

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

Centro de Ciências Físicas e Matemáticas – CFM

Departamento de Física

**Estudo dos eclipses da nova-anã
HT Cassiopeiae em quiescência e erupção.***

Bernardo Walmott Borges

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

Florianópolis

2008

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

Dedico essa tese inteiramente a minha amada filha Sofia, que por mais de 3 anos ao longo de meu doutorado, possibilitou a maior felicidade que tive na vida. Sua ausência hoje me faz encerrar esta tese em minha mais profunda tristeza.

Meu amor e minhas saudades são eternos.

*“Oh, pedaço de mim
Oh, metade amputada de mim
Leva o que há de ti
Que a saudade dói latejada
É assim como uma fígada
No membro que já perdi.”*

Chico Buarque

O autor utilizou o \LaTeX para confecção desta tese. O \LaTeX é um programa de edição de textos e documentos. Elaborado por Leslie Lamport na década de 80, o \LaTeX é um conjunto de macros do programa \TeX . O \TeX foi criado por Donald Knuth no final dos anos 70.

RESUMO

Nesta tese de doutorado, apresenta-se um amplo estudo dos eclipses da nova-anã HT Cassiopeia em quiescência e erupção, com dados obtidos por fotometria de banda larga no ótico. Inicialmente reporta-se a identificação de variações cíclicas de período orbital no objeto. Foram medidos novos instantes de meio-eclipse da anã-branca que foram combinados com os existentes na literatura para construção de um diagrama observado-menos-calculado que compreende 29 anos de observações. Os dados exibem uma modulação com período de 36 anos e amplitude ~ 40 s, com significância estatística maior que 99.9% em relação a um período constante. Esses resultados foram combinados com aqueles da literatura com objetivo de revisar o tema de variações cíclicas de período orbital em variáveis cataclísmicas e sua interpretação em termos de um ciclo magnético do tipo solar na estrela secundária. Um diagrama da variação fracional de período orbital ($\Delta P/P$) *versus* a velocidade angular da estrela ativa (Ω) para variáveis cataclísmicas, RS CVn, W UMa, e Algols, revela que binárias compactas com período orbital acima do *period gap* (secundárias com envelopes convectivos) satisfazem uma relação $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7 \pm 0.1}$. Variáveis cataclísmicas abaixo do *period gap* (com secundárias totalmente convectivas) estão mais de $3\text{-}\sigma$ distantes dessa relação, com variação fracional de período orbital média $\simeq 6$ vezes menor que aqueles sistemas acima do *period gap*.

A seguir, foi analisada a curva histórica de HT Cas construída a partir de observações de astrônomos amadores. O tempo médio de recorrência das erupções T_C do objeto é de 800 dias. Porém, o diagrama O–C dos instantes de máximo brilho revela que tempo de recorrência sofre variações bruscas, como, por exemplo, um período de 6 anos sem erupções – entre 1989 e 1995 – seguido por um período igual em que ocorrem 7 erupções, com recorrência média de 400 dias. Foi aplicada uma concepção tridimensional do método de mapeamento por eclipse aos dados do objeto coletados por 3 noites durante uma erupção em novembro de 1995. A implementação desse método permitiu, além de obter

as distribuições superficiais de intensidade de brilho do disco e da borda, estimar também os ângulos β de semi-abertura do disco de acréscimo ao longo da erupção, que variam entre 3° e 5° , o que equivale a um intervalo de $0.05 - 0.1$ na escala de altura da fotosfera do disco de acréscimo. Os mapas de eclipse revelam que ao longo da primeira e da terceira noite de observações surge uma componente assimétrica no lado do disco onde está o *gas stream*. Na segunda noite, os progressivos adiantamentos do instante de mínimo do eclipse revelam uma assimetria que se torna cada vez mais evidente no lado oposto ao *gas stream* no disco. As distribuições radiais de intensidade obtidas sugerem a presença de uma onda de aquecimento que propaga-se para fora do disco durante a subida e uma onda de resfriamento que move-se no sentido da primária durante o declínio. Estima-se uma velocidade da onda de aquecimento de $v_{\text{heat}} = +1.4 \text{ km s}^{-1}$ e o valor da velocidade da onda de resfriamento calculado foi de $v_{\text{cool}} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$. Não existe evidência de desaceleração da frente de onda de resfriamento como previsto pelo modelo de instabilidade no disco. A distribuição radial de temperatura de brilho do disco de acréscimo do objeto evolui de um perfil plano nas regiões centrais na subida ao máximo, para uma distribuição que segue a lei $T(r) \propto r^{-3/4}$ no declínio. Os resultados sugerem que as erupções de HT Cas são causadas por pulsos de transferência aumentada de matéria proveniente da estrela secundária.

ABSTRACT

This thesis presents a eclipses study of the dwarf novae HT Cassiopeiae in quiescence and in outburst, using data from optical broad band photometry. Initially, we report identification of cyclical changes in the orbital period of the object. We measured new white-dwarf mid-eclipse timings and combined them with published measurements to construct an observed-minus-calculated diagram covering 29 years of observations. The data present a 36 yr period modulation of semi-amplitude ~ 40 s, with a statistical significance greater than 99.9 percent with respect to a constant period. We combine our results with those in the literature to revisit the issue of cyclical period changes in cataclysmic variables and their interpretation in terms of a solar-type magnetic activity cycle in the secondary star. A diagram of fractional period change ($\Delta P/P$) versus the angular velocity of the active star (Ω) for cataclysmic variables, RS CVn, W UMa, and Algols, reveal that close binaries with periods above the gap (secondaries with convective envelopes) satisfy a relationship $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7 \pm 0.1}$. Cataclysmic variables below the period gap (with fully convective secondaries) deviate from this relationship by more than $3-\sigma$, with average fractional period changes $\simeq 6$ times smaller than those of the systems above the gap.

Thereafter, we analyzed the long term light curve of HT Cas constructed from observations of amateurs astronomers. The average outburst recurrence time T_C is 800 days. However, the O–C diagram of the timings of maximum brightness reveals sudden changes in the outburst recurrence time. For example, from 1989 to 1995 the object did not show any outburst. This interval was followed by the same 6-yr period in which 7 outbursts were observed with an average recurrence time of 400 days. A 3-D version of the eclipse mapping method was applied to eclipse light curves of the object collected along 3 nights in 1995 November, when the object was in outburst. The implementation of this method allows the construction of the superficial brightness maps of the disc and ribbon,

and also allows the estimative of the accretion disc semi-opening angles β . These angles varied between 3° and 5° along the outburst, equivalent to a interval of 0.05–0.1 in the height-scale of the photosphere of the accretion disc. The eclipse maps reveal that an asymmetric component appears in the side of the gas stream in the first and third nights of observations. In the second night, the observed behavior of the minimum eclipse timings was translated in the maps as an asymmetry in the opposite side of the gas stream. The radial intensity distribution suggest the presence of outward-moving heating wave during the rise and an inward-moving cooling wave in the decline. The inferred speed of the outward-moving heating wave is of $v_{\text{heat}} = +1.4 \text{ km s}^{-1}$, while the speed of the cooling wave is $v_{\text{cool}} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$. There is no evidence of deceleration of the cooling wave as predicted by disc instability model. The radial brightness temperature profile of the accretion disc evolves from a flat profile in the inner regions during the rise, to a distribution that is in reasonably good agreement with the $T(r) \propto r^{-3/4}$ law during the decline. The results suggest that the outbursts of the HT Cas are driven by episodes of enhanced mass-transfer from its secondary star.

SUMÁRIO

1. <i>Introdução</i>	1
2. <i>Revisão bibliográfica</i>	3
2.1 Estrelas variáveis cataclísmicas	6
2.2 A classificação de VCs	9
2.3 Discos de acréscimo	10
3. <i>Variações cíclicas de período orbital e o modelo evolutivo</i>	12
3.1 Modelo de evolução de VCs	12
3.2 Variações cíclicas de período orbital em HT Cas	17
3.3 Discussão	21
3.3.1 Modulações de período orbital em VCs	21
3.3.2 Uma comparação das modulações observadas acima e abaixo do <i>period gap</i>	29
4. <i>O método de mapeamento por eclipse e o modelo de erupções de NAs</i>	34
4.1 Modelos de erupções de NAs	34
4.2 O método de mapeamento por eclipses (MME)	35
4.2.1 A versão tridimensional do MME (MME3D)	38
4.3 Dados de HT Cas em erupção	41
4.3.1 HT Cassiopeiae: uma NA do tipo SU UMa	41
4.3.2 Dados utilizados	45
4.3.3 Curva de luz histórica de HT Cas	46

4.3.4	A análise de Ioannou <i>et al.</i> (1999)	55
4.3.5	Descrição das curvas de eclipse	57
4.3.6	O raio do disco de acréscimo (R_d)	63
4.4	Mapeamento por eclipse de HT Cas em erupção	67
4.4.1	Simulações: estimativa de β	67
4.4.2	Mapas de eclipse	82
4.4.3	Estruturas do disco de acréscimo	87
4.4.4	Velocidade das frentes de transição	91
4.4.5	Distribuições radiais de temperatura	94
4.5	Resultados: a origem das erupções de HT Cas	100
5.	<i>Considerações finais e perspectivas</i>	103

Capítulo 1

Introdução

Novas-anãs (NAs) representam uma classe de *Variáveis Cataclísmicas* (VCs) caracterizada por aumentos repentinos de brilho (erupções) que podem ter amplitude, duração e tempo de recorrência bastante variados. Sua denominação surgiu na observação das erupções em U Gem e SS Cyg, que apresentam amplitudes reduzidas, como uma “nova pequena, anã”¹ (Warner 1995). O objetivo principal da pesquisa de doutorado do autor é a utilização de fotometria CCD de banda larga no ótico no estudo dessa classe de objetos, dando suporte observacional na avaliação dos modelos que descrevem a evolução de VCs e as erupções de NAs. Na presente tese essa avaliação será feita utilizando dados de fotometria de um mesmo objeto, a NA HT Cassiopeiae (HT Cas).

A utilidade dessa técnica observacional no estudo de VCs/NAs já está consolidada há décadas (Warner 1995; Hilditch 2001). No entanto, as novidades decorrentes da aplicação da fotometria CCD de banda larga ainda são enormes, em particular nas investigações no domínio temporal em NAs, onde é necessário uma grande disponibilidade de tempo de telescópio. Erupções e supererupções são eventos imprevisíveis e a busca por fenômenos periódicos – em todas escalas de tempo, de segundos a anos – requer monitorias longas,

¹ No contexto histórico a denominação seguiu essa ordem por amplitude das erupções – supernovas, novas, novas-anãs. Na concepção atual, as origens físicas dessas erupções são bastante distintas. É interessante notar também que apesar da maioria das NAs exibirem erupções menores em amplitude, é conhecida uma categoria de NA, as WZ Sge, que podem apresentar erupções mais brilhantes que novas (e são confundidas com essa classe ainda hoje).

quase ininterruptas. Essa disponibilidade está presente hoje em dias em telescópios de médio e pequeno porte, como os do Observatório do Pico dos Dias (LNA/MCT, Brasil). A partir deles, a observação de objetos intrinsicamente fracos como NAs exige o desenvolvimento de ferramentas e/ou oportunidades que utilizem dados de fotometria. É neste nicho que esta tese se insere: todos os dados utilizados neste trabalho foram coletados utilizando fotometria CCD de banda larga em telescópios de médio e pequeno porte.

A inovação necessária para a caracterização de uma tese aparece em dois aspectos: uma nova abordagem e uma nova ferramenta para análise. No Capítulo 3, a observação de variações cíclicas de período orbital em HT Cas permite um estudo geral sem precedentes desse fenômeno entre VCs eclipsantes e outras binárias compactas. O Capítulo 4 apresenta a aplicação definitiva da versão tridimensional do PRIDA² a dados de HT Cas ao longo de uma (rara) erupção em 1995. Apesar das avaliações dos modelos serem feitas com dados oriundos de uma mesma técnica observacional (fotometria CCD), os conceitos envolvidos em cada caso variam bastante. Evitando tornar a revisão bibliográfica muito longa e carregada, serão apresentados a seguir, no Capítulo 2, somente os conceitos comuns aos dois outros capítulos. De forma abreviada, os modelos serão descritos no começo de cada capítulo em que serão avaliados. O Capítulo 5, por fim, apresenta as considerações finais e perspectivas do autor.

² Programa de Reconstrução de Imagens de Discos de Acréscimo (Baptista & Steiner 1991,1993), algoritmo utilizado no mapeamento por eclipses.

Capítulo 2

Revisão bibliográfica

Antes de conceituar uma VC, é conveniente apresentar algumas relações gerais de sistemas binários compactos, que é a classe geral de sistema binários a qual pertence HT Cas. Num sistema binário de órbita circular e síncrona¹, e cujas estrelas componentes possuam massas M_1 e M_2 , a separação orbital a está relacionada com o período orbital P_{orb} através da terceira lei de Kepler,

$$P_{\text{orb}}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_1 + M_2)}, \quad (2.1)$$

e define-se a razão de massa do sistema por $q \equiv \frac{M_2}{M_1}$. Isolando a separação orbital a (distância entre o centro das duas componentes), pode-se escrever a relação acima de uma forma mais prática:

$$a = 3.53 \times 10^{10} \left(\frac{M_1}{M_{\odot}} \right)^{1/3} (1 + q)^{1/3} \left(\frac{P_{\text{orb}}}{\text{h}} \right)^{2/3} \text{ cm}. \quad (2.2)$$

Para expressar o potencial total Φ (que é a soma do potencial gravitacional ϕ_G e do potencial rotacional ϕ_{ω}) toma-se um sistema de coordenadas girante com a origem no

¹ No caso das variáveis cataclísmicas, interações de maré de amplitude variável levam sistemas com órbitas excêntricas e não sincronizadas a esse estado de mínima energia em escalas de tempo de $\tau_{\text{sinc}} < 10^4$ anos (sincronização) e $\tau_{\text{circ}} < 10^6$ anos (circularização). Estas escalas são bastantes curtas se comparadas às escalas de tempo de evolução e duração da fase como binária cataclísmica ($10^8 - 10^{10}$ anos) (Hilditch 2001).

centro da estrela de massa M_1 , com o eixo z perpendicular ao plano orbital e com o eixo x crescente na direção da linha que une os centros das estrelas. O centro da estrela de massa M_2 está localizado em $(a, 0, 0)$ e o centro de massa do sistema em $(\mu a, 0, 0)$, onde $\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2} = \frac{q}{1+q}$ é a massa reduzida. Nesse sistema de coordenadas e valendo-se da aproximação de Roche (Pringle 1985; Hilditch 2001), o potencial Φ é dado por

$$\Phi = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2}\omega^2[(x - \mu a)^2 + y^2], \quad (2.3)$$

onde $w = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}}$ é a velocidade angular. As superfícies de Φ constante (chamadas de *equipotenciais de Roche*) estão mostradas na Figura 2.1. Os pontos críticos (ou seja, de derivada nula) deste potencial são conhecidos por pontos Lagrangeanos, sendo particularmente útil o *ponto Lagrangeano interno* L_1 , que é um ponto de sela de Φ . A superfície definida pelo potencial que assume o valor de Φ em L_1 chama-se *lobo de Roche*, e é a maior equipotencial fechada que pode conter uma das estrelas.

Denotando por $\Phi(x, 0, 0)$ o potencial total na direção do eixo- x , as posições dos pontos L_1 , L_2 e L_3 podem ser obtidas já que $\left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{y=z=0} = 0$ (são pontos críticos). Portanto, a distância do centro da primária até o ponto L_1 , indicada por R_{L_1} e de grande utilidade adiante, pode ser estimada pela expressão analítica de Silber (1992),

$$\frac{R_{L_1}}{a} = (1.0015 + q^{0.4056})^{-1}, \quad (2.4)$$

válida no intervalo de razão de massa $0.04 \leq q \leq 1$.

Quando as duas estrelas do sistemas estão perfeitamente contidas dentro de seus lobos de Roche, o sistema é chamado de *destacado*. Se uma das estrelas preenche seu lobo de Roche de modo que começa haver transferência de massa para a estrela companheira através do ponto L_1 , o sistema é conhecido por *semi-destacado* ou *semi-ligado*. *Binárias de contato* ocorrem quando ambas estrelas preenchem seu lobo de Roche.

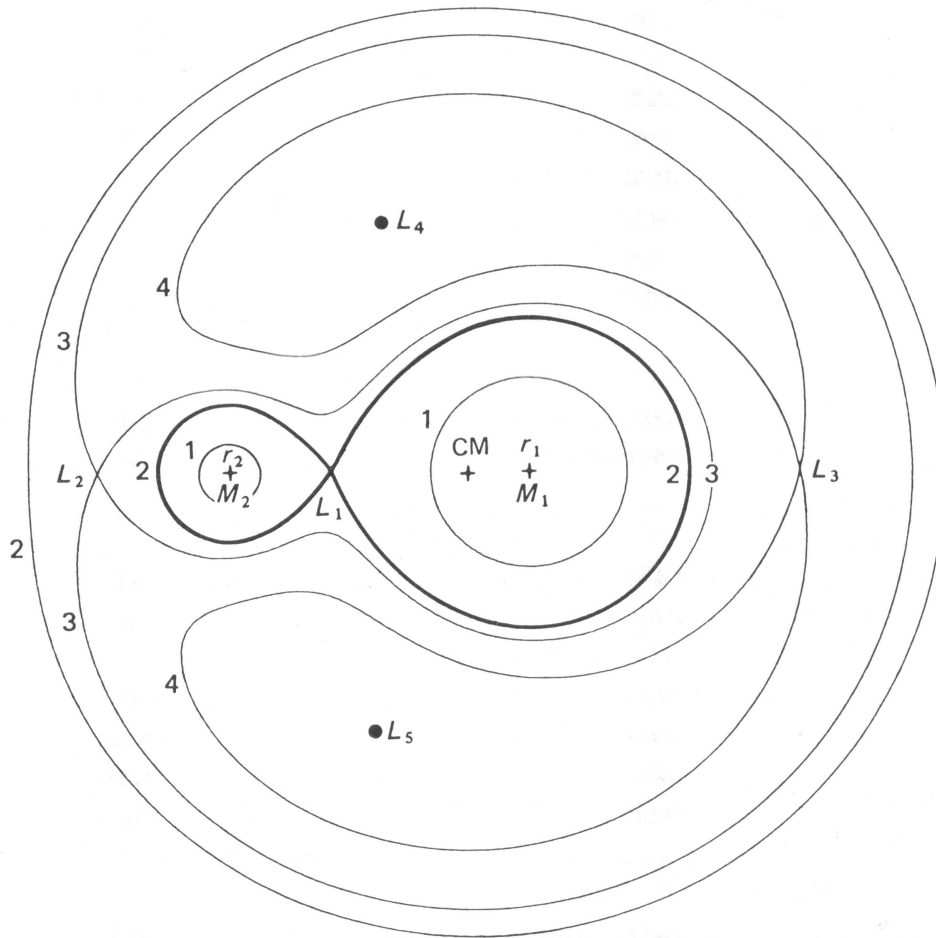


Fig. 2.1: Equipotenciais de Roche para um sistema binário de $q = 0.25$. Estão representados os pontos Lagrangeanos ($L_1 - L_5$) e o centro de massa do sistema (CM). As equipotenciais estão indicadas de 1 a 4 no sentido de Φ crescente. L_1 é um ponto de sela de Φ e é chamado de ponto Lagrangeano interno. L_4 e L_5 são pontos de máximo local de Φ (também conhecidos como pontos dos asteróides Troianos). Extraído de Iben & Livio (1993).

2.1 Estrelas variáveis cataclísmicas

VCs são sistemas binários semi-ligados onde uma estrela anã dos tipos espectrais M, K ou G da Sequência Principal (compreendendo períodos orbitais entre $1.3 \lesssim P_{\text{orb}} \lesssim 9$ horas), ou até uma estrela evoluída (subgigante, $P_{\text{orb}} \gtrsim 9$ horas), preenche seu lobo de Roche e transfere matéria para uma anã branca (chamada *primária*, de massa M_1) pelo ponto Lagrangeano interno L_1 . A estrela doadora de matéria é chamada *secundária* (de massa M_2).

Quando a primária não possui campos magnéticos intensos ($B \lesssim 10^5$ G), o jato de gás que sai de L_1 é defletido pela força de Coriolis e não colide diretamente com a anã branca, chocando-se com ele próprio após contornar o objeto central. Esse choque faz com que a energia cinética do gás seja irradiada, mantendo o momento angular constante: é formado um anel. Qualquer processo viscoso existente nesse anel produzirá calor devido à sua rotação diferencial (tensões de cisalhamento entre as camadas do anel). À medida que a energia liberada pelas tensões viscosas é irradiada, as partículas vão movendo-se em direção à primária. No entanto, pela conservação do momento angular, algumas poucas partículas movem-se no sentido oposto. A viscosidade do gás é o mecanismo de transporte de momento angular e dissipação de energia (Shakura & Sunyaev 1973). Enfim, quando as partículas que movem-se para raios menores alcançam a anã branca, depositando gás em sua superfície, é formado um *disco de acréscimo*.

A origem do mecanismo fundamental para a existência desses discos de acréscimo, a viscosidade, ainda não foi determinada. Entre os esforços realizados para descrever as causas desse mecanismo, pode-se citar modelos utilizando turbulência ou campos magnéticos (Warner 1995). O formalismo de Shakura & Sunyaev (1983) para descrição de discos com viscosidade (“discos- α ”) é tomado atualmente como padrão e será apresentado na Subseção 2.3. Um modelo alternativo propôs choques espirais como mecanismo de transporte de momento angular (Sawada, Matsuda & Hachisu 1986). O gás do disco perde momento angular quando passa pelos braços espirais. Esse momento é então transferido para o momento angular orbital via interações de maré.

Se a matéria continua a fluir da secundária durante a formação do disco, o jato de gás proveniente do ponto L_1 choca-se com a borda do disco formando uma mancha brilhante (o *bright spot*) na área do impacto. O *bright spot* é localizado na intersecção da trajetória do gás com a borda externa do disco. A concepção de uma binária desta classe, vista perpendicularmente ao plano orbital, é mostrada na Figura 2.2.

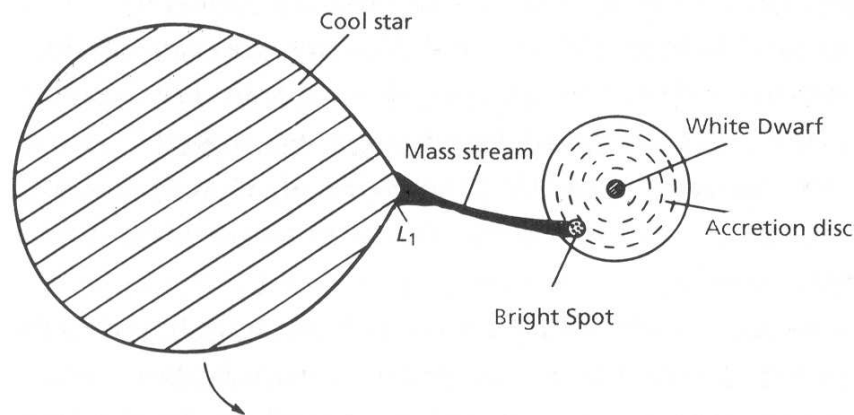


Fig. 2.2: Representação esquemática de uma VC não-magnética em vista superior do plano orbital do sistema binário. Extraído de Warner (1995).

Se o vetor normal a este plano formar um ângulo de inclinação i suficientemente grande ($i \sim 70^\circ - 90^\circ$) em relação a um observador na Terra, a secundária oculta periodicamente as partes centrais do disco e o sistema é dito *eclipsante*. A Figura 2.3 mostra o exemplo de um curva de luz típica de um sistema eclipsante. Nela estão indicados os pontos de ocultação (ingresso) e reaparecimento (egresso) das principais componentes do disco que são eclipsadas. Variáveis cataclísmicas eclipsantes – como HT Cas – são particularmente úteis pois a ocultação do disco de acréscimo e da primária pela secundária pode ser utilizada para estimar os parâmetros orbitais da binária, medir variações de período orbital e permite inferir a estrutura espacial do disco através de técnicas de mapeamento por eclipses que serão descritas posteriormente.

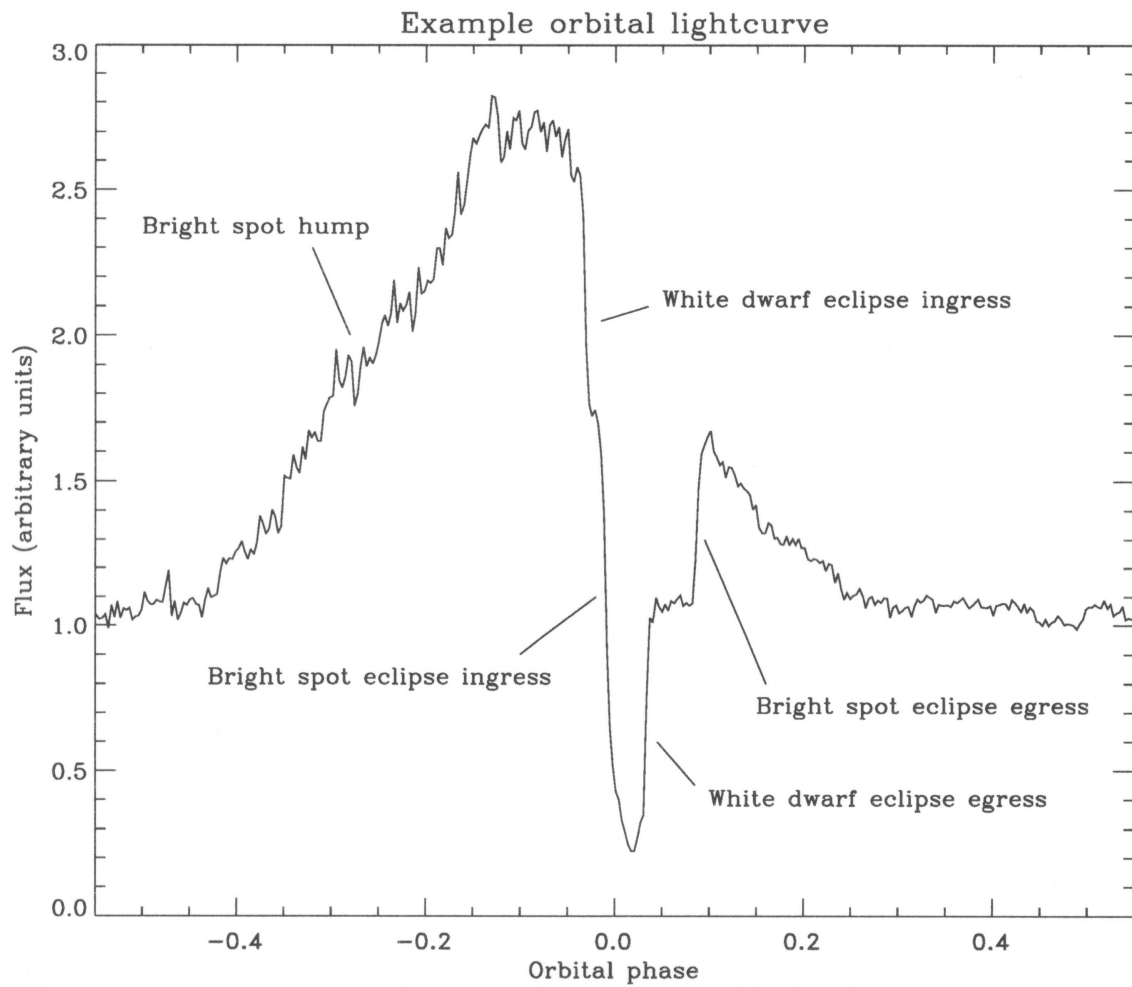


Fig. 2.3: Curva de luz de eclipse do sistema IY UMa onde estão indicados os pontos de egresso e ingresso do *bright spot* e da anã branca. Extraído de Rolfe, Haswell & Patterson (2001).

2.2 A classificação de VCs

A classificação desses objetos foi inicialmente baseada na morfologia das curvas de luz que diferentes sistemas apresentavam. Porém com a descoberta de classes de VCs não eruptivas, fez-se necessário a inclusão de novos sub-tipos baseados em características espectroscópicas do sistema ou na intensidade do campo magnético apresentado pela anã branca. As definições seguem a “taxonomia” padrão, como apresentada por Warner (1995):

- *Novas Clássicas* são sistemas que, por definição, apresentam uma única erupção observada, de amplitude entre 6 e 19 magnitudes, que pode ser bem compreendida como resultante de uma explosão termonuclear do material que é depositado na superfície da anã branca.
- *Novas-anãs* são sistemas que apresentam erupções com amplitudes entre 2 e 5 magnitudes e intervalos de recorrência entre 10 dias e dezenas de anos, com uma escala bem definida para cada objeto. A duração das erupções variam de 2 a 20 dias. Existem três subtipos de NAs a saber:
 - Z Cam são sistemas que apresentam ocasionalmente patamares de alto brilho constante (*standstills*).
 - SU UMa possuem supererupções ocasionais mais brilhantes ($\sim 0.7 - 1.0$ mag) e $\sim 3 - 5$ vezes mais longas que erupções normais. Durante essas supererupções, os sistemas SU UMa apresentam modulações fotométricas (chamadas *superhumps*) com períodos muito próximos ao período orbital. Uma categoria extrema desse subtipo, os sistemas WZ Sge ou TOADs (*Tremendous Outburst Amplitude Dwarf nova*), exibem somente supererupções, com amplitude de novas clássicas e com um tempo de recorrência de décadas.
 - U Gem são NAs que não foram classificadas como Z Cam ou SU UMa, ou seja, foram observadas somente erupções normais.

- *Novas Recorrentes* são novas clássicas já reconhecidas em que foram observadas repetições das erupções.
- Sistemas do tipo *novóide* ou *nova-like* são as VCs não-eruptivas. Existem quatro sub-tipos: RW Tri, SW Sex, UX UMa e sistemas VY Scl.
- Sistemas magnéticos podem ser classificados em dois sub-tipos: *polares* e *polares intermediários*, dependendo da intensidade do campo magnético da primária.

2.3 Discos de acréscimo

Discos de acréscimo em VCs compreendem diferentes taxas de transferência de matéria \dot{M} e regimes de viscosidade². Discos em NAs apresentam \dot{M} variando entre $10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (em quiescência) e $10^{-9} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (em erupção). Os modelos de erupções desses objetos utilizam em seus esforços para a reprodução desses eventos, desde discos opticamente finos, frios e de baixa viscosidade até discos quentes, opticamente espessos e de alta viscosidade. Acredita-se que novóides apresentam discos em constante estado de alta viscosidade e alto \dot{M} . As temperaturas podem variar de 50 000 K, nas partes internas do disco (próximo à anã branca), a 5 000 K nas proximidades da borda externa do disco. A referência indicada para a física do acréscimo é o livro de Frank, King & Raine (2002).

Considerando um disco de acréscimo muito fino descrito em coordenadas cilíndricas (r, θ, z) no plano $z = 0$ e considerando que esse gás possui velocidade angular Kepleriana $\Omega(r) = \left(\frac{GM_1}{r^3}\right)^{\frac{1}{2}}$ em torno da primária, pode-se mostrar que a equação

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu \Sigma r^{\frac{1}{2}} \right) \right], \quad (2.5)$$

rege o comportamento de discos de acréscimo Keplerianos, onde $\Sigma = 2 \int_0^{\infty} \rho dz$ é a densidade superficial e ν é o coeficiente de viscosidade cinemática do gás. A equação acima é conhecida como *equação de difusão não-linear*.

² Convencionou-se chamar \dot{M}_d de taxa de acréscimo (no disco) e \dot{M}_2 de taxa de transferência de matéria (pela secundária). Neste trabalho a notação \dot{M} se refere à taxa de acréscimo.

Igualando as variações temporais da equação acima a zero ($\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow 0$), obtém-se o caso de um *disco fino em estado estacionário*. Considerando-se ainda que o disco possui uma emissão opticamente espessa na direção z , pode-se obter a expressão da distribuição radial de temperatura para $r \gg R_1$

$$T(r) \simeq T_* \left(\frac{r}{R_1} \right)^{-\frac{3}{4}}, \quad (2.6)$$

onde

$$T_* = \left(\frac{3GM_1\dot{M}}{8\pi\sigma R_1^3} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.7)$$

R_1 é o raio da anã branca e σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

A equação acima é a famosa *distribuição radial de temperatura de um disco opticamente espesso em estado estacionário*. No modelo de discos- α , que utiliza a parametrização de ν de Shakura & Sunyaev (1973), a viscosidade é dada por

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

onde α é uma constante, c_s é a velocidade do som no gás e H é a espessura vertical do disco. Uma consequência direta da prescrição α , para o caso em que α é constante, é a obtenção de uma expressão da forma $H \propto r^{\frac{9}{8}}$ para $r \gg R_1$ (considerando uma opacidade de Kramers), indicando que o disco de acréscimo nessas condições é côncavo e pode ser irradiado pela anã branca e por suas próprias regiões centrais.

Capítulo 3

Variações cíclicas de período orbital e o modelo evolutivo

3.1 Modelo de evolução de VCs

Como primeiro passo na apresentação do modelo evolutivo atualmente aceito para VCs, será discutida a transferência de massa e momento angular nesses sistemas. O momento angular total de uma VC pode ser expresso por

$$J = \frac{G^{\frac{1}{2}} M_1 M_2}{[M_1 + M_2]^{\frac{1}{2}}} a^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

$$= \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} a^2 \omega, \quad (3.2)$$

onde $\omega = \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}}$. Os momentos angulares individuais de cada estrela, resultantes da rotação em torno do seu próprio eixo, foram desprezados pois as estrelas são objetos centralmente condensados e os momentos de inércia I_1 e I_2 são suficientemente pequenos para serem ignorados na expressão acima. Combinando as equações acima e a terceira lei de Kepler (Eq. 2.1) e diferenciando-as em relação ao tempo, obtém-se

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 3 \frac{\dot{J}}{J} - \frac{2+3q}{1+q} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - \frac{3+2q}{1+q} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.3)$$

e

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \frac{\dot{J}}{J} - \frac{1+2q}{1+q} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - \frac{2+q}{1+q} \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.4)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} + \frac{1}{3(1+q)} \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{1}{3(1+q)} \frac{\dot{M}_2}{M_2}, \quad (3.5)$$

onde $\dot{M}_2 < 0$ (*i.e.*, perda de massa), e os termos \dot{P}_{orb} , \dot{a} , \dot{M}_1 e \dot{M}_2 correspondem a derivadas temporais das respectivas grandezas. Para um caso conservativo, tem-se $\dot{M}_1 = -\dot{M}_2$ (ou $M_1 + M_2 = \text{constante}$) e $\dot{J} = 0$. Portanto, as equações acima, após algumas simplificações, ficam

$$\frac{\dot{P}_{\text{orb}}}{P_{\text{orb}}} = 3(q-1) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3.6)$$

e

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2(q-1) \frac{\dot{M}_2}{M_2}. \quad (3.7)$$

Nos casos em que ocorre uma transferência de massa estável, espera-se que a separação orbital e o período orbital diminuam de modo que a conseqüente redução do lobo de Roche assegure a transferência contínua de matéria. As equações acima mostram que, no caso conservativo, a e P_{orb} decrescem somente para $q > 1$. Partindo da Eq. 3.7 do caso conservativo e da aproximação analítica de Paczynski (1971)

$$\frac{R_{L(2)}}{a} = 0.462 \left(\frac{q}{1+q} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.8)$$

onde $0.01 < q < 1$ e $R_{L(2)}$ é o raio de uma esfera de mesmo volume do lobo de Roche da secundária, pode-se rever o limite em q do caso conservativo de transferência de massa

considerando-se a variação do lobo de Roche,

$$\frac{\dot{R}_{L(2)}}{R_{L(2)}} = \left(2q - \frac{5}{3}\right) \frac{\dot{M}_2}{M_2}. \quad (3.9)$$

A expressão acima implica que a razão de massa mínima para que ocorra transferência estável de matéria é $q = \frac{5}{6}$. Razões de massa entre $\frac{5}{6}$ e 1, apesar do aumento de a e P_{orb} , continuam resultando numa redução do tamanho do lobo de Roche da estrela doadora.

Porém, um fato observacional é que a imensa maioria das VCs conhecidas possuem $q < \frac{5}{6}$ (Warner 1995; Smith & Dhillon 1998) e ainda assim apresentam transferência estável de matéria. Isso implica que a transferência de matéria nas VCs não é conservativa, seja porque existe perda ou de massa de momento angular (ou ambas). As perdas de massa por ventos estelares observadas (Warner 1995) são muito pequenas/desprezíveis para sustentar uma solução do tipo $\dot{M}_1 \neq \dot{M}_2$. A única saída para manter a estrela secundária em contato constante com seu lobo de Roche é supor um mecanismo de perda de momento angular em VCs. Portanto, a evolução de VCs é movida por dois ingredientes principais: a perda de momento angular, para sustentar o processo de transferência de massa, e a resposta da secundária à perda de massa. Dois mecanismos foram propostos para a perda de momento angular. O primeiro é radiação gravitacional, que é efetiva somente em períodos orbitais curtos (Patterson 1984). O segundo é o momento angular levado por um vento estelar magneticamente acoplado à superfície da secundária (mecanismo de freamento magnético; Rappaport *et al.* 1983; King 1988). Como as VCs são binárias gravitacionalmente acopladas, qualquer momento angular perdido pela secundária é também subtraído do momento angular orbital total J do sistema, causando um decréscimo no período orbital.

No modelo de freamento interrompido para a evolução das VCs (Rappaport *et al.* 1983; Hameury *et al.* 1991), o reduzido número de sistemas com período entre 2.2 – 3.2 horas (conhecido como *period gap*; Howell, Nelson & Rappaport 2001; Knigge 2006) é explicado por uma queda súbita na eficiência do freamento magnético quando a secundária evolui

até o limite superior dessa “lacuna”¹. Neste modelo, espera-se que, para $P_{\text{orb}} > 3$ h, a redução de período seja dominada por perdas de momento angular pelo mecanismo de freamento magnético via vento estelar vinculado às linhas de campo magnético da secundária (Rappaport, Verbunt & Joss 1983). Nessa fase, as taxas de transferência de massa vão de $\sim 10^{-9}$ a $10^{-8} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, e os períodos orbitais evoluem de ~ 9 a ~ 3 horas. A transferência forçada e contínua de matéria impede a estrela de alcançar o equilíbrio térmico, fazendo com que as secundárias sejam maiores que estrelas isoladas de mesma massa (Rappaport, Joss & Webbink 1982; Smith & Dhillon 1998; Knigge 2006).

Ao alcançar $P_{\text{orb}} \sim 3$ horas, a secundária torna-se totalmente convectiva (de massa $\sim 0.3M_{\odot}$) e, na concepção atualmente aceita, o freamento magnético é drasticamente reduzido. A cessação do freamento magnético reduz \dot{M}_2 e permite que a secundária encolha no sentido de alcançar seu raio de equilíbrio térmico. Isso causa o desligamento temporário do sistema, durante o qual \dot{M}_2 cai praticamente a zero, até que – por perda de momento angular via radiação gravitacional – o lobo de Roche encolha e entre novamente em contato com a secundária. A retomada de contato do lobo de Roche ocorre para períodos de ~ 2 horas. Quando \dot{M}_2 recomeça, a evolução é movida exclusivamente pelas perdas por radiação gravitacional a taxas de $\sim 10^{-11} - 10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$. À medida que a órbita encolhe e M_2 decresce, a escala temporal de perda de massa aumenta, mas a escala temporal térmica τ_{KH} aumenta mais rapidamente devido a sua dependência aproximada de M^{-2} (Kippenhahn & Weigert 1994). Num certo instante a escala térmica torna-se maior do que a escala de transferência de massa. Quando isso ocorre, a secundária torna-se incapaz de ajustar-se devido à transferência de massa em sua escala τ_{KH} e começa a expandir-se, em acordo com sua resposta adiabática. Neste ponto a secundária torna-se completamente degenerada, com massa $M_2 \sim 0.06M_{\odot}$. Deste ponto em diante, a massa da secundária continua a decrescer (com escalas temporais de \dot{M} cada vez maiores) e o período orbital volta a crescer (Howell, Rappaport & Politano 1997). O período mínimo

¹ São conhecidas cerca de duas dezenas de estrelas no *period gap* (Katysheva & Pavlenko 2003). Aproximadamente metade delas são magnéticas, majoritariamente polares, e a outra metade são sistemas do tipo SU UMa.

observado para VCs é de ~ 76.2 minutos (Knigge 2006).

A evolução secular da binária pode em princípio ser detectada medindo-se variações no período orbital de VCs eclipsantes. Eclipses são marcações evidentes no tempo e podem ser usados para determinar o período orbital (e suas derivadas) com alta precisão. No entanto, os esforços feitos no sentido de medir o decréscimo de longo-termo do P_{orb} em VCs foi frustrante: nenhum dos objetos estudados por tempo suficiente apresentou a taxa esperada de decréscimo do período orbital. Ao invés disso, a maioria das VCs eclipsantes bem observadas² exibem variações cíclicas de período orbital (Baptista *et al.* 2003 e referências ali contidas). Variações cíclicas de P_{orb} também são observadas em outras binárias compactas com um componente do tipo tardio – Algols, sistemas RS CVn e W UMa (Lanza & Rodonò 1999). A explicação mais promissora desse efeito parece ser a existência de ciclos de atividade magnética do tipo solar (*quasi-* e/ou multi-periódico) na secundária. Foram propostos diversos mecanismos capazes de produzir modulações de período orbital na escala de tempo de décadas, induzidas por um campo magnético variável na zona convectiva da componente de tipo tardio (Matese & Whitmire 1983; Applegate & Patterson 1987; Warner 1988; Applegate 1992; Richman *et al.* 1994; Lanza *et al.* 1998; Lanza 2006a). A amplitude relativamente larga dessas variações cíclicas provavelmente contribui para mascarar o decréscimo secular, de baixa amplitude, do período orbital.

A seguir é reportada a identificação de variações cíclicas de período orbital em HT Cas utilizando dados de fotometria CCD. Isso permite uma ampla discussão sobre a existência de modulações de período orbital em VCs acima e abaixo do *period gap* e, diante disso, o modelo evolutivo descrito acima é avaliado³.

² *I.e.*, aqueles sistemas cujos diagramas observado-menos-calculado (O–C) dos instantes de eclipse são bem amostrados e cobrem mais de uma década de observações.

³ A análise descrita a seguir foi publicada no periódico *Astronomy & Astrophysics* em março de 2008. O artigo está em anexo no final desta tese.

3.2 Variações cíclicas de período orbital em HT Cas

Séries temporais de fotometria CCD em luz branca de HT Cas foram obtidas durante 5 noites em janeiro e fevereiro de 2007 com o telescópio de 1.2-m na Estação Astronômica Kryoneri (NOA, Grécia). Os dados compreendem um total de 11 eclipses e foram obtidos com um CCD SI-502 de 516×516 pixels. Todas as observações têm resolução temporal de 25 s. Um sumário dessas observações é apresentado na Tabela 3.1. A redução dos dados foi feita utilizando rotinas do IRAF⁴ e incluíram correções de *bias* e *flat-field*. A fotometria de abertura foi realizada com o pacote APPHOT. As séries temporais foram construídas calculando-se a diferença de magnitude entre a variável e uma estrela de comparação. HT Cas estava 0.5 mag mais fraca em 18 e 20 de janeiro do que em relação aos dados das outras noites. Esse comportamento é similar àquele visto anteriormente por Robertson & Honeycutt (1996), que revelou que HT Cas transita entre estados quiescentes de baixo e alto brilho com uma amplitude de 1.3 mag e em escalas de tempo que variam de dias a meses (esse assunto será retomado na Subseção 4.3.3). O espalhamento no fluxo fora do eclipse, tanto em estado alto como em estado baixo, é muito menor que a transição de 0.5 mag que ocorreu entre 20 e 21 de janeiro. Essa diferença sistemática de fluxo implicou no agrupamento das curvas de luz por estado de brilho (baixo e alto) para a determinação dos instantes (*timings*) de meio-eclipse.

