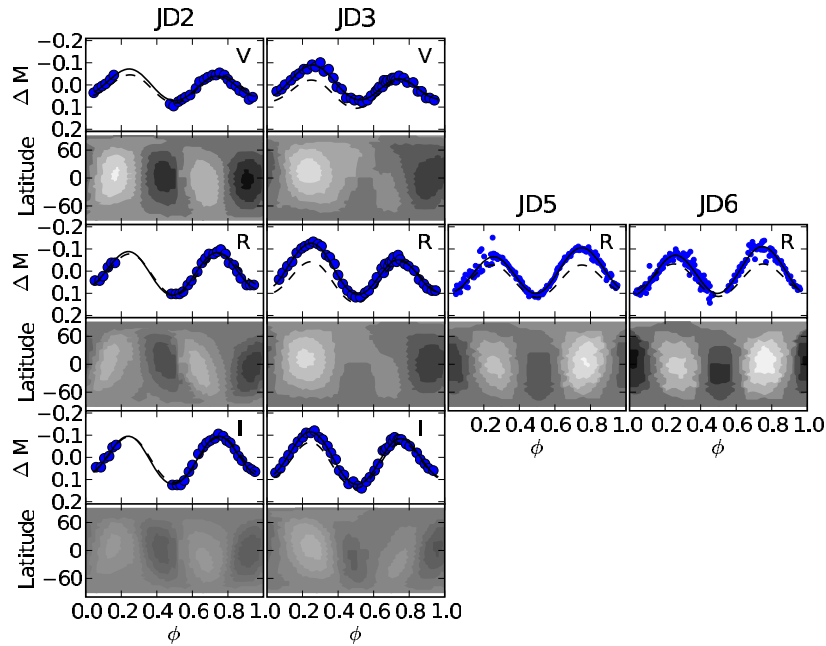


Figure 2. Application of the light curve inversion method on the differential light curves of JD2 (left), JD3 (middle), JD5 (upper right), and JD6 (lower right) data. The resulting light curves are plotted as solid lines, while the light curves for a uniform brightness distribution are shown as dashed lines. Below each light curve, we present the result of the light curve inversion method. Lighter regions are brighter.

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

flux). The observed residuals are different from both predictions. Alternatively, a small error in binary phase (say, $\delta\phi \sim 0.02$) could qualitatively explain the observed residuals. However, the amount of phase shift required to explain the residuals would result in a perceptible displacement of the sharp primary eclipses, which is also not observed. Therefore, the inferred systematic, phase-dependent residuals in the light curves seem to reflect intrinsic deviations from uniformity in the surface brightness distribution of the secondary star. We will return to this point later in the paper. We adopted the system parameters derived from the analysis of the JD2 plus JD7 light curves (which are flux calibrated) to compute the residuals of the JD5 and JD6 data.

In Table 2, we list the flux for each component of the system in each filter. We used FITSPEC/SYNPHOT to search for the best-fit blackbody spectrum to the observed WD and LMD V(RI)c JH fluxes. We infer temperatures of $T_1 = 18,000 \pm 5000$ K and $T_2 = 2800 \pm 200$ K for the primary and secondary, respectively. Furthermore, assuming radii of $R_1 = 0.011 R_\odot$ and $R_2 = 0.42 R_\odot$ (DOD03) we find distances of $d_1 = 60 \pm 20$ pc and $d_2 = 40 \pm 5$ pc. The large uncertainty obtained for the temperature and distance to the primary star is a consequence of using essentially red wavelength coverage to constrain the temperature of blue (hot) spectra.

DOD03 discuss the presence of a flare in their JD3 light curve at the beginning of their observations. Similar deviations from model light curves for a non-spotted secondary star were also reported by Kawka & Vennes (2005) (see their Figure 1) with regard to the JD5 and JD6 data. In the bottom panels of Figure 1, we show an $(O - C)$ of the JD3 data where it is possible to check the resulting increase in flux around phase 0.25, when the system is close to quadrature. Variations of comparable amplitude are also seen in JD5 and JD6. Motivated by the amplitude and shape of these variations, we applied a light curve inversion technique (Lanza et al. 1998) to assess the location of the active region(s)

responsible for the flaring (in the case of JD3) and the origin of surface brightness variations that could be responsible for the deviations of the JD2, JD5, and JD6 light curves from the model. Data from JD1 and JD4 were not included in this analysis due to their incomplete orbital coverage.

We have implemented the entropy inversion procedure described by Lanza et al. (1998), which has been successfully applied to data of active single M dwarf stars, in order to derive the position and number of spotted regions (Korhonen et al. 2007). Since the original description of the method concerns only single spherical stars, we included the tidal distortion of the surface of the M dwarf star of QS Vir. This allows our code to reproduce the model light curves of Figure 1 for a secondary star with uniform brightness. We then modified the intensities of a grid of surface elements, searching for the brightness distribution that yields the best fit to the data. The procedure attempts to simultaneously minimize the reduced χ^2 of Equation (2) and to maximize the entropy of the intensity grid (see Skilling 1987) in order to select the most featureless brightness distribution that fits the data. We must also keep in mind that the one-dimensional light curves do not provide information on the latitudinal position of spotted region and that, in this case, the entropy regularization algorithm tends to place structures at the center of the projected stellar disk.

We show the resulting model light curves of the inversion process as solid lines in Figure 2. Dashed lines show the orbital modulation of a uniformly bright secondary star as a comparison. The gray-scaled images presented in Figure 2 are the changes in the surface brightness distribution of the secondary required to produce the observed deviations from the orbital modulation of a distorted star with uniform brightness. All maps are shown in the same gray scale to allow for a direct comparison of different filters at different epochs. Since broadband photometry measures essentially the photosphere of the star, positive deviations from the uniform brightness

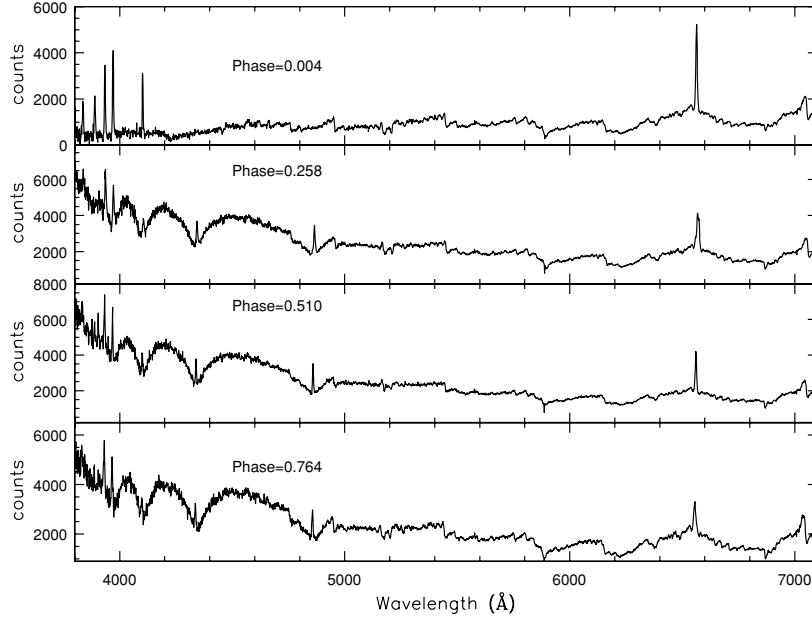


Figure 3. Example spectra of QS Vir. In the top panel, we show a spectrum taken during the eclipse, as can be noticed by the absence of the WD features.

model light curve (dotted lines) represent active, hot regions and will appear bright in the images. On the other hand, negative deviations represent cooler regions and will appear dark in the images.

The JD2 maps show that there are two different types of structures. Close to phases $\phi \sim 0.2$ and $\phi \sim 0.7$ we see two regions of increased emission that are ~ 0.5 in phase apart. It is also possible to see two regions of decreased emission at phases $\phi \sim 0.4$ and $\phi \sim 0.9$, also ~ 0.5 in phase apart. These structures, which represent spotted (cool) regions, are present in all three light curves and are more evident at shorter wavelengths (V). An interesting aspect of the morphology of the light curve is seen when comparing the ($O - C$) for the data of JD1 and JD4 to that of the JD2 and JD3 data. Despite the incomplete sample of the JD1 and JD4 data, there is a strong resemblance between the amplitude of the residual of the JD1 and JD3 light curves and JD2 and JD4 light curves, suggesting that the brightness of the relevant active regions changes on timescales of day.

The results for JD5 and JD6 are similar to those for JD2 in the overall shape and positioning of the features. We observe a small ($\Delta\phi \sim 0.05$) offset of the bright regions in the longitude of the two bright spots (from phase $\phi \sim 0.25$ in 1998 to phase $\phi \sim 0.3$ in 2000). Furthermore, we note that the brighter of the two spots is the one centered at phase $\phi \sim 0.8$ in JD5 and JD6 whereas for JD2 the brighter spot is the one centered at phase $\phi \sim 0.25$. Since the JD5 and JD6 data sets are not flux calibrated it is not possible to assess the correct flux level of the secondary star, which is essential for the fitting procedure. Therefore, caution must be exercised when comparing the results of the analysis of the DOD03 and Kawka et al. (2002) data sets. In each individual data set, it seems that active regions on this M star are stable and keep their location on timescales of, at least, a few days. A comparison of the 1998 and 2000 data suggests that these active regions may be relatively stable over much longer times, of the order of years. Two-spot configurations, 0.5 phases apart, are commonly present on single dM active stars, however their location on the surface of the star evolves with time (Vida & Oláh 2006). What we witness in QS Vir is likely in accord with “permanent active longitudes” on RS CVn binaries and

FK Comae stars, of active regions kept in place via tidal interactions of the two stellar components (Berdyugina & Tuominen 1998).

