

Universidade Federal de Santa Catarina

Curso de Pós-Graduação em Física

MAPEAMENTO MULTI-ESPECTRAL
DO FLUXO DE ACRÉSCIMO EM
UU AQUARI

Dissertação

Submetida ao Curso de Pós-Graduação em Física da

Universidade Federal de Santa Catarina

para obtenção de grau de

MESTRE EM FÍSICA

Carlos Roberto da Silveira

Florianópolis, Dezembro de 1998

Aos meus pais e meus irmãos

À minha avó

Índice

1	Motivações e Objetivos	3
2	Revisão Bibliográfica	5
2.1	Variáveis Cataclísmicas	5
2.1.1	Introdução	5
2.1.2	Novas Clássicas	11
2.1.3	Novas Recorrentes	13
2.1.4	Novas-Anãs	14
2.1.5	Nova-likes	19
2.1.6	Variáveis Cataclísmicas Magnéticas	22
2.1.7	Teoria de Erupções de Novas-Anãs	22
2.1.8	Evolução de Variáveis Cataclísmicas	26
2.2	Discos de Acréscimo	29
2.3	O Método de Mapeamento por Eclipse	33
3	Espectroscopia de UU Aqr	43
3.1	Histórico de UU Aqr	43
3.2	Observações e Redução	47
3.3	Descrição dos Dados	50
3.4	Construção das Curvas de Luz	53
3.5	Mapas de Eclipse	53
4	Resultados e Discussão	57
4.1	Estrutura do Disco	57
4.2	Distribuição Radial de Temperatura	59

4.3	Distribuição Radial de Intensidade das Linhas	63
4.4	Espectros Espacialmente Resolvidos do Disco de Acréscimo	65
4.5	Componente Não-Eclipsada	70
5	Conclusões e Perspectivas	73
5.1	Sumário e Conclusões	73
5.2	Perspectivas	74
6	Referências Bibliográficas	77

Capítulo 1

Motivações e Objetivos

A importância do acréscimo de matéria como uma fonte de energia foi reconhecida primeiro nos estudos de sistemas binários, em especial em binárias de raio-X. Os discos de acréscimo são máquinas eficientes para extrair energia potencial gravitacional e convertê-la em radiação. Esta propriedade fez dos discos de acréscimos candidatos atraentes para desempenhar o papel principal em quasares e núcleos ativos de galáxias. Nos sistemas binários em interação, o momento angular no acréscimo tem uma grande importância, pois o material transferido de uma estrela não pode cair sobre a outra estrela antes que perca parte de seu momento angular. Um outro cenário também ligado aos discos de acréscimo é a formação estelar e de sistemas planetários a partir do colapso de uma nuvem protoestelar, num fenômeno envolvendo gravidade, pressão térmica, rotação e campos magnéticos (Frank, King & Raine 1992).

Discos de acréscimo ocorrem onde material com momento angular grande está caindo sobre um objeto compacto. O material, por não poder ser acrescido diretamente, forma um disco em rotação ao redor do objeto. Esse material só será depositado sobre o objeto compacto se houver perda de momento angular, com o momento angular sendo transferido para fora e o material caindo sobre o objeto compacto (Tout 1996).

Os sistemas binários próximos onde uma estrela transfere matéria para uma companheira compacta são excelentes candidatos a terem discos de acréscimo. Variáveis cataclísmicas são sistemas binários de período orbital curto ($P_{orb} \lesssim 15$ h) onde uma estrela de tipo tardio, preenchendo o seu lóbulo de Roche, transfere matéria para uma anã-branca. Se a anã-branca não possui um campo magnético intenso ($B \lesssim 10^5$ G), essa matéria forma um disco de acréscimo (Warner 1976). Os discos de acréscimo em variáveis

cataclísmicas cobrem uma faixa ampla de taxas de acréscimo e estados de viscosidade. As novas-anãs sofrem erupções entre 3–5 mag, refletindo uma mudança na estrutura interna de seu disco, que está a princípio ligada à uma grande mudança na taxa de acréscimo de matéria. Por outro lado, as nova-likes parecem estar permanentemente num estado de viscosidade alto, como resultado da sua alta taxa de acréscimo.

Em sistemas de grande inclinação orbital observa-se eclipses do disco de acréscimo e da anã-branca pela estrela secundária. O perfil do eclipse fornece preciosa informação sobre a distribuição de brilho das fontes eclipsadas. A geometria de cada sistema é determinada se são conhecidas a razão de massa entre as estrelas (q) e a inclinação (i).

O método de mapeamento por eclipse (Horne 1985, 1993; Rutten, van Paradijs & Tinbergen 1992; Baptista & Steiner 1993) transforma as informações contidas na curva de luz do eclipse num mapa da distribuição de brilho superficial do disco. Esta técnica, quando aplicada a espectroscopia com resolução temporal durante os eclipses, permite-nos obter o espectro de qualquer parte do disco. Também podemos obter informações sobre as regiões opticamente finas e espessas comparando tais espectros com as previsões de modelos da estrutura vertical do disco. Além disso, o estudo das variações temporais na estrutura de discos de acréscimo de novas-anãs durante erupções pode ser muito útil para entender a natureza do mecanismo de viscosidade presente nos discos de acréscimo.

Neste trabalho, analisamos curvas de luz de eclipses da variável cataclísmica *UU Aquarii* obtidas no Kitt Peak National Observatory (KPNO) em 1993 com técnicas de mapeamento por eclipse para estudar a estrutura, a distribuição radial de temperatura e de intensidade do disco de acréscimo, bem como obter os espectros espacialmente resolvidos do disco. Vale a pena ressaltar que este é apenas o segundo objeto para o qual o mapeamento multiespectral é aplicado. O primeiro objeto foi *UX Ursa Majoris*.

No capítulo 2 apresentamos uma breve revisão sobre as variáveis cataclísmicas, os discos de acréscimo e sobre métodos de mapeamento por eclipse. Uma revisão sobre o objeto de interesse *UU Aqr* será apresentada no capítulo 3, onde também apresentamos e descrevemos as observações e a análise dos dados. No capítulo 4 são apresentados os resultados da análise usando a técnica de mapeamento por eclipse. No capítulo 5 são listadas as conclusões deste trabalho e as perspectivas para a continuidade do mesmo.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

2.1 Variáveis Cataclísmicas

2.1.1 Introdução

As estrelas variáveis cataclísmicas têm atraído o interesse de astrônomos profissionais e amadores por muito tempo. Embora a primeira nova-anã tenha sido descoberta em 1855 e as novas fossem conhecidas por muito tempo, o estudo de variáveis cataclísmicas é um ramo muito novo. Somente nos últimos 20 anos tornou-se claro que a estrutura básica de uma estrela variável cataclísmica é aquela de um sistema binário em interação, e somente nos últimos anos começou-se a entender a natureza do *cataclismo* que essas estrelas sofrem. Esses avanços só foram possíveis graças ao uso de telescópios maiores e de detectores mais sensíveis, bem como de observações do espaço. Ao mesmo tempo, observações com instrumentos menores, incluindo monitoramento visual freqüente e persistente das variações de brilho de variáveis cataclísmicas por astrônomos amadores, forneceram informações essenciais para o conhecimento desses objetos fascinantes.

Todas as variáveis cataclísmicas são sistemas binários. Elas consistem de uma estrela degenerada (anã-branca), chamada de estrela primária, e de uma estrela secundária. A estrela secundária pode ser uma gigante vermelha, como na nova recorrente T Coronae Borealis, ou mesmo uma outra estrela degenerada, como na binária de período ultra curto AM Canum Venaticorum. Muitas variáveis cataclísmicas, entretanto, contém uma *anã* como estrela secundária: esse sistemas têm períodos orbitais entre 1 h e 15 h. Naqueles sistemas onde o espectro da estrela secundária pode ser observado, ele é do tipo espectral

G , K ou M – essas são estrelas vermelhas, mais frias do que o Sol. Essas estrelas secundárias tipo anãs parecem ser estrelas de seqüência principal queimando hidrogênio, algumas ligeiramente mais luminosas do que estrelas de seqüência principal do mesmo tipo espectral. Em muitas outras variáveis cataclísmicas, especialmente aquelas com períodos orbitais mais curtos do que $2h$, as estrelas secundárias não foram observadas diretamente e não podemos ter certeza se são estrelas da seqüência principal.

As variáveis cataclísmicas podem ser separadas em subtipos de acordo com as suas características: novas clássicas; novas-anãs que são divididas em 3 sub-classes: $U Gem$, $Z Cam$ e $SU UMa$; novas recorrentes; pré-novas (*nova-likes*) que são divididas em 4 sub-classes: $UX UMa$, $RW Tri$, $SW Sex$ e $VZ Scl$; e variáveis cataclísmicas magnéticas separadas em 2 sub-classes: *polares*, por exemplo $AM Her$, e *polares intermediárias*, como por exemplos $DQ Her$. Estas categorias serão descritas em mais detalhes adiante. As novas clássicas, novas-anãs, nova-likes e novas recorrentes são genericamente designadas de sistemas não-magnéticos, por apresentarem campos magnéticos fracos, $B \lesssim 10^5$ G. Os sistemas magnéticos apresentam campos magnéticos intensos ($B \sim 10^6 - 10^7$ G).

O período orbital (P_{orb}) de uma variável cataclísmica é o seu parâmetro físico melhor conhecido. A distribuição dos períodos orbitais é mostrada na figura 2.1. A partir desta figura, podemos tirar algumas conclusões:

(1) existe uma grande deficiência de variáveis cataclísmicas não-magnéticas com $2, 2 \leq P_{orb}(h) \leq 2, 8$. Esse vazio de sistemas nesse intervalo levou à terminologia de *gap de período orbital*.

(2) Existe um período mínimo observado de $P_{orb} \approx 75$ min.

(3) Muitas novas não-magnéticas têm P_{orb} acima do gap de período.

(4) Todas as estrelas do tipo $SU UMa$ estão abaixo do gap de período, com exceção de TU Men que se encontra no limite superior do gap.

(5) Todas as estrelas do tipo $U Gem$ e $Z Cam$ estão acima do gap.

(6) Quase todas as estrelas *nova-likes* estão acima do gap de período.

(7) Todas as estrelas do tipo *polar* têm $P_{orb} \leq 4, 6$ h e com exceção de uma estrela, todas as estrelas tipo *polar intermediária* estão acima do gap de período.

Pela terceira lei de Kepler, temos

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

Figura 2.1 . Distribuição de períodos orbitais das variáveis cataclísmicas de acordo com a sub-classe. De Warner (1995).

ou

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

onde a é a separação entre os centros de massas das duas estrelas, $M(1)$ e $M(2)$ são as massas das estrelas primária e secundária respectivamente, $q = M(2)/M(1)$ é a razão de massas entre as estrelas e $M_1(1) = M(1)M_{\odot}$ e $P(h)$ é o período orbital em horas. Assim, a separação orbital típica nas variáveis cataclísmicas é $\sim 3 - 5$ vezes o raio solar.

Uma das características fundamentais das variáveis cataclísmicas é a transferência e posterior acréscimo de matéria da estrela secundária para a anã-branca. A importância do acréscimo está relacionada com o fato de que, em algum momento de seu estágio evolutivo, as estrelas do sistema binário sofrem uma transferência de matéria. Para poder atingir a estrela primária o material transferido precisa perder seu momento angular, o que acaba levando à formação de *discos de acréscimo* em torno da estrela primária. Existem duas principais razões para que ocorra transferência de matéria durante a evolução do sistema binário (Frank, King & Raine 1985):

(a) Durante a evolução, uma das estrelas do sistema binário pode ter seu raio aumen-

tado, ou a separação orbital entre as estrelas diminua, a tal ponto que a força gravitacional da estrela primária pode remover as camadas externas do envelope da estrela secundária. Esse tipo de transferência é conhecido como extravazamento do lóbulo de Roche.

(b) Em alguma fase de sua evolução, uma das estrelas pode ejetar uma grande quantidade de sua massa na forma de vento estelar. Uma parte deste material será capturado pela estrela primária devido à sua atração gravitacional.

As estrelas do sistema binário podem apresentar interações de natureza radiativa, como no aquecimento da face da estrela voltada para sua companheira quente, ou por efeito de maré, distorcendo ambas as componentes pela combinação de efeitos gravitacionais e centrífugos. Os efeitos da interação de maré sobre a estrela secundária fazem com que ela gire em sincronia com a revolução orbital, eliminando também qualquer excentricidade inicial da órbita. O tempo para que essas condições sejam satisfeitas é muito curto em comparação com o tempo de vida de uma variável cataclísmica.

As seções da equipotencial de Roche no plano da órbita para um $q = 0,5$ são mostradas na figura 2.2. A forma das equipotenciais de Roche é função somente de q e sua escala é determinada por a , sendo que o potencial gravitacional Φ_R é dado por,

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

onde foi utilizado um conjunto de coordenadas cartesianas (x, y, z) girando com a binária, com a origem na estrela primária. O *eixo x* está ao longo da linha que une os centros das estrelas, o *eixo y* está na direção do movimento orbital da estrela primária e o *eixo z* é perpendicular ao plano orbital. As equipotenciais definem a forma da estrela secundária. Esta é determinada por dois fatores: pela rotação, que achata a estrela ao longo de seu eixo de rotação, e pela força de maré, que alonga a estrela na direção de sua companheira.