Os instantes de meio-eclipse foram medidos a partir dos instantes de meio-ingresso e meio-egresso do eclipse da anã branca, estimados utilizando a técnica da derivada descrita por Wood *et al.* (1985). Para cada estado de brilho, o eixo temporal das curvas de luz foi convertido para fase orbital em relação a uma efeméride-teste. Todas as curvas foram então concatenadas e ordenadas em fase orbital para produzir uma curva de luz combinada com maior resolução temporal. A curva de luz combinada foi suavizada com um filtro de mediana e sua derivada numérica foi calculada. A curva de derivada, suavizada

⁴ *Image Reduction and Analysis Facility*, é um pacote de softwares de redução e análise de dados astronômicos. O IRAF foi desenvolvido pelo *National Optical Astronomy Observatories* (NOAO, EUA), que em 2006 decidiu encerrar o suporte ao pacote. A partir disso, o desenvolvimento do IRAF passou a ser conduzido voluntariamente pelo grupo inicial de programadores e pela comunidade de usuários (www.iraf.net).

Tab. 3.1: Sumário das observações

Data (2007)	Hora UT	Ciclos	Qualidade*	Estado quiesc.
Jan 18	17:27-19:17	141096, 141097	b	baixo
Jan 20	16:45-21:15	141123, 141124	a	baixo
Jan 21	17:38-20:53	141137, 141138	b	alto
Jan 22	16:48-23:03	141150-141153	c	alto
Fev 15	17:15-19:15	141476	b	alto

*Qualidade da noite: a - fotométrica, b - boa (variações de transparência atmosférica), c - ruim (com nuvens).

novamente por um filtro de mediana, foi analisada por um algoritmo que identifica os pontos extremos (as fases de meio-ingresso/egresso da primária). A fase de meio-eclipse, ϕ_0 , é definida como a média das duas fases medidas. Para ambos conjuntos de dados, a diferença entre as fases de meio-ingresso e meio-egresso é consistente com a largura do eclipse da anã branca observada anteriormente, $\Delta\phi = 0.0493 \pm 0.0007$ ciclos (Horne, Wood & Stiening 1991). Finalmente, adotou-se um número de ciclo representativo para cada conjunto de curvas de luz e calculou-se o instante de meio-eclipse (HJD) correspondente a esse ciclo usando o valor medido de ϕ_0 . Esse método permite uma estimativa simples e robusta do *timing* de meio-eclipse a partir de uma amostra de curvas de luz. Essas medições têm precisão de $\simeq 5$ s. Os instantes estimados (em HJD) para os ciclos representativos dos conjuntos em estado baixo ($E = 141110$) e alto ($E = 141194$) são 2,454,120.29368(5) e 2,454,126.48001(5), respectivamente (as incertezas estão indicadas entre parênteses).

Feline *et al.* (2005) adicionaram novos *timings* de fotometria rápida no óptico àqueles listados por Patterson (1981), Zhang, Robinson & Nather (1986) e Horne *et al.* (1991) para determinar uma efeméride linear revisada para HT Cas. Esses autores não reportaram evidências de decréscimo ou modulações de período orbital, talvez por não incluírem os instantes no óptico de Wood *et al.* (1995) e Ioannou *et al.* (1999) em sua análise. No presente trabalho, o conjunto de *timings* utilizado inclui os instantes de meio-eclipse medidos nas curvas de luz deste trabalho e todos aqueles da literatura⁵. O conjunto cobre

⁵ Somente *timings* de HT Cas em quiescência foram considerados, incluindo um instante de meio-eclipse no raio-X obtido por Mukai *et al.* (1997).

29 anos, de 1978 a 2007. Para HT Cas a diferença entre tempo universal (UT) e tempo dinâmico terrestre (TDT) alcança 26 s ao longo do conjunto. A amplitude da diferença entre a correção baricêntrica e heliocêntrica é de 4 s. Todos os instantes de meio-eclipse foram corrigidos para tempo dinâmico baricêntrico (BJDD) de acordo com o código de Stumpff (1980). Para os propósitos dessa análise, considera-se que as escalas de tempo dinâmico terrestre (TDT) e de tempo das efemérides (ET) formem uma escala contígua.

Os instantes observado-menos-calculado em relação a uma efeméride-teste foram obtidos para cada *timing* no nosso conjunto de dados. Para um dado ano, a média dos valores de (O–C) para aquele ano foi calculada e a ela associado um número de ciclo representativo. Finalmente, o instante de meio-eclipse médio (em BJDD) correspondente a esse ciclo representativo (que corresponde a um dado ano) foi obtido pela adição do valor de (O–C) médio ao tempo de meio-eclipse previsto pela efeméride-teste. As incertezas foram consideradas como sendo o desvio-padrão de cada conjunto de *timings* anuais. Os instantes de meio-eclipse médio estão listados na Tabela 3.2. As respectivas incertezas estão indicadas entre parênteses no último algarismo significativo. Os pontos foram ponderados pelo inverso do quadrado das incertezas no instante de meio-eclipse. A Tabela 3.3 lista os parâmetros das efemérides linear, quadrática e linear mais senoidal de melhor ajuste, com seus respectivos erros a $1-\sigma$. Também lista os valores quadráticos médios dos resíduos, σ , e o valor de χ^2_ν para cada caso, onde ν é o número de graus de liberdade (χ^2 -reduzido). No intuito de checar a sensibilidade do resultados com a incerteza nos dados, repetiu-se todos os ajustes considerando erros de 5×10^{-5} d para todos os *timings*. Os parâmetros obtidos dessa maneira são equivalentes, dentro das incertezas, aos apresentados na Tabela 3.2.

A Figura 3.1 apresenta o diagrama (O–C) em relação a efeméride linear da Tabela 3.3. Os pontos da Tabela 3.2 estão indicados por círculos cheios e apresentam uma clara modulação. Os quadrados abertos no painel superior indicam os *timings* individuais de meio-eclipse da literatura (ver referências na Tabela 3.2) e os *timings* individuais medidos nas curvas de luz deste capítulo. A significância de um termo adicional na efeméride linear foi estimada com o teste-F, seguindo o trabalho de Pringle (1975). A efeméride quadrática (linha pontilhada no painel superior) tem uma significância estatística de 96.7% por cento

Tab. 3.2: Instante de meio-eclipse médios

Ano	Ciclo	BJDD (+2400000 d)	(O-C) [†] (×10 ⁻⁵ d)	Ref.
1978	1076	43807.18220(3)	-23	1
1982	20824	45261.56732(6)	-7	2,3
1983	25976	45640.99769(6)	-9	2,3
1984	30766	45993.76780(5)	-8	2
1991	63228	48384.50361(5)	+23	4
1994	79770 [‡]	49602.77584(5)	+43	5
1995	85616	50033.31752(4)	+56	6
1997	92628	50549.73159(2)	+44	6
2002	119542	52531.87205(3)	+8	7
2003	125130	52943.41261(4)	+8	7
2007	141152	54123.38773(3)	-29	Essa tese

[†]Em relação a efeméride linear da Tabela 3.3.

[‡]Instante de meio-eclipse no raio-X.

Referências: (1) Patterson 1981; (2) Zhang *et al.* 1986; (3) Horne *et al.* 1991; (4) Wood *et al.* 1995; (5) Mukai *et al.* 1997; (6) Ioannou *et al.* 1999; (7) Feline *et al.* 2005.

Tab. 3.3: Efemérides de HT Cas

Efeméride linear:

$$\text{BJDD} = T_0 + P_0 \cdot E$$

$$T_0 = 2443727.93804 (\pm 3) \text{ d} \quad P_0 = 0.0736472029 (\pm 3) \text{ d}$$

$$\chi_{\nu_1}^2 = 56.9, \quad \nu_1 = 9 \quad \sigma_1 = 29.0 \times 10^{-5} \text{ d}$$

Efeméride quadrática:

$$\text{BJDD} = T_0 + P_0 \cdot E + c \cdot E^2$$

$$T_0 = 2443727.93768 (\pm 3) \text{ d} \quad P_0 = 0.0736472230 (\pm 9) \text{ d}$$

$$c = (-137 \pm 7) \times 10^{-14} \text{ d} \quad \sigma_2 = 11.8 \times 10^{-5} \text{ d}$$

$$\chi_{\nu_2}^2 = 9.47, \quad \nu_2 = 8$$

Efeméride senoidal:

$$\text{BJDD} = T_0 + P_0 \cdot E + A \cdot \cos [2\pi(E - B)/C]$$

$$T_0 = 2443727.93828 (\pm 6) \text{ d} \quad B = (89 \pm 4) \times 10^3 \text{ ciclos}$$

$$P_0 = 0.073647200 (\pm 2) \text{ d} \quad C = (180 \pm 20) \times 10^3 \text{ ciclos}$$

$$A = (46 \pm 6) \times 10^{-5} \text{ d} \quad \sigma_S = 6.79 \times 10^{-5} \text{ d}$$

$$\chi_{\nu_S}^2 = 3.11, \quad \nu_S = 6$$

com $F(1, 9) = 15.1$. Por outro lado, a significância estatística da efeméride linear mais senoidal em relação ao ajuste linear é maior que 99.95%, com $F(3, 9) = 86.2$. A duração do ciclo de melhor ajuste para HT Cas é de 36 ± 4 anos. O ajuste da efeméride linear mais senoidal é mostrado com uma linha sólida no painel central da Figura 3.1, enquanto os resíduos em relação a essa efeméride estão no painel inferior.

A busca por uma duração variável para o ciclo ou por harmônicos da duração do ciclo principal (realizando diferentes ajustes em diferentes partes do conjunto de dados) não é conclusivo nesse caso por causa do intervalo relativamente curto dos dados em comparação com a duração do ciclo. No entanto, os instantes de eclipse apresentam desvios sistemáticos e significativos com relação à efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste. O fato de que $\chi^2_\nu > 1$ indica que a efeméride linear mais senoidal não descreve completamente os dados, possivelmente porque o período da modulação não é senoidal ou não é estritamente periódico.

3.3 Discussão

Os resultados evidenciam que o período orbital de HT Cas apresenta variações de semi-amplitude ~ 40 s que parecem se repetir numa escala de tempo de cerca de 36 anos. O presente trabalho aumenta a amostra de VCs eclipsantes nas quais modulações de período orbital foram observadas e serve de motivação para atualizar a comparação de variações cíclicas de período orbital acima e abaixo do *period gap* feita por Baptista *et al.* (2003).

3.3.1 Modulações de período orbital em VCs

Essa seção revisa o cenário observacional atual da detecção de variações cíclicas de período orbital em VCs. Primeiramente, aborda-se os requisitos observacionais que permitem a detecção de modulações de período orbital, e então discute-se o cenário que emerge quando uma amostra completa é construída baseada nesses requisitos. Variações cíclicas de período orbital são vistas em várias VCs eclipsantes (ver Baptista *et al.* 2003). A duração dos ciclos varia de 5 anos em IP Peg (Wolf *et al.* 1993) até cerca de 36 anos em

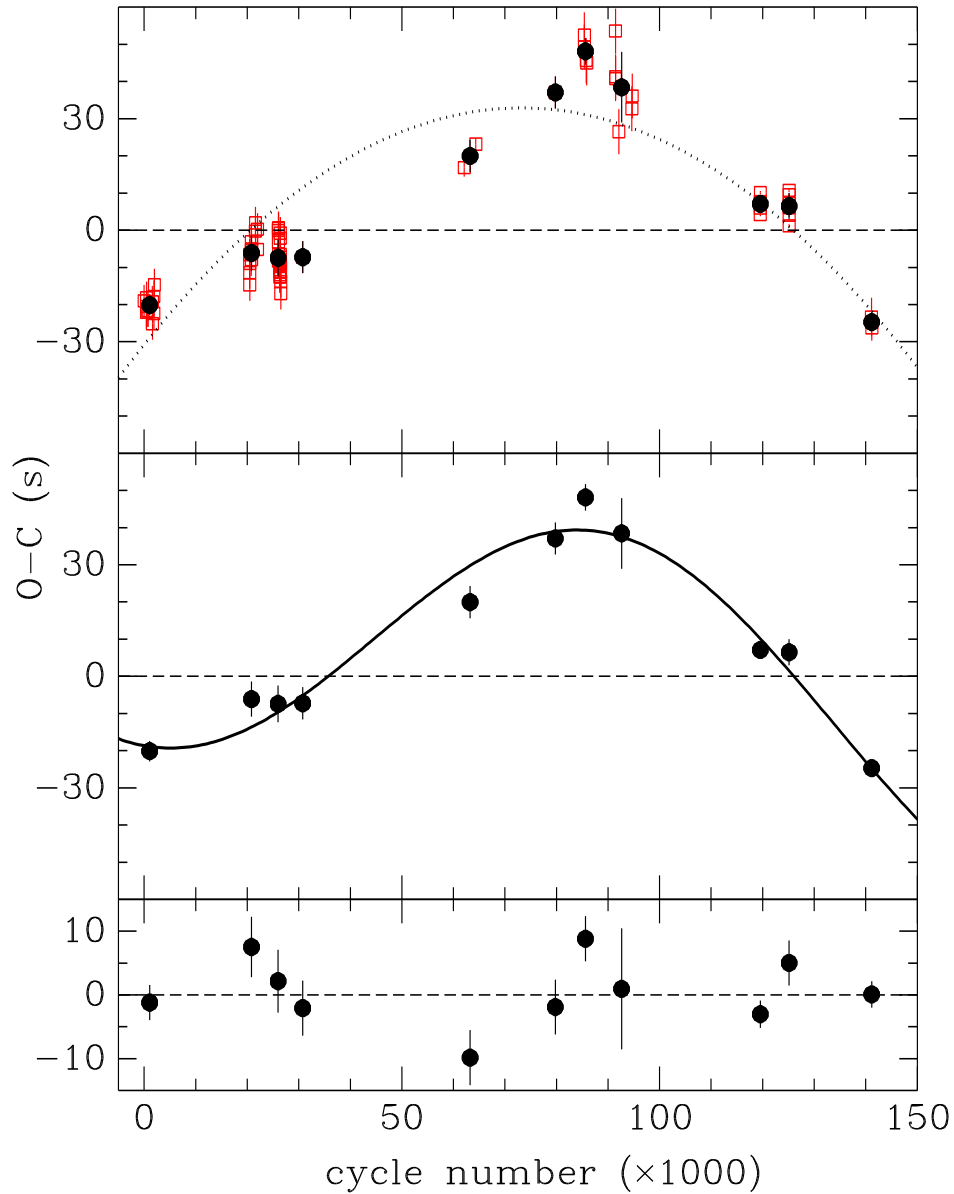


Fig. 3.1: Diagrama (O–C) de HT Cas em relação a efeméride linear da Tabela 3.3. Os *timings* individuais da literatura e os *timings* individuais medidos nas curvas de luz desta tese estão indicados por quadrados abertos, enquanto os instantes médios da Tabela 3.2 são indicados por círculos sólidos. A linha pontilhada no painel superior representa a efeméride quadrática de melhor ajuste e a linha sólida no painel central a efeméride linear mais senoidal de melhor ajuste (Tabela 3.3). No painel inferior estão plotados os resíduos em relação a efeméride linear mais senoidal do painel central.

HT Cas (essa tese). As amplitude estão no intervalo de $10 - 10^2$ s.

A detecção bem sucedida dessas variações cíclicas requer que o diagrama (O–C) cubra ao menos um ciclo da modulação (i.e., ao menos cerca de uma década de observações) e que a incerteza nos instantes (médios anuais) de eclipse seja menor que a amplitude da modulação do período orbital para permitir sua clara detecção. Portanto, cobertura de décadas e instantes de eclipse de alta precisão (melhor que 10 s e 20 s, respectivamente para sistemas abaixo e acima do *period gap*) são requisitos básicos. Um terceiro aspecto fundamental diz respeito à amostragem temporal das observações. Um diagrama (O–C) construído a partir de *timings* esparsos e infrequentes pode facilmente deixar de revelar reais variações cíclicas de período. A Figura 3.2 ilustra esse argumento. É apresentado um diagrama (O–C) construído a partir de uma modulação de 20 anos e amplitude 50 s (linha pontilhada). Ruído gaussiano de amplitude 5 s foi adicionado aos *timings* anuais para simular as incertezas em dados reais. A efeméride de melhor ajuste está indicada por reta ou curva sólida em cada caso. O painel superior mostra o caso de má amostragem. As lacunas em torno de ciclos ~ 30000 e $60000 - 100000$ mascaram a modulação do período e os dados disponíveis (círculos cheios) são ajustados por uma efeméride linear (linha sólida). HT Cas em si é um bom exemplo do caso de má amostragem. A efeméride revista por Feline *et al.* (2005) foi baseada num diagrama (O–C) esparsamente amostrado. Se os instantes de Wood *et al.* (1995), Mukai *et al.* (1997) e Ioannou *et al.* (1999) fossem incluídos em seu diagrama, a modulação de período orbital seria evidente.

O painel central da Figura 3.2 ilustra o efeito da cobertura temporal na detecção de uma modulação de período orbital. Nesse caso, as observações cobrem apenas cerca de metade de um período do ciclo (círculos cheios), levando a uma inferência incorreta de um decréscimo de longo termo no período orbital (linha sólida). Uma cobertura longa é necessária para permitir a identificação da natureza cíclica das variações. Z Cha é um bom exemplo desse caso. Robinson *et al.* (1995) estimaram um incremento significativo no período orbital a partir de um diagrama (O–C) cobrindo 18 anos de observações. Somente quando a cobertura temporal foi ampliada para 30 anos é que o comportamento cíclico do período tornou-se evidente (Baptista *et al.* 2002).

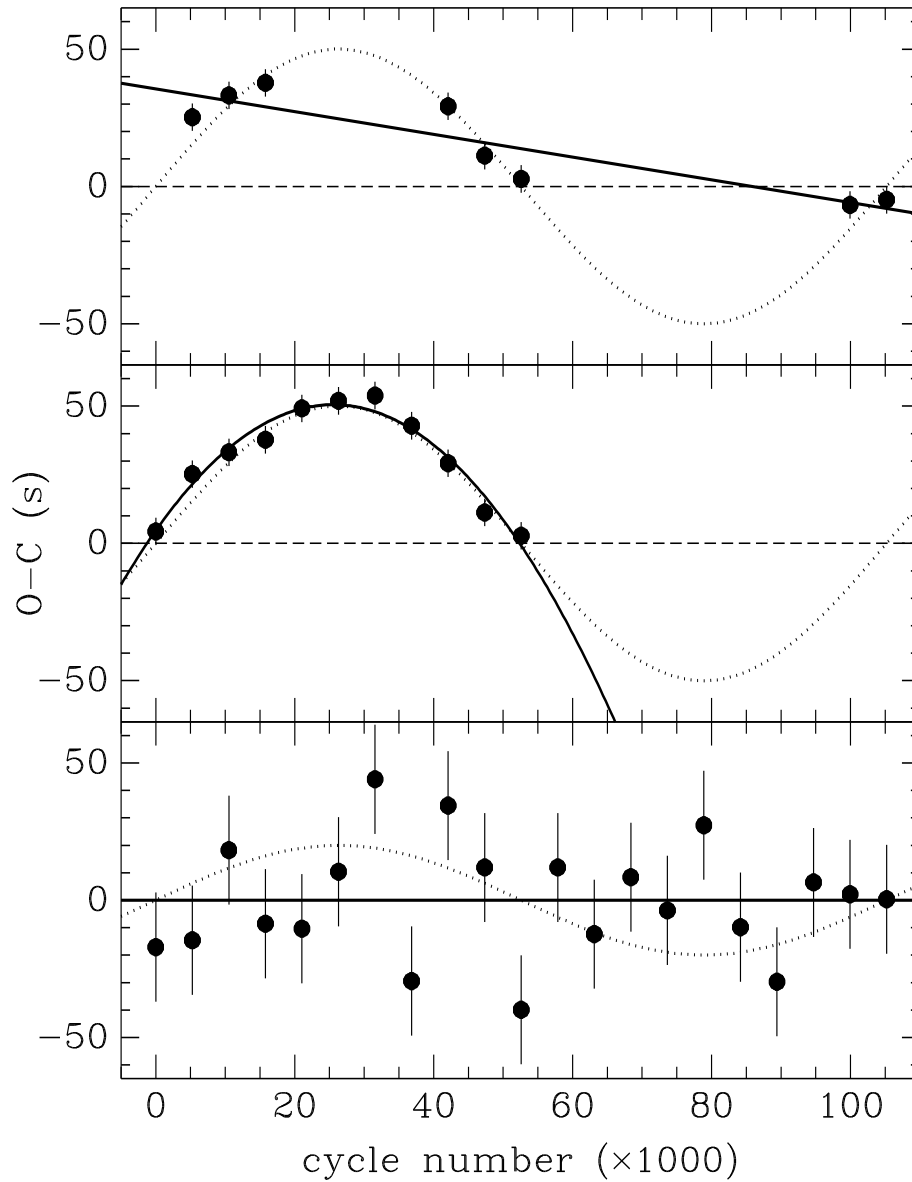


Fig. 3.2: Influência da amostragem (painel superior), cobertura temporal (painel central) e precisão dos instantes de eclipse (painel inferior) na detecção de modulações de período orbital. A linha pontilhada representa valores de (O-C) construídos de uma modulação de 20 anos e amplitude 50 s (20 s no painel inferior). Ruído gaussiano de amplitude 5 s (painéis superior e central) e 20 s (painel inferior) foram adicionados aos instantes (amostrados anualmente) para simular as incertezas de um conjunto de dados reais. A linha sólida representa a efeméride de melhor ajuste obtida para os dados sintéticos (círculos sólidos) usados para ilustrar cada caso.

O painel inferior da Figura 3.2 mostra como a precisão do instante de eclipse pode afetar a capacidade de detectar modulações de período orbital. Nesse caso a amplitude da modulação foi reduzida para casar com a grande incerteza dos instantes de eclipse (20 s). O período da modulação é perdido no ruído, apesar do fato do diagrama (O–C) ter boa amostragem e cobertura temporal (círculos cheios), e a efeméride de melhor ajuste é a linear (linha sólida). FO Aqr, com inclinação $i \sim 70^\circ$ e eclipses rasantes (Hellier *et al.* 1989), pode ser um exemplo desse caso. A grande incerteza de seus instantes de eclipse (~ 180 s) é suficiente para mascarar modulações cíclicas de amplitude similar àquela vista em outras VCs.

Em síntese, para ser capaz de detectar modulações de período orbital é necessário um diagrama (O–C) bem amostrado (um ponto a cada 1–3 anos, sem grandes lacunas), cobrindo ao menos um década de observações, construído a partir de instantes de eclipse precisos (incerteza $\lesssim 20$ s).

Com o objetivo de construir uma amostra de acordo com esses requisitos, procurou-se entre todas as VCs eclipsantes do CVCat⁶ com inclinação $i \geq 70^\circ$. A precisão dos instantes de eclipse abaixo desse limite não é suficiente para permitir a detecção das modulações com amplitude $\lesssim 200$ s. Foram encontradas 14 VCs eclipsantes que satisfazem os critérios acima, 6 sistemas abaixo e 8 sistemas acima do *period gap*. Eles estão listados na Tabela 3.4. Todos os sistemas da amostra apresentam variações cíclicas de período orbital. Com a inclusão de HT Cas, não há atualmente nenhuma VC com diagrama (O–C) bem amostrado e preciso, cobrindo mais de uma década de observações, que não apresente variações cíclicas de período orbital. Isso sustenta a conclusão de Baptista *et al.* (2003) de que essas variações cíclicas são um fenômeno comum em VCs, estando igualmente presente em sistemas abaixo e acima do *period gap*.

Movimento apsidal não é uma explicação válida para essas variações de período orbital porque a excentricidade orbital para binária compactas é desprezível. A presença de um terceiro corpo no sistema foi algumas vezes sugerida como uma explicação alternativa.

⁶ CVCat/TPP é uma base de dados interativa de variáveis cataclísmicas (<http://cvcat.net/>).

Tab. 3.4: Modulações de período orbital observadas em VCs

Objeto	P_{orb} (hr)	P_{mod} (ano)	$\Delta P/P$ ($\times 10^{-6}$)	Ref.
V4140 Sgr	1.47	6.9	0.93	1
V2051 Oph	1.50	22	0.30	1
OY Car	1.51	35	0.52	2
EX Hya	1.64	17.5	0.55	3
HT Cas	1.77	36	0.44	Essa tese
Z Cha	1.79	28	0.85	4
IP Peg	3.80	4.7	8.00	5
U Gem	4.17	8	3.00	6
DQ Her	4.65	13.7	2.00	7
UX UMa	4.72	7.1, 10.7, 30.4*	2.60	8
T Aur	4.91	23	3.80	9, essa tese
EX Dra	5.03	5	7.90	10
RW Tri	5.57	7.6, 13.6*	2.10	11
AC Cnc	7.21	16.2	5.50	12

*Multiperiódico (foram consideradas as modulações mais significativas estatisticamente).

Referências: (1) Baptista *et al.* 2003; (2) Greenhill *et al.* 2006; (3) Hellier & Sproats 1992; (4) Baptista *et al.* 2002; (5) Wolf *et al.* 1993; (6) Warner 1988; (7) Zhang *et al.* 1995; (8) Rubenstein *et al.* 1991; (9) Beuermann & Pakull 1984; (10) Shafter & Holland 2003; (11) Robinson *et al.* 1991; (12) Qian *et al.* 2007b.

No entanto, um efeito tempo-luz implica uma modulação de período orbital estritamente periódica, o que não é observado usualmente quando existe uma cobertura de vários ciclos da modulação. Se é procurada uma explicação geral para as modulações em VCs, então todos os efeitos periódicos (como um terceiro corpo no sistema) devem ser descartados já que as variações observadas em vários sistemas (*e.g.*, UX UMa, RW Tri, V2051 Oph) são cíclicas mas não estritamente periódicas.

Atualmente, a melhor explicação para a modulação observada é que ela é o resultado de um ciclo de atividade magnética do tipo solar na estrela secundária. Dentre os vários mecanismos propostos para explicar essas modulações, a hipótese de Applegate (1992) parece ser a mais plausível. Ela relaciona a modulação de período orbital à operação de um dínamo hidrodinâmico na zona convectiva da componente do tipo tardio de binárias compactas. Mais precisamente, a hipótese de Applegate considera que uma pequena fração do momento angular interno da componente ativa é ciclicamente transferida entre as camadas convectivas internas e externas devido ao torque magnético interno variável. Isso afeta o achatamento e o momento de quadrupolo gravitacional da componente ativa, que oscila em torno de um valor médio. Quando o momento de quadrupolo é máximo, a estrela ativa sente uma força gravitacional maior, sendo forçada a mover-se mais próximo e mais rápido em torno do centro de massa, alcançando portanto o menor período orbital (mínimo da modulação). Por outro lado, quando o momento de quadrupolo é mínimo, o período orbital exhibe seu máximo. Lanza *et al.* (1998) e Lanza & Rodonò (1999) elaboraram melhor essa idéia. O modelo foi aplicado a uma amostra de VCs por Richman *et al.* (1994). A variação fracional de período orbital $\Delta P/P$ está relacionada à amplitude $\Delta(O - C)$ e ao período do ciclo P_{mod} da modulação por (Applegate 1992),

$$\frac{\Delta P}{P} = 2\pi \frac{\Delta(O - C)}{P_{\text{mod}}} = 4\pi \frac{A}{C}. \quad (3.10)$$

Usando os valores de A e C da Tabela 3.3, calcula-se $\Delta P/P = 4.4 \times 10^{-7}$ para HT Cas.

Em sua discussão sobre T Aur, Beuermann & Pakull (1984) destacam que a modulação observada pode ser ajustada usando uma efeméride quadrática de período orbital

decrecente ou usando uma senóide de *quasi*-período ~ 23 anos. Os dados de Beuermann & Pakull (1984) foram combinados com os *timings* recentes de Diethelm (2004) para obter um diagrama (O–C) revisado para T Aur. A efeméride quadrática não é mais estatisticamente significativa (o termo quadrático é comparável ao seu erro), porém uma senóide de 23 ± 2 anos e amplitude 220 ± 40 s alcança uma significância de ajuste aos dados maior do que antes (Baptista, comunicação privada). Isso leva a um valor de $\Delta P/P = 3.8 \times 10^{-6}$ para T Aur. Os valores de $\Delta P/P$ para todas as VCs de nossa amostra estão listados na quarta coluna da Tabela 3.4.

O aspecto crítico da hipótese de Applegate é a conexão do seu modelo de variações de quadrupolo gravitacional a um modelo de dínamo cíclico real capaz de produzir essas modulações. Neste aspecto, Rüdiger *et al.* (2002) apresentam um modelo de α^2 dínamo para estrelas RS CVn, incorporando um mecanismo dínamo ao modelo de Applegate. Avanços teóricos e vínculos observacionais apareceram recentemente na literatura num esforço para superar as limitações encontradas quando o modelo de Applegate é aplicado às estrelas RS CVn (Lanza & Rodonò 2002, 2004; Lanza 2005, 2006a, 2006b). Todos esses resultados podem ser escalonados para VCs acima do *period gap* pois suas secundárias também possuem envelopes convectivos.

Por outro lado, espera-se que as secundárias de VCs abaixo do *gap* sejam estrelas totalmente convectivas (*i.e.*, massas $M_2 < 0.3 M_\odot$). Por não possuírem camada de *overshoot*, o mecanismo de dínamo não pode atuar nessas estrelas (Dobler 2005). No entanto, estrelas isoladas do tipo tardio da SP (tipos espectrais M5 e mais tardios) apresentam indícios de campos magnéticos intensos (Hawley 1993; Baliunas *et al.* 1995; West *et al.* 2004). Além disso, se atividade magnética for usada como uma explicação para as modulações observadas, as VCs abaixo do *period gap* representam a primeira amostra de estrelas anãs totalmente convectivas com ciclos de atividade magnética conhecidos. Modelos alternativos de dínamos em pequena escala foram propostos para sustentar campos magnéticos e induzir atividade magnética em estrela totalmente convectivas (Durney *et al.* 1993; Haugen *et al.* 2004; Brandenburg *et al.* 2005; Dobler 2005 e referências ali contidas). Esses modelos indicam que uma camada de *overshoot* não é um ingrediente necessário à

geração de campos magnéticos em larga escala.

A ocorrência comum de modulações de P_{orb} em VCs é consistente com os resultados de Ak, Ozkan & Mattei (2001). Eles descobriram variações cíclicas na magnitude quiescente e no intervalo de erupções de uma amostra de VCs acima e abaixo do *period gap*, cuja origem atribuíram a ciclos de atividade magnética na estrela secundária. Eles também mostraram não haver correlação do período do ciclo com o regime de rotação (*i.e.*, período orbital para estrelas gravitacionalmente acopladas como as secundárias em VCs). Considerando as modulações de período orbital de uma variedade de binárias compactas, Lanza & Rodonò (1999) encontraram evidência observacional similar para sistemas acima e abaixo do *period gap*.

3.3.2 Uma comparação das modulações observadas acima e abaixo do period gap

Dada a amostra de VCs bem observadas (nos requisitos descritos acima) que exibem variações cíclicas de período orbital, essa seção pretende quantificar o comportamento comum assim como evidenciar diferenças sistemáticas entre modulações observadas em sistemas acima e abaixo do *period gap*. Estendeu-se a comparação considerando as modulações observadas em outras binárias compactas de período mais longo (Algols, estrelas RS CVn e W UMa). Sua atividade magnética deve ser semelhante, em certo sentido, à atividade magnética de VCs acima do *gap* já que também possuem componente (ativa) do tipo tardio com envelope convectivo.

A Figura 3.3 apresenta um diagrama da variação fracional de período $\Delta P/P$ versus a velocidade angular $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$ da componente ativa de tipo tardio em binárias compactas (a rotação é um ingrediente-chave do mecanismo dínamo, ver Lanza & Rodonò 1999). Ela contém dados das 14 VCs listadas na Tabela 3.4 (círculos abertos). O *period gap* está indicado por linhas tracejadas verticais. As cruzeiras representam os valores de $\Delta P/P$ para 56 outras binárias compactas com modulações cíclicas de período orbital (Lanza & Rodonó 1999; Qian *et al.* 1999, 2000a, 2000b, 2002, 2004, 2005, 2007a; Lanza *et al.* 2001; Kang *et al.* 2002; Qian 2002a, 2002b, 2003; Yang & Liu 2002, 2003a, 2003b; Zavala *et al.* 2002; Çakırlı *et al.* 2003; Kim *et al.* 2003; Qian & Boonrucksar 2003; Afşar *et al.* 2004; Lee

et al. 2004; Qian & Yang 2004; Yang *et al.* 2004, 2007; Zhu *et al.* 2004; Borkovits *et al.* 2005; Qian & He 2005; Erdem *et al.* 2007; Pilecki *et al.* 2007; Szalai *et al.* 2007). Sistemas com evidência independente de que as modulações no diagrama (O–C) possam ser explicadas por um terceiro corpo foram excluídos (na verdade, não é possível excluir a possibilidade que as modulações observadas em alguns dos sistemas ainda possam ser causadas por um terceiro corpo; no entanto, para a maioria dos sistemas, as observações cobrem mais que um ciclo e há alguma indicação que a variação não é periódica).

Existe uma clara correlação entre a variação fracional de período e a velocidade angular. Os valores de $\Delta P/P$ decrescem uma ordem de magnitude desde estrelas RS CVn, com rotação lenta (canto superior esquerdo da Figura 3.3), até VCs acima do *period gap*, e quase outra ordem de magnitude destas até VCs abaixo do *gap* (no canto inferior esquerdo da Figura 3.3). Quantificar essa correlação permite testar se essa diferença entre VCs acima e abaixo do *period gap* (*e.g.*, Baptista *et al.* 2003) é uma consequência natural desse comportamento ou não. Para esse propósito, é necessário determinar os erros afetando os valores de $\Delta P/P$. Lanza & Rodonò (1999) apontaram que os valores de $\Delta P/P$ podem ser incertos por um fator 2 para binárias de longo período (possivelmente isto é responsável por parte do espalhamento dos pontos da Figura 3.3). Ao invés de tentar estimar os erros em cada valor individual de $\Delta P/P$ da amostra, adotou-se uma abordagem estatística.

Separou-se as VCs em dois grupos, um acima e um abaixo do *period gap*, e foi calculada a mediana de $\Delta P/P$ para cada grupo. A incerteza foi obtida a partir do desvio absoluto mediano em relação à mediana, e a mediana da velocidade angular foi tomada como o valor correspondente no eixo- x . A mediana da variação fracional de período orbital para VCs de curto período ($\overline{\Delta P/P} = 5.3 \times 10^{-7}$) é menor do que aquela de VCs de longo período ($\overline{\Delta P/P} \simeq 3.4 \times 10^{-6}$) por um fator $\simeq 6$. Aplicou-se um procedimento similar às outras binárias de período mais longo, dividindo o eixo $\log \Omega$ em $N = 6$ *bins* de largura 0.25 dex e calculando-se o valor mediano de $\Delta P/P$ para cada *bin*. Adotou-se a mediana e o desvio absoluto mediano ao invés da média e do desvio padrão porque as primeiras estimativas de valor representativo e dispersão são mais robustas com relação a

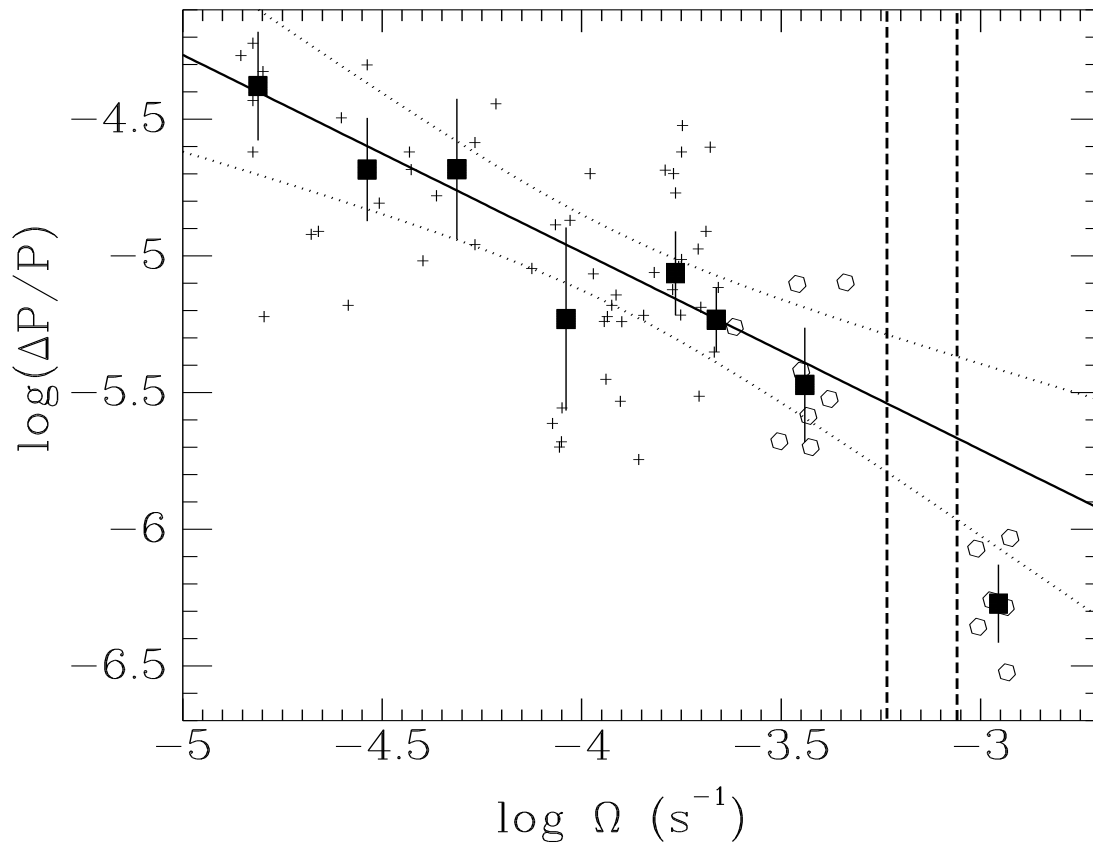


Fig. 3.3: Diagrama da variação fracional de período $\Delta P/P$ versus a velocidade angular Ω da componente ativa para VCs (hexágonos abertos) e outras binárias compactas da literatura (cruzes). Os valores médios de $\Delta P/P$ para VCs acima e abaixo do *period gap* e para outras binárias (em *bins* de 0.25 dex em $\log \Omega$) estão plotados como quadrados cheios com barras de erros. O *period gap* está indicado por linhas verticais tracejadas. A relação linear de melhor ajuste e seu nível de confiança de $3\text{-}\sigma$ são mostrados como linhas sólidas e pontilhadas, respectivamente.

pontos discrepantes (*outliers*). Como um teste de consistência, repetiu-se o procedimento para valores no intervalo $N = 3 - 7$. O resultado foi o mesmo dentro das incertezas. Para $N > 7$ o número de pontos em cada *bin* tornou-se muito pequeno para usar a mediana como estimativa confiável; para $N < 3$ existiriam pouco pontos (medianos) para descrever o comportamento da amostra. Na discussão a seguir, considerou-se $N = 6$ *bins*. A mediana dos valores de $\Delta P/P$ obtidos dessa forma estão indicados como quadrados cheios na Figura 3.3.

Adotou-se uma relação do tipo $\Delta P/P \propto \Omega^\gamma$ e realizou-se dois ajustes lineares por mínimos quadrados aos pontos, um sem incluir e outro incluindo o ponto que corresponde às VCs abaixo do *period gap*. O ajuste linear para os pontos acima do *period gap* resultou num $\gamma = -0.7 \pm 0.1$ e está indicado como uma linha sólida na Figura 3.3. Dentro da concepção que VCs abaixo do *gap* seguem a mesma relação, pode-se esperar que sua inclusão no conjunto de pontos aumenta a qualidade do ajuste, como consequência de uma base maior no eixo $\log \Omega$. No entanto, adicionar VCs abaixo do *period gap* à amostra deteriora o ajuste (o desvio padrão em relação ao ajuste aumenta 50%) e o χ^2_ν aumenta por um fator > 4 . O ajuste parabólico (com um termo quadrático negativo) é um ajuste melhor que a reta nesse caso. Isso indica que VCs abaixo do *period gap* não ajustam-se à correlação exibida pelas outras binárias.

Quantificou-se a declaração acima com o seguinte procedimento. Considerou-se que os dados das binárias acima do *period gap* têm distribuição normal em torno do melhor ajuste (*i.e.*, forçou-se um χ^2_ν unitário) e o espalhamento observado foi utilizado para estimar a matriz de covariância dos parâmetros ajustados. A curva pontilhada da Figura 3.3 indica as incertezas do ajuste $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7}$ num nível de $3\text{-}\sigma$, levando em conta a covariância entre os parâmetros. O valor mediano de $\Delta P/P$ para VCs de curto período está mais que $3\text{-}\sigma$ abaixo da relação $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7}$. Apesar da pequena amostra de objetos (14), existe uma diferença estatisticamente significativa entre o $\Delta P/P$ de VCs acima e abaixo do *period gap*. Essa diferença não pode ser eliminada mesmo quando leva-se em conta a relação $\Delta P/P$ versus Ω ajustada, que prevê valores de $\Delta P/P$ decrescentes para Ω crescente. Chega-se à conclusão que VCs abaixo do *period gap* (com estrelas ativas completamente

convectivas) comportam-se de maneira diferente de binárias acima do *period gap* (com estrelas ativas de núcleo radiativo e envelopes convectivos).

Se a interpretação de variações cíclicas de período orbital como consequência de um ciclo de atividade magnética do tipo solar for correta, a existência dessas variações em binárias com estrelas ativas completamente convectivas é uma indicação que essas estrelas têm campos magnéticos, não somente capazes de induzir atividade cromosférica intensa (*e.g.*, Hawley 1993), mas também ciclos de atividade magnética mensuráveis (Ak *et al.* 2001; essa tese). Por outro lado, o fato de que a variação fracional de período de binárias com estrelas completamente convectivas ser sistematicamente menor que daquelas estrelas com núcleos radiativos é uma indicação que um mecanismo diferente é responsável por gerar e sustentar seus campos magnéticos. Nesse sentido, os menores valores de $\Delta P/P$ observados servem como um vínculo observacional importante a quaisquer modelos que vierem a ser desenvolvidos para descrever campos magnéticos em estrelas completamente convectivas.

Com o objetivo de explicar a existência do *period gap*, o modelo de freamento interrompido prevê uma redução significativa na eficiência do freamento magnético entre sistemas acima e abaixo do *period gap* (Hameury *et al.* 1991). A diferença de $\Delta P/P$ observada entre VCs acima e abaixo do *period gap* pode ser usada para testar essa previsão se uma conexão entre variação fracional de período e eficiência do freamento magnético puder ser estabelecida.

Capítulo 4

O método de mapeamento por eclipse e o modelo de erupções de NAs

4.1 Modelos de erupções de NAs

Independentemente do modelo considerado para descrevê-las, sabe-se que as erupções em NAs são resultado de um aumento súbito da taxa de acréscimo de matéria no disco. Cabe aos modelos propostos para explicar estas erupções, portanto, esclarecer o porquê desse aumento repentino de \dot{M} em alguma região do disco.

Dois modelos foram proposto na década de 70 para explicar as causas das erupções. No modelo de instabilidade na transferência de massa (MITM), as erupções são a resposta de um disco de acréscimo em alta viscosidade a pulsos de matéria provenientes da secundária (Bath 1975). No modelo de instabilidade no disco (MID), as erupções são causadas por um ciclo de instabilidade térmica no disco, onde um anel num estado de baixa viscosidade alcança uma condição crítica que propaga-se como uma frente de ignição em ondas de combustão (Meyer 1984) e progressivamente leva o disco a um estado de alta viscosidade, causando a rápida difusão do gás em direção ao centro (Lasota 2001).