3.2. Spectroscopy

Figure 3 presents examples of our spectra, at four different orbital phases (inferior/superior conjunction and quadrature). The out-of-eclipse spectra are dominated by the underlying WD in the blue and the M star in the red. $H\alpha$ appears purely in emission along with the Ca II H&K lines, whereas the other Balmer lines show narrow emission cores on top of the broad absorption component from the WD. During eclipse, the only emission lines present are the $H\alpha$ and the Ca II H&K lines, confirming that the latter and most of the former originate on the M star (Figure 3, top).

Figure 4 presents trailed spectra for the Balmer and Ca II H&K emission lines and for the TiO molecular band. Apart from the $H\alpha$ emission line, all other Balmer emission lines are single-peaked and follow the motion of the M star (Figure 4). Their K velocities are presented in Table 3.

The $H\alpha$ line appears to have a more complex structure, presenting three distinct components. These components are also present in our Echelle spectrum of Figure 5. In Table 4, we summarize the properties of the emission line components obtained after a decomposition of the line profiles into Gaussians. The different components are shown as dashed lines in Figure 5 and are labeled accordingly. This spectrum was taken at a different epoch, indicating that the observed line structures are either persistent or at least very common for the $H\alpha$ line of QS Vir. The Echelle spectrum has a gap between 4500 and 5500 Å; therefore, it is missing the $H\beta$ line. Notwithstanding, $H\gamma$ shows the same configuration as $H\alpha$ while only one extra feature is detectable on $H\delta$. It is quite likely that the lower resolution of the CTIO spectra prevents us from distinguishing multiple components in the other Balmer lines (as indicated by the structure seen at $H\gamma$ in the Echelle spectrum). Possible mechanisms responsible for the asymmetric (and broadened) line profiles are the Stark effect and flaring on the M star. Comparing our line profiles with the

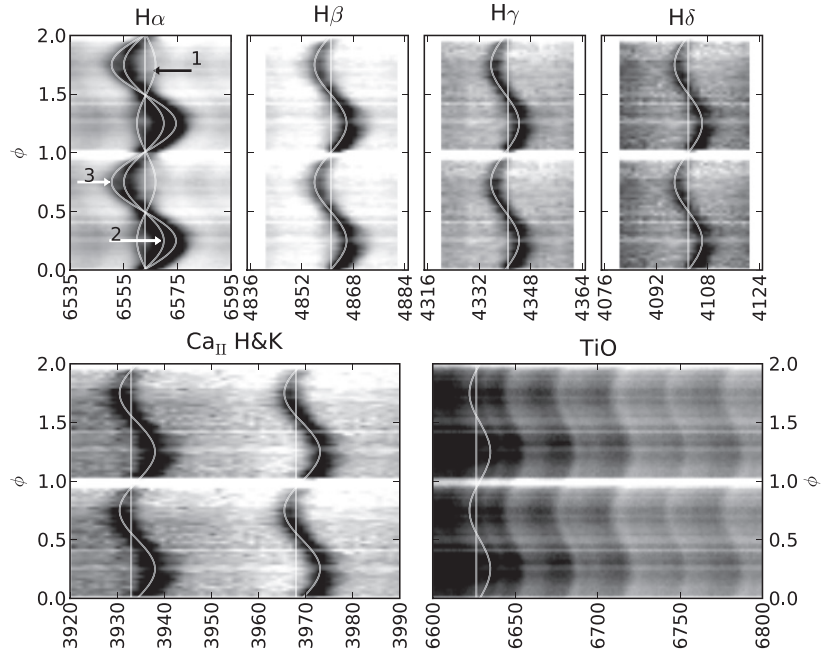


Figure 4. Trailed spectra of the major Balmer lines (top four panels) and the Ca II H&K doublet and the TiO absorption band of QS Vir spectra. The position of the rest wavelengths for each line/band and radial motion of the secondary are depicted as solid lines.

Table 3
Parameters of Emission Lines

Line	γ (km s ⁻¹)	K (km s ⁻¹)	ϕ_0
H α_1	18.6 ± 0.7	158 ± 18	0.08 ± 0.02
H α_2	-34.7 ± 0.9	307 ± 8	0.462 ± 0.004
H α_3	-23 ± 2	549 ± 4	0.457 ± 0.004
H β	-9.2 ± 0.6	307 ± 5	0.462 ± 0.003
H γ	-61.5 ± 0.6	297 ± 5	0.450 ± 0.003
H δ	-20.9 ± 0.9	285 ± 10	0.467 ± 0.006
Ca II H	53.4 ± 0.2	278 ± 4	0.452 ± 0.003
Ca II K	14.2 ± 0.2	281 ± 5	0.451 ± 0.003
TiO	...	256 ± 10	...

Table 4
Parameters of our Echelle Spectra Emission Lines

Component	v (km s ⁻¹)	EW	Flux
H α -1	-158	-5.19	32.5
H α -2	51	-1.25	133
H α -3	226	-3.00	76.7
H γ -1	-171	-0.24	2.86
H γ -2	56	-1.89	21.9
H γ -3	226	-0.69	6.97
H δ -1	104	-1.66	19.0
H δ -2	249	-0.28	3.30
Ca II H-1	183	-3.7	49.4
Ca II H-2	368	-2.93	6.90
Ca II K-1	-116	-0.25	3.45
Ca II K-2	119	-1.75	23.2
Ca II K-3	253	-0.69	9.06

models of Allred et al. (2005) (also see Figure 3 of Paulson et al. 2006), we favor a flare on the M star as the mechanism that causes asymmetric line profiles and variations on the equivalent widths (EWs) in the Balmer lines of QS Vir.

The K velocity of the TiO band was measured by cross-correlating all spectra in the data set with a template spectrum to find the best-fit velocity displacement in each case. As previously noticed by DOD03 and Kawka & Vennes (2005), the spectral type of the template star affects the resulting RV amplitudes and leads to systematic differences which are comparable to the internal errors of the fit. In order to avoid this, we have used the spectrum of QS Vir around mid-eclipse ($\phi = 0.034$) as our template. At these phases, only the secondary star contributes to the observed spectrum as the WD is eclipsed. This method has the advantage of avoiding the uncertainties associated with the choices of spectral type for the secondary star and determines the amount of line broadening one has to apply to a slowly rotating template star.

In addition to the selection of a correct template to correlate with the M star spectra, we have noticed that the choice of the spectral window has a strong impact on the resulting measured values. Specially, the selection of narrow spectral windows results in systematically lower values for the estimated K_2 , while

broader ranges result in larger values. We proceed implementing an iterative procedure that searches for the spectral range that minimizes the residue of the template spectra and spectra of the star corrected for the resulting radial velocity. This procedure results in $K_2 = 256 \pm 10$ km s⁻¹ with a wavelength range of $\lambda = [6940_{-5}^{+20} : 7250_{-20}^{+10}]$ Å. The uncertainty in the estimate of K_2 accounts for both the uncertainty in the fitting procedure and in the wavelength range selection.

Our resulting $K_2 (= 256 \pm 10$ km s⁻¹) is consistent with the findings of DOD03 ($K_2 = 266 \pm 6$ km s⁻¹), ($K_2 = 266 \pm 6$ km s⁻¹) LastNatClose) and Kawka et al. (2002, $K_2 = 241 \pm 8$ km s⁻¹). Adopting our inferred parameters (i , q , K_2 ; see Table 2) we find a binary solution with component masses of $M_1 = 0.6 \pm 0.3 M_\odot$ and $M_2 = 0.3 \pm 0.1 M_\odot$. The computed binary parameters are listed in Table 2.

For the two nights of our spectroscopic monitoring, we measured the EW of the full H α line; the outcome is presented in Figure 6 and the relevant measurements are presented in Table 5. The four spectra of night 1 were taken around phase 0.1 and have

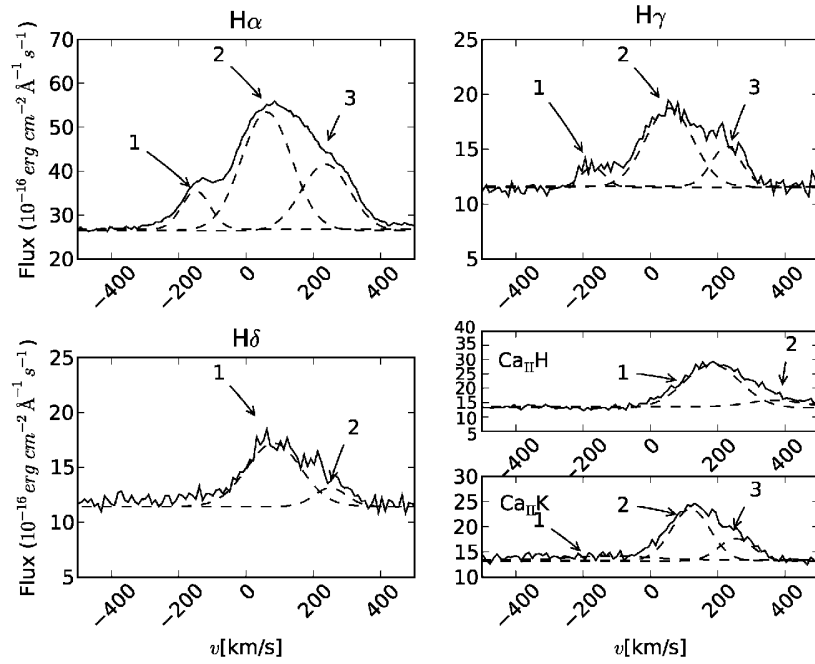


Figure 5. Echelle spectra of Balmer and Ca II H&K lines of QS Vir are shown as solid lines. In order to increase the signal-to-noise ratio (S/N) we have combined the data in bins of 0.1 Å. Dashed lines show the resulting fit of Gaussians to the line profile with arrows indicating each component (according to the results in Table 4).