Se o raio da estrela secundária é pequeno em relação à separação entre as estrelas, ela será quase esférica, como mostrado pela equipotencial mais interna ao redor da estrela 2 na figura 2.2. Se ela expande-se, sua superfície torna-se mais distorcida até que ela preenche a superfície que passa pelo ponto L_1 , chamado de *ponto Lagrangiano interno*, que é um *ponto de sela* de Φ_R . Essa superfície é a maior equipotencial fechada que pode conter a massa da estrela secundária e é conhecida como *lóbulo de Roche* da estrela secundária. Qualquer expansão adicional da estrela secundária resultará em transferência de massa dela para a estrela primária. Um sistema binário no qual ambas as estrelas estão dentro

Figura 2.2 . As equipotenciais de Roche. Os centros das estrelas primária (1) e secundária (2) e o centro de gravidade (G) são mostrados para uma razão de massa $q = 0,5$. L_1 e L_2 são os pontos Lagrangianos interno e externo respectivamente. De Pringle (1985).

dos seus lóbulos Roche é chamado de sistema *separado*. Entretanto, um sistema binário no qual a estrela secundária preenche seu lóbulo de Roche mas a estrela primária não, é conhecido como sistema *semi-ligado* (Warner 1995).

No ponto L_1 o gás pode escapar da atmosfera da estrela secundária para o lóbulo de Roche da estrela primária (figura 2.3). A taxa na qual a estrela secundária perde matéria é,

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

onde Q é a seção de choque efetiva do fluxo de matéria, ρ_{L_1} é a densidade em L_1 e c_s é a velocidade do som isotermal (Warner 1995).

Após ter passado por L_1 , o fluxo de matéria proveniente da estrela secundária é defletido pelo efeito de Coriolis e faz um ângulo com o eixo x que é uma função somente de q . Pela conservação de energia ao longo da trajetória do fluxo, as partículas obedecem à seguinte equação

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

Segue, então que, se uma partícula começa com velocidade quase zero em L_1 , ela

Figura 2.3 . Fluxo de matéria através do ponto Lagrangiano interno. De Pringle (1985).

não terá energia suficiente para cruzar o lóbulo em nenhum ponto. Conseqüentemente, a trajetória encontra-se totalmente dentro do lóbulo de Roche da estrela primária e sempre que a partícula se aproximar do lóbulo ela o fará com uma velocidade baixa, sendo incapaz de deixar o lóbulo. Portanto, os lóbulos de Roche são também conhecidos como *superfícies de velocidade zero*.

Quando o fluxo de matéria começa a fluir, ele passa pela estrela primária e colide consigo próprio num ponto bem determinado e relativamente próximo à estrela primária. Essa colisão com velocidade supersônica aumenta a temperatura do gás, irradiando para longe a energia cinética do impacto. Entretanto, o momento angular é conservado e, como para um dado momento angular a órbita de menor energia é uma órbita circular, a dissipação tende a produzir um anel de gás (figura 2.4).

No anel, existem processos dissipativos que converterão uma parte da energia do movimento orbital das partículas em calor, que será irradiado. Ao mesmo tempo, algumas partículas deverão se mover para raios maiores, transferindo o momento angular das partes internas para as partes externas do anel. Esse processo faz o anel se espalhar formando um disco de acréscimo (figura 2.4).

Com o disco completamente estabelecido, o fluxo de matéria proveniente da estrela secundária choca-se com a borda externa do disco com velocidades supersônicas, criando uma área aquecida (o *bright spot*) que pode chegar a irradiar tanta energia no óptico

Figura 2.4 . *Ilustração esquemática da formação inicial de um anel e sua evolução para um disco.*
De Verbunt (1982).

quanto todas as outras componentes combinadas (estrela primária, secundária e o disco). A posição do bright spot é determinada pela intersecção da trajetória do fluxo de matéria com a borda externa do disco (Warner 1995).

2.1.2 Novas Clássicas

As novas clássicas têm, por definição, somente uma erupção observada. A faixa de amplitudes da erupção do brilho de pré-nova ao brilho máximo varia de 6 a 19 magnitudes e está fortemente correlacionada com a taxa na qual a nova cai de brilho após o máximo. As novas rápidas apresentam erupções de maior amplitude e de duração mais curta, enquanto que as novas lentas apresentam erupções de menor amplitude e que podem durar até por vários anos.

A figura 2.5 mostra uma curva de luz esquemática para erupções de novas clássicas. Com algumas exceções, as observações no começo da subida estão fragmentadas, mas tudo indica que a duração é menor do que 3 dias. Em muitas novas há um platô, durando algumas horas em novas rápidas até algumas semanas em novas lentas, seguido por uma

Figura 2.5 . *Curva de luz esquemática para erupções de novas clássicas. De McLaughlin (1960).*

subida final de ~ 2 mag que leva ~ 2 dias para novas rápidas e semanas para novas lentas. O declínio do máximo da luminosidade visível é geralmente suave para todas as novas, exceto para as novas mais lentas, que mostram variações de até 2 mag entre 1–20 dias após o máximo. As novas mostram uma grande diversidade de comportamentos, a partir de 3–4 mag abaixo do máximo visual. Umhas poucas novas continuam a decair sem interrupção; outras passam por um mínimo de 7–10 mag de profundidade, durante 2–3 meses, após o qual elas aumentam de brilho e seguem o declínio extrapolado anteriormente. Outras ainda apresentam oscilações de brilho quase periódicas com amplitudes de 1 – 1,5 mag. O declínio final após emergir da fase de transição é feito com pequenas flutuações em brilho (Warner 1995).

As erupções de novas clássicas são modeladas satisfatoriamente como explosões termonucleares descontroladas do material rico em hidrogênio que é depositado sobre a superfície da anã-branca. Uma parte crucial da física desta explosão está contida na equação de estado para a matéria degenerada, $P \propto \rho^\gamma$, que é independente da temperatura. Se a temperatura e a densidade são suficientemente altas para que as reações nucleares ocorram, qualquer aumento na temperatura é amplificado de forma exponencial numa explosão. Este aumento só se encerra quando a temperatura de Fermi T_F é atingida. Então ocorre uma expansão para reduzir o excesso de pressão. Se a expansão atinge a

velocidade de escape, o envelope da estrela primária é ejetado. A massa do envelope $M_{env}(crit)$ para o qual ocorre esta ejeção pode ser obtida da expansão (Livio 1993),

$$M_{env}(crit) = 1,7 \times 10^{-4} R_9^{2,8} (1) M_1^{-0,7} (1) M_\odot \quad (2.6)$$

onde R_9 é o raio da anã-branca em unidades de 10^9 cm.

$$T_R = M_{env}(crit) / \langle \dot{M}(1) \rangle \quad (2.7)$$

Para uma massa do envelope $M_{env} \sim 10^{-5} M_\odot$ e um $\dot{M}(1) \gtrsim 1 \times 10^{-9} M_\odot \text{ ano}^{-1}$, $T_R \sim 10^4 \text{ anos}$. O número de erupções que uma variável cataclísmica pode ter é grande, $\sim M_i(2)/M_{env}(crit)$ onde $M_i(2)$ é a massa da estrela secundária no começo da transferência de matéria.

A dependência de $M_{env}(crit)$ com $M(1)$ e $\dot{M}(1)$ para envelopes com abundâncias solares é mostrado na figura 2.6. Isto demonstra que todas as variáveis cataclísmicas devem sofrer erupções de novas, e sugere que todas as variáveis cataclísmicas que não foram observadas tendo uma erupção de nova, devem ter tido no passado ou terão no futuro.

2.1.3 Novas Recorrentes

As novas recorrentes são novas clássicas previamente conhecidas que são encontradas repetindo suas erupções. A distinção entre novas recorrentes e novas-anãs é feita espectroscopicamente: em novas recorrentes (como nas novas clássicas) uma quantidade substancial de matéria ($\sim 10^{-5} M_\odot$) é ejetada a altas velocidades; em novas-anãs não existe material sendo perdido (mas pode haver um vento estelar aumentado durante a erupção).

As novas recorrentes apresentam um tempo de recorrência relativamente curto, em relação às novas clássicas, por ter ou um envelope com massa pequena ou um $\dot{M}(1)$ alto, ou ambos. A partir da figura 2.6, vemos que para $M_1(1) \geq 1,3$ e $\dot{M}(1) \gtrsim 1 \times 10^{-8} M_\odot \text{ ano}^{-1}$ temos um $T_R < 100 \text{ anos}$ (Livio & Truran 1992).

Figura 2.6 . $M_{env}(crit)(\equiv \Delta M_{ig})$ como uma função de $\dot{M}(1)$ e $M(1)$. As linhas sólidas espessas indicam a massa $M_1(1)$. A linha tracejada espessa é o limite superior acima do qual a queima de hidrogênio estável ocorre. A linha tracejada fina mostra onde reações $p-p$ e CNO contribuem igualmente para a produção de energia. As linhas sólidas finas marcam o $T_R(ano)$ da equação (2.7).

2.1.4 Novas-Anãs

As novas-anãs têm erupções de 2–5 mag, com alguns raros objetos (e.g., WZ Sge) apresentando erupções com até 8 mag. Uma característica das erupções das novas-anãs é que não existem duas erupções idênticas para uma mesma estrela. Embora essas erupções não sejam periódicas, elas apresentam um tempo de recorrência, T_n , que é característico para cada sistema. O intervalo entre erupções varia entre $T_n \sim 7$ dias e $T_n \sim$ anos. A duração de erupções normais é de 2–20 dias, e está correlacionada com o intervalo entre erupções.

Existem três subtipos distintos de novas-anãs, baseados na morfologia da curva de luz da erupção:

- Estrelas $Z Cam$ mostram *standstills* longos de aproximadamente 0,7 mag abaixo do brilho no máximo das erupções, com duração de dias a anos durante o qual as erupções cessam. Essas estrelas têm $P_{orb} > 3 h$.
- Estrelas $SU UMa$ apresentam super-erupções nos quais a estrela alcança um estado de brilho maior ($\sim 0,7$ mag) no máximo e permanece em erupção por $\sim 5-10$ vezes a duração de uma erupção normal. A figura 2.7 mostra uma curva de luz histórica

de *VW Hyi*. Em quiescência, as *SU UMa* parecem formar uma extensão natural das estrelas *U Gem* para períodos orbitais mais curtos, sendo que todas as *SU UMa* têm $P_{orb} < 2,1 h$, com exceção de *TU Men* ($P_{orb} = 2,82 h$). Durante uma super-erupção, um *hump* periódico proeminente aparece e fica visível até o fim da super-erupção. O período desse *superhump* é $\sim 3\%$ maior do que o período orbital.

- Estrelas *U Gem* incluem todas as novas-anãs que não são estrelas *Z Cam* nem *SU UMa*. Essas estrelas possuem períodos orbitais $P_{orb} > 3 h$, ou seja, estão acima do gap (Warner 1995).

As 200 novas-anãs conhecidas foram classificadas através de suas curvas de luz. Contudo, somente uma pequena fração delas foram suficientemente estudadas afim de estabelecer o seu período orbital. Entre as novas-anãs, 12 estrelas *Z Cam*, 29 estrelas *U Gem*, 34 estrelas *SU UMa* e 22 objetos suspeitos de pertencerem à classe das novas-anãs têm períodos orbitais conhecidos. As estrelas *SU UMa* podem estar super-representadas porque seus períodos orbitais são fáceis de serem estimados, independente da inclinação, a partir das observações fotométricas realizadas durante as super-erupções. Os períodos orbitais das estrelas *Z Cam* e *U Gem* vêm das observações espectroscópicas, com a adição de alguns poucos encontrados das variações orbitais fotométricas (eclipses, modulação do bright spot, modulação elipsoidal infra-vermelha).

A fotometria de sistemas de alta inclinação fornece grandes oportunidades para examinar a estrutura física de novas-anãs. A figura 2.8 apresenta uma curva de luz da nova-anã de alta inclinação *Z Cha*.

Os espectros ópticos das novas-anãs em quiescência são caracterizados por linhas de emissão da série de Balmer intensas sobre um contínuo azul, junto com outras linhas fracas de *HeI* e de alguns elementos pesados. O decremento de Balmer é raso, indicando condições opticamente espessas, e as linhas convergem para dar um contínuo de Balmer em emissão. A figura 2.9 mostra um espectro típico de nova-anã em quiescência com uma razão ($H\beta/HeI \lambda 5876$) grande. O espectro no infravermelho é caracterizado por linhas de emissão, com as larguras das linhas indicando uma origem no disco (Dhillon & Marsh 1993). Entretanto, nos sistemas com períodos orbitais longos o espectro de absorção é dominado pela contribuição da estrela secundária. O espectro no ultra-violeta apresenta um comportamento espectral variado independente das características do espectro óptico.

Figura 2.7 . *Curvas de luz de VW Hyi das observações feitas pela Variable Star Section of the Royal Astronomical Society (VSSRAS) da Nova Zelândia. De Bateson (1977).*

Figura 2.8 . Curva de luz de Z Cha com as fases de contatos marcadas. ϕ_d é o provável começo do eclipse do disco. As outras fases marcadas são ϕ_{pn} para a estrela primária e ϕ_{bn} para o bright spot, onde $n = 1$ é o primeiro contato, $n = 2$ o segundo contato, etc... O meio do ingresso é $n = i$ e o meio do egresso é $n = e$. De Cook & Warner (1984).

A maioria das novas-anãs apresenta linhas de emissão típicas de variáveis cataclísmicas com larguras equivalentes de até 70\AA (Warner 1995).

A figura 2.10 mostra as mudanças espectrais em novas-anãs de quiescência para erupção. Os espectros das novas-anãs mudam de espectros com linhas de emissão em quiescência para espectros com linhas de absorção em erupção. A aparência do espectro no ultra-violeta no máximo da erupção está fortemente correlacionada com a inclinação. Para os sistemas de baixa inclinação observa-se um espectro de absorção puro que surge pela inversão das linhas de emissão mais fortes vistas em quiescência. A intensidade total das linhas de absorção diminui para inclinações maiores, até que para $70 \lesssim i \lesssim 80^\circ$ há um espectro quase contínuo no máximo. Para $i \gtrsim 80^\circ$ existem linhas de emissão intensas (Warner 1995).