De acordo com o MID, há uma temperatura efetiva crítica T_{crit} , abaixo da qual a

instabilidade térmica do gás deve ocorrer, e acima da qual o gás do disco deve-se manter enquanto em erupção (Warner 1995; Hameury *et al.* 1998).

$$T_{\text{crit}}(r) = 7476 \left(\frac{r}{R_{L_1}} \right)^{-0.105} \left(\frac{M_1}{0.75M_{\odot}} \right)^{-0.15}. \quad (4.1)$$

Nas últimas duas décadas, o MID tornou-se o modelo dominante para descrever as erupções de NAs. Isso deve-se principalmente à identificação de um mecanismo físico para a instabilidade, a ionização parcial do hidrogênio, o que não é o caso do MITM (Lasota 2001). Além disso, a capacidade de reproduzir melhor os fenômenos observados colaborou para sua plena adoção (Cannizzo 1993a).

No entanto, o cenário atual é mais complexo. Variações na transferência de massa tornaram-se um importante elemento no MID. Muitos aspectos das erupções de NAs podem ser razoavelmente bem reproduzidos por simulações no MID com a inclusão de variações na transferência de massa da estrela secundária (Duschl & Livio 1989; Schreiber *et al.* 2000,2003; Buat-Ménard *et al.* 2001a,2001b). Por outro lado, há ainda vários problemas não resolvidos pelo MID (Smak 2000) e observações recentes de algumas NAs estão em contradição com o modelo de instabilidade no disco (Hellier *et al.* 2000; Baptista & Bortoletto 2004; Borges & Baptista 2005; Baptista *et al.* 2007; Schreiber & Lasota 2007).

4.2 O método de mapeamento por eclipses (MME)

O método de mapeamento por eclipses (MME) (Horne 1985; uma síntese dos conceitos e resultados pode ser encontrada em Baptista 2001) processa a informação contida na curva de luz de um eclipse para construir um mapa da distribuição de brilho superficial do disco de acreção. Juntamente com a Tomografia Doppler (Marsh & Horne 1988), é um método de imageamento indireto que permite estudos espacialmente resolvidos na escala de microsegundo de arco, além de qualquer poder de resolução existente atualmente (inclusive interferometria).

Três conceitos são supostos pelo MME: (i) a superfície da secundária é dada pelo lobo de Roche, (ii) a distribuição de brilho está restrita ao plano orbital ($z = 0$), e (iii) o fluxo

emitido é independente da fase orbital. A geometria do eclipse é definida pela inclinação i , pela razão de massa q e pela fase de conjunção inferior ϕ_0 . A partir de uma curva de eclipse (referida a partir de agora como curva de dados) pode-se obter um mapa de eclipse. O mapa de eclipse é definido no plano orbital como uma matriz de $N \times N$ *pixels* centrada na anã branca, de lado igual a λR_{L1} , que representa a distribuição superficial de intensidades do disco. Cada *pixel* possui área igual a $\frac{(\lambda R_{L1})^2}{N^2}$ e intensidade I_j . O valor de λ define a área do mapa e N define a resolução espacial.

A partir de um mapa de eclipse, calcula-se uma curva modelo que representa a distribuição de intensidades para a geometria dada através de

$$m(\phi) = \theta^2 \sum_{j=1}^{N^2} I_j V_j(\phi), \quad (4.2)$$

onde $\theta^2 = \left[\frac{(\lambda R_{L1})^2}{N^2 d^2} \right] \cos i$ é o ângulo sólido compreendido por cada *pixel* conforme visto da Terra a uma distância d , e ϕ é a fase orbital. $V_j(\phi)$ é a função ocultação, que especifica a visibilidade fracional de cada *pixel* em função da fase orbital. Pode-se checar a qualidade da curva-modelo, gerada a partir do mapa, em relação à curva de dados usando as estatísticas χ^2 e R (Baptista & Steiner 1993),

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \left(\frac{m(\phi) - d(\phi)}{\sigma(\phi)} \right)^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M r(\phi)^2, \quad (4.3)$$

$$R = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \sum_{\phi=1}^{M-1} r(\phi)r(\phi+1), \quad (4.4)$$

onde $d(\phi)$ são os dados da curva real, $\sigma(\phi)$ as correspondentes incertezas e M é o número de pontos da curva de luz. $r(\phi)$ é o resíduo na fase orbital ϕ .

Diante disso, pode-se implementar um algoritmo computacional que ajuste as intensidades do mapa, de modo a reproduzir uma curva modelo que satisfaça a curva de dados dentro de uma qualidade de ajuste representada pelas Equações 4.3 e 4.4, e tomar esse mapa como produto final do MME. No entanto, nesse processo de relacionar uma distribuição bidimensional de brilho a uma curva de dados unidimensional – através das

expressões descritas acima – há a possibilidade de infinitas soluções, já que um grau de liberdade continua sobrando. Associa-se então uma grandeza chamada entropia (denotada por S) a cada mapa e, dentre as possíveis soluções, seleciona-se aquela que possui maior entropia. Esse procedimento, chamado de maximização da entropia (ME), é de uso amplo em reconstrução de imagens e uma descrição mais detalhada pode ser encontrada em Narayan & Nityananda (1986) e Skilling & Bryan (1984).

Matematicamente, a tarefa do MME consiste em resolver o seguinte problema de otimização: “*maximizar S sujeita aos vínculos de $\chi^2 = \chi_{\text{aim}}^2$ e $R = R_{\text{aim}}$ ”, onde χ_{aim}^2 e R_{aim} são os valores desejados para a qualidade do ajuste. A rotina utilizada para maximização da entropia é o PRIDA, que concebe a maximização da entropia como um “problema vinculado” de programação não-linear e utiliza um método de função-pênalti para maximizar S nessas condições. Esse último método transforma o problema vinculado numa seqüência de problemas não-vinculados que são resolvidos utilizando um método clássico de descida por gradientes conjugados (Luenberger 1973).*

A entropia de um mapa de eclipse pode ser definida em relação a um mapa padrão por

$$S = - \sum_{j=1}^{N^2} p_j \ln \left(\frac{p_j}{q_j} \right), \quad (4.5)$$

onde p_j e q_j são dados por

$$p_j = \frac{I_j}{\sum_k I_k} \quad \text{e} \quad q_j = \frac{D_j}{\sum_k D_k}. \quad (4.6)$$

D_j são as intensidades dos *pixels* do mapa padrão e, usualmente, D_j é definido como a intensidade média ponderada do mapa de eclipse $D_j = \frac{\sum \omega_{jk} I_k}{\sum \omega_{jk}}$. A função-peso ω_{jk} é um parâmetro de entrada escolhido de acordo com as informações *a priori* que se tem a respeito do disco (a partir da inspeção das curvas de luz), como a existência de simetria axial ou de estruturas assimétricas, por exemplo. A escolha correta de ω_{jk} permite que a solução do método seja guiada na direção de um tipo de mapa. Uma lista de diferentes expressões para ω_{jk} usadas na literatura pode ser encontrada em Baptista (2001).

Um subproduto obtido dos mapas reconstruídos são os perfis radiais de intensidade ou de temperatura de brilho, que permitem a comparação direta com a teoria de discos de acréscimo (a Eq 2.6, por exemplo). A aplicação do MME a dados de NAs em erupção permite acompanhar a evolução dos disco durante esse fenômeno – onde cada mapa representa uma fotografia do disco em diferentes fases da erupção – e comparar os perfis com o que é previsto pelos modelos de erupção (Baptista 2001).

Rutten, van Paradijs & Tinbergen (1992a) utilizaram a função entropia para obter a fração da luz que não é emitida pelo disco de acréscimo, a componente não-eclipsada. Eles descobriram que estruturas espúrias colocadas pelo método na parte traseira do disco (mais distante da secundária), que aumentam o valor de S (já que a entropia é uma medida da existência de estruturas do mapa), podem ser devidas a luz adicional na curva de dados que não é proveniente do disco (a contribuição da secundária, por exemplo).

4.2.1 A versão tridimensional do MME (MME3D)

Observando o que foi colocado no final da Seção 2.3, pode-se concluir que a concepção de disco de acréscimo geometricamente fino suposta pelo MME (item “iii” na Subseção anterior) não condiz com o que é previsto pela teoria: que os disco devem ser côncavos, ou seja, que devem possuir uma altura em relação ao plano $z = 0$ que aumenta em função do raio r a partir do centro. Designando por β o ângulo formado entre o plano orbital e o segmento de reta que une o centro do disco e um ponto na superfície do disco cuja projeção no plano orbital dista r do centro, essa concavidade traduz-se em $\beta = \beta(r)$ (monotonamente crescente). O ângulo β é chamado de ângulo de semi-abertura do disco.

Cálculos da estrutura vertical de discos feitos por Meyer & Meyer-Hofmeister (1982) e Smak (1992) reafirmam a previsão de concavidade dos discos (*flared discs*) e indicam que essa abertura deve ser particularmente importante para sistemas de alta taxa de acréscimo \dot{M} . A altura da fotosfera h_d ($\tau = 1$) na borda do disco é função de muitos parâmetros, e pode ser aproximada por

$$\frac{h_d}{R_d} \simeq 0.038 \left(\frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ g s}^{-1}} \right)^{\frac{3}{20}}, \quad (4.7)$$

onde R_d é o raio do disco no plano orbital. A análise feita por Smak (1992), utilizando um modelo com parâmetro α fixo, obteve valores típicos para discos em regime estacionário de alto \dot{M} – como acontece em NAs em erupção de acordo com o MID – de $\frac{h_d}{R_d} \sim 0.05 - 0.1$. NAs em quiescência, que possuem discos frios com perfis de temperatura planos ($T_{\text{eff}} \sim$ constante) de acordo com o MID, têm valores $\frac{h_d}{R_d} \sim 0.02$. Outro resultado importante neste trabalho é a expectativa de que discos em VCs sejam opticamente espessos, a exceção sendo as partes internas e de baixa temperatura ($T_{\text{eff}} \lesssim 4000 \text{ K}$) de discos em NAs em quiescência, que são opticamente finas.

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

Na concepção próxima a tridimensional do PRIDA que é aplicada aos dados de HT Cas na próxima Seção, a entropia de um mapa de $N \times (N+2)$ *pixels* é maximizada pelo mesmo procedimento descrito na Seção anterior. Os $2N$ *pixels* adicionais ao mapa de $N \times N$ *pixels* levam em conta a contribuição de uma borda situada a uma distância R_d do centro do disco. A superfície do disco é cônica, com uma inclinação β constante em relação ao plano orbital ($z = 0$) e, portanto, $\frac{h_d}{R_d} = \tan \beta$. Apesar dessa consideração ($\beta =$ constante) representar uma concavidade nula, ela permite a comparação com resultados teóricos como os descritos acima sem a necessidade de adotar um modelo físico *a priori* (o que determina a função $\beta = \beta(r)$, como exposto na Seção 2.3). R_d e β são parâmetros adicionais de entrada no MME3D. Juntamente com i e q , são necessários para o cálculo da geometria do eclipse utilizada na construção da curva-modelo, essencial para a determinação de χ^2 e R do ajuste.

Os efeitos de projeção dos *pixels* dessa superfície inclinada são levados em conta na função ocultação $V_j(\phi)$ usada no cálculo da curva de luz (Eq. 4.2). A ocultação das partes internas do disco pela sua borda externa – a auto-ocultação – ocorre nos sistemas que satisfazem a condição $i + \beta > 90^\circ$. Esse regime implica em maior complexidade no cálculo da função $V_j(\phi)$ e não será considerado na implementação do MME3D utilizada aqui. Simulações feitas por Rutten (1998) indicam que não é possível reconstruir de forma confiável a distribuição radial de temperatura do disco quando esta condição ocorre.

Aplicações de técnicas de MME que consideram discos com ângulo de semi-abertura não nulos já apareceram na literatura (Seção 2.5 de Baptista 2001). Assimetrias frente-fundo similares às utilizadas para isolar a componente não-eclipsada podem ser produzidas ou removidas quando se considera discos com abertura. Essas assimetrias são causadas pelo efeito de projeção citado acima: um elemento de área na parte traseira do disco (mais distante da secundária) aparenta ser mais brilhante que um elemento da parte frontal devido à diferença da área efetiva vista pelo observador. Robinson, Wood & Wade (1999) mostram que é possível remover a assimetria frente-fundo na distribuição radial de temperatura observada no máximo de uma erupção em Z Cha considerando um disco com $\beta = 6^\circ$. Uma explicação similar pode ser utilizada para OY Car em erupção (Rutten *et al.* 1992b).

Smak (1994) sugere que distorções na distribuição de temperatura em sistemas de alta inclinação ($i > 75^\circ$) são introduzidas quando se utiliza a aproximação de disco fino do MME padrão. Entretanto, simulações feitas por Rutten (1998) mostram que, quando temos $i + \beta < 90^\circ$, a distribuição radial de temperatura é ainda corretamente recuperada mesmo com a hipótese de disco plano, e que o efeito do ângulo de abertura negligenciado é o de produzir um espalhamento na distribuição. Outras simulações feitas por Wood (1994) apontam a indistinguibilidade entre os ajustes feitos quando se considera que as assimetrias são causadas por uma componente não-eclipsada ou por um disco com semi-abertura não nula.

Ioannou *et al.* (1999) reportam a análise de dados de HT Cas obtidos durante a erupção de novembro de 1995 – os mesmos dados utilizados neste capítulo. A imposição de um

modelo de disco opticamente espesso em estado estacionário resultou na interpretação por aqueles autores de que o disco tinha uma abertura considerável, entre 10° e 15° , maior inclusive que a prevista. A disponibilidade desses dados foi motivação para uma análise mais profunda utilizando o MME3D, sem a imposição de um modelo para a distribuição de temperatura. A revisão dos valores dos ângulos de semi-abertura β obtidos por Ioannou *et al.* (1999) também foi motivo para uma investigação sobre a possibilidade de estimar esse ângulo através da maximização da entropia. Buscando contornar as indistinguibilidades apontadas por Wood (1994), avaliou-se a capacidade do método em diferenciar os dois efeitos – disco com semi-abertura não nula ou componente não-eclipsada – através da entropia dos possíveis ajustes.

Essa reanálise dos dados de HT Cas permitiu uma revisão na natureza da erupção do sistema. Apesar de algumas similaridades com outras erupções de sistemas do tipo SU UMa de curto período (e.g. OY Car, Z Cha, V2051 Oph), a análise dos resultados – e do comportamento do objeto anterior à erupção de 1995 – indicam possibilidade de um evento de instabilidade na transferência de massa. Além do caso particular do objeto, a motivação para implementar um método de mapeamento por eclipse tridimensional é a possibilidade de ampliar o leque da aplicação da técnica a discos de acréscimo. Essa possibilidade ampliada permite, por fim, uma comparação mais realista com os modelos teóricos.

4.3 Dados de HT Cas em erupção

4.3.1 HT Cassiopeiae: uma NA do tipo SU UMa

HT Cas é uma NA de magnitude $V \sim 16.5^1$ e período orbital de 106 minutos (1.77 horas, Cap. 2). Uma supererupção ocorrida em janeiro de 1985, e a simultânea observação de *superhumps*, caracterizaram o objeto como pertencente à subclasse SU UMa (Zhang *et*

¹ Magnitude média, fora do eclipse, para o estado alto de quiescência na época de 1994-1995 (Robertson & Honeycutt 1996). O sistema apresenta variações sistemáticas entre estados quiescentes de alto e baixo brilho, como se verá adiante.

al. 1986). É um objeto bem conhecido e que contém extensa literatura, portanto segue uma breve revisão de trabalhos cujos resultados são necessários à compreensão do presente trabalho.

A determinação dos parâmetros da binária (a geometria e as massas do sistema) já foi realizada por diversos autores. Horne *et al.* (1991) discutiram criticamente as determinações realizadas (ver a Seção 4 daquele artigo) e, diante dessa discussão, optou-se por utilizar os valores estimados por esses autores no decorrer deste trabalho. Nesse referido artigo, os autores utilizaram um modelo puramente fotométrico (Smak 1979; Cook & Warner 1984) para a determinação dos parâmetros da binária², utilizando medições dos instantes de contato da anã branca e do *bright spot*. Os dados de HT Cas utilizados para essas medições foram obtidos por fotometria rápida nas bandas *UBVR*, simultaneamente, e compreendem 16 eclipses observados em setembro de 1982 (4 ciclos) e novembro-dezembro de 1983 (12 ciclos). Apesar de não haver referência direta ao estado de brilho em que a binária encontrava-se na ocasião, pode-se verificar que o nível de brilho fora de eclipse dos dados de Horne *et al.* (1991) corresponde ao estado alto de quiescência.

Utilizando as curvas médias de eclipse de HT Cas observadas em 1983 (Horne *et al.* 1991), Wood, Horne & Vennes (1992) estimaram a temperatura da anã branca T_{wd} e a distância d ao sistema. Para isso, ajustaram modelos de atmosfera ($\log = 8$, hidrogênio puro) e corpo negro aos fluxos *UBVR* da anã branca (medidos pelo eclipse da primária); espectros UV observados (*IUE*) ainda serviram como limite superior. Após subtrair as contribuições da anã branca e da secundária às curvas de luz médias, Wood *et al.* (1992) realizaram o mapeamento por eclipse do disco de acréscimo de HT Cas em quiescência nas quatro bandas. Esses mapas *UBVR* mostraram que o disco apresenta um perfil de temperatura de brilho plano (com temperaturas no intervalo 5 000 – 7 000 K, como reproduzido na Figura 4.1), similar àqueles perfis de OY Car (Wood *et al.* 1989) e Z Cha (Wood *et al.* 1986) em quiescência. Perfis planos não são compatíveis com discos em

² Na realidade, somente a razão de massa q , a inclinação i e o raio da anã branca $R_{\text{wd}} (\equiv R_1)$ são determinados diretamente das medições, os demais parâmetros dependem da hipótese que a anã branca obedece uma dada relação massa-raio teórica.

estado estacionário. No entanto, isso não necessariamente significa uma baixa viscosidade, conforme previsto pelo MID. Se o gás do disco é opticamente fino, não é possível comparar temperaturas de corpo negro com a distribuição de temperatura efetiva prevista pelo modelo de disco opaco e estacionário. E de fato, as observações em diferentes bandas permitiram concluir que a emissão no ótico de HT Cas é produzida por um gás opticamente fino. O ajuste de modelos de camada isotérmica em *LTE* aos mapas *UBVR* revelou uma temperatura efetiva do gás entre $\sim 3\,300 - 5\,400$ K, indicando que a temperatura efetiva crítica para que ocorram erupções não deve ser menor que $\sim 5\,400$ K (Wood *et al.* 1992). O alto valor do parâmetro de viscosidade α obtido a partir desses ajustes – na faixa de $\sim 10 - 200$ – é inconsistente com o MID (se o modelo de camada isotérmica for correto), já que HT Cas apresenta longos intervalos em quiescência (Robertson & Honeycutt 1996) requerendo um valor muito baixo para esse parâmetro.

Tab. 4.1: Parâmetros de HT Cas utilizados

q	0.15 ± 0.03	Horne <i>et al.</i> (1991)
i	$81^\circ \pm 1^\circ$	Horne <i>et al.</i> (1991)
M_{wd}	$0.61 \pm 0.04 M_\odot$	Horne <i>et al.</i> (1991)
R_{wd}	$0.0118 \pm 0.0009 R_\odot$	Horne <i>et al.</i> (1991)
d	140 pc	Wood <i>et al.</i> (1992)
T_{wd}	14 000 K	Wood <i>et al.</i> (1992)
P_{orb}	0.073647200 d	Essa tese (Cap. 2)

Mais recentemente, Vriellmann, Hessman & Horne (2002) reconstruíram as temperaturas e as densidades superficiais de HT Cas em quiescência usando um Mapeamento por Eclipse de Parâmetros Físicos. Os dados utilizados foram os mesmos de Horne *et al.* (1991). Aplicando um modelo de camada simples de hidrogênio, estimaram (erroneamente) uma distância de 207 pc. Também estimaram que HT Cas tem um disco pequeno ($0.3 - 0.4 R_{L1}$) e opticamente fino, tornando-se espesso próximo à primária. As discrepâncias encontradas (\dot{M} e α excessivamente altos) são resolvidas considerando um disco com estrutura vertical, cujas regiões mais próximas ao plano orbital são escuras, frias e densas, contendo a maior parte da massa. Feline *et al.* (2005) aplicaram o MME a HT Cas em quiescência a partir de dados da ULTRACAM (Dhillon & Marsh 2001) coletados em 2002

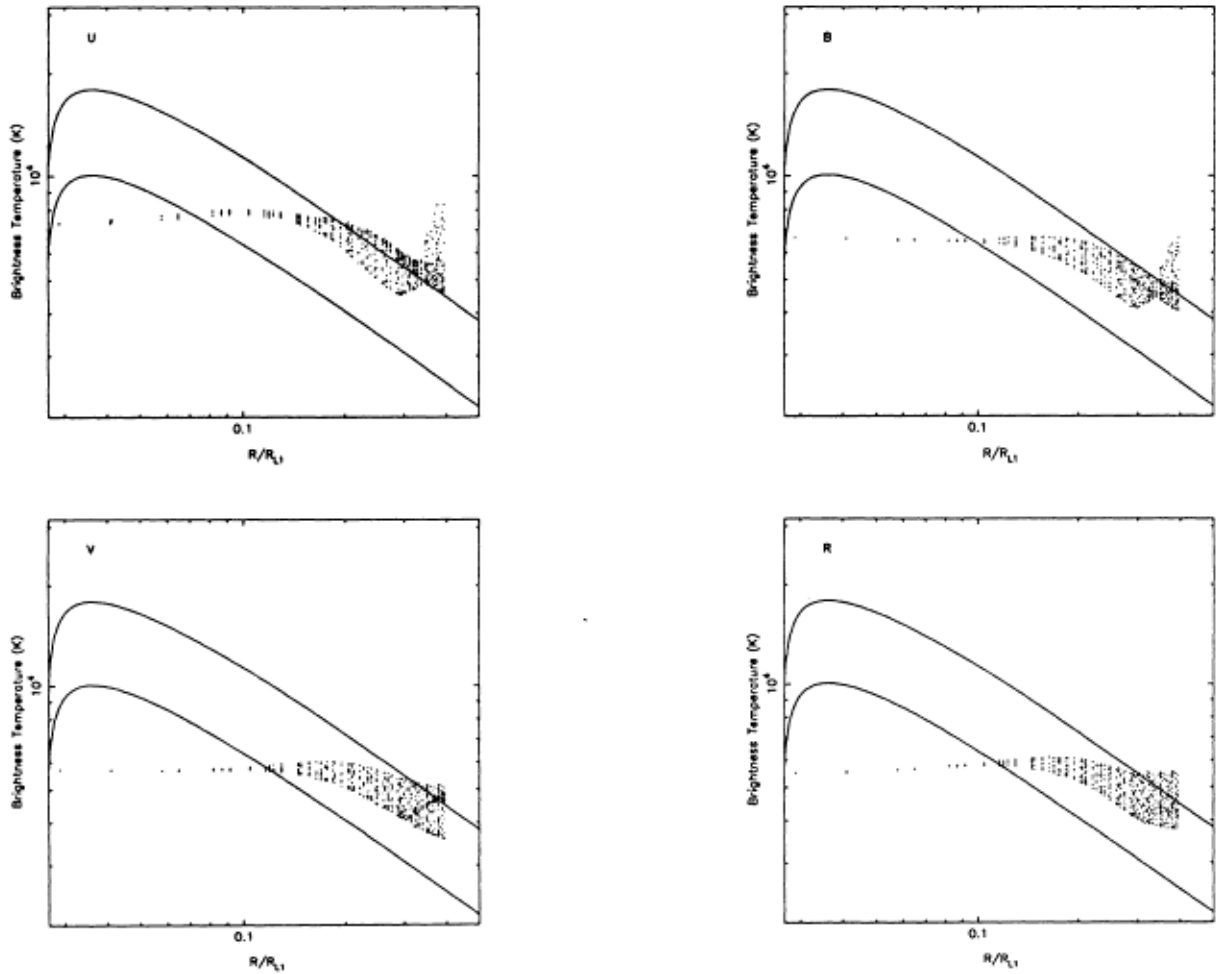


Fig. 4.1: Perfis radiais de temperatura de brilho do disco de acréscimo de HT Cas em quiescência nas banda U , B , V e R (considerando uma distância de 140 pc). Os eixos das abcissas e ordenadas indicam temperatura de brilho (em K) e raio em unidade de R_{L1} , respectivamente. As linhas cheias representam perfis de disco estacionário opticamente espesso para taxas de transferência de massa \dot{M} de 10^{-10} e $10^{-11} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (Eq. 2.6). Extraído de Wood *et al.* (1992).

e 2003. A estrutura do disco varia neste período: é praticamente invisível em 2002 (com exceção de um *bright spot* na borda) e apresenta claramente uma região interna brilhante (e um *bright spot* bem mais fraco) em 2003. A partir das cores, os autores estimaram um disco opticamente fino, tanto nas regiões internas como externas, e inferiram uma temperatura de $\sim 14\,000$ K para a anã branca.

A Tabela 4.1 resume os principais parâmetros (fixos) da literatura que serão utilizados no decorrer desta análise. M_{wd} e R_{wd} são a massa e o raio da anã branca (a primária), respectivamente ($M_{\text{wd}} \equiv M_1$ e $R_{\text{wd}} \equiv R_1$). Outro parâmetro necessário à aplicação do MME3D é o raio do disco R_{d} . Harrop-Allin & Warner (1996) utilizaram uma abordagem geométrica para estimativa de R_{d} de duas formas distintas; um desses métodos será aplicado adiante para estimar o raio do disco nos dados utilizados neste trabalho³. Valores de 0.35 e $0.58 R_{L1}$ para o raio do disco de HT Cas em quiescência e erupção, respectivamente, foram obtidos por Harrop-Allin & Warner (1996). Horne *et al.* (1991) e Hessman *et al.* (1992), valendo-se de medições dos *timings* do *bright spot*, estimaram raios de $\sim 0.32 R_{L1}$ (quiescência) e $0.57 R_{L1}$ (erupção), em bom acordo com os valores encontrados por Harrop-Allin & Warner (1996).

4.3.2 Dados utilizados

Os dados de HT Cas utilizados neste trabalho são oriundos de fotometria CCD nas bandas *V* e *R* realizada com o *James Gregory Telescope* (JGT) de 0.95 m (*University of St. Andrews*, RU) (Bell, Hilditch & Edwin 1993). As observações foram efetuadas por M. S. Catalán (Ioannou *et al.* 1999), que utilizou rotinas padrão para redução das imagens de fotometria CCD. Detalhes dos procedimentos podem ser encontrados em Ioannou *et al.* (1999) e nas referências ali contidas. A importância desse conjunto de dados, como será descrito a seguir, reside na observação do objeto ao longo do ciclo de uma erupção que ocorreu em 1995, nas fases de subida e declínio do máximo brilho. Além do fato

³ Por tratar-se de uma grandeza variável (dependendo, por exemplo, do estado de brilho do disco, da simetria da curva de eclipse e outros fatores que modificam o formato desta curva na ocasião das observações), R_{d} não encontra-se cotado como parâmetro fixo na Tab. 4.1 e será determinado diretamente dos dados.

de existirem poucas NAs eclipsantes conhecidas, as erupções desses objetos são eventos imprevisíveis, tornando o conjunto de curvas de eclipse utilizado nesse trabalho algo raro e valioso.

4.3.3 Curva de luz histórica de HT Cas

HT Cas encontrava-se em erupção na ocasião das observações, em novembro de 1995. A cobertura dos dados utilizados (Ioannou *et al.* 1999) inicia-se na fase de aumento rápido de brilho no dia 17/11 (JD 2450039), em um ponto próximo (mas presumivelmente anterior) ao máximo da erupção. Nessa noite foram observados 4 eclipses do objeto. Na noite seguinte (dia 18/11, JD 2450040), no início do declínio do máximo, foram coletados outros 4 eclipses de HT Cas. Por fim, os últimos ciclos observados (3 eclipses) compreendem a fase final de declínio, no dia 19/11 (JD 2450041), quando o objeto ainda encontrava-se 1.5 mag (V) acima do brilho quiescente da época ($V \simeq 16.5$). A Figura 4.2 apresenta a curva histórica do objeto construída a partir de observações de astrônomos amadores da AAVSO⁴ e VSNET⁵ em novembro de 1995, e permite localizar os dados no ciclo daquela erupção. Na figura observa-se uma erupção de amplitude $\Delta V \sim 3$ mag e duração aproximada de 4 dias. A subida ao máximo ocorre numa escala de tempo de 1 dia e o declínio ocorre também num intervalo de tempo bastante curto, cerca de 3 dias.

A curva de luz histórica da AAVSO possui outras 5 erupções⁶ que têm amostragem suficiente para estimar suas características (duração, amplitude, escalas de tempo de subida e descida), permitindo uma comparação dessas erupções entre si e com a erupção de novembro de 1995. Os perfis dessas erupções foram ajustados em data e estão representados pelos círculos fechados em cinza claro na Figura 4.2. A partir do perfil médio dessas erupções na banda V , estima-se que as erupções normais de HT Cas têm duração média de $W \simeq 4$ dias, amplitude de 3 – 3.5 mag (em relação ao nível de quiescência cotado por Robertson & Honeycutt 1996, $V \simeq 16.5$) e escalas de tempo de subida τ_r e

⁴ American Association of Variable Stars Observers (<http://www.aavso.org>).

⁵ An Intensive International Mailing List of Variable Stars (<http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailman/listinfo>).

⁶ Ocorridas em março de 1997, março de 1998, julho de 1999, fevereiro de 2002 e janeiro de 2008.

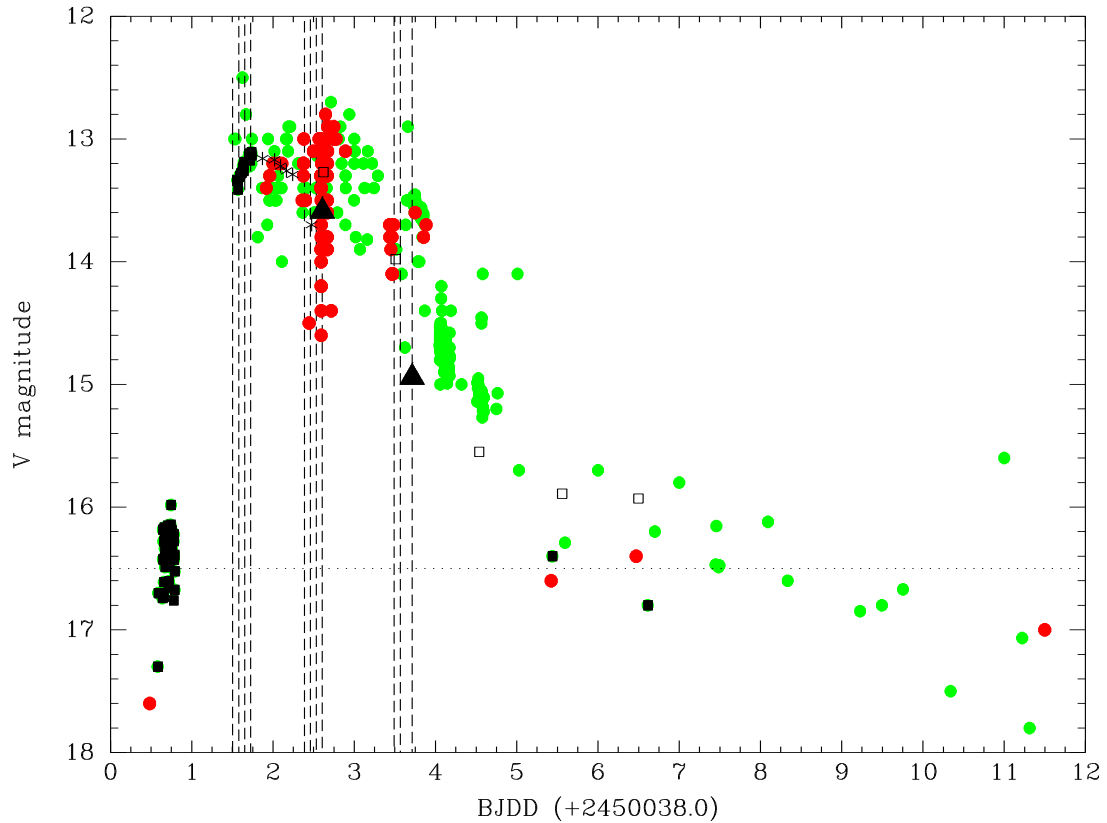


Fig. 4.2: Curva de luz histórica de HT Cas na erupção de novembro de 1995, entre os dias 15 e 28, construída a partir de observações de astrônomos amadores da *AAVSO* (quadrados fechados) e *VSNET* (círculos fechados em cinza escuro) na banda *V*. Observações do *Ouda Team* (60 cm, Ouda, Japão) estão indicadas por quadrados abertos (Kato 1995) e asteriscos (Nogami & Baba 1995). Os pontos entre fases orbitais -0.1 e $+0.1$ foram excluídos para evitar o eclipse da binária. A linha pontilhada horizontal representa a magnitude média do objeto em quiescência no período 1994-1995 (Robertson & Honeycutt 1996). As linhas tracejadas verticais são os instantes de mínimo das curvas de eclipse utilizadas neste trabalho (11 curvas indicadas na Tab. 4.2, na próxima subseção) e os triângulos fechados indicam as magnitudes medianas, fora do eclipse, das observações feitas na banda *V*. Os perfis das demais erupções normais do objeto (ocorridas em março de 1997, março de 1998, julho de 1999, fevereiro de 2002 e janeiro de 2008; ver texto) foram ajustados em data e estão representados pelos círculos fechados em cinza claro.

declínio τ_d de $\simeq 0.4$ e $\simeq 0.9$ dias mag^{-1} , respectivamente. Os perfis das erupções são bastante similares entre si, sugerindo que a erupção de 1995 foi uma erupção normal do objeto. Para comparação, convém citar que a supererupção de 1985 teve uma duração de aproximadamente 20 dias, alcançando uma magnitude visual no máximo ~ 10.8 (Waagen *et al.* 1985), e durante a qual *superhumps* foram observados ($P_{\text{sh}} = 1.033 P_{\text{orb}}$, Zhang *et al.* 1986). O perfil assimétrico comum a todas essas erupções normais (com subida mais rápida que a descida) também sugere que todas foram do tipo A⁷.

Os valores de W , τ_r e τ_d obtidos para HT Cas são consistentes com as relações empíricas

$$W(\text{dias}) = 1.56 P_{\text{orb}}(\text{h}) + 1.87, \quad (4.8)$$

$$\tau_r(\text{dias mag}^{-1}) = 0.12 P_{\text{orb}}(\text{h}) + 0.26 \quad \text{e} \quad (4.9)$$

$$\tau_d(\text{dias mag}^{-1}) = 0.33 P_{\text{orb}}(\text{h}) + 0.27, \quad (4.10)$$

obtidas por Ak, Ozkan & Mattei (2002) para uma ampla amostra de novas anãs (57 sistemas), acima e abaixo do *period gap*. Ajustando uma relação teórica entre a largura da erupção e o período orbital (Smak 1999), esses autores obtiveram um parâmetro de viscosidade $\alpha \simeq 0.2$ a partir dos valores de sua amostra. De acordo com as considerações analíticas de Smak (1999), esse valor de α pode ser associado tanto ao parâmetro de viscosidade do estado alto do MID (α_{hot}) como ao parâmetro de viscosidade constante (e alto) do MITM.

Ao contrário dos valores obtidos para W , τ_r e τ_d , o tempo de recorrência médio T_C da erupções de HT Cas é bastante diferente daqueles cotados por Ak *et al.* (2002) para novas

⁷ De acordo com o MID, a região do disco que alcança a condição crítica deve estabelecer uma continuidade termodinâmica e hidrodinâmica com o anel adjacente, uma conexão do efeito local com o global, permitindo que ocorra a erupção. As frentes de transição, que levam o disco do estado baixo ao estado alto, podem iniciar-se nas regiões internas e propagar-se para fora (*inside-out*) ou nas regiões externas em direção ao centro (*outside-in*). Os dois casos possuem propriedades físicas distintas (Lasota 2001), implicando em diferentes escalas de tempo para subida e declínio na erupção. Erupções do tipo A (com subida mais rápida que a descida) são *outside-in* e do tipo B (subida e descida iguais) são *inside-out*. Sob a ótica do MITM, um pulso de matéria da secundária pode penetrar o disco e ser depositado próximo ao raio de circularização, levando uma erupção *inside-out* (Baptista *et al.* 2007).

anãs de período orbital similar (sistemas SU UMa). Esse valor foi estimado identificando-se os instantes de máximo brilho da erupção diretamente da curva de luz histórica de HT Cas da *AAVSO*, em conjunto com os instantes obtidos por Wenzel (1987). O painel inferior da Figura 4.3 apresenta a curva de luz histórica construída a partir de todas as observações do objeto feitas pela *AAVSO* até 2008 no visual (pontos pretos) e em *V* (pontos cinzas). A linha horizontal pontilhada indica o nível de quiescência $V \sim 16.5$ (Robertson & Honeycutt 1996). Os triângulos indicam os 13 instantes de máximo das erupções cotados por Wenzel (1987) entre 1953 e 1985 (a supererupção de 1985 está indicada por um triângulo sólido). A partir de 1985, os instantes de máximos da erupção (identificados diretamente da curva histórica) estão indicados pelas marcas verticais (a marca da erupção de 1995 está diferenciada por um estilo tracejado). Alguns instantes suspeitos foram confirmados utilizando também as curvas históricas da *VSNET* e da *AFOEV*⁸. Foram identificados 12 eventos além daqueles citados por Wenzel (1987), totalizando 25 instantes de máximo de erupções normais de HT Cas (e uma supererupção) no intervalo 1953-2008. A baixa amostragem e os erros sistemáticos nas magnitudes visuais nas observações mais antigas da *AAVSO* (antes de 1985) impedem a determinação confiável desses instantes de máximo. A partir dos instantes de máximo das erupções de HT Cas, foi obtida a efeméride linear revisada

$$\begin{aligned} \text{JD}_{\text{max}} &= T_{\text{max},0} + T_{\text{C}} E_{\text{out}} \\ &= 2434466 + 814 E_{\text{out}} \quad \text{d}, \end{aligned} \tag{4.11}$$

onde E_{out} é o número do ciclo da erupção. O tempo médio de recorrência obtido é o dobro daquele de ~ 400 dias estimado por Wenzel (1987) e bem discrepante da média obtida para as SU UMa (~ 45 d), inclusive, sendo maior que o intervalo médio de supererupções nesses sistemas (~ 310 d) (Ak *et al.* 2002). De acordo com o MID (Lasota 2001), em erupções do tipo *outside-in*,

⁸ *Association Française des Observateurs D'Etoiles Variables* (<http://cdsweb.u-strasbg.fr/afoev>).

$$T_C \propto \alpha_{\text{cool}}^{-1} \dot{M}_2^{-2}, \quad (4.12)$$

onde α_{cool} é o parâmetro de viscosidade associado ao estado baixo do MID (quiescência). Dessa maneira, considerando que as SU UMa mantêm uma taxa de transferência de massa da secundária \dot{M}_2 similar entre si em longo termo (Kolb & Baraffe 1999), é necessário um α_{cool} uma ordem de magnitude menor que o valor usualmente empregado no MID (~ 0.01).

O valor quadrático médio dos resíduos do ajuste linear é de $\sigma = 811$ dias, indicando que existem grandes variações no intervalo de tempo entre cada uma das erupções de HT Cas. No intuito de investigar se essas variações de T_C são aleatórias ou seguem alguma tendência, foi construído um diagrama O–C dos instantes de máximo brilho da erupções do objeto, de forma similar ao que foi feito no Capítulo 2 para o estudo das variações de período orbital. O painel superior da Figura 4.3 apresenta esse diagrama O–C calculado em relação a efeméride linear da Equação 4.11. Os 26 instantes de máximo estão representados por quadrados sólidos e os valores de O–C estão em escala de 20 dias. Seguindo o comportamento dos pontos, são notáveis duas variações bruscas no tempo de recorrência das erupções. Entre 1961 e 1965 o tempo de recorrência foi de apenas ~ 250 dias, e entre 1995 e 2003 de ~ 400 dias. Essas duas variações traduzem-se, naturalmente, em uma incidência maior de erupções nesses períodos, o que é ilustrado no histograma sobreposto ao diagrama O–C no painel superior da Figura 4.3 (a escala do número de eventos está à direita do painel). No período de cerca de 30 anos que separa essas épocas, o tempo de recorrência médio é cerca 1100 dias (com um valor quadrático médio dos resíduos de um ajuste linear nesse intervalo menor por um fator ~ 1.5). De uma forma geral, variações dessa forma, com segmentos de tempo com T_C relativamente estável, separados por episódios de mudanças rápidas e bruscas, foram observados em outras NAs (Ak *et al.* 2001; Šimon 2004).

Sob a ótica do MID, essas variações no tempo de recorrência são explicadas de forma bastante insatisfatória. Nesse modelo, essas variações podem ser produzidas por mudanças nos parâmetros α_{cool} ou \dot{M}_2 (inversamente proporcionais a T_C , vide Eq. 4.12). Dispon

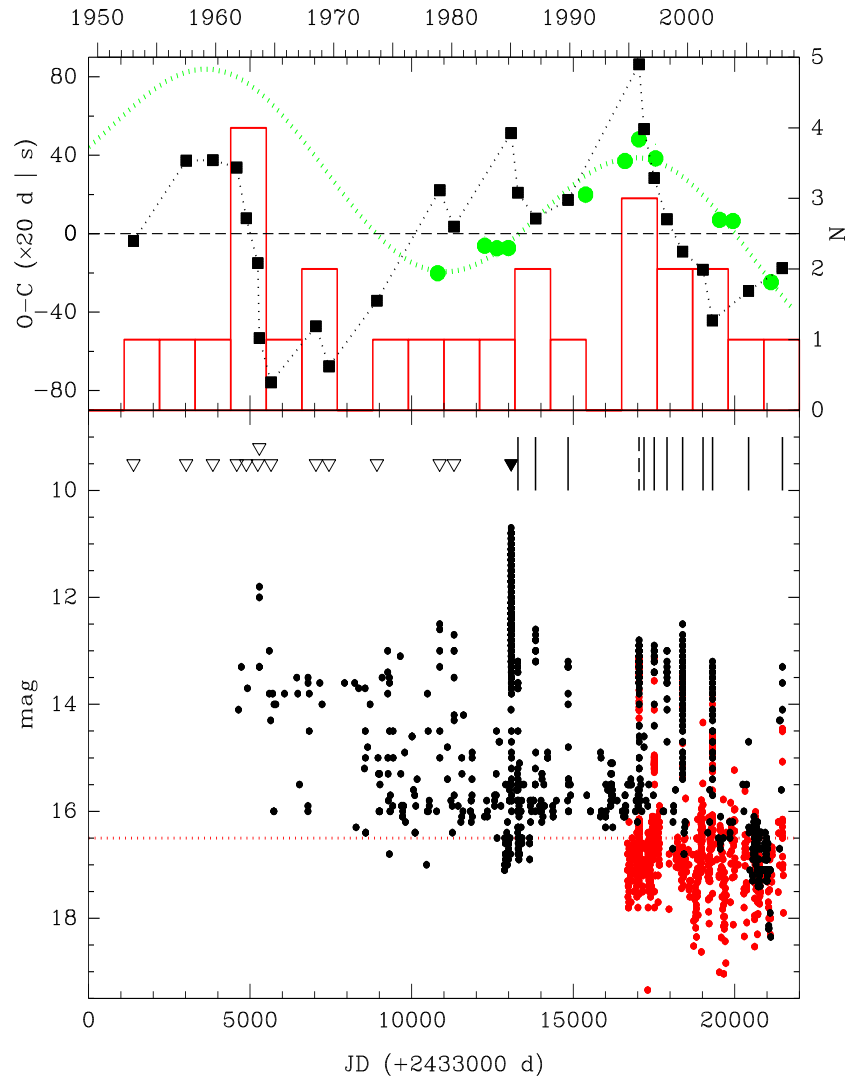


Fig. 4.3: Curva de luz histórica de HT Cas (painel inferior) construída a partir de todas as observações da AAVSO no visual (ponto pretos) e na banda V (pontos cinzas). A linha horizontal pontilhada indica o nível de quiescência $V \sim 16.5$ (Robertson & Honeycutt 1996). Os triângulos indicam os 13 instantes de máximo das erupções cotados por Wenzel (1987) entre 1953 e 1985 (a supererupção de 1985 está indicada por um triângulo sólido). As marcas verticais indicam os instantes de máximo obtidos diretamente da curva de luz histórica (a marca da erupção de 1995 está diferenciada por um estilo tracejado). O painel superior representa o diagrama O–C para os 26 instantes de máximo brilho da erupção de HT Cas (quadrado sólidos, em escala de 20 dias), calculados em relação à efeméride linear de melhor ajuste (Eq. 4.11). O histograma representa o número de erupções por período de 3 anos (o número de eventos na escala à direita). Os círculos sólidos são os valores de O–C para os instantes de meio-eclipse listados na Tabela 3.2 (em escala de segundos). A senóide representa a efeméride linear mais senoidal que melhor se ajusta ao *timings* de meio-eclipse (Tabela 3.3) extrapolada até 1949.

de um α_{cool} variável nos período de quiescência é bastante improvável quando se busca uma explicação comum. Em vários sistemas, os máximos dos ciclos de longo termo na magnitude (aparente) em quiescência coincidem com as épocas de maior T_C , contrariando frontalmente essa possibilidade (Šimon 2004). Considerando que as variações do tempo de recorrência são causadas por variações em \dot{M}_2 , pode-se associar essas variações aos ciclos de atividade magnética do tipo solar na secundária, mecanismo também empregado para explicar variações de longo termo na magnitude quiescente (Ak *et al.* 2001) e no período orbital (Capítulo 2) através da hipótese de Applegate (1992). Nesse cenário, a variação no momento de quadrupolo gravitacional dentro de um ciclo de atividade magnética causa uma variação no raio do lobo de Roche (que implica numa variação em \dot{M}_2) e no período orbital P_{orb} .