EW of the full H α line close to 6 Å; this is similar to the Kawka et al. (2002) quiescent H α EW of 5.6 Å. This measurement should represent a constant “basal” coronal emission from the M star, indicative of its activity level. On night 2, the EW of the line is highly variable, reaching ~ -18 Å and -8 Å at phase 0.0 in two successive cycles. It is very likely that, at the second night of our observations, we observed a flare on the M star, with maximum strength at inferior conjunction of the star. The EW modulation is likely a combination of a projection effect (due to the rotation of the system) and flare evolution, decreasing its magnitude by almost 50% in the next cycle. Furthermore, the EW of the star declines to -6 Å between phases 0.5 and 0.75 but returns to a value of -8 Å at inferior conjunction. This abrupt “jump” of the EW value after phase 0.75 suggests that we either witness the end of the previous event or the beginning of a new one, best visible at phase 0.0. Taking the EW variation as an indication of the extent of the active region that is responsible for the observed activity, we assess that it should be centered at the back side of the M star. The EW measurements of the full H α line are presented in Table 5.

3.3. Doppler Imaging

An alternative representation of the emission line structure can be provided using DT techniques. It uses the changes in line profile with binary phase to compute a map of the line emitting sources in a two-dimensional Doppler velocity space. The technique assumes that (1) all points of the brightness distribution are equally visible at all phases; (2) there are no intrinsic changes in brightness with binary phase; (3) all movement is parallel to the orbital plane; (4) all brightness sources are fixed in the rotating binary frame; and (5) the intrinsic width of the line profile is negligible (Marsh 2001). We apply the maximum entropy code provided by Spruit (1998) to produce Doppler maps for H α , H β , H γ , H δ and also for the Ca II H&K doublet. For a more detailed description of the code, see Spruit (1998).

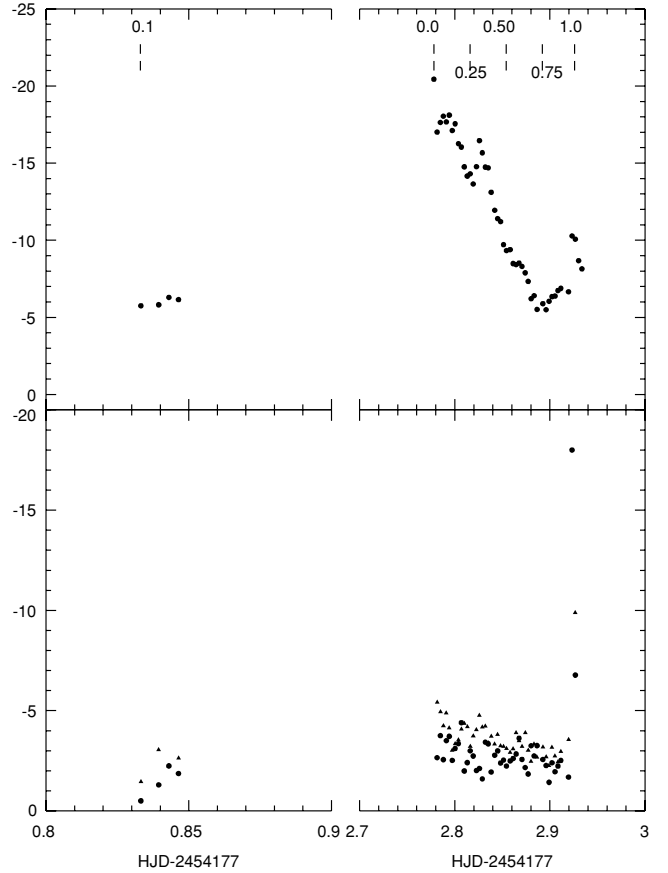


Figure 6. EW of the H α line (top) and Ca II H&K (bottom) vs. time. In the top figure, we mark the orbital phases of the system. See the text for details.

In order to make a direct comparison of our results with DODO3, we have made the same assumptions with respect to the geometrical position of the WD and the M star. Since DT

Table 5
EWs for the H α Line

HJD	Phase	EW (\AA)
2454177.8332	0.1039	-5.75
2454177.8395	0.1452	-5.82
2454177.8430	0.1689	-6.30
2454177.8464	0.1913	-6.15
2454179.7780	0.0042	-20.44
2454179.7814	0.0267	-17.01
2454179.7849	0.0494	-17.64
2454179.7880	0.0700	-18.04
2454179.7911	0.0906	-17.67
2454179.7942	0.1112	-18.11
2454179.7973	0.1318	-17.11
2454179.8004	0.1524	-17.55
2454179.8038	0.1753	-16.26
2454179.8069	0.1959	-16.04
2454179.8100	0.2165	-14.76
2454179.8132	0.2371	-14.16
2454179.8163	0.2577	-14.31
2454179.8194	0.2783	-13.65
2454179.8228	0.3008	-14.77
2454179.8259	0.3214	-16.46
2454179.8290	0.3420	-15.67
2454179.8321	0.3626	-14.74
2454179.8352	0.3832	-14.69
2454179.8383	0.4038	-13.11
2454179.8419	0.4279	-11.94
2454179.8450	0.4485	-11.40
2454179.8481	0.4691	-11.21
2454179.8512	0.4897	-9.71
2454179.8543	0.5103	-9.33
2454179.8582	0.5361	-9.39
2454179.8613	0.5567	-8.49
2454179.8644	0.5773	-8.42
2454179.8675	0.5979	-8.52
2454179.8707	0.6185	-8.31
2454179.8740	0.6409	-7.89
2454179.8771	0.6615	-7.33
2454179.8802	0.6821	-6.21
2454179.8834	0.7027	-6.41
2454179.8865	0.7233	-5.51
2454179.8926	0.7640	-5.89
2454179.8960	0.7865	-5.50
2454179.8991	0.8071	-6.04
2454179.9022	0.8277	-6.34
2454179.9053	0.8483	-6.38
2454179.9084	0.8689	-6.74
2454179.9115	0.8895	-6.88
2454179.9196	0.9432	-6.66
2454179.9232	0.9672	-10.28
2454179.9267	0.9901	-10.07
2454179.9301	0.0132	-8.68
2454179.9336	0.0363	-8.14

does not take eclipses into account, spectra taken during eclipse were excluded from the image reconstruction procedure. The results for all emission lines are presented in Figure 7.

The most prominent feature in all Doppler maps is emission component centered on the secondary star. For the H α line, this feature corresponds to our component 2 of the trailed spectrogram (Figure 4). Our H α map also presents emission from inside the Roche lobe of the WD (this corresponds to our component 1). The increased emission present at the back side of the secondary is the structure responsible for the component 3 or “H α_3 ” of the deconvolved spectra (see Figure 4 and

Table 6

Model Parameters used to Calculate the Position of the Center of Mass of Both Components and to Draw the Roche Lobe on the Doppler Maps

Parameter	Value
i	75.5
M_{WD}	0.78 M_{\odot}
M_2	0.43 M_{\odot}
P_{orb}	0.15075 d

Table 3). This indicates either that there is an additional source of emission at the back side of the M star, or that we observed the system when the M star was flaring, in agreement with our EW analysis conclusions of Figure 6.

A useful test to assess the validity of the results from DT is to compare maps produced for different half-cycles (from phases 0–0.5 and 0.5–1.0)⁸; this helps us to estimate what regions of the system are satisfying DT assumptions (e.g., Hoard et al. 1998; Marsh 2001). The outcome of this exercise is presented in Figure 8. The main difference observed for the first to second half-cycle H α maps is a reduction in the intensity of the corresponding features 1 and 3 of the trailed spectra (Figures 4 and 8). The bottom panel of Figure 8 shows the line profiles close to phases $\phi = 0.25$ and 0.75. If all assumptions of DT were satisfied, the two representations would be mirror images of each other (around zero velocity). However, the low velocity component is almost absent in the second half-cycle ($\phi = 0.75$) implying that it is either fading along the orbit or that it has an anisotropic emission.

4. DISCUSSION

It is challenging to pinpoint the source of origin and the mechanism for the various H α emission line components. Component 1 is more intriguing, since it seems to change with time. Material inside the WD’s Roche lobe was also present in the Doppler maps of DOD03 and was perceived as a persistent structure. Although the Doppler maps of DOD03 and ours are similar⁹ the location of the emission component originating inside the Roche lobe of the WD appears to be different. Since we have only one orbit of the binary (thus we can not assess orbital stability) this feature is either fading during our observations (therefore it is transient) or it has an anisotropic irradiation field and is seen preferentially at phase 0.25 compared to phase 0.75. An inspection of the trailed spectra of DOD03 (see their Figure 15) reveals that the same structure is also much fainter close to $\phi \sim 0.75$ than $\phi \sim 0.25$. However, their Doppler map was constructed using all the data from their spectroscopic observations (thus data from different epochs), which likely has smeared out any information about possible time evolution of the feature and/or its location in the WD Roche lobe at different times.

From our light curve models we derive a radius for the M star that is smaller than its Roche Lobe radius at the 2σ confidence level (see Table 2). Therefore, accretion should not take place through L1 as a result of standard Roche lobe overflow of the M star. At the same time, wind accretion is a possible scenario to explain material that lingers inside the Roche lobe of the WD, likely trapped by its gravitational potential. Active chromospheres of single M stars reach ~ 1.1 stellar radii and

⁸ Here phases 0 and 1 are used only as reference. As we have stated earlier, spectra during eclipse were excluded from the imaging process.

⁹ With the exception of the lack of feature 3 in the DOD03 data.