As mudanças na distribuição de fluxo em novas-anãs quando elas sobem para o máximo apresentam 2 tipos diferentes de comportamento que foram determinados através de observações simultâneas feitas no óptico e no ultra-violeta: (1) tipo A com uma subida no óptico rápida e *loops* duas-cores largos, com o sistema aumentando de brilho primeiro em comprimentos de ondas maiores e com um atraso para comprimentos de ondas menores;

Figura 2.9 . *Espectro de YZ Cnc em quiescência. De Shafter & Hessman (1988).*

Figura 2.10. *Mudanças espectrais em SS Cyg de quiescência (espectro inferior) para o máximo da erupção (espectro superior). De Horne (1991).*

(2) tipo B com uma subida mais lenta e loops duas-cores estreito, sendo que a subida ocorre quase simultaneamente em todos os comprimentos de ondas.

A erupção de novas-anãs é razoavelmente bem compreendida como uma liberação de energia gravitacional causada por um grande aumento temporário na taxa de transferência de matéria através do disco (ver seção 1.7). Umhas poucas novas clássicas também mostram erupções de novas-anãs.

2.1.5 Nova-likes

As nova-likes incluem todas as variáveis cataclísmicas não-eruptivas. Esta classe possivelmente inclui pré-novas, pós-novas e talvez estrela *Z Cam* efetivamente em *standstill* permanente. Os espectros das nova-likes mostram linhas de excitação maior do que aqueles das novas-anãs. Entre as nova-likes não existe qualquer diagnóstico espectral ou fotométrico que possa distingui-las entre pré-novas ou pós-novas. Através de observações fotométricas e espectroscópicas podemos definir algumas sub-classes para as nova-likes: *UX UMa*, *RW Tri*, *SW Sex* e *VY Scl*.

As estrelas *UX UMa* apresentam espectros com linhas de absorção de Balmer largas, e consistem de sistemas de baixa inclinação, com exceção da própria *UX UMa*. Esses sistemas também fornecem boa oportunidade para se medir a amplitude da velocidade radial da estrela primária ($K(1)$) livre das distorções que geralmente afetam os perfis das linhas de emissão. Como esses sistemas são de baixa inclinação, estimativas das suas inclinações são difíceis.

As estrelas *RW Tri* possuem espectros com linhas de emissão. Ao contrário das *UX UMa*, as *RW Tri* têm inclinações tanto altas quanto baixas. A figura 2.11 mostra 2 espectros no óptico da nova-like DW UMa, o superior obtido fora do eclipse e o inferior no meio do eclipse. O espectro no meio do eclipse mostra uma forte redução nas linhas do *HeII* $\lambda 4686$ e do *CII* $\lambda 4267$ em relação às outras linhas, caracterizando que essas linhas devem ser formadas próximo ao centro do disco.

Uma interpretação para essa diferenciação entre as *UX UMa* e as *RW Tri* é que os discos de nova-likes são opticamente espessos, resultando numa diminuição das intensidades das linhas de absorção com o aumento da inclinação. Estudos detalhados de *RW Tri* e *UX UMa* mostram que eles possuem comportamentos quase similar no UV, com o fluxo no contínuo sendo fortemente eclipsado mas com as linhas sendo parcialmente eclipsadas.

Figura 2.11. *Espectros ópticos de DW UMa. O espectro superior foi tomado fora do eclipse e o inferior no meio do eclipse. De Shafter, Hessman & Zhang (1988).*

A interpretação para isso é que as linhas são geradas no vento (gás em ejeção das partes internas do disco formando um vento que se expande verticalmente acima e abaixo do disco).

As estrelas *SW Sex* são sistemas de alta inclinação que apresentam um deslocamento na fase da curva de velocidade radial significativo em relação à conjunção fotométrica, e linhas de absorção transientes em certas fases orbitais. Estes sistemas são encontrados numa faixa estreita de períodos orbitais, entre $3 \lesssim P_{\text{orb}}(h) \lesssim 4$.

As principais características espectroscópicas desses sistemas são (Warner 1995):

a) Linhas de emissão de Balmer e de *HeI* de pico simples, que têm um FWHM relativamente estreito ($\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$), mas um FWZI largo ($\sim 3500 \text{ km s}^{-1}$) típico de sistemas de alta inclinação.

b) Componentes centrais estreitas em *HI* e *HeI* que aumentam a intensidade e estreitam as linhas da série de Balmer e ocasionalmente surgem totalmente em absorção em *HeI*, que aparecem somente ao redor de fase $\phi = 0, 5$.

c) As linhas de baixa excitação (*HI*, *HeI*) são fracamente eclipsadas em $\phi = 0$. As linhas de alta excitação (*HeII*, *CIII/NIII*, *CII*) são linhas de pico simples em todas as

fases e são quase que totalmente eclipsadas em $\phi = 0$.

d) O gradiente radial de temperatura de brilho é plano nas partes internas do disco (e.g., Rutten et al. 1992, Baptista, Steiner & Horne 1996).

e) As curvas de velocidade radial das linhas de alta e baixa excitação mostram grandes atrasos em fase ($\sim 70^\circ$) em relação às efemérides fotométricas.

Uma possível explicação para essas propriedades das *SW Sex* é que o *stream overflow* (extravazamento do fluxo de matéria para além do bright spot e ao longo da trajetória balística, passando tanto por cima quanto por baixo do disco) é visto projetado sobre as regiões internas brilhantes do disco em fase 0,5, produzindo as linhas de absorção. O local do impacto do *stream* no disco próximo da estrela primária é o responsável pelo aumento da emissão das linhas. A combinação deste processo com a emissão do disco produz as linhas de pico simples em muitas fases orbitais.

As estrelas *VY Scl* foram definidas fotometricamente, sendo chamadas de *anti-novas-anãs* por apresentarem, de vez em quando, uma redução de brilho de uma ou mais magnitudes por períodos prolongados nos quais os seus espectros se assemelham aos de novas-anãs em quiescência. No máximo de luz, essas estrelas apresentam características espectrais de *RW Tri*, *UX UMa* ou *SW Sex*. Algumas estrelas dessa classe foram observadas em raras excursões em mínimos muito profundos, em que se tornam > 5 mag mais fracas do que no estado de brilho normal. Nessas ocasiões, as linhas ópticas largas do disco de acréscimo são substituídas por emissão de Balmer intensa e muito estreita ($\sim 150 \text{ km s}^{-1}$) e emissão de *HeI*, *HeII* mais fraca sobre um contínuo azul.

As curvas de luz históricas das estrelas *VY Scl* são distintamente diferentes das curvas de luz das estrelas *Z Cam*. Uma estrela *Z Cam* que desce de standstill logo recomeça o seu ciclo de erupção, atingindo máximos de 0,5 a 1 mag mais brilhante do que em standstill. Uma estrela *VY Scl* que desce do estado alto pode ter ocasionalmente aparentes erupções mas essas (a) na maioria apenas alcançam o brilho do estado alto e (b) têm tempos de subida e descida consideravelmente maiores do que os valores típicos das novas-anãs.

Geralmente nas nova-likes existe pouca ou nenhuma evidência da presença de uma onda *S* devida à emissão do bright spot, mesmo quando existe um contínuo do bright spot afetando os perfis de eclipse.

2.1.6 Variáveis Cataclísmicas Magnéticas

As variáveis cataclísmicas magnéticas são usualmente incluídas entre as nova-likes, exceto para as poucas que já são reconhecidas como novas clássicas ou outros tipos definidos. Os campos magnéticos das primárias podem impedir a formação do disco de acrecimento, parcial ou totalmente. As duas subclasses são: *polares* e *polares intermediárias*.

As polares possuem campos magnéticos intensos, $11 \leq B \leq 75$ MG (Warner 1995), onde a rotação das estrelas primárias está em sincronia com o período orbital da binária. Nestes sistemas, o fluxo de material da estrela secundária é acrescido sobre a anã-branca via linhas do campo magnético, sem a formação de um disco. Elas apresentam uma polarização óptica circular e linear grande e forte emissão de raios-X. Um dos sistemas mais conhecido é *AM Her*.

As polares intermediárias apresentam campos magnéticos mais fracos do que as polares, $B \sim 10^6$ G. Os sistemas pertencentes a esta classe possuem forte emissão em raios-X, mas, ao contrário das polares, a anã-branca não gira em sincronia com a órbita. Eles não mostram uma polarização detectável no óptico como as polares. As estrelas *DQ Her* são um subtipo dessas.

2.1.7 Teoria de Erupções de Novas-Anãs

Existem dois modelos para explicar as erupções de novas-anãs: o modelo de *Instabilidade na Transferência de Matéria* e o modelo de *Instabilidade no Disco*.

Instabilidade na Transferência de Matéria

Supunha-se neste modelo que as estrelas secundárias com envelopes convectivos seriam potencialmente instáveis (Paczynski 1965). Conseqüentemente, ocorreria uma rápida transferência de matéria da estrela secundária que faria com que o seu envelope convectivo se transformasse num envelope radiativo, estabilizando o processo e levando a erupções recorrentes (Paczynski, Ziolkowski & Zytkow 1969). Bath (1969) desenvolveu um modelo melhorado que levava a perdas de massa descontrolada numa escala de tempo dinâmica, produzindo modelos tanto para a luminosidade de erupções de novas-anãs quanto para as luminosidades das novas clássicas. Este modelo de Bath foi criticado por Osaki (1970) que atribuía as erupções da estrela secundária a variações na eficiência do transporte de

energia convectiva relacionadas ao efeito de perda de matéria na superfície da estrela secundária próximo ao ponto Lagrangiano. Smack (1971a,b) ressaltou que a erupção deveria estar na estrela primária ou ser um resultado do aumento de brilho no disco devido às instabilidades na transferência de matéria, ao contrário do que se imaginava antes, onde as erupções ocorreriam sobre a estrela secundária.

Do ponto de vista observacional, existem muitas razões para descartar este modelo. Primeiro, ele não consegue explicar porque sistemas com $\dot{M}(2)$ alto não mostram erupções de novas-anãs. Segundo, as polares não têm discos e não mostram erupções de novas-anãs. Terceiro, existem erupções que se desenvolvem de dentro para fora no disco, inviáveis de serem explicadas por modelos em que o mecanismo de disparo seja devido à deposição de matéria na borda externa do disco.

Instabilidade no Disco

Com a conclusão observacional de que as erupções de nova-anãs são centradas sobre a estrela primária e seu disco de acréscimo, Osaki (1974) *virou a casaca* e propôs um modelo no qual as erupções eram atribuídas a um acréscimo intermitente do disco. Esse modelo assume que a matéria é armazenada no disco e rapidamente acrescida por algum mecanismo de instabilidade.

Hoshi (1979) estudou as conseqüências da viscosidade do disco ser tal que $\dot{M}(d) < \dot{M}(2)$. Tratando o anel como parte do disco de acréscimo, ele chegou a condição $\kappa_R \Sigma \sim 1$, onde $\kappa_R = \kappa_R(\rho, T)$ é o coeficiente de absorção médio de Rosseland e $\Sigma = 2 \int \rho dz$ é a densidade superficial. Hoshi percebeu que κ_R para uma composição estelar típica passa por um máximo, devido à fotoionização do H, próximo de $T \sim 10^4 \text{K}$. Então κ_R apresenta um valor dobrado para cada ρ . Como conseqüência, existem dois valores de Σ que satisfazem $\kappa_R \Sigma \sim 1$. Isto implica que existem dois valores diferentes de $\dot{M}(d)$ que satisfazem a condição de equilíbrio, o valor $\dot{M}_h(d)$ alto que pode ser identificado com a erupção e o valor $\dot{M}_l(d)$ baixo com a quiescência. Hoshi encontrou que os equilíbrios são, em geral, instáveis. Se $\dot{M}(2) > \dot{M}_l(d)$, então, Σ armazenado no anel aumenta até que a transição para o estado alto ocorra. Se neste ponto $\dot{M}(2) < \dot{M}_h(d)$, o disco é instável e eventualmente pode reverter-se para o estado baixo. Pringle (1981) descreveu uma curva tipo histerese que deve existir no plano $\Sigma - T$ se as erupções de novas-anãs são atribuídas ao mecanismo de instabilidade do disco.

Figura 2.12. A curva-S mostrada esquematicamente, com as linhas de aquecimento e resfriamento (tracejada) mostrando o ciclo térmico. De Meyer-Hofmeister & Ritter (1993).

A relação resultante entre T_{eff} (ou \dot{M}) e Σ tem a forma de um S (curva-S) na região de temperatura de ionização parcial do hidrogênio (figura 2.12). A região onde $dT_{eff}/d\Sigma < 0$ é termicamente instável, pois uma pequena perturbação positiva em Σ levaria o anel a procurar uma região de equilíbrio com T_{eff} menor. Entretanto, um aumento em Σ causa um aumento no calor que acarretaria numa elevação em T_{eff} para manter o equilíbrio. Em contrapartida, as regiões onde $dT_{eff}/d\Sigma > 0$ são estáveis. Além da instabilidade térmica, existe uma instabilidade viscosa se $dT_{eff}/d\Sigma < 0$. Isto é equivalente a $d\dot{M}/d\Sigma < 0$ onde qualquer redução local em Σ resultaria num aumento em \dot{M} reduzindo o anel mais rapidamente e diminuindo Σ . A escala de tempo para este tipo de instabilidade é a escala de tempo viscosa que é menor do que a escala de tempo térmica em discos finos.