A variação fracional na taxa de transferência de massa da secundária ao longo do ciclo pode ser estimada por (Richman *et al.* 1994)

$$\frac{\Delta\dot{M}_2}{\dot{M}_2} = 1.22 \times 10^5 \left(\frac{1+q}{q} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\Delta\Omega}{10^{-3}\Omega} \right)^{-1} \frac{\Delta P}{P}, \quad (4.13)$$

onde $\Delta\Omega/\Omega$ é a variação fracional na taxa de rotação da camada externa da secundária envolvida na variação cíclica do momento de quadrupolo gravitacional. Para os valores de q e $\Delta P/P$ listados nas Tabelas 4.1 e 3.4 e considerando $\Delta\Omega/\Omega \simeq (1-3) \times 10^{-3}$ (Baptista *et al.* 2003), obtém-se uma variação fracional entre $\Delta\dot{M}_2/\dot{M}_2 \simeq 10-20\%$ como efeito dessa variação do lobo de Roche em HT Cas. Essa amplitude de variação em \dot{M}_2 é muito menor do que a necessária para que haja mudanças significativas no tempo de recorrência seguindo o MID (King & Cannizzo 1998; Schreiber *et al.* 2000). Buat-Ménard *et al.* (2001b) estudaram os efeitos de um \dot{M}_2 variável no MID (utilizando condições de contorno corretas e incluindo efeitos de aquecimento pelo jorro de gás e de dissipação por maré nas partes externas do DA). Os autores consideraram aumentos de \dot{M}_2 por um fator 10, em escalas de tempo bem menores do que aquelas observadas nos ciclos de variação da magnitude quiescente e do período orbital (escalas de centenas de dias comparadas a escalas de anos a décadas), que não causaram variações bruscas em T_C . Além disso,

quando a efeméride linear mais senoidal que descreve a variação de P_{orb} (Tabela 3.3) é extrapolada até 1949 e sobreposta ao histograma da Figura 4.3 (curva pontilhada no painel superior), percebe-se que os períodos de maior incidência de erupções coincidem com as épocas de período orbital máximo. Os círculos sólidos são os valores de O–C para os instantes de meio-eclipse listados na Tabela 3.2. De acordo com o modelo de Applegate (1992), as épocas de P_{orb} máximo estão associadas às épocas de menor transferência de massa da secundária (ou de maior raio do lobo de Roche). Essa previsão do modelo de Applegate (1992) é contraditória com a relação inversa entre T_C e \dot{M}_2 (Eq. 4.12) esperada pelo MID. Ainda na tentativa de compreender as variações no tempo de recorrência como resultado do ciclo de atividade magnética na secundária, pode-se supor que exista um mecanismo variável de remoção de momento angular das partes externas do DA, causado pelo campo magnético da estrela companheira que permeia essa região (Meyer-Hofmeister *et al.* 1996). Durante o máximo de atividade magnética, a remoção de momento angular é maior nessas regiões e, de acordo com o MID, o anel onde o disco alcança a condição crítica deve ocorrer num raio mais interno. Isso torna o tempo de recorrência menor nessas fases.

De qualquer maneira, nesses dois casos em que se tenta conciliar as previsões do MID aos possíveis efeitos de um ciclo magnético na secundária de HT Cas (um \dot{M}_2 variável ou uma taxa de remoção de J das partes externas variável ao longo do ciclo), a escala de tempo em que ocorrem as variações no intervalo de recorrência das erupções do objeto é bem menor do que aquela de 36 anos observada no ciclo de variação de P_{orb} do Capítulo 2 (considerando que a hipótese de Applegate 1992 é válida). Dificilmente a variação de uma dessas duas grandezas (supostamente suave no caso de um ciclo de atividade magnética que cause o ciclo em P_{orb}) seria responsável, por exemplo, pelo período de 6 anos sem erupções – entre 1989 e 1995 – seguido por um período igual em que ocorrem 7 erupções como observado em HT Cas (ver o painel inferior da Figura 4.3). A baixa viscosidade necessária aos DAs em quiescência no MID torna mesmo variações bruscas em \dot{M}_2 , causadas por algum outro mecanismo, incapazes de reproduzir tais descontinuidades em T_C (Buat-Ménard *et al.* 2001b).

No caso do MITM, o tempo de recorrência entre as erupções é ditado pelo intervalo de instabilidades na secundária (*bursts*), que no caso de HT Cas, podem ter sua frequência associada, de algum modo ainda desconhecido (*flares?*), ao ciclo de atividade magnética responsável pelas variações observadas no período orbital. A presença de variações bastante irregulares e bruscas na atividade magnética foi verificada, por exemplo, no Sol, reveladas através de suas manchas. Durante o final do século XVII, no mínimo de Maunder, a atividade magnética solar sofreu uma redução brusca em intensidade e forma, inclusive desaparecendo por vários ciclos (Ossendrijver 2003).

Em resumo, as variações bruscas observadas no tempo de recorrência das erupções em HT Cas são incompatíveis com a baixa viscosidade necessária ao DAs em quiescência no MID. As escalas de tempo em que ocorrem as mudanças em T_C são também distintas daquelas observadas nos ciclos de variação de período orbital descritos no Capítulo 2. A possibilidade de um disco de alta viscosidade em quiescência no MITM, que responde rapidamente a uma variação em \dot{M}_2 , dá a liberdade de associar essas variações bruscas no tempo de recorrência de HT Cas (e de várias outras VCs; Šimon 2004) diretamente às instabilidades da estrela secundária. Se toma-se como exemplo o Sol, onde as escalas de tempo observadas na variação de seu formato (Emilio *et al.* 2007) são diferentes das observadas em sua superfície (Ossendrijver 2003), pode-se ainda conciliar as variações de T_C de HT Cas com a variação observada em seu período orbital, que ocorre numa escala de tempo maior.

Por último, é interessante comentar o comportamento de HT Cas no estado quiescente prolongado anterior à erupção de 1995 (e possivelmente em qualquer ocasião da quiescência). Robertson & Honeycutt (1996) observaram o objeto entre 1991 e 1995, estudando o comportamento de longo-termo do nível de quiescência do objetos. Os autores observaram – além da ausência de erupções – variações fotométricas caracterizadas por transições de 1.8 mag, passando de um estado alto a um estado baixo de quiescência (comportamento reproduzido na Figura 4.4). Essas transições ocorrem em uma escala de tempo de dias a meses, e apresentam também duração de dias a meses. Igualmente observado em outras classes de VCs, esse comportamento é raro em NAs (foi observado também em BZ UMa e

WW Cet; Robertson & Honeycutt 1996). Esse comportamento de HT Cas foi destacado por Berriman, Kenyon & Boyle (1987); Wood *et al.* (1995) e Feline *et al.* (2005). O objeto foi novamente observado numa dessas transições nos dados utilizados no Capítulo 2 dessa tese. Wood *et al.* (1995) observaram que emissão em raio-X é eclipsada durante um desses estados baixos, indicando ainda haver acréscimo sobre a anã branca, numa taxa bastante reduzida. Variações na taxa de transferência de massa da secundária podem explicar a variação do brilho do *bright spot* nos mapas de eclipse de Feline *et al.* (2005), usados para estudar o DA do objeto nos dois estados. Nas simulações do MID feitas por Buat-Ménard *et al.* (2001b), reduções de \dot{M}_2 por um fator 100 (ocasionando a cessão da transferência) ainda resultaram na ocorrência de erupções (com amplitudes reduzidas e tempo de recorrência aumentado) nesses estados baixos, o que não foi observado em HT Cas nem em outras NAs. A explicação usualmente aceita para modelar esses estados altos e baixos é a passagem de manchas escuras da superfície estelar no ponto L_1 (Livio & Pringle 1994), mecanismo similar ao utilizado para explicar as oscilações em sistemas VY Scl (*novas-like*) e AM Her (polares intermediários).

4.3.4 A análise de Ioannou et al. (1999)

Em sua análise dos dados da erupção de 1995, Ioannou *et al.* (1999) utilizaram um modelo que supõe um disco de acréscimo opticamente espesso em estado estacionário (uma distribuição espectral de corpo negro e lei de temperatura efetiva $T(r) \propto r^{-3/4}$, Eq. 2.6) com seção radial triangular, especificada pelo seu raio externo (R_d), raio interno, e o ângulo de abertura do disco. Além disso, o modelo aplicado leva em conta efeitos de irradiação da secundária e *limb darkening*. Fixados os parâmetros bem conhecidos na literatura (entre alguns da Tabela 4.1), eles implementaram uma busca no espaço de parâmetros minimizando o χ^2 do ajuste da curva-modelo em relação à curva de dados.

Apesar de aparentar uma completeza maior na descrição do disco que o MME3D (pelo número de parâmetros ajustados), o modelo utilizado por Ioannou *et al.* (1999) impõe ao disco um estado estacionário opticamente espesso. Entretanto, erupções de novas anãs correspondem a eventos de transporte de matéria e momento angular pelo disco e não é

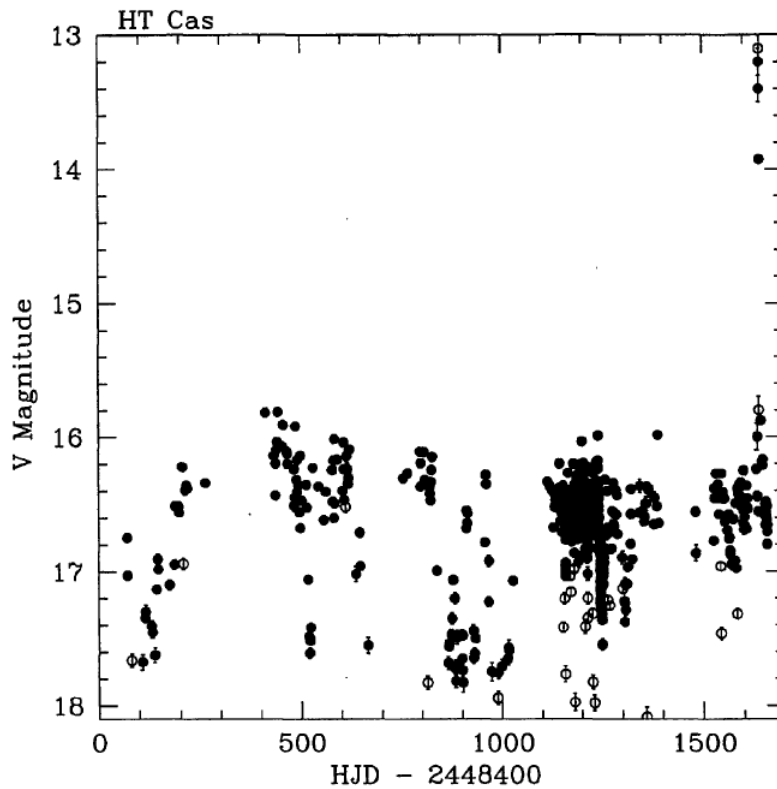


Fig. 4.4: Curva de luz de longo-termo de HT Cas entre agosto de 1991 e dezembro de 1995, após a erupção. Os círculos abertos são pontos durante o eclipse da primária. Extraído de Robertson & Honeycutt (1996).

seguro (ou mesmo razoável) supor que um regime estacionário seja alcançado pelo disco de acréscimo nesta situação, em particular numa erupção como a de HT Cas em novembro de 1995 – curta e sem fase de platô bem visível. O modelo também não levava em conta um *bright spot* nem o fluxo de um jato de gás (*gas stream*), o que permite concluir que ele não admite qualquer assimetria nas curvas de luz. Os atrasos evidentes nos *timings*, por exemplo (ver Fig. 6 de Ioannou *et al.* 1999), não podem ser interpretados como assimetrias na distribuição de brilho, causadas talvez por braços espirais, discos elípticos ou um *gas stream* brilhante. Além disso, a contribuição da secundária ou os efeitos de *limb darkening* só são evidentes em observações na região do infravermelho ou do UV, respectivamente (Smith & Dhillon 1998; Diaz, Wade & Hubeny 1996).

Uma das principais conclusões do trabalho foi a caracterização da erupção como do tipo *outside-in*, iniciando-se num raio de $\sim 0.4R_{L1}$ e propagando-se em direção ao centro. O

modelo utilizado obtém ângulos de semi-abertura β da ordem de 10° durante a subida e de 15° próximo ao máximo, maiores do que o previsto teoricamente (Eq. 4.7). Este resultado vem do fato de que a única forma de reproduzir os eclipses relativamente largos e rasos que se observa durante a erupção com um disco de gradiente de brilho bastante pronunciado (consequência da imposição $T(r) \propto r^{-3/4}$) é fazendo com que as partes mais internas e brilhantes da distribuição de brilho considerada sejam ocultadas por uma borda do disco verticalmente extensa. Em outras palavras, os grandes ângulos de abertura obtidos são consequência da escolha (*ad hoc*) da distribuição de brilho do disco durante a erupção. Diante da baixa qualidade dos ajustes, Ioannou *et al.* (1999) concluíram também que um disco estacionário opticamente espesso não é suficiente para a descrição das curvas de luz durante as fases de subida e início do declínio. Por outro lado, os ajustes são satisfatórios para as observações do declínio tardio.

4.3.5 Descrição das curvas de eclipse

A Tabela 4.2 apresenta um resumo das características das curvas de luz utilizadas, onde Δt é a resolução temporal média e N o número de pontos. A coluna “Curva” indica a identificação utilizada para as curvas de agora em diante. Os dados do dia 18 apresentam um comportamento anômalo com relação às demais noites. Em relação ao previsto pela efeméride linear mais senoidal da Tabela 3.3, os instantes de mínimo da curva de eclipse ocorrem progressivamente adiantados nesta data – chegando a um adiantamento de quase 80 segundos no último ciclo observado na noite – e voltam à normalidade na noite seguinte. Esses adiantamentos são reais e não devem-se a erros grosseiros durante as observações⁹. A Figura 4.5 apresenta o diagrama O-C dos instantes de mínimo de HT Cas em erupção em novembro de 1995 e ilustra esse fato. Os valores foram calculados em relação à efeméride linear mais senoidal da Tabela 3.3. Os círculos abertos são os instantes de mínimo dos eclipses listados na Tabela 4.2, os triângulos fechados são os instantes de eclipse do objeto em quiescência em 1995 (Ioannou *et al.* 1999) e o quadrado fechado é o instante médio

⁹ “Observations of other objects on the same night show this is not a computer-clock problem.”, Ioannou *et al.* (1999), pg. 400.

para 1995 (listado na Tabela 3.2).

Tab. 4.2: Dados de HT Cas utilizados para o MME3D

Data	Curva	Ciclo(s)	Banda	Δt (s)	N	Estado de brilho
1995 Novembro 17	<i>n1a</i>	85700	<i>R</i>	20	176	subida
	<i>n1b</i>	85701	<i>R</i>	25	47	subida
	<i>n1c</i>	85702	<i>R</i>	20	145	subida
	<i>n1d</i>	85703	<i>R</i>	20	156	subida
1995 Novembro 18	<i>n2a</i>	85712	<i>R</i>	20	100	declínio (cedo)
	<i>n2b</i>	85713	<i>R</i>	20	187	declínio (cedo)
	<i>n2c</i>	85714	<i>R</i>	20	97	declínio (cedo)
	<i>n2d</i>	85715	<i>V</i>	25	112	declínio (cedo)
1995 Novembro 19	<i>n3a</i>	85727	<i>R</i>	20	183	declínio (tardio)
	<i>n3b</i>	85728	<i>R</i>	20	200	declínio (tardio)
	<i>n3c</i>	85730	<i>V</i>	25	115	declínio (tardio)

A Figura 4.6 apresenta as curvas de luz calibradas em fluxo que foram utilizadas neste trabalho. O eixo temporal dos dados (inicialmente em dias julianos) foi convertido em fase orbital em relação à efeméride linear mais senoidal da Tabela 3.3. A Figura 4.7 apresenta as curvas de luz na banda *R* em sequência ao longo do ciclo de erupção. Os eclipses foram arbitrariamente colocados em fases orbitais consecutivas para efeito de visualização, portanto o espaçamento em tempo entre os eclipses é maior que o indicado no gráfico. Observando a evolução das curvas de eclipse em *R* nessas duas Figuras, percebe-se que o formato dos eclipse evolui de um perfil em “V” nos dias 17 e 18, para um perfil em “U” no dia 19, indicando que houve uma redução do brilho relativo das partes externas do disco ao longo da cobertura dos dados.

Na banda *R*, estima-se um fluxo mediano fora de eclipse de 11.7 ± 0.2 mJy nos ciclos *n1a* e *n1b*, 15.2 ± 0.4 mJy nos ciclos *n1c* e *n1d*, 12.7 ± 0.4 mJy na segunda noite e 4.7 ± 0.2 mJy na terceira noite das observações. O percentual dessa luz que é ocultada no mínimo do eclipse varia entre 57 – 60% no dia 17, 68 – 73% no dia 18 e 83 – 87% no dia 19, ou seja, ocorre um aumento da profundidade relativa do eclipse ao longo da erupção. Isso sugere que a distribuição de brilho torna-se mais concentrada no centro do disco e que a componente não-eclipsada torna-se menor ao longo da erupção. Em *V*, os

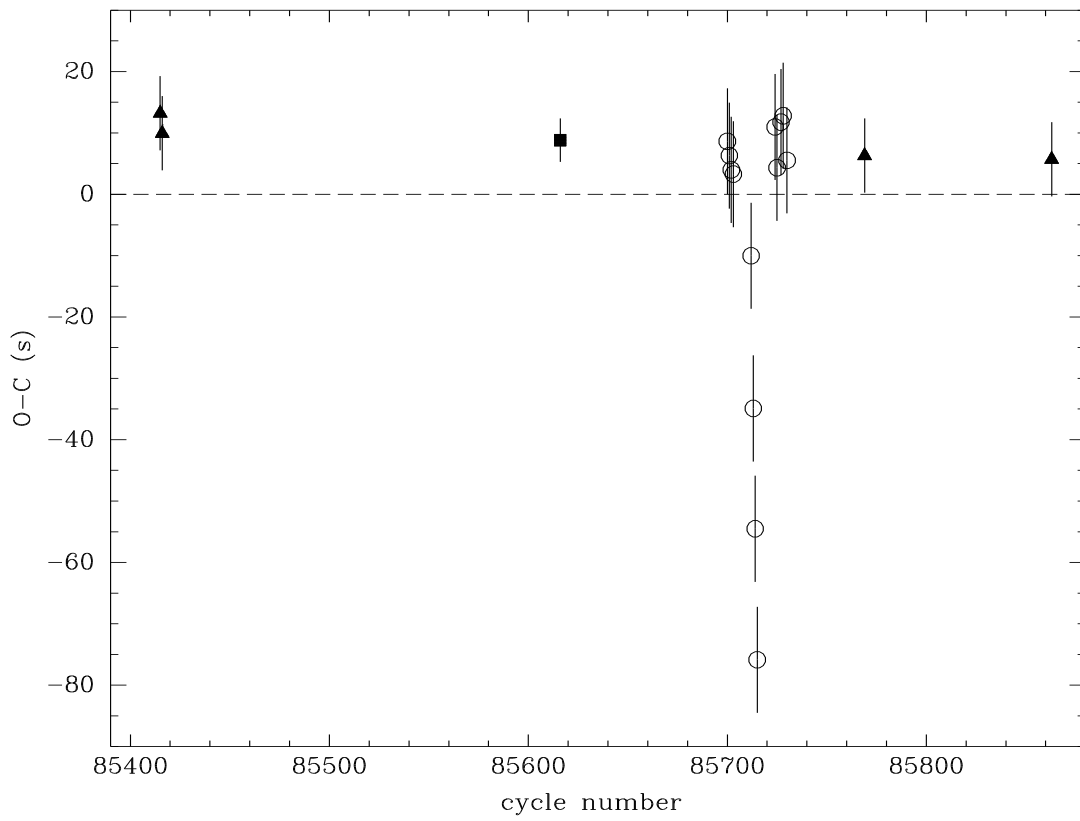


Fig. 4.5: Diagrama O-C dos eclipses em erupção de HT Cas. Os pontos representam os valores calculados em relação à efeméride linear mais senoidal da Tabela 3.3. Os círculos abertos são os instantes de mínimo dos eclipses listados na Tabela 4.2, os triângulos fechados são os instantes de eclipse do objeto em quiescência em 1995 (Ioannou *et al.* 1999) e o quadrado fechado é o instante médio para 1995 (listado na Tabela 3.2)

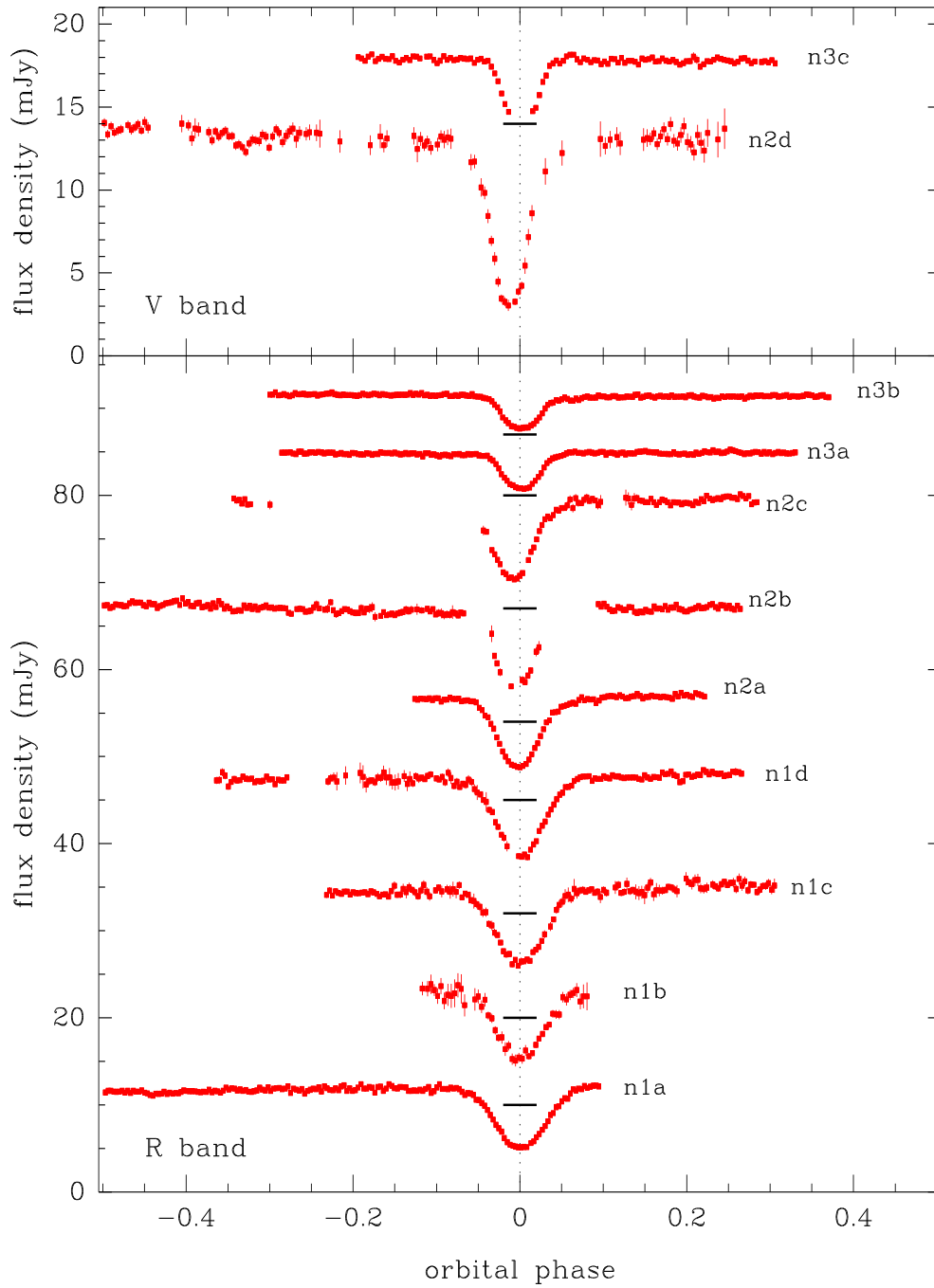


Fig. 4.6: Curvas de luz de HT Cas nas bandas V (painel superior) e R (painel inferior). A linha cheia representa o nível zero de cada curva e a identificação de cada curva segue a Tab. 4.2.

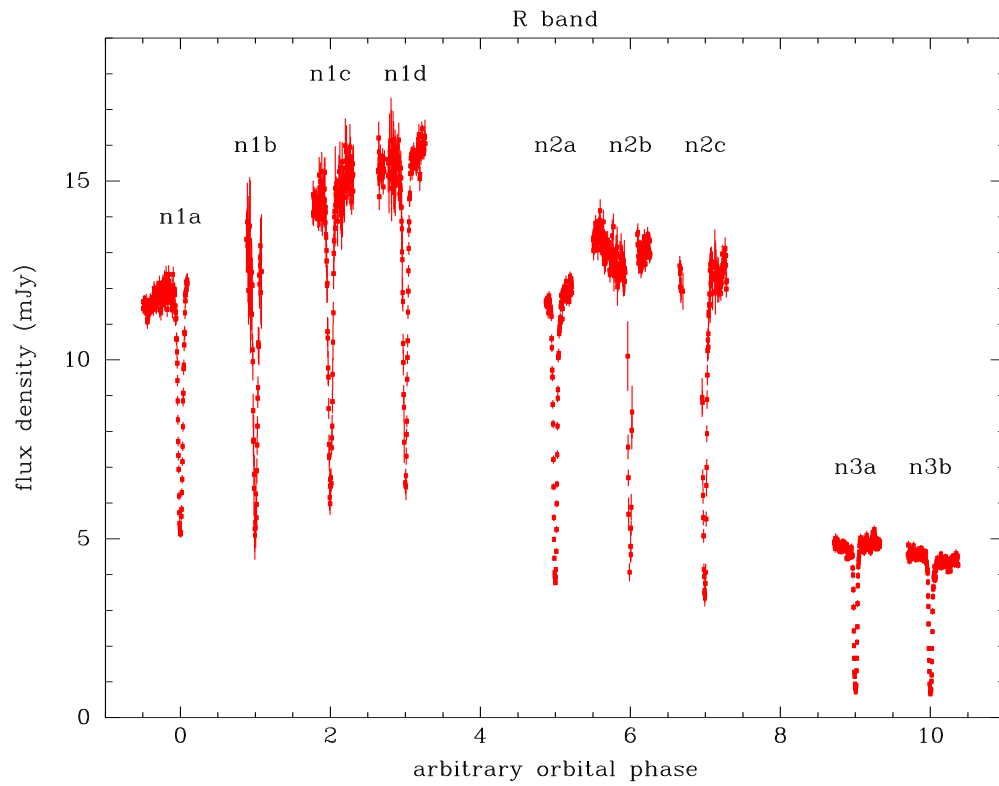


Fig. 4.7: Curvas de luz de HT Cas na banda R em seqüência ao longo do ciclo de erupção em novembro de 1995. Os eclipses foram arbitrariamente colocados em fases orbitais consecutivas para efeito de visualização. A identificação de cada curva segue a Tab. 4.2.

fluxos medianos estimados são de 13.2 ± 0.3 mJy e de 3.8 ± 0.1 mJy nos ciclos $n2d$ e $n3c$, respectivamente (ver triângulos fechados na Figura 4.2). Observações do *Ouda Team* (Kato 1995) indicam que o objeto já reapresentava nos dias 21 e 22, os padrões marcantes de ingresso e egresso da primária que são observados usualmente em seu estado quiescente, porém o objeto ainda estava num estado de brilho maior que a quiescência ($V \sim 15.9$). A Figura 7 de Ioannou *et al.* (1999) permite inferir que o objeto apresentava índice de cor ($V - R$) $\sim +0.08$ mag (fora de eclipse) em 17 de novembro. A partir dos fluxos medianos acima, calcula-se que o índice ($V - R$) variou de -0.04 ± 0.04 mag no dia 18 para -0.23 ± 0.05 mag no dia 19. Em 26 de dezembro (JD 2450078.4946), 37 dias após o último conjunto de dados utilizado neste trabalho, um índice ($V - R$) = $+0.44 \pm 0.07$ mag foi inferido a partir de outras observações feitas no JGT (Baptista, comunicação privada). Zhang *et al.* (1986) obtiveram o índice de cor ($V - R$) médio de $+0.60 \pm 0.06$ mag para HT Cas em quiescência (estado alto).

Os deslocamentos dos instantes de mínimo em relação à fase zero são evidências de que o máximo da distribuição de brilho se move em relação ao centro do disco durante a cobertura dos dados. Em 18 de novembro, esse comportamento sugere que o pico da distribuição move-se para o lado do disco oposto (em relação ao eixo que passa pelo centro das estrelas) ao lado do *gas stream*. Não há indícios de modulações orbitais nas curvas de luz que possam sugerir a presença de *bright spot* durante a erupção, nem é observado o surgimento de *superhumps*. Modulações largas, de baixa amplitude (~ 0.05 mag) foram observadas por Nogami & Baba (1995) nos dias 18 e 19, com período de algumas horas. Kato (1995) registrou essa mesma escala de tempo para as modulações observadas nos dias 21 e 22, sugerindo a presença de *superhumps*. No entanto, como o evento de novembro de 1995 certamente não foi uma supererupção, é bastante provável que essas modulações sejam as mesmas modulações de origem desconhecida observadas anteriormente em quiescência, que surgem e desaparecem em fases orbitais aleatórias em escalas de tempo de horas (Zhang *et al.* 1986; Wood *et al.* 1995; Feline *et al.* 2005). Por fim, as curvas de luz não apresentam uma atividade de *flickering* intensa.

4.3.6 O raio do disco de acréscimo (R_d)

Os métodos utilizados usualmente para a estimativa direta do raio do disco R_d são baseados em considerações geométricas do sistema, sendo aplicáveis quando a razão de massa q e a inclinação i foram bem determinadas, como em HT Cas. O método usado por Sulkanen, Brasure & Patterson (1981) utiliza as fases de primeiro e último contato do eclipse do disco. A abordagem de Schwarzenberg-Czerny (1984) faz uso das larguras do eclipse em várias profundidades. Uma estimativa do intervalo de possíveis valores do raio do disco é então obtida pela combinação das duas soluções. A simplificação feita por ambos os métodos é considerar uma estrela secundária esférica, desprezando suas distorções. A aplicação dos métodos a várias VCs, numa busca de diferenças sistemáticas entre as subclasses, pode ser encontrada em Harrop-Allin & Warner (1996). Nesse artigo, foi estimado o valor típico de $R_d \sim 0.4 R_{L1}$ para NAs em quiescência (com a exceção de IP Peg), e ainda verificou-se que esses objetos apresentavam raios maiores que $0.5 R_{L1}$ quando em erupção. Como o método proposto por Schwarzenberg-Czerny (1984) supõe uma distribuição simétrica de brilho e os dados mostram claramente que a distribuição é assimétrica em HT Cas, utilizou-se somente o método descrito por Sulkanen, Brasure & Patterson (1981) para a estimativa de R_d .

Esse método baseia-se na medição de ϕ_E , a fase de meia-largura do eclipse (i.e., o intervalo de tempo entre o primeiro e o último contato do eclipse, dividido por dois). A duração do eclipse (ou seja, $2\phi_E$ ciclos) é função de R_d e de R_c , a meia-corda da secundária (Fig. 1 de Harrop-Allin & Warner 1996). A relação geométrica entre essas grandezas é dada aproximadamente por

$$R_d + R_c = a \sin i \sin(2\pi\phi_E), \quad (4.14)$$

onde $\frac{R_c}{a} = \sqrt{\left(\frac{R_2}{a}\right)^2 - \cos^2 i}$ uma vez que foi suposta a esfericidade da secundária. O raio volumétrico da secundária pode ser estimado pela relação teórica de Eggleton (1983),

$$\frac{R_2}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}. \quad (4.15)$$

Em suma, esse método permite estimar $\frac{R_d}{a}$ a partir de ϕ_E medido graficamente das curvas de luz, através do perfil de eclipse. Para isso, ajustou-se uma reta ao fluxo fora de eclipse e identificou-se os instantes onde o fluxo da curva de luz cai abaixo do nível de $1-\sigma$ do desvio padrão em relação ao fluxo mediano. A Tabela 4.3 apresenta as grandezas medidas e os raios inferidos. Os raios estão em unidades de R_{L1} (Equações 2.2 e 2.4; para HT Cas calcula-se $a = 0.66 R_\odot$ e $R_{L1} = 0.45 R_\odot$). As incertezas típicas na determinação de ϕ_E são de 0.006 ciclo, o que leva a uma incerteza de $\sim 0.05 R_{L1}$ na estimativa do raio do disco. A exceção é o perfil de eclipse $n1b$, que, devido a sua pequena cobertura orbital antes e depois do contato do eclipse, leva a erros de $\sim 0.1 R_{L1}$. O valor representativo de R_d para a segunda noite ($n2$) foi obtido a partir dos instantes de contato da curva $n2a$ (entrada e saída do eclipse do disco) e somente do instante de saída do eclipse $n2c$ (as curvas $n2b$ e $n2d$ estão incompletas).

Tab. 4.3: Estimativa do raio do disco de acréscimo de HT Cas

Curva	Banda	ϕ_E (ciclos)	R_d (R_{L1})
$n1a$	R	0.078	0.43
$n1b$	R	0.076	0.41
$n1c$	R	0.076	0.41
$n1d$	R	0.076	0.41
$n2$	R, V	0.068	0.35
$n3a$	R	0.062	0.30
$n3b$	R	0.062	0.30
$n3c$	V	0.058	0.26

Comparando os valores obtidos na Tabela 4.3 com as determinações anteriores do raio do disco de acréscimo de HT Cas ($0.35 R_{L1}$ em quiescência e $0.58 R_{L1}$ em erupção), percebe-se que não houve aumento significativo de R_d durante a erupção de 1995 em relação ao raio do disco em estado quiescente da literatura. O raio do disco manteve-se na faixa típica de NAs em quiescência, mesmo durante o máximo da erupção. Esses raios, cotados por Harrop-Allin & Warner (1996), foram medidos a partir de todas as curvas em U , B , V e luz branca, em quiescência e erupção, disponíveis na literatura naquela ocasião (Hessman *et al.* 1992; Horne *et al.* 1991). Utilizando perfis de eclipse teóricos,

os autores estimaram que, para NAs, o espalhamento entre as medições de ϕ_E em três diferentes bandas (U , B e V) é de aproximadamente 4%. Esse espalhamento é menor do que as incertezas das medições de ϕ_E realizadas, que é da ordem de 10%. Portanto a comparação entre os valores do raio do disco de acréscimo de HT Cas listados na Tabela 4.3 com aqueles cotados por Harrop-Allin & Warner (1996) é válida, mesmo representando bandas diferentes. A Figura 4.8 ilustra essa comparação entre os perfis de eclipse utilizados aqui para determinação de R_d e os valores de ϕ_E em erupção e quiescência listados na literatura.

O comportamento observado para o raio do disco de acréscimo de HT Cas ao longo da erupção de novembro de 1995 não parece inconsistente com as previsões dos dois modelos de erupção de NAs (Seção 4.1). Em ambos os modelos, uma erupção *outside-in* se inicia nas partes externas do disco¹⁰ e o raio do disco aumenta com a redistribuição de momento angular, enquanto a onda de aquecimento avança para o centro do disco. O máximo raio não necessariamente coincide com o máximo de brilho da erupção. Nesse aspecto não existe contradição entre a previsão dos dois modelos e as observações da Tabela 4.3. O menor raio observado no final da erupção ($R_d \sim 0.26R_{L1}$) é comparável ao menor raio esperado para HT Cas, que corresponde ao raio de um disco de acréscimo sem viscosidade, estimado pela expressão (Hessman & Hopp 1990)

$$R_d(\text{min}) = 0.0859 q^{-0.426}, \quad (4.16)$$

e cujo valor para o objeto é de $\sim 0.28 R_{L1}$. Por outro lado, raio do disco nunca aproxima-se do raio de maré $R_d(\text{max}) \simeq \frac{0.6}{1+q} \sim 0.76 R_{L1}$ (Warner 1995), que representa a limitação teórica para as regiões externas do disco que seriam perturbadas pela influência gravitacional da secundária. Portanto, o comportamento anômalo observado no diagrama O-C, os aumentos de brilho ou os indícios de *superhumps* relatados (Kato 1995) são difíceis de explicar com o modelo de instabilidade térmico-gravitacional usualmente aplicado à

¹⁰ Na fase inicial da erupção pode ocorrer (MITM) ou não (MID) uma redução no raio do disco, dependendo do modelo (Smak 1989). Como as observações não cobrem essa fase, nada pode ser concluído.

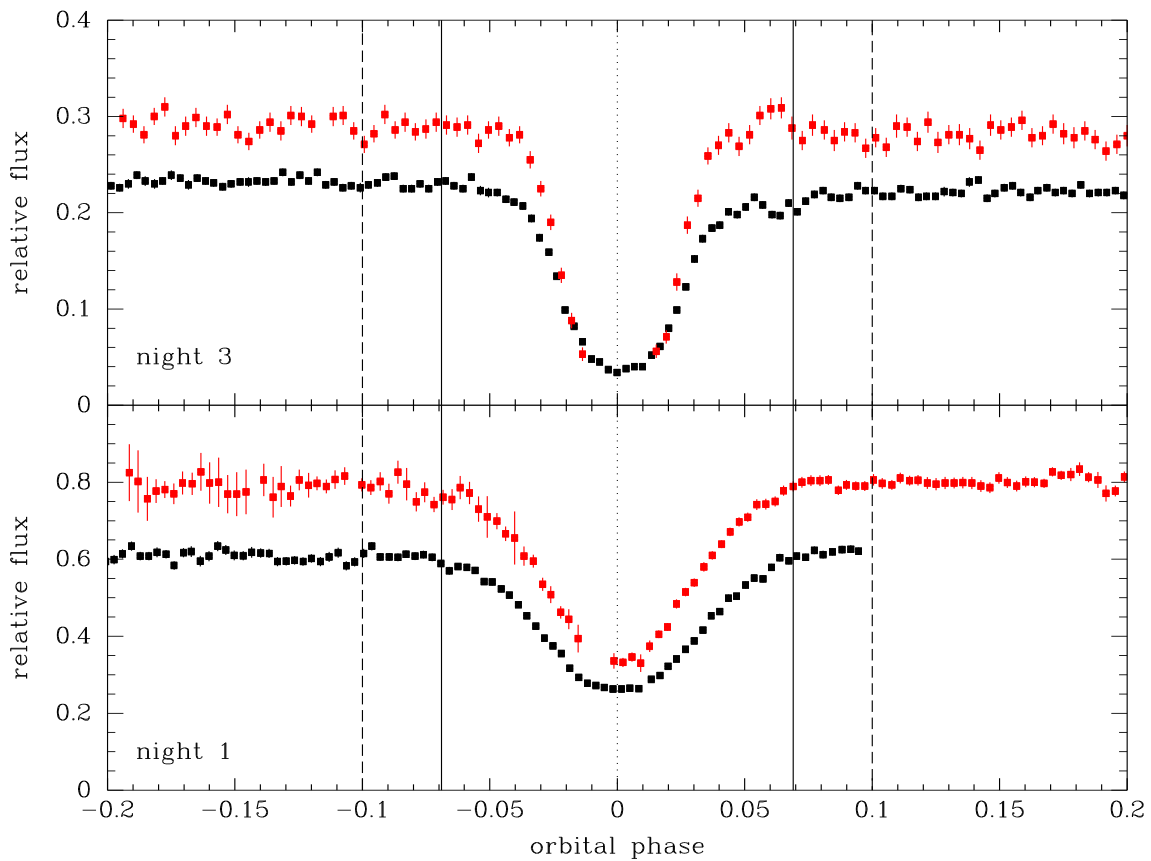


Fig. 4.8: Comparação ilustrativa entre os perfis de eclipse da noite do dia 17/11 (painel inferior) e 19/11 (painel superior). Os pontos pretos são dados em R ($n1a$ e $n3b$, identificação de cada curva segue a Tab. 4.2.) e os pontos cinzas em V ($n1d$ e $n3c$). As linhas verticais sólidas representam $\phi_E = 0.069$ ciclos, que equivale ao raio do disco em quiescência ($0.35 R_{L1}$) cotado por Harrop-Allin & Warner (1996). As linhas tracejadas representam $\phi_E = 0.100$ ciclos, equivalente a um raio de $0.58 R_{L1}$, cotado por Harrop-Allin & Warner (1996) como valor de R_d de HT Cas em erupção.

supererupções de sistemas SU UMa (Osaki 1996; Warner 1995).

Os valores obtidos por Ioannou *et al.* (1999) para o raio externo do disco de acréscimo de HT Cas são consistentes ao nível de $1-\sigma$ com os valores listados na Tabela 4.3. Os autores estimaram um raio de $0.41 R_{L1}$ durante a subida ao máximo e durante a fase de declínio inicial (dias 17 e 18/11), e $R_d < 0.32 R_{L1}$ no estágio de declínio tardio (dia 19/11).

4.4 Mapeamento por eclipse de HT Cas em erupção

Uma vez preparadas as curvas de luz, listadas na Tabela 4.2, inicia-se a aplicação do método de mapeamento por eclipse aos dados. As curvas apresentam uma resolução em fase típica de 0.003 ciclos, que implica na utilização de um mapa de lado $2R_{L1}$ (ou seja, $\lambda = 2$, ver Subseção 4.2) com 75×75 *pixels* (Baptista & Steiner 1993). Foi adotado também um mapa padrão de espalhamento azimutal limitado (Rutten *et al.* 1992), mais adequado para reconstruções de estruturas assimétricas (Baptista, Steiner & Horne 1996) que os instantes de mínimo sugerem existir na distribuição de brilho do disco.

A geometria do eclipse é definida por q , i e pelo ângulo de semi-abertura β do disco (Subseção 4.2). O raio do disco R_d define a distância do centro do disco (a posição da primária) aos 150 *pixels* que representam a borda. Os valores de q e i são conhecidos da literatura (Tab. 4.1) e R_d é estimado diretamente das curvas de luz (Subseção 4.3.6), restando ainda determinar o ângulo de semi-abertura β do disco para que o MME3D possa ser aplicado aos dados.

