

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

**Análise de Variáveis Cataclísmicas
no Infra-vermelho. ***

Tiago Ribeiro de Souza

Tese de mestrado realizada sob orientação do Prof. Dr. Raymundo Baptista e apresentado ao Departamento de Física da UFSC em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Florianópolis
14 de março de 2007

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

AGRADECIMENTOS

- A minha mãe e meus irmãos, pelo ceticismo inicial em relação a carreira de físico e pelo apoio incondicional dos últimos anos. Ao meu pai, por acreditar que um dia eu poderia ser alguém de verdade e pelo apoio financeiro durante a graduação e pós-graduação.
- Aos VI; Alexandre Zobot, Diogo N. Siebert, Rafael Camargo, Ricardo T. Beck e Tiago Kroetz. O grupo mais eclético e unido que seria possível de reunir.
- Aos companheiros de banda e amigos; Donavan, Dalsasso, Gisa e Rafael pelos ensaios imperdíveis e eventuais esticadas num buteco. E a Giovana nossa fã número 1.
- Ao Professor Dr. Raymundo Baptista, por me orientar (e aturar) desde a iniciação científica e a sua família por me receber como parte dela em minha estada em La Serena no Chile.
- Ao Diretor do SOAR, Steve Heathcote, por me aceitar e viabilizar meu estágio no telescópio.
- Aos astrônomos brasileiros residentes no SOAR, Alexandre Oliveira e João Santos, pela companhia e por permitirem que eu atrapalhasse suas tranquilas noites de observação com perguntas idiotas.
- Aos professores e colegas do Grupo de Astrofísica da UFSC (GAS-UFSC) pela unidade e companheirismo.
- Aos professores do curso de física da UFSC por fazerem parte da minha formação.
- Aos membros da banca, por aceitarem ler esse trabalho e, quem sabe eventualmente, aceitá-lo.
- Ao CnPq pelo auxílio financeiro desde a iniciação científica.
- A todas as pessoas que de um modo ou de outro cruzaram pelo meu caminho e cujo nome eu possa ter esquecido ou omitido deliberadamente.

Muito obrigado!

*“I will give you those things you thought unreal
The sun, the moon, the stars all bear my seal.”*
Black Sabbath, N.I.B.

RESUMO

Neste trabalho apresentamos os resultados do desenvolvimento de um código de síntese de curvas de luz para estrelas secundárias em Variáveis Cataclísmicas. Utilizando a modulação elipsoidal característica das secundárias destes sistemas desenvolvemos um código capaz de recuperar os parâmetros orbitais do sistema. Por fim apresentamos a aplicação deste código a curvas de luz nas bandas J , H e K da nova anã eclipsante IP Peg.

Realizamos simulações de Monte Carlo em curvas artificiais, obtidas com o programa de síntese, a fim de testar a capacidade do programa de reconstrução em obter os parâmetros de um dado sistema. As simulações mostram que podemos recuperar a inclinação i e a razão de massa q com boa precisão, bem como obter boas estimativas para a contribuição da secundária em relação ao fluxo total.

As curvas de IP Peg, obtidas enquanto o sistema estava em quiescência, são dominadas pela modulação elipsoidal da estrela secundária, emissão do disco de acréscimo e emissão anisotrópica da mancha brilhante (“*bright spot*”). Dois eclipses podem ser vistos nas curvas de luz. O eclipse secundário, coberto apenas pelas curvas em J e H , possui $\sim 2\%$ e $\sim 3\%$ de fluxo desaparecendo em mínima luz, respectivamente. Ajustando a modulação elipsoidal da secundária (incluindo possíveis efeitos de iluminação) obtemos $q = 0.42$ e $i = 84^\circ$, consistente nas três bandas, dentro das incertezas. Efeitos de iluminação são desprezíveis. A secundária é responsável por 83%, 84% e 88% do fluxo total em J , H e K , respectivamente. Ajustamos um espectro de corpo negro aos fluxos em JHK da secundária e encontramos uma distância $d = 115 \pm 30 pc$ até o sistema.

Subtraímos a contribuição da secundária e aplicamos técnicas de mapeamento por eclipse 3-D às curvas resultantes para mapear o brilho superficial de um disco com um ângulo de abertura α e uma borda circular na posição radial da mancha brilhante ($R = 0.58R_{L1}$). A distribuição radial de temperatura é plana para $R < 0.1R_{L1}$, com temperaturas de $\sim 5000K$ no centro, caindo para $\sim 2000K$ nas partes externas do disco. Modelamos o eclipse secundário e descobrimos que o disco deve ser ópticamente espesso para $R < 0.23R_{L1}$.

ABSTRACT

We report the results of the development of a light curve synthesis code for secondary stars in Cataclysmic Variables. Using the ellipsoidal modulation characteristic of secondary stars of this systems, we developed a code to find the binary parameters. We also report the application of this code to light curves of the dwarf nova IP Peg in the J , H , and K bands.

We perform Monte-Carlo simulations on artificial light curves, to test the reliability of the reconstruction program in finding the binary parameters. The simulations indicates that we are able to recover the inclination i and the mass ratio q with good precision, as well as to estimate the contribution of the secondary to the total light.

The IP Peg light curves are dominated by the ellipsoidal modulation of the mass-donor star, with additional contributions from the accretion disc and anisotropic emission from the bright spot. Two eclipses can be seen in the light curves. A secondary eclipse is visible in J and H light curves, with 2% and 3% of the flux disappearing at minimum light, respectively. We modeled the observed ellipsoidal modulation of the secondary star (including possible illumination effects on its inner face) to find a mass ratio of $q = 0.42$ and an inclination of $i = 84^\circ$, consistent in the three bands within the uncertainties. Illumination effects are negligible. The secondary is responsible for 83%, 84% and 88% of the flux in J , H and K , respectively. We fitted a black body spectrum to the JHK fluxes of the secondary star to find a distance of $d = 115 \pm 30$ pc to the system.

We subtracted the contribution of the secondary star and applied 3-D eclipse mapping techniques to the resulting light curves to map the surface brightness of a disc with opening angle α and a circular ribbon at the radius of the bright spot ($R = 0.58R_{L1}$). The inferred radial brightness temperature distribution is flat for $R < 0.1R_{L1}$, with temperatures $\sim 5000K$, and decrease to $\sim 2000K$ in the outer parts of the disc. We modeled the secondary eclipse to find that the disc is optically thick for $R < 0.23R_{L1}$.

SUMÁRIO

1. <i>Introdução</i>	6
2. <i>Revisão</i>	9
2.1 Variáveis Cataclísmicas	9
2.1.1 Classificação	11
2.2 Estrelas secundárias em VCs	12
2.2.1 Detectando a estrela secundária	15
2.3 Síntese de curva de luz	16
2.4 IP Peg	17
3. <i>Modelando a curva de luz da secundária</i>	21
3.1 Obscurecimento de borda	24
3.2 Obscurecimento gravitacional	26
3.3 Parâmetros do sistema	27
3.3.1 Inclinação	27
3.3.2 Razão de massa	28
3.3.3 Mancha em $L1$	29
3.3.4 Contribuição da secundária	30
3.3.5 Eclipse secundário	31
4. <i>Testando o programa de reconstrução</i>	32
5. <i>Análise de dados: IP Peg</i>	38
5.1 Ajuste da modulação elipsoidal.	40
5.2 Mapeamento por eclipse 3D.	43
6. <i>Conclusões e Perspectivas</i>	49

LISTA DE FIGURAS

2.1	Esquema ilustrativo de uma VC não magnética. As componentes estão devidamente indicadas. Extraído de [20]	10
2.2	Gráfico da equação 2.1 para $z = 0$ e $q = 0.5$. Abaixo da superfície estão indicadas algumas superfícies equipotenciais, incluindo o lobo de Roche (linha cheia mais escura). Os 5 pontos Lagrangianos também estão indicados (L_1, L_2, L_3, L_4 e L_5).	11
2.3	Projeção do lobo de Roche para $q = 0.45$ no plano orbital (linha cheia) e no plano perpendicular ao plano orbital (linha tracejada). Note como o lobo de Roche é menor no plano perpendicular ao plano orbital.	11
2.4	Relação empírica tipo espectral - período orbital para VCs e estrelas SP. Pontos azuis com barras de erro verticais são os dados das VCs e pontos vermelhos com barras de erro horizontais as estrelas SP. Em linha tracejada a previsão de [7]. Figura extraída de [41].	14
2.5	Espectro esquemático de uma VC do infra-vermelho ao ultravioleta superposto ao espectro do disco de acréscimo, da secundária e da <i>bondary layer</i> . Extraído de [45].	15
2.6	Figura comparando o resultado de um modelo (direita) de braços espirais e os dados para He II 4686 (esquerda) do disco de acréscimo de IP Peg. Extraído de [30].	19
2.7	Resultado da aplicação de técnicas de Tomografia Roche das linhas NaI da secundária em IP Peg. Extraído de [75].	19
3.1	Resultados completos que podem ser obtidos com o programa de modelagem. Centro, superior: <i>Trailer</i> de perfis de linhas. Direita, superior: Curva de luz. Centro, inferior: Perfil das linhas em fase $\phi = 0, 0.25$ e 0.75 e perfil integrado em todas as fases. Direita, inferior: Parâmetros utilizados para gerar as curvas modelos.	24

3.2	Esquema ilustrativo da causa do obscurecimento de borda em atmosferas estelares. O raio mais externo seria a região onde os fótons provenientes do centro da estrela não seriam mais absorvidos. A distância L pode ser considerada como a profundidade ótica do meio.	24
3.3	Figura mostrando o efeito do obscurecimento de borda e gravitacional na distribuição de brilho da secundária. As partes mais brilhantes estão indicadas em preto, e as mais fracas em branco. Em cima: Distribuição de brilho uniforme. Meio: Efeito da aplicação de lei da raiz quadrada para o obscurecimento de borda em uma atmosfera com $T_{pole} = 2800K$ e $g_{pole} = 4.5$ na banda J . Em baixo: Efeito do obscurecimento gravitacional para um coeficiente $\beta = 0.08$	25
3.4	Figura mostrando o efeito do obscurecimento de borda nas curva de luz modelo da secundária com os mesmos parâmetros orbitais e gravidade do pólo $g_{polo} = 4.5$. As temperaturas utilizadas para gerar cada curva estão indicadas no canto superior direito da figura.	26
3.5	Figura mostrando o efeito do obscurecimento gravitacional nas curva de luz modelo da secundária com os mesmos parâmetros orbitais e atmosféricos. Os coeficientes utilizados para gerar cada curva estão indicados no canto superior direito da figura.	27
3.6	Sistema visto em 3 fases orbitais para 3 diferentes inclinações. De baixo para cima $i = 80^\circ, 60^\circ, 40^\circ$	28
3.7	Figura mostrando a curva de luz resultante da secundária para uma razão de massa $q = 0.5$ para diferentes inclinações. Os valores estão indicados no canto superior direito da figura.	28
3.8	Geometria de 3 sistemas com $i = 80^\circ$ e $q = 0.5, 0.3$ e 0.1 , mostrando a secundária ocupando seu lobo de roche e a região da anã branca. Os valores referentes a cada geometria estão indicados na figura.	28
3.9	Figura mostrando a curva de luz resultante da secundária para uma inclinação $i = 80^\circ$ e diferentes valores para a razão de massa. Os valores estão indicados no canto superior direito da figura.	29
3.10	Distribuição de brilho da secundária mostrando o efeito da inclusão de uma mancha gaussiana. Em cima: Distribuição uniforme de brilho. Meio: Mancha centrada em $L1$. Em baixo: Mancha com $p_s = 50^\circ$	30
3.11	Curvas de luz da secundária mostrando o efeito da inclusão de uma mancha gaussiana em $L1$. Os parâmetros da mancha de cada curva modelo são mostrados no canto superior direito da figura.	30

3.12	Curvas de luz modelos com diferentes contribuições da secundária para o fluxo total do sistema. A contribuição da secundária em cada modelo é mostrada no canto superior direito da figura.	31
3.13	Curvas de luz modelo com diferentes ocultação da secundária para diferentes raios do região ocultante. O raio utilizado para gerar cada modelo é mostrado no canto superior direito da figura.	31
4.1	Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da relação Sinal-Ruído. Linhas cheias e quadrados abertos marcam os resultados para o teste com cobertura completa em fase. Linhas tracejadas e quadrados preenchidos correspondem ao teste sem a região do eclipse primário e secundário. Linhas pontilhadas e círculos abertos correspondem ao teste com cobertura de fase entre [0.1 : 0.4]. Esquerda, de baixo para cima: inclinação, razão de massa e intensidade relativa da mancha em $L1$. Direita, de baixo para cima: posição da mancha em relação ao eixo orbital, contribuição do disco (constante) e contribuição da secundária em fase $\phi = 0$	34
4.2	Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da contribuição da secundária. Linhas cheias indicam a precisão ($ \text{modelo} - \text{resultado} $) e linhas tracejadas os erros (desvio quadrático médio) obtidos. Esquerda inferior: Inclinação. Esquerda superior: Razão de massa. Direita inferior: Contribuição do disco (constante). Direita superior: Contribuição da secundária em fase $\phi = 0$	34
4.3	Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da inclinação. A notação é a mesma da figura 4.2.	35
4.4	Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da razão de massa. A notação é a mesma da figura 4.2.	35
4.5	Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da intensidade relativa de uma mancha em $L1$. As linhas cheias indicam as soluções para um ângulo $\theta = 20^\circ$ entre o centro da mancha e o eixo orbital e as linhas tracejadas $\theta = 0^\circ$. A notação é a mesma da figura 4.1.	36
4.6	Precisão (modelo - resultado) obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária para diferentes parâmetros atmosféricos. Uma linha horizontal marca o teste com os parâmetros corretos. A notação é a mesma da figura 4.2.	37

4.7	Resultados obtidos com a aplicação do método de Cadeias de Markov para recuperar os parâmetros através da modulação elipsoidal da secundária. Os valores utilizados para gerar a curva de luz modelo estão indicados com uma linha tracejada vertical. Esquerda, inferior: Inclinação. Esquerda, superior: razão de massa. Direita, inferior: Contribuição da secundária. Direita, superior: Diagrama $i \times (F_s/F_T)$. Setas indicam o valor inicial utilizado na reconstrução (seta inferior mais a direita) e o valor correto utilizado para gerar a curva de luz modelo.	37
5.1	Curvas de luz de IP Peg com modelo para modulação elipsoidal da secundária. As linhas tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca para um eclipse de largura $\Delta\phi = 0.091$ ciclos.	40
5.2	Diagrama inclinação - razão de massa. Linhas pontilhadas indicam a relação para $\Delta\phi = 0.0863$ (curva superior) e $\Delta\phi = 0.0918$ (curva inferior). Linhas sólidas demarcam a faixa de valores (i, q) obtidos por Wood & Crawford (1986); linhas tracejadas marcam a solução de Beekman et al. (2000); e a caixa pontilhada os valores de Marsh & Horne (1989). Três caixas indicam as soluções obtidas pelo ajuste da modulação elipsoidal neste trabalho utilizando as curvas nas bandas H (linhas sólidas), J (tracejada) e K (ponto-traço). Um círculo marca o par de valores adotados para a aplicação do método de mapeamento por eclipse.	42
5.3	Curvas de luz de IP Peg com o modelo para a modulação elipsoidal e modulação elipsoidal com eclipse secundário.	43
5.4	Geometria de IP Peg. Um círculo cheio marca a posição esperada da mancha brilhante e um círculo aberto a posição observada (máximo da distribuição na borda do disco). Uma seta indica a direção azimutal de máxima emissão na borda do disco. O círculo pontilhado corresponde a um raio de $0.58R_{L1}$. A linha sólida interceptando a posição da mancha brilhante e o disco é a trajetória balística do jorro de matéria da secundária.	44

- 5.5 **Esquerda:** Curvas de luz após a subtração da modulação elipsoidal da secundária e o ajuste obtido pela aplicação do mapeamento por eclipse 3D. Linhas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca. **Centro:** Distribuição superficial de brilho em tons de cinza em escala logarítmica. Linhas pontilhadas mostram o lobo de Roche, a trajetória balística do jorro de matéria e um disco de raio $0.58R_{L1}$. **Direita:** Distribuição de brilho da borda do disco. O eixo x indica o ângulo azimutal em relação a linha que une o centro das duas estrelas. Uma linha pontilhada vertical marca a posição azimutal da mancha brilhante. 44
- 5.6 **Esquerda:** Distribuição superficial de brilho. A mesma da figura 5.5. **Centro:** Componente assimétrica dos mapas de eclipse. As intensidades foram multiplicadas por 2 e mostradas na mesma escala dos mapas da componente total para melhorar a visualização. **Direita:** Componente simétrica dos mapas de eclipse mostrados na mesma escala dos mapas completos. 45
- 5.7 **Em Baixo:** Distribuição de brilho da borda do disco obtidas pela modelagem da curva de luz de IP Peg na banda H com cobertura de fase entre -0.4 e 0.4 . Em linha cheia o resultado obtido, em linha tracejada isolamos apenas a contribuição da mancha brilhante e em linha pontilhada a estrutura em ângulo azimutal $\theta \sim 100^\circ$. **Em Cima:** Curvas de luz das respectivas bordas. Linha cheia para cobertura completa em fase, linha tracejada para mancha brilhante e linha pontilhada para estrutura em $\theta \sim 100^\circ$ 46