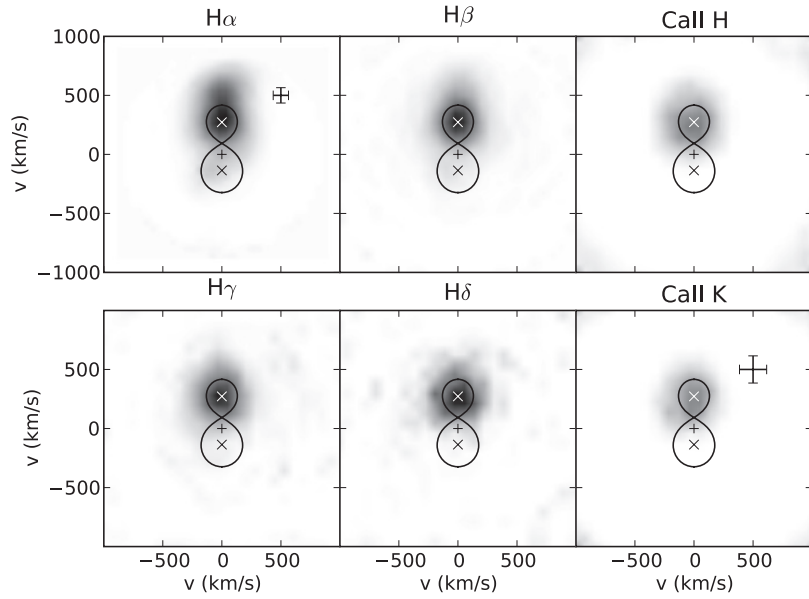


Figure 7. Doppler tomograms of Balmer and Ca II emission lines. Solid lines show the Roche lobe for the parameters listed in Table 6 and crosses depict the positions of the center of each component and of the center of mass of the system ($v = 0$). The black cross at the upper right panel of the $H\alpha$ and Ca II K maps represents the corresponding velocity-space resolution of the data.

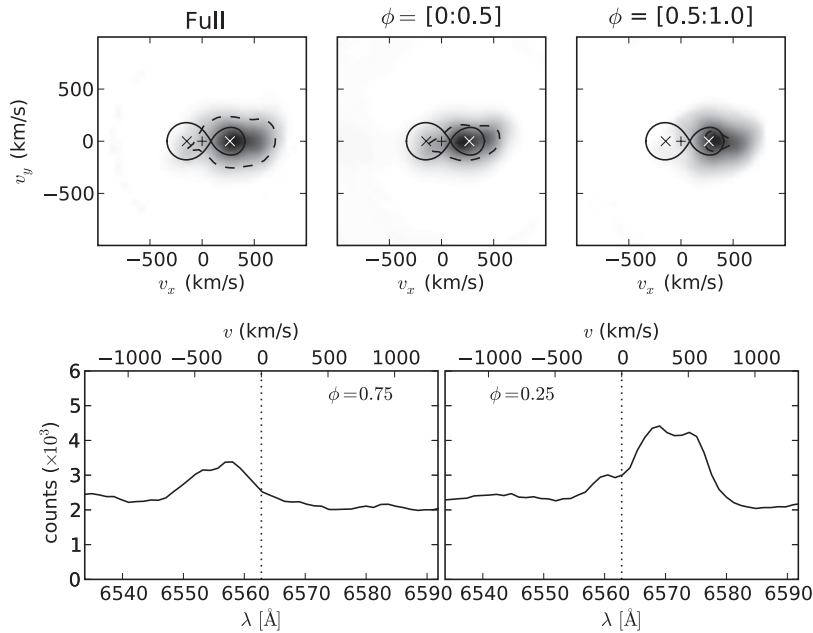


Figure 8. Upper panel: Doppler tomograms of $H\alpha$ comparing the map produced using all data for the second night of observations (Full) and for different half-cycles, of the same data set. A contour line depicts a region where the intensity is the same in all maps (set to the average of the middle panel map). Bottom panel: example of $H\alpha$ line profile separated by half a cycle. If all Doppler tomography assumptions were satisfied (see the text for details), the profile should be a mirrored image. The dotted vertical line depicts the zero-velocity position, i.e., assuming $\lambda_0(H\alpha) = 6562.8 \text{ \AA}$.

are also easily blown up as a stellar wind (Donati et al. 2000). There is some evidence that mass loss via stellar wind of early-type M stars is of the order of 10^{-15} – $10^{-14} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (see Debes 2006 for a detailed discussion). The low temperature of the WD, compared to CVs of the same orbital period (Szkody & Mateo 1986), and lack of observational evidence for an accretion disk suggest that if there is accretion then it should be at a very low level. We conclude that a stellar wind should be the origin of the material inside the Roche lobe of the WD in QS Vir. Nevertheless, with such a low \dot{M} it is hard to believe that any shock or collision will actually form from that material, which was the interpretation of DOD03 for the features inside the

WD Roche lobe, also observed in our $H\alpha$ trailed spectrum and Doppler maps. Material outside the Roche lobe or inside the lobe of the WD cannot be in a stable orbital motion with the system unless it is kept there by some factor other than gravity. An interesting alternative could be a gas cloud locked with the M star by a magnetic prominence system, as has been reported by Donati et al. (2000).

Using a light curve inversion method we assess the details in the brightness distribution of the M star at six epochs of asymmetric light curves (using data from DOD03 and Kawka et al. 2002). In Figure 2, we present our results for the epochs of observations that have good orbital coverage, namely, JD2,

JD3, JD5, and JD6. In JD2, there are two bright active regions centered at $\phi \sim 0.2$ and $\phi \sim 0.7$, which seem to be shifted slightly in phase ($\Delta\phi \sim 0.1$) in JD3. The JD3 map, in turn, is dominated by a strong flare, which will be commented later. From the partial light curves of JD1 and JD4, we have indications that these activity locations are also present during those epochs of observations. Interestingly, active regions at approximately the same region appear in JD5 and JD6.

The stability of active regions with time prompts to the consistency of active longitudes in RS CVn and FK Comae systems. Korhonen et al. (2009) find that such stable active regions correspond to locations where magnetic flux tubes of opposite polarity emerge on the surface of the stars. Although similar high-resolution long-term data are not available for QS Vir, it will be interesting to investigate if such active regions evolve in latitude—as is suggested by the analysis of the JD5/JD6 data sets—in synchronization with activity cycles of the M star, or if such cycles have no effect on the location of the activity regions in QS Vir-type binaries. Possible implications on the level of magnetic braking in such systems (and consequently on the evolution of pre-CVs) remain to be determined.

At JD3 the flare appears during eclipse and disappears half a cycle later as the binary rotates. The flare is likely located between $\phi \sim 0.2$ and $\phi \sim 0.4$ (Figure 2), centered on $\phi \sim 0.3$. Furthermore, in our spectra, the EWs of the total $H\alpha$ emission line indicate that a flare was also present during our spectroscopic observations. The EW analysis places the source of the variation at the back side of the M star, which is confirmed by the Doppler maps, reconstructed with the same data set. This does not come as a surprise, since this M star seems to be very active at all epochs of relevant observations (e.g., DOD03). Regarding the decrement observed in the intensity of the Balmer lines, i.e., the component being stronger in $H\alpha$ with decreasing intensity for the other Balmer components, we believe that the M star has experienced a solar-like flare (García-Alvarez et al. 2005). No similar structure at or close to that same region is found in the Doppler map of DOD03, supporting the suggestion that this is a transient feature.

A remarkable property of this system is its apparently high recurrence rate of flares which, in principle, could assist material finding its way to the WD. In the context of close detached binaries, there is evidence that tidal interactions can induce the emergence of magnetic flux tubes at preferred longitudes on the surface of the star (for example, Holzwarth & Schüssler 2003). With this scenario, it is possible to explain the presence of material co-rotating with the binary within the Roche lobe of the WD in QS Vir as material trapped in magnetic loops from the M star. Changes of the position of the corresponding feature will occur accordingly with the regeneration/evolution of the gas cloud and the geometry of the magnetic field of the M star at that location. Donati et al. (2000) measured a flux ratio of $H\alpha/H\beta \sim 10$ for the gas cloud of the post T Tauri star RX J1508.6–4423; our respective value is $H\alpha/H\beta \sim 14$ for the equivalent structure, in agreement with this interpretation.

5. SUMMARY AND CONCLUSIONS

The main results of our time-resolved photometry and optical spectroscopy can be summarized as follows:

1. We provided light curve models of QS Vir, which (combined with the subsequent determination of K_2) constraining of the binary parameters. The size of the M star yields a distance to the system of 40 ± 5 pc. We also find that the

M star radius is smaller than its Roche lobe radius at a 2σ confidence level which, therefore, suggests that accretion does not take place via Roche lobe overflow in QS Vir. The main binary parameter results are summarized in Table 2.

2. Surface images of the M star were constructed and show four active regions with two different morphologies. There are two cool spotted regions 0.5 in phase apart and two hot active regions also 0.5 in phase apart. This configuration is persistent during a flare observed on the JD3 light curves and in the JD5/JD6 data. The different data sets JD1 to JD4 and JD5/JD6 are separated by ~ 9 yr. The spot responsible for the flare on the JD3 data is centered at $\phi \simeq 0.3$ and occupies a sizable fraction of the star surface, with an azimuthal width of $\simeq 90^\circ$.
3. We have measured the RVs of the multi-component $H\alpha$ emission line and of other Balmer and Ca II H&K emission lines as well as of the TiO band. The results indicate that the chromospheric emission lines have larger K velocities than that expected for the center of mass of the M star (as measured by the TiO band). The results are listed in Table 3.
4. Analysis of our time-resolved spectroscopy and Doppler images of the $H\alpha$ emission line argue against the interpretation of the structures seen on the WD side of the binary as a result of low level accretion stream shock. It is likely that it is a result of wind accretion onto the WD. If the material inside the Roche lobe of the WD is long-lived, we suggest that it can be held in place by a prominence-like magnetic loop in a manner similar to that observed on single active stars (see Korhonen et al. 2009 and references therein).