4.4.1 Simulações: estimativa de β

Não há um método para determinação direta de β a partir das curvas de eclipse, como existe no caso de R_d . Como foi citado na Subseção 4.2, os efeitos de um disco com abertura ou de uma componente não-eclipsada nas curvas de eclipse são indistinguíveis. Portanto, a qualidade do ajuste da curva-modelo à curva de dados, quantificada através das estatísticas χ^2 e R , não pode ser utilizada para diferenciar uma solução de disco com ângulo β de uma solução de disco plano mais componente não-eclipsada. Uma opção é

selecionar, dentre as soluções possíveis, aquela de maior entropia. Isso pode ser visto como a inclusão de um parâmetro adicional – o ângulo β – na busca pelo máximo de S feita pelo PRIDA. Isso não exclui a solução de disco com abertura nula (mais componente não eclipsada), já que β pode ser zero.

Nessa linha, o procedimento é então aplicar o MME3D às curvas de dados utilizando diversos ângulos de semi-abertura (mantendo os demais parâmetros de geometria de eclipse fixos) e identificar qual ângulo β corresponde à reconstrução de maior entropia. Porém é prudente realizar simulações para verificar se a estimativa de β dessa maneira é confiável. Segue uma descrição das simulações efetuadas e dos resultados obtidos a partir delas.

Tomando uma geometria de eclipse com ângulo de semi-abertura β_{input} conhecido, foram geradas N_c curvas de eclipse sintéticas. A partir desse conjunto de curvas, foram feitas N_c reconstruções considerando uma geometria com ângulo β_r qualquer, calculando-se ao final um valor representativo para a entropia (\bar{S}) e para sua dispersão ($\sigma_{\bar{S}}$) neste conjunto de mapas de eclipse. Variando β_r discretamente dentro de um intervalo de busca de máximo S , pôde-se construir uma relação β_r versus \bar{S} , onde cada valor assumido por β_r possui seu respectivo valor \bar{S} . Nesta relação localizou-se o ângulo β_{max} que apresenta o maior valor de \bar{S} . Para HT Cas $i = 81^\circ$, portanto a condição para que não ocorra auto-ocultação ($\beta < 90^\circ - i$) sugere que o intervalo de busca seja de 0° a 9° .

Por fim, variando β_{input} discretamente dentro de um intervalo adequado (novamente entre 0° e 9°), foi possível estudar o comportamento da relação $\beta_{\text{input}} \times \beta_{\text{max}}$. A partir desta relação pode-se testar se o método – dada uma curva de luz de entrada com ângulo de semi-abertura conhecido – reproduz como solução de maior entropia a distribuição de mesmo ângulo de semi-abertura com que foi gerada a curva de luz de entrada. O comportamento desejado para a relação β_{input} vs β_{max} é de uma reta do tipo $y = x$. Isso indicaria que, a partir da curva de luz de entrada (gerada com ângulo β_{input}), poder-se-ia obter, localizando β_{max} , o mesmo valor do ângulo utilizado para a geração dessa curva ($\beta_{\text{input}} = \beta_{\text{max}}$). Porém, como se verá a seguir, o método não se comporta exatamente assim.

As curvas de luz sintéticas foram criadas a partir de um mapa inicial e de uma geo-

metria β_{input} ¹¹. O mapa inicial representa uma distribuição de brilho de um disco opticamente espesso em estado estacionário (Eq. 2.6) com uma taxa de acréscimo \dot{M} de $10^{-9.5} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ e demais parâmetros conforme a Tabela 4.2¹². Ruído gaussiano foi adicionado às curvas artificiais para simular uma relação sinal-ruído (S/N) de 50, valor típico das curvas de dados. Foram supostos erros poissonianos, ou seja, as barras de erro se escalonam com a raiz quadrada do fluxo. As curvas possuem resolução em fase de 0.003 ciclos e as intensidades dos *pixels* da borda foram tomadas como zero (ou seja, as curvas não apresentam modulações orbitais).

Segue um exemplo para maior compreensão do procedimento utilizado para obtenção de β_r vs \bar{S} : utilizando $\beta_{\text{input}} = 5^\circ$, foram geradas 20 curvas sintéticas com o procedimento descrito acima. Aplicou-se o MME3D a essas 20 curvas utilizando uma geometria $\beta_r = 0^\circ$, e dessas 20 reconstruções obteve-se o valor de \bar{S} . A seguir, as reconstruções foram feitas com $\beta_r = 0.5^\circ$, obtendo-se outro valor de \bar{S} . O processo segue até β_r varrer o intervalo de busca¹³. Ao final, obtém-se a relação desejada para determinar β_{max} . Na Figura 4.9 pode-se visualizar esse procedimento para diferentes ângulos β_{input} . Cada ponto representa o valor mediano de S , e as barras de erros são obtidas a partir dos desvios absolutos medianos. A grande dispersão dos pontos é um indicativo da sensibilidade do método na busca pelo máximo: pequenas modificações nas curvas de entrada geram grandes variações nos parâmetros de saída¹⁴. Em alguns casos, majoritariamente para ângulos β_r distantes de β_{input} , essa sensibilidade é evidenciada pela não convergência do método. Nesses casos, a mediana foi obtida num conjunto menor do que 20 reconstruções, o que implica em uma dispersão ainda maior em \bar{S} . Apesar disso, os gráficos permitem a fácil identificação do

¹¹ Como o único parâmetro variável na geometria do eclipse é o ângulo de semi-abertura do disco, enquanto os demais parâmetros (i , q e R_d) são fixos, o termo “geometria β ” passa a significar a geometria de eclipse com ângulo de semi-abertura β .

¹² A utilização de um disco de acréscimo opticamente espesso em estado estacionário, com taxa \dot{M} de $10^{-9.5} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ foi baseada nos resultados de Ioannou et al. [1999] e representa uma estimativa inicial para as simulações. Verificou-se, após obter os perfis radiais de temperatura dos dados (próxima Subseção), que as diferenças entre essa distribuição suposta e os perfis verdadeiros não altera o resultado das simulações.

¹³ O intervalo de busca é varrido com incrementos de 0.5° para β_r entre 0° e 5° , e incrementos de 1° entre 5° e 9° .

¹⁴ Um resultado intuitivo confirmado em alguns testes durante as simulações é a relação entre a dispersão em \bar{S} e a relação S/N das curvas de eclipse de entrada.

ângulo de máxima entropia β_{\max} (indicados pelas marcas verticais na Figura 4.9).

Pode-se perceber que os valores de β_{\max} não são os mesmos valores utilizados para gerar as curvas de entrada (β_{input}). Seguindo o processo das simulações, os pares $(\beta_{\max}, \beta_{\text{input}})$ foram determinados a partir de curvas como as exibidas na Figura 4.9 e estão mostrados na Figura 4.10. Como se pode notar, os ângulos de máxima entropia são sistematicamente subestimados em relação ao ângulo de entrada β_{input} . Os ângulos de máxima entropia são iguais a zero até $\beta_{\text{input}} \sim 2^\circ$, apresentando uma relação linear aproximada $\beta_{\text{input}} \simeq \beta_{\max} + 1.5^\circ$ a partir desse valor. Essa relação linear permite estimar o ângulo de semi-abertura a partir da localização de β_{\max} nas reconstruções feitas sobre os dados. No entanto, é importante lembrar que outros elementos – como modulações orbitais ou assimetrias na distribuição de brilho – não foram considerados nas simulações. Testes de consistência feitos levando em conta esses elementos confirmam uma relação linear do mesmo tipo. As incertezas na determinação de β_{\max} foram estimadas de modo a considerar as possíveis diferenças causadas por esses elementos adicionais.

Todas as reconstruções que convergiram, o fizeram respeitando os vínculos de $\chi_{\text{aim}}^2 = 1$ e $R_{\text{aim}} = 0$ no ajuste da curva-modelo aos dados. Portanto a escolha entre os possíveis ângulos de semi-abertura deveria ser pelo que apresentasse a maior entropia. Porém, as simulações descritas nos parágrafos anteriores indicam que a máxima entropia acontece num ângulo menor do que o ângulo correto. Foi sugerido logo acima, que uma relação linear simples permite relacionar β_{\max} obtido ao β verdadeiro do disco de acréscimo, que não seria a solução de maior entropia. O que confirma que essa solução – que pode ser obtida conhecendo-se o ângulo β para o máximo S – seja a mais fiel em relação ao mapa de entrada? O que garante que a solução dita “real” reproduz melhor aquilo de maior interesse, os perfis radiais de intensidade do disco de acréscimo?

A resposta pode ser indicada por um exemplo. A Figura 4.11 apresenta os perfis radiais de intensidade do mapa mediano para diversos ângulos de reconstrução β_r (o ângulo de máxima entropia obtido está indicado). Foram geradas 100 curvas de luz a partir de uma geometria $\beta_{\text{input}} = 5^\circ$ e é mostrado em cada painel da Figura o perfil de intensidade do mapa de entrada (linha cheia) para comparação com os perfis medianos. A Figura 4.12

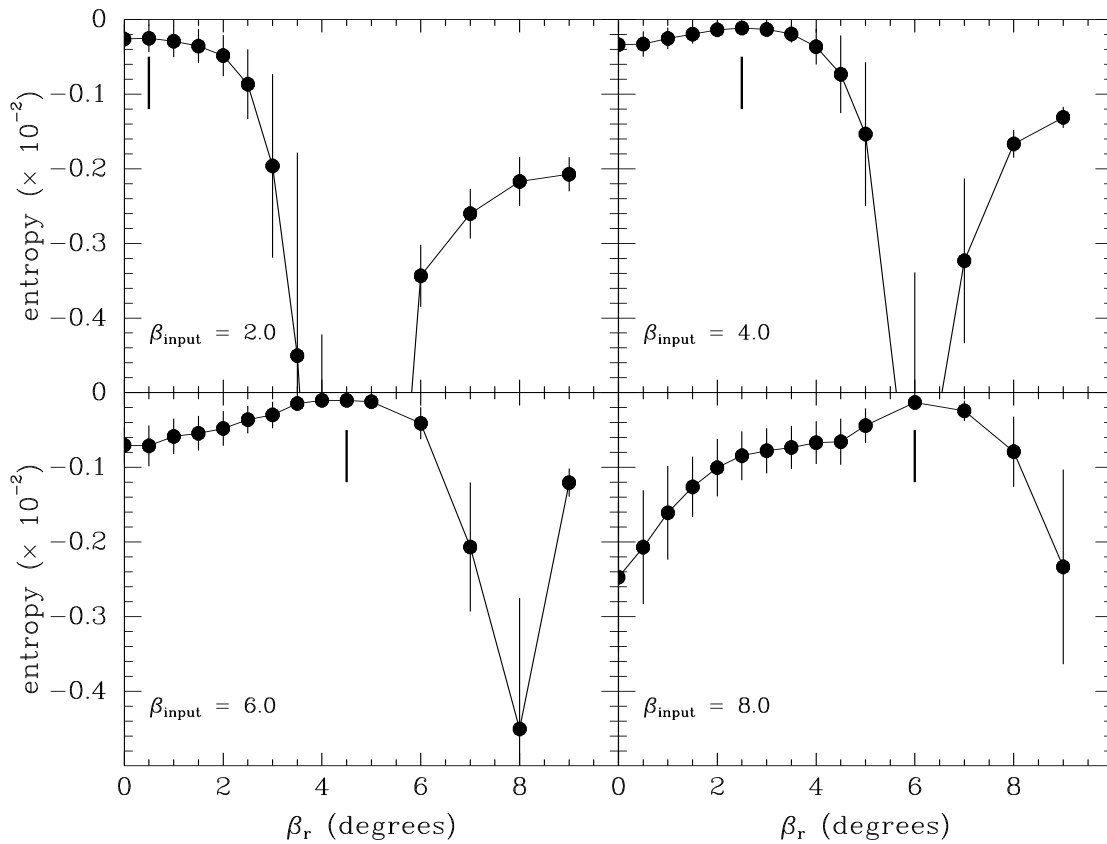


Fig. 4.9: Alguns exemplos das relações $\beta_r \times \bar{S}$ para diferentes ângulos β_{input} . Cada ponto representa o valor mediano de S das reconstruções válidas (convergentes) realizadas sobre 20 curvas sintéticas, essas últimas geradas utilizando uma geometria β_{input} . As barras de erros são os desvios absolutos medianos. As marcas verticais indicam os ângulos de máxima entropia β_{max} .

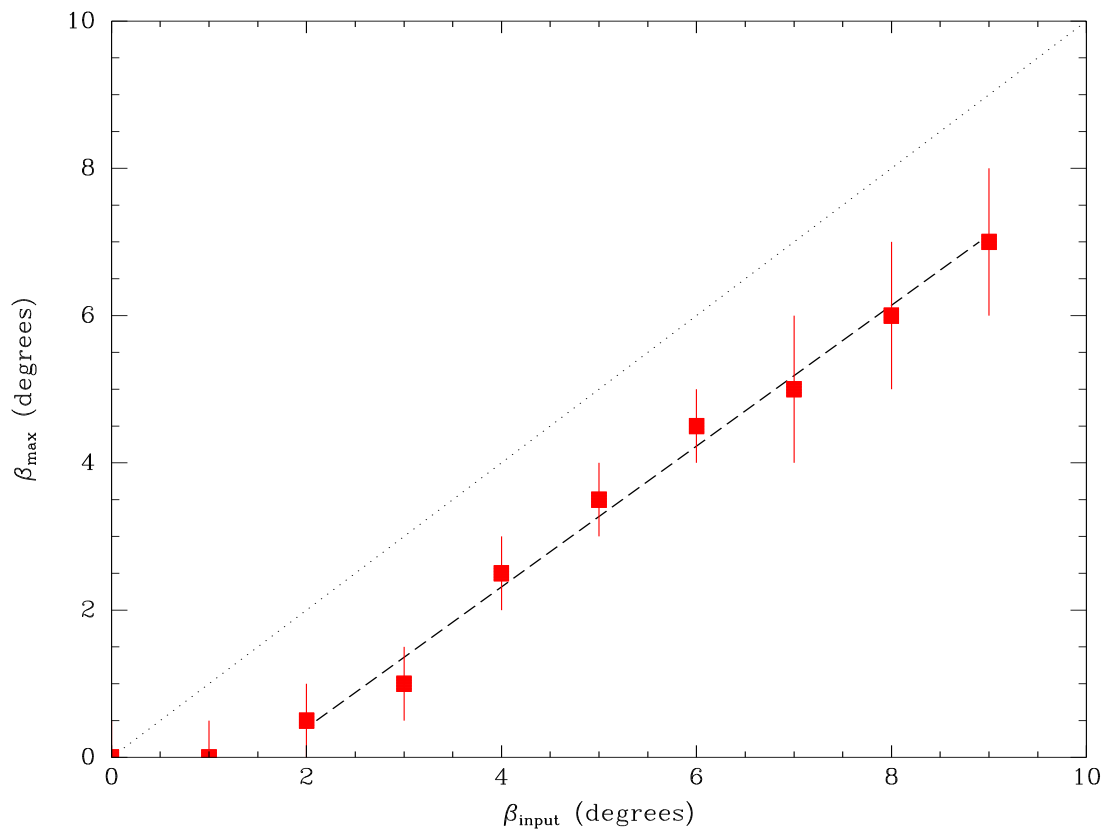


Fig. 4.10: Gráfico do ângulo de máxima entropia β_{max} em função do ângulo de entrada β_{input} . As barras de erro em β_{max} foram estimadas a partir das incertezas na determinação do máximo. A linha tracejada representa uma relação linear $\beta_{\text{input}} \simeq \beta_{\text{max}} + 1.5^\circ$ e a linha pontilhada uma reta $y = x$.

apresenta algumas grandezas relacionadas a cada bloco de 100 reconstruções por geometria β_r utilizada. Os painéis da esquerda exibem o comportamento da entropia em função de β_r (o painel inferior representa uma ampliação do superior próximo ao máximo). Os dois painéis à direita apresentam a contribuição percentual mediana ao fluxo total dos *pixels* da borda (painel superior) e da componente não-eclipsada (painel inferior). Com as duas figuras em mãos, percebe-se que as reconstruções feitas com o próprio ângulo β_{input} apresentam uma distorção na reprodução das partes externas do perfil radial. Esses *pixels* representam a parte do disco que nunca é eclipsada. Uma vez que não existe informação sobre a intensidade destes *pixels* no perfil do eclipse, o método tem a liberdade para transpor este fluxo para a componente não-eclipsada. Essa componente contribui com cerca de 10% do fluxo total.

A reprodução da distribuição radial de brilho nas partes externas do mapa é ainda pior para as reconstruções feitas com $\beta_r < \beta_{\text{input}} (= 5^\circ)$. Para reproduzir a mesma duração de eclipse, essas reconstruções com ângulos menores que 5° diminuem as intensidades dos *pixels* dos raios externos e consideram a contribuição desses *pixels* ao fluxo como uma componente não-eclipsada (espúria) elevada. Já as reconstruções feitas com ângulos de 6° e 7° , apesar de aparentarem uma reprodução melhor do perfil de entrada (porém com maior espalhamento) e uma componente não-eclipsada menor, produzem valores de entropia muito reduzidos. Isso pode ser entendido pela Figura 4.13, que mostra os perfis das reconstruções separados em parte frontal (*fs*) e parte traseira (*bs*) do disco. Em ângulos de 6° e 7° , a entropia reduzida é devida a uma grande assimetria frente-fundo artificialmente colocada no disco, em consequência da necessidade do programa de reproduzir a duração de eclipse maior imposta pelas curvas de luz de entrada (geradas com um ângulo de semi-abertura menor). A área efetiva dos *pixels* da borda ainda não é grande o suficiente para contribuir com o fluxo sem decréscimos significativos na entropia. As reconstruções com ângulos ainda maiores (8° e 9°) achatam as partes centrais da distribuição e apresentam uma borda que contribui significativamente no fluxo total. Ainda na Figura 4.13, pode-se especular que a entropia não é máxima em $\beta_r = 5^\circ$ devido à consideração, pelo método, daqueles *pixels* nunca eclipsados como componente não-eclipsada.

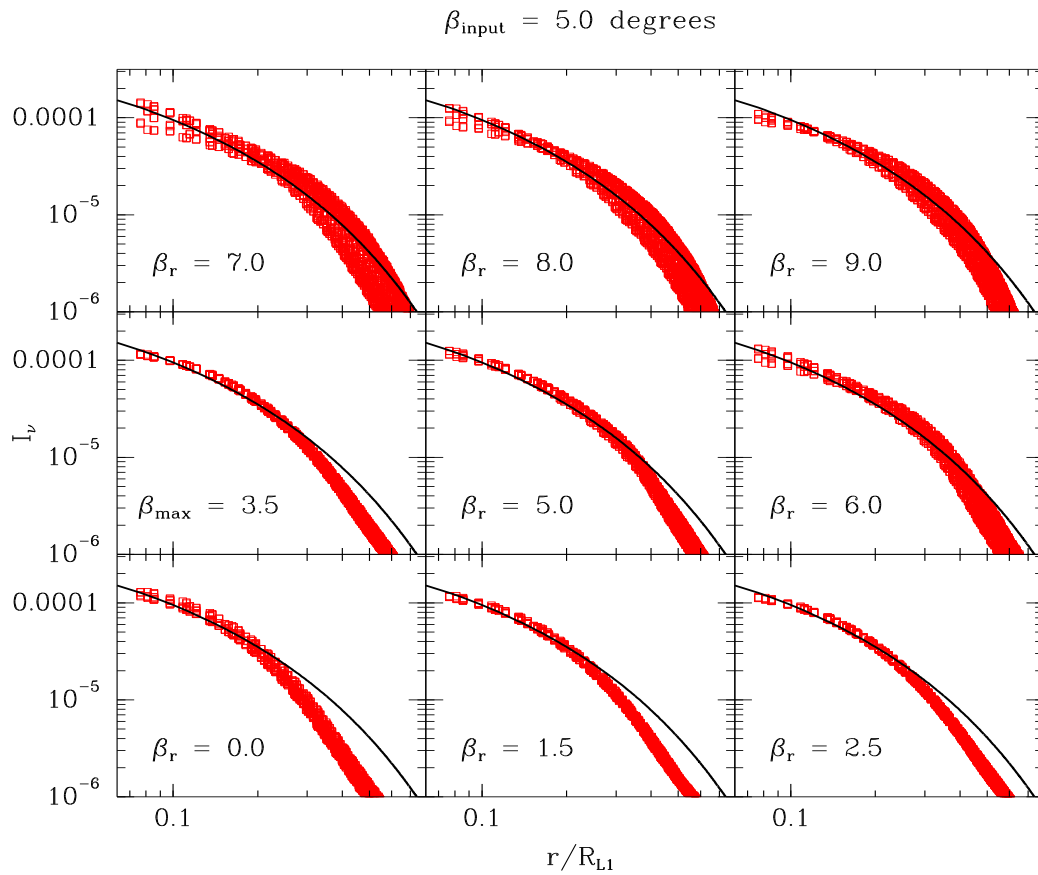


Fig. 4.11: Perfis radiais de intensidade do mapa mediano (de 100 reconstruções) para diversos ângulos de reconstrução β_r . As curvas de eclipse de entrada foram geradas para uma geometria $\beta_{\text{input}} = 5^\circ$. O ângulo cujas reconstruções alcançaram, na mediana, a maior entropia está indicado por β_{max} . A linha cheia representa a distribuição de brilho de entrada, um disco opticamente espesso em estado estacionário (Eq. 2.6) com uma taxa de acréscimo \dot{M} de $10^{-9.5} M_\odot \text{ano}^{-1}$ (e demais parâmetros da Tabela 4.2).

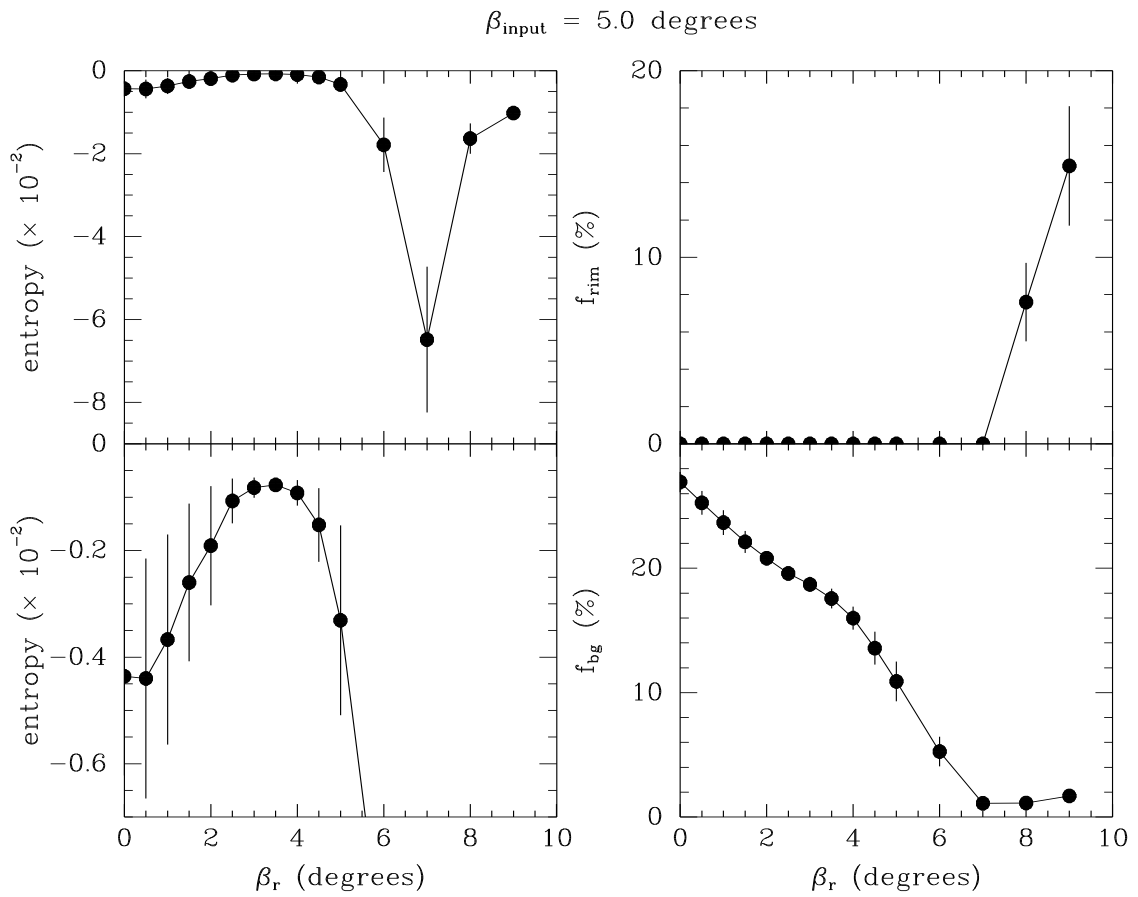


Fig. 4.12: Grandezas relacionadas a cada bloco de 100 reconstruções por geometria β_r . Nos painéis à esquerda está representada a relação $\beta_r \times \bar{S}$ (em detalhe no painel inferior). À direita está a contribuição percentual mediana ao nível fora de eclipse dos *pixels* da borda (painel superior) e da componente não eclipsada (painel inferior).

Isso força uma pequena assimetria frente-fundo na distribuição de brilho do disco quando o método procura reproduzir a mesma forma do eclipse de entrada.

À luz dessas constatações, a reconstrução feita com o ângulo “real” (5°) representa uma reprodução mais fiel se comparada à reconstrução de maior entropia ou às demais, apesar de apresentarem a mesma qualidade de ajuste de suas curvas-modelo. Todos os efeitos citados acima ficam mais evidenciados se é considerado uma distribuição radial plana (como esperado pelo MID para NAs em quiescência). Para ilustrar esse fato, a Figura 4.14 apresenta uma série de reconstruções similares à Figura 4.11, onde foi utilizado como entrada um perfil plano (de temperatura central igual a T_{wd}) cujo patamar de brilho se estende até $\sim 0.5R_{L1}$.

A análise do comportamento descrito acima – de todas as reconstruções β_r que se afastam da geometria de entrada β_{input} e das próprias reconstruções feitas com $\beta_r = \beta_{\text{input}}$ – foi estendida a ângulos de entrada no intervalo de 0° a 9° . A análise da confiabilidade na estimativa de β através do ângulo de máxima entropia, como feita acima para $\beta_{\text{input}} = 5^\circ$, indica que essa determinação funciona bem para os ângulos no intervalo de β citado acima. A Figura 4.15 indica que as distorções do método afetam as partes externas do mapa de eclipse ($r \gtrsim 0.5R_{L1}$) em regiões onde a intensidade cai a menos de 10% do máximo da distribuição de brilho, mas que o método reproduz satisfatoriamente a distribuição para $r \lesssim 0.5R_{L1}$. Cabe ressaltar que essas distorções tornam-se mais evidentes para os ângulos próximos ao limite superior do intervalo de β considerado no estudo. Quanto maior for o ângulo de abertura, maior a emissão nas partes nunca eclipsadas do disco (regiões mais afastadas do ponto L_1) e maior se torna a componente não eclipsada espúria, uma vez que o programa perde a capacidade de distinguir entre as duas coisas. Isto indica que o MME3D torna-se menos confiável no limite dos grandes ângulos de abertura ($\beta_{\text{input}} \gtrsim 9^\circ$) e das grandes inclinações ($i \sim 90^\circ$).

O painel superior da Figura 4.16 ilustra a componente não-eclipsada espúria induzida pelo método. Já o painel inferior da Figura 4.16 apresenta as intensidades médias espúrias introduzidas na borda do disco de acréscimo pelo método, consideradas nulas na distribuição de brilho inicial do disco em estado estacionário usado nas simulações e

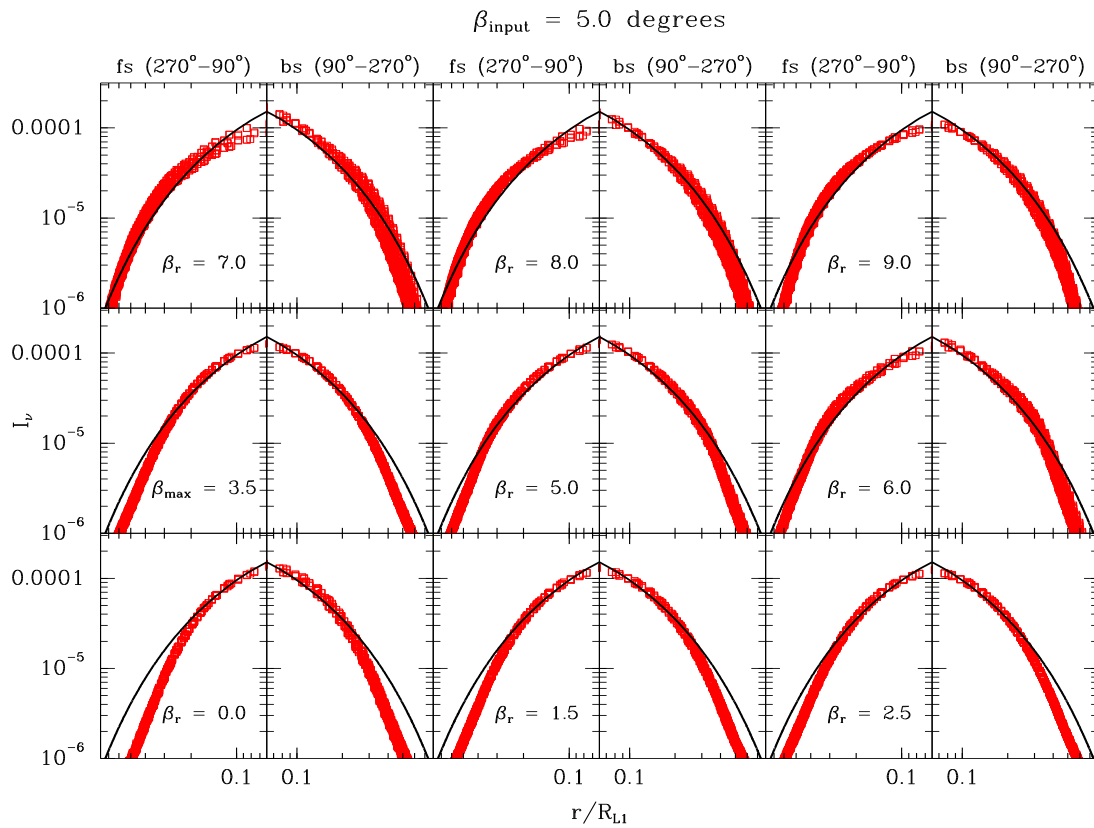


Fig. 4.13: Perfis radiais da Figura 4.11 separados em parte frontal (*fs*) e parte traseira (*bs*) do disco de acreção. A notação é a mesma da Figura 4.11.

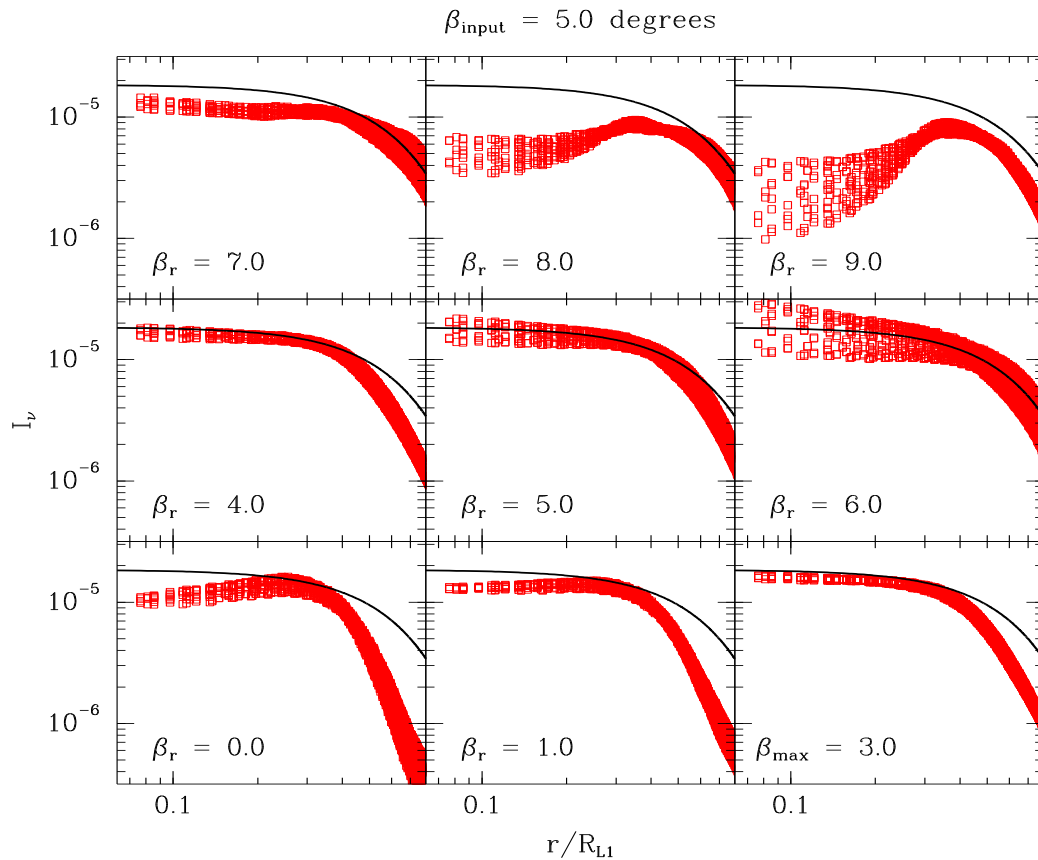


Fig. 4.14: Perfis radiais de intensidade do mapa mediano (de 100 reconstruções) para diversos ângulos de reconstrução β_r . As curvas de eclipse de entrada foram geradas sob uma geometria $\beta_{\text{input}} = 5^\circ$. O ângulo cujas reconstruções alcançaram, na mediana, a maior entropia está indicado por β_{max} . A linha cheia representa uma distribuição de brilho plana com temperatura central igual a 14000 K (T_{wd}). Nota-se que o ângulo de máxima entropia β_{max} nesse caso é diferente daquele obtido para uma distribuição de brilho de um disco opticamente espesso em estado estacionário (Figura 4.11). Essa diferença sistemática entre os dois casos é menor que as incertezas assumidas na relação $\beta_{\text{input}} \times \beta_{\text{max}}$.

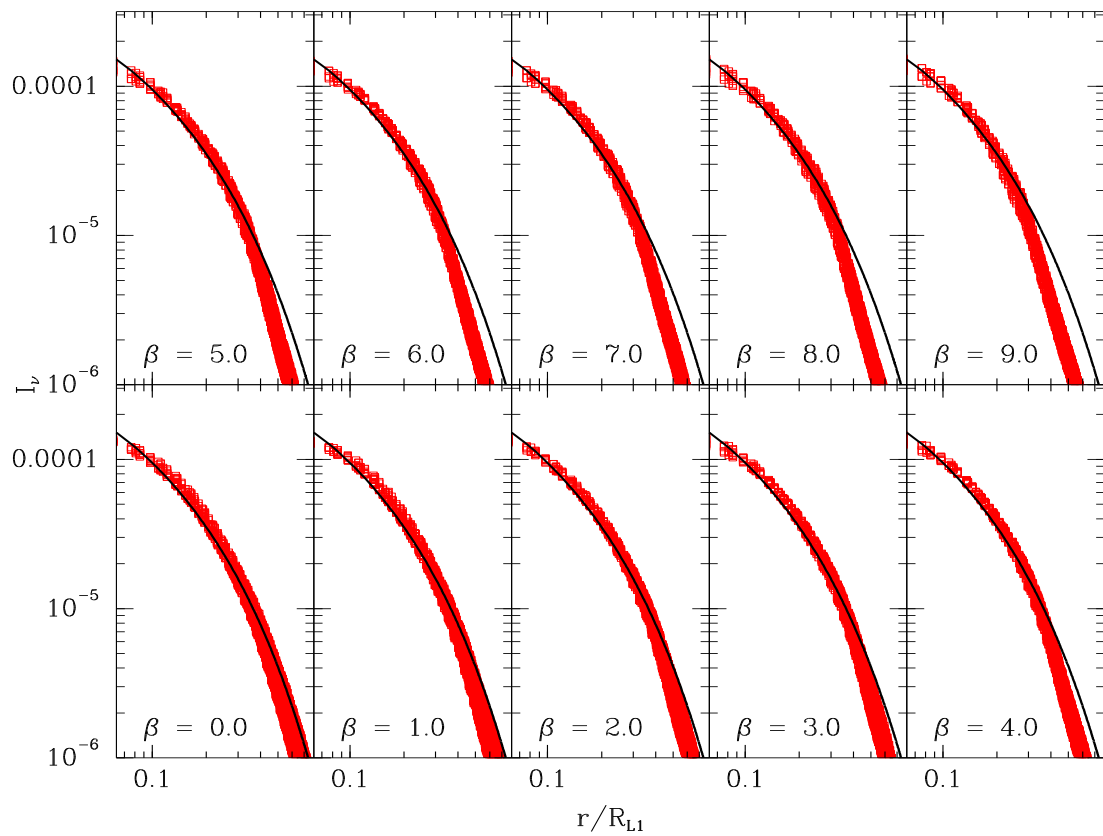


Fig. 4.15: Perfis radiais de intensidade do mapa mediano (de 100 reconstruções) para ângulos de reconstrução β iguais ao ângulo de entrada β_{input} . Ou seja, cada painel apresenta perfil das reconstruções feitas com o mesmo ângulo de entrada ($\beta = \beta_{\text{input}}$). Isso permite analisar as distorções inerentes ao método. A linha cheia representa uma distribuição de brilho de um disco opticamente espesso em estado estacionário (Eq. 2.6) com uma taxa de acréscimo \dot{M} de $10^{-9.5} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ (e demais parâmetros da Tabela 4.2).

assim igualmente reconstruída, como ilustra a figura. Quando a distribuição de brilho é simétrica e não existe fluxo na borda, o valor de R_d é irrelevante, visto que não afeta a distribuição de brilho nem a largura do eclipse. A borda serve apenas para levar em conta alguma modulação orbital. No caso das simulações, o raio adotado foi de $R_d = 0.35R_{L1}$.

E no caso do ângulo de semi-abertura real ser muito maior do que o intervalo de β utilizado nas simulações (no regime de auto-ocultação $i > 90^\circ - \beta$)? Para estes casos, testes indicam que os mapas apresentam distribuições de brilho com forte assimetria frente-fundo e grande componente não-eclipsada (espúria) para todas as geometrias feitas com ângulos sistematicamente menores que os reais. Essa assimetria mostrou-se impossível de ser removida com os ângulos no intervalo entre 0° e 9° . Portanto, se a aplicação do método aos dados de HT Cas resultar em mapas que não apresentam assimetrias frente-fundo notáveis, não existe razão para considerar que o verdadeiro β seja maior que o intervalo considerado no presente trabalho.

Em síntese, é possível utilizar a entropia do mapa de eclipse como critério para estimar o ângulo de semi-abertura do disco com uma precisão de $\pm 1^\circ$ para os casos em que $(i + \beta) < 90^\circ$, bem como recuperar corretamente a distribuição de brilho do disco para regiões não muito próximas à borda externa. Para ângulos crescentes – em consequência do fato que uma parcela maior do hemisfério do disco mais afastado da secundária não sofre eclipse (e, portanto, não existe informação sobre a distribuição de brilho desta região na forma do eclipse) – o método tende a introduzir uma componente não-eclipsada espúria. Nesta condição particular não é mais possível distinguir a existência de disco com abertura não desprezível de uma real componente não-eclipsada, confirmando os resultados de Wood (1994). Assim estabelecemos a confiabilidade na aplicação do esquema para estimativa de β e esclarecemos as distorções inerentes ao método, servindo ambos como referência para uma análise cautelosa dos resultados obtidos através do MME3D. O próximo passo foi, portanto, a aplicação do mapeamento por eclipse ao dados de HT Cas em erupção.

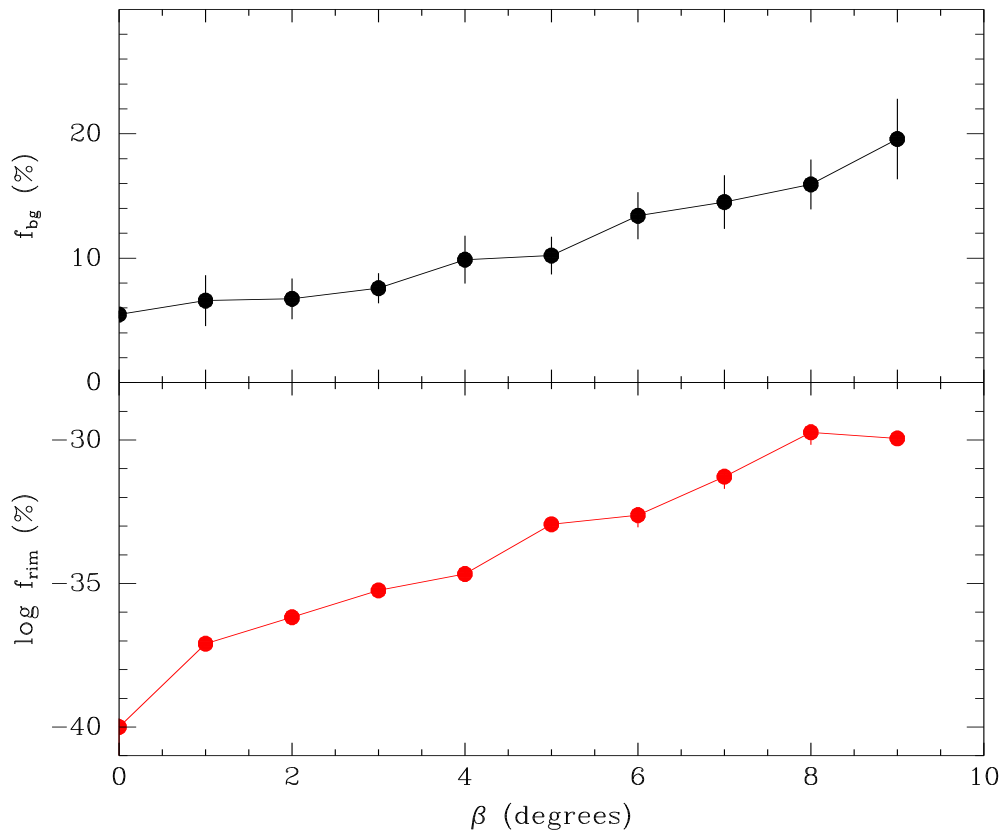


Fig. 4.16: Fluxo percentual mediano (do nível fora de eclipse) da componente não eclipsada (painel superior) e da borda (painel inferior) para ângulos de reconstrução β (eixo- x) iguais ao ângulo de entrada β_{input} . Ou seja, cada ponto representa a grandeza (f_{bg} ou f_{rim}) das reconstruções feitas com o mesmo ângulo de entrada ($\beta = \beta_{input}$). Note que o painel inferior está em escala logarítmica, indicando que a contribuição média da borda em todos os casos é praticamente zero.

4.4.2 Mapas de eclipse

Uma vez estabelecido o método para a determinação do ângulo de semi-abertura β do disco de acréscimo, aplicou-se o MME3D às curvas de dados de HT Cas listadas na Tabela 4.2. Os parâmetros de entrada (ou de geometria) utilizados foram $q = 0.15$ e $i = 81^\circ$ (Tabela 4.1) e os diferentes raios do disco de acréscimo ao longo da erupção estão listados na Tabela 4.3. O ângulo β para cada curva de luz foi estimado pelo método descrito anteriormente: buscou-se o ângulo de máxima entropia e a partir desse obteve-se o ângulo de semi-abertura real. A única diferença, no caso das curvas de dados, foi uma busca adicional pelos vínculos (χ^2 e R) que permitissem a convergência do método de mapeamento por eclipse tridimensional.