- 5.8 **Em baixo e a esquerda:** Distribuições superficiais de brilho original (direita) utilizada para obter as curvas modelo e reconstruída (esquerda) com o método de MEM3D. **Em baixo e a esquerda:** Curvas de luz modelos. Linha cheia a curva de luz da mancha brilhante emitindo de forma não radial (somada a uma constante para facilitar a visualização), linha pontilhada a contribuição do disco de acréscimo, linha tracejada a curva obtida da aplicação do método de MEM3D e curvas com marcas verticais indicando as barras de erros e marcas horizontais para facilitar a visualização. **Em Cima e a esquerda:** Distribuição de brilho da borda do disco. Em linha cheia a borda do disco utilizada para gerar a curva modelo, linha tracejada a borda obtida com a aplicação de técnicas de MEM3D para cobertura em fase entre -0.4 e 0.4 e linha pontilhada o mesmo resultado para uma cobertura entre -0.2 e 0.2 . **Em Cima e a direita:** Média em azimute da distribuição radial de brilho do disco de acréscimo para o mapa modelo (quadrado vazio), reconstrução com cobertura de fase entre -0.4 e 0.4 (x) e cobertura de fase entre -0.2 e 0.2 (círculo vazio). 47
- 5.9 **Esquerda:** Perfil radial de temperatura em escala logarítmica. Linhas tracejadas marcam o perfil radial de temperatura para um disco opaco e estacionário, $T \propto R^{-3/4}$. **Direita:** Temperatura da borda do disco em escala logarítmica. Linha tracejada marca a posição azimutal da mancha brilhante. 47
- 5.10 Diagrama de razão de fluxo. A linha tracejada mostram as cores para emissão de corpo negro com algumas temperaturas indicadas. A linha pontilhada na parte inferior são as cores para atmosfera opticamente fina de hidrogênio $H I$. A linha ponto-traço na parte superior são as cores observadas de estrelas da seqüência principal. Quadrados abertos conectados por linhas sólidas marcam as cores resultantes para a componente simétrica do disco e círculos fechados conectados por linha tracejada as cores para a componente assimétrica. Duas setas indicam as cores para raios $R = 0.1R_{L1}$ e $R = 0.4R_{L1}$ 48

LISTA DE TABELAS

4.1	Parâmetros utilizados para gerar as curvas-modelo para os testes de relação S/R e os respectivos valores obtidos para relações $S/R = 10, 50, 150$ e 200 no teste com cobertura completa de fase.	33
4.2	Parâmetros utilizados para gerar os coeficientes de obscurecimento de borda e χ^2 médio e seu respectivo teste. Os parâmetros utilizados para gerar a curva de luz modelo utilizada na reconstrução estão indicados por uma caixa.	36
5.1	Log das Observações - IP Peg William Herschel Telescope	39
5.2	Parâmetros orbitais de IP Peg obtidos com o ajuste da modulação elipsoidal.	41

Capítulo 1

Introdução

De modo geral, podemos classificar a astrofísica como a área da física que estuda a luz advinda dos objetos celestes. Por objetos celestes podemos entender desde asteróides, cometas e planetas, que orbitam a proximidade do sol, até mesmo as galáxias mais distantes. Dentro da grande quantidade de objetos celestes existentes, e as diferentes áreas da astrofísica que os estudam, as estrelas são as maiores fontes de informação. Seja por sua luz refletida por asteróides ou uma galáxia composta por milhares de estrelas. Desta maneira, estudar e entender os mecanismos físicos que regem as estrelas é essencial para desenvolver o conhecimento de outras áreas da astrofísica e mesmo da física em geral.

Seja pela evolução temporal (curvas de luz) ou através de sua decomposição, em comprimentos de onda (espectros), é modelando a luz das estrelas que podemos compreender os fenômenos físicos presentes. Antes de qualquer modelagem precisamos definir as grandezas físicas fundamentais do problema. Como em quase todas as áreas da física, a massa é essencial e particularmente não trivial de ser obtida. O raio da estrela sua composição química, fluxo absoluto e outras grandezas, vão sendo agregadas à medida que o estudo desses objetos evolui e se torna cada vez mais complexo.

E é na determinação de duas dessas grandezas (massa e raio) que os sistemas binários têm papel fundamental. Em especial, sabemos que a única maneira de se medir a massa de um objeto astronômico é através de sua interação com outro objeto (Kallrath & Milone, 1998). Além deste fato, a grande quantidade de sistemas com morfologias e comportamentos diferentes faz com que o estudo desse tipo de objeto seja ainda mais promissor.

Dentre os vários casos existentes, podemos ainda destacar os sistemas que são eclipsantes. Eles são sistemas binários cuja inclinação entre o eixo perpendicular ao plano orbital e o observador é suficientemente próximo de 90° que, dependendo da orientação

entre as estrelas, existe ocultação de uma componente pela outra (veja Kallrath & Milone, 1998 e referências). Nestes sistemas a combinação de curvas de luz e curvas de velocidade radial (obtidas a partir das linhas espectrais das estrelas) pode ser utilizada para determinar grande parte dos parâmetros do sistema (massas, raios, luminosidades, distâncias e etc.).

Na classe das Variáveis Cataclísmicas (VCs) e Binárias X de Baixa Massa (BXBMs) as técnicas de modelagem de curva de luz, para obtenção dos parâmetros orbitais, podem ainda ser aliadas a técnicas de imageamento indireto. Esta possibilidade permite estudar, com detalhes, processos de acréscimo e alguns fenômenos catastróficos presentes nesses sistemas, por exemplo, a erupção de novas (explosões termonucleares na superfície da estrela primária) e novas-anãs (instabilidades na taxa de acréscimo de matéria que leva a aumentos repentinos e recorrentes de brilho).

Apesar do esforço realizado pela comunidade científica, ainda é pequeno o número de VCs e BXBMs com valores bem determinados para os parâmetros orbitais (Smith & Dhillon, 1998). Das 472 VCs e 71 BXBMs presentes no *Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects* (7^a edição, Ritter & Kolb, 2003) apenas 95 VCs e 19 BXBMs possuem valores publicados para a razão de massa¹ ($q = M_2/M_1$, veja cap. 2). Deste modo, desenvolver uma ferramenta capaz de obter os parâmetros orbitais de modo preciso e confiável terá considerável impacto no estudo desses sistemas.

Neste trabalho apresentamos o desenvolvimento de tal ferramenta. Utilizando a modulação orbital (modulação elipsoidal) causada pela forma deformada da estrela secundária somos capazes de impor limites aos parâmetros orbitais das VCs e BXBMs. Apesar da modulação elipsoidal ser conhecida já a algum tempo (Kopal, 1959), sua modelagem não incluía o ajuste dos parâmetros do sistema. Acreditava-se que seria impossível determinar os parâmetros orbitais, através da modulação elipsoidal, sem um conhecimento prévio da inclinação do sistema ou da contribuição da secundária (veja cap. 3). Através de inúmeros testes, realizados com o programa de reconstrução e incluindo uma análise Bayesiana, podemos mostrar que este não é o caso e os parâmetros podem ser determinados com boa precisão (cap. 4). Além dessa característica inovadora deste projeto, vale ressaltar que seu desenvolvimento está diretamente ligado ao desenvolvimento de uma ferramenta de Tomografia Roche. Esta ferramenta, aliada a entrada em operação do telescópio SOAR, possibilitará imagear a superfície de estrelas secundárias em VCs e BXBMs, como uma continuação natural deste trabalho.

Como primeira aplicação do ferramental desenvolvido, apresentamos a análise de fo-

¹ Nesse catálogo a razão de massas está definida como $q = M_1/M_2$, o inverso do utilizado neste trabalho.

tometria diferencial nas bandas JHK da Variável Cataclísmica IP Peg (cap. 5). A análise inclui não apenas o ajuste da modulação elipsoidal da secundária, como também a aplicação de técnicas de mapeamento por eclipse para obter a distribuição radial de brilho do disco de acréscimo de IP Peg. Os resultados mostram a utilidade de se aliar diferentes técnicas na modelagem e análise de curvas de luz de VCs e BXBMs.

Vamos, agora, passar para uma revisão geral sobre VCs. Em especial, incluímos uma revisão geral sobre as estrelas secundárias, suas características principais e as técnicas de detecção, entre outros tópicos são abordados. Por fim apresentamos a nova anã IP Peg.

Capítulo 2

Revisão

Neste capítulo apresentamos os conceitos abordados no desenvolvimento deste trabalho. Iniciamos com uma breve descrição das VCs e BXBMs. Como grande parte do que pode ser dito sobre esses sistemas se encontra publicado na literatura Warner (1995), iremos nos concentrar nos conceitos básicos necessários para a compreensão do tema em questão. Em seguida, apresentamos detalhes sobre as estrelas secundárias e a importância de seu estudo para a compreensão desses objetos.

Por fim, apresentamos uma breve discussão sobre as técnicas de modelagem de curvas de luz. Incluímos a apresentação do código WD95, um código de modelagem de curvas de luz bastante difundido na literatura. Algumas aplicações e resultados obtidos com esse modelo também são apresentados.

2.1 *Variáveis Cataclísmicas*

VCS, são sistemas binários semi-ligados onde uma estrela anã ou gigante (secundária) transfere matéria para uma anã branca (primária). BXBMs são os sistemas onde a primária é uma estrela de nêutrons ou buraco negro. A matéria que sai da secundária possui momento angular não nulo com relação ao centro de massa. Desta maneira, ela não cai diretamente sobre a primária e fica orbitando a estrela. A interação do jorro com a primária e com o próprio jorro (por colisão e atrito) leva à formação de um disco de matéria ao redor da estrela. Este é o que chamamos de disco de acreção.

Na figura 2.1 vemos um esquema ilustrativo de uma VC. Destacamos as principais componentes desses sistemas; as estrelas primária e secundária, o disco de acreção, o jorro de matéria da secundária e a mancha brilhante (resultado da colisão da matéria

Fig. 2.1: Esquema ilustrativo de uma VC não magnética. As componentes estão devidamente indicadas. Extraído de [20]

do jorro com a borda externa do disco). A importância relativa de cada fonte de luz depende fortemente do comprimento de onda no qual observamos. Para a região do ótico e ultravioleta, o disco e a mancha brilhante dominam a emissão, enquanto a secundária produz contribuição significativa no infra-vermelho. Retornaremos a este tópico com mais detalhes quando discutirmos os métodos de detecção da estrela secundária 2.2.

Para compreendermos melhor as características desses sistemas precisamos primeiramente estudar o modelo de Roche para sistemas binários. Este é um modelo geral desenvolvido pelo matemático francês Édouard A. Roche (1820 – 1883) aplicado ao problema restrito de 3 corpos. Basicamente, calculamos o potencial sentido por uma partícula teste e obtemos as regiões equipotenciais definidas pelas duas massas principais, considerando-as como sendo pontuais.

No sistema de referência que gira com a binária, em um dado ponto (x, y, z) do espaço o potencial efetivo sobre uma partícula teste é a soma do potencial das duas massas pontuais e o potencial rotacional (Kopal 1959).

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

Essa equação pode ser reescrita, para deixá-la numa forma mais conveniente, como função da razão de massa do sistema ($q = M_2/M_1$, veja cap. 3, eq. 3.2). O gráfico dessa equação é mostrado na figura 2.2. A menor superfície comum as duas estrelas é conhecida como lobo de Roche e é a superfície que delimita a forma da estrela secundária nas VCs e BXBMs (Warner 1995). Em especial, toda matéria que ultrapassa essa superfície limite ou é transferida para a outra estrela ou será perdida pelo sistema. No caso das binárias de contato e sistemas com envelope comum o raio das duas estrelas é igual, ou superior ao raio de seu respectivo lobo de Roche. Na figura 2.3 mostramos a projeção do lobo de Roche no plano orbital e no plano perpendicular ao plano orbital. Note como o lobo de Roche é menor na direção perpendicular ao plano orbital. Esse efeito é causado pela rotação do sistema e é representado pelo último termo da equação 2.1.

Existem cinco pontos definidos pelas equipotenciais que merecem ser destacados e estão marcados na figura 2.2 (L_1, L_2, L_3, L_4 e L_5). Essas posições são conhecidas como pontos Lagrangianos e são pontos de sela (derivada nula). No caso das VCs destacamos o ponto L_1

Fig. 2.2: Gráfico da equação 2.1 para $z = 0$ e $q = 0.5$. Abaixo da superfície estão indicadas algumas superfícies equipotenciais, incluindo o lobo de Roche (linha cheia mais escura). Os 5 pontos Lagrangianos também estão indicados (L_1, L_2, L_3, L_4 e L_5).

Fig. 2.3: Projeção do lobo de Roche para $q = 0.45$ no plano orbital (linha cheia) e no plano perpendicular ao plano orbital (linha tracejada). Note como o lobo de Roche é menor no plano perpendicular ao plano orbital.

ou *ponto lagrangiano interno*. É através deste ponto que ocorre a transferência de matéria da estrela secundária para a primária, no processo que chamamos de *transbordamento do lobo de Roche*.

Neste ponto poderia se contestar a suposição feita a respeito de considerar-se as massas como sendo pontuais. Entretanto, como notado anteriormente, as secundárias são estrelas anãs ou gigantes. Nessas estrelas, grande parte da massa é concentrada no centro da estrela e o modelo de Roche pode ser aplicado sem grandes problemas (Kopal 1959, Warner 1995).

2.1.1 Classificação

As VCs são classificadas de acordo com as características da sua curva de luz. O método está apresentado, com detalhes, em Warner (1995). A título de revisão, iremos repetir rapidamente o sistema de classificação. Basicamente, as VCs são separadas de acordo com a ocorrência de dois tipos distintos de erupção; as novas (entendidos como episódio de explosão termonuclear na superfície da anã branca devido o acúmulo da matéria acretaada via disco) e novas anãs (interpretados como causadas por aumento da taxa de acréscimo da matéria do disco). De maneira geral a separação é feita da seguinte maneira:

- **Novas Clássicas (NC)**: sistemas que tenham apenas uma erupção de nova observada.
- **Novas Recorrentes (NR)**: Sistemas que tenham mais de uma erupção de nova observadas.
- **Novas Anãs (NA)**: Sistemas que apresentam erupções recorrentes em curta (\sim semanas - meses) escala de tempo. Elas são ainda separadas em 3 subclasses, de acordo com a característica da erupção: *Z Cam*, *SU UMa* e *U Gem*. Algumas NA também são NC.

- **Novóides (N)**: Sistemas que são reconhecidamente VCs mas que não apresentam (ou não foram observados) nenhum tipo de erupção.
- **VCs Magnéticas**: Sistemas cujo campo magnético da primária é suficientemente forte para impedir a formação de disco de acreção. Podem ser subdivididas em duas classes: As *Polares (P)*, são sistemas que apresentam campos magnéticos mais fortes ($B \sim 1 - 810^7 G$). Em geral o campo magnético da primária é suficientemente forte para impedir totalmente a formação de disco e o acreção se dá unicamente pelas linhas do campo. E as *Polares intermediárias (PI)*, onde o campo magnético da primária é mais fraco que nas Polares ($B \lesssim 10^6 G$), mas suficientemente intenso para impedir que o disco se estenda até próximo da anã branca.
- **Pré-VCs¹**: Sistemas que ainda não evoluíram para o estágio de transferência de matéria. Basicamente, são binárias compostas por uma anã branca e uma estrela companheira anã ou gigante de menor massa cuja separação orbital é suficientemente grande para que não haja transferência de matéria.

2.2 Estrelas secundárias em VCs

Para estrelas da seqüência principal (SP), podemos obter uma relação bem determinada entre seu raio e massa. Mais precisamente, $M_2/M_\odot \propto (R/R_\odot)^\beta$, $\beta \sim 1$. A partir dessa relação também é possível obter uma relação entre a massa/raio e o tipo espectral da estrela.