The detection of $H\alpha$ emission from the WD side of the binary was interpreted as a residual of a previous accretion state of QS Vir, suggestive that this is a hibernating CV (DOD03). With the data in hand, we cannot examine the long-term spectroscopic behavior of the system in order to compare the location and strength of the material inside the Roche lobe of the WD with time, and assess its stability and persistence. Our data also provide no indication that QS Vir bears the characteristics of a hibernating CV. Since this is one of the few well-studied detached M dwarf–WD binaries, future observations complementing our work can assess the nature and stability of the active regions on the surface of the M star, and their role in angular momentum loss via magnetic braking, which drives the evolution of such systems.

We thank D.W. Hoard for useful comments on an earlier draft of the manuscript. T.R. acknowledges financial support from CAPES. R.B. acknowledges financial support from CNPq through grant 302.443/2008-8.

This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

Facilities: Blanco, VLT 8-m, OPD 1.6-m

REFERENCES

- Allred, J. C., Hawley, S. L., Abbot, W. P., & Carlsson, M. 2005, *ApJ*, 630, 573
 Baraffe, I., & Chabrier, G. 1996, *ApJ*, 461, L51
 Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
 Berdyugina, S. V., & Tuominen, I. 1998, *A&A*, 336, L25
 Debes, J. H. 2006, *ApJ*, 652, 636

Q4

Q5

Q6
Q7

Q8

- Donati, J.-F., Mengel, M., Carter, B. D., Marsden, S., Collier Cameron, A., & Wichmann, R. 2000, *MNRAS*, **316**, 699
- Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, **268**, 368
- Fernandez, J. M., et al. 2009, *ApJ*, **701**, 764
- García-Alvarez, D., Johns-Krull, C. M., Doyle, J. G., Ugarte-Urra, I., Madjarska, M. S., & Butler, C. J. 2005, *A&A*, **444**, 593
- Hellier, C. 2001, *Cataclysmic Variable Stars* (Berlin: Springer)
- Hoard, D. W., Szkody, P., Still, M. D., Smith, R. C., & Buckley, D. A. H. 1998, *MNRAS*, **294**, 689
- Holzwarth, V., & Schüssler, M. 2003, *A&A*, **405**, 303
- Justiniano, Jr., A. 2004, PhD thesis, INPE/MCT
- Kawka, A., & Vennes, S. 2005, *Ap&SS*, **296**, 481
- Kawka, A., Vennes, S., Koch, R., & Williams, A. 2002, *AJ*, **124**, 2853
- Kirkpatrick, J. D., & McCarthy, D. W., Jr. 1994, *AJ*, **107**, 333
- Korhonen, H., Brogaard, K., Holhjem, K., Ramstedt, S., Rantala, J., Thöne, C. C., & Vida, K. 2007, *Astron. Nachr.*, **328**, 897
- Korhonen, H., Hubrig, S., Berdyugina, S. V., Granzer, T., Hackman, T., Schöller, M., Strassmeier, K. G., & Weber, M. 2009, *MNRAS*, **395**, 282
- Lanza, A. F., Catalano, S., Cutispoto, G., Pagano, I., & Rodon, M. 1998, *A&A*, **332**, 541
- Marsh, T. R. 2001, in *Astromotography: Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, Lecture Notes in Physics, Vol. 573, ed. H. M.J. Boffin, D. Steeghs, & J. Cuypers (Berlin: Springer), **1**
- O'Donoghue, D., Koen, C., Kilkenny, D., Stobie, R. S., Koester, D., Bessell, M. S., Hambly, N., & MacGillivray, H. 2003, *MNRAS*, **345**, 506
- Paulson, D. B., Allred, J. C., Anderson, R. B., Hawley, S. L., Cochran, W. D., & Yelda, S. 2006, *PASP*, **118**, 227
- Prialnik, D., & Shara, M. M. 1986, *ApJ*, **311**, 172
- Régnier, S., & Canfield, R. C. 2006, *A&A*, **451**, 319
- Ribeiro, T., Baptista, R., Harlaftis, E. T., Dhillon, V. S., & Rutten, R. G. M. 2007, *A&A*, **474**, 213
- Rodrigues, C. V., Jablonski, F. J., D'Amico, F., Cieslinski, D., Steiner, J. E., Diaz, M. P., & Hickel, G. R. 2006, *MNRAS*, **369**, 1972
- Schreiber, M. R., & Gänsicke, B. T. 2003, *A&A*, **406**, 305
- Shara, M. M., Livio, M., Moffat, A. F. J., & Orio, M. 1986, *ApJ*, **311**, 163
- Skilling, J. 1987, *The Observatory*, **107**, 86
- Skrutskie, M.F., et al. 2006, *AJ*, **131**, 1163
- Spruit, H. C. 1998, arXiv:astro-ph/9806141
- Stobie, R. S., et al. 1997, *MNRAS*, **287**, 848
- Szkody, P., & Mateo, M. 1986, *AJ*, **92**, 483
- Vida, K., & Oláh, K. 2006, in *Solar and Stellar Activity Cycles*, 26th Meeting of the IAU, Joint Discussion 8, Vol. 56, 2006 August 17–18, Prague, Czech Republic
- Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variables Stars* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
- Wilson, R. E., & Devinney, E. J. 1971, *ApJ*, **166**, 605

Q9

Q10

Near-infrared SOAR photometric observations of post common envelope binaries[★]

T. Ribeiro and R. Baptista

Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, Campus Trindade, 88040-900 Florianópolis, SC, Brazil
e-mail: tiago@astro.ufsc.br

Received 8 September 2010 / Accepted 19 November 2010

ABSTRACT

Context. From a number of known post common envelopes binaries (PCEB) only a handful have yet been observed at near-infrared (NIR) wavelengths, and even fewer have modeled NIR light curves. At shorter wavelengths one has access to the cooler and larger components of these systems and has a chance to detect emission from its faint and heavily irradiated atmospheres.

Aims. By modeling NIR light curves of PCEBs, we intend to constrain their system parameters and study the properties of the system components.

Methods. Here we present simultaneous NIR JHK_s light curves of two PCEBs obtained with the 4 m SOAR telescope.

Results. KV Vel and TW Crv are long-period ($P_{\text{orb}} = 8.6$ h and 7.9 h, respectively) PCEBs with strong irradiation effects. The results of light-curve fitting provided solutions with inclination $i = (47 \pm 5)^\circ$, mass ratio $q = 0.3 \pm 0.1$, and radius of the secondary $R_2/a = 0.24^{+0.05}_{-0.03}$ (where a is the orbital separation) for KV Vel, and $i = (42 \pm 9)^\circ$, $q = 0.28 \pm 0.04$, and $R_2/a = 0.22 \pm 0.01$ for TW Crv, respectively. For KV Vel, we obtain an average value for the albedo of the secondary star of $\alpha = 0.43$, consistent in the J , H and K_s band. For TW Crv, on the other hand, we obtain values of $\alpha_J = (0.4 \pm 0.1)$ for the J and $\alpha_H = (0.3 \pm 0.1)$ for H -band.

Key words. binaries: close – stars: fundamental parameters – ephemerides – binaries: spectroscopic – subdwarfs

1. Introduction

Cataclysmic variables (CVs) are binary systems where a low-mass dwarf (LMD) star overfills its Roche lobe and transfers matter to a more massive white dwarf (WD) at mass transfer rates typically of $\dot{M} \sim 10^{-10} - 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Since the orbital separation (and the Roche lobe) is expected to increase when a lower mass star transfers matter to a more massive one (see [Hellier 2001](#), for an overview), the binary must continuously lose angular momentum to sustain mass transfer. CVs are thought to be the remnants of initially wide, detached binaries where the more massive star evolves to a giant and expels its outer layers through a common-envelope (CE) configuration leaving a detached LMD+WD system. A detailed description of this evolutionary picture is given by [Tappert et al. \(2007\)](#).

Recently, a series of efforts have been made to unveil the evolutionary picture of CVs i.e., its angular-momentum loss history. Although there are alternative models, [Kolb et al. \(1998\)](#) concluded that the disrupted magnetic braking model (DMB) is the most plausible explanation for CV evolution. Since the secondary star is responsible for the magnetic braking mechanism, understanding its properties is essential for developing the DMB theory. By studying the secondary stars of pre-CVs and PCEBs we are able to access stars in the same regime as those of CVs without the accretion complexity.

To that end, we have collected near-infrared (NIR) JHK_s light curves of a sample of PCEBs covering a range of orbital periods from around the period gap ($P_{\text{orb}} \sim 2-3$ h) up to $P_{\text{orb}} \sim 8$ h, the largest orbital period suitable for full coverage within one

night of (ground) observation. This paper reports the results of the analysis of data from two of these systems. The observations and data reduction are presented in Sect. 2. Sample selection criteria and specific information about the objects of this study are given in Sect. 3. By modeling the light curve of these systems we are able to put constraints on their orbital system parameters and, from the colors of each component, study their properties. In Sect. 4 we present the data analysis and discuss of each target separately. Conclusions and further perspectives are presented in Sect. 5.

2. Observations and reduction

All observations were performed in queue mode with the 4.1 m SOAR Telescope at Cerro Pachon, Chile, using the OSIRIS Infrared Imager and Spectrograph ([Pogge et al. 1999](#)) in imaging mode. A summary of the observations is presented in Table 1, where t_{exp} is the exposure time and $ndith$ is the number of dithering positions. All runs were carried out under nonphotometric conditions, with thin clouds and cirrus, resulting in variable sky transparency. Nevertheless, none of the observations had to be interrupted due to bad weather.

Time series of NIR photometry were performed quasi-simultaneously in J , H , and K_s , except in cases where the system was too faint and/or had too short orbital period so that it was not possible to obtain good signal-to-noise data within the constraints given by the exposure time and the minimum time resolution. The procedure of quasi-simultaneous photometry is basically to perform a set of acquisitions in one filter, change to the next filter, perform another set, and so on. This method guarantees that any feature that lasts longer than an acquisition cycle will be present in all light curves.