A solução obtida para a curva $n1b$ foi descartada devido à sua pequena cobertura orbital fora de eclipse, o que não permitiu uma convergência confiável do algoritmo de mapeamento. Da mesma forma, a solução obtida para a curva $n2b$, que apresenta baixa cobertura durante as fases de eclipse, também foi descartada. Apesar da amostragem incompleta de outras curvas do conjunto, elas possuem informação suficiente para realização de um mapeamento confiável (ver as simulações realizadas por Baptista 2001). As Figuras 4.17, 4.18 e 4.19 apresentam o resultado da aplicação do MME3D às curvas de dados de HT Cas ao longo da erupção de 1995. As reconstruções alcançaram um χ^2 final próximo ou igual a 1 para todas as curvas de luz. A nomenclatura dos dados segue a Tabela 4.2. Nos painéis centrais são mostrados os mapas de eclipse em escala logarítmica de tons de cinza (comum a todas as reconstruções). Regiões mais brilhantes estão indicadas em preto, e as menos brilhantes em branco. A barra horizontal inferior indica o nível de intensidade da escala logarítmica de tons de cinza utilizada. O número no canto inferior esquerdo de cada mapa de eclipse representa o tempo em dias em relação ao instante de meio-eclipse do ciclo $n1a$. Plotadas à esquerda estão as curvas de eclipse (pontos com barras de erros) e as curvas-modelo resultantes das reconstruções (linha cheia). A escala temporal está ampliada entre fases orbitais -0.2 e $+0.2$, o que permite uma melhor visualização do ajuste do modelo às fases de ingresso e egresso do eclipse. O traço horizontal

inferior representa o fluxo da componente não-eclipsada em cada caso. À direita estão representadas as distribuições azimutais de intensidade da borda. O ângulo de azimute de um pixel da borda, distante R_d , é medido em relação à linha que une os centros das duas estrelas, tomando valores positivos (negativos) no sentido anti-horário (horário) (com centro do azimute na primária), e variando entre $-\pi$ e $+\pi$.

As incertezas estatísticas nos mapas de eclipse foram estimadas por um procedimento de Monte Carlo (Rutten *et al.* 1992b). Para uma dada curva de luz, 20 curvas de luz artificiais foram geradas nas quais suas incertezas foram variadas independente e aleatoriamente de acordo com uma distribuição Gaussiana com desvio padrão igual à incerteza em cada ponto. As curvas de luz artificiais são ajustadas com o MME3D para produzir um conjunto de mapas de eclipse aleatórios. Esses são combinados para produzir um mapa mediano e um mapa dos resíduos em relação à mediana, que corresponde à incerteza estatística em cada *pixel*. Um mapa da significância estatística (ou o inverso do erro relativo) foi obtido dividindo o mapa de eclipse original pelo mapa dos desvios padrões. As incertezas obtidas com esse procedimento também foram usadas para estimar os erros nas distribuições radiais de intensidade e temperatura de brilho. Para todos os mapas de HT Cas, a região dos mapas de eclipse mostrada nas Figuras 4.17, 4.18 e 4.19 está acima de um nível de confiança de $6\text{-}\sigma$.

A Figura 4.20 apresenta a evolução do ângulo de semi-abertura β do DA de HT Cas ao longo da erupção de 1995, estimado através do método descrito anteriormente. O eixo temporal é contado em dias a partir instante de meio-eclipse do ciclo $n1a$. Os pontos podem ser relacionados ao mapas através dos valores exibidos no canto inferior esquerdo dos painéis centrais das Figuras 4.17, 4.18 e 4.19. Os ângulo de semi-abertura estimados (quadrados fechados) são sistematicamente menores que os obtidos por Ioannou *et al.* (1999), que estão indicados na figura por quadrados abertos. Note que os ângulos estimados por Ioannou *et al.* (1999) estão no regime em que ocorre a auto-ocultação das partes internas do disco de acréscimo, indicada pela linha pontilhada. O ângulo de semi-abertura do DA do objeto varia entre 3° e 5° ao longo da erupção, o que equivale a um intervalo de $0.05 - 0.1$ na escala de altura da fotosfera do DA ($\frac{h_d}{R_d} = \tan \beta$). Esse intervalo

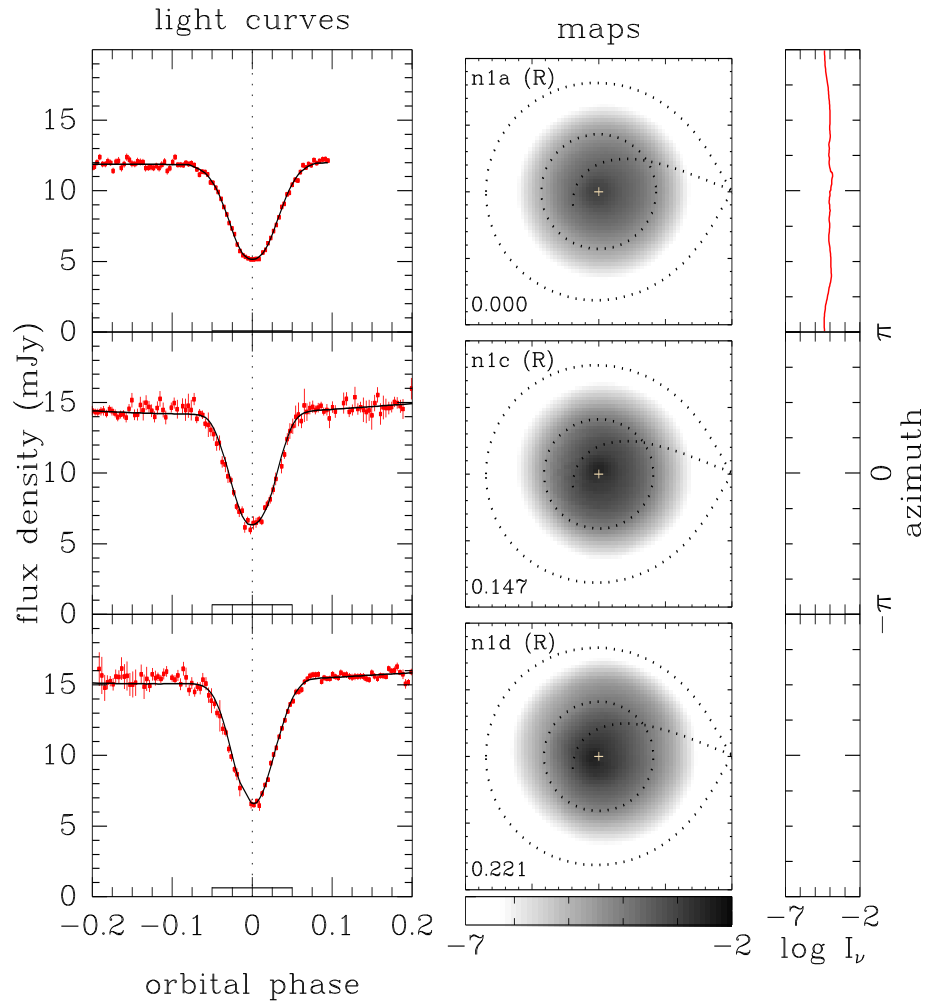


Fig. 4.17: Curvas de luz e mapas de eclipse de HT Cas na noite de 17/11. *Centro*: Mapas de eclipse em escala logarítmica de tons de cinza. A nomenclatura segue a Tab. 4.2 e o número no canto inferior esquerdo de cada painel indica o tempo em relação ao instante de meio-eclipse do ciclo $n1a$. Regiões brilhantes estão indicadas em preto e as regiões menos brilhantes em branco. A cruz indica o centro do disco, as linhas pontilhadas representam o lobo de Roche, a trajetória balística do jato de gás e o raio do disco de acordo com a Tabela 4.3. A secundária está à direita do mapa. A escala inferior corresponde a uma escala linear do logaritmo das intensidades entre -7 e -2. *Esquerda*: Curvas de dados (pontos com barras de erros) com suas correspondentes curvas-modelo (linhas cheias) obtidas a partir dos mapas de eclipse. O traço horizontal inferior representa o fluxo da componente não-eclipsada obtida. *Direita*: Distribuições azimutais de intensidade da borda .

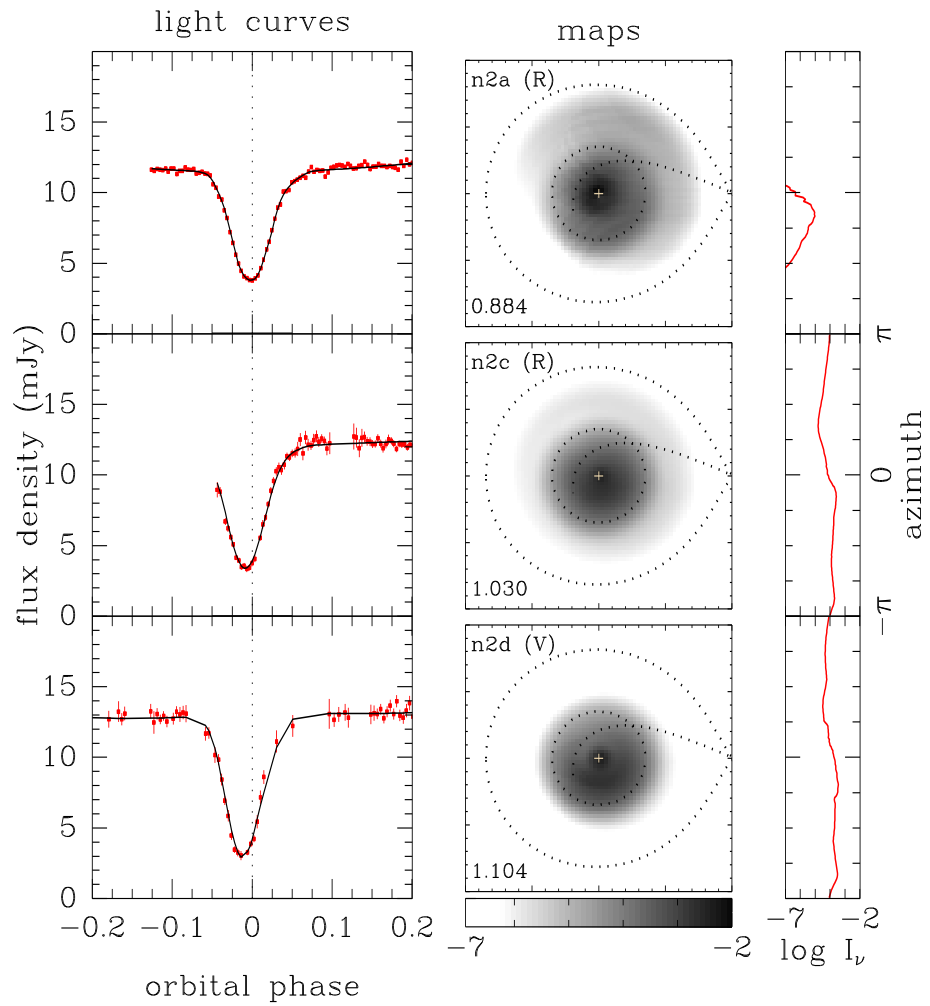


Fig. 4.18: Curvas de luz e mapas de eclipse de HT Cas na noite de 18/11. A nomenclatura segue a Tab. 4.2 e a notação é a mesma da Figura 4.17.

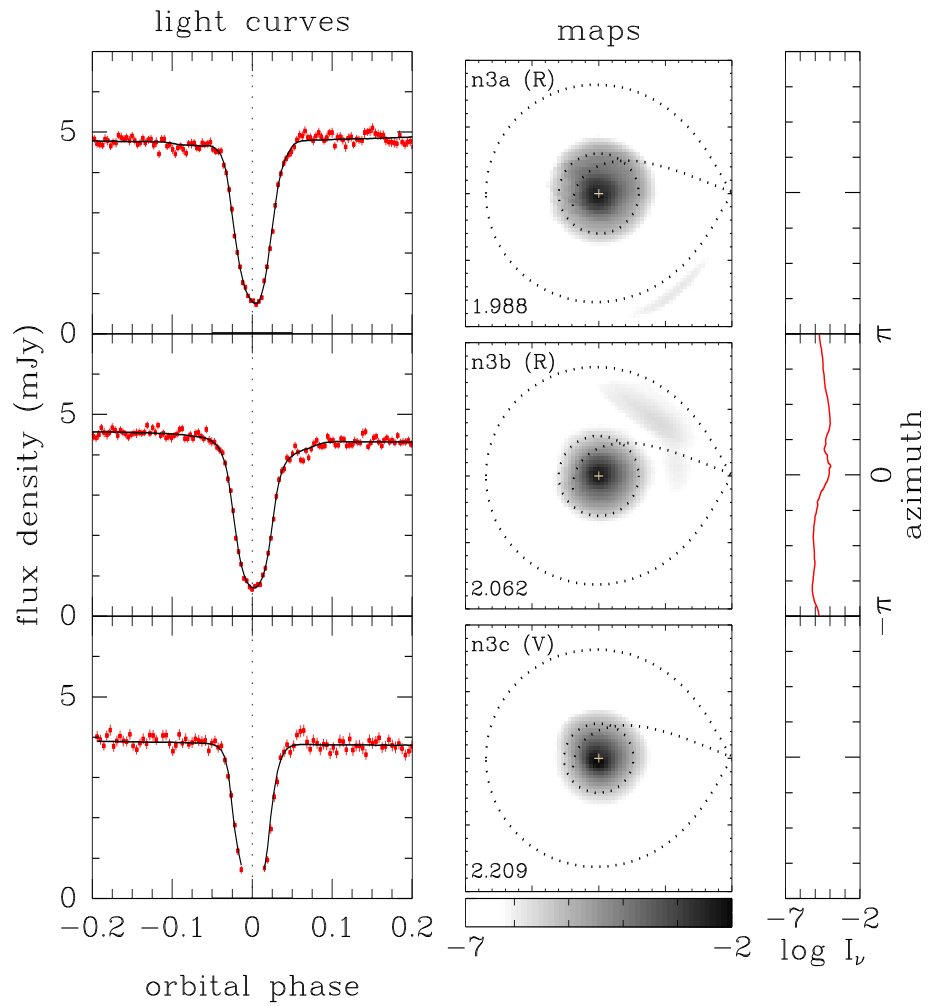


Fig. 4.19: Curvas de luz e mapas de eclipse de HT Cas na noite de 19/11. A nomenclatura segue a Tab. 4.2 e a notação é a mesma da Figura 4.17.

de valores é compatível ao intervalo obtido por Smak (1992) para discos opticamente espessos em estado estacionário, e sistematicamente maior que valor estimado para novas anãs em quiescência ($\frac{h_d}{R_d} \sim 0.02$). Existe evidência marginal de que o ângulo de abertura do disco diminui ao longo do declínio da erupção.

A contribuição da componente não-eclipsada é não-nula somente nas soluções $n1c$ e $n1d$, mesmo assim, representando apenas 5% do fluxo médio fora de eclipse nos dois ciclos. Isso é consequência de um disco extenso cujas as partes externas não são totalmente eclipsadas pela secundária, como confirmado projetando a sombra da secundária sobre essas duas distribuições de brilho. As soluções obtidas para os ciclos $n2c$ e $n2d$ apresentam uma contribuição significativa da borda no fluxo observado. Nesses ciclos, a posição azimutal da região brilhante da borda acompanha as assimetrias que surgem no disco no lado oposto ao do jato de gás proveniente da secundária (essas assimetrias serão discutidas na Subseção a seguir). Para o ciclo $n3b$ também foi obtida uma solução com borda que contribui significativamente para o fluxo do objeto e cuja posição azimutal da região brilhante corresponde, ao contrário da noite anterior, à região do *gas stream*. Essa borda auxilia no ajuste de uma curva de luz com fluxo médio anterior ao eclipse maior do que aquele posterior ao eclipse, como particularmente observado nesse ciclo.

4.4.3 Estruturas do disco de acréscimo

Os primeiros resultados qualitativos podem ser obtidos analisando o conjunto de mapas de eclipse na banda R da Figura 4.21. A seqüência dos “retratos” da erupção inicia-se no topo do lado esquerdo, seguindo a nomenclatura da Tab. 4.2. O número no canto inferior esquerdo de cada mapa de eclipse representa o tempo em dias em relação ao instante de meio-eclipse do ciclo $n1a$. Os progressivos adiantamentos ilustrados no diagrama O–C da Figura 4.5, sugerem a existência de estruturas bastante assimétricas na segunda noite. Para acompanhar a evolução dessas estruturas, os contornos de níveis de $\log I_\nu = -4.5$, -4.25 e -4.0 da componente assimétrica das distribuições de brilho foram sobrepostos

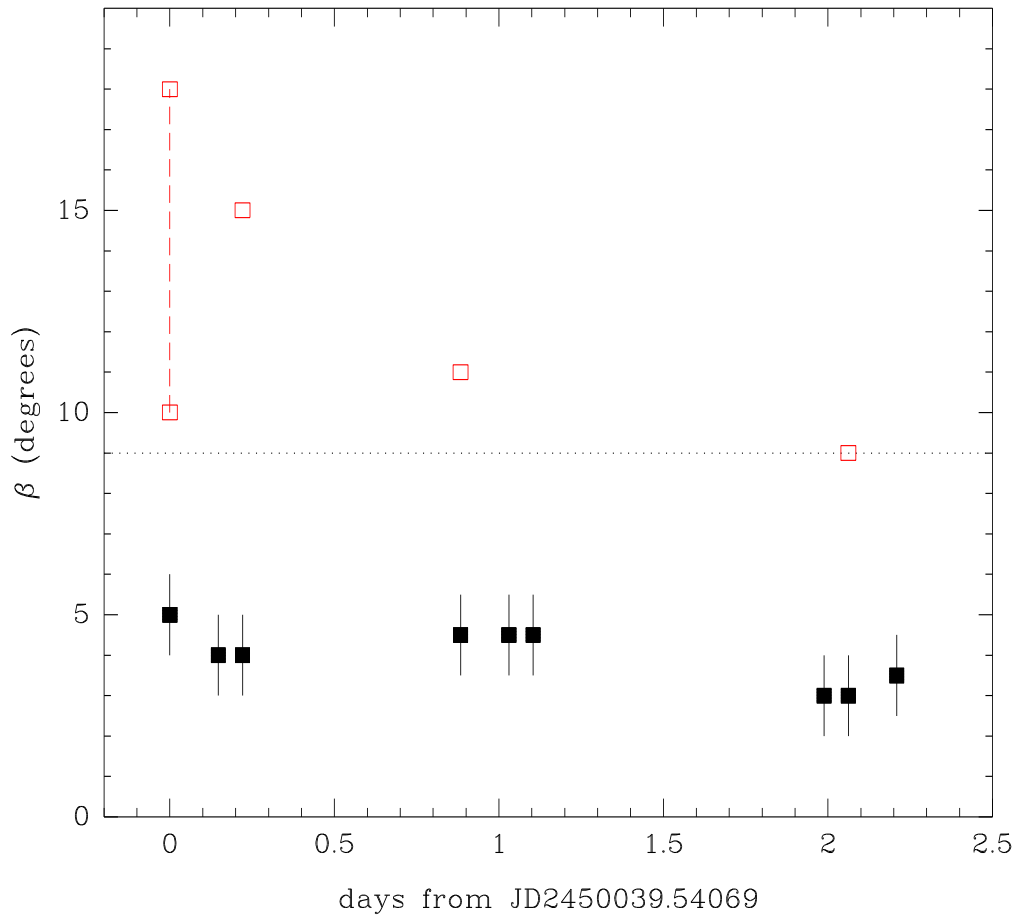


Fig. 4.20: Evolução do ângulos de semi-abertura β do DA de HT Cas ao longo da erupção de 1995. O eixo temporal é contado em dias a partir instante de meio-eclipse do ciclo $n1a$. O quadrados abertos representam os valores (ou intervalo de valores) dos ângulos obtidos por Ioannou *et al.* (1999), enquanto os quadrados abertos indicam os valores obtidos nesta tese. A linha pontilhada representa o limite de auto-ocultação das partes internas do disco de acréscimo (uma vez que $i = 81^\circ$).

aos mapas^{15,16}. Usando a mesma notação, a Figura 4.22 apresenta a evolução dos mapas em V .

Nas figuras, a evolução da emissão total (em tons de cinza) segue a descrição do formato das curvas de eclipse feita na Subseção 4.3.5: inicialmente as regiões externas do disco aumentam de brilho mais rapidamente. A seguir, o centro torna-se mais brilhante enquanto as partes externas vão progressivamente diminuindo de brilho. Na terceira noite, o disco segue a tendência de diminuição global de brilho, mantendo ainda uma distribuição de brilho concentrada nas regiões centrais. Os contornos indicam que ao longo da primeira noite surge uma fraca e extensa componente assimétrica no lado do disco onde está o *gas stream*. Na noite seguinte, os sucessivos adiantamentos do mínimo de eclipse revelam uma assimetria que se torna cada vez mais evidente no lado oposto do disco. Durante a fase de declínio tardio, uma assimetria volta a ser perceptível no lado do jato de gás.

É difícil argumentar que essas assimetrias ao longo da erupção sejam causadas por instabilidades de maré produzidas pela secundária (braços espirais ou *superhumps*), pois o raio do disco é menor que o raio onde começam a ocorrer esses fenômenos (Warner 1995; Steeghs & Stehle 1999). Além disso, no caso de braços espirais, espera-se a formação de *dois* braços (Armitage & Murray 1998; Boffin 2001), enquanto as assimetrias observadas estão somente de um dos lados do disco. Nos mapas da primeira e da última noite, uma alternativa seria considerar uma transferência de massa da secundária aumentada. Isso evidenciaria o jato de gás, justificando assim a assimetria (e o elevado raio do disco na primeira noite). No entanto, na segunda noite, a assimetria concentra-se progressivamente do lado oposto do *gas stream*. Essa movimentação da assimetria, partindo da parte frontal do disco em direção ao lado oposto ao jato, pode ser indício da formação de um disco elíptico precessionante, mesmo que o DA não alcance o raio teórico para que isso ocorra. Também pode ser um caso extremo em que um pulso de matéria suficientemente denso penetra num disco de baixa densidade, causando efeitos na continuação da trajetória

¹⁵ A componente assimétrica dos mapas é obtidas subtraíndo-se de cada *pixel* o valor da componente simétrica da emissão do disco, cuja determinação será descrita na próxima Subseção (4.4.4).

¹⁶ Somente dois contornos estão indicados sobre o mapa do ciclo *n1a* pois o pico de sua componente assimétrica não alcança $\log I_\nu = -4.0$.

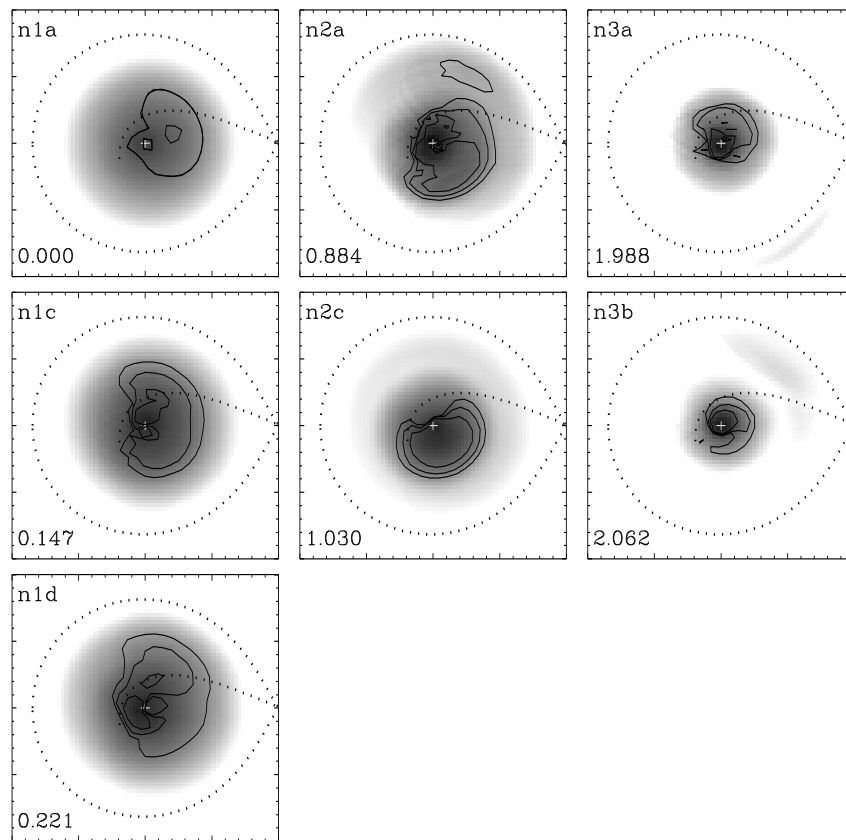


Fig. 4.21: Seqüência de mapas de eclipse em R ao longo da erupção de 1995. A nomenclatura segue a Tab. 4.2. A notação e a escala logarítmica de tons de cinza são as mesmas da Figura 4.17. Os contornos representam níveis de $\log I_\nu = -4.5, -4.25$ e -4.0 da componente assimétrica dos mapas.

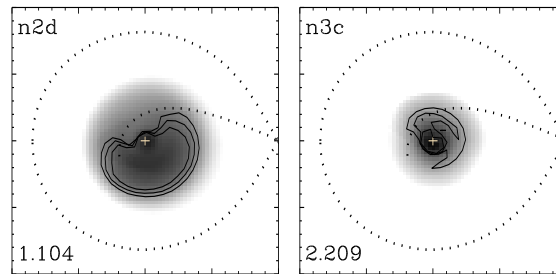


Fig. 4.22: Seqüência de mapas de eclipse em V ao longo da erupção de 1995. A nomenclatura segue a Tab. 4.2. A notação e a escala logarítmica de tons de cinza são as mesmas da Figura 4.17. Os contornos representam níveis de $\log I_\nu = -4.5, -4.25$ e -4.0 da componente assimétrica dos mapas.

balística do jato de gás, do lado oposto do disco. No entanto, essa hipótese parece ser contraditória com o fato de a erupção ser do tipo *outside-in*. De qualquer forma, é importante lembrar a característica marcante de HT Cas de não apresentar modulações orbitais causadas pela emissão anisotrópica de um *bright spot* – em contraste com o pronunciado *hump* orbital visto nas curvas de luz de outras NAs como OY Car (Wood *et al.* 1989), Z Cha (Wood *et al.* 1986) e IP Peg (Wood & Crawford 1986).

4.4.4 Velocidade das frentes de transição

No intuito de obter uma descrição quantitativa das mudanças que ocorrem no disco durante a erupção, foram analisadas as distribuições radiais de intensidade $I_\nu(r)$. O MID prevê que ondas de aquecimento e resfriamento propagam-se através do disco durante a transição entre o estado quiescente de baixa viscosidade e a erupção, com alta viscosidade. Os mapas de eclipse podem ser utilizados para medir a movimentação dessas frentes. No intuito de testar a presença de frentes e acompanhá-las ao longo da erupção de HT Cas, definiu-se um nível de referência arbitrário de $\log I_f = -4.5$. Com o objetivo de minimizar

a contribuição das assimetrias supostamente causadas pelo aumento da transferência de matéria da secundária (revelado pelas estruturas dos mapas), calculou-se a componente simétrica de emissão do disco. Essa componente é obtida dividindo o disco em um conjunto de *bins* radiais de $0.03 R_{L1}$ e ajustando um *spline* aos valores medianos do quartil inferior das intensidades na metade de cada *bin*. Esse *spline* ajustada em cada secção radial do disco é tomada com sendo a componente simétrica da emissão do disco. Esse processo preserva a base da distribuição radial enquanto remove toda estrutura azimutal. Ao fazer isso, considera-se que as mudanças na estrutura do DA com o tempo (como as frentes de transição) têm simetria axial. As incertezas obtidas nas intensidades ajustadas para a componente simétrica foram estimadas com o método de Monte Carlo descrito anteriormente.

Observa-se uma mudança significativa na posição radial do nível de referência ($\log I_f = -4.5$) ao longo da erupção de HT Cas. Essa posição radial se move para fora do disco na subida ao máximo da erupção (17/11), invertendo o sentido ao longo do declínio. Essas mudanças sugerem a presença de uma onda de aquecimento durante a subida, e de uma onda de resfriamento durante o declínio. Considerando que a mudança na posição radial do nível $\log I_f = -4.5$ representa mudanças na posição das ondas de aquecimento e resfriamento, usou-se as posições medidas juntamente com o intervalo de tempo entre os instantes de meio-eclipse para estimar a velocidade da frente ao longo da erupção. Entre os mapas de uma mesma noite, só foi possível medir uma velocidade da frente estatisticamente significativa na primeira noite. Entre os mapas *n1a* e *n1d*, o deslocamento e o intervalo de tempo eram significativamente maiores que suas incertezas. Nesse caso, a velocidade da frente de aquecimento é $v_{\text{heat}} = +1.15 \pm 0.10 \text{ km s}^{-1}$. A seguir, calculou-se a velocidade de deslocamento entre a posição radial no mapa *n1d* e a posição média representativa dos mapas em R da segunda noite (para determinar o intervalo de tempo, tomou-se o instante de meio-eclipse médio) obtendo-se uma velocidade de resfriamento de $v_{\text{cool},R} \leq -0.42 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$. Esse valor é tomado como limite superior, pois é provável que, na parte inicial do intervalo entre *n1d* e $\overline{n2R}$, ainda havia a frente de aquecimento movimentando-se para fora do disco. A Figura 4.23 apresenta a evolução da intensidade

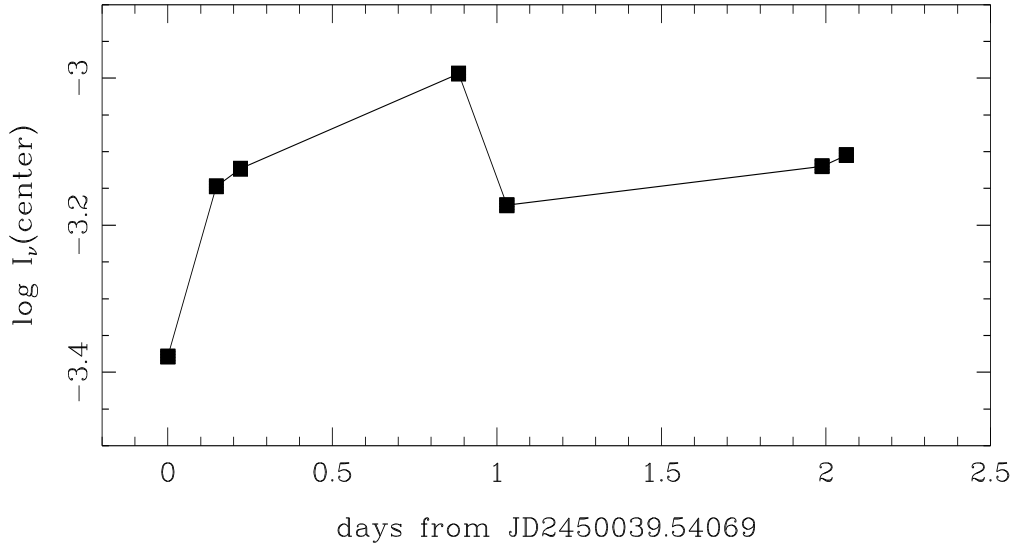


Fig. 4.23: Evolução da intensidade média em R dos *pixels* centrais (com distância ao centro menor que $0.1 R_{L1}$) dos mapas de eclipse ao longo da erupção de 1995. O eixo temporal é contado em dias a partir instante de meio-eclipse do ciclo $n1a$.

média R dos *pixels* centrais (*i.e.*, com distância ao centro menor que $0.1 R_{L1}$) dos mapas de eclipse ao longo da erupção e, a partir dela, infere-se que houve um máximo de brilho das partes centrais em algum ponto entre a primeira e a segunda noite. Na sequência, calculou-se uma velocidade de $v_{\text{cool},R} = -0.46 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ entre o ciclo $\overline{n2R}$ e o ciclo $\overline{n3R}$ (este último obtido de forma similar ao primeiro). Essa velocidade é coerente com a velocidade na banda V de $v_{\text{cool},V} = -0.43 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$, calculada entre os mapas $n2d$ e $n3c$. Esses resultados estão sumarizados na Tabela 4.4, onde R_f é o raio onde a intensidade cai abaixo de $\log I_f = -4.5$, Δt é o intervalo de tempo entre os ciclos (individuais ou representativos) e $v_f = (\Delta R_f / \Delta t)$ é a velocidade da frente de se move.

O valor da velocidade da frente de resfriamento obtido para HT Cas na primeira noite após o máximo ($n2 \rightarrow n3$: $v_f \sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$) é similar aos valores obtidos para EX Dra ($v_{\text{cool}} \sim 0.4 - 0.7 \text{ km s}^{-1}$; Baptista & Catalán 2001), V4140 Sgr ($v_{\text{cool}} \sim 0.5 \text{ km s}^{-1}$; Borges & Baptista 2005) e V2051 Oph ($v_{\text{cool}} \sim 0.3 \text{ km s}^{-1}$ na primeira noite após o máximo do objeto; Baptista *et al.* 2007). Esse valor está entre o estimado para OY Cas

Tab. 4.4: Medição da velocidade das frentes de transição

Sequência de ciclos	R_f (R_{L1})	ΔR_f (R_{L1})	Δt (dias)	v_f (km s^{-1})
$n1a \rightarrow n1d$	0.31 \rightarrow 0.38	+0.07	0.221	$+1.15 \pm 0.10$
$n1d \rightarrow \overline{n2R}$	0.38 \rightarrow 0.29	-0.09	0.773	-0.42 ± 0.05
$\overline{n2R} \rightarrow \overline{n3R}$	0.29 \rightarrow 0.16	-0.13	1.031	-0.46 ± 0.04
$n2d \rightarrow n3c$	0.29 \rightarrow 0.16	-0.13	1.105	-0.43 ± 0.04

($v_{\text{cool}} \sim 0.14 \text{ km s}^{-1}$; Bruch, Beele & Baptista 1996) e para IP Peg ($v_{\text{cool}} \sim 0.8 \text{ km s}^{-1}$; Bobinger *et al.* 1997). Levando-se em conta que $v_{\text{cool},R}$ é um limite superior para a velocidade da frente na primeira noite após o máximo, não existe evidência de que ocorre uma desaceleração da frente de resfriamento à medida que a mesma viaja ao longo do disco, em contradição com as previsões do MID (Menou *et al.* 1999).

Em termos da parametrização de Shakura & Sunyaev (1973) (Eq. 2.8), o parâmetro de viscosidade do estado alto pode ser escrito como a razão entre a velocidade da frente de aquecimento ao longo do disco (v_{heat}) e a velocidade do som dentro da frente (c_s) (Lin *et al.* 1985; Canizzo 1993),

$$\alpha_{\text{hot}} \simeq \frac{v_{\text{heat}}}{c_s} = 0.082 \left(\frac{v_{\text{heat}}}{\text{km s}^{-1}} \right) \left(\frac{T_f}{18\,000 \text{ K}} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.17)$$

onde T_f é a temperatura da frente de aquecimento. Supondo $T_f = 18\,000 \text{ K}$ como limite inferior da temperatura da frente de aquecimento (Menou *et al.* 1999), obtém-se $\alpha_{\text{hot}} > 0.1$ para HT Cas em erupção.

4.4.5 Distribuições radiais de temperatura

Um jeito simples de testar os modelos teóricos é converter as intensidades dos mapas de eclipse em temperatura de brilho de corpo negro T_b , que podem ser comparadas diretamente às temperaturas efetivas previstas para um disco opticamente espesso em estado estacionário (Eq. 2.6) ou à temperatura crítica (Eq. 4.1), acima da qual o gás do disco deve manter-se em erupção. Cabe ressaltar que a relação entre a temperatura efetiva e a temperatura de brilho monocromática não é trivial, requerendo a construção de modelos

de estrutura vertical do disco de acréscimo (Baptista *et al.* 1998). A modelagem detalhada do espectro do disco está fora do escopo deste trabalho, portanto a análise das distribuições radiais de temperatura de brilho deve ser considerada com cuidado. Por outro lado, a comparação com as Eqs. 2.6 e 4.1 pode ser satisfatoriamente aplicada às regiões opticamente espessas do disco, onde se espera que a temperatura de brilho seja próxima à temperatura efetiva. Portanto, a análise pode ser um bom indicador do comportamento do disco, se a hipótese de emissão opticamente espessa em novas-anãs em erupção for válida.

As Figuras 4.24, 4.25 e 4.26 mostram a evolução das distribuições radiais de temperatura de brilho ao longo da erupção de 1995 em escala logarítmica. A temperatura de brilho que reproduz o brilho superficial de cada pixel foi calculada considerando uma distância de 140 pc (Tabela 4.1). O disco foi dividido em *bins* radiais de $0.03 R_{L1}$ e uma temperatura de brilho mediana foi calculada para cada *bin*. Esse perfil mediano é representado pelos círculos cheios nas figuras, e a linha tracejada indica os limites de $\pm 1\sigma$ das temperaturas medianas de cada *bin*. Os valores elevados de σ nas distribuições da segunda noite, principalmente nos ciclos *n2c* e *n2d*, refletem as assimetrias dos mapas de eclipse. As linhas pontilhadas representam os modelos de discos opticamente espessos em estado estacionário para taxas de acréscimo de massa de $10^{-8.5}$ (linha superior), $10^{-9.0}$, $10^{-9.5}$, $10^{-10.0}$ e $10^{-10.5} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linha inferior)¹⁷. A linha traço-ponto indica a temperatura efetiva crítica T_{crit} , abaixo da qual a instabilidade térmica do gás deve ocorrer de acordo com o MID (Eq. 4.1).

No mapa do ciclo *n1a*, as temperaturas variam de $\simeq 15\,000$ K nas partes centrais ($r = 0.1 R_{L1}$) até $\simeq 7\,000$ K na borda do disco ($r = 0.4 R_{L1}$). Ao longo dessa primeira noite, o disco todo aumenta de brilho, alcançando temperaturas de $\simeq 20\,000$ K nas partes centrais ($r = 0.1 R_{L1}$) e $\simeq 8\,000$ K na borda do disco ($r = 0.4 R_{L1}$) no mapa *n1d*. Nessa fase de subida ao máximo, o DA de HT Cas apresenta distribuições de temperatura mais planas que a lei $T(r) \propto r^{-3/4}$ esperada para o acréscimo de massa em estado estacionário

¹⁷ Os modelos foram calculados através da Eq. 2.6, assumindo valores de $M_1 = M_{\text{wd}} = 0.61 M_{\odot}$ e de $R_1 = M_{\text{wd}} = 0.0118 R_{\odot}$ (Tab. 4.1).

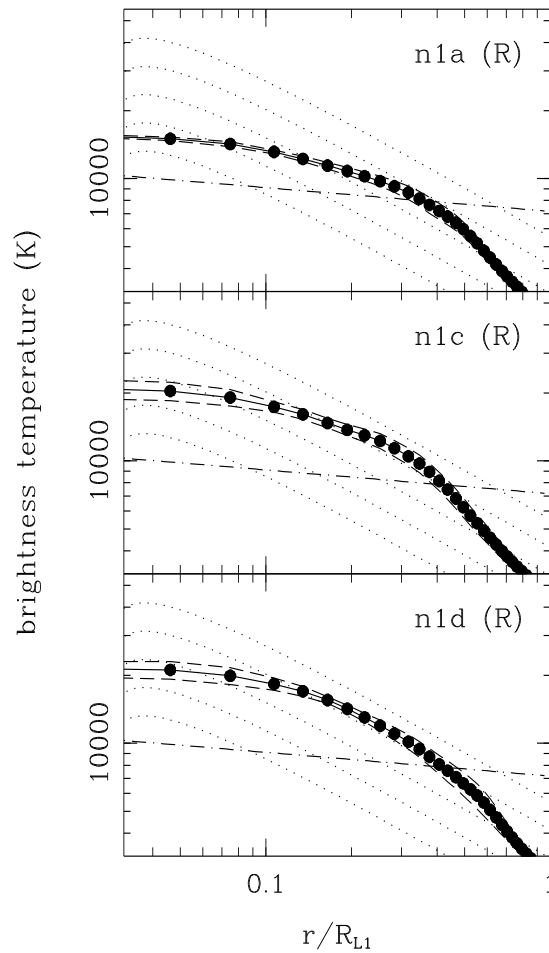


Fig. 4.24: Evolução das distribuições radiais de temperatura de brilho durante a primeira noite do conjunto de dados (17/11). A nomenclatura segue a Tab. 4.2. As linhas pontilhadas representam os modelos de discos opticamente espessos em estado estacionário para taxas de acréscimo de massa de $10^{-8.5}$ (linha superior), $10^{-9.0}$, $10^{-9.5}$, $10^{-10.0}$ e $10^{-10.5} M_{\odot} \text{ano}^{-1}$ (linha inferior). A linha traço-ponto indica a temperatura efetiva crítica T_{crit} , abaixo da qual a instabilidade térmica do gás deve ocorrer de acordo com o MID.

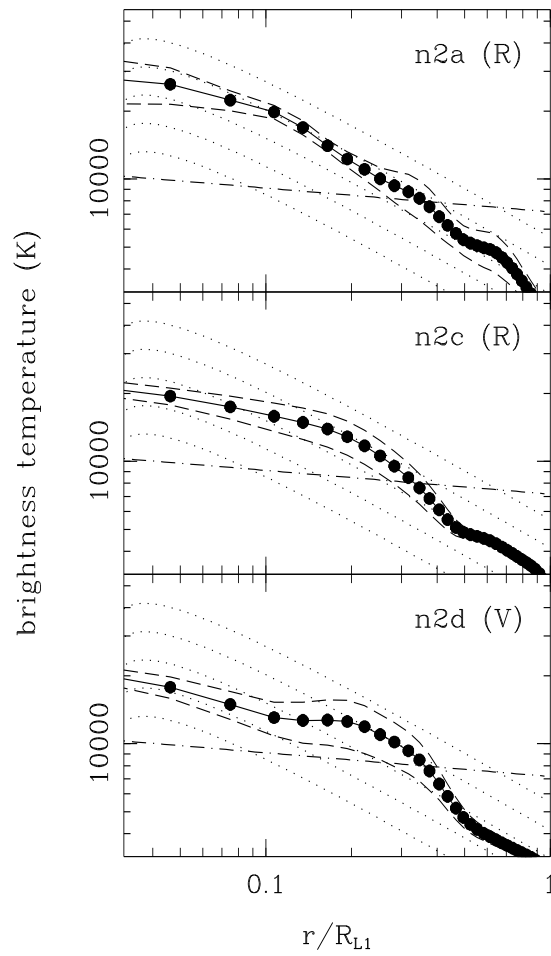


Fig. 4.25: Evolução das distribuições radiais de temperatura de brilho durante a segunda noite do conjunto de dados (18/11). A nomenclatura segue a Tab. 4.2 e a notação é a mesma da Figura 4.24.

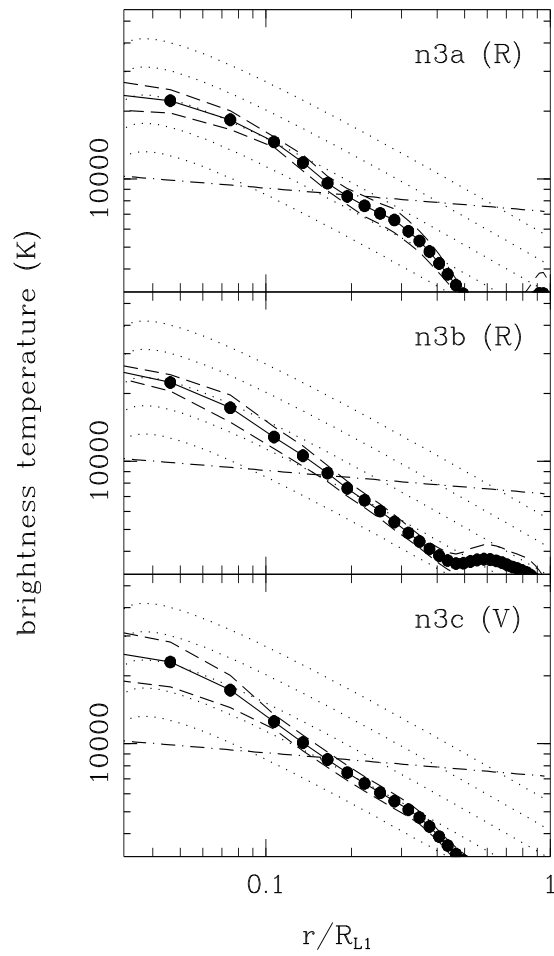


Fig. 4.26: Evolução das distribuições radiais de temperatura de brilho durante a terceira noite do conjunto de dados (19/11). A nomenclatura segue a Tab. 4.2 e a notação é a mesma da Figura 4.24.