Em se tratando de estrelas secundárias em VCs, gostaríamos de saber quão parecidas com estrelas simples elas são. Em particular, se elas respeitam alguma relação massa-raio, a classe de luminosidade a que pertencem, etc. A própria natureza das VCs impõe restrições sobre os parâmetros da secundária. Por exemplo, sabemos que $q < 5/6$ ou a transferência de matéria seria instável (Warner 1995, Hellier 2001). Como as anãs brancas (em VCs) e as estrelas de nêutron (em BXBMs) possuem uma massa limite, as secundárias nestes sistemas também terão uma massa máxima permitida. Podemos utilizar as equações básicas da gravitação para estimar, por exemplo, o tipo espectral e a classe de luminosidade a qual pertencem as secundárias, (Smith & Dhillon 1998). Combinamos a 3ª Lei de Kepler,

$$\frac{4\pi^2 a^3}{GP^2} = M_1 + M_2 = M_2 \left(\frac{1+q}{q} \right), \quad (2.2)$$

¹ Em geral, esses sistemas não são incluídos na classificação de VCs. Entretanto, por serem considerados os progenitores desses sistemas e por terem alguma relação com este trabalho resolvemos incluí-los.

com uma aproximação para o raio volumétrico² da secundária (Paczynski 1971).

$$\frac{R_2}{a} = 0.462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{1/3}. \quad (2.3)$$

Isolando M_2 na equação 2.2 e substituindo M_2 e R_2/a (equação 2.3) obtemos a relação densidade média-período,

$$\frac{\rho}{\rho_\odot} = \frac{M_2/M_\odot}{R_2^3/R_\odot^3} = 75.5P^{-2}(h). \quad (2.4)$$

Para períodos típicos de VCs, ($1h \leq P \leq 10h$) esta relação prevê que a secundária tem densidades típicas de estrelas da SP (Smith & Dhillon 1998) ($50\rho_\odot \geq \rho \geq 1\rho_\odot$), sendo que sistemas com períodos maiores teriam estrelas de tipos espectrais mais recentes. Deste modo, a um sistema com período $P \sim 8.7h$ corresponde uma secundária do tipo solar G0 ($\rho/\rho_\odot \sim 1$). Isto implica que sistemas com períodos $P > 8.7h$ teriam estrelas mais massivas que o sol. Caso a estrela primária seja uma anã branca, cuja massa não pode ultrapassar o limite de Chandrasekhar ($M_1 < 1.4M_\odot$), a massa da secundária deve respeitar a relação,

$$q = \frac{M_2}{M_1} < 5/6 \rightarrow M_2 \leq 1.17M_\odot. \quad (2.5)$$

Deste modo VCs com períodos $P > 8.7h$ devem possuir secundárias do tipo M ou K evoluídas (Smith & Dhillon 1998). Igualmente, como a grande maioria das VCs tem $P < 8hrs$, infere-se que nestes sistemas as secundárias sejam anãs da SP com tipos espectrais G-M.

Apesar de ser possível mostrar que as secundárias devam ser estrelas da SP, não é claro que elas tenham as mesmas características destas estrelas. O fato é que as secundárias em VCs estão sujeitas a condições extremas que seus pares isoladas não estão. Especialmente, podemos citar;

- Estão situadas $\sim 1R_\odot$ de uma fonte quente.
- Giram a alta velocidade em consequência da rotação sincronizada com a binária, $V_2(rot) \sim 100km/s$.
- Possuem forma distorcida (preenchem seu Lóbo de Roche).
- Apresentam taxa significativa de perda de matéria, $\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-11}M_\odot/ano$ (transbordamento do lobo de Roche).

² o raio de uma esfera com o mesmo volume do lobo de Roche.

Fig. 2.4: Relação empírica tipo espectral - período orbital para VCs e estrelas SP. Pontos azuis com barras de erro verticais são os dados das VCs e pontos vermelhos com barras de erro horizontais as estrelas SP. Em linha tracejada a previsão de [7]. Figura extraída de [41].

- São expostas a uma erupção de nova a cada $\sim 10^4$ anos.
- Sobrevivem a uma fase de envelope comum, durante a qual existem dentro da atmosfera de uma gigante vermelha.

Podemos investigar os efeitos destes fatores sobre as secundárias em VCs comparando suas propriedades (massa, raio e tipo espectral) com as de estrelas da SP. A falta de determinações precisas para massas e raios, tanto de secundárias como em estrelas da SP, dificulta o processo de comparação. Desta maneira, a comparação é realizada utilizando o período orbital da VC e o tipo espectral da secundária (Beuermann 2000), respectivamente os parâmetros mais bem determinados para VCs e suas secundárias. O tipo espectral de estrelas isoladas é determinado diretamente. Entretanto, precisamos determinar o período que uma VC precisaria ter para que a estrela isolada preenchesse o lobo de Roche. Essa determinação depende do raio da estrela, para o qual não existem maneiras precisas e diretas de medição. Neste caso, recorre-se aos últimos avanços nos modelos de atmosfera estelar (Hauschildt, Alard & Baron 1999, Baraffe et al 1998, Legget et al 1996), cujos resultados teóricos concordam bem com as observações (Beuermann et al 1998).

Observacionalmente, os resultados mostram que para períodos $P < 8h$ as secundárias em VCs são, em geral, próximas às estrelas da SP em seu tipo espectral, massa e raio (Smith & Dhillon 1998). Uma análise mais cuidadosa mostra que, para períodos $P > 3h$, apenas as secundárias com tipos espectrais mais recentes correspondem a estrelas da SP, sendo a sua maioria com tipos espectrais mais tardios (Beuermann et al 1998). Na figura 2.4 mostramos o gráfico tipo espectral - período para VCs, para estrelas simples e para modelos teóricos. Como vemos, as estrelas da SP concordam bem para os modelos enquanto as secundárias em VCs possuem um tipo mais tardio (para $P \gtrsim 5h$). Análises teóricas de modelos de estrutura estelar no contexto das secundárias em VCs apontam para o mesmo resultado (Kolb & Baraffe 2000). A alta taxa de perda de matéria das secundárias provavelmente é o principal causador de discrepâncias entre estas estrelas e estrelas da SP (Kolb & Baraffe 2000).

As abundâncias químicas nas atmosferas das secundárias também são tema de interesse. Observações recentes apontam para abundâncias não solares em vários sistemas.

Fig. 2.5: Espectro esquemático de uma VC do infra-vermelho ao ultravioleta superposto ao espectro do disco de acréscimo, da secundária e da *boundary layer*. Extraído de [45].

Entretanto, os resultados teóricos mostram que a evolução química natural da secundária (por queima de H no núcleo da estrela) não responde por essas anomalias (Howell 2001). O modelo mais aceito é que a secundária seja “contaminada” com material enriquecido da primária durante a fase de envelope comum e pela captura de material ejetado durante a erupção de nova. Entretanto esse modelo foi seriamente questionado devido a alta deficiência de carbono nas secundárias, que pode chegar a 80% em alguns casos (Harrison et al 2005b). Harrison et al (2005b) especularam que as secundárias em VCs podem ser originadas a partir de estrelas de maior massa que subsequenteiramente perdem os envelopes mais externos. Desta maneira, o que observamos nas secundárias em VCs são os envelopes mais internos de estrelas, anteriormente, mais massivas.

2.2.1 Detectando a estrela secundária

Antes de entrar nos detalhes das diferentes técnicas existentes para se detectar a secundária, convém estudar o espectro das diferentes componentes de uma VC. Como vimos, as principais fontes de emissão nesses sistemas são o disco de acréscimo, a primária, a secundária e a mancha brilhante (colisão do jorro de matéria com a borda externa do disco). Podemos também incluir a “*boundary layer*”, o limite interno do disco de acréscimo onde a matéria do disco cai finalmente sobre primária.

Na figura 2.5 mostramos um espectro esquemático de uma VC, que cobre do infravermelho ao ultravioleta. Vemos que em quase todos os comprimentos de onda a radiação é dominada pela emissão azul do disco de acréscimo. A contribuição da estrela secundária se torna comparável ao fluxo do disco para a região do infra-vermelho.

As técnicas de detecção da secundária fazem uso tanto de espectros como de observações fotométricas. No caso da fotometria basicamente precisamos determinar uma região espectral ótima, de acordo com os parâmetros do sistema, e realizamos séries com resolução temporal a fim de detectar a modulação orbital causada pela forma distorcida da estrela. Em geral utiliza-se uma relação período - tipo espectral de modo a obter uma estimativa do tipo espectral da estrela e, conseqüentemente, da temperatura superficial. Utilizando a expressão para o fluxo máximo emitido por uma atmosfera estelar a uma

dada temperatura obtemos a relação (Dhillon & Watson 2001),

$$\lambda_{max} = \frac{5100}{T_{eff}} \mu m, \quad (2.6)$$

entre o comprimento de onda de máxima emissão e a temperatura efetiva da estrela. Para temperaturas típicas de estrelas secundárias obtemos $0.8 \lesssim \lambda(\mu m) \lesssim 2.5$ (Dhillon & Watson 2001). Em especial, sistemas de curto período orbital (abaixo do gap entre $\sim 2 - 3hrs$) possuem estrelas secundárias mais frias, o que requer comprimentos de ondas mais longos, na região do infra-vermelho distante. No caso das novóides também é necessário ser cauteloso. Nesses sistemas, supõe-se que o disco de acréscimo esteja constantemente em estado de alto brilho e, mesmo para períodos orbitais mais longos, o disco domina a emissão nas regiões do infra-vermelho (Dhillon et al 2000).

Detectar as características espectroscópicas da secundária é outra tarefa nada trivial. Em sistemas de longo período orbital é comum procurar por linhas de absorção de metais neutros na região espectral próximo de 5000Å . Para períodos orbitais intermediários e curtos procura-se por linhas de absorção moleculares de TiO e dubleto de NaI (Drew, Jonez & Woods 1993). Nas secundárias mais frias, bandas de absorção de H_2O ($1.4 - 1.9\mu m$) e CO ($2.3\mu m$) também podem ser observadas (Bailey, Ferrario & Wickramasinghe 1993, Ramseyer et al 1993).

Uma maneira bastante utilizada de detectar a secundária é realizar a correlação cruzada (ver, p.ex., Hilditch (2001) para uma introdução ao assunto) entre o espectro da VC com o de uma estrela KV ou MV. Bons resultados são obtidos com esta técnica. Entretanto, para objetos onde a secundária é fraca ou quando os espectros são de baixa qualidade encontram-se problemas em aplicá-la. Uma técnica que tem se mostrado promissora é chamada de *skew mapping* e foi descrita com detalhes e aplicações por Putte et al (2003).

2.3 Síntese de curva de luz

Nesta seção apresentamos uma pequena introdução ao assunto de modelagem de curva de luz. Iniciamos com os conceitos básicos da modelagem, apresentamos um código conhecido na literatura e concluímos com alguns exemplos de aplicação. Detalhes úteis sobre o assunto podem ser obtidos em Kallrath & Milone (1998).

Basicamente, as técnicas de modelagem de curvas de luz podem ser separadas em dois tópicos, os modelos e os programas. Os modelos são as relações matemáticas utilizadas para descrever uma certa condição física. Os programas são os encarregados de lidar com

essas suposições.

Um dos códigos mais utilizados de síntese de curvas de luz é o código apresentado por Wilson-Devinney (WD) (Wilson & Devinney 1971). O código original vem sofrendo constantes modificações e atualizações, tanto pelos próprios autores (Wilson 1979, Wilson 1990, Wilson 1993) como por outros autores (veja Kallrath & Milone 1998). A última atualização considerável apresentada é o código WD95 (Wilson 1998), sucessor do código WD. As principais características desse código são:

- Inclusão da geometria de Roche.
- Possibilidade de utilizar tanto emissão de corpo negro como espectros estelares (modelos de Kurucz).
- Várias geometrias de sistemas binários (como sistemas em contato ou apenas a primária ou a secundária ocupando o lobo de Roche).
- Procura por parâmetros orbitais.

Alguns resultados da aplicação deste código podem ser encontrados em Kallrath & Milone (1998). Para o caso de secundárias em VCs, e, em especial, com relação a este trabalho, destacamos os trabalhos de Froning et al (1999) e Roberto & Jablonski (2004). No primeiro caso, o código WD95 foi aplicado a um conjunto de dados na banda H do infra-vermelho próximo de IP Peg para extrair a contribuição da secundária e aplicar técnicas de MEM. Em [63] os autores descrevem, com detalhes, o desenvolvimento de um código similar ao apresentado neste trabalho, baseado no código WD. Também podemos destacar os trabalhos realizados com polares intermediárias e a detecção de estados de alto e baixo brilho da estrela secundária (Kafka, Honeycutt & Howell (2006) e trabalhos anteriores dos autores). Entretanto, nesses sistemas a contribuição da secundária está superposta à emissão ciclotron da matéria espiralando pelo campo magnético da primária. Esse efeito, altamente não trivial de se modelar, impede o ajuste da modulação elipsoidal da secundária nesses objetos.

2.4 IP Peg

IP Peg é uma nova anã de período longo ($P = 3.8hr$), apresentando erupções regulares de ~ 2 mag de amplitude no visível. O sistema é observado sob uma inclinação próxima de $\sim 80^\circ$ possibilitando a observação de eclipses primário, secundário e da mancha brilhante.

Com magnitude $V = 13$, IP Peg é um dos sistemas mais brilhantes da sua classe, o que o torna um alvo interessante mesmo para telescópios de médio porte. Suas curvas de luz no ultra-violeta (UV) e ótico são dominadas por contribuição anisotrópica da mancha brilhante, dificultando a determinação dos parâmetros orbitais e a aplicação de técnicas de mapeamento por eclipse para investigar o disco de acrecimento.

O sistema foi inicialmente descoberto como variável por Lipovetskij & Stepanyan (1981) e foi classificado como nova anã eclipsante por Goranskij et. al (1985). Erupções de IP Peg foram apresentadas por Proust & Gunther (1985). Wood & Crawford (1986) realizaram a primeira determinação dos parâmetros orbitais do sistema utilizando a geometria do eclipse nas bandas V e B do ótico. No infravermelho, o sistema foi observado pela primeira vez por Szkody & Mateo (1986), que detectaram a modulação elipsoidal da secundária, estimaram seu tipo espectral como M4V e estimaram a distância do sistema ($d = 130 - 142 pc$) utilizando a determinação do fluxo em K da secundária (Bailey 1981). Martin et. al (1987) apresentaram espectroscopia do sistema na região $7670 - 8320 \text{ \AA}$, obtiveram a curva de velocidade radial da secundária e impuseram limites para a massa da primária e para a massa e o raio da secundária. Espectros UV foram utilizados para determinar a temperatura da mancha brilhante em quiescência, $T_{bs} \sim 20000 K$ (Szkody 1987).

Espectros com resolução temporal do sistema, em erupção e quiescência, foram extensivamente analisados na literatura. Em especial destacamos os trabalhos publicados por Hessman (1989), Piche & Szkody (1989), Martin et al. (1989), Marsh & Horne (1990), Davey & Smith (1992), Kaitchuck et al. (1994), Harlaftis et al. (1994), Steeghs et al. (1996), Wolf et al. (1998), Harlaftis (1999), Harlaftis et al. (1999), Morales-Rueda et al. (2000), Beekman et al. (2000), Littlefair et al. (2001), Neustroev et al. (2002), Baptista et al. (2002), Watson et al. (2003), Ishioka et al. (2004) e Saito et al. (2005).

Determinar a curva de velocidade radial das componentes do sistema tem se mostrado um desafio em vários trabalhos. Hessman (1989) e Piche & Szkody (1989) conseguiram determinar a velocidade da primária e obter uma estimativa para a razão de massa do sistema. Entretanto, haviam discrepâncias nos resultados obtidos com o sistema em quiescência e em erupção. Também detectaram componentes atípicas nos espectros em erupção do sistema, como linhas de alta excitação de He II. Posteriormente, Marsh & Horne (1990) especularam que essas linhas são provenientes da cromosfera do disco e que a alta inclinação do sistema poderia favorecer sua detecção. No mesmo trabalho, mostraram o surgimento de linhas de emissão na face interna da secundária devido a irradiação produzida pelo disco de acrecimento brilhante, em erupção.

Fig. 2.6: Figura comparando o resultado de um modelo (direita) de braços espirais e os dados para He II 4686 (esquerda) do disco de acréscimo de IP Peg. Extraído de [30].

Fig. 2.7: Resultado da aplicação de técnicas de Tomografia Roche das linhas NaI da secundária em IP Peg. Extraído de [75].