Para valores de Σ no intervalo $\Sigma_A < \Sigma < \Sigma_B$, existem duas regiões estáveis, uma associada com a estrutura radiativa quente e a outra com a estrutura convectiva fria (ou opticamente fina), e uma região instável, onde o gás é parcialmente ionizado. O disco estacionário será estável para as taxas de transferência de matéria alta ($\dot{M} > \dot{M}_A$) e baixa ($\dot{M} < \dot{M}_B$), mas instável para um taxa intermediária ($\dot{M}_B < \dot{M} < \dot{M}_A$). Se $\dot{M}(2)$ situa-se no último intervalo, nenhuma estrutura de disco estacionário é possível. Ao

invés, a estrutura alterna-se num ciclo entre as regiões quente e fria. Este ciclo funciona coerentemente em diferentes raios. Essa coerência é mediada pelas ondas de transição (frente quente e frente fria) que separam as regiões de estado quente e frio. A mudança entre $\dot{M}(2)$ alto e baixo resulta numa luminosidade alta e baixa do disco, que é associado com a erupção e com a quiescência. Os valores do parâmetro α (Shakura & Sunyaev 1973) para esta evolução estão entre $0,1 \lesssim \alpha \lesssim 1$ (Meyer-Hofmeister & Ritter 1993).

Super-erupções e Superhumps

O modelo mais promissor para explicar a ocorrência das super-erupções nas *SU UMa* foi proposto por Osaki (1989): Durante uma erupção normal, o momento angular é transportado para as regiões externas do disco enquanto a matéria é acrescida sobre a anã-branca, aumentando, deste modo, o raio externo do disco. Esta expansão do disco é limitado pela interação de maré com a estrela secundária, podendo alcançar raios de até $0,8 - 0,9$ do raio do lóbulo de Roche da estrela primária (Paczynski 1977; Papaloizou & Pringle 1977). Whitehurst (1988) descobriu que um disco de acréscimo torna-se instável por maré se o raio externo aumenta além do raio de ressonância 3:1. Nos sistemas em que a razão de massa é moderada, $q > 1/3$, o raio de truncamento por maré não atinge o da ressonância 3:1. Segundo o modelo de Osaki, uma super-erupção é disparada quando o raio do disco alcança a ressonância 3:1, o que restringe as super-erupções aos sistemas com uma razão de massa baixa, $q \lesssim 1/3$. Durante uma super-erupção, o momento angular armazenado no disco é transferido de volta para a órbita e o disco é esvaziado. Após uma super-erupção o raio externo do disco encolhe-se e começa a crescer lentamente com cada erupção normal subsequente até atingir o raio de ressonância 3:1 outra vez. O fenômeno de superhump também envolve a ressonância 3:1 (Whitehurst 1988). Simulações numéricas (Whitehurst 1988; Hirose & Osaki 1989) mostram que um disco onde o raio externo atinge a ressonância 3:1 torna-se excêntrico mantendo esta geometria por vários dias após o fim de uma super-erupção, e que a modulação do brilho do bright spot produz os superhumps tardios. Entretanto, existem muitas objeções contra este modelo, sendo que a mais importante é que a excentricidade determinada em *OY Car* é muito pequena para produzir modulação suficiente (Hessman et al. 1992). No modelo que envolve um disco excêntrico, o fenômeno de superhump aparece conectado com as super-erupções, com ambos os fenômenos relacionados à ressonância 3:1 e restritos aos sistemas com um

q baixo.

2.1.8 Evolução de Variáveis Cataclísmicas

A hipótese mais aceita atualmente é a de que as variáveis cataclísmicas se originam a partir de sistemas com períodos orbitais muito longos ($\lesssim 1$ ano) e com massas altas. A estrela mais massiva do sistema, que se transformará em uma anã-branca, evolui numa escala de tempo nuclear até atingir a fase de gigante vermelha. Ela excede o seu lóbulo de Roche e leva o sistema a uma fase de envelope comum (Patterson 1984). A energia liberada pelo atrito da estrela secundária quando ela orbita dentro do envelope comum é suficiente para ejetar o envelope para fora da órbita, como uma nebulosa planetária. Este processo transfere uma fração considerável do momento angular orbital para o envelope, reduzindo a separação orbital entre as estrelas. O sistema binário, agora constituído por uma estrela secundária da seqüência principal orbitando uma anã-branca, passa a ter um período orbital curto.

Para o caso de transferência de matéria num sistema binário (da estrela secundária para a estrela primária) com conservação de massa ($M(1) + M(2) = cte$) e de momento angular ($\dot{J} = 0$) temos,

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2(q - 1) \frac{\dot{M}(2)}{M(2)} \quad (2.8)$$

$$\frac{\dot{P}_{orb}}{P_{orb}} = 3(q - 1) \frac{\dot{M}(2)}{M(2)} \quad (2.9)$$

Essas equações mostram que, quando $M(2)$ é reduzido pela transferência de matéria para a estrela primária, a e P_{orb} diminuem somente se $q > 1$. Entretanto, como o lóbulo de Roche da estrela secundária continua a encolher quando q diminui, a transferência de matéria não termina em $q = 1$. O tamanho mínimo do lóbulo de Roche ocorre para $q = 5/6$. Contudo, como muitos sistemas têm $q < 5/6$ e ainda possuem transferência de matéria, então ou uma ou ambas as equações de conservação estão incorretas. Como a perda de matéria por vento estelar parece insuficiente para fornecer a solução para este problema, então deve haver um mecanismo de perda de momento angular orbital que mantenha o processo de transferência de matéria nas variáveis cataclísmicas (Warner 1995).

O mecanismo mais aceito atualmente, e também o mais eficiente, para a remoção do momento angular orbital em variáveis cataclísmicas é o freamento magnético por vento

estelar (*magnetic braking*). Em poucas palavras, a estrela secundária de baixa massa emite um vento magnético que é forçado a rotacionar com o campo magnético até grandes distâncias. Este vento remove o momento angular de spin da estrela secundária. Como esta é forçada a girar sincronamente com a órbita pelo efeito de maré, este processo tem o efeito líquido de remover o momento angular orbital (Eggleton 1976; Verbunt & Zwaan 1981; Patterson 1984; Mestel & Spruit 1987; Livio 1992).

As variáveis cataclísmicas evoluem no sentido da diminuição do período orbital (e da separação orbital), no qual a estrela secundária reduz progressivamente a sua massa com a transferência de matéria. Para os sistemas com períodos orbitais acima do gap, o freamento magnético é o responsável pela perda do momento angular orbital do sistema a uma taxa (Warner 1995),

$$\dot{J}_{MB} = -2,52 \times 10^{34} P_{orb}^{1,64} \text{ dyn cm} \quad (2.10)$$

Para os sistemas com períodos orbitais abaixo do gap, o freamento por radiação gravitacional é o responsável pela diminuição do período orbital e da separação entre as estrelas a uma taxa,

$$\dot{J}_{GR} = -8,50 \times 10^{35} \frac{q^{5/3}}{(1+q)^{2/3}} \frac{M_1^3(1)}{P_{orb}^2(h)} M_1^{1/2} R_1^{-1/2}(2) \text{ dyn cm} \quad (2.11)$$

O período orbital mais curto observado para uma variável cataclísmica é ~ 75 min, sendo que esse é o valor mínimo para que uma estrela secundária de baixa massa continue a transferir matéria para a estrela primária. Uma estrela secundária com $M_1(2) \lesssim 0,08$ torna-se completamente degenerada e cessa a queima de hidrogênio. Ela torna-se uma anã-branca de baixa massa e, se está em equilíbrio térmico, obedece a relação massa-raio (Chandrasekhar 1939)

$$R(2) \approx 8,96 \times 10^8 (1+X)^{5/3} M_1^{-1/3}(2) \text{ cm} \quad (2.12)$$

onde X é a fração de hidrogênio. Portanto, uma diminuição de massa leva a uma expansão da estrela secundária. Da equação

$$P_{orb}(h) \approx 1,41 \times 10^{-2} (1+X)^{5/2} M_1^{-1}(2) \quad (2.13)$$

uma transferência de matéria resulta num aumento do período orbital. Isto implica em um

Figura 2.13. *Evolução secular próximo ao período orbital mínimo. Períodos orbitais são marcados em minutos na seqüência evolucionária. De Ritter (1986).*

período mínimo que ocorre durante a transformação da estrela secundária não degenerada encolhendo em uma estrela secundária degenerada em expansão. O valor do período orbital mínimo, $P_{orb,min}$ depende sensivelmente do $\dot{M}(2)$ atual e da estrutura interna da estrela secundária. A figura 2.13 mostra a evolução do período orbital do sistema binário.

Existe uma deficiência de variáveis cataclísmicas não-magnéticas na faixa de período orbital $2,3 \lesssim P_{orb}(h) \lesssim 2,8$ (figura 2.1). Contudo, existem sistemas separados que se encontram dentro dessa faixa, ou que passarão por ela para entrarem em contato, ou que ainda alcançarão contato dentro dela. A inexistência de sistemas nesta faixa de períodos orbitais é conhecido como o gap de período. Um modelo para explicar este gap foi proposto por Robinson et al. (1981). Eles perceberam que o limite superior do gap do período coincidia com a faixa em massas em que as estrelas secundárias transformavam sua estrutura interna de um envelope convectivo profundo para totalmente convectivo. Eles sugeriram que a contração da estrela secundária devido ao rearranjo interno terminaria com a transferência de massa até que o freamento causasse o contato outra vez no limite inferior do gap de período. Os modelos atuais de *disrupted braking* são baseados nestas sugestões. Entretanto, ainda não existe qualquer teoria completa para explicar o gap de período, sendo que o *disrupted braking* é somente uma hipótese.

O desaparecimento geral de pós-novas levou a uma proposta que, após uma erupção de nova, uma variável cataclísmica pode *hibernar* por algumas centenas ou milhares de

anos, durante o qual ela tem $\dot{M}(2)$ zero ou muito baixo e em geral seria inativa e de difícil reconhecimento para $m_V \gtrsim 20$. A proposta atual (Kovetz, Prialnik & Shara 1988) é que a irradiação da estrela secundária durante a erupção da nova resulta num aumento suficiente de perda de massa de modo que, após a estrela primária ter se acalmado (~ 100 anos), a estrela secundária relaxa e descola de seu lóbulo de Roche. O freamento (magnético ou por emissão de ondas gravitacionais) então reduz a , aumentando gradualmente $\dot{M}(2)$, levando o sistema da região das novas-anãs para a região das nova-likes (Warner 1995), até a ocorrência da próxima erupção de nova.

2.2 Discos de Acréscimo

As variáveis cataclísmicas apresentam as melhores oportunidades para observações e interpretações de discos astrofísicos. Tanto discos estacionários quanto discos fora do equilíbrio podem ser encontrados freqüentemente no mesmo objeto em diferentes épocas. A luz de muitas variáveis cataclísmicas em seus estados estacionários, e certamente de todas as novas-anãs no pico da erupção, é dominada por emissão do disco (Warner 1995).

Como a maior parte do disco está próxima da estrela primária, o campo gravitacional da estrela secundária pode ser desprezado. Neste caso, as órbitas são keplerianas e circulares, com velocidade angular

$$\Omega_K(r) = \left[\frac{GM(1)}{r^3} \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Contudo, deve haver um deslocamento radial de matéria uma vez que o atrito viscoso entre os anéis faz com que a maioria das partículas mova-se em direção à estrela primária. A velocidade de deslocamento radial é v_{rad} .

As conservações da massa e do momento angular aplicadas aos anéis no gás em rotação diferencial resultam na equação,

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_k \Sigma r^{1/2}) \right] \quad (2.15)$$

onde ν_k é o coeficiente de viscosidade cinemática efetiva do gás e Σ é a densidade superficial. Esta é uma equação de difusão não-linear: a matéria difunde-se em direção à estrela primária e o momento angular difunde-se em direção à borda externa do disco. A escala de tempo viscosa, t_ν , é

Figura 2.14. O espalhamento de um anel de massa m devido a torques viscosos. A densidade superficial Σ é mostrada como uma função das variáveis adimensionais $x = r/r_r$, $\tau = 12\nu_k t r_r^{-2}$. De Pringle (1981).

$$t_\nu(r) \sim r^2/\nu_k \quad (2.16)$$

e implica numa velocidade de deslocamento radial

$$v_{\text{rad}} \sim \nu_k/r \quad (2.17)$$

Supondo que $\nu_k = \text{constante}$, então a equação (2.15) pode ser resolvida para mostrar como o anel dispersa-se num disco (figura 2.14).

Devido à rotação da estrela primária com uma velocidade angular $\Omega(1) < \Omega_K[R(1)]$, deve existir uma zona de interface (*boundary layer*) na qual a velocidade Kepleriana do material do disco é desacelerada até ajustar-se à velocidade equatorial da estrela primária. Para o caso de acréscimo estacionário, a solução das equações de conservação de massa e de momento angular fornece

$$\nu_k \Sigma = \frac{\dot{M}(d)}{3\pi} \left\{ 1 - \left[\frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\} \quad (2.18)$$

onde $\dot{M}(d)$ é a taxa de acréscimo de matéria no disco.