(Eq. 2.6) para $r < 0.4 R_{L1}$, semelhantes àsquelas observadas durante sua quiescência e de outras NAs (Wood *et al.* 1986,1989,1992). Apesar do aumento da temperatura das partes centrais do DA, também observa-se uma aumento da temperatura das partes externas, mantendo os perfis planos durante as observações.

Na segunda noite de observações, as temperaturas centrais na banda R ($r = 0.1 R_{L1}$) caem de $\simeq 25\,000$ K ($n2a$) para $\simeq 20\,000$ K ($n2c$), enquanto as temperaturas das regiões externas ($r = 0.4 R_{L1}$) mantêm-se constantes ($\simeq 7\,000$ K) durante essa fase (declínio inicial). Devido a esse fato, o DA inicialmente segue bem a lei $T(r) \propto r^{-3/4}$ (ciclo $n2a$), tornando-se mais plano em suas partes centrais ao longo da noite (ciclo $n2c$). Apesar da grande dispersão causada pela assimetria dos mapas, a distribuição na banda V ($n2d$) parece em bom acordo com a distribuição na banda R ($n2c$), sugerindo que o DA era opticamente espesso nessa fase e que as temperaturas de brilho são boas aproximações da temperatura efetiva do gás. Na última noite, as temperaturas centrais mantêm-se em $\simeq 20\,000$ K, enquanto as temperaturas de $\simeq 7\,000$ K são observadas em raios mais internos ($r = 0.2 R_{L1}$), também mantendo-se constantes ao longo do declínio tardio. Dessa forma, todas as distribuições observadas na noite estão em bom acordo com a lei $T(r) \propto r^{-3/4}$ de DAs em estado estacionário, mas para uma taxa de acréscimo menor que a verificada na noite anterior. Observa-se, como na noite anterior, uma semelhança entre a distribuição na banda V ($n3c$) e a distribuição na banda R ($n3b$).

De uma forma geral, a distribuição de temperatura de brilho do DA de HT Cas evolui de um perfil plano nas regiões centrais na subida ao máximo, para uma distribuição que segue a lei $T(r) \propto r^{-3/4}$ no declínio. Ao longo desse declínio, o perfil do disco evolui entre estados estacionários, variando sua taxa de acréscimo \dot{M} . Ajustando esses modelos de discos em estado estacionário às distribuições, estima-se uma taxa de acréscimo de $\dot{M}_{n2} = (7.2 \pm 0.8) \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ no declínio inicial e de $\dot{M}_{n3} = (2.3 \pm 0.5) \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ no declínio tardio. No cenário do MITM, a evolução durante o declínio pode ser interpretada como resposta de um disco viscoso a uma redução na taxa de transferência de massa por um fator ~ 3 , que corresponde a uma redução de brilho de 1.2 mag. Esse valor está de acordo com o observado nos dados de HT Cas em erupção em 1995, onde calcula-se

$\Delta R \simeq 1.1$ mag e $\Delta V \simeq 1.3$ mag entre 18/11 e 19/11 (ver Subseção 4.3.5, onde estima-se o nível de brilho fora de eclipse).

De acordo com o MID, existe uma temperatura efetiva crítica, T_{crit} , abaixo da qual o disco deve estar enquanto em quiescência, permitindo que ocorra a instabilidade térmica; e acima da qual o DA deve manter-se, num regime de alta viscosidade e transferência de massa enquanto está em erupção (Eq. 4.1). Em outras palavras, discos em erupção devem ser mais quentes que T_{crit} . Essa temperatura crítica está indicada como uma linha traço-ponto nas Figuras 4.24–4.26. No caso de HT Cas, a evolução das distribuições radiais de temperatura é consistente com o MID: as regiões do DA onde observam-se mudanças durante a erupção estão sempre acima de T_{crit} . No intuito de testar a consistência desse resultado, as reconstruções foram refeitas após a remover o fluxo de uma anã branca de temperatura $T_{\text{wd}} = 14\,000$ K das curvas de eclipse, considerando seus dois hemisférios visíveis¹⁸. Em nenhum dos ciclos, a subtração da anã branca (mesmo com fluxo superestimado) foi suficiente para trazer as partes centrais das distribuições abaixo de T_{crit} .

4.5 Resultados: a origem das erupções de HT Cas

Foi analisada a curva histórica de HT Cas construída a partir de observações de astrônomos amadores. A seguir, foi aplicada uma concepção tridimensional do método de mapeamento por eclipse aos dados do objeto, coletados durante uma erupção em novembro de 1995. A implementação desse método permitiu, além de obter as distribuições superficiais de intensidade de brilho do disco e da borda, estimar também os ângulos β de semi-abertura do disco de acréscimo ao longo da erupção. A seguir, sumariza-se os resultados obtidos:

- (i) A erupções normais de HT Cas têm duração média de $W \simeq 4$ dias, amplitude de $3 - 3.5$ mag e escalas de tempo de subida τ_r e declínio τ_d de $\simeq 0.4$ e $\simeq 0.9$ dias mag⁻¹, respectivamente;

¹⁸ Que representa um limite superior, uma vez que se espera que o disco de acréscimo em novas-anãs em erupção seja opticamente espesso e, portanto, somente um dos hemisférios estaria visível (Smak 1992).

- (ii) O tempo médio de recorrência das erupções T_C do objeto é de 800 dias. Porém, o diagrama O–C dos instantes de máximo brilho revela que tempo de recorrência sofre variações bruscas, como, por exemplo, um período de 6 anos sem erupções – entre 1989 e 1995 – seguido por um período igual em que ocorrem 7 erupções, com recorrência média de 400 dias;
- (iii) Não houve aumento significativo no raio do disco de acrecimento (R_d) durante a erupção de novembro de 1995. O raio máximo alcançado pelo objeto foi de $\simeq 0.4 R_{L1}$ durante a subida ao máximo, valor comparável ao cotado na literatura para o objeto em quiescência ($0.35 R_{L1}$);
- (iv) Os ângulos de semi-abertura β estimados ao longo da erupção são sistematicamente menores que os obtidos por Ioannou *et al.* (1999), variando entre 3° e 5° , o que equivale a um intervalo de 0.05 – 0.1 na escala de altura da fotosfera do DA. Existe evidência marginal de que o ângulo de abertura do disco diminui ao longo do declínio da erupção;
- (v) Os mapas de eclipse revelam que ao longo da primeira e da terceira noite de observações surge uma componente assimétrica no lado do disco onde está o *gas stream*. Na noite seguinte, os progressivos adiantamentos do instante de mínimo do eclipse revelam uma assimetria que se torna cada vez mais evidente no lado oposto do disco;
- (vi) Estima-se uma velocidade da onda de aquecimento de $v_{\text{heat}} = +1.4 \text{ km s}^{-1}$ na subida ao máximo brilho da erupção. Durante o declínio, o valor da velocidade da onda de resfriamento calculado foi de $v_{\text{cool}} = -0.4 \text{ km s}^{-1}$;
- (vii) A distribuição radial de temperatura de brilho do DA de HT Cas evolui de um perfil plano nas regiões centrais na subida ao máximo, para uma distribuição que segue a lei $T(r) \propto r^{-3/4}$ no declínio.
- (viii) O perfil das erupções, a variação do formato das curvas de eclipse e dos mapas de eclipse sugerem a caracterização da erupção de 1995 como do tipo *outside-in*.

Quando comparados às previsões teóricas, nenhum dos resultados individuais sumarizados acima e discutidos no texto, se tomados separadamente, são suficientes para descartar o MID como mecanismo responsável pelas erupções de HT Cas. No entanto, quando considerados em conjunto, os resultados expostos tornam-se uma forte evidência contrária ao MID, favorecendo o MITM como causa das erupções do objeto. Pode ser argumentado a favor do MITM que (a) não é possível explicar as variações no intervalo de recorrência das erupções de HT Cas no contexto do MID; (b) existe evidência de \dot{M}_2 aumentada na primeira noite (emissão assimétrica no jorro de gás); e (c) não existe evidência de desaceleração da frente de onda de resfriamento como previsto pelo MID. Por outro lado, o MID se vale do fato de que as regiões do DA, onde se observam mudanças durante a erupção, estão sempre acima da temperatura efetiva crítica T_{crit} .

Ponderando todos os argumentos listados no parágrafo acima, sugere-se que as erupções de HT Cas são causadas por episódios de transferência aumentada de massa proveniente da estrela secundária (*bursts*). De maneira semelhante a V2051 Oph (Baptista *et al.* 2007) e V4140 Sgr (Borges & Baptista 2005), o presente trabalho propõe que a viscosidade do disco de acréscimo de HT Cas é sempre alta, independente da taxa de transferência de massa. Nesse cenário, não existe acúmulo de matéria nas regiões externas do DA nem a ocorrência das instabilidades térmicas prevista pelo MID. O cenário que surge, com três objetos cujas erupções não são causadas pelo MID (HT Cas, V4140 Sgr, V2051 Oph), não necessariamente elimina esse modelo como possível explicação: serve como alerta que o cenário atual de erupções de NAs deve ser revisto, incluindo a possibilidade de coexistência dos dois mecanismos, talvez em diferentes subtipos de NAs que ainda não foram claramente distinguidos.

Capítulo 5

Considerações finais e perspectivas

“Isso não é o fim. Não é nem mesmo o começo do fim. Mas é, talvez, o fim do começo.”

Winston Churchill

Como desejado para toda atividade científica, apesar de muitas questões terem sido respondidas no presente trabalho, muitas outras surgiram. Desse modo, a análise desenvolvida aqui permitiu o estabelecimento de dois projetos de pesquisa que permitirão responder algumas das questões que emergiram.

A investigação de variações cíclicas de período em VCs feita no Capítulo 3 vai se beneficiar enormemente com o aumento da pequena amostra de sistemas que têm diagrama (O–C) cobrindo mais de uma década de observações. Isso demanda a coleta paciente e sistemática de instantes de eclipse precisos ao longo de vários anos. É conveniente mencionar que existe um bom número de VCs eclipsantes para as quais uns poucos *timings* anuais adicionais são necessários para resolver as ambiguidades ilustradas na Figura 3.2 e para permitir uma detecção estatisticamente significativa de modulações de período orbital. Essa amostra de objetos é um subproduto da busca por VCs eclipsantes do CVCat realizada na Subseção 3.3.1 e contém cerca de duas dezenas de objetos (cuja maioria, por razões históricas, estão no céu boreal). Esse projeto de longa duração está

sendo executado juntamente com colaboradores do *National Observatory of Athens* (NOA, Grécia), responsáveis pela observação dos objetos no Hemisfério Norte. Nele pretende-se observar anualmente os objetos da amostra por um período entre 5 e 10 anos.

Nenhum sistema dentro do *period gap* foi observado por tempo suficiente para permitir a identificação de variações cíclicas de período orbital. Seria interessante checar se desses sistemas seguem a relação $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7}$ ou apresentam comportamento semelhante ao de VCs abaixo do *period gap*. Diante disso, insere-se também no projeto acima o objetivo de se observar por um período de 10 anos, dois sistemas com período orbital dentro do *period gap*, V348 Pup e V Per (objetos austral e boreal, respectivamente). Se, por um lado, a longa duração (10 anos) é um ponto negativo deste projeto; por outro lado, sua simplicidade (fotometria diferencial CCD) e versatilidade (podendo ser realizado sob tempo ruim, em pequenos e médios telescópios) são fortes pontos positivos e confirmam sua viabilidade.

O outro projeto, de duração muito menor, pretende realizar o mapeamento das fontes de *flickering* em HT Cas. Um dos problemas mais enigmáticos na física do acréscimo está relacionado a causa do *flickering*. Esse termo é usado para nomear a flutuação intrínseca e aleatória de 0.01–1 mag, em escalas de tempo que variam de segundos a dezenas de minutos, observadas em curvas de luz de estrelas T Tauri (*e.g.*, Herbst & Schevchenko 1999), binárias em interação (*e.g.*, Augusteijn *et al.* 1992; Baptista *et al.* 2002; Sokoloski *et al.* 2001; Bruch 2000; Baptista & Bortoletto 2004,2008) e núcleos ativos de galáxias (*e.g.*, Garcia *et al.* 1999). *Flickering* é considerado uma assinatura básica do processo de acréscimo (Warner 1995). Apesar do estudo do *flickering* poder fornecer informações cruciais ao entendimento da viscosidade em DAs, sua natureza é ainda pouco estudada, sendo um dos aspectos menos entendidos do processo de acréscimo.

Do ponto de vista observacional, definir as regiões do DA que estão produzindo *flickering* através do mapeamento por eclipse, certamente vai impor vínculos aos possíveis modelos físicos de sua formação (Pearson, Horne & Skidmore 2005). Em HT Cas, o resultado mais desejado nessa análise é a determinação do parâmetro de viscosidade α_{cool} do objeto em estado quiescente. Se o *flickering* do disco é causado por flutuações na taxa

de dissipação de energia induzida por turbulência magnetohidrodinâmica, sua amplitude relativa permite a determinação da magnitude e da dependência radial do parâmetro de viscosidade α_{cool} . Esse parâmetro poderá ser comparado com o parâmetro α_{hot} (> 0.1) estimado no Capítulo 3, servindo como teste fundamental para a validade do MID no objeto.

A Tabela 5.1 sumariza o conjunto de dados que será utilizado no mapeamento do *flickering* de HT Cas. Esses dados foram observados em luz integral durante 16 noites entre janeiro de 2007 e agosto de 2008 com o telescópio de 1.2-m na Estação Astronômica Kryoneri (NOA) (parte desses dados foram utilizados na análise feita no Capítulo 3, ver Tabela 3.1). A terceira coluna representa a resolução temporal das curvas de luz em segundos (Δt), a quarta coluna o intervalo de massas de ar X em que ocorreram as observações, a quinta coluna é o *seeing* e a sexta coluna o número de pontos em cada noite (N). Como detalhado na Tabela 5.2, os dados compreendem 51 eclipses, sendo que destes, 40 foram observados no estado alto da quiescência e serão utilizados para a construção das curvas de espalhamento utilizadas para o mapeamento do *flickering*.

Tab. 5.1: Sumário das observações

Data	Hora UT	Δt (s)	X (interv.)	seeing (")	N	Estado Quiesc.
2007 Jan 18	17.452-20.677	25	1.12-1.54	2.0-2.4	349	baixo
2007 Jan 20	16.748-20.925	25	1.10-1.64	1.4-1.6	526	baixo
2007 Jan 21	17.645-20.890	25	1.15-1.65	2.0-2.6	449	baixo
2007 Fev 15	17.252-19.963	25	1.26-1.87	2.4-3.1	300	alto
2007 Ago 21	22.276-02.943	25	1.08-1.28	1.4-1.5	636	alto
2007 Ago 22	20.067-02.900	25	1.08-1.72	1.4-1.6	753	alto
2007 Ago 23	20.357-02.869	25	1.08-1.62	1.5-1.7	801	alto
2007 Set 18	19.158-03.497	20	1.08-1.50	1.4-1.5	1433	alto
2007 Set 19	19.619-03.461	20	1.08-1.40	1.4-1.6	1063	alto
2007 Set 23	20.089-03.461	20	1.08-1.36	1.5-1.6	1238	alto
2007 Nov 08	17.974-02.506	20	1.08-1.89	1.4-1.6	1519	baixo
2008 Ago 01	21.192-02.580	20	1.08-1.79	1.5-2.0	924	alto
2008 Ago 02	21.125-02.658	20	1.08-1.79	1.4-1.8	972	alto
2008 Ago 03	21.855-02.553	20	1.08-1.56	1.4-1.5	825	alto
2008 Ago 04	21.258-02.207	20	1.08-1.70	1.4-1.6	793	alto
2008 Ago 05	21.207-02.630	20	1.08-1.70	1.3-1.5	947	alto

Tab. 5.2: Sumário dos ciclos utilizados para o mapeamento do *flickering*

Date	Ciclos	N_{ciclos}
2007 Jan 18 [†]	141096,141097	2
2007 Jan 20 [†]	141122*,141123,141124,141125*	2
2007 Jan 21 [†]	141136*,141137,141138	2
2007 Fev 15	141476,141477*	1
2007 Ago 21	144018,144019,144020	3
2007 Ago 22	144030,144031,144032,144033,144034*	4
2007 Ago 23	144044,144045,144046,144047	4
2007 Set 18	144396*,144397,144398,144399,144400,144401*	4
2007 Set 19	144410,144411,144412,144413,144414	5
2007 Set 23	144464*,144465,144466,144467,144468,144469*	4
2007 Nov 08 [†]	145088,145089,145090,145091,145092,145093*	5
2008 Ago 01	148715*,148716,148717,148718	3
2008 Ago 02	148729,148730,148731,148732*	3
2008 Ago 03	148743,148744,148745	3
2008 Ago 04	148756,148757,148758,148759*	3
2008 Ago 05	148769*,148770,148771,148772	3
Total		51
Total _{alto}		40

*Ciclos incompletos.

[†]Ciclos em estado baixo.

A curvas de luz individuais de HT Cas são mostradas sobrepostas em fase orbital na Figura 5.1. O painel superior ilustra a curva de luz de uma estrela de comparação de brilho similar. A constância de seu nível de fluxo sobre todo o intervalo de tempo das observações confirma que todas as variações observadas no painel inferior são intrínsecas à variável. HT Cas foi observada em estado baixo da quiescência (Robertson & Honeycutt 1996; Capítulo 4) em janeiro e novembro de 2007. Nessas duas ocasiões, o objeto apresentava uma diferença do nível de fluxo entre si e suas curvas individuais estão representadas em diferentes tons de cinza na Figura 5.1. Por constituírem um conjunto estatisticamente insignificante para a construção das curvas de espalhamento do mapeamento do *flickering* (Bortoletto 2006), esses dados não serão utilizados na análise. Dentro deste mesmo projeto e num prazo de mais um ano, pretende-se também concluir a coleta de dados para realização o mapeamento do *flickering* em UX Uma, GY Cnc, J2354-4700 e J1300-3052.

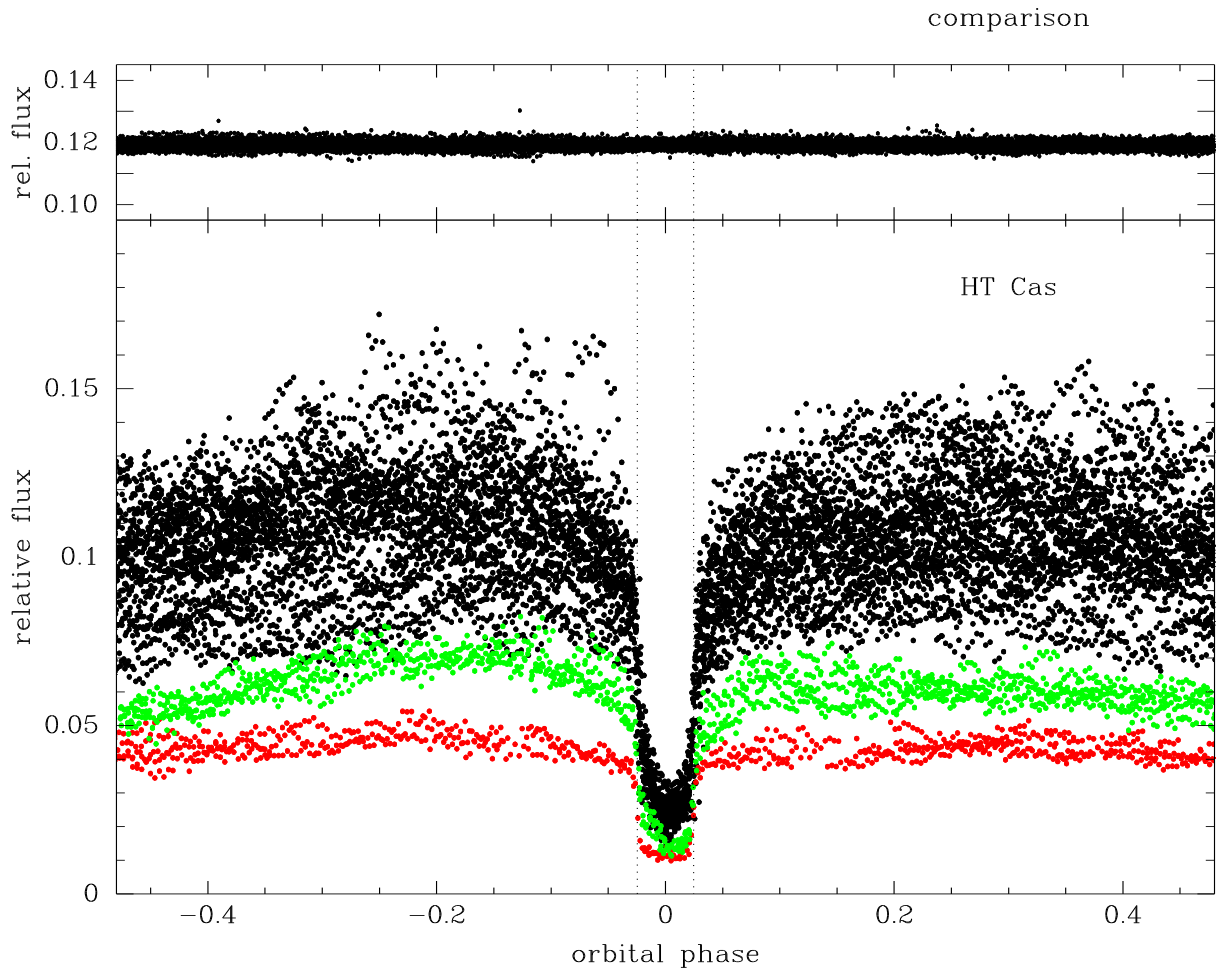


Fig. 5.1: *Painel inferior:* Curvas de luz de HT Cas em estado alto da quiescência em 2007 e 2008 (pontos pretos). As observações feitas em estado baixo da quiescência em janeiro e novembro de 2007 estão representadas em diferentes tons de cinza, escuro e claro, respectivamente. *Painel superior:* Curvas de luz de uma estrela de comparação de brilho similar. As linhas verticais marcam as fases de ingresso/egresso da anã branca. O espalhamento em torno do fluxo médio é uma indicação da amplitude do *flickering* em cada fase orbital.

O espalhamento em torno do fluxo médio em HT Cas em estado alto quiescente é perceptivelmente maior que o da estrela de comparação, de brilho similar, e é causado pelo *flickering*. O espalhamento é maior próximo ao máximo da modulação orbital (sugerindo que o *bright spot* contribui para o *flickering*) e menor durante o eclipse (indicando que as fontes de *flickering* são ocultadas nessas fases). As curvas de luz de entrada do mapeamento por eclipse do *flickering* representam a dependência orbital de sua amplitude. Elas serão construídas medindo-se as variações aleatórias de brilho causadas pelo *flickering* do conjunto de curvas de luz (i.e., a curva de espalhamento) em função da fase orbital. Existem duas abordagens complementares para construção dessas curvas (Baptista, Borroletto & Harlaftis 2002): o método *single* (Bruch 2000) e o método *ensemble* (Horne & Steining 1985), dominados respectivamente pelas componentes de alta e baixa frequência do *flickering*.

Por fim, numa perspectiva de complementar as técnicas de estudo de VCs conhecidas pelo aluno, emerge a necessidade de utilizar dados oriundos de espectroscopia. Nessa linha, o aluno pretende consolidar, durante seu pós-doutorado, a aplicação simultânea dos métodos de imageamento indireto (mapeamento por eclipse, tomografia Doppler, tomografia Roche) a um mesmo conjunto de dados de espectroscopia de VCs (chamada de *imageamento múltiplo*), implementando uma ferramenta que permitirá a ampliação significativa da quantidade de detalhes e da qualidade das informações obtidas dos objetos em estudo, otimizando não somente a análise mas também a coleta dos dados. Para isso dispõe-se de dados de espectroscopia Cassegrain de alta resolução temporal, obtidos no *European Southern Observatory* (ESO - La Silla, Chile) ao longo de 7 noites de observações em dezembro de 2002 para uma amostra de 3 variáveis cataclísmicas (a *nova-like* V347 Pup e as novas-anãs GY Cnc e HL CMa, ambas em erupção).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Afşar, M., Heckert, P. A., İbanoğlu, C. 2004, A&A, 420, 595
- [2] Ak, T., Ozkan, M. T., & Mattei, J. A. 2001, A&A, 369, 882
- [3] Ak, T., Ozkan, M. T., & Mattei, J. A. 2002, A&A, 389, 478
- [4] Andronov, N., & Pinsonneault, M. H. 2004, ApJ, 614, 326
- [5] Andronov, N., Pinsonneault, M., & Sills, A. 2003, ApJ, 582, 358
- [6] Applegate, J. H. 1992, ApJ, 385, 621
- [7] Applegate, J. H., & Patterson J. 1987, ApJ, 322, L99
- [8] Armitage, P. J., & Murray, J. R. 1998, MNRAS, 297, L81
- [9] Augusteijn, T., et al. 1992, A&A, 265, 177
- [10] Baptista, R. 2001, Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy, 307
- [11] Baptista, R., Borges, B. W., Bond, H. E., Jablonski, F., Steiner, J. E., & Grauer, A. D. 2003, MNRAS, 345, 889
- [12] Baptista, R., & Bortoletto, A. 2004, AJ, 128, 411
bibitem2008ApJ...676.1240B Baptista, R., & Bortoletto, A. 2008, ApJ, 676, 1240
- [13] Baptista, R. & Catalán, M. S. 2001, MNRAS, 324, 599
- [14] Baptista, R., Jablonski, F. J., Oliveira, E., et al. 2002, MNRAS, 335, L75

-
- [15] Baptista, R., Santos, R. F., Faúndez-Abans, M., & Bortoletto, A. 2007, *AJ*, 134, 867
- [16] Baptista, R. & Steiner, J. E. 1991, *A&A*, 249, 284
- [17] Baptista, R. & Steiner, J. E. 1993, *A&A*, 277, 331
- [18] Baptista, R., Steiner, J. E., & Horne, K. 1996, *MNRAS*, 282, 99
- [19] Baptista, R., Horne, K., Wade, R. A., Hubeny, I., Long, K. S., & Rutten, R. G. M. 1998, *MNRAS*, 298, 1079
- [20] Bath, G. T. 1975, *MNRAS*, 171,
- [21] Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- [22] Bell, S. A., Hilditch, R. W., & Edwin, R. P. 1993, *MNRAS*, 260, 478
- [23] Berriman, G., Kenyon, S., & Boyle, C. 1987, *AJ*, 94, 1291
- [24] Beuermann, K., & Pakull, M. W. 1984, *A&A*, 136, 250
- [25] Bobinger, A., Horne, K., Mantel, K.-H., & Wolf, S. 1997, *A&A*, 327, 1023
- [26] Boffin, H. M. J. 2001, *Astrotomography, Indirect Imaging Methods in Observational Astronomy*, 573, 69
- [27] Borges, B. W., & Baptista, R. 2005, *A&A*, 437, 235
- [28] Borkovits, T., Elkhateeb, M. M., Csizmadia, S., et al. 2005, *A&A*, 441, 1087
- [29] Bortoletto, A. 2006, Ph.D. Thesis
- [30] Brandenburg, A., Haugen, N. E. L., Käpylä, P. J., & Sandin, C. 2005, *Astron. Nachr.*, 326, 174
- [31] Bruch, A. 2000, *A&A*, 359, 998

-
- [32] Bruch, A., Beele, D., & Baptista, R. 1996, *A&A*, 306, 151
- [33] Buat-Ménard, V., Hameury, J.-M., & Lasota, J.-P. 2001a, *A&A*, 366, 612
- [34] Buat-Ménard, V., Hameury, J.-M., & Lasota, J.-P. 2001b, *A&A*, 369, 925
- [35] Çakırlı, Ö., İbanoğlu, C., Djurašević, G. et al. 2003, *A&A*, 405, 733
- [36] Cannizzo, J. K. 1993a, *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, 6
- [37] Cannizzo, J. K. 1993b, *ApJ*, 419, 318
- [38] Cook, M. C., & Warner, B. 1984, *MNRAS*, 207, 705
- [39] Dhillon, V., & Marsh, T. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 91
- [40] Diaz, M. P., Wade, R. A., & Hubeny, I. 1996, *ApJ*, 459, 236
- [41] Dobler, W. 2005, *Astron. Nachr.*, 326, 254
- [42] Durney, B. R., De Young, D. S., & Roxburgh, I. W. 1993, *SoPh*, 145, 207
- [43] Duschl, W. J., & Livio, M. 1989, *A&A*, 209, 183
- [44] Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368
- [45] Emilio, M., Bush, R. I., Kuhn, J., & Scherrer, P. 2007, *ApJL*, 660, L161
- [46] Erdem, A., Dođru, S. S., Bakış, V., & Demircan, O. 2007, *Astron. Nachr.*, 328, 543
- [47] Feline, W. J., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Watson, C. A., & Littlefair, S. P. 2005, *MNRAS*, 364, 1158
- [48] Frank, J., King, A. R., & Raine, D. J. 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge and New York, Cambridge University Press, 1992, 283 p., 2 ed.
- [49] Garcia, A., Sodr e, L., Jablonski, F. J., & Terlevich, R. J. 1999, *MNRAS*, 309, 803
- [50] Greenhill, J. G., Hill, K. M., Dieters, S. et al. 2006, *MNRAS*, 372, 1129

-
- [51] Hameury, J.-M., Menou, K., Dubus, G., Lasota, J.-P., & Hure, J.-M. 1998, MNRAS, 298, 1048
- [52] Harrop-Allin, M. K., & Warner, B. 1996, MNRAS, 279, 219
- [53] Haugen, N. E., Brandenburg, A., & Dobler, W. 2004, PhRvE, 70, 016308
- [54] Hawley, S. L. 1993, PASP, 105, 955
- [55] Hellier, C., Kemp, J., Naylor, T., Bateson, F. M., Jones, A., Overbeek, D., Stubblings, R., & Mukai, K. 2000, MNRAS, 313, 703
- [56] Hellier, C., Mason, K. O., & Cropper, M. 1989, MNRAS, 237, 39P
- [57] Hellier, C., & Sproats, L. N. 1992, IBVS, 3724, 1
- [58] Herbst, W., & Shevchenko, V. S. 1999, AJ, 118, 1043
- [59] Hessman, F. V., Mantel, K.-H., Barwig, H., & Schoembs, R. 1992, A&A, 263, 147
- [60] Hessman, F. V., & Hopp, U. 1990, A&A, 228, 387
- [61] Hilditch, R. W. 2001, An Introduction to Close Binary Stars, Cambridge University Press
- [62] Horne, K. 1985, MNRAS, 213, 129
- [63] Horne, K., Wood, J. H., & Stiening, R. F. 1991, ApJ, 378, 271
- [64] Howell, S. B., Nelson, L. A., & Rappaport, S. 2001, ApJ, 550, 897
- [65] Howell, S. B., Rappaport, S., & Politano, M. 1997, MNRAS, 287, 929
- [66] Iben, I. J. & Livio, M. 1993, PASP, 105, 1373
- [67] Ioannou, Z., Naylor, T., Welsh, W. F., Catalán, M. S., Worraker, W. J., & James, N. D. 1999, MNRAS, 310, 398

- [68] Kato, T. 1995, [vsnet-alert 287]
- [69] Kang, Y. W., Oh, K.-D., Kim, C.-H., et al. 2002, MNRAS, 331, 707
- [70] Kim, C.-H., Lee, J. W., Kim, H.-I., Kyung, J.-M., & Koch, R. H. 2003, AJ, 126, 1555
- [71] King, A. R. 1988, QJRAS, 29, 1
- [72] King, A. R. & Cannizzo, J. K. 1998, ApJ, 499, 348
- [73] Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1994, Stellar Structure and Evolution, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York
- [74] Knigge, C. 2006, MNRAS, 373, 484
- [75] Kolb, U., & Baraffe, I. 1999, MNRAS, 309, 1034
- [76] Lanza, A. F. 2005, MNRAS, 364, 238
- [77] Lanza, A. F. 2006a, MNRAS, 369, 1773
- [78] Lanza, A. F. 2006b, MNRAS, 373, 819
- [79] Lanza, A. F., & Rodonò, M. 1999, A&A, 349, 887
- [80] Lanza, A. F., & Rodonò, M. 2002, Astron. Nachr., 323, 424
- [81] Lanza, A. F., & Rodonò, M. 2004, Astron. Nachr., 325, 393
- [82] Lanza, A. F., Rodono, M., & Rosner, R. 1998, MNRAS, 296, 893
- [83] Lanza, A. F., Rodonò, M., Mazzola, L., & Messina, S. 2001, A&A, 376, 1011
- [84] Lasota, J.-P. 2001, New Astronomy Review, 45, 449
- [85] Lee, J. W., Kim, C.-H., Han, W., Kim, H.-I., & Koch, R. H. 2004, MNRAS, 352, 1041

-
- [86] Lin, D. N. C., Faulkner, J., & Papaloizou, J. 1985, MNRAS, 212, 105
- [87] Livio, M., & Pringle, J. E. 1994, ApJ, 427, 956
- [88] Luenberger, D. G. 1973, Introduction to Linear and Nonlinear Programming, Addison-Wesley Publishing, 356 p.
- [89] Matese, J. J., & Whitmire, D. P. 1983, A&A, 117, L7
- [90] Marsh, T. R. & Horne, K. 1988, MNRAS, 235, 269
- [91] Mattei, J. A. 1995, IAUC, 6264
- [92] Menou, K., Hameury, J.-M., & Stehle, R. 1999, MNRAS, 305, 79
- [93] Meyer, F. 1984, A&A, 131, 303
- [94] Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 1982, A&A, 106, 34
- [95] Meyer-Hofmeister, E., Vogt, N., & Meyer, F. 1996, A&A, 310, 519
- [96] Mukai, K., Smale, A. P., & Corbet, R. H. D. 1988, MNRAS, 234, 291
- [97] Narayan, R., & Nityananda, R. 1986, ARA&A, 24, 127
- [98] Nogami, D. & Baba, H. 1995, [vsnet-alert 277]
- [99] Osaki, Y. 1996, PASP, 108, 39
- [100] Ossendrijver, M. 2003, A&ARv, 11, 287
- [101] Paczyński, B. 1971, ARA&A, 9, 183
- [102] Patterson, J. 1981, ApJS, 45, 517
- [103] Patterson, J. 1984, ApJS, 54, 443
- [104] Pearson, K. J., Horne, K., & Skidmore, W. 2005, ApJ, 619, 999

- [105] Pilecki, B., Fabrycky, D., & Poleski, R. 2007, *MNRAS*, 378, 757
- [106] Pringle, J. E. 1975, *MNRAS*, 170, 633
- [107] Qian, S.-B. 2002a, *A&A*, 387, 903
- [108] Qian, S.-B. 2002b, *MNRAS*, 336, 1247
- [109] Qian, S.-B. 2003, *A&A*, 400, 649
- [110] Qian, S.-B., & Boonrucksar, S. 2003, *PASJ*, 55, 499
- [111] Qian, S.-B., & He, J.-J. 2005, *PASJ*, 57, 977
- [112] Qian, S.-B., & Yang, Y.-G. 2004, *AJ*, 128, 2430
- [113] Qian, S.-B., Liu, Q.-Y., & Yang, Y.-L. 1999, *Ap&SS*, 266, 529
- [114] Qian, S.-B., Liu, Q.-Y., Yang, Y.-L., & Yuan, L.-L. 2000a, *ChA&A*, 24, 331
- [115] Qian, S.-B., Liu, Q.-Y., & Tan, W. 2000b, *Ap&SS*, 274, 859
- [116] Qian, S.-B., Liu, D., Tan, W., & Soonthornthum, B. 2002, *AJ*, 124, 1060
- [117] Qian, S.-B., Soonthornthum, B., Xiang, F.-Y., Zhu, L.-Y., & He, J.-J. 2004, *Astron. Nachr.*, 325, 714
- [118] Qian, S.-B., He, J.-J., Xiang, F.-Y., Ding, X., & Boonrucksar, S. 2005, *AJ*, 129, 1686
- [119] Qian, S.-B., Xiang, F.-Y., Zhu, L.-Y., et al. 2007a, *AJ*, 133, 357
- [120] Qian, S.-B., Dai, Z.-B., He, J.-J., et al. 2007b, *A&A*, 466, 589
- [121] Rappaport, S., Joss, P. C., & Verbunt, F. 1983, *ApJ*, 275, 713
- [122] Rappaport, S., Joss, P. C., & Webbink, R. F. 1982, *ApJ*, 254, 616
- [123] Richman, H. R., Applegate, J. H., & Patterson, J. 1994, *PASP*, 106, 1075

-
- [124] Robertson, J. W., & Honeycutt, R. K. 1996, *AJ*, 112, 2248
- [125] Robinson, E. L., Shetrone, M. D., & Africano, J. L. 1991, *AJ*, 102
- [126] Robinson, E. L., Wood, J. H., Bless, R. C., et al. 1995, *ApJ*, 443, 295
- [127] Robinson, E. L., Wood, J. H., & Wade, R. A. 1999, *ApJ*, 514, 952
- [128] Rolfe, D. J., Haswell, C. A., & Patterson, J. 2001, *MNRAS*, 324, 529
- [129] Rubenstein, E. P., Patterson, J., & Africano, J. L. 1991, *PASP*, 103, 1258
- [130] Rüdiger, G., Elstner, D., Lanza, A. F., & Granzer, T. 2002, *A&A*, 392, 605
- [131] Rutten, R. G. M. 1998, *A&AS*, 127, 581
- [132] Rutten, R. G. M., van Paradijs, J., & Tinbergen, J. 1992a, *A&A*, 260, 213
- [133] Rutten, R. G. M., Kuulkers, E., Vogt, N. & van Paradijs, J. 1992b, *A&A*, 265, 159
- [134] Sawada, K., Matsuda, T., & Hachisu, I. 1986, *MNRAS*, 219, 75
- [135] Schreiber, M. R., Gänsicke, B. T., & Hessman, F. V. 2000, *A&A*, 358, 221
- [136] Schreiber, M. R., Hameury, J.-M., & Lasota, J.-P. 2003, *A&A*, 410, 239
- [137] Schreiber, M. R., & Lasota, J.-P. 2007, *A&A*, 473, 897
- [138] Schwarzenberg-Czerny, A. 1984, *MNRAS*, 208, 57
- [139] Silber, A. D. 1992, Ph.D. Thesis
- [140] Šimon, V. 2004, *Baltic Astronomy*, 13, 101
- [141] Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- [142] Skilling, J. & Bryan, R. K. 1984, *MNRAS*, 211, 111
- [143] Smak, J. 1979, *Acta Astronomica*, 29, 309

-
- [144] Smak, J. 1989, *Acta Astronomica*, 39, 41
- [145] Smak, J. 1992, *Acta Astronomica*, 42, 323
- [146] Smak, J. 1994, *Acta Astronomica*, 44, 265
- [147] Smak, J. 2000, *New Astronomy Review*, 44, 171
- [148] Smith, D. A., & Dhillon, V. S. 1998, *MNRAS*, 301, 767
- [149] Sokoloski, J. L., Bildsten, L., & Ho, W. C. G. 2001, *MNRAS*, 326, 553
- [150] Steeghs, D., & Stehle, R. 1999, *MNRAS*, 307, 99
- [151] Stumpff, P. 1980, *A&AS*, 41, 1
- [152] Sulkanen, M. E., Brasure, L. W., & Patterson, J. 1981, *ApJ*, 244, 579
- [153] Szalai, T., Kiss, L. L., Mészáros, S., Vinkó, J., & Csizmadia, S. 2007, *A&A*, 465, 943
- [154] Vrielmann, S., Hessman, F. V., & Horne, K. 2002, *MNRAS*, 332, 176
- [155] Waagen, E., Scovil, C., Sakuma, F., Borgman, M., Hurst, G., Heifner, M., & Griese, J. 1985, *IAUC*, 4037, 3
- [156] Warner, B. 1988, *Nature*, 336, 129
- [157] Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variable Stars*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press
- [158] Wenzel, W. 1987, *Astron. Nachr.*, 308, 75
- [159] West, A. A., Hawley, S. L., Walkowicz, L. M., et al. 2004, *AJ*, 128, 426
- [160] Wolf, S., Mantel, K. H., Horne, K., et al. 1993, *A&A*, 273, 160
- [161] Wood, J. H. 1994, *ASP Conf. Ser. 56: Interacting Binary Stars*, 56, 48

-
- [162] Wood, J. H., Horne, K., & Vennes, S. 1992, *ApJ*, 385, 294
- [163] Wood, J. H., Horne, K., Berriman, G., & Wade, R. A. 1989, *ApJ*, 341, 974
- [164] Wood, J., Horne, K., Berriman, G., Wade, R., O'Donoghue, D., & Warner, B. 1986, *MNRAS*, 219, 629
- [165] Wood, J. H., Irwin, M. J., & Pringle, J. E. 1985, *MNRAS*, 214, 475
- [166] Wood, J. H., Naylor, T., Hassall, B. J. M., & Ramseyer, T. F. 1995, *MNRAS*, 273, 772
- [167] Yang, Y.-L., & Liu, Q.-Y. 2002, *AJ*, 124, 3358
- [168] Yang, Y.-L., & Liu, Q.-Y. 2003a, *AJ*, 126, 1960
- [169] Yang, Y.-L., & Liu, Q.-Y. 2003b, *PASP*, 115, 748
- [170] Yang, Y.-G., Qian, S.-B., & Zhu, C.-H. 2004, *PASP*, 116, 826
- [171] Yang, Y.-G., Dai, J.-M., Yin, X.-G., & Xiang, F.-Y. 2007, *AJ*, 134, 179
- [172] Zavala, R. T., McNamara, B. J., Harrison, T. E., et al. 2002, *AJ*, 123, 450
- [173] Zhang, E.-H., Robinson, E. L., & Nather, R. E. 1986, *ApJ*, 305, 740
- [174] Zhang, E., Robinson, E. L., Stiening, R. F., & Horne, K. 1995, *ApJ*, 454, 447
- [175] Zhu, L.-Y., Qian, S.-B., & Xiang, F.-Y. 2004, *PASJ*, 56, 809

Cyclical period changes in HT Cassiopeiae: a difference between systems above and below the period gap[★]

B. W. Borges¹, R. Baptista¹, C. Papadimitriou², and O. Giannakis²

¹ Departamento de Física, Universidade Federal de Santa Catarina, CEP 88040-900, Florianópolis, Brazil
e-mail: [bernardo;bap]@astro.ufsc.br

² Institute of Astronomy and Astrophysics, National Observatory of Athens, PO Box 20048, Athens 11810, Greece
e-mail: [cpap;og]@astro.noa.gr

Received 31 August 2007 / Accepted 26 December 2007

ABSTRACT

Aims. We report identification of cyclical changes in the orbital period of the eclipsing cataclysmic variable HT Cas.

Methods. We measured new white-dwarf mid-eclipse timings and combined them with published measurements to construct an observed-minus-calculated diagram covering 29 years of observations.

Results. The data present a 36 yr period modulation of semi-amplitude ~ 40 s, with a statistical significance greater than 99.9 percent with respect to a constant period.

Conclusions. We combine our results with those in the literature to revisit the issue of cyclical period changes in cataclysmic variables and their interpretation in terms of a solar-type magnetic activity cycle in the secondary star. A diagram of fractional period change ($\Delta P/P$) versus the angular velocity of the active star (Ω) for cataclysmic variables, RS CVn, W UMa, and Algols, reveal that close binaries with periods above the gap (secondaries with convective envelopes) satisfy a relationship $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7 \pm 0.1}$. Cataclysmic variables below the period gap (with fully convective secondaries) deviate from this relationship by more than $3\text{-}\sigma$, with average fractional period changes ≈ 6 times smaller than those of the systems above the gap.

Key words. accretion, accretion disks – stars: dwarf novae – stars: evolution – stars: binaries: eclipsing – stars: individual: HT Cas

1. Introduction

HT Cassiopeiae (HT Cas) is a short-period ($P_{\text{orb}} = 1.77$ h) eclipsing cataclysmic variable (CV). In these binaries, a late-type star (the secondary) overfills its Roche lobe and transfers matter to a companion white dwarf (Warner 1995). The evolution of CVs is mainly driven by two ingredients: angular momentum loss, to sustain the mass transfer process, and the response of the secondary to the mass loss. Two mechanisms were proposed for angular momentum loss in CVs. The first is gravitational radiation, which is effective only for short orbital periods (Patterson 1984). The second is angular momentum carried away by a stellar wind magnetically coupled to the secondary surface (magnetic braking mechanism; Rappaport et al. 1983; King 1988). As CVs are tidally locked binaries, any momentum lost by the secondary is also subtracted from the total orbital momentum of the system, causing a secular decrease of the orbital period.