Steeghs, Harlaftis & Horne (1997) detectaram estruturas espirais no disco de acréscimo de IP Peg interpretadas como resultantes da interação das partes externas do disco com as forças de maré devido a estrela secundária. Posteriormente, uma série de trabalhos publicados comprovaram a detecção dessas estruturas e discutiram, com detalhes, sua morfologia (Harlaftis et al 1999, Morales-Rueda, Marsh & Billington 2000, Baptista, Harlaftis & Steeghs 2000, Neustroev et al. 2002, Saito, Baptista & Horne 2005). Um exemplo da detecção dessas estruturas, conhecidas como braços espirais, pode ser visto na figura 2.6.

Bruch (2000) estudou a origem da cintilação intrínseca de brilho (“*flickering*”) em IP Peg. Seus resultados levam a crer que a mancha brilhante é a principal fonte de cintilação intrínseca do sistema.

Harlaftis (1999) reportou a detecção de linhas em emissão de metais (como MgII) resultantes da irradiação da secundária durante erupções do disco de acréscimo. Watson et al. (2003) aplicaram técnicas de tomografia Roche às linhas do dubleto de NaI para determinar o padrão de irradiação na face da estrela secundária (Fig. 2.7). Eclipses das linhas de TiO da secundária pelo disco de acréscimo foram analisados por Littlefair et al. (2001) e mostram que as partes externas do disco de acréscimo de IP Peg devem ser oticamente finas.

No infra-vermelho, IP Peg foi estudada por Froning et al. (1999) utilizando curvas de luz na banda H . Nesse trabalho os autores utilizaram os parâmetros orbitais de Wood & Crawford (1986) e determinaram que 8% da área do disco permanece não ocultada pela secundária em fase $\phi = 0$. Desta maneira eles foram capazes de determinar a contribuição da secundária, extrair sua contribuição da curva de luz e aplicar técnicas de mapeamento por eclipse (MEM, Baptista & Steiner 1993). Os resultados obtidos mostram estruturas não usuais no disco de acréscimo de IP Peg parecidas com as obtidas em outros trabalhos (como obtido por Bobinger et al. 1999). O perfil radial de temperatura obtido nesse trabalho mostra uma distribuição plana com temperaturas da ordem de $\sim 3000K$. Baptista et al. (2000) obtiveram perfis igualmente planos mas com temperaturas da ordem

de $\sim 5000K$. Entretanto os dados foram coletados aproximadamente 8 dias após o início de erupção enquanto o sistema estava ~ 0.5 mag acima da magnitude de quiescência.

Capítulo 3

Modelando a curva de luz da secundária

Neste capítulo apresentamos os procedimentos e equações utilizadas para modelarmos a curva de luz e o perfil das linhas das estrelas secundárias em VCs e BXBMs. Iniciamos com o desenvolvimento dos cálculos envolvidos na obtenção das superfícies equipotenciais do sistema, apresentamos e discutimos os efeitos atmosféricos envolvidos e, por fim, realizamos uma análise do efeito de cada parâmetro no resultado final do modelo.

Primeiramente, supomos que a estrela secundária preenche o seu lobo do Roche (Fig. 2.2 e 2.3). Podemos nos convencer que está é uma suposição razoável pela observação de dois efeitos básicos em VCs e BXBMs; a modulação orbital desses sistemas no IV (causada pela forma deformada da estrela secundária) e, principalmente, a transferência de matéria. A modulação orbital pode ser observada mesmo quando a estrela secundária não preenche seu lobo de Roche (como no caso de Pré-VCs, veja seção 2.1.1). Entretanto, a alta taxa de transferência de matéria desses sistemas, sugere um mecanismo tipo sifão [33] que necessita que a estrela esteja preenchendo completamente (ou quase completamente) o seu lobo de Roche. Em [24], os autores analisam a possibilidade de a transferência de matéria ser devido ao vento das estrelas secundárias. Os resultados sugerem que mesmo se todo o vento da estrela fosse acregado não seria suficiente para explicar as altas taxas de acréscimo desses sistemas.

Deste modo podemos considerar nossa primeira suposição razoável e passar para o cálculo da superfície da estrela secundária. Para obtermos a geometria do lobo de Roche, procedemos com o cálculo do potencial gravitacional ao redor do sistema, utilizando as devidas suposições impostas pelo modelo de Roche para sistemas binários (veja capítulo 2).

O potencial em questão é dado pela equação 2.1. Para deixá-la em uma forma mais conveniente utilizamos $a \equiv 1$, a 3ª lei de Kepler (equação 2.2) e a relação,

$$\omega^2 = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} = G(M_1 + M_2). \quad (3.1)$$

A idéia é trocar a dependência das massas dos objetos pela razão de massa $q = M_2/M_1$. Desta maneira, obtemos as equipotenciais através da equação para o potencial normalizado ($\Phi_n = -2\Phi/G(M_1 + M_2)$). Primeiro, substituímos o termo ω^2 em 2.1 por 3.1. Isolamos o termo $-G(M_1 + M_2)/2$ e substituímos $M_1/(M_1 + M_2) = 1/(1 + q)$ e $M_2/(M_1 + M_2) = q/(1 + q)$, e obtemos;

$$\Phi_n = \frac{2}{(1 + q)r_1} + \frac{2q}{(1 + q)r_2} + \left(x - \frac{q}{(1 + q)}\right)^2 + y^2 \quad (3.2)$$

Na figura 2.2 além das equipotenciais está marcado o *ponto Lagrangiano interno* (L_1), que é um ponto de sela entre as duas massas. Deste modo, podemos utilizar o ponto L_1 para descobrir o potencial do lobo de Roche para um dado sistema, e assim determinarmos a forma da estrela secundária, apenas com a informação da razão de massa q , como vemos na equação 3.2.

Uma vez que L_1 é um ponto de sela, temos que, para $y = 0$, $z = 0$

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_n(x, 0, 0) = 0. \quad (3.3)$$

Resolvemos essa equação utilizando o método de Newton-Raphson ou o método da bisseção (quando Newton-Raphson não converge) e obtemos a posição de L_1 . Obtemos o potencial do lobo de Roche substituindo a posição de L_1 na equação 3.2 e, aplicando novamente o método de Newton-Raphson ou o método da bisseção, somos capazes de determinar a posição de qualquer ponto na superfície do lobo de Roche. Descrevemos a superfície da secundária, “fatando” a superfície do seu lobo de Roche em *pixels* de mesma área uniformemente distribuídos.

Para evitarmos de fazer suposições sobre a atmosfera da secundária, não adotamos nenhum modelo acerca do fluxo de cada *pixel*. Como, inicialmente, consideramos a secundária como tendo brilho uniforme, postulamos um fluxo unitário para cada elemento da superfície e depois escalonamos o fluxo final para o fluxo desejado em fase $\phi = 0$. Podemos acrescentar uma mancha gaussiana na face interna da secundária escolhendo sua largura a meia altura (T_m , em graus a partir de L_1), sua posição (p_s , em graus em relação a

$L1$) e a intensidade central do spot (I_s). Aplicamos, então, os efeitos atmosféricos de obscurecimento de borda (*limb darkening*) e gravitacional (*gravity darkening*), que serão detalhadamente discutidos nas seções 3.1 e 3.2, respectivamente.

Procedemos determinando as partes da estrela que são visíveis para uma determinada fase ϕ e inclinação i . Definimos a posição do nosso observador pela equação geométrica,

$$\vec{l} = \begin{cases} x_0 = \cos \phi \sin i \\ y_0 = \sin \phi \sin i \\ z_0 = \cos i \end{cases} \quad (3.4)$$

onde ϕ é a fase observada e i a inclinação do sistema.

Obtemos o versor normal à superfície do lobo de Roche (\hat{n}) pelo divergente da equação 3.2 ($\nabla\Phi$);

$$\hat{n} = \begin{cases} \frac{\partial\Phi}{\partial x} = -\frac{x}{r_1^3} + q\frac{(x-1)}{r_2^3} + (q+1)x - q \\ \frac{\partial\Phi}{\partial y} = -y\left[\frac{1}{r_1^3} + \frac{q}{r_2^3} - (q+1)\right] \\ \frac{\partial\Phi}{\partial z} = -z\left[\frac{1}{r_1^3} + \frac{q}{r_2^3}\right] \end{cases} \quad (3.5)$$

Calculamos o fluxo observado, em cada fase, realizando o produto escalar entre o vetor normal a cada elemento de superfície e o vetor que aponta na direção do observador (equação 3.4), levando em conta apenas o fluxo das fatias visíveis ($\vec{l} \cdot \hat{n} > 0$) considerando-se a área efetiva do elemento. Os efeitos causados na curva de luz pela variação dos parâmetros do sistema serão discutidos na seção 3.3.

Uma vez que sabemos a posição de cada elemento da superfície do lobo de Roche podemos, também, simular um disco de raio R_d/R_{L1} e abertura α_d , centrado na primária, passando em frente à secundária.

Na figura 3.1 vemos uma curva de luz modelo para a secundária. A modulação elipsoidal pode ser claramente visualizada. Ela possui dois máximos, de mesmo fluxo, em fases $\phi = 0.25$ e $\phi = 0.75$ quando a secundária é vista de lado (maior área projetada no céu) e dois mínimos, de fluxos diferentes, em fases $\phi = 0$ e $\phi = 0.5$. Em fase $\phi = 0$ a secundária esconde a primária e estamos observando sua face “mais esférica”. Do outro lado, $\phi = 0.5$ vemos a anã branca à frente da secundária e estamos observando sua face “pontaguda”.

Além da curva de luz (Fig. 3.1), somos capazes de calcular a velocidade de cada elemento na superfície do lobo de roche. Deste modo, obtemos o perfil de velocidade das linhas de absorção/emissão da estrela secundária (Fig. 3.1) e podemos montar um *trailer* de espectros (ou espectrograma). Passamos agora para a discussão dos efeitos atmosféricos

Fig. 3.1: Resultados completos que podem ser obtidos com o programa de modelagem. **Centro, superior:** *Trailer* de perfis de linhas. **Direita, superior:** Curva de luz. **Centro, inferior:** Perfil das linhas em fase $\phi = 0, 0.25$ e 0.75 e perfil integrado em todas as fases. **Direita, inferior:** Parâmetros utilizados para gerar as curvas modelos.

Fig. 3.2: Esquema ilustrativo da causa do obscurecimento de borda em atmosferas estelares. O raio mais externo seria a região onde os fótons provenientes do centro da estrela não seriam mais absorvidos. A distância L pode ser considerada como a profundidade ótica do meio.

incluídos no modelo e posteriormente os efeitos de cada parâmetro no resultado final do modelo.

3.1 *Obscurecimento de borda*

Nesta seção vamos apresentar os efeitos do obscurecimento de borda nos modelos para a curva de luz da secundária. Iniciamos com uma introdução sobre o assunto explicando suas causas e efeitos, detalhamos os modelos existentes e mostramos os resultados obtidos.

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 uma região cada vez mais próxima a sua superfície. Como essas regiões são mais frias, emitem menos e temos a impressão de vê-las obscurecidas. A Figura 3.2 mostra um esquema ilustrativo do efeito do obscurecimento de borda [81]. Note como os fótons observados próximos a borda da estrela (B) são provenientes de uma região mais próxima a superfície.

Como o Sol é uma das únicas estrelas observáveis cuja superfície pode ser resolvida espacialmente, ele foi a primeira fonte dos estudos de obscurecimento de borda. Entretanto, atualmente, com o desenvolvimento de técnicas de interferometria [46] e modelos de atmosfera estelar [14] 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 a aproximação linear, na forma;

$$I(\mu) = I(1)[1 - u(1 - \mu)], \quad (3.6)$$

Fig. 3.3: Figura mostrando o efeito do obscurecimento de borda e gravitacional na distribuição de brilho da secundária. As partes mais brilhantes estão indicadas em preto, e as mais fracas em branco. **Em cima:** Distribuição de brilho uniforme. **Meio:** Efeito da aplicação de lei da raiz quadrada para o obscurecimento de borda em uma atmosfera com $T_{pole} = 2800K$ e $g_{pole} = 4.5$ na banda J . **Em baixo:** Efeito do obscurecimento gravitacional para um coeficiente $\beta = 0.08$

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 [28], [66].

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

$$I(\mu) = I(1)[1 - a(1 - \mu) - b(1 - \mu)^2], \quad (3.7)$$

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

A relação cúbica mostrou ser mais adequada para atmosferas cinzentas [72],

$$I(\mu) = I(1)[1 - v(1 - \mu) - v'(1 - \mu)^3], \quad (3.8)$$

enquanto a relação logarítmica foi adotada para representar os efeitos de obscurecimento de borda para atmosferas de hidrogênio (*hydrogen line-blanketed atmospheres*) [42],

$$I(\mu) = I(1)[1 - A(1 - \mu) - B\mu \log \mu]. \quad (3.9)$$

Diaz-Cordovés e Gimenez (1992) propuseram uma lei na forma de raiz quadrada,

$$I(\mu) = I(1)[1 - a(1 - \mu) - b(1 - \sqrt{\mu})], \quad (3.10)$$

e mostraram que ela se ajusta melhor aos valores teóricos, além de se ajustar melhor para a região do infravermelho próximo [71] e para estrelas de baixa massa com metalicidade solar para temperaturas $2000 \leq T_{eff}(K) \leq 9800$ [17].

Baseados nestes argumentos e supondo que a secundária respeite a mesma lei de obscurecimento de borda que as estrelas individuais, utilizamos a lei da raiz quadrada como modelo para o efeito de obscurecimento de borda da secundária. Na figura 3.3

Fig. 3.4: Figura mostrando o efeito do obscurecimento de borda nas curva de luz modelo da secundária com os mesmos parâmetros orbitais e gravidade do pólo $g_{polo} = 4.5$. As temperaturas utilizadas para gerar cada curva estão indicadas no canto superior direito da figura.

mostramos o resultado da aplicação da lei de obscurecimento de borda na distribuição de brilho da estrela. Vemos claramente que as regiões próximas a borda da estrela sofrem uma diminuição de fluxo em relação a região central.

Os resultados observados nas curvas de luz para diferentes parâmetros atmosféricos são mostrados na figura 3.4. O efeito provocado pelo obscurecimento de borda é notável. Temos 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. A diferença é menor entre os modelos com obscurecimento de borda para temperaturas de $T_{polo} = 3000K$ e $T_{polo} = 3200K$, mas alcança 0.5% e 0.9% para fases $\phi = 0$ e 0.5 , respectivamente. Os coeficientes para o obscurecimento de borda foram extraídos de [15]¹.

3.2 *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 ótica 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. Os valores teóricos de β foram obtidos para atmosferas em variadas condições. Para estrelas em equilíbrio hidrostático e transporte radiativo $\beta = 0.25$ [73];, para estrelas com envelopes convectivos $\beta = 0.08$ [51].

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 BXBMs 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 de borda na distribuição de brilho da secundária é mostrado na figura 3.3. Note que o ponto $L1$ sofre um considerável efeito de obscureci-

¹ Os coeficientes podem ser obtidos eletronicamente pelo endereço:
<http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/A%2bA/428/1001>

Fig. 3.5: Figura mostrando o efeito do obscurecimento gravitacional nas curva de luz modelo da secundária com os mesmos parâmetros orbitais e atmosféricos. Os coeficientes utilizados para gerar cada curva estão indicados no canto superior direito da figura.

mento. Outro efeito um pouco menos notável é que a região da estrela próxima ao plano orbital (região equatorial) também é menos brilhante do que nas regiões polares (mais afastadas, na direção perpendicular, do plano orbital). Esse efeito é devido a distorção do lobo de roche mostrada na figura 2.3, causada pela rotação da estrela. Efeito semelhante é observado em estrelas simples com alta rotação [16].

Na figura 3.5 são mostrados modelos para diferentes valores de coeficientes de obscurecimento gravitacional. 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 $\beta = 0.08$ e 0.25 em fase $\phi = 0$, respectivamente.

3.3 Parâmetros do sistema

Até agora vimos como cada parâmetro entra no cálculo da curva de luz. Vamos agora estudar os efeitos observados quando variamos cada um deles separadamente.

Os parâmetros de entrada do programa para criar uma curva de luz são: inclinação (i , em graus), razão de massa ($q = M_2/M_1$), intensidade máxima relativa de uma mancha gaussiana em $L1$ (I_s), posição de uma mancha gaussiana na face da secundária em relação ao ponto $L1$ (p_s , em graus), largura a meia altura da mancha gaussiana (l_s , em graus), a contribuição da secundária em fase $\phi = 0$ (F_s), uma contribuição constante (F_d), o raio de um disco eclipsando a secundária (R_d) e o ângulo de abertura do disco (α_d). Para criarmos um espectrograma precisamos incluir a massa da primária (M_1/M_\odot) e o período do sistema (P , em horas), como parâmetros adicionais.