[★] The near-infrared photometric data can be retrieved at the CDS via anonymous ftp to [cdsarc.u-strasbg.fr](ftp://cdsarc.u-strasbg.fr) (130.79.128.5) <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/526/A150>

Table 1. Journal of observations.

Target name	Date of observation	Bands	t_{exp}			$ndith$
			J	H	K_s	
KV Vel	2007-03-24	JHK_s	10 s	10 s	20 s	5
TW Crv	2007-04-24	JH	10 s	20 s	–	6

In some cases, the required total exposure time to achieve the desired signal-to-noise ratio (S/N) saturated the profile of the target or of a field comparison star. In these cases we had to split a single exposure into more than one, and the final image is the sum of NC coadd images. For the targets discussed in this paper, the exposure time were short enough that no coadd procedure was necessary.

Data reduction was performed using IRAF¹. All frames were first trimmed, and the nonlinearity of the detector was corrected by employing the third-order polynomial solution of Pogge et al. (1999) for the OSIRIS instrument. The frames were then divided by the normalized flat-field. A bad pixel mask was constructed from flat-field images and used to correct for bad pixels. Since the sky contribution to NIR light is considerably high, it is standard to perform a dithering procedure, nodding the telescope into $ndith$ different positions after each image is acquired. The sky level is obtained by taking the median of the $ndith$ image. Each image is then iteratively shifted to match a reference image (usually the first image of the night), and aperture photometry is extracted for the target and all possible field stars (at least one star, aside from the target, for each image field is required) using a “variable aperture” (aperture radius = $2 \times FWHM$). The filter was changed after each set of $ndith$ acquisitions.

Differential light curves (target star flux divided by comparison star flux) were computed in order to account for sky transparency fluctuations during the night, and flux calibrated from the 2MASS JHK_s magnitudes of the field comparison star and zero point constants (Skrutskie et al. 2006).

3. Sample

We selected a sample of southern PCEBs without accurate NIR light curve models. We searched in the catalog of Kube et al. (2002) for objects with confirmed orbital period of less than an observing night ($P_{\text{orb}} \leq 8$ h) and for systems where the exposure time required to achieve $S/N = 50$ is less than $P_{\text{orb}}/50/N_{\text{filters}}$ (with OSIRIS+SOAR, where N_{filters} is the number of filters to be used for simultaneous photometry). The latter is a requirement for light curve modeling. Since we are interested in secondary stars properties “as-a-star”, we did not exclude systems with subdwarf primaries. Some properties of the targets analyzed in this work are presented in Table 2 and discussed below.

3.1. KV Vel

KV Vel (or LSS 2018) is a non-eclipsing binary containing a hot subdwarf primary ($T_1 = 77\,000$ K) and a faint low-mass secondary star, and was the first central object of a planetary nebula discovered to be a double-lined binary (Drilling 1985). Drilling (1985) provided ephemeris, radial velocity measurements, and parameter determination of the system using UBV photoelectric

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

measurements, IUE spectrophotometry, and high-resolution spectroscopy.

Drilling (1985) modeled the UBV light curves of KV Vel considering a simple heating model with spherical stars and no additional flux from the secondary (besides the one produced by heating). Landolt & Drilling (1986) applied the same model to $UBVRI$ light curves of KV Vel and pointed out that the quality of the fit degraded for wavelengths longer than 5500 Å. Beyond this wavelength the secondary star contribution likely becomes significant and its distorted shape could account for the miss-fitting. In that sense, Hilditch et al. (1996) analyzed the same data of Landolt & Drilling (1986) with an improved model that accounted for the secondary flux and distorted shape as well as for illumination and atmospheric (e.g., limb- and gravity-darkening) effects. Although this improved model was able to provide good fit to the data, a problem with the modeling illumination procedure was later reported by Hilditch et al. (2003). After inspecting the previous model, they found a missing factor of π combined with a miss-calculation of the surface normal vector of the emergent flux. These resulted in an underestimation, and possibly misshape, of the reflection effect, leading to unrealistic physical parameters from the fit.

As stated by Landolt & Drilling (1986) and later by Hilditch et al. (1996), modeling of infrared light curves of this binary would be key to our understanding of its properties and of others of its kind, setting our motivation for this analysis.

3.2. TW Crv

TW Crv (or EC11575-1845) is a close binary similar to KV Vel. Both are long orbital period systems containing a hot subdwarf primary and a cool M dwarf secondary. A detailed description of this system was presented by Chen et al. (1995), who provided the first analysis of this close binary, combining $UBVRIJHK$ photometry and optical spectroscopy. Their light curves were used to derive an ephemeris for the system,

$$T_{\text{mid}}(E) = 2448661.6049(\pm 3) + 0.32762(\pm 3) \times E, \quad (1)$$

by fitting a sinusoidal curve to determine the time of maximum light. A simple model of irradiated non-emitting spherical secondary, similar to that of Drilling (1985), was used to model its optical light curves. As noted, this model produces a poor fit to NIR light curves, since the assumption of a nonemitting secondary clearly fails at longer wavelengths.

Radial velocity curves of the system were constructed using the C III/N III blend at $\lambda 4650$ Å, providing velocity semi-amplitudes of $K_1 = (40 \pm 2)$ km s⁻¹ and $K_2 = (119 \pm 4)$ km s⁻¹ for the primary and for the secondary, respectively (Chen et al. 1995). As Chen et al. (1995) pointed out, the measured K_2 is actually the radial velocity of the irradiated face of the secondary, rather than the velocity of its center of light. They derived equations to correct that effect, as a function of the radius of the star, assuming uniform irradiation.

Exter et al. (2005) report the analysis of high-resolution (1.1 Å), time-resolved spectroscopy for TW Crv. They provided radial velocity measurements for both components of the system yielding values of $K_1 = (53 \pm 2)$ km s⁻¹ and $K_2 = (125 \pm 2)$ km s⁻¹ for the primary and for the secondary, respectively. As in the case of Chen et al. (1995), the latter is also the radial velocity of the center of light and must be corrected to the center of mass of the star before being used to derive binary parameters.

For this analysis we used new NIR light curves with higher S/N and lower exposure time and an improved model to analyze the data.

Table 2. Properties of sample objects.

name	$P_{\text{orb}}[d]$	K_s	$J-H$	$H-K_s$	SP1	SP2
KV Vel	0.36 ³	15.1 ³	-0.116 ³	+0.644 ³	sdOB ⁴	M6±1V ⁴
TW Crv	0.33 ³	13.3 ³	-0.022 ³	-0.016 ³	sdO ²	M?V ²

Notes. Magnitudes were extracted from the 2MASS catalog.

References. ⁽¹⁾ Kilkenny et al. (1988); ⁽²⁾ Chen et al. (1995); ⁽³⁾ Skrutskie et al. (2006); ⁽⁴⁾ Drilling (1985).

4. Data analysis

We analyzed the data with the aid of a light curve modeling code similar to the (Wilson & Devinney 1971, hereafter WD) algorithm. The code was developed by us to model the NIR light curves of detached and semi-detached close binaries, according to the routines outlined by Kallrath & Milone (1999). Our code was checked against the WD code and also with the code developed by Watson (2002). It was successfully applied to derive orbital parameters of the CV IP Peg and, by extracting the light curve of the secondary, allowed the application of eclipse mapping techniques to its accretion disk (Ribeiro et al. 2007). In the case of pre-CVs, the surface of the secondary is allowed to be any equipotential within its Roche lobe for a given filling factor, which gives the gravitational potential at the surface of the star with respect to the potential of the Roche lobe ($f_{\text{fac}} = \Phi_2/\Phi_{RL1} \geq 1.0$). Thus, a filling factor of unity corresponds to a Roche lobe-filling secondary star, while $f_{\text{fac}} > 1.0$ represents underfilling components.

The radiation field of the modeled component is modified to account for gravity- and limb-darkening, as well as for illumination effects. The latter considers a point-like source at the position of the primary star with bolometric irradiation I_{irr} . We used the gravity-darkening coefficient of Sarna (1989) for Roche-lobe filling stars with convective envelopes ($\beta = 0.05$). Limb-darkening coefficients are treated when discussing each target separately.

The parameters of the modeling procedure are mass ratio ($q = M_2/M_1$), inclination (i), fluxes of the secondary (F_2) and of the primary (F_1), irradiated intensity (I_{irr}) and filling factor (f_{fac}). Since we have no a priori information on the orbital separation and/or primary temperature with light curve modeling, we have used I_{irr} to account for the amplitude of the irradiation effect (assuming an albedo of $\alpha = 1.0$) and adopted the orbital separation as our distance scale. Once we know the amount of irradiation, we can discuss its origins. All light curves are modeled simultaneously. For a set of n light curves, q , i , and f_{fac} are common parameters, while F_2 , F_1 , and I_{irr} are particular to each data set. We proceed by minimizing the χ^2 of the model with respect to the data. The procedure works by first employing a simulated annealing scheme to search for the region of best solution, and then an amoeba minimization routine (Press et al. 1986) is employed to fine-tune the solution. Below we present and discuss the results of the modeling of the data for each target.

4.1. KV Vel

Our NIR light curves of KV Vel (Fig. 1) are largely dominated by reflection effects, and resembles its optical light curves (Hilditch et al. 1996). The amplitude of the reflection effect at NIR is $\Delta H \sim 0.7$ mag against 0.55 mag in the V band.