A taxa de geração de energia devido aos torques viscosos é dada por

$$D(r) = \nu_k \Sigma \left(r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 \quad (2.19)$$

$$= \frac{3GM(1)\dot{M}(d)}{4\pi r^3} \left\{ 1 - \left[\frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\} \quad (2.20)$$

$$\sim \frac{3}{4\pi} \Omega_K^2(r) \dot{M}(d) \quad \text{para } r \gg R(1) \quad (2.21)$$

Esta energia é irradiada dos 2 lados do disco a uma taxa de $2\sigma T_{\text{eff}}^4(r)$, onde T_{eff} é a temperatura efetiva e σ é a constante de Stephan-Boltzman. A distribuição radial da temperatura do disco é dada por

$$T_{\text{eff}}^4(r) = T_*^4 \left[\frac{r}{R(1)} \right]^{-3/4} \left\{ 1 - \left[\frac{R(1)}{r} \right]^{1/2} \right\}^{1/4} \quad (2.22)$$

onde

$$T_* = \left[\frac{3GM(1)\dot{M}(d)}{8\pi\sigma R^3(1)} \right]^{1/4} \quad (2.23)$$

A temperatura máxima no disco ocorre em $r = (49/36)R(1)$ e tem valor de $0,488T_*$. Para $r \gg R(1)$, a equação (2.22) torna-se

$$T_{\text{eff}}(r) \approx T_* \left(\frac{r}{R(1)} \right)^{-3/4} \quad (2.24)$$

A equação (2.22) preve que um disco de acréscimo em estado estacionário tem uma temperatura superficial que aumenta de sua borda externa para um máximo próximo à estrela primária.

O espectro emitido por cada elemento de área do disco pode ser aproximado pelo espectro de corpo negro

$$B_\nu(T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \left(e^{-h\nu/kT} - 1 \right)^{-1} \quad (2.25)$$

Utilizando a distribuição radial de temperatura da equação (2.22) é possível estimar o espectro contínuo de um disco opticamente espesso em estado estacionário (figura 2.15).

A boundary layer é a região onde o gás movendo-se com velocidade Kepleriana no disco é desacelerado para igualar a velocidade da superfície da estrela primária. A energia liberada na boundary layer é

Figura 2.15. Contribuições de anéis de corpo negro para a distribuição de intensidade total de um disco de acréscimo, para $M_1(1) = 1$ e $\dot{M}(d) = 10^{-9} M_\odot \text{ ano}^{-1}$. A temperatura efetiva (K) e o raio (cm) para cada anel estão indicados. Os comprimentos de onda e os limites de Lyman e Balmer são dados no topo do diagrama. De la Dous (1989).

$$L(BL) = L(d) \left\{ 1 - \frac{\Omega(1)}{\Omega_K [R(1)]} \right\}^2 = \zeta L(d) \quad (2.26)$$

que é obtida da conservação da energia e do momento angular.

A temperatura efetiva para uma boundary layer opticamente espessa para uma primária sem rotação é dada por

$$T_{BL} \approx 2,9 \times 10^5 M_1^{1/3}(1) R_1^{-7/9}(1) \dot{M}_{18}^{2/9}(d) \text{ K} \quad (2.27)$$

onde $\dot{M}_{18}(d)$ é a taxa de acréscimo no disco em unidades de 10^{18} g s^{-1} . A maior parte da radiação de uma boundary layer opticamente espessa deveria, portanto, ser emitida nas regiões de raios-X mole e do ultra-violeta extremo. Se a boundary layer é opticamente fina, então a radiação escapa diretamente da frente de choque que se forma quando o gás em circulação encontra-se com a superfície da estrela primária. A temperatura de choque para um gás que chega na estrela primária é

$$T_{ch} = 1,85 \times 10^8 M_1^1(1) R_9^{-1}(1) \text{ K} \quad (2.28)$$

Deste modo, uma boundary layer opticamente fina deveria emitir principalmente em raios-X duros, com energias ~ 20 keV.

Existem evidências observacionais de ventos estelares fortes do disco interno ou da boundary layer em sistemas com $\dot{M}(d)$ alto, e que nesses sistemas $T_{BL} \lesssim 1 \times 10^5$ K. Esses resultados são incompatíveis com o modelo de Kley (1989) que preve uma $T_{BL} > 2,8 \times 10^5$ K e nenhum vento produzido. Portanto, há uma possibilidade que (a) parte da energia que seria irradiada na boundary layer vai para a energia cinética do vento e (b) o mecanismo gerador de vento aumenta a área da superfície da região disco/boundary layer, levando a uma temperatura efetiva menor ou (c) que a primária está girando com uma velocidade próxima à velocidade de ruptura.

2.3 O Método de Mapeamento por Eclipse

As técnicas de processamento de imagens têm sido cada vez mais utilizadas na Astronomia como uma ferramenta poderosa, e algumas vezes fundamental, para a reconstrução de imagens em rádio de dados interferométricos e para a restauração de imagens ópticas nubladas (Narayan & Nityananda, 1986). O uso destas técnicas para obter imagens de discos de acréscimo em variáveis cataclísmicas eclipsantes é relativamente recente e foi introduzido como o *método de mapeamento por eclipse* por Horne (1983,1985).

O método proposto por Horne é uma técnica computacional que utiliza perfis de eclipse para obter mapas bidimensionais da distribuição de brilho na região do disco de acréscimo de variáveis cataclísmicas eclipsantes. Os métodos propostos anteriormente eram todos dependentes de modelo (Frank & King, 1981; Frank et al. 1981; Zhang, Robinson & Nather, 1986; Zhang & Robinson, 1987).

Três suposições básicas são feitas: (i) a superfície da estrela secundária é dada pela sua equipotencial de Roche, (ii) a distribuição de brilho está limitada ao plano orbital e (iii) a radiação emitida é independente da fase orbital (Baptista & Steiner 1993). Os três parâmetros básicos que especificam a geometria do eclipse são: (a) a razão de massas da binária $q = M(2)/M(1)$, que controla os tamanhos relativos dos lóbulos de Roche das estrelas primária e secundária, (b) a fase de conjunção ϕ_0 e (c) a largura do eclipse do centro do disco $\Delta\phi$, que determina a inclinação da binária desde que a razão de massa seja dada (Horne 1985). A relação entre a inclinação e a razão de massa para diferentes

Figura 2.16. *A relação entre a razão de massa q e a inclinação i é mostrada para diferentes valores da largura do eclipse $\Delta\phi$ para o centro do disco. De Horne (1985).*

valores de $\Delta\phi$ está ilustrada na figura 2.16.

Vale notar que a hipótese de que o disco de acréscimo se restringe ao plano orbital pode não ser sempre válida. Para inclinações grandes ($i > 80^\circ$) e \dot{M} alto, a espessura do disco é suficiente para obscurecer parte das regiões centrais e a borda do disco pode contribuir com uma intensidade significativa (Warner 1995).

Como a determinação da razão de massas q das variáveis cataclísmicas é incerta, é recomendável adotarmos R_{L1} – distância do centro da anã-branca ao ponto Lagrangiano interno – como a escala de comprimento ao invés da separação orbital a entre as estrelas primária e secundária. Essa escolha é devida ao fato que o tamanho e a forma do lóbulo de Roche ocupado pelo disco de acréscimo é quase independente da razão de massas da binária se as distâncias são medidas em unidades de R_{L1} (figura 2.17) (Horne 1985).

Define-se a imagem como uma matriz quadrada de N pontos de lado λR_{L1} centrada sobre a estrela primária. Cada elemento de superfície (pixel) tem uma área $(\lambda R_{L1})^2 / N$, com uma intensidade I_j associada ao elemento de superfície j . O ângulo sólido compreendido por cada pixel quando visto da Terra é

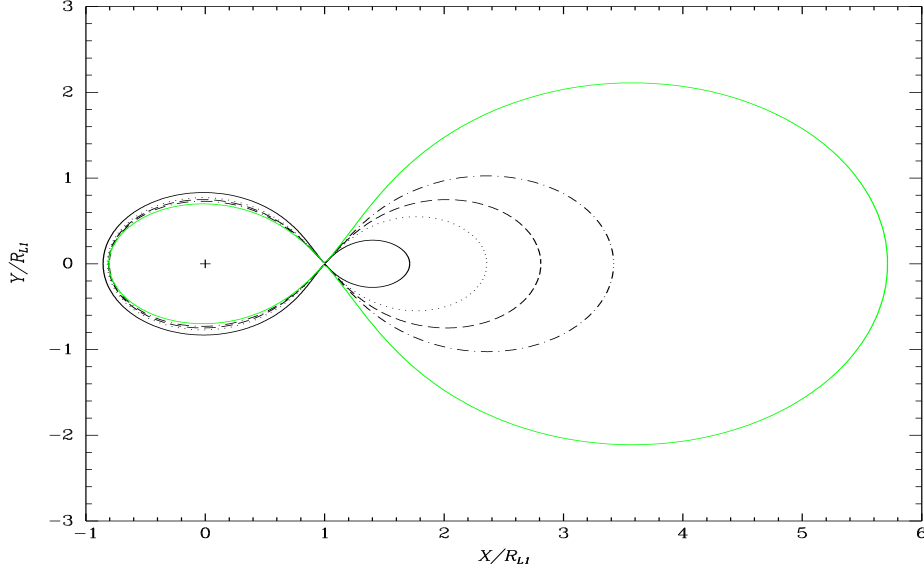


Figura 2.17. Os lóbulos de Roche de uma binária cataclísmica são mostrados projetados sobre o plano orbital para $q = 0,1$ (linha sólida preta), $0,5$ (linha pontilhada), 1 (linha tracejada), 2 e 10 (linha sólida cinza). A anã-branca está localizada na origem e a unidade de distância é R_{L1} .

$$\theta^2 = \left[\frac{(\lambda R_{L1})^2}{Nd^2} \right] \cos i \quad (2.29)$$

onde d é a distância ao sistema. Variando os valores de λ e de N , a imagem pode cobrir diferentes frações da área do lóbulo da estrela primária e pode ter resolução espacial distinta.

O fluxo f_ϕ para cada fase é calculado somando as contribuições de todos os elementos de superfície visíveis

$$f_\phi = \theta^2 \sum_{j=1}^N I_j V_{j,\phi} \quad (2.30)$$

onde $V_{j,\phi}$ é a fração do elemento j que é visível na fase ϕ .

A função de visibilidade $V_{j,\phi}$ especifica quais pixels estão visíveis e quais não estão visíveis em cada fase e tem duas dependências distintas: da geometria intrínseca do eclipse (i, q) e da escolha da matriz imagem (λ, N). Para decidir se um dado ponto sobre o disco de acreção é visível em uma dada fase, considere, então, o raio originado neste ponto e que se dirige para a Terra. Se o potencial gravitacional ao longo desse raio não cai abaixo do valor da equipotencial que define a superfície de Roche, então o ponto será

Figura 2.18. Geometria do eclipse do disco de acréscimo. Cada linha marca a borda da região do disco ocultada pela estrela secundária no ingresso ou egresso em fases orbitais sucessivas. A escala de comprimento é R_{L1} e o diagrama é calculado para $q = 0,9$, $i = 75^\circ$, que equivale a $\Delta\phi = 0,081$. De Horne (1985).

visível; caso contrário, se o potencial gravitacional estiver abaixo deste valor, o ponto será ocultado pela estrela secundária. Um algoritmo similar foi desenvolvido por Mochnacki (1971) para sintetizar curvas de luz de estrelas binárias de contato e usado por Young & Schneider (1987) para estudar fenômenos de eclipses nas linhas de emissão de variáveis cataclísmicas.

A geometria do eclipse é ilustrada na figura 2.18 para o caso particular $q = 0,9$ e $\Delta\phi = 0,081$, que corresponde a uma inclinação $i \simeq 75^\circ$. Os lóbulos de Roche das estrelas primária e secundária são projetados sobre o plano orbital e um conjunto de arcos de ingresso/egresso é desenhado sobre o disco de acréscimo. Cada arco oculta o disco de acréscimo em diferentes fases. Cada posição ocultada do disco é descrita unicamente pela sua fase de ingresso ϕ_i e por sua fase de egresso ϕ_e . Para inclinações moderadas, a borda de trás do disco de acréscimo pode nunca ser eclipsada (Horne 1985, 1993).

O método de máxima entropia (Bryan & Skilling 1980; Horne 1985) é utilizado para remover a incerteza devido ao fato de se tentar obter mapas bidimensionais a partir de dados unidimensionais. Este método escolhe a imagem com o maior grau de axi-simetria consistente com os dados. Representando o disco de acréscimo numa matriz quadrada de

pixels, uma distribuição de intensidade particular I_j tem uma entropia S , relativa a uma distribuição *default* D_j , definida por

$$S = - \sum_{j=1}^N p_j \ln \left(\frac{p_j}{q_j} \right) \quad (2.31)$$

com

$$p_j = \frac{I_j}{\sum_k I_k} \quad (2.32)$$

$$q_j = \frac{D_j}{\sum_k D_k} \quad (2.33)$$

onde N é o tamanho da matriz de pixel. Se diferenciarmos a equação acima, a entropia é maximizada quando I_j e D_j forem idênticos. Deste modo, S mede a similaridade das 2 distribuições de intensidades.

A diferença entre o perfil de eclipse observado, d_ϕ , e o calculado, f_ϕ , é dado pela estatística χ^2

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \left[\frac{f_\phi - d_\phi}{\sigma_\phi} \right]^2 = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M r_\phi^2 \quad (2.34)$$

onde σ_ϕ é uma estimativa do desvio padrão em d_ϕ e M é número de pontos na curva de luz.