3.3.1 Inclinação

Nesta seção discutimos os efeitos observados na curva modelo da secundária quando variamos a inclinação do sistema. A inclinação de um sistema binário é o ângulo entre o eixo perpendicular ao plano orbital e a linha de visada.

Este parâmetro é particularmente interessante porque separa as binárias em dois grupos distintos; os eclipsantes (alta inclinação, $i > 70^\circ$) e os não eclipsantes (baixa in-

Fig. 3.6: Sistema visto em 3 fases orbitais para 3 diferentes inclinações. De baixo para cima $i = 80^\circ, 60^\circ, 40^\circ$.

Fig. 3.7: Figura mostrando a curva de luz resultante da secundária para uma razão de massa $q = 0.5$ para diferentes inclinações. Os valores estão indicados no canto superior direito da figura.

clinação, $i < 70^\circ$). No caso dos sistemas eclipsantes com mais alta inclinação ($i \sim 90^\circ$) podem ainda ocorrer dois eclipses, o do disco pela secundária (eclipse primário) e o da secundária pelo disco (eclipse secundário). Na figura 3.6 mostramos o esquema de um sistema observado sob 3 inclinações diferentes.

No que diz respeito a modulação elipsoidal devemos notar que, à medida que diminuimos a inclinação do sistema vemos a secundária cada vez mais “de lado”. A área projetada da secundária cresce e a variação entre uma fase e outra diminui. O efeito observado (fig. 3.7) é o crescimento do fluxo da secundária e a diminuição da amplitude da modulação elipsoidal.

3.3.2 Razão de massa

A razão de massa é o parâmetro responsável pela geometria de um sistema binário. Como podemos observar pela equação 3.2, a forma das equipotenciais, que definem as superfícies que serão ocupadas por cada estrela, de acordo com seu raio, são função unicamente de q . Deste modo, conhecer a razão de massa de um sistema, principalmente de uma VC onde supõe-se que a secundária ocupa seu lobo de Roche (cap. 2), é essencial para desenvolver qualquer estudo posterior.

Na figura 3.8 mostramos o esquema de 3 sistemas com diferentes razões de massa e na figura 3.9 a curva de luz respectiva de cada um dos sistemas. Note que à medida que diminuimos a razão de massa o lobo de Roche fica menor (Fig. 3.8), diminuindo também o fluxo da secundária e a amplitude da modulação elipsoidal (Fig. 3.9). O efeito da diminuição da amplitude pode ser entendido como um achatamento do lobo de Roche:

Fig. 3.8: Geometria de 3 sistemas com $i = 80^\circ$ e $q = 0.5, 0.3$ e 0.1 , mostrando a secundária ocupando seu lobo de roche e a região da anã branca. Os valores referentes a cada geometria estão indicados na figura.

Fig. 3.9: Figura mostrando a curva de luz resultante da secundária para uma inclinação $i = 80^\circ$ e diferentes valores para a razão de massa. Os valores estão indicados no canto superior direito da figura.

quanto menor a razão de massa menos alongado é o lobo de Roche e, conseqüentemente, menor a modulação orbital observada. Note que a primária se aproxima do centro de massa do sistema (Fig. 3.8) quando diminuimos a razão de massa, como esperado.

3.3.3 Mancha em L1

Em VCs e, principalmente, em BXBMs existem vários fatores externos (que não são efeitos da atmosfera da estrela, como obscurecimentos de borda e gravitacional) que podem gerar assimetrias na distribuição de brilho observada das estrelas secundárias. Nas VCs podem ocorrer erupções recorrentes no disco de acréscimo ou mesmo explosões termonucleares na superfície da anã branca (Cap. 2). No caso das BXBMs, a matéria acretada diretamente pelas linhas do campo magnético da primária provoca forte emissão de raio-X. Mesmo o disco quiescente desses sistemas pode ser uma fonte considerável de irradiação por emissão de raios-X.

Os efeitos desses elementos na atmosfera da secundária podem ser os mais variados. O aquecimento da superfície da secundária pode gerar uma inversão térmica produzindo linhas de emissão de alguns elementos; linhas de absorção de moléculas, muito sensíveis a variação de temperatura, podem ser suprimidas e mesmo a reflexão de parte da luz pela atmosfera da estrela (albedo) pode ocorrer.

A modelagem desses efeitos pode se tornar extremamente complexa e, de certa forma contraditória, acrescentando parâmetros que muitas vezes devem ser tomados *ad hoc*. Desta maneira, optamos por modelar os efeitos de assimetrias na distribuição de brilho da secundária com a inclusão de uma mancha gaussiana.

Os parâmetros para definir a mancha são: intensidade relativa (I_s), posição em relação ao eixo orbital (p_s , em graus) e largura a meia altura (Δp_s , em graus). Na figura 3.10 vemos o efeito da inclusão da mancha na distribuição de brilho da estrela secundária. Os efeitos observados na curva de luz para diferentes morfologias são mostrados na figura 3.11. Note que a aplicação de uma mancha diminui o padrão de dupla onda característico da modulação elipsoidal. Esse efeito indica que devemos ser cuidadosos quando analisamos curvas de luz de sistemas com forte efeito de irradiação.

Fig. 3.10: Distribuição de brilho da secundária mostrando o efeito da inclusão de uma mancha gaussiana. **Em cima:** Distribuição uniforme de brilho. **Meio:** Mancha centrada em $L1$. **Em baixo:** Mancha com $p_s = 50^\circ$.

Fig. 3.11: Curvas de luz da secundária mostrando o efeito da inclusão de uma mancha gaussiana em $L1$. Os parâmetros da mancha de cada curva modelo são mostrados no canto superior direito da figura.

3.3.4 Contribuição da secundária

Como vimos (Cap. 2) a secundária não é a única fonte de luz das VCs e BXBMs. Na verdade, em muitos comprimentos de onda, a secundária nem mesmo é a fonte dominante de brilho. Algumas dessas fontes são variáveis e podem dificultar, ou mesmo impossibilitar, a detecção da modulação elipsoidal da estrela [40]. Em outros casos, os efeitos variáveis afetam apenas parte da curva e podem ser extraídos para possibilitar a análise da modulação elipsoidal da secundária (veja Caps. 4 e 5).

Entretanto, grande parte da luz das VCs e BXBMs é proveniente do disco de acréscimo (Cap. 2). Se desconsiderarmos as flutuações intrínsecas de brilho do disco (*flickering*) podemos supor que a contribuição do disco para o fluxo total do sistema será constante (Isto não leva em conta, p. ex., a possibilidade de emissão anisotrópica produzida por uma mancha brilhante na borda do disco, cuja radiação é dependente da fase orbital). Esta contribuição certamente será dependente do comprimento de onda que analisamos. Desta maneira, estudamos o efeito de variar a contribuição do disco e da secundária para o fluxo total do sistema.

Na figura 3.12 mostramos curvas de luz modelo para diferentes contribuições da secundária. Vemos que à medida que diminuimos a contribuição da estrela para o fluxo total a modulação elipsoidal também diminui. O efeito observado é o mesmo de quando variamos a inclinação no sistema. O que nos leva inicialmente a crer que o efeito de aumentar/diminuir a inclinação pode ser contra-balançado pela contribuição da secundária e, vice versa. Esse efeito tornaria impossível determinar os parâmetros do sistema caso não tenhamos nenhuma estimativa da inclinação ou da contribuição da estrela secundária. Para verificar essa questão, realizamos inúmeros testes para recuperar os parâmetros do sistema através da modulação elipsoidal. Os testes são apresentados no capítulo 4.

Fig. 3.12: Curvas de luz modelos com diferentes contribuições da secundária para o fluxo total do sistema. A contribuição da secundária em cada modelo é mostrada no canto superior direito da figura.

Fig. 3.13: Curvas de luz modelo com diferentes ocultação da secundária para diferentes raios do região ocultante. O raio utilizado para gerar cada modelo é mostrado no canto superior direito da figura.

3.3.5 Eclipse secundário

Estudar a maneira como a luz de uma fonte é absorvida ou espalhada por uma camada de gás proporciona uma grande quantidade de informação sobre a matéria absorvedora. Da mesma maneira que a secundária oculta parte do disco de acréscimo quando passa em frente a ele, em relação ao observador, o disco de acréscimo também pode ocultar parte da luz da estrela secundária. Esse efeito pode ser de grande utilidade para ajudar a determinar a natureza do gás do disco de acréscimo [49].

Em especial, se o gás no disco for ópticamente espesso teremos ocultação total da luz da estrela secundária; caso seja ópticamente fino esperamos que haja pouca ou nenhuma absorção da luz da estrela. Para modelar esse efeito, simulamos um cilindro opaco de raio R e espessura $h = 2R\sin(\alpha)$, onde α é o ângulo de abertura do disco, passando em frente a secundária. Na figura 3.13 mostramos o resultado observado para $\alpha = 5^\circ$ e $R/R_{L1} = 0.2, 0.3$ comparados com a curva sem ocultação. Como pode ser notado, o raio do disco delimita a duração do eclipse e sua profundidade, como esperado.

Capítulo 4

Testando o programa de reconstrução

Neste capítulo apresentamos os testes realizados com o programa de modelagem de curva de luz da estrela secundária em VCs. Particularmente, estamos interessados em determinar a capacidade do programa em recuperar os parâmetros orbitais de um sistema utilizando a modulação elipsoidal da estrela secundária em diferentes situações. O objetivo é testar a capacidade de determinar a aplicabilidade do método para um determinado sistema de acordo com os parâmetros orbitais do sistema, a cobertura em fase, a qualidade da fotometria e a escolha dos parâmetros atmosféricos.

O programa de reconstrução é uma implementação do método simplex, rotina *amoeba* - *Numerical Recipes* [58], de minimização de funções de várias variáveis. Ele minimiza a função peso estatística χ^2 (eq. 4.1) entre os dados observados (f_o) e o modelo (f_{mod}), escalonado pelo erro (σ_o).

$$\chi^2 = \sum_{\phi}^n \left(\frac{f_{mod} - f_o}{\sigma_o} \right)^2 \quad (4.1)$$

Os testes apresentados vão do mais geral - onde temos a secundária, uma fonte constante de brilho e ruído - até testes mais específicos, como para determinar a sensibilidade do método à escolha dos parâmetros atmosféricos da secundária. Os parâmetros recuperados pelo programa são os mesmos utilizados na modelagem, dentro das incertezas (Capítulo 3), e o procedimento dos testes é, basicamente, uma simulação de Monte Carlo: criar uma curva de luz para um determinado conjunto de parâmetros orbitais, introduzir ruído e recuperar os parâmetros orbitais. Repetimos a reconstrução N vezes variando

Tab. 4.1: Parâmetros utilizados para gerar as curvas-modelo para os testes de relação S/R e os respectivos valores obtidos para relações $S/R = 10, 50, 150$ e 200 no teste com cobertura completa de fase.

Parâmetros	Modelo	$S/N = 10$	$S/N = 50$	$S/N = 150$	$S/N = 200$
i	80.0	77 ± 6	78 ± 4	77 ± 3	81.5 ± 0.6
q	0.5	0.38 ± 0.1	0.45 ± 0.1	0.51 ± 0.04	0.49 ± 0.01
F_d	0.2	0.24 ± 0.03	0.22 ± 0.02	0.210 ± 0.009	0.204 ± 0.004
F_s	0.8	0.76 ± 0.03	0.78 ± 0.02	0.790 ± 0.009	0.794 ± 0.004

o valor de cada ponto da curva de luz de acordo com a barra de erro (supondo que os erros sejam gaussianos). O resultado final é a média dos resultados e o erro é o desvio quadrático médio. Devido ao custo computacional intermediário (cerca de 10 minutos por simulação), todos os testes foram realizados com $N = 100$ curvas de luz.

Inicialmente queremos determinar a qualidade dos ajustes (erro obtido em cada parâmetro) em relação a qualidade da curva de luz (relação sinal-ruído, S/R) da fotometria. Desta maneira, escolhemos parâmetros orbitais intermediários¹ de VCs (Tabela 4.1), criamos curvas de luz modelo com relação S/R entre 10 – 200 e realizamos o procedimento descrito anteriormente. Os resultados são mostrados na tabela 4.1 e na figura 4.1. Existe uma correlação entre a qualidade dos resultados e a qualidade da curva de luz. Entretanto temos um limite de ganho na qualidade da reconstrução para relação $S/R \gtrsim 40$, a partir da qual os erros obtidos são praticamente os mesmos.

Nem sempre é possível utilizar toda a curva de luz para ajustar a modulação elipsoidal (veja Cap. 5). Caso o sistema tenha alta inclinação a curva pode apresentar eclipses, tanto do disco de acréscimo pela secundária (eclipse primário) como da secundária pelo disco (eclipse secundário). Em outros casos podemos ter uma contribuição significativa (emissão anisotrópica) da mancha brilhante. Antes de mais nada devemos definir corretamente as fases afetadas por outros efeitos que produzam brilho variável em fase distintos da modulação elipsoidal, de modo a evitar que esses efeitos alterem os resultados.

Deste modo, realizamos mais dois testes iguais ao anterior: o primeiro excluindo a região dos eclipses primário e secundário (fases $[-0.1 : 0.1]$ e $[0.4 : 0.6]$) e o segundo, baseado nos dados analisados neste trabalho (Cap. 5), utilizando apenas fases entre $[0.1 : 0.4]$. Os resultados são mostrados na figura 4.1. Em ambos os casos, os resultados obtidos ainda são satisfatórios. Entretanto, notamos um aumento dos erros obtidos à medida que diminuimos a cobertura em fase. Outro efeito notável é que o ponto de

¹ Escolhemos um conjunto de parâmetros que produziria um sistema eclipsante com razão de massa $q = 0.5$.

Fig. 4.1: Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da relação Sinal-Ruído. Linhas cheias e quadrados abertos marcam os resultados para o teste com cobertura completa em fase. Linhas tracejadas e quadrados preenchidos correspondem ao teste sem a região do eclipse primário e secundário. Linhas pontilhadas e círculos abertos correspondem ao teste com cobertura de fase entre $[0.1 : 0.4]$. **Esquerda, de baixo para cima:** inclinação, razão de massa e intensidade relativa da mancha em $L1$. **Direita, de baixo para cima:** posição da mancha em relação ao eixo orbital, contribuição do disco (constante) e contribuição da secundária em fase $\phi = 0$.

Fig. 4.2: Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da contribuição da secundária. Linhas cheias indicam a precisão ($|\text{modelo} - \text{resultado}|$) e linhas tracejadas os erros (desvio quadrático médio) obtidos. **Esquerda inferior:** Inclinação. **Esquerda superior:** Razão de massa. **Direita inferior:** Contribuição do disco (constante). **Direita superior:** Contribuição da secundária em fase $\phi = 0$.

saturação da precisão se move para relações S/N maiores para a inclinação, posição da mancha em $L1$, e fluxos da secundária e disco, e se torna pior em todos os casos.

Os testes mostram que é possível recuperar os parâmetros ajustados com incertezas $\lesssim 10\%$ (exceto para razões de massas q , que pode ser recuperada com erros $\lesssim 20\%$) a partir de curvas de luz com $S/N \gtrsim 40$, mesmo quando temos cobertura restrita em fase (p. ex., $[0 : 0.4]$). A capacidade de recuperar a posição angular de uma mancha na superfície da estrela secundária é bastante sensível à cobertura em fase. Se a mancha estiver deslocada para o lado do BS, é fácil entender que o programa tenha mais dificuldade em recuperá-la com cobertura incompleta em fase (estamos eliminando justamente as fases nas quais a mancha contribui).

Em seguida, testamos se existe alguma dependência da qualidade do ajuste com os parâmetros orbitais do sistema. Realizamos reconstruções seguindo o mesmo procedimento descrito anteriormente, variando um dos parâmetros dentro de um intervalo de valores fisicamente aceitos para VCs (seção 2), mantendo os outros parâmetros fixos e adotamos uma relação $S/R = 80$.

Na figura 4.2 são mostrados os resultados para valores da contribuição da secundária variando entre 10% e 90%. Aparentemente não podemos notar nenhuma correlação entre a precisão ($|\text{modelo} - \text{resultado}|$) e os erros (desvio quadrático médio) e a contribuição da secundária, exceto uma acentuada diminuição da precisão para uma contribuição entre 20% e 40% e entre 50% e 70%. Entretanto, mesmos nestes casos, os erros são menores

Fig. 4.3: Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da inclinação. A notação é a mesma da figura 4.2.

Fig. 4.4: Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da razão de massa. A notação é a mesma da figura 4.2.

que 5% e a precisão melhor que 20%, a não ser para a razão de massa nos casos onde a secundária contribui com 40% e 70% do fluxo total. Este resultado é particularmente interessante, uma vez que demonstra a capacidade de determinarmos a contribuição da secundária utilizando apenas sua curva de luz, diferente do que encontramos na literatura [25].