We fitted separate sinusoids to the JHK_s data in order to measure the time of maximum light. The symmetric shape of the orbital hump with respect to the phase of maximum

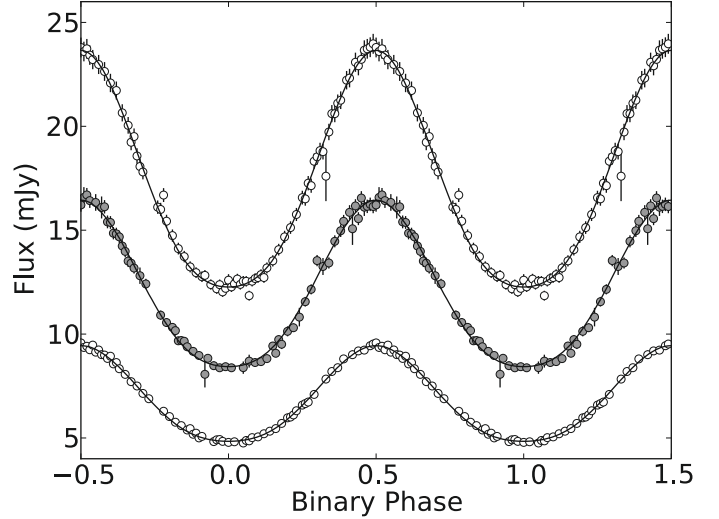


Fig. 1. Orbital light curves of KV Vel, from top to bottom in J , H and K_s bands, respectively. Model light curves are overplotted as solid lines. The light curves are repeated in phase for better visualization.

indicates that it is produced by uniform irradiation of the secondary star by a source centered on the position of the primary star. In this case, we expect that the maximum of the light curve coincides with binary phase $\phi = 0.5$, where the observer looks directly at the irradiated face of the secondary star. However, if we phase-fold the data according to the ephemeris of Kilkenny et al. (1988), the maximum light is displaced from its expected phase by $\Delta\phi \sim 0.01$. The discrepancy cannot be accounted for by the uncertainty in the ephemeris of Kilkenny et al. (1988).

We, therefore combined our measured time of maximum with those of Drilling (1985), Landolt & Drilling (1986), and Kilkenny et al. (1988, see Table 3) to compute a revised ephemeris for KV Vel. The best fit least-squares revised linear ephemeris is

$$T_{\text{max}} = \text{HJD } 2\,445\,834.5174(\pm 4) + 0.3571205(\pm 5) E, \quad (2)$$

where E is the cycle number. The standard deviation of the data with respect to this ephemeris is $\sigma = 9.85 \times 10^{-3}$, for a reduced chi-square of $\chi^2_{\nu} = 1.32$. The (O-C) values with respect to this revised ephemeris are listed in Table 3.

Although the revised linear ephemeris provides a nice fit to our data, it yields a poor fit to the data of Kilkenny et al. (1988). These deviations prompted us to check whether a quadratic ephemeris provides a better fit to the whole data set. We applied the F-test proposed by Pringle (1975) in order to determine the statistical significance of adding an additional term to the linear ephemeris. For this case we obtain $F(1, 6) = 2.8$, with a statistical significance lower than 85% for the quadratic ephemeris. We conclude that there is presently no evidence of period changes in KV Vel.

We used the previous determination of secondary star properties (Hilditch et al. 1996) to select square-root limb-darkening

Table 3. Times of maximum light and O–C residuals for KV Vel, where our cycle timings are the mean of individual measurements of the *JHK_s* bands.

cycle	$T(\text{max})$ (2400000+)	(O–C) ^a	(O–C) ^b	Ref.
–106	45796.671	+0.0084	–0.0019	1
0	45834.52803	+0.0106	+0.0011	2
3	45835.59908	+0.0103	+0.0009	2
829	46130.5735	+0.0032	–0.0000	2
2834	46846.5850	–0.0118	–0.0000	3
2845	46850.5130	–0.0122	–0.0003	3
3018	46912.2940	–0.0130	+0.0002	3
23382	54184.53287	+0.0045	–0.0092	4

Notes. ^(a) With respect to the linear ephemeris of Eq. (2). ^(b) With respect to the linear ephemeris of Landolt & Drilling (1986).

References. (1) Drilling (1985); (2) Landolt & Drilling (1986); (3) Kilkenny et al. (1988); (4) This work.

Table 4. Inferred parameters of KV Vel.

Fluxes of the different components.			
	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K_s</i>
F_2 (mJy)	0.40 ± 0.02	0.48 ± 0.1	0.41 ± 0.02
F_1 (mJy)	11.4 ± 0.2	7.6 ± 0.1	4.2 ± 0.1
I_{irr}	26.6 ± 0.2	15.6 ± 0.1	10.1 ± 0.1
Simultaneously fitted parameters:			
$i = (47 \pm 5)^\circ$ $q = (0.3 \pm 0.1)$ $f_{\text{fac}} = (1.09 \pm 0.02)^a$			

Notes. ^(a) The filling factor ($f_{\text{fac}} = \Phi_2/\Phi_{RL1} \geq 1.0$) is the relative gravitational potential at the stellar surface.

coefficients from Claret (1992). The final set of parameters that best describe our data are shown in Table 4, and the corresponding light curves are shown in Fig. 1. Error estimation was performed through a Monte-Carlo simulation.

Combining the inferred inclination with the radial velocity measurements of Hilditch et al. (1996), we obtain masses of $M_1 = (0.7 \pm 0.2) M_\odot$ and $M_2 = (0.3 \pm 0.1) M_\odot$ and an orbital separation of $a = (2.1 \pm 0.3) R_\odot$. Our inferred inclination is slightly lower than that of Hilditch et al. (1996), leading to higher masses for both components. The inferred filling factor yields a radius² of $r_2 = 0.24^{+0.05}_{-0.03}$ or $R_2 = 0.50^{+0.07}_{-0.05} R_\odot$ for the secondary star. As noticed by Hilditch et al. (1996) and underscored by our measurements, the secondary star of KV Vel is rather oversized for its mass in comparison to isolated main-sequence stars of the same mass – likely an indication that it is out of thermal equilibrium.

The resulting mass for the primary star of KV Vel is only marginally consistent with the canonical mass for subdwarf stars ($M_{\text{sdO}} = 0.47 M_\odot$; Han et al. 2003). The standard scenario proposed by Han et al. 2003 also predicts the formation of stars with masses ranging from $0.3 M_\odot$ to $0.8 M_\odot$. In this regard, the primary star of KV Vel may correspond to the rare case of the high-mass end of the predicted subdwarf distribution. Nevertheless, we point out that the radial velocity measurements of KV Vel, from Hilditch et al. (1996), are potentially problematic. For instance, the lack of detailed modeling of the irradiation effect may conceivably hide important systematic errors. Therefore, further radial velocity measurements, with proper modeling of irradiation, are required to solve this issue.

² here we list $r_2 = R_2/a$, the radius of the secondary in units of the orbital separation

We used the NIR colors of the low-mass component of the binary to investigate its atmospheric properties and to constraint the distance to the system. The NIR colors for the secondary star of KV Vel are consistent with that of an M6V–M5V dwarf star and with those of a black body radiator with temperature $T_{\text{bb}} = (3000 \pm 100)$ K. Combining the colors and the radius of the star, we inferred a distance of $d = (680 \pm 60)$ pc to the system. In addition, we also applied the stellar evolutionary models of Baraffe et al. (1998), and consistently obtained a distance of $d = (700 \pm 100)$ pc to the system. The stellar models that provided the best-fit to the NIR flux distribution of the secondary star are those of a star with a mass of $M_2 = 0.2 M_\odot$ or $M_2 = 0.055 M_\odot$ and ages of $t = 10^{6.5}$ yr or $t = 10^{8.5}$ yr, respectively.

The resulting model properties of the stellar component are quite controversial. While an age of $10^{8.5}$ yr is in close agreement to what is estimated by Schreiber & Gänsicke (2003), it is quite difficult to reconcile the corresponding low mass of $0.055 M_\odot$ with the dynamical solution of KV Vel. For example, the discrepancy between the mass and radius of the secondary star would be even more pronounced and harder to explain. On the other hand, although a stellar component with $0.2 M_\odot$ agrees more closely with our dynamical solution, it is hard to reconcile the corresponding $10^{6.5}$ yr age with the evolutionary stage of a PCEB. However, one might argue that, since the binary has recently evolved from a common envelope phase, the secondary star is still out of thermal equilibrium (which is also indicated by the large radius discrepancy), and therefore, its properties resemble those of young stellar atmospheres. We conclude that the $M_2 = 0.2 M_\odot$ is the most plausible solution.

4.2. TW Crv

The light curves of TW Crv are also dominated by reflection effect, similar to those of KV Vel. Therefore, the analysis of its NIR light curve is similar to the analysis of KV Vel. We initially phase-folded the data using the ephemeris of Eq. (1). As in the case of KV Vel, the orbital minimum does not occur at phase $\phi = 0$ as expected, but rather at $\phi = -0.13$ (earlier than expected). This is not surprising given the relatively low precision of the ephemeris of Chen et al. (1995) and the long time span between their observations and ours. In analogy to the previous section, we fitted a sinusoid to the light curve to measure the time of minimum light, and combined the new timing with those of Chen et al. (1995) to revise the ephemeris of TW Crv.

The best fit least-squares revised linear ephemeris for TW Crv is

$$T_{\text{min}}(E) = 2448661.6049(\pm 3) + 0.3276074(\pm 2) E. \quad (3)$$

The results of the light curve fitting analysis are listed in Table 5 and shown in Fig. 2. The filling factor leads to a radius of $r_2 = 0.22 \pm 0.01$ for the secondary star which, using Eq. (5) of Chen et al. (1995), gives a mass ratio of $q = 0.30 \pm 0.01$, in good agreement with our light curve fitting value.