O programa de reconstrução de imagens de discos de acréscimo (PRIDA) utiliza o método de função de penalização para resolver o problema da maximização da função entropia com a restrição dado pelo χ^2 (equação (2.34)). Baptista & Steiner (1991) propuseram uma função de vínculo adicional, a estatística T' , para evitar a ocorrência de resíduos correlacionados na curva de luz modelada, que surgem quando somente a estatística χ^2 é utilizada como teste de consistência. A estatística T' pode ser escrita como

$$T' = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \frac{(f_\phi - d_\phi)}{f_\phi \sigma_\phi} = \frac{1}{M} \sum_{\phi=1}^M \frac{r_\phi}{f_\phi} \quad (2.35)$$

Entretanto, a equação acima não é adimensional e os valores de T' dependem dos fluxos da curva de luz de entrada. Conseqüentemente, parece desejável ter uma estatística que meça a correlação entre os resíduos e os fluxos de maneira eficiente ao longo de toda a curva de luz, independente das características particulares dos dados de entrada. Foi proposto então por Baptista & Steiner (1993), uma nova estatística definida por

$$R = \frac{1}{\sqrt{M-1}} \sum_{\phi=1}^{M-1} r_{\phi} \cdot r_{\phi+1} \quad (2.36)$$

A estatística R terá um termo positivo se os resíduos vizinhos tiverem o mesmo sinal, caso contrário, ela terá um termo negativo quando os resíduos tiverem sinais opostos. O valor esperado para a estatística R no caso de uma distribuição normal de resíduos é $R = 0$. A vantagem da estatística R sobre a estatística T' é que ela atua igualmente ao longo de toda a curva de luz, além de ser adimensional.

Segundo Rutten et al. (1992), o algoritmo de mapeamento por eclipse é uma ferramenta útil para isolar a fração da luz total que origina-se de outros lugares além do plano orbital. Eles perceberam que no mapa reconstruído da curva de luz aparecia uma estrutura espúria na forma de um anel nas regiões externas do disco. A intensidade desta estrutura espúria, e conseqüentemente a medida da entropia, está relacionada com a contribuição fracional da estrela secundária (ou outra fonte adicional de luz) sobre a luz total. Isto acontece porque o método de mapeamento por eclipse assume que toda a luz vem do disco de acréscimo. Quando isto é real, a largura e profundidade do eclipse correlacionam-se de modo que um perfil de eclipse mais estreito corresponde a um eclipse mais profundo. A adição de uma componente não-eclipsada na curva de luz (ou seja, luz de uma outra fonte além do disco de acréscimo) arruina esta correlação. Para explicar o excesso de luz presente no meio do eclipse e preservar a distribuição de brilho derivada da forma do eclipse, o algoritmo introduz essa luz adicional na região do mapa que é menos afetada pelo eclipse. Como a entropia mede a quantidade de estrutura presente no mapa de intensidade, o algoritmo pode ser usado para encontrar a contribuição da estrela secundária, ou seja, encontrar o *offset* ou ponto de intensidade zero verdadeiro da curva de luz, deste modo, isolando a fração da luz total que não vem do plano do disco de acréscimo. Testes de confiabilidade deste procedimento são apresentados e discutidos em Baptista, Steiner & Horne (1996).

O mapa default com espalhamento azimutal completo (Horne 1985) resulta na reprodução distorcida de estruturas assimétricas adicionais tais como um bright spot na borda do disco. Neste caso, o mapa reconstruído apresenta um fluxo menor na região da fonte assimétrica e o excesso de fluxo é redistribuído como um anel concêntrico na mesma distância radial (Horne 1985). Para diminuir este efeito de espalhamento, Rutten et al. (1993) introduziram um mapa default com espalhamento azimutal limitado usando

um perfil gaussiano polar de ângulos constantes ao longo do mapa. Com a redução da quantidade de espalhamento azimutal, o mapa default de ângulos constantes é melhor ajustado para reproduzir estruturas assimétricas nos mapas do que o mapa default com espalhamento azimutal completo. Baptista et al. (1996) introduziram um modelo ligeiramente diferente, que utiliza um mapa default limitando a quantidade de espalhamento azimutal com um perfil gaussiano polar de comprimentos de arco constante no mapa. Este procedimento produz um mapa default no qual o espalhamento azimutal diminui com o aumento do raio do disco.

A técnica de mapeamento por eclipse já foi utilizada com grande sucesso para vários objetos, tanto com dados de fotometria de banda larga quanto espectroscopia. A aplicação desta técnica a dados de espectrofotometria com resolução temporal é uma ferramenta poderosa para medir a estrutura espacial de discos de acréscimo de variáveis cataclísmicas.

Horne & Cook (1985) realizaram fotometria *UBV* para reconstruir as imagens do disco de acréscimo da nova-anã *Z Cha*. Eles encontraram que o disco de acréscimo é opticamente espesso e o perfil radial de temperatura do disco é consistente com a lei $T \propto R^{-3/4}$ para acréscimo estacionário. Horne & Stiening (1985) realizaram um estudo da nova-like *RW Tri* baseado em fotometria *UBR*. Eles determinaram que o disco também é opticamente espesso e o perfil radial de temperatura é consistente com a lei esperada $T \propto R^{-3/4}$ para acréscimo em estado estacionário.

Baptista & Steiner (1991) sugeriram a existência de um disco de acréscimo opticamente espesso em *V4140 Sgr* a partir da análise da reconstrução de imagens, com a distribuição radial de temperatura próxima à do modelo de disco de acréscimo padrão ($T \propto R^{-3/4}$).

Wood, Horne & Vennes (1992) utilizaram curvas de luz *UBVR* para mapear o disco de acréscimo da nova-anã *HT Cas* em quiescência. O disco de acréscimo em quiescência tem um perfil de temperatura de brilho mais plano do que o modelo padrão de disco de acréscimo opticamente espesso em estado estacionário, sendo neste caso opticamente fino.

Wood, Abbott & Shafter (1992) encontraram que o disco de acréscimo na nova clássica *V Per* deve ter um perfil radial de temperatura mais plano do que o modelo padrão de disco opticamente espesso em estado estacionário. Eles encontraram que se o disco é destruído em $R_{in} \sim 0,15 - 0,25R_{L1}$ para o caso em que a anã-branca tenha um campo magnético, o perfil radial de temperatura pode estar muito próximo à um lei $T_b \propto R^{-3/4} [1 - b(R_{in}/R)^{1/2}]$.

Rutten, van Paradijs & Tinbergen (1992a), usaram dados de fotometria para aplicar a técnica de mapeamento por eclipse a 6 nova-likes: *RW Tri*, *UX UMa*, *SW Sex*, *LX Ser*, *V1315 Aql* e *V363 Aur*. Eles encontram que os discos em *RW Tri*, *UX UMa* e *V363 Aur* têm um perfil radial de temperatura ligeiramente mais plano que o previsto pela lei $T \propto R^{-3/4}$, enquanto que nos sistemas tipo *SW Sex*, o perfil radial de temperatura é notavelmente mais plano que a lei $T \propto R^{-3/4}$.

Rutten et al. (1992b) concluíram, utilizando a técnica de mapeamento por eclipse, que as observações disponíveis de *OY Car* durante a subida de uma erupção não oferecem suporte para o modelo de instabilidade na transferência de matéria. A análise deles sugere o desenvolvimento de uma componente extra não-eclipsada durante a erupção, que contribuiria com até $\sim 15\%$ da luz total no máximo da erupção. Essa componente extra representaria o material luminoso que estaria acima do plano orbital, que poderia indicar o desenvolvimento de um vento.

Bruch, Beele & Baptista (1996) obtiveram fotometria *UBV* para a nova-anã *OY Car* durante uma super-erupção. Eles utilizaram a técnica de mapeamento por eclipse e encontraram que o disco interno é opticamente espesso, com o perfil radial de temperatura concordando com a lei $T \propto R^{-3/4}$. Os mapas do disco apresentam estruturas em suas partes externas que podem ser interpretadas como a fonte de luz do superhump.

Baptista, Steiner & Horne (1996) utilizaram os dados de fotometria *UBVRI* de Baptista et al. (1994) e encontraram para a nova-like *UU Aqr* um perfil radial de temperatura em seu estado de brilho baixo que é consistente com a lei $T \propto R^{-3/4}$ para um acréscimo em estado estacionário. Entretanto, para o estado de brilho alto, o perfil radial de temperatura é bem mais plano do que a lei $T \propto R^{-3/4}$. O diagrama duas-cores mostra que o disco interno é opticamente espesso. Os autores sugeriram que *UU Aqr* fosse uma nova-like do tipo *SW Sex*.

Rutten et al. (1993, 1994) aplicaram a técnica de mapeamento por eclipse para dados de espectroscopia da nova-like *UX UMa*. Os resultados mostram que a emissão torna-se progressivamente mais fraca e mais vermelha à medida que se aumenta o raio do disco, com as linhas de Balmer passando de absorção no disco interno opaco para emissão no disco externo. Baptista et al. (1995) realizaram um estudo similar com observações do Hubble Space Telescope (HST) com o contínuo do ultra-violeta concordando razoavelmente com a lei $T \propto R^{-3/4}$ para um acréscimo em estado estacionário, confirmando os resultados da

análise feita no óptico.

A partir de dados de espectroscopia de *UX UMa* obtidos com o HST, Baptista et al. (1998) encontraram no ultravioleta que o disco de acrecimento interno é caracterizado por um contínuo azul com linhas de absorção passando para emissão com o aumento do raio do disco. Este resultado confirma o que Rutten et al. (1994) tinham obtido para o óptico. Os perfis de temperatura radial dos mapas no contínuo são bem descritos por um modelo de disco em estado estacionário nas regiões do disco interna e intermediária. O espectro da luz não-eclipsada contém linhas de emissão intensas e um contínuo originado em gás opticamente fino que, segundo eles, provém de uma cromosfera + vento do disco. A comparação entre os espectros da parte da frente do disco com o da parte de trás do disco no mesmo raio revelou uma assimetria significativa na emissão do disco no ultra-violeta que não era vista no óptico. Além disso, o lado do disco mais próximo da estrela secundária mostra uma descontinuidade de Balmer em absorção e uma absorção pronunciada pela cortina de ferro, sugerindo a existência de um anel absorvedor de gás frio cuja densidade e/ou estrutura vertical aumenta com o aumento do raio. Os espectros espacialmente resolvidos que contém o fluxo de matéria do gás sugerem que o gás extravaza para além do ponto de impacto na borda do disco e continua ao longo da trajetória do fluxo produzindo uma emissão distinta até $0,10R_{L1}$.

Capítulo 3

Espectroscopia de UU Aqr

3.1 Histórico de UU Aqr

UU Aqr é uma variável cataclísmica relativamente brilhante ($V \approx 13,5$ mag) com um período orbital de 3,92h que foi identificada como uma estrela variável no começo deste século (Beljowski 1926). O sistema permaneceu erroneamente classificado como uma variável semi-regular de longo período, do tipo μ Cep (Payne-Gaposchkin 1952), até ser descoberto como sendo uma variável cataclísmica eclipsante por Volkov, Shugarov & Seregina (1986) com eclipses profundos ($\Delta B \simeq 1,5 - 2,0$ mag) e com uma cintilação intrínseca de 0,2 mag de amplitude. Esses autores propuseram que o sistema fosse classificado como uma nova-anã pelo fato de apresentar variações de brilho de grande amplitude ($\Delta B \simeq 4,4$ mag), observadas em placas fotográficas. Eles encontraram um período orbital fotométrico de 0,1635806d. Isto coloca *UU Aqr* numa faixa de período entre 3–4 h, acima do gap de período. Espectroscopia de baixa resolução realizada por Downes & Keyes (1988) revelou a presença de linhas de emissão de pico simples da série de Balmer bem como linhas fracas de *HeI* e *HeII*. Goldader & Garnavich (1989) publicaram uma efeméride revisada a partir das medidas de Volkov et al. (1986) e de 5 novos instantes de mínimos, com um período orbital de 0,163579089d ($\approx 3,92$ h).

Haefner (1989) realizou um estudo da variabilidade espectroscópica da linha do $H\alpha$ e determinou uma função de massa para a estrela secundária de $f(M(2)) = 0,69M_{\odot}$. Ele estimou a massa da anã-branca entre $0,4-0,5M_{\odot}$, usando uma $M_1(2) = 0,37$ para a estrela secundária (relação empírica período-massa, Patterson 1984) para uma inclinação

entre 70° e 90° . O valor estimado por ele é consistente com o valor médio da massa de anãs-brancas, de $0,74M_\odot$, encontrado para nova-likes. Contudo, a curva de velocidade radial apresenta um deslocamento de 0,15 ciclo em relação ao mínimo da curva de luz, indicando uma contaminação da onda-*S* possivelmente devido ao movimento orbital do bright spot.

Hessman (1990) realizou espectroscopia azul que confirma a presença de pico simples das linhas de emissão. A ausência de distúrbio rotacional típico de emissão de discos de acréscimo durante o eclipse na linha do $H\beta$ levou Hessman a sugerir que as linhas de emissão tem uma origem que não é no disco.

Diaz & Steiner (1991) realizaram um estudo mais apurado de *UU Aqr* onde mostraram que o perfil da linha de $H\alpha$ é muito assimétrico e varia com a fase orbital. Eles tentaram separar o movimento orbital da estrela primária medindo a curva de velocidade radial das asas da linha de $H\alpha$ e determinaram uma semi-amplitude de $K_1 = 120 \text{ km s}^{-1}$ e uma função de massa para estrela secundária $f(M(2)) = 0,030M_\odot$ que é muito menor do que aquela encontrada por Haefner (1989). Eles calcularam uma massa para a estrela primária de $M_1(1) = 0,90$ e uma razão de massa $q = 0,40$, que produz uma estrela secundária com uma massa de $M_1(2) = 0,37$, assumindo uma estrela secundária na seqüência principal inferior. Baseado no comportamento da linha de emissão, esses autores sugeriram que a maior parte da emissão em $H\alpha$ provenha de uma bright spot opticamente fino, enquanto que o disco de acréscimo deve ser opticamente espesso. Eles também sugeriram que *UU Aqr* deve ser um sistema do tipo *nova-like*, com uma alta taxa de transferência de matéria.