Escolhendo uma contribuição de 80% para a secundária, realizamos testes semelhantes para a inclinação i e a razão de massa q . O teste para inclinação foi realizado com valores entre 20° e 90° e uma razão de massa fixa de $q = 0.5$ enquanto o teste para razão de massa foi realizado com valores entre 0.1 e 0.9 e $i = 80^\circ$. Os resultados são mostrados nas figuras 4.3 e 4.4 para inclinação e razão de massa respectivamente. Novamente não existe nenhuma correlação aparente entre os resultados e os parâmetros do modelo, a não ser por uma perda de precisão para valores de $i = 40^\circ$ e $q = 0.2$. A inclinação do sistema mostra ser o parâmetro melhor determinado pelo modelo, obtendo precisão de $\sim 12\%$ no pior caso, sendo melhor do que isso em geral. A razão de massa do sistema deve ser tomada com certo cuidado, o erro na determinação do parâmetro chega a $\sim 40\%$, no pior caso. Entretanto, obtemos bons resultados na determinação da razão de massa para valores de $q > 0.3$ e $i > 40^\circ$.

Realizamos um teste específico para determinar os efeitos da inclusão de uma mancha na face interna da secundária na recuperação dos parâmetros orbitais. Decidimos por realizar os testes em 3 casos extremos; uma mancha com intensidade relativa $I_s = 1$ posicionada a $p_s = 20^\circ$ em relação ao eixo orbital², mancha com $I_s = 10$ com $p_s = 0^\circ$ e $p_s = 20^\circ$ e $I_s = 100$ com $p_s = 0^\circ$ e $p_s = 20^\circ$. Os resultados são mostrados na figura 4.5. A medida que aumentamos a intensidade relativa da mancha brilhante, a precisão nos parâmetros também cresce. Em especial, os próprios parâmetros da mancha (I_s e p_s) são os mais afetados, mas podemos destacar um aumento na precisão da medida de i e q . Devemos mencionar que esse efeito pode ser artificial, uma vez que a geometria da mancha também é artificial e não estamos considerando o efeito atmosférico da irradiação.

² Eixo que liga o centro das duas estrelas.

Fig. 4.5: Erros relativos obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária em função da intensidade relativa de uma mancha em $L1$. As linhas cheias indicam as soluções para um ângulo $\theta = 20^\circ$ entre o centro da mancha e o eixo orbital e as linhas tracejadas $\theta = 0^\circ$. A notação é a mesma da figura 4.1.

Tab. 4.2: Parâmetros utilizados para gerar os coeficientes de obscurecimento de borda e χ^2 médio e seu respectivo teste. Os parâmetros utilizados para gerar a curva de luz modelo utilizada na reconstrução estão indicados por uma caixa.

Teste	T_{polo}	g_{polo}	$\bar{\chi}^2$
01	2800	3.5	1.000570
02	2800	4.0	0.997485
03	2800	4.5	0.999028
04	2800	5.0	0.999516
05	3000	3.5	0.999401
06	3000	4.0	0.997528
07	3000	4.5	0.989317
08	3000	5.0	0.976591
09	3200	3.5	1.014500
10	3200	4.0	0.976065
11	3200	4.5	0.983871
12	3200	5.0	0.990153

Entretanto podemos concluir que a adição de uma mancha, mesmo extremamente intensa, não atrapalha a determinação dos parâmetros orbitais.

O programa ainda utiliza, como parâmetros de entrada, 2 coeficientes que estão ligados aos parâmetros atmosféricos da estrela secundária (T_{polo} e g_{polo}), os coeficientes de obscurecimento de borda e gravitacional. Porém, nem sempre podemos ter confiança na determinação desses valores *a priori* e seria interessante determinarmos como a escolha desses valores afeta os parâmetros da reconstrução.

Como podemos notar pela Fig. 4.6, existe uma dependência da precisão do modelo com os parâmetros atmosféricos (T_{polo} e g_{polo}) escolhidos. Em especial, o valor obtido para a razão de massa é o mais afetado pela escolha errada desses parâmetros, sendo que erros de até 20% podem ser cometidos. A contribuição da secundária e do disco são os parâmetros menos afetados. Por outro lado, o valor do χ^2 não se altera, de maneira significativa, no intervalo de valores selecionados para os parâmetros atmosféricos. Entretanto notamos que este possui um valor mínimo próximo do modelo com os valores corretos, como vemos na tabela 4.2. Desta maneira, conhecer os parâmetros atmosféricos

Fig. 4.6: Precisão (modelo - resultado) obtidos com a modelagem da curva de luz da secundária para diferentes parâmetros atmosféricos. Uma linha horizontal marca o teste com os parâmetros corretos. A notação é a mesma da figura 4.2.

Fig. 4.7: Resultados obtidos com a aplicação do método de Cadeias de Markov para recuperar os parâmetros através da modulação elipsoidal da secundária. Os valores utilizados para gerar a curva de luz modelo estão indicados com uma linha tracejada vertical. **Esquerda, inferior:** Inclinação. **Esquerda, superior:** razão de massa. **Direita, inferior:** Contribuição da secundária. **Direita, superior:** Diagrama $i \times (F_s/F_T)$. Setas indicam o valor inicial utilizado na reconstrução (seta inferior mais a direita) e o valor correto utilizado para gerar a curva de luz modelo.

da estrela secundária seria de grande auxílio na aplicação da modulação elipsoidal para obter os parâmetros orbitais de um sistema, mas a falta de uma boa estimativa desses parâmetros não inviabiliza sua aplicação.

Para mapearmos a existência de dependências entre os parâmetros orbitais do modelo, implementamos uma rotina de Cadeias de Markov. Para detalhes sobre o método veja Roberto (2004). Neste trabalho os autores utilizam essa técnica para obter os parâmetros orbitais de VCs através da modulação elipsoidal da secundária. Em especial, estamos interessados em saber se existe alguma correlação entre a inclinação do sistema e a contribuição da secundária. O resultado da aplicação deste método é uma distribuição que mede a “qualidade” de cada parâmetro. Na Figura 4.7 mostramos os resultados obtidos com o método de Cadeias de Markov para cada um dos parâmetros e um gráfico de $i \times F_s/F_T$. Os resultados obtidos são satisfatórios e a divergência existente entre modelo e ajuste pode ser atribuída ao fato de que realizamos o teste com apenas uma curva que foi modificada pelo ruído. Podemos supor que ao jogarmos ruído na curva estamos deslocando a solução da posição correta. Logo é normal esperarmos uma pequena divergência entre os valores inicial e ajustado. No gráfico $i \times F_s$ (Fig. 4.7) vemos que não existe nenhuma correlação entre os parâmetros, a não ser por um espalhamento perto da solução, como esperado.

Capítulo 5

Análise de dados: IP Peg

Apresentamos a análise de fotometria diferencial nas banda JHK do infra-vermelho (IV) próximo da nova anã IP Peg. Os dados foram obtidos com o telescópio de $4.2m$, William Herschel Telescope em La Palma entre 26 e 29 de outubro de 1996, utilizando a William Herschel InfraRed Camera (WHIRCAM). Este equipamento é uma câmera imageadora baseada num detector de $InSb$ de 256×256 pixels da Santa Barbara Research Corporation (SBRC).

No início de cada noite de observação obtivemos séries de imagens de um anteparo uniformemente iluminado nos filtros JHK (imagens de *flat-field*) e imagens curtas ($t_{exp} \lesssim 2s$) de um anteparo resfriado (imagens de bias). Nas regiões espectrais do infravermelho a contribuição de OH^- do céu nas imagens podem ser significativas, tornando difícil a detecção das fontes e diminuindo a estatística de contagem dos objetos. Para determinar a contribuição do céu utilizamos a técnica de pontilhamento onde realizamos um deslocamento de $10 - 12''$ com o telescópio entre uma imagem e outra em um padrão de 4 posições (essa técnica também é útil para se evitar pixels ruins do detector, comum nos detectores IV).

Os detectores de IV, ao contrário dos CCDs óticos de Si , são operados como arranjos de fotodiodos polarizados reversamente, o que acarreta uma resposta não linear que pode ser estimada e deve ser corrigida antes de se realizar qualquer tarefa de redução. Utilizamos a rotina IRLINCOR/CTIO com os coeficientes fornecidos nos manuais da WHIRCAM para efetuar a correção de não linearidade do detector em todas as imagens.

Para eliminar variações de sensibilidade pixel a pixel do detector, dividimos as imagens por uma imagem de *flat-field* normalizado (a mediana das imagens do anteparo iluminado dividido pela media das contagens). Também utilizamos a imagem de *flat-field* normal-

Tab. 5.1: Log das Observações - IP Peg William Herschel Telescope

Data 1996	banda	UT (start)	UT (end)	No. de pontos	cobertura em fase
10/26	<i>H</i>	19:00	03:08	272	2 ciclos
10/27	<i>H</i>	20:00	23:16	151	1 ciclo
10/27	<i>K</i>	23:16	02:03	117	-0.4 , +0.35
10/28	<i>J</i>	19:15	01:15	169	1 ciclo

izado para mapear e extrair a contribuição de pixels ruins. Descontamos a contribuição de bias subtraindo a mediana das imagens do anteparo resfriado.

A imagem de céu é obtida calculando a mediana das imagens de cada série do pontilhamento. Depois de obtidas, as imagens de céu são subtraídas das imagens originais. Utilizamos as imagens de cada série para evitar que variações na transparência do céu e na temperatura do detector durante a noite afetem as medidas. Uma série de imagens de bias com o mesmo tempo de exposição das imagens do objeto eram tomadas em intervalos de $\sim 1 - 2$ hr para obtermos estatísticas de corrente escura. O log das observações é mostrado na tabela 5.1.

Por fim, implementamos uma rotina de correlação cruzada que automatiza o processo de centrar as imagens deslocadas pelo pontilhamento, e aplicamos fotometria de abertura utilizando as rotinas do pacote APPHOT. A fotometria diferencial é realizada obtendo a diferença de magnitude entre uma estrela de campo (em geral a mais brilhante) e o objeto de interesse e outros objetos de comparação, de modo que podemos comparar as variações no fluxo da estrela de referência e as medidas das estrelas do campo e do alvo. Foram extraídas medidas de uma estrela de referência, de IP Peg e mais 3 estrelas do campo. A redução dos dados foi realizada com a utilização do pacote IRAF¹ de redução e análise de dados.

Após extrairmos a fotometria, os dados foram organizados em fase de acordo com a efeméride linear de Wolf et al. (1993). Aplicamos um procedimento iterativo assumindo os parâmetros orbitais da binária, obtidos com o ajuste da modulação elipsoidal da secundária (seção 5.1), para refinar a largura do eclipse da anã branca, $\Delta\phi$. Aplicamos um deslocamento ϕ_0 de modo a fazer com que o ingresso da anã branca coincida com $\Delta\phi/2$. Este procedimento levou a um resultado de $\Delta\phi = 0.0918$ e $\phi_0 = +0.01$. Utilizamos a

¹ IRAF é distribuído pelo National Optical Astronomy Observatories, que são operados pela Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., sobre acordo cooperativo com o National Science Foundation.

Fig. 5.1: Curvas de luz de IP Peg com modelo para modulação elipsoidal da secundária. As linhas tracejadas marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca para um eclipse de largura $\Delta\phi = 0.091$ ciclos.

curva de luz na banda J neste processo, uma vez que ela apresenta mais claramente o ingresso da anã branca (Fig. 5.1).

As medidas em magnitudes foram transformadas em fluxo absoluto utilizando medidas de fluxo absoluto da estrela de referência nas bandas JHK disponibilizadas pelo projeto *2MASS*. As curvas de luz resultantes são mostradas na Fig. 5.1 junto com o ajuste obtido para a modulação elipsoidal. Os dados na banda H foram combinados para melhorar a relação sinal-ruído da curva de luz. Os dados nas bandas J e K não cobrem a órbita completa da binária.

A análise dos dados foi separada em duas partes. Primeiro mostramos o ajuste da modulação elipsoidal com as técnicas descritas nos capítulos 3 e 4 (seção 5.1). Descrevemos os métodos utilizados para determinar os parâmetros atmosféricos da estrela secundária, a exclusão de partes das curvas no ajuste da modulação elipsoidal e discutimos os resultados obtidos comparando-os com resultados encontrados na literatura. Depois, extraímos a contribuição da secundária das curvas de luz e aplicamos técnicas de mapeamento por eclipse 3D (seção 5.2). Os resultados obtidos são analisados e discutidos, complementando a aplicação da técnica de ajuste da modulação elipsoidal da secundária.

5.1 Ajuste da modulação elipsoidal.

Como vimos nas seções anteriores, antes de ajustar a curva de luz da secundária precisamos ter algum conhecimento sobre seus parâmetros atmosféricos, para selecionarmos os parâmetros corretos para o obscurecimento de borda. Basicamente procuramos pelos valores da temperatura (T_{pole}) e gravidade (g_{pole}) no pólo da estrela. Utilizamos um procedimento similar ao realizado por Froning et al (1999). Escolhemos um intervalo de valores fisicamente possíveis baseados nas propriedades das secundárias em VCs e em resultados encontrados na literatura e ajustamos a curva de luz da secundária.

Para valores de T_{pole} entre $2800 - 3200K$ e g_{pole} entre $3.5 - 5.0$ os resultados não apresentam nenhuma mudança significativa, tanto nos valores ajustados quanto na qualidade do ajuste (valor do χ^2 final). De fato o método não é muito sensível aos parâmetros atmosférico (veja seção 4). Entretanto a escolha errada pode prejudicar a determinação de

Tab. 5.2: Parâmetros orbitais de IP Peg obtidos com o ajuste da modulação elipsoidal.

	J	H	K
q	0.43 ± 0.10	0.42 ± 0.20	0.44 ± 0.03
i	$84^\circ \pm 5^\circ$	$85^\circ \pm 3^\circ$	$87^\circ \pm 2^\circ$
F_s/F_T	$(82 \pm 5)\%$	$(84 \pm 5)\%$	$(88 \pm 4)\%$

F_s é o fluxo da secundária e F_T é o fluxo total.

parâmetros como a razão de massa. De modo a utilizarmos parâmetros atmosféricos consistentes com os obtidos na literatura, adotamos $T_{pole} = 3000K$, $g_{pole} = 4.5$ e metalicidade solar ([69],[47],[25]).

Utilizamos o eclipse para definir o brilho máximo que a estrela secundária pode possuir - i.e a secundária terá fluxo igual ao fluxo em fase $\phi = 0$ se ocultar todo o disco, caso contrario seu fluxo será menor. Isso nos permite obter um limite superior para o fluxo da secundária em cada filtro.

As curvas de luz de IP Peg no infravermelho (Fig. 5.1) possuem contribuições de outras fontes, além da secundária. Inicialmente excluimos apenas os eclipses primário e secundário, na tentativa de modelar o excesso de luz do hump em fases negativas como uma mancha na face da estrela secundária. Entretanto os ajustes resultantes subestimam o hump em fase -0.25 e superestimam o hump em fase $+0.25$ e o brilho da secundária é superior ao brilho máximo. Deste modo, excluimos a parte da curva antes do eclipse deixando apenas pontos entre fases 0.1 e 0.4.

Os resultados obtidos com o ajuste são listados na tabela 5.2 e as curvas resultantes mostradas na figura 5.1. Estimamos que a secundária é responsável por 84% e 88% do fluxo total do objeto nas bandas H e K respectivamente, resultados consistentes com os obtidos por Szkody & Mateo (1986) e Froning et al (1999). Littlefair et al (2001) encontraram uma estimativa de 62% para a secundária, na banda K , ajustando a profundidade das linhas de uma estrela $M4V$ ao espectro de IP Peg ~ 20 dias após uma erupção. Entretanto como mostrado por Harrison et al (2005a) e Harrison et al (2005b), as linhas espectrais da secundária tendem a ser suprimidas por algum efeito atmosférico atuando nessas estrelas. Desta maneira, estamos sujeitos a subestimar o fluxo da secundária se utilizamos a profundidade das linhas no espectro da estrela. Este efeito pode explicar a contribuição relativamente baixa para a secundária obtida por aqueles autores. Não existem resultados publicados para a contribuição da secundária na banda J .