Using Eq. (4) of Chen et al. (1995), together with our values of i and r_2 , we obtain $M_T = (0.6 \pm 0.1) M_\odot$ for the total mass of the system, $M_1 = (0.5 \pm 0.1) M_\odot$ and $M_2 = (0.2 \pm 0.1) M_\odot$ for the stellar component masses, and an orbital separation of $a = (1.7 \pm 0.1) R_\odot$. The same calculations, which were performed with the radial velocities provided by Exter et al. (2005), result in a total mass of $M_T = (0.9 \pm 0.1) M_\odot$, $M_1 = (0.66 \pm 0.05) M_\odot$ and $M_2 = (0.24 \pm 0.05) M_\odot$ for the stellar component masses. In addition, we obtain an orbital separation of $a = (1.9 \pm 0.1) R_\odot$ and a radius for the secondary star of $R_2 = (0.4 \pm 0.1) R_\odot$. These

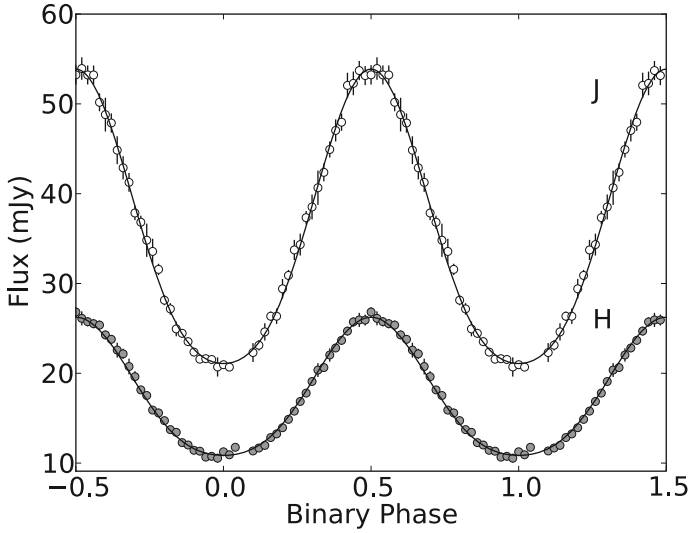


Fig. 2. Light curves of TW Crv in *J* and *H* with the corresponding model fits (solid lines). The data were doubled in phase for better visualization.

results are obtained by applying the same correction to K2 as in the case of the [Chen et al. \(1995\)](#) results.

Given the discrepancies between the results using the radial velocity values of [Chen et al. \(1995\)](#) and [Exter et al. \(2005\)](#), it seems that the corrections derived by [Chen et al. \(1995\)](#) do not apply to the data of [Exter et al. \(2005\)](#). For instance, a non-negligible contribution from the underlying secondary star to the narrow emission lines used by [Exter et al. \(2005\)](#) invalidates the procedure. A detailed modeling of the impact of irradiation on the line shape may be necessary to clarify this issue.

The radius of the secondary star obtained from the previous analysis indicates that the secondary star is significantly oversized for its mass. In addition, the flux ratio ($F_2(J)/F_2(H)$) of the secondary star is consistent with a black body of $T \sim 4500$ K at a distance of $d \sim 420$ pc.

5. Discussion and conclusions

New NIR photometry of two long-period PCEBs, KV Vel and TW Crv, was presented and discussed. By measuring times of maximum light of KV Vel and TW Crv, we were able to improve the system ephemerides.

Figures 1 and 2 show our flux-calibrated phase-folded data, together with the corresponding model light curves. The model accounts for both the constant contribution of the primary³ and of the illuminated distorted secondary, and also for inhomogeneities due to atmospheric effects in the irradiation field of the secondary. We were able to model the NIR light curves leading to well-constrained system parameters (Tables 4 and 5).

From our light curve analysis, it is also possible to investigate the irradiation effect on the secondary surface. In contrast to the standard procedure usually adopted for albedo modeling on these kind of binaries (p. ex., [Hilditch et al. 1996](#)), in which “known” physical parameters for the components are adopted and used to calculate the resulting light curve, our modeling procedure makes no assumptions on component properties. Nevertheless, the use of previous measurements as the

³ We note that the model cannot separate the constant contribution of the primary from that of any other source, such as a shell or nebula, that may be contaminating the light from the system.

Table 5. Inferred parameters of TW Crv.

Fluxes of the different components:		
	<i>J</i>	<i>H</i>
F_2 (mJy)	2.4 ± 0.6	2.1 ± 0.4
F_d (mJy)	17.8 ± 0.6	7.9 ± 0.3
I_{irr}	11.6 ± 0.2	6.3 ± 0.4
Simultaneously fitted parameters:		
$i = (41 \pm 9)^\circ$ $q = (0.28 \pm 0.04)$ $f_{\text{fac}} = (1.13 \pm 0.01)$		

Table 6. Values for the albedo resulting from the light curve analysis.

	<i>J</i>	<i>H</i>	K_s
KV Vel	0.43 ± 0.04	0.44 ± 0.04	0.41 ± 0.04
TW Crv	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1	–

initial set of parameters for light curve modeling is useful for accelerating the fitting procedure. Moreover, once we know the amount of irradiation with respect to the average surface intensity of the secondary (I_s) and, assuming an irradiating energy, we can estimate the albedo of the star.

For this analysis, the relation of I_s with the albedo can be derived from

$$\frac{T'_1}{T_1} = \sqrt[4]{R_t}, \quad R_t = I_s = 1 + A_t \frac{F_s}{F_t}, \quad (4)$$

where T'_1 is the modified effective temperature, T_1 is the local temperature at the stellar surface, R_t the local reflection factor, A_t the bolometric albedo, F_s the incident flux and F_t the undisturbed local flux ([Kallrath & Milone 1999](#)). By rearranging the terms in Eq. (4) we obtain

$$A_t = \frac{I_s - 1}{F_r}, \quad \text{where} \quad F_r = \frac{F_s}{F_t}. \quad (5)$$

We adopted our inferred radius of the secondary star and the values of [Hilditch et al. \(1996\)](#) and [Chen et al. \(1995\)](#) for the primary stars of KV Vel and TW Crv, respectively. We proceeded by considering that the primary and secondary stars in KV Vel have $T_1 = 77\,000$ K ([Drilling 1985](#)) and $T_2 = 3400$ K ([Hilditch et al. 1996](#)), respectively, and that they irradiate as black bodies⁴. With these assumptions we were able to calculate the emergent (F_t) and incident (F_s) flux at the surface of the star, and complete the calculations of Eq. (5). The results are listed in Table 6.

The resulting value for the albedo is strongly dependent on the assumed temperature for both stars. Therefore, in the case of TW Crv where the temperature of the primary is not constrained well, it is difficult to estimate the albedo reliably. The results in Table 6 were obtained by adopting a temperature for the primary of $T_1 = (105 \pm 20) \times 10^3$ K ([Exter et al. 2005](#)) and $T_2 = 4500$ K (Sect. 4.2) for the secondary.

Although the final value for the albedo still depends on the adopted temperature and irradiation field of both components (i.e. whether it is valid to approximate their radiation by a black body), we were able to provide a good fit to the data by adopting standard values for gravity- and limb-darkening, unlike the results of [Hilditch et al. \(1996\)](#). Further investigation of system parameters and details of the brightness distribution of the secondary are in demand for a better understanding of the system’s properties and the physics of irradiated atmospheres.

⁴ These assumptions are needed to provide a way to measure the incident and emergent flux at the surface of the secondary.

Acknowledgements. We would like to thank an anonymous referee for useful comments and suggestions, and Stella Kafka for a careful reading of an earlier version of the manuscript. This work was done with observations from the SOAR telescope, a partnership between CNPq-Brazil, NOAO, UNC, and MSU. T.R. acknowledges financial support from CAPES/CNPq through Ph.D. scholarship. R.B. acknowledges financial support from CNPq through grant 302.442/20088.

References

- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403
 Chen, A., O'Donoghue, D., Stobie, R. S., et al. 1995, *MNRAS*, 275, 100
 Claret, A. 1992, *MNRAS*, 335, 647
 Drilling, J. 1985, *ApJ*, 294, 111
 Exter, K. M., Pollacco, D. L., Maxted, P. F. L., Napiwotzki, R., & Bell, S. A. 2005, *MNRAS*, 359, 315
 Han, Z., Podsiadlowski, P., Maxted, P. F. L., & Marsh, T. R. 2003, *MNRAS*, 341, 669
 Hellier, C. 2001, *Cataclysmic Variables Stars*, 1st edn. (Chichester: Springer and Praxis)
 Hilditch, R. W., Harries, T. J., & Hill, G. 1996, *MNRAS*, 279, 1380
 Hilditch, R. W., Kilkenny, D., Lynas-Gray, A. E., & Hill, G. 2003, *MNRAS*, 344, 644
 Kallrath, J., & Milone, E. F. 1999, *Eclipsing Binary Stars*, 1st edn. (Springer-Verlag)
 Kilkenny, D., Spencer Jones, J., & Marang, F. 1988, *Obs*, 108, 88
 Kolb, U., King, A. R., & Ritter, H. 1998, *MNRAS*, 298, 29
 Kube, J., Gänsicke, B. T., & Hoffmann, B. 2002, *The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, ASP Conf. Ser., 261
 Landolt, A., & Drilling, J. 1986, *AJ*, 91, 1372
 Pogge, R., Martini, P., & DePoy, D. 1999, *OSU Astronomy Press*, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986 (Cambridge University Press)
 Pringle, J. 1975, *MNRAS*, 170, 633
 Ribeiro, T., Baptista, R., Harlaftis, E., Dhillon, V., & Rutten, R. 2007, *A&A*, 474, 213
 Sarna, M. 1989, *A&A*, 224, 98
 Schreiber, M. R., & Gänsicke, B. T. 2003, *A&A*, 406, 305
 Skrutskie, M., Cutri, R., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
 Tappert, C., Gänsicke, B. T., Schmidtobreick, L., et al. 2007, *A&A*, 474, 205
 Watson, C. 2002, PhD Thesis, Department of Physics and Astronomy, University of Sheffield
 Wilson, R., & Devinney, E. J. 1971, *ApJ*, 166, 605