Um estudo baseado em fotometria multicolor foi realizado por Baptista, Steiner & Cieslinski (1994), com dados obtidos entre 1988 e 1992. Eles obtiveram um efêmeride revisada para os instantes de mínimo e um limite superior para as variações do período orbital. Eles mediram as fases de contato nas curvas de luz do eclipse para calcular a geometria do sistema e estimar as massas e as dimensões, encontrando uma razão de massa de $q = 0,30 \pm 0,07$ e uma inclinação $i = 78^\circ \pm 2^\circ$. As massas das 2 estrelas do sistema são $M_1(1) = 0,67 \pm 0,14$ e $M_1(2) = 0,20 \pm 0,07$. Esses autores determinaram um $K_1 = 84 \pm 26 \text{ km s}^{-1}$ que é $\sim 30\%$ menor do que a semi-amplitude obtida por Diaz & Steiner (1991) a partir das linhas de emissão. A temperatura estimada para a anã-branca é de $T_{wd} \simeq 34000\text{K}$ e uma distância de $D = 270 \pm 50\text{pc}$ é sugerida para a binária se o disco for opaco. Esses autores descobriram que o sistema exhibe transições ocasionais de

estados de brilho alto para estados de brilho baixo em escalas de tempo ~ 4 anos, sendo que a amplitude da mudança de estado é pequena, $\approx 0,2 - 0,3$ mag, comparada com outras *nova-likes*. A forma do perfil de eclipse muda significativamente do estado alto para o estado baixo e eles concluíram que a diferença principal entre esses dois estados é devido à presença do bright spot na borda externa do disco no estado alto. Eles sugeriram, baseados na forma do eclipse e na ausência de um *hump* proeminente na curva de luz, que *UU Aqr* é um sistema *nova-like* com uma alta taxa de transferência de matéria com um disco de acréscimo opticamente espesso e relativamente brilhante. Os ajustes obtidos para os fluxos no meio do eclipse sugerem que as linhas de emissão são formadas numa região estendida que é parcialmente ocultada durante o eclipse.

Mais recentemente, Baptista, Steiner & Horne (1996) realizaram um estudo de mapeamento por eclipse para *UU Aqr*, com o mesmo conjunto de dados do trabalho de Baptista et al. (1994), para os estados de brilho alto ($V \simeq 13,5$ mag) e baixo ($V \simeq 13,8$ mag). A distância de *UU Aqr* que eles estimaram é de $D = 200 \pm 70$ pc. A temperatura encontrada é de ~ 6000 K nas regiões externas e de ~ 16000 K nas regiões internas do disco, próximas à anã-branca. A taxa de acréscimo de matéria inferida para o caso do estado de brilho alto é $10^{-9,2 \pm 0,1} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ nas partes internas do disco ($R = 0,1 R_{L1}$) e $10^{-8,8 \pm 0,1} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ nas partes externas do disco ($R = 0,3 R_{L1}$). O perfil de temperatura radial para este caso é mais plano do que a lei $T \propto R^{-3/4}$ nas partes internas do disco, o mesmo comportamento encontrado por Rutten et al. (1992) nas estrelas *SW Sex*, sugerindo que *UU Aqr* pertença a esta subclasse. A comparação dos mapas de eclipses dos estados de brilho alto e baixo revelou que as diferenças eram causadas pelas mudanças na estrutura das partes externas do disco, sendo que o efeito mais notável é o aparecimento de um bright spot vermelho na borda do disco. Este resultado, junto com o aumento inferido na taxa de acréscimo das partes externas do disco, sugere que as mudanças de brilho observadas são causadas por variações na taxa de transferência de matéria da estrela companheira.

Segundo Baptista et al. (1996) e Warner (1997), *UU Aqr* está ligeiramente acima de \dot{M}_{crit} e as variações de 0,3 mag de brilho são resultantes de mudanças em $\dot{M}(2)$. Warner notou que a temperatura das partes externas de $T \sim 6000$ K (Baptista et al. 1996) está muito próxima da temperatura de disparo das erupções de novas-anãs, sendo que pequenas variações em $\dot{M}(2)$ poderiam levar a erupções de novas-anãs em *UU Aqr*. Uma redução ligeiramente maior em \dot{M} poderia transformá-la numa estrela *Z Cam* com

Figura 3.1 . Curva de luz de *UU Aqr* de novembro de 1990 a julho de 1997. De Honeycutt et al. (1998).

erupções alcançando $m_V \simeq 12,8$, que poderia explicar as ocasionais observações isoladas em $m_V \simeq 13,0$ (Volkov et al. 1986). Isto implicaria que *UU Aqr* é uma estrela *Z Cam* em *standstill* longo. Honeycutt, Robertson & Turner (1998) observaram *UU Aqr* por um período de aproximadamente 8 anos, onde detectaram variações de brilho do tipo de erupções de novas-anãs entre $0,5 - 1,0$ mag em escalas de tempo de alguns dias. A figura 3.1 mostra a curva de luz de *UU Aqr* de novembro de 1990 a julho de 1997.

Hoard et al. (1998) realizaram espectroscopia de média resolução de *UU Aqr* durante o seu estado de brilho alto. Eles notaram que o sistema parece ser do tipo *SW Sex*, confirmando o que havia se previsto por Baptista et al. (1996), e a discussão que eles desenvolveram foi baseado em cima do contexto do fenômeno das *SW Sex*. O resultado das curvas de largura equivalente das linhas de emissão, da tomografia Doppler e da simulação dos perfis de linhas forneceu evidências sobre as presenças de um bright spot no lugar de impacto do fluxo de matéria com a borda externa do disco e de uma estrutura de absorção

simétrica e extensa tanto azimutal quanto verticalmente. Uma possível origem explorada por esses autores é que esta estrutura de absorção é resultante do impacto explosivo do fluxo de matéria com o disco.

Kaitchuck et al. (1998) realizaram espectroscopia no óptico e no ultra-violeta para *UU Aqr*. Eles obtiveram a amplitude da velocidade radial da anã-branca a partir da tomografia Doppler na linha de emissão $H\beta$, obtendo um valor de $K_1 = 182 \text{ km s}^{-1}$, bem diferente do valor determinado por Diaz & Steiner (1991). Com esse valor de K_1 , esses autores encontraram uma razão de massa $q = 0,86$ e as massas estimadas para as estrelas primária entre $M(1) = 0,51 - 0,68 M_\odot$ e secundária entre $M(2) = 0,44 - 0,58 M_\odot$, valores esses bem diferentes daqueles encontrados por Baptista et al. (1994). Segundo eles, as razões para estas discrepâncias não estão claras, sendo que as possíveis explicações são ou que os pontos de contato do eclipse do bright spot foram mal determinado ou que a tomografia Doppler foi mal interpretada. Vale notar que a razão de massas encontrada e a inclinação adotada são incompatíveis com o valor observado de $\Delta\phi$ (Baptista et al. 1994).

3.2 Observações e Redução

Observações espectroscópicas centradas nos eclipses de *UU Aqr* foram obtidas com o telescópio de 2,1m do Kitt Peak National Observatory (KPNO) entre julho e agosto de 1993. As observações foram efetuadas na faixa espectral de $3500 - 7000\text{\AA}$ com uma resolução espectral de $\Delta\lambda = 1,5 \text{ \AA/pixel}$ e uma resolução temporal de $\Delta t = 55 \text{ s}$, num total de 5 conjuntos de dados e 533 espectros. As observações incluem uma estrela de comparação próxima dentro da fenda junto com a estrela variável. O objetivo por trás desta montagem é usar as observações da estrela de comparação para verificação e posterior correção de variações na transparência de céu e para refinar a calibração absoluta. A tabela 1 contém um resumo das observações.

Os dados tiveram subtração de bias numa redução preliminar no KPNO. Os arquivos de *flat-field* e *twilight sky* (semelhante ao flat-field feito logo após o pôr-do-sol) de cada noite foram combinados para produzir um flat geral para correção de efeitos de iluminação na fenda. Os dados das 5 noites foram corrigidos pelos correspondentes flats combinados (flat-field + twilight sky). Como a noite 2 não tem exposição de twilight, usamos uma

Tabela 3.1: Resumo das Observações

Run	Data	Começo (UT)	Fim (UT)	Nspec	No. ciclo	Cobertura em fase	Cobertura em $\lambda(\text{\AA})$	Faixa em massa de ar
1	22/07/93	05:56:14	07:33:02	105	17389	-0,20 , +0,21	3564,0 , 6766,5	2,20 , 1,44
2	27/07/93	07:58:38	09:40:49	111	17420	-0,11 , +0,32	3601,5 , 6805,5	1,31 , 1,24
3	13/08/93	07:52:01	09:25:22	101	17524	-0,22 , +0,17	3646,5 , 6850,5	1,24 , 1,30
4	15/08/93	07:00:37	08:36:50	106	17536	-0,20 , +0,20	3649,5 , 6853,5	1,28 , 1,25
5	16/08/93	06:18:17	08:18:11	110	17542	-0,27 , +0,24	3649,5 , 6853,5	1,36 , 1,24

Nspec = número de espectros

média das exposições de twilight das outras noites (mesma faixa em λ). Os dados foram corrigidos dos efeitos de flat-field e iluminação da fenda usando a rotina CCDPROC do IRAF.

O procedimento DOSLIT foi usado para extrair espectros 1-D da estrela variável e da estrela de comparação em todas as imagens utilizando o algoritmo de extração ótima de Horne (1986). Este processo gera um conjunto de arquivos de saída multi-bandas para cada objeto, com os espectros extraídos, os espectros das barras de erros (considerando o ruído de contagem de fótons e a resposta de sensibilidade) e os correspondentes espectros do céu. Observações de lâmpada de HeNeAr foram usadas para calibrar a escala de comprimento de onda. Observações das estrelas espectrofotométricas padrões BD+28 4211 e G191B2B foram usadas para derivar a função de sensibilidade instrumental e calibrar o fluxo do conjunto de espectros extraídos em cada noite. Os espectros individuais foram checados pela presença de possíveis raios cósmicos e foram corrigidos, quando apropriado, pela interpolação dos fluxos nos comprimentos de onda vizinhos.

Um possível problema que pode ter ocorrido durante as observações é a perda de luz na fenda por ter sido utilizada uma fenda estreita ($\sim 2''$) e também perda de luz devido à guiagem. As observações da estrela de comparação foram usadas para testar estas possibilidades.

A figura 3.2 mostra os espectros médios da estrela de comparação para cada noite juntamente com valores medianos dos fluxos obtidos da fotometria *UBVRI* (Baptista et al. 1994). O espectro do run 5 foi adotado como o espectro de referência, e os espectros das outras noites foram escalonados por fatores independentes do comprimento de onda para se ajustar ao nível de fluxo do espectro de referência. Este procedimento mostra que

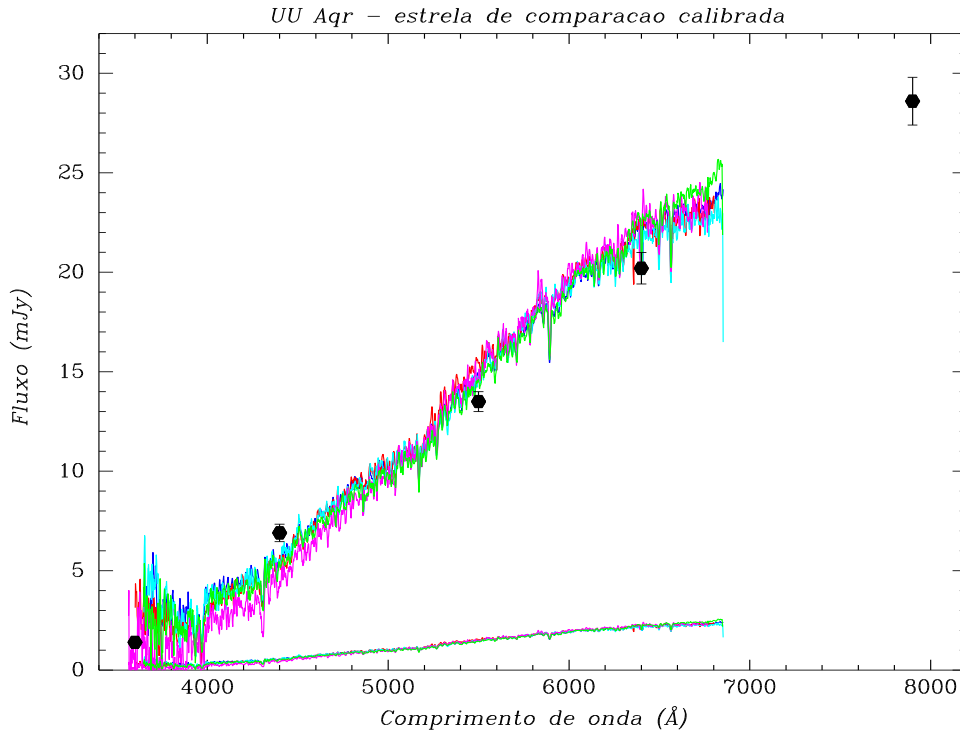


Figura 3.2 . Comparação entre os espectros médios (curvas em tons de cinza) e os fluxos médios *UBVRI* (círculos cheios com respectivas barras de erro) para a estrela de comparação. As curvas inferiores nos mesmos tons de cinza são os erros nos espectros médios.

os espectros da comparação em todos os runs têm inclinações similares e que, portanto, não existe perda de luz por refração diferencial, ou seja, perda de luz na fenda dependente de λ . Os fluxos no espectro de referência são consistentes ao nível de 1σ com os fluxos medianos obtidos da fotometria *UBVRI*, o que indica que a calibração absoluta tem uma incerteza $\lesssim 5\%$.