Na Figura 5.2 mostramos um diagrama de inclinação contra a razão de massa com-

Fig. 5.2: Diagrama inclinação - razão de massa. Linhas pontilhadas indicam a relação para $\Delta\phi = 0.0863$ (curva superior) e $\Delta\phi = 0.0918$ (curva inferior). Linhas sólidas demarcam a faixa de valores (i, q) obtidos por Wood & Crawford (1986); linhas tracejadas marcam a solução de Beekman et al. (2000); e a caixa pontilhada os valores de Marsh & Horne (1989). Três caixas indicam as soluções obtidas pelo ajuste da modulação elipsoidal neste trabalho utilizando as curvas nas bandas H (linhas sólidas), J (tracejada) e K (ponto-traço). Um círculo marca o par de valores adotados para a aplicação do método de mapeamento por eclipse.

parando nossos resultados com os resultados obtidos na literatura. Os valores obtidos para a razão de massa possuem pouca diferença entre as estimativas nas 3 bandas. Os resultados nas bandas J e H concordam com os valores obtidos por Wood & Crawford (1986) e Beekman et al. (2000) mas diferem razoavelmente dos publicados por Marsh & Horne (1989). Os resultados obtidos para a banda K apresentam os menores erros entre as 3 estimativas mas não concordam, a nível de 1σ , com nenhum resultado da literatura. Apesar dos erros formais menores, os resultados para a banda K devem ser vistos com certa desconfiança, em consequência da cobertura em fase reduzida/incompleta e da baixa relação S/N da única curva de luz obtida nessa banda.

Os efeitos de iluminação na face da secundária são desprezíveis, a intensidade relativa de uma mancha na face da secundária é menor que 10^{-2} . Este resultado parece estar em contradição com o resultado obtido por Davey & Smith (1992) que encontraram uma estrutura assimétrica na face $L1$ da secundária em imageamento Roche na linha de NaI 8190\AA . É possível que as assimetrias observadas se manifestem apenas em algumas linhas e sejam desprezíveis quando analisamos dados de fotometria em banda larga.

A partir dos fluxos obtidos para a secundária, construímos um grid espectral e utilizamos as rotinas do pacote SYNPHOT para ajustar o tipo espectral da secundária, obtendo um tipo espectral entre $M0V - M6V$. Infelizmente a pequena cobertura em comprimento de onda obtida da fotometria de banda larga combinada a baixa resolução espectral das bibliotecas do SYNPHOT na faixa do infravermelho não permitiram um resultado mais preciso. Apesar disso, nosso resultado está de acordo com o tipo espectral M publicado na literatura para a secundária de IP Peg (Martin, Jones & Smith, 1987; Littlefair et al., 2001). Ajustamos um espectro de corpo negro escalonado pelo ângulo sólido para obtermos uma estimativa da distância do sistema. A temperatura de corpo negro e a distância são respectivamente, $T_{sec} = (3100 \pm 600)K$ e $d_{sec} = (115 \pm 30)pc$, assumindo $R_2 = 0.4R_{\odot}$ para o raio da secundária (Beekman et al 2000).

Na Fig. 5.1 é possível notar que o fluxo observado em fase 0.5 é sistematicamente menor

Fig. 5.3: Curvas de luz de IP Peg com o modelo para a modulação elipsoidal e modulação elipsoidal com eclipse secundário.

que o ajuste da modulação elipsoidal, indicando a existência de um eclipse secundário. Simulamos a ocultação da secundária por um disco opaco, variando o raio e o ângulo de abertura do disco de modo a ajustar a forma e a profundidade do eclipse secundário. A solução de melhor ajuste é $r_d(J) = (0.31 \pm 0.04)R_{L1}$, $\alpha_d(J) = (1.5 \pm 0.7)^\circ$ e $r_d(H) = (0.23 \pm 0.05)R_{L1}$, $\alpha_d(H) = (0.2 \pm 0.5)^\circ$ com $2.4 \pm 0.4\%$ e 3.0 ± 0.6 de luz ocultada para J e H respectivamente (Fig. 5.3). Os testes foram repetidos com $\alpha_d = 0.5$ constante (veja seção 5.2). Os valores obtidos para o raio do disco são praticamente os mesmos (a diferença está dentro dos erros) enquanto o fluxo ocultado diminui ligeiramente para o filtro J e cresce ligeiramente para o filtro H , a diferença se mantendo dentro dos erros.

Uma vez que o raio da região que oculta a secundária é consistente para as curvas nos filtros J e H , calculamos o fluxo ocultado para um raio médio de $r_d = 0.27R_{L1}$ e ajustamos um espectro de corpo negro escalonado pelo ângulo sólido, obtendo uma temperatura de $T_{oc} = (2300 \pm 600)K$ para a região ocultada. A temperatura é consistente com o valor obtido para a temperatura da secundária, dentro das incertezas, confirmando que os efeitos de iluminação na face interna da secundária são desprezíveis. A área ocultada corresponde a $\sim 13\%$ da superfície da secundária, para uma distância de $d = 115pc$.

De modo a utilizar um valor consistente para a largura do eclipse, a razão de massa e a inclinação, adotamos os valores $i = 84.5^\circ$ e $q = 0.42$ (marcado com um círculo na Fig. 5.2) para o mapeamento por eclipse $3D$.

5.2 Mapeamento por eclipse $3D$.

Uma vez que conhecemos a contribuição da secundária podemos subtrair-la da curva de luz de IP Peg. Deste modo, supondo que o resíduo é composto pela contribuição do disco de acréscimo e da mancha brilhante, podemos aplicar técnicas de mapeamento por eclipse (MEM) [3] para determinar a distribuição de brilho superficial do disco de acréscimo nas bandas JHK do infravermelho. A geometria utilizada na reconstrução é uma modificação do problema original e considera que o disco possui uma abertura α e inclui uma borda emissora na posição do raio do disco.

A partir das respectivas fases de contato, medidas no eclipse primário, somos capazes de inferir a posição da mancha brilhante (Fig. 5.4). Plotando sua posição e a trajetória

Fig. 5.4: Geometria de IP Peg. Um círculo cheio marca a posição esperada da mancha brilhante e um círculo aberto a posição observada (máximo da distribuição na borda do disco). Uma seta indica a direção azimutal de máxima emissão na borda do disco. O círculo pontilhado corresponde a um raio de $0.58R_{L1}$. A linha sólida interceptando a posição da mancha brilhante e o disco é a trajetória balística do jorro de matéria da secundária.

Fig. 5.5: **Esquerda:** Curvas de luz após a subtração da modulação elipsoidal da secundária e o ajuste obtido pela aplicação do mapeamento por eclipse 3D. Linhas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca. **Centro:** Distribuição superficial de brilho em tons de cinza em escala logarítmica. Linhas pontilhadas mostram o lobo de Roche, a trajetória balística do jorro de matéria e um disco de raio $0.58R_{L1}$. **Direita:** Distribuição de brilho da borda do disco. O eixo x indica o ângulo azimutal em relação a linha que une o centro das duas estrelas. Uma linha pontilhada vertical marca a posição azimutal da mancha brilhante.

balística do jorro de matéria da secundária obtemos uma medida do raio do disco. Para IP Peg, obtemos um raio de $R_d = 0.58R_{L1}$. O resultado está mostrado na Fig. 5.4. Vemos que esta estimativa é consideravelmente maior do que a obtida na seção 5.1 através do eclipse secundário. Entretanto a medida anterior é uma estimativa da área opaca do disco enquanto que, agora, estamos interessados no raio geométrico. Ou seja, o disco de acréscimo se estende até $0.58R_{L1}$, o disco é opaco nas partes internas (até $0.23R_{L1}$) e oticamente fino no IV nas partes externas.

Para determinarmos o ângulo de abertura α , variamos o valor de α entre $0.5^\circ - 8^\circ$ em incrementos de $\Delta\alpha = 0.5^\circ$ e escolhemos o mapa de menor entropia. Entretanto este procedimento falha quando o eclipse possui assimetrias assentadas, como no caso das curvas nos filtros J e H de IP Peg. Desta maneira, utilizamos a curva no filtro K para estimar o ângulo α . Os mapas de menor entropia são obtidos para $\alpha = 0.5^\circ$. O resultado equivalente para os filtros J e H é $\alpha_J = 5.5^\circ$ e $\alpha_H = 6^\circ$, respectivamente. Neste caso as partes externas do disco ocultariam as partes internas e não seria possível observar, por exemplo, o eclipse da anã branca, visto em ambos os filtros J e H . Além disso, os ajustes do eclipse secundário nos filtros J e H indicam valores menores do que 1° para o ângulo de abertura (veja seção 5.1). Desta maneira utilizamos o valor obtido com o procedimento realizado com a curva na banda K nos ajustes posteriores. As curvas de luz resultantes, com respectivos mapas de eclipse e distribuição de brilho da borda do disco, são mostradas na Figura 5.5. Utilizamos apenas dados entre fases -0.2 e 0.2 para as curvas em J e H e fases -0.4 a 0.2 em K , essa escolha será justificada mais a frente quando discutirmos as estruturas da borda do disco.

Fig. 5.6: **Esquerda:** Distribuição superficial de brilho. A mesma da figura 5.5. **Centro:** Componente assimétrica dos mapas de eclipse. As intensidades foram multiplicadas por 2 e mostradas na mesma escala dos mapas da componente total para melhorar a visualização. **Direita:** Componente simétrica dos mapas de eclipse mostrados na mesma escala dos mapas completos.

A distribuição radial de brilho é assimétrica nos 3 filtros JHK , sendo mais brilhante na parte superior do disco de acréscimo, onde o jorro de matéria colide inicialmente com o disco de acréscimo. Apesar do hump orbital ser mais pronunciado nas curvas da banda J o mapa resultante é o mais simétrico, enquanto a contribuição da mancha brilhante é a mais significativa indicando que a o hump orbital é originado pela mancha brilhante e não por assimetrias na distribuição de brilho. Nos filtros H e K podemos ver claramente que a assimetria se estende pela trajetória balística do jorro de matéria (Fig. 5.5).

Calculamos as contribuições simétricas e assimétricas do disco de acréscimo e vemos que essa estrutura se repete nos mapas dos 3 filtros (Fig. 5.6). Algumas estruturas secundárias também aparecem nos mapas da componente assimétrica. Nos 3 casos vemos uma componente que parece transbordar da região da mancha brilhante e se estende até próximo ao lobo da primária. A componente simétrica dos disco é extensa nas bandas JHK sendo que no filtro K ela é mais intensa no centro e cai mais rapidamente nas bordas do que nos filtros J e H .

Dependendo da cobertura em fase utilizada na aplicação do método de MEM3D a borda do disco apresenta algumas estruturas não usuais posicionadas em $\theta_1 = 100^\circ$ (estrutura 1) e $\theta_2 = -120^\circ$ (estrutura 2). Realizamos vários testes para determinar a capacidade do método em recuperar esse tipo de estrutura na borda de discos de acréscimo. Os resultados mostram que essas estruturas não são artefatos criados por cobertura em fase incompleta ou algum tipo de artefato intrínseco do próprio método. Inicialmente consideramos que essas estruturas poderiam ser causadas pela presença de braços espirais no disco de acréscimo de IP Peg. Entretanto, se removemos partes da curva entre fases -0.4 e -0.1 essas estruturas praticamente desaparecem. A mancha brilhante é a única estrutura persistente, independente da cobertura em fase utilizada. O comportamento da curva modelo não representa corretamente os dados na região excluída.

Analisando a contribuição de cada estrutura separadamente (Fig. 5.7) vemos que a estrutura 1 mais a mancha brilhante são responsáveis pelo hump em fases -0.4 - -0.1 , como esperado. Vale notar que o eclipse marca a posição da mancha brilhante enquanto o hump marca a posição da estrutura 1. Podemos notar que a estrutura 2 aparece para

Fig. 5.7: Em Baixo: Distribuição de brilho da borda do disco obtidas pela modelagem da curva de luz de IP Peg na banda H com cobertura de fase entre -0.4 e 0.4 . Em linha cheia o resultado obtido, em linha tracejada isolamos apenas a contribuição da mancha brilhante e em linha pontilhada a estrutura em ângulo azimutal $\theta \sim 100^\circ$. **Em Cima:** Curvas de luz das respectivas bordas. Linha cheia para cobertura completa em fase, linha tracejada para mancha brilhante e linha pontilhada para estrutura em $\theta \sim 100^\circ$.

compensar a contribuição da estrutura 1 e da mancha brilhante depois do eclipse (fases 0.1 - 0.4).

Desta maneira, a estrutura 2 é, na verdade, um artefato causado pela estrutura 1 e pela mancha brilhante criados para modelar o hump em fase -0.25 e pelo eclipse da mancha brilhante. Deve existir uma (ou mais de uma) estrutura persistente que cause um hump com máximo em fase -0.25 e um eclipse na posição da mancha brilhante. Imaginamos o caso de uma mancha brilhante emitindo de maneira não radial. O máximo de brilho será na direção de emissão, mas essa estrutura será eclipsada em sua respectiva posição. Essa suposição garante que a duração e o tempo que ocorre o eclipse sejam preservados pois estes dependem da posição da mancha e não da direção de máxima emissão.

Para testarmos nossa suposição, simulamos uma fonte pontual emitindo em uma dada direção, em relação a direção radial, na borda do disco de acréscimo. Utilizando a técnica de MEM3D obtemos resultados similares aos obtidos com as curvas de luz de IP Peg (Fig. 5.8). Os testes mostram que o perfil radial é melhor recuperado se restringimos as fases fora do eclipse (em geral entre -0.2 e 0.2). Degradar a resolução temporal fora do eclipse também melhora os resultados, tipicamente uma binagem de 0.05 fora do eclipse é suficiente. Na Fig. 5.8 vemos que, utilizando uma cobertura em fase maior (-0.4 a 0.4) a borda do disco apresenta mais estruturas (tipicamente a estrutura em azimute $\sim 100^\circ$) e o perfil do disco de acréscimo é mais intenso nas partes internas e menos intenso nas partes externas do que o perfil real. Apenas restringindo as fases para -0.2 e 0.2 já modelamos corretamente o perfil no centro do disco e diminuimos o número de estruturas na borda do disco, entretanto subestimamos a intensidade real da mancha brilhante e o perfil radial das partes externas do disco ainda é subestimado. Reduzindo a resolução temporal fora do eclipse já somos capazes de obter uma estimativa satisfatória do perfil radial.

Como mencionado, a intensidade da mancha brilhante recuperada pelo método é menor do que a intensidade real e os valores obtidos devem ser considerados como um limite inferior. A posição e o tamanho da mancha são bem recuperados sendo que este sofre uma degradação que pode chegar a 20° (veja Fig. 5.8). Nos casos testados, não

Fig. 5.8: **Em baixo e a esquerda:** Distribuições superficiais de brilho original (direita) utilizada para obter as curvas modelo e reconstruída (esquerda) com o método de MEM3D. **Em baixo e a esquerda:** Curvas de luz modelos. Linha cheia a curva de luz da mancha brilhante emitindo de forma não radial (somada a uma constante para facilitar a visualização), linha pontilhada a contribuição do disco de acréscimo, linha tracejada a curva obtida da aplicação do método de MEM3D e curvas com marcas verticais indicando as barras de erros e marcas horizontais para facilitar a visualização. **Em Cima e a esquerda:** Distribuição de brilho da borda do disco. Em linha cheia a borda do disco utilizada para gerar a curva modelo, linha tracejada a borda obtida com a aplicação de técnicas de MEM3D para cobertura em fase entre -0.4 e 0.4 e linha pontilhada o mesmo resultado para uma cobertura entre -0.2 e 0.2 . **Em Cima e a direita:** Média em azimute da distribuição radial de brilho do disco de acréscimo para o mapa modelo (quadrado vazio), reconstrução com cobertura de fase entre -0.4 e 0.4 (x) e cobertura de fase entre -0.2 e 0.2 (círculo vazio).

Fig. 5.9: **Esquerda:** Perfil radial de temperatura em escala logarítmica. Linhas tracejadas marcam o perfil radial de temperatura para um disco opaco e estacionário, $T \propto R^{-3/4}$. **Direita:** Temperatura da borda do disco em escala logarítmica. Linha tracejada marca a posição azimutal da mancha brilhante.

fomos capazes de excluir o aparecimento de estruturas secundárias na borda do disco, assim como ocorre com os resultados de IP Peg. Sendo assim, essas estruturas serão desconsideradas na análise.