In the disrupted braking model of CV evolution (Rappaport et al. 1983; Hameury et al. 1991), the observed dearth of systems with periods in the range 2–3 h (known as “period gap”; Knigge 2006) is explained by a sudden drop in the efficiency of the magnetic braking mechanism when the secondary, evolving from longer orbital periods, reach $P_{\text{orb}} \sim 3$ h and becomes fully convective ($M_2 \sim 0.3 M_{\odot}$). However, there are some key assumptions in the standard model, most notably concerning angular momentum loss, that are inconsistent with both the observed spin-down of young, low-mass stars and theoretical

developments in our understanding of stellar winds (Andronov et al. 2003).

The secular evolution of the binary can in principle be detected by measuring the changes in the orbital period of eclipsing CVs. Eclipses provide a fiducial mark in time and can usually be used to determine the orbital period (and its derivative) with high precision. However, attempts to measure the long-term orbital period decrease in CVs have been disappointing: none of the studied stars show the expected rate of orbital period decrease. Instead, most of the well observed eclipsing CVs¹ show cyclical period changes (Baptista et al. 2003, and references therein). Cyclical orbital period variations are also observed in other close binaries with late-type components – Algols, RS CVn and W UMa systems (Lanza & Rodonò 1999). The most promising explanation of this effect seems to be the existence of a solar-type (quasi- and/or multi-periodic) magnetic activity cycle in the secondary star. A number of mechanisms have been proposed which are capable of producing a modulation of the orbital period on time scales of decades, induced by a variable magnetic field in the convective zone of the late-type component (Matese & Whitmire 1983; Applegate & Patterson 1987; Warner 1988; Applegate 1992; Richman et al. 1994; Lanza et al. 1998; Lanza 2006a). The relatively large amplitude of these cyclical period changes probably contributes to mask the low amplitude, secular period decrease.

This paper reports the results of an investigation of orbital period changes in HT Cas. The observations and data analysis

[★] Based on observations made at the Astronomical Station Kryoneri, owned by the National Observatory of Athens, Greece.

¹ I.e., those with well-sampled observed-minus-calculated (O–C) eclipse timings diagram covering more than a decade of observations.

Table 1. Log of the observations.

Date (2007)	UT time	Cycles	Night quality*	Quiesc. state
Jan. 18	17:27–19:17	141096, 141097	b	low
Jan. 20	16:45–21:15	141123, 141124	a	low
Jan. 21	17:38–20:53	141137, 141138	b	high
Jan. 22	16:48–23:03	141150–141153	c	high
Feb. 15	17:15–19:15	141476	b	high

* Quality: a – photometric, b – good, c – poor.

are described in Sect. 2. A discussion of cyclical orbital period changes in CVs, above and below the period gap, are presented in Sect. 3.

2. Observations and data analysis

Time-series of white light CCD photometry of HT Cas were obtained during 5 nights on 2007 January/February with the 1.2-m telescope at the Astronomical Station Kryoneri (Greece). The data cover a total of 11 eclipses and were obtained with a SI-502 CCD array with 516×516 pixels. All observations have a time resolution of 25 s. A summary of these observations is given in Table 1. The CCD data reductions were done with IRAF² routines and included bias and flat-field corrections. Aperture photometry was carried out with the APPHOT package. Time-series were constructed by computing the magnitude difference between the variable and a reference comparison star. HT Cas was 0.5 mag fainter on Jan. 18 and 20 with respect to the data of the remaining nights. This behavior is reminiscent of that previously seen by Robertson & Honeycutt (1996), who found that HT Cas switches between high and low brightness states differing by 1.3 mag on time-scales from days to months. The spread in out-of-eclipse flux within either the low or high states is much smaller than the 0.5-mag transition occurred between Jan. 20 and 21. This systematic flux difference lead us to group the eclipse light curves per brightness state (low and high) for the determination of the mid-eclipse timings.

Mid-eclipse times were measured from the mid-ingress and mid-egress times of the white dwarf eclipse using the derivative technique described by Wood et al. (1985). For each brightness state, the light curves were phase-folded according to a test ephemeris and sorted in phase to produce a combined light curve with increased phase resolution. The combined light curve is smoothed with a median filter and its numerical derivative is calculated. A median-filtered version of the derivative curve is then analyzed by an algorithm which identifies the points of extrema (the mid-ingress/egress phases of the white dwarf). The mid-eclipse phase, ϕ_0 , is the mean of the two measured phases. For both data sets the difference between the measured mid-egress and mid-ingress phases is consistent with the expected width of the white dwarf eclipse, $\Delta\phi = 0.0493 \pm 0.0007$ cycles (Horne et al. 1991). Finally, we adopt a cycle number representative of the ensemble of light curves and compute the corresponding observed mid-eclipse time (HJD) for this cycle including the measured value of ϕ_0 . This yields a single, robust mid-eclipse timing estimate from a sample of eclipse light curves. These measurements have a typical accuracy of ≈ 5 s. The inferred HJD timings for the representative cycles of the low- ($E = 141110$) and high-state ($E = 141194$) sets are 2,454,120.29368(5) and

Table 2. Average mid-eclipse timings.

Year	Cycle	BJDD (+2400000 d)	(O–C) [†] ($\times 10^{-5}$ d)	Ref.
1978	1076	43807.18220(3)	–23	1
1982	20824	45261.56732(6)	–7	2, 3
1983	25976	45640.99769(6)	–9	2, 3
1984	30766	45993.76780(5)	–8	2
1991	63228	48384.50361(5)	+23	4
1994	79770 [‡]	49602.77584(5)	+43	5
1995	85616	50033.31752(4)	+56	6
1997	92628	50549.73159(2)	+44	6
2002	119542	52531.87205(3)	+8	7
2003	125130	52943.41261(4)	+8	7
2007	141152	54123.38773(3)	–29	This work

[†] O–C times with respect to the linear ephemeris of Table 3. [‡] X-ray mid-eclipse timing. References: (1) Patterson (1981); (2) Zhang et al. (1986); (3) Horne et al. (1991); (4) Wood et al. (1995); (5) Mukai et al. (1997); (6) Ioannou et al. (1999); (7) Feline et al. (2005).

2454126.48001(5), respectively (the uncertainties are given in parenthesis).

Feline et al. (2005) added new optical timings from high-speed photometry to those listed by Patterson (1981), Zhang et al. (1986) and Horne et al. (1991) to derive a revised linear ephemeris for HT Cas. These authors do not report evidence of period decrease or modulation, perhaps because their analysis does not include the optical timings of Wood et al. (1995) and Ioannou et al. (1999). In the present work, the set of timings used includes mid-eclipse timings measured from our light curves and all mid-eclipse timings from the literature³. It covers a time interval of 29 yr, from 1978 to 2007. For HT Cas the difference between universal time (UT) and terrestrial dynamical time (TDT) scales amounts to 26 s over the data set. The amplitude of the difference between the barycentric and the heliocentric correction is about 4 s. All mid-eclipse timings have been corrected to the solar system barycenter dynamical time (BJDD), according to the code by Stumpff (1980). The terrestrial dynamical (TDT) and ephemeris (ET) time scales were assumed to form a contiguous scale for our purposes.

Observed-minus-calculated times with respect to a test ephemeris were evaluated for each timing in our data set. For a given year, annual average values of (O–C) were computed for a representative cycle number. Finally, the average mid-eclipse timing (in BJDD) corresponding to the representative cycle are obtained by adding the average (O–C) value to the mid-eclipse time predicted by the test ephemeris. The uncertainties were assumed to be the standard deviation of each annual timing set. The average mid-eclipse timings are listed in Table 2. The corresponding uncertainties in the last digit are indicated in parenthesis. The data points were weighted by the inverse of the squares of the uncertainties in the mid-eclipse times. Table 3 presents the parameters of the best-fit linear, quadratic and linear plus sinusoidal ephemerides with their $1-\sigma$ formal errors quoted. We also list the root-mean-square values of the residuals, σ , and the χ^2_ν value for each case, where ν is the number of degrees of freedom. In order to check the sensitivity of the results to the uncertainty of the timings, we repeated each fit assuming equal errors of 5×10^{-5} d to the data points. The parameters obtained this way are equivalent to those given in Table 2 within the uncertainties.

² IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy Inc., under contract with the National Science Foundation.

³ Only timings while HT Cas was in quiescence were considered, including an X-ray timing obtained by Mukai et al. (1997).

Table 3. Ephemerides of HT Cas.

Linear ephemeris:	
BJDD = $T_0 + P_0 \cdot E$	
$T_0 = 2443727.93804 (\pm 3) \text{ d}$	$P_0 = 0.0736472029 (\pm 3) \text{ d}$
$\chi^2_{\nu_1} = 56.9, \nu_1 = 9$	$\sigma_1 = 29.0 \times 10^{-5} \text{ d}$
Quadratic ephemeris:	
BJDD = $T_0 + P_0 \cdot E + c \cdot E^2$	
$T_0 = 2443727.93768 (\pm 3) \text{ d}$	$P_0 = 0.0736472230 (\pm 9) \text{ d}$
$c = (-137 \pm 7) \times 10^{-14} \text{ d}$	$\sigma_2 = 11.8 \times 10^{-5} \text{ d}$
$\chi^2_{\nu_2} = 9.47, \nu_2 = 8$	
Sinusoidal ephemeris:	
BJDD = $T_0 + P_0 \cdot E + A \cdot \cos [2\pi(E - B)/C]$	
$T_0 = 2443727.93828 (\pm 6) \text{ d}$	$B = (89 \pm 4) \times 10^3 \text{ cycles}$
$P_0 = 0.073647200 (\pm 2) \text{ d}$	$C = (180 \pm 20) \times 10^3 \text{ cycles}$
$A = (46 \pm 6) \times 10^{-5} \text{ d}$	$\sigma_s = 6.79 \times 10^{-5} \text{ d}$
$\chi^2_{\nu_s} = 3.11, \nu_s = 6$	

Figure 1 presents the (O–C) diagram with respect to the linear ephemeris of Table 3. The annual average timings of Table 2 are indicated by solid circles and show a clear modulation. Open squares show the individual mid-eclipse timings taken from the literature (see references in Table 2) and individual eclipse timings measured from our light curves. The significance of adding additional terms to the linear ephemeris was estimated with the F-test, following the prescription of Pringle (1975). The quadratic ephemeris has a statistical significance of 96.7 per cent with $F(1, 9) = 15.1$. On the other hand, the statistical significance of the linear plus sinusoidal ephemeris with respect to the linear fit is larger than 99.95 per cent, with $F(3, 9) = 86.2$. The best-fit cycle length of the modulation in HT Cas is 36 ± 4 yr. The best-fit linear plus sinusoidal ephemeris is shown as a solid line in the middle panel of Fig. 1, while the residuals with respect to this ephemeris are shown in the lower panel.

A search for variable cycle length or for harmonics of the main cycle length (by performing separated fits to different parts of the data set) is not conclusive in this case because of the relatively short time span of the data in comparison to the cycle length. However, the eclipse timings show systematic and significant deviations from the best-fit linear plus sinusoidal ephemeris. The fact that $\chi^2_{\nu} > 1$ emphasizes that the linear plus sinusoidal ephemeris is not a complete description of the data, likely signaling that the period modulation is not sinusoidal or not strictly periodic.

3. Discussion

Our results reveals that the orbital period of HT Cas shows conspicuous period changes of semi-amplitude ~ 40 s which seems to repeat on a time-scale of about 36 yr. The present work increases the sample of eclipsing CVs in which orbital period modulations were observed and motivated us to update the comparison of cyclical period changes of CVs above and below the period gap performed by Baptista et al. (2003).

3.1. Orbital period modulations in CVs

This section reviews the current observational picture on the detection of cyclical period changes in eclipsing CVs. We first address the observational requirements needed to allow

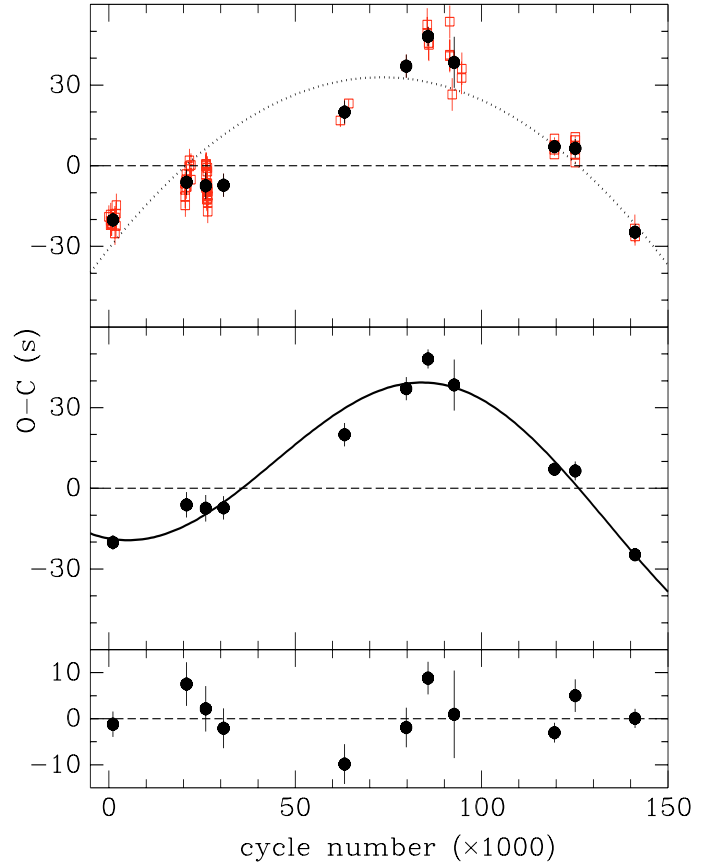


Fig. 1. The O–C diagram of HT Cas with respect to the linear ephemeris of Table 3. The individual timings from the literature and eclipse timings measured from our light curves are shown as open squares, while the average timings of Table 2 are denoted by solid circles. The dotted line in the upper panel depicts the best-fit quadratic ephemeris while the solid line in the middle panel shows the best-fit linear plus sinusoidal ephemeris of Table 3. The lower panel displays the residuals with respect to the linear plus sinusoidal ephemeris of the middle panel.

detection of cyclical period modulations and then discuss the observational scenario which emerges when a complete sample is constructed based on these requirements. Cyclical orbital period changes are seen in many eclipsing CVs (see Baptista et al. 2003). The cycle lengths range from 5 yr in IP Peg (Wolf et al. 1993) to about 36 yr in HT Cas, whereas the amplitudes are in the range $10\text{--}10^2$ s.

A successful detection of these cyclical period changes demands an (O–C) diagram covering at least one cycle of the modulation (i.e., at least about a decade of observations) and that the uncertainty in the (annually averaged) eclipse timings is smaller than the amplitude of the period modulation to allow a clean detection of the latter. Therefore, decade-long time coverage and high precision eclipse timings (better than 10 s and 20 s, respectively for systems below and above the period gap) are basic requirements. A third key aspect concerns the time sampling of the observations. An (O–C) diagram constructed from sparse and infrequent eclipse timing measurements may easily fail to reveal a cyclical period change. Figure 2 illustrates this argument. It shows synthetic (O–C) diagrams constructed from a period modulation of 20 yr and amplitude 50 s (dotted line). Gaussian noise of amplitude 5 s was added to the annual timings to simulate the typical uncertainties of a real data set. The best-fit ephemeris is indicated by a solid curve/line in each case.

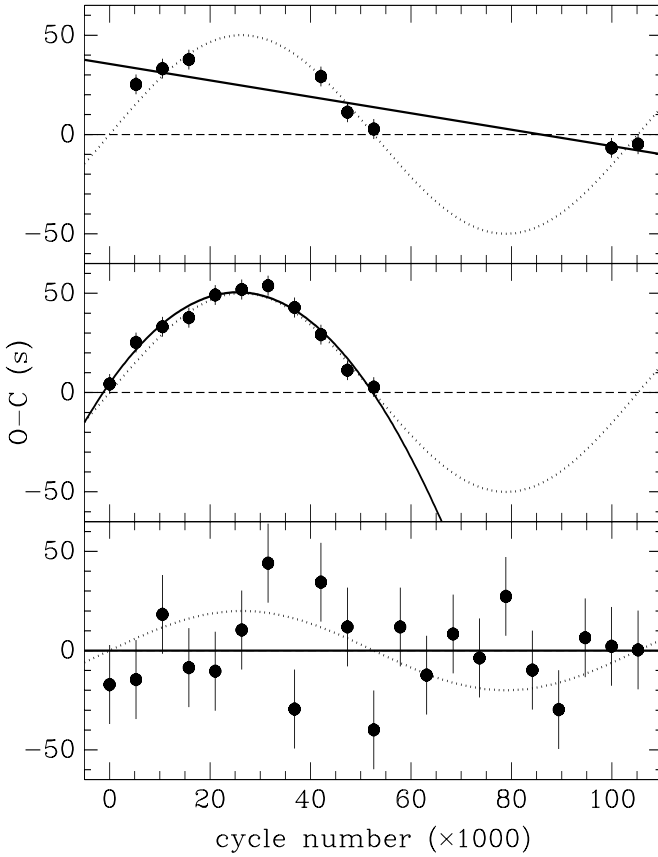


Fig. 2. Influence of data sampling (*upper panel*), time coverage (*middle panel*) and accuracy of the eclipse timings (*lower panel*) in the detection of orbital period modulations. The dotted line represents (O–C) values constructed from a period modulation of 20 yr and amplitude 50 s (20 s in the *lower panel*). Gaussian noise of amplitudes 5 s (*upper and middle panels*) and 20 s (*lower panel*) were added to the (annually sampled) timings to simulate the uncertainties of a real data set. The solid line depicts the best-fit ephemeris obtained for the synthetic data used (solid circles) to illustrate each case.

The upper panel shows the case of poor data sampling. The gaps around eclipse cycles $\sim 30\,000$ and $60\,000$ – $100\,000$ mask the period modulation and the available data (solid circles) is best fit by a linear ephemeris (solid line). HT Cas itself is a good example of the poor sampling case. The revised linear ephemeris of Feline et al. (2005) was based on a sparsely sampled (O–C) diagram. If the timings of Wood et al. (1995), Mukai et al. (1997) and Ioannou et al. (1999) were included in their diagram the orbital period modulation would have become clear.

The middle panel of Fig. 2 illustrates the effect of the time coverage on the detection of a period modulation. In this case the observations cover only about half of the cycle period (solid circles), leading to an incorrect inference of a long-term orbital period decrease (solid curve). A longer baseline is needed to allow identification of the cyclical nature of the period changes. Z Cha is an illustrative example of this case. Robinson et al. (1995) inferred a significant period increase from an (O–C) diagram covering 18 yr of observations. Only when the time coverage was increased to 30 yr the cyclical behavior of the period changes became clear (Baptista et al. 2002).

The lower panel of Fig. 2 shows how the accuracy of the eclipse timings affect the ability to detect period modulations. In this case the amplitude of the modulation was reduced to match the larger uncertainty of the eclipse timings (20 s). The period

Table 4. Observed orbital period modulations in CVs.

Object	P_{orb} (h)	P_{mod} (yr)	$\Delta P/P$ ($\times 10^{-6}$)	Ref.
V4140 Sgr	1.47	6.9	0.93	1
V2051 Oph	1.50	22	0.30	1
OY Car	1.51	35	0.52	2
EX Hya	1.64	17.5	0.55	3
HT Cas	1.77	36	0.44	This work
Z Cha	1.79	28	0.85	4
IP Peg	3.80	4.7	8.00	5
U Gem	4.17	8	3.00	6
DQ Her	4.65	13.7	2.00	7
UX UMa	4.72	7.1, 10.7, 30.4*	2.60	8
T Aur	4.91	23	3.80	9, this work
EX Dra	5.03	5	7.90	10
RW Tri	5.57	7.6, 13.6*	2.10	11
AC Cnc	7.21	16.2	5.50	12

* Multiperiodic (the best determined periodicities are considered). References: (1) Baptista et al. (2003); (2) Greenhill et al. (2006); (3) Hellier & Sproats (1992); (4) Baptista et al. (2002); (5) Wolf et al. (1993); (6) Warner (1988); (7) Zhang et al. (1995); (8) Rubenstein et al. (1991); (9) Beuermann & Pakull (1984); (10) Shafter & Holland (2003); (11) Robinson et al. (1991); (12) Qian et al. (2007b).

modulation is lost in the noise, despite the fact that the (O–C) diagram has good sampling and time coverage (solid circles), and the best-fit ephemeris is the linear one (solid line). FO Aqr, with inclination $i \sim 70^\circ$ and grazing eclipses (Hellier et al. 1989), may be an example of this case. The large uncertainty of its eclipse timings (~ 180 s) is enough to mask cyclical period modulations of amplitude similar to those seen in other eclipsing CVs.

In summary, in order to be able to detect a period modulation one needs a well-sampled (one data point every 1–3 yr, no big gaps) (O–C) diagram covering at least a decade of observations, constructed from precise eclipse timings (uncertainty $\lesssim 20$ s).

In order to construct a sample according to these requirements, we searched the CVcat database⁴ for all eclipsing CVs with inclination $i \geq 70^\circ$. The accuracy of eclipse timings below this limit is not enough to allow detection of period modulations with amplitudes $\lesssim 200$ s. We find 14 eclipsing CVs satisfying the above criteria, 6 systems below and 8 systems above the period gap. They are listed in Table 4. *All systems in the sample show cyclical period changes.* With the inclusion of HT Cas, there is presently no CVs with well sampled and precise (O–C) diagram covering more than a decade of observations that do not show cyclical period changes. This underscores the conclusion of Baptista et al. (2003) that cyclical period changes seem a common phenomenon in CVs, being present equally among systems above and below the period gap.

Apsidal motion is not a viable explanation for such period changes because the orbital eccentricity for close binaries is negligible. The presence of a third body in the system has often been invoked as an alternative explanation. However, a light-time effect implies a strictly periodic modulations in orbital period, which is usually not observed when data covering several cycles of the modulation are available. If one is to seek a common explanation for the orbital period modulation seen in CVs, then all periodic effects (such as a third body in the system) must be discarded, since the observed period changes in several of the systems (e.g., UX UMa, RW Tri, V2051 Oph) are cyclical but clearly not strictly periodic.

⁴ CVcat/TPP is a web-based interactive database on cataclysmic variable stars (<http://cvcat.net/>).

The best current explanation for the observed cyclical period modulation is that it is the result of a solar-type magnetic activity cycle in the secondary star. Amongst several mechanisms proposed to explain such modulations, the hypothesis of Applegate (1992) seems the most plausible. It relates the orbital period modulation to the operation of a hydromagnetic dynamo in the convective zone of the late-type component of close binaries. More precisely, Applegate’s hypothesis assumes that a small fraction of the internal angular momentum of the active component is cyclically exchanged between an inner and an outer convective shell due to a varying internal magnetic torque. This affects the oblateness and the gravitational quadrupole moment of the active component, which oscillates around its mean value. When the quadrupole moment is maximum, the companion star feels a stronger gravitational force, so that it is forced to move closer and faster around the center of mass, thus attaining the minimum orbital period. On the other hand, when the quadrupole is minimum, the orbital period exhibits its maximum. Lanza et al. (1998) and Lanza & Rodonò (1999) have elaborated more on this idea. The model was applied to a sample of CVs by Richman et al. (1994). The fractional period change $\Delta P/P$ is related to the amplitude $\Delta(O-C)$ and to the cycle length P_{mod} of the modulation by (Applegate 1992),

$$\frac{\Delta P}{P} = 2\pi \frac{\Delta(O-C)}{P_{\text{mod}}} = 4\pi \frac{A}{C}. \quad (1)$$

Using the values of A and C in Tables 3, we find $\Delta P/P = 4.4 \times 10^{-7}$ for HT Cas.

In their discussion about T Aur, Beuermann & Pakull (1984) remarked that the observed period modulation could be fitted with a quadratic ephemeris of decreasing period or with a sinusoid of quasi-period ~ 23 yr. We combined the data of Beuermann & Pakull (1984) with the more recent timing of Diethelm (2004) to obtain a revised (O–C) diagram for T Aur. A quadratic ephemeris is no longer statistically significant (the quadratic term is comparable to its uncertainty), but a 23 ± 2 yr sinusoid of amplitude 220 ± 40 s yields an even more significant fit to the data than before. This leads to a revised value of $\Delta P/P = 3.8 \times 10^{-6}$ for T Aur. The values of $\Delta P/P$ for all the CVs in our sample are listed in the fourth column of Table 4.

The critical aspect of Applegate’s hypothesis is the connection of his model of gravitational quadrupole changes to a realistic cyclic dynamo model capable of produce such modulations. In this regard, Rüdiger et al. (2002) presented an α^2 dynamo model for RS CVn stars, adding a dynamo mechanism to Applegate’s model. Also, theoretical improvements and observational constraints appeared recently in the literature in an attempt to overcome the limitations faced when Applegate’s model is applied to RS CVn stars (Lanza & Rodonò 2002, 2004; Lanza 2005, 2006a,b). All these results can be scaled to CVs above the period gap because their secondaries also have convective envelopes.

On other hand, secondaries of CVs below the gap are thought to be fully convective (i.e., masses $M_2 < 0.3 M_\odot$). Because fully convective stars have no overshoot layer, the usual dynamo mechanisms cannot be at work in these stars (Dobler 2005). However, isolated late-type main sequence stars (spectral type M5 and later) show indications of the presence of strong magnetic fields (Hawley 1993; Baliunas et al. 1995; West et al. 2004). Moreover, if magnetic activity in the secondary star is used as an explanation for the observed period modulations, the CVs below the period gap represent the first sample of fully convective dwarfs with magnetic cycles known. Alternative small-scale dynamo models have been proposed to sustain magnetic

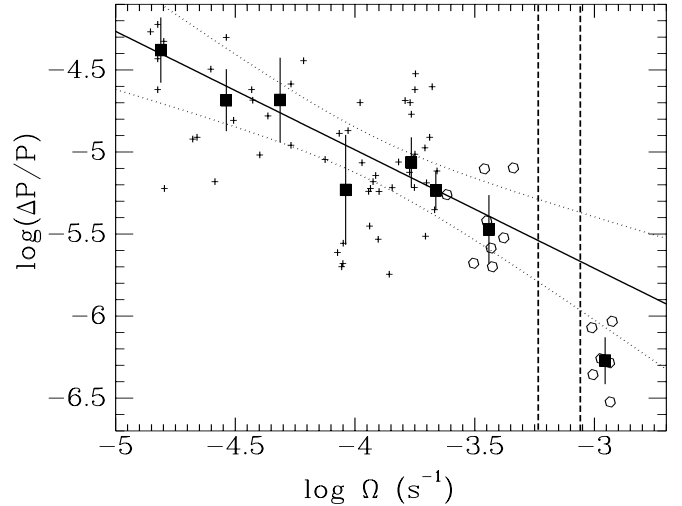


Fig. 3. Diagram of the fractional period change $\Delta P/P$ versus the angular velocity Ω of the active component star for CVs (open circles) and other close binaries from the literature (crosses). Median values of $\Delta P/P$ for the CVs above and below the gap and for the other binaries (in bins of 0.25 dex in $\log \Omega$) are shown as filled squares with error bars. The period gap is indicated by vertical dashed lines. The best-fit linear relation and its 3- σ confidence level are shown as solid and dotted lines, respectively.

fields and induce magnetic activity cycles in fully convective stars (Durney et al. 1993; Haugen et al. 2004; Brandenburg et al. 2005; Dobler 2005, and references therein). These models indicate that an overshoot layer is not a necessary ingredient for the generation of large scale magnetic fields.

The common occurrence of P_{orb} modulations in CVs is consistent with the results of Ak et al. (2001). They found cyclical variations in the quiescent magnitude and outburst interval of a sample of CVs above and below the period gap, which they attributed to solar-type magnetic activity cycles in the secondary stars. They also found no correlation of the cycle length with the rotation regime of the secondary star (i.e., orbital period, for the phase-locked secondary stars in CVs). Considering the period modulations of a variety of close binary systems, Lanza & Rodonò (1999) found similar observational evidence for system above and below the period gap.

3.2. A comparison of the observed orbital period modulations above and below the period gap

Given the sample of well observed CVs which exhibit cyclical orbital period changes, this section attempts to quantify the common behavior as well as to address the systematic differences between the observed modulations in systems above and below the period gap. We extended the comparison by considering the period modulations observed in other longer-period close binaries (Algols, RS CVn and W UMa stars). Their magnetic activity should resemble, in some sense, the magnetic activity of the CVs above the gap since they also have a late-type (active) component with a convective envelope.

Figure 3 shows a diagram of the fractional period change $\Delta P/P$ versus the angular velocity $\Omega = 2\pi/P_{\text{orb}}$ of the active, late-type component star in close binaries (rotation is a key ingredient of the dynamo action, see Lanza & Rodonò 1999). It includes data from the 14 eclipsing CVs listed in Table 4 (open circles). The period gap is indicated by vertical dashed lines. The

crosses depict $\Delta P/P$ values for 56 other close binaries with cyclical period modulations (Lanza & Rodonó 1999; Qian et al. 1999, 2000a,b, 2002, 2004, 2005, 2007a; Lanza et al. 2001; Kang et al. 2002; Qian 2002a,b, 2003; Yang & Liu 2002, 2003a,b; Zavala et al. 2002; Çakırlı et al. 2003; Kim et al. 2003; Qian & Boonrucksar 2003; Afşar et al. 2004; Lee et al. 2004; Qian & Yang 2004; Yang et al. 2004, 2007; Zhu et al. 2004; Borkovits et al. 2005; Qian & He 2005; Erdem et al. 2007; Pilecki et al. 2007; Szalai et al. 2007). Systems with independent evidence that the observed (O–C) modulations can be explained by a third body were excluded (actually, it is not possible to exclude the possibility that the observed modulation of some of the systems plotted may still be caused by a third body. However, for most of the systems the observation of the modulation covers more than one cycle and there is some indication that the variation is non-periodic).

There is a clear correlation between the fractional period change and the angular velocity. The $\Delta P/P$ values decrease by an order of magnitude from the slowly rotating RS CVn stars (at the upper left corner of Fig. 3) to the CVs above the period gap, and almost another order of magnitude from these to the CVs below the period gap (at the bottom right corner of Fig. 3). By quantifying this correlation it is possible to test whether the systematic differences in $\Delta P/P$ values between CVs above and below the period gap (e.g., Baptista et al. 2003) are a natural consequence of this behavior or not. For this purpose we need to address the errors affecting the $\Delta P/P$ values. Lanza & Rodonó (1999) remark that $\Delta P/P$ values may be uncertain by up to a factor of 2 for the long-period binaries (this is likely responsible for part of the scatter in the data shown in Fig. 3). Instead of trying to evaluate the error of each individual $\Delta P/P$ value in our sample, we adopted a statistical approach.

We separated the CVs in two groups of systems, one above and one below the period gap, and computed the median $\Delta P/P$ value for each group. The uncertainty is derived from the median absolute deviation with respect to the median, and the median angular velocity of the sample is taken as the corresponding x -axis value. The median fractional period change of the short-period CVs ($\overline{\Delta P/P} = 5.3 \times 10^{-7}$) is lower than that of the long-period CVs ($\Delta P/P \approx 3.4 \times 10^{-6}$) by a factor ≈ 6 . We applied a similar procedure to the other, longer period binaries by slicing the $\log \Omega$ axis into $N = 6$ bins of width 0.25 dex and computing the median $\Delta P/P$ value for each bin. We adopt the median and the absolute deviation instead of the mean and the standard deviation because the former estimators are more robust against outliers. As a consistency check we repeated the procedure for values in the range $N = 3-7$. The results are the same within the uncertainties. For $N > 7$ the number of data points in each bin becomes too low for the use of the median as a reliable estimator; for $N < 3$ there are too few samples to properly represent the behavior of the data. In the following discussion we present the results for $N = 6$ bins. The median $\Delta P/P$ values obtained this way are plotted in Fig. 3 as filled squares.

We adopted a relationship of the type $\Delta P/P \propto \Omega^\gamma$ and performed separated least-squares linear fits to the data with and without the inclusion of the point corresponding to the CVs below the period gap. The best linear fit to the data above the period gap yields $\gamma = -0.7 \pm 0.1$ and is indicated by a solid line in Fig. 3. Within the assumption that the CVs below the period gap fit the same relationship, one might expect that their inclusion in the data set improves the quality of the fit as a consequence of the longer baseline in the $\log \Omega$ axis. However, adding the CVs below the period gap to the sample degrades the fit (the

standard deviation with respect to the fit increases by 50 per cent) and χ^2_ν increases by a factor >4 . A parabolic fit (with a negative quadratic term) is a better fit than the straight line in this case. This indicates that the CVs below the period gap do not fit into the correlation observed for the other binaries.

We quantified the above statement with the following procedure. We assumed that the data for the binaries above the period gap have a normal distribution around the best-fit line (i.e., we enforced a unity χ^2_ν value) and used the observed scatter to estimate the variance-covariance matrix for the fitted parameters. The dotted curves in Fig. 3 show the uncertainties of the $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7}$ fit at the $3\text{-}\sigma$ confidence level, the covariances between the parameters taken into account. The median $\Delta P/P$ value of the short-period CVs is more than $3\text{-}\sigma$ below the $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7}$ relation. Despite the small sample (14 objects), there is a statistically significant difference between the $\Delta P/P$ values of the CVs above and below the period gap. This difference cannot be eliminated even if we take into account the fitted $\Delta P/P$ versus Ω relation that predicts decreasing $\Delta P/P$ values for increasing Ω . We are thus lead to the conclusion that the CVs below the period gap (with fully convective active stars) behave differently from the binaries above the period gap (with active stars of radiative cores and convective envelopes).

If the interpretation of cyclical period changes as the consequence of a solar-like magnetic activity cycle is correct, the existence of cyclical period changes in binaries with fully convective active stars is an indication that these stars do have magnetic fields, not only capable of inducing strong chromospheric activity (e.g., Hawley 1993), but also measurable magnetic activity cycles (Ak et al. 2001; this paper). On the other hand, the fact that the fractional period changes of binaries with fully convective stars is systematically smaller than those of stars with radiative cores is a likely indication that a different mechanism is responsible to generate and sustain their magnetic fields. In this regard, the observed lower $\Delta P/P$ values yield a useful constrain to any model that might be developed to account for magnetic fields in fully convective stars.

The investigation of cyclical period changes in CVs will greatly benefit from the increase in the (presently small) sample of systems with well-sampled (O–C) diagrams covering more than a decade of observations. This demands the patient but systematic collection of precise eclipse timings over several years. It is worth mentioning that there is a good number of well-known eclipsing CVs for which a few years of additional eclipse timings observations would suffice to overcome the ambiguities illustrated in Fig. 2 and to allow statistically significant detection of period modulations. We also remark that none of the systems inside the period gap has been yet observed for long enough time to allow identification of cyclical period changes. It would be interesting to check whether these systems will fit the $\Delta P/P \propto \Omega^{-0.7}$ relation or will display a behavior similar to that of the CVs below the period gap.

In order to explain the CV period gap, the disrupted braking model predicts a significant reduction in magnetic braking efficiency between the systems above and below the period gap (Hameury et al. 1991). The observed difference in $\Delta P/P$ between CVs above and below the period gap could be used to test this prediction if a connection between fractional period changes and braking efficiency could be established.

Acknowledgements. B.W.B. acknowledges financial support from CNPq-MCT/Brazil graduate research fellowship. R.B. acknowledges financial support from CNPq-MCT/Brazil through grants 300.345/96-7 and 200.942/2005-0.

References

- Afşar, M., Heckert, P. A., & İbanoğlu, C. 2004, *A&A*, 420, 595
- Ak, T., Ozkan, M. T., & Mattei, J. A. 2001, *A&A*, 369, 882
- Andronov, N., & Pinsonneault, M. H. 2004, *ApJ*, 614, 326
- Andronov, N., Pinsonneault, M., & Sills, A. 2003, *ApJ*, 582, 358
- Applegate, J. H. 1992, *ApJ*, 385, 621
- Applegate, J. H., & Patterson, J. 1987, *ApJ*, 322, L99
- Baliunas, S. L., Donahue, R. A., Soon, W. H., et al. 1995, *ApJ*, 438, 269
- Baptista, R., Jablonski, F. J., Oliveira, E., et al. 2002, *MNRAS*, 335, L75
- Baptista, R., Borges, B. W., Bond, H. E., et al. 2003, *MNRAS*, 345, 889
- Beuermann, K., & Pakull, M. W. 1984, *A&A*, 136, 250
- Borkovits, T., Elkhateeb, M. M., Csizmadia, S., et al. 2005, *A&A*, 441, 1087
- Brandenburg, A., Haugen, N. E. L., Käpylä, P. J., & Sandin, C. 2005, *Astron. Nachr.*, 326, 174
- Çakırlı, Ö., İbanoğlu, C., Djurašević, G., et al. 2003, *A&A*, 405, 733
- Diethelm, R. 2004, *IBVS*, 5543
- Dobler, W. 2005, *Astron. Nachr.*, 326, 254
- Durney, B. R., De Young, D. S., & Roxburgh, I. W. 1993, *Sol. Phys.*, 145, 207
- Erdem, A., Dođru, S. S., Bakış, V., & Demircan, O. 2007, *Astron. Nachr.*, 328, 543
- Feline, W. J., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Watson, C. A., & Littlefair, S. P. 2005, *MNRAS*, 364, 1158
- Greenhill, J. G., Hill, K. M., Dieters, S., et al. 2006, *MNRAS*, 372, 1129
- Hameury, J. M., King, A. R., & Lasota, J. P. 1991, *A&A*, 248, 525
- Haugen, N. E., Brandenburg, A., & Dobler, W. 2004, *Phys. Rev. E*, 70, 016308
- Hawley, S. L. 1993, *PASP*, 105, 955
- Hellier, C., & Sproats, L. N. 1992, *IBVS*, 3724, 1
- Hellier, C., Mason, K. O., & Cropper, M. 1989, *MNRAS*, 237, 39
- Horne, K., Wood, J. H., & Stiening, R. F. 1991, *ApJ*, 378, 271
- Ioannou, Z., Naylor, T., Welsh, W. F., et al. 1999, *MNRAS*, 310, 398
- Kang, Y. W., Oh, K.-D., Kim, C.-H., et al. 2002, *MNRAS*, 331, 707
- Kim, C.-H., Lee, J. W., Kim, H.-I., Kyung, J.-M., & Koch, R. H. 2003, *AJ*, 126, 1555
- Knigge, C. 2006, *MNRAS*, 373, 484
- Lanza, A. F. 2005, *MNRAS*, 364, 238
- Lanza, A. F. 2006a, *MNRAS*, 369, 1773
- Lanza, A. F. 2006b, *MNRAS*, 373, 819
- Lanza, A. F., & Rodonò, M. 1999, *A&A*, 349, 887
- Lanza, A. F., & Rodonò, M. 2002, *Astron. Nachr.*, 323, 424
- Lanza, A. F., & Rodonò, M. 2004, *Astron. Nachr.*, 325, 393
- Lanza, A. F., Rodono, M., & Rosner, R. 1998, *MNRAS*, 296, 893
- Lanza, A. F., Rodonò, M., Mazzola, L., & Messina, S. 2001, *A&A*, 376, 1011
- Lee, J. W., Kim, C.-H., Han, W., Kim, H.-I., & Koch, R. H. 2004, *MNRAS*, 352, 1041
- Matese, J. J., & Whitmire, D. P. 1983, *A&A*, 117, L7
- Patterson, J. 1984, *ApJS*, 54, 443
- Patterson, J., Kemp, J., Richman, H. R., et al. 1998, *PASP*, 110, 415
- Pilecki, B., Fabrycky, D., & Poleski, R. 2007, *MNRAS*, 378, 757
- Pringle, J. 1975, *MNRAS*, 170, 633
- Qian, S.-B. 2002a, *A&A*, 387, 903
- Qian, S.-B. 2002b, *MNRAS*, 336, 1247
- Qian, S.-B. 2003, *A&A*, 400, 649
- Qian, S.-B., & Boonruksar, S. 2003, *PASJ*, 55, 499
- Qian, S.-B., & He, J.-J. 2005, *PASJ*, 57, 977
- Qian, S.-B., & Yang, Y.-G. 2004, *AJ*, 128, 2430
- Qian, S.-B., Liu, Q.-Y., & Yang, Y.-L. 1999, *Ap&SS*, 266, 529
- Qian, S.-B., Liu, Q.-Y., Yang, Y.-L., & Yuan, L.-L. 2000a, *Chinese Astron. Astrophys.*, 24, 331
- Qian, S.-B., Liu, Q.-Y., & Tan, W. 2000b, *Ap&SS*, 274, 859
- Qian, S.-B., Liu, D., Tan, W., & Soonthornthum, B. 2002, *AJ*, 124, 1060
- Qian, S.-B., Soonthornthum, B., Xiang, F.-Y., Zhu, L.-Y., & He, J.-J. 2004, *Astron. Nachr.*, 325, 714
- Qian, S.-B., He, J.-J., Xiang, F.-Y., Ding, X., & Boonruksar, S. 2005, *AJ*, 129, 1686
- Qian, S.-B., Xiang, F.-Y., Zhu, L.-Y., et al. 2007a, *AJ*, 133, 357
- Qian, S.-B., Dai, Z.-B., He, J.-J., et al. 2007b, *A&A*, 466, 589
- Rappaport, S., Verbunt, F., & Joss, P. C. 1983, *ApJ*, 275, 713
- Richman, H. R., Applegate, J. H., & Patterson, J. 1994, *PASP*, 106, 1075
- Robertson, J. W., & Honeycutt, R. K. 1996, *AJ*, 112, 2248
- Robinson, E. L., Shetrone, M. D., & Africano, J. L. 1991, *AJ*, 102
- Robinson, E. L., Wood, J. H., Bless, R. C., et al. 1995, *ApJ*, 443, 295
- Rubenstein, E. P., Patterson, J., & Africano, J. L. 1991, *PASP*, 103, 1258
- Rüdiger, G., Elstner, D., Lanza, A. F., & Granzer, T. 2002, *A&A*, 392, 605
- Stumpff, P. 1980, *A&A*, 41, 1
- Szalai, T., Kiss, L. L., Mészáros, S., Vinkó, J., & Csizmadia, S. 2007, *A&A*, 465, 943
- Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variable Stars* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Warner, B. 1988, *Nature*, 336, 129
- West, A. A., Hawley, S. L., Walkowicz, L. M., et al. 2004, *AJ*, 128, 426
- Wolf, S., Mantel, K. H., Horne, K., et al. 1993, *A&A*, 273, 160
- Wood, J. H., Irwin, M. J., & Pringle, J. E. 1985, *MNRAS*, 214, 475
- Wood, J. H., Naylor, T., Hassall, B. J. M., & Ramseyer, T. F. 1995, *MNRAS*, 273, 772
- Yang, Y.-L., & Liu, Q.-Y. 2002, *AJ*, 124, 3358
- Yang, Y.-L., & Liu, Q.-Y. 2003a, *AJ*, 126, 1960
- Yang, Y.-L., & Liu, Q.-Y. 2003b, *PASP*, 115, 748
- Yang, Y.-G., Qian, S.-B., & Zhu, C.-H. 2004, *PASP*, 116, 826
- Yang, Y.-G., Dai, J.-M., Yin, X.-G., & Xiang, F.-Y. 2007, *AJ*, 134, 179
- Zavala, R. T., McNamara, B. J., Harrison, T. E., et al. 2002, *AJ*, 123, 450
- Zhang, E.-H., Robinson, E. L., & Nather, R. E. 1986, *ApJ*, 305, 740
- Zhang, E., Robinson, E. L., Stiening, R. F., & Horne, K. 1995, *ApJ*, 454, 447
- Zhu, L.-Y., Qian, S.-B., & Xiang, F.-Y. 2004, *PASJ*, 56, 809