Os espectros calibrados foram combinados para produzir espectrogramas seqüenciados (*trailed spectrograms*) da estrela variável e de comparação para cada noite. A visualização dos espectrogramas da estrela de comparação mostra que existem variações de transparência do céu e/ou perdas de luz na fenda não desprezíveis ($\simeq 15\%$) ao longo das observações. Nós usamos um média de 40 espectros da noite 5 para definir o espectro de referência (calibrado) da estrela de comparação e normalizamos os espectrogramas da estrela de comparação dividindo cada espectro pelo espectro de referência. Os espec-

trogramas normalizados foram, além disso, suavizados com um ajuste spline cúbico 2-D usando a rotina IMSURFIT do IRAF e normalizados pelo fluxo médio. As variações de transparência do céu e as perdas de luz na fenda foram corrigidas dividindo o espectrograma da estrela variável pelo espectrograma normalizado da estrela de comparação em cada noite (um procedimento similar à correção de flat-field). Este procedimento, contudo, não corrige erros de calibração por eventuais perdas de luz diferenciada entre a estrela variável e de comparação. A correlação entre as variações nos trailed espectrograms da estrela variável e da de comparação sugere que estes erros são menores que 5%.

Os conjuntos dos dados finais foram transformados para o formato de entrada apropriado ao programa JOIA (Baptista 1996, comunicação privada), que produz as curvas de luz para a análise com técnicas de mapeamento de eclipse.

3.3 Descrição dos Dados

A figura 3.3 mostra os espectros médios de *UU Aqr* fora do eclipse e no meio do eclipse para a monitoria realizada em 13 de agosto de 1993. O espectro é dominado por intensas linhas de Balmer em emissão com uma base relativamente larga, e também mostra linhas de *HeI* e o *blend* das linhas de *CIII*, *NIII* e *HeII* em ~ 4650 Å. Pode-se também notar que as linhas da série de Balmer aparecem com pico simples e são assimétricas, com o lado vermelho da linha sendo mais intenso – em acordo com os resultados de Hessman (1990) e Diaz & Steiner (1991). As linhas de emissão do *HeI* aparecem com um possível pico duplo sugerindo ou uma emissão no disco de acrecimento ou uma emissão de pico simples com uma absorção no centro da linha.

O fluxo no contínuo é bem mais intenso no espectro fora do eclipse do que no espectro no meio do eclipse, sendo que o fluxo no meio do eclipse é reduzido por um fator $\sim 3 - 4$. Essa queda é devida ao eclipse da região emissora, o disco de acrecimento, pela estrela secundária. Enquanto isso, a intensidade das linhas de emissão no meio do eclipse sofre uma redução bem menor (fator $\sim 1,5$) em relação ao fluxo emitido fora do eclipse, sugerindo que uma fração substancial do fluxo emitido nas linhas não é eclipsado pela estrela secundária. Isto leva-nos a suspeitar que a região geradora das linhas de emissão seja verticalmente estendida com um tamanho (volume) bem maior que o disco de acrecimento (responsável pela emissão no contínuo), e também maior do que a estrela secundária,

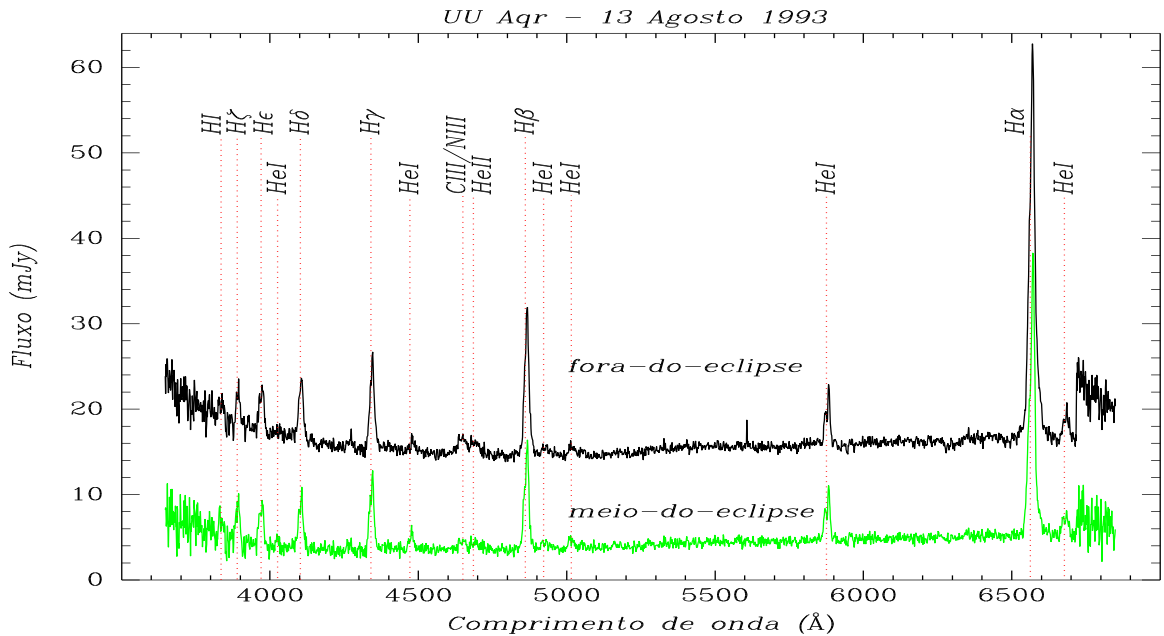


Figura 3.3 . Espectro de *UU Aqr* fora (preto) e no meio do eclipse (cinza). As principais linhas de emissão estão indicadas pelas pontilhadas.

podendo ser uma cromosfera em torno da anã-branca e do disco de acreção. Neste cenário, as linhas são emitidas pelo vento dessa cromosfera, em concordância com o que foi sugerido por Baptista et al. (1994).

A figura 3.4 mostra curvas de luz das 5 monitorias para a faixa espectral $5000\text{\AA} - 6500\text{\AA}$. As curvas dos runs 3 e 5, que foram obtidas em melhores condições atmosféricas, apresentam menor dispersão dos pontos. O run 5 apresenta um *buraco* causado por uma interrupção das observações para ajuste de foco do telescópio. As curvas de luz apresentam perfis de eclipse similar e fluxo médio fora do eclipse consistente, com variações entre as monitorias ao nível de $\lesssim 20\%$. O perfil dos eclipses e o nível de fluxo fora do eclipse indicam que as observações foram efetuadas durante o estado alto de brilho de *UU Aqr*, consistente com a curva de luz histórica de Honeycutt et al. (1998). A faixa espectral das curvas de luz mostradas na figura 3.4 corresponde, a grosso modo, à banda *V*. O fluxo médio fora do eclipse implica numa magnitude $V = 13,2$ mag consistente com o valor encontrado por Honeycutt et al. (1998), de $m_V = 13,5$ mag. Uma vez que as curvas correspondem ao mesmo estado de brilho, foi possível combinar os dados das 5 observações para produzir uma curva de luz mediana para cada faixa espectral (ver detalhes da cons-

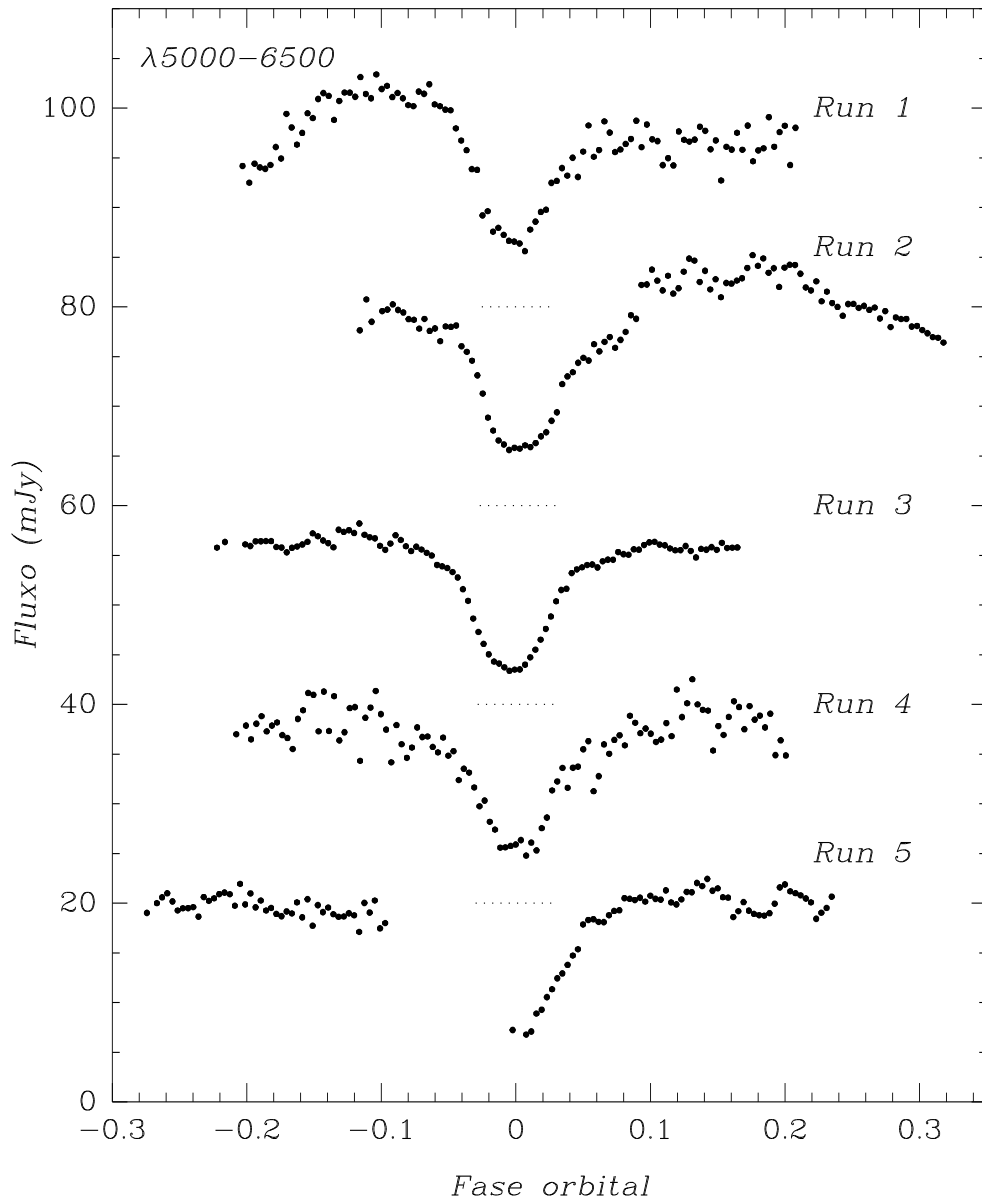


Figura 3.4 . Comparação entre as curvas de luz no contínuo, 5000–6500 Å. As curvas de luz apresentam um deslocamento vertical de 20 mJy para uma melhor visualização com exceção do run 5. As linhas pontilhadas correspondem ao zero da escala. As incertezas foram derivadas da estatística poissoniana e são menores do que o tamanho dos pontos.

trução de curvas de luz na seção seguinte).

3.4 Construção das Curvas de Luz

Os espectros calibrados foram divididos em um conjunto de 226 faixas espectrais, de 15 Å de largura no contínuo e nas linhas mais fracas. As linhas mais intensas foram divididas em faixas de $\simeq 500$ km/s de largura. Para cada uma das faixas espectrais foi construída uma curva de luz calculando o fluxo médio em cada espectro e colocando os resultados em fase de acordo com a efeméride de Baptista et al. (1994). Uma correção de fase de $-0,003$ ciclo foi aplicada às curvas de luz para que o centro do eclipse da anã-branca coincidissem com a fase zero. Esse procedimento foi aplicado para os 5 conjuntos de dados. As curvas de luz nas faixas espectrais das linhas de emissão compreendem o fluxo total no intervalo correspondente, sem subtração de uma possível contribuição do contínuo subjacente.

Para melhorar a razão sinal/ruído e também para reduzir a influência do *flickering* intrínseco às variáveis cataclísmicas, as curvas de luz individuais foram combinadas para produzir curvas de luz medianas para cada faixa espectral. Primeiro normalizamos as curvas de luz ajustando uma função spline para as fases fora do eclipse e dividindo as curvas de luz pelos seus respectivos splines ajustados. As curvas normalizadas foram combinadas dividindo os dados em caixas em fase de largura 0,0038 ciclo e calculando a mediana do fluxo para cada caixa. Por fim, a curva mediana normalizada é reescalada pelo valor mediano em fase zero da função spline das curvas individuais. A incerteza correspondente foi tomada como sendo o desvio absoluto mediano em cada caixa. Este processo remove as variações orbitais que estão presentes fora do eclipse com efeitos mínimos na forma do eclipse.

A figura 3.5 mostra as 5 curvas de luz para uma faixa espectral centrada em 5600 Å, juntamente com a respectiva curva de luz mediana calculada. Curvas de luz medianas para faixas espectrais selecionadas são mostradas nas figuras 4.1 e 4.2.

3.5 Mapas de Eclipse

A geometria do eclipse é definida pela razão de massas ($q = M_2/M_1$) e pelo ângulo de inclinação i - ou equivalentemente, a largura do eclipse do centro do disco, $\Delta\phi$ (Horne