Como resultado, obtemos uma mancha brilhante extensa ($\Delta\theta \sim 60^\circ$) no filtro J e pouco extensa ($\Delta\theta \sim 20^\circ$) nos filtros H e K posicionada em um ângulo azimutal $\theta = 25^\circ$ em relação à linha que une o centro das duas estrelas. A direção de máxima emissão da mancha brilhante é equivalente ao máximo do hump orbital que ocorre em fase $\phi = -0.25$, equivalente a um ângulo de $\theta = 90^\circ$ em relação ao eixo orbital. Neste caso a direção de máxima emissão difere de $\sim 65^\circ$ de sua posição, muito superior aos $\sim 5^\circ$ obtido por Cook (1985) para o sistema OY Car, no ótico. É possível que, no IV, a luz espalhada da mancha brilhante pelo jorro de matéria afete significativamente a direção de máxima emissão observada. A intensidade de brilho da mancha diminui para comprimentos de onda mais longos assim como o *hump* orbital, em concordância com o esperado para a temperatura inferida da mancha brilhante (ver adiante). Um diagrama esquemático de IP Peg é mostrado na Fig. 5.4

Calculamos a temperatura de brilho para cada elemento dos mapas de brilho simétrico e assimétrico e obtemos o perfil radial de temperatura, comparando-o com o perfil teórico para discos de acréscimo (fig. 5.9). O disco apresenta um perfil radial plano, típico de

Fig. 5.10: Diagrama de razão de fluxo. A linha tracejada mostram as cores para emissão de corpo negro com algumas temperaturas indicadas. A linha pontilhada na parte inferior são as cores para atmosfera opticamente fina de hidrogênio *HI*. A linha ponto-traço na parte superior são as cores observadas de estrelas da seqüência principal. Quadrados abertos conectados por linhas sólidas marcam as cores resultantes para a componente simétrica do disco e círculos fechados conectados por linha tracejada as cores para a componente assimétrica. Duas setas indicam as cores para raios $R = 0.1R_{L1}$ e $R = 0.4R_{L1}$.

novas anãs em quiescência (Warner 1995), que claramente se desvia do perfil teórico, com temperaturas de brilho de $\sim 4000K$ para a banda *J* e *H* e $\sim 5000K$ para as bandas *K*. A temperatura de brilho para a mancha brilhante é de $\sim 10000K$ nas bandas *J* e *H* e $\sim 4000K$ na banda *K*, indicando que a mancha brilhante não irradia como um corpo negro. O perfil radial é similar ao obtido por Froning et al (1999) para a banda *H*, mas as temperaturas obtidas pelos autores é tipicamente menor ($T \sim 3000K$). A temperatura da mancha brilhante é equivalente nos dois casos mas lembramos que o nosso valor deve ser tomado como um limite inferior.

Utilizando o perfil radial de brilho dos mapas das componentes simétricas e assimétricas do disco de acreção de IP Peg, calculamos a razão H/K e J/K das intensidades dos mapas e comparamos com as razões de fluxo para corpo negro, atmosferas de hidrogênio *HI* e fluxos de estrelas da seqüência principal observados (Fig. 5.10). Na figura estão indicados as cores das regiões internas e externas do disco de acreção. As cores da componente simétrica seguem a tendência de aumento de temperatura para as partes externas, comportamento diferente do esperado uma vez que o disco de acreção deveria ser mais frio nas partes externas (Warner 1995). Outro efeito intrigante observado no diagrama de cores é que as partes internas do disco estão próximas a região de emissor opticamente fino enquanto as cores das partes externas se aproximam das cores de emissor opticamente espesso indo em direção a emissores mais quentes com gradientes de temperatura vertical maiores (atmosferas estelares).

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho apresentamos o desenvolvimento, teste e aplicação de um código de modelagem de curva de luz. O código foi desenvolvido visando modelar a modulação orbital causada pela forma deformada das estrelas secundárias em VCs. Em especial, estamos interessados na capacidade de utilizar a dependência que existe entre a morfologia da curva de luz observada e os parâmetros orbitais do sistema para obtermos uma estimativas destes parâmetros.

Iniciamos a modelagem selecionando os modelos físicos mais realistas para obtermos a forma correta da estrela em questão (modelo de Roche). De modo a minimizar a ignorância sobre os parâmetros atmosféricos, que podem afetar fortemente a modelagem, não selecionamos nenhum modelo para determinar o fluxo emergente da estrela. Entretanto, incluímos os mais modernos modelos para calcular as assimetrias observadas na distribuição de brilho superficial da estrela. Minimizamos nossa ignorância com relação a esses parâmetros e mantemos o nível de realidade no modelo.

Apesar de existirem modelos similares na literatura, todo o ferramental matemático e computacional foi desenvolvido por nós. Desta maneira, possuímos conhecimento sobre os detalhes mais íntimos do problema e temos segurança para desenvolver e testar o modelo à medida que avançamos na pesquisa.

Depois de desenvolvermos o código, realizamos uma série de testes para determinar os efeitos de cada parâmetro no resultado final da modelagem. Estes testes visavam o desenvolvimento da capacidade de trabalhar com o código, incluindo o ferramental necessário para visualizarmos os resultados e a distribuição de brilho na superfície da estrela. Desta maneira obtemos segurança e controle sobre o modelo.

Visando o objetivo inicial de determinarmos os parâmetros orbitais, implementamos

um algoritmo Simplex de otimização e um código de análise Bayesiana, este último visando determinar a existência de alguma correlação entre os parâmetros (em especial, entre a inclinação do sistema e a contribuição da secundária, que aparece em alguns artigos da literatura). Os resultados são satisfatórios na grande maioria dos casos e o método se mostra robusto na determinação dos parâmetros. Também fomos capazes de medir as condições necessárias para alcançar a melhor qualidade dos ajustes, imprescindível para efetuar qualquer estudo posterior.

Depois de realizarmos os testes necessários, analisamos dados reais da nova anã IP Peg. O sistema foi escolhido por possuir um considerável número de publicações a respeito de seus parâmetros orbitais. Desta maneira podemos comparar os resultados obtidos com a técnica que desenvolvemos e os publicados na literatura. Mais que isso, poderíamos investigar as propriedades do sistema nas regiões do infra-vermelho. Os resultados para a modulação elipsoidal de IP Peg concordam bem com os resultados publicados na literatura. Utilizando os fluxos da secundária fomos capazes de redeterminar seu tipo espectral, sua temperatura equivalente de corpo negro e a distância até o sistema. Todos os resultados obtidos são consistentes com antigas determinações.

Extraindo a contribuição da secundária da curva de luz do sistema somos capazes de aplicar técnicas de mapeamento por eclipse nas curvas de luz de IP Peg no infravermelho. Os resultados revelam algumas estruturas não usuais no disco de acrecimento do sistema. Igualmente somos capazes de determinar que as partes internas do disco quiescente de IP Peg devem ser ópticamente espessas e encontramos evidência adicional de que a matéria se acumula nas partes externas do disco durante a quiescência até o início da erupção seguinte.

Como continuação deste trabalho iremos seguir por dois caminhos. De um lado estamos interessados em aplicar a técnica de obter os parâmetros orbitais a partir da modulação elipsoidal a outros sistemas. Em especial, a idéia é selecionar os sistemas que não tenham parâmetros orbitais determinados onde possamos minimizar efeitos que possam atrapalhar a aplicação do método. Alguns objetos de interesse são as Pré-Cataclísmicas, sistemas onde a secundária ainda não ocupa seu lobo de Roche, logo não existe transferência de matéria e disco de acrecimento. Entretanto, é necessário testar a capacidade do método em determinar qual o fator de preenchimento do lobo de Roche. Outros sistemas de interesse são as transientes de raio-X. Nestes sistemas, a primária é um buraco negro ou candidato a buraco negro. Determinar, com precisão, a massa da primária é imprescindível para classificá-los de maneira correta, possibilitando estudos posteriores sobre a natureza desses objetos.

Por outro lado, iremos aproveitar o ferramental que desenvolvemos e implementar um código de imageamento Roche. A utilização desse código aliada à entrada em operação do telescópio SOAR permitirá iniciar um programa observacional com objetivo de mapear a distribuição de brilho superficial de estrelas secundárias em VCs. Obter imagens detalhadas da superfície dessas estrelas permite abordar questões que vão da evolução desses sistemas até os mecanismos físicos responsáveis pelas erupções de novas anãs.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Bailey, J. 1981, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 197, 31.
- [2] Bailey, J.; Ferrario, L.; Wickramasinghe, D. T. 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 251, 37.
- [3] Baptista, R. & Steiner, J. E. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 277, 331.
- [4] Baptista, R.; Harlaftis, E. T.; Steeghs, D. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 314, 727B.
- [5] Baptista, R.; Haswell, C. A.; Thomas, G. 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 334, 198.
- [6] Baptista, R.; Morales-Rueda, L.; Harlaftis, E. T.; Marsh, T. R.; Steeghs, D. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 444, 210.
- [7] Baraffe I.; Chabrier G.; Allard F. Hauschildt P.H. 1998 *Astronomy and Astrophysics*, 337, 403.
- [8] Beuermann, K.; Baraffe, I.; Kolb, U.; Weichhold, M. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 339, 518.
- [9] Beuermann, K. 2000, *New Astronomy Reviews*, 44, 93.
- [10] Beekman, G.; Somers, M.; Naylor, T.; Hellier, C. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 318, 9.
- [11] Bobinger, A.; Barwig, H.; Fiedler, H.; Mantel, K.; Simic, D.; Wolf, S. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 348, 145.
- [12] Bobinger, A.; Horne, K.; Mantel, K.; Wolf, S. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 327, 1023.

- [13] Bruch A. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 359, 998.
- [14] Claret, A. 2005, *ASP Conf. Ser.*, 333, 270.
- [15] Claret, A. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 428, 1001.
- [16] Claret, A. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 359, 289C.
- [17] Claret, A. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 335, 647.
- [18] Cook, M. C. 1989, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 215, 211c.
- [19] Davey, S. & Smith, R.C. 1992 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 257, 476
- [20] Dhillon, V.S. & Watson, C.A. 2001, *Lecture Notes in Physics*, 573, 94.
- [21] Dhillon, V. S.; Littlefair, S. P.; Howell, S. B.; Ciardi, D. R.; Harrop-Allin, M. K.; Marsh, T. R. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 314, 826.
- [22] Diaz-Cordovés, J. & Giménez, A. 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 259, 227.
- [23] Drew, J. E.; Jones, D. H. P.; Woods, J. A. 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 260, 803D.
- [24] Frank J., King A. R., Raine D. J., 1992, **Accretion power in astrophysics**. Cambridge, Cambridge University Press.
- [25] Froning, C.S., Robinson, E.L.& Willian F.W. 1999, *The Astronomical Journal*, 523, 399.
- [26] Goranskij, V.P.; Shugarov, S. Yu.; Orlovsky, E.I.; Rahimov, V. Yu. 1985 *IBVS No.* 2653.
- [27] Gray, D., 1992, **The observation and analysis of stellar photospheres**, Cambridge, Cambridge University Press.
- [28] Grygar J., 1965 *Bull. Astron. Inst. Czech.* 16, 195.
- [29] Harlaftis, E. T.; Marsh, T. R.; Dhillon, V. S.; Charles, P. A. 1994, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 267, 473.
- [30] Harlaftis, E. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 346, 73.

- [31] Harlaftis, E. T.; Steeghs, D.; Horne, K.; Martín, E.; Magazzú, A. 1999, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 306, 348.
- [32] Hauschildt P.H.; Allard F.; Baron E. 1999 Astrophysical Journal, 512, 377.
- [33] Hellier, C. 2001, **Cataclysmic Variable star: how and why they vary**, Springer-Verlag New York, Inc.
- [34] Hessman, F. V. 1989, The Astronomical Journal, 98, 675.
- [35] Hilditch, R.W. 2001, **An Introduction to Close Binary Stars**, Cambridge, Cambridge University Press
- [36] Howell B. S. 2001, Publications of the Astronomical Society of Japan, 53, 675.
- [37] Ishioka, R.; Mineshige, S.; Kato, T.; Nogami, D.; Uemura, M. 2004, Publications of the Astronomical Society of Japan, 56, 481.
- [38] Kaitchuck, R. H.; Schlegel, E. M.; Honeycutt, R. K.; Horne, K.; Marsh, T. R.; White, J. C., II; Mansperger, C. S. 1994, Astrophysical Journal Supplement, 93, 519.
- [39] Kallrath J. & Milone F.E. 1998, **Eclipsing binary stars: modeling and analysis**, Springer-Verlag New York, Inc.
- [40] Kafka S.; Honeycutt R. K.; Howell S.B. 2006, The Astronomical Journal, 131, 2673
- [41] Knigge C. 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, não publicado. (astro-ph/0609671).
- [42] KlingleSmith, D. A.; Sobieski, S. 1970, The Astronomical Journal, 75, 175
- [43] Kopal, Z. 1959, **Close Binary Systems**, Chapman & Hall, London
- [44] Kolb, U.; Baraffe, I. 2000 New Astronomy Reviews, 44, 99.
- [45] La Dous 1994, Space Sci. Rev., 67, 1.
- [46] Lawson, P. R. 2006, **SPIE**, 6268E, 1L.
- [47] Legget, S.K. 1992, **ApJS**, 82, 351.
- [48] Legget, S.K.; Allard, F.; Berriman, G.; Dahn C.C.; Hauschildt P.H. 1996, Astrophysical Journal Supplement 104, 117

- [49] Littlefair, S. P.; Dhillon, V. S.; Marsh, T. R.; Harlaftis, E. T. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 327, 475.
- [50] Lipovetskij, V. A. & Stepanyan, J. A. 1981, *Astrophysics*, 17, 573.
- [51] Lucy, L. B. 1967, *Zeitschrift für Astrophysik*, 65, 89.
- [52] Marsh T. R. & Horne K. 1990, *The Astronomical Journal*, 349, 593.
- [53] Martin, J.S., Jones, D.H.P & Smith, R.C. 1987, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 224, 1031.
- [54] Martin, J. S.; Jones, D. H. P.; Friend, M. T.; Smith, R. C. 1989, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 240, 519.
- [55] Morales-Rueda, L.; Marsh, T. R.; Billington, I. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 313, 454.
- [56] Neustroev, V. V.; Borisov, N. V.; Barwig, H.; Bobinger, A.; Mantel, K. H.; Simic, D.; Wolf, S. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 393, 239.
- [57] Paczynski, B. 1971, *Acta Astronomica*, 21, 417.
- [58] Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., 1986, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press
- [59] Piche, F.; Szkody, P. 1989, *The Astronomical Journal*, 98, 2225.
- [60] Putte, D. V.; Smith, R. C.; Hawkins, N. A.; Martin, J. S. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342, 151.
- [61] Ramseyer, T. F.; Dinerstein, H. L.; Lester, D. F.; Provencal, J. 1993, *The Astronomical Journal*, 106, 1191.
- [62] Ritter H. & Kolb U. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 404, 301R
- [63] Roberto, Jr. A. J. & Francisco, J .2004, *Tese de Doutorado INPE/MCT - "Fotometria infravermelha de variáveis cataclísmicas"*
- [64] Saito, R. K.; Baptista, R.; Horne, K. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 433, 1085.
- [65] Smith, D. A. & Dhillon, V. S. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 301, 767.

- [66] Shul'berg A. M., Tsesevich V. P. 1973, *Eclipsing Variable Stars*. Wiley, New York.
- [67] Steeghs, D.; Horne, K.; Marsh, T. R.; Donati, J. F. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 281, 626.
- [68] Steeghs, D.; Harlaftis, E. T.; Horne, Keith 1997, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 290L, 28S.
- [69] Szkody, P. & Mateo M.; 1986, *The Astronomical Journal*, 92, 483.
- [70] Szkody, P. 1987, *The Astronomical Journal*, 94, 1055.
- [71] van Hamme, W. 1993, *The Astronomical Journal*, 106, 2096.
- [72] Van't Veer 1960, Utrecht, Drukkerij Schotanus & Jens, QB4 .U8 livr., 14, pt. 3
- [73] von Zeilpel 1927
- [74] Warner B. 1995, **Cataclysmic variable stars**. Cambridge, Cambridge University Press
- [75] Watson, C. A.; Dhillon, V. S.; Rutten, R. G. M.; Schwope, A. D. 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341, 129.
- [76] Wilson, R. E.; Devinney, E. J. 1971, *Astrophysical Journal*, 166, 605.
- [77] Wilson, R. E. 1979, *Astrophysical Journal*, 234, 1054.
- [78] Wilson, R. E. 1990, *Astrophysical Journal*, 356, 613.
- [79] Wilson, R. E. 1993, *ASP Conf. Ser.*, 38, 91.
- [80] Wilson, R. E. 1998, **Computing Binary Star Observables**. Gainesville: Univ. Florida.
- [81] http://en.wikipedia.org/wiki/Limb_darkening
- [82] Wolf, S., Mantel, K. H.; Horne, K.; Barwig, H. Shoembs, R.; Baernbantner, O., 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 273, 160.
- [83] Wolf, S.; Barwig, H.; Bobinger, A.; Mantel, K.; Simic, D. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 332, 984.
- [84] Wood, J.H. & Crawford, C.S. 1986, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 222, 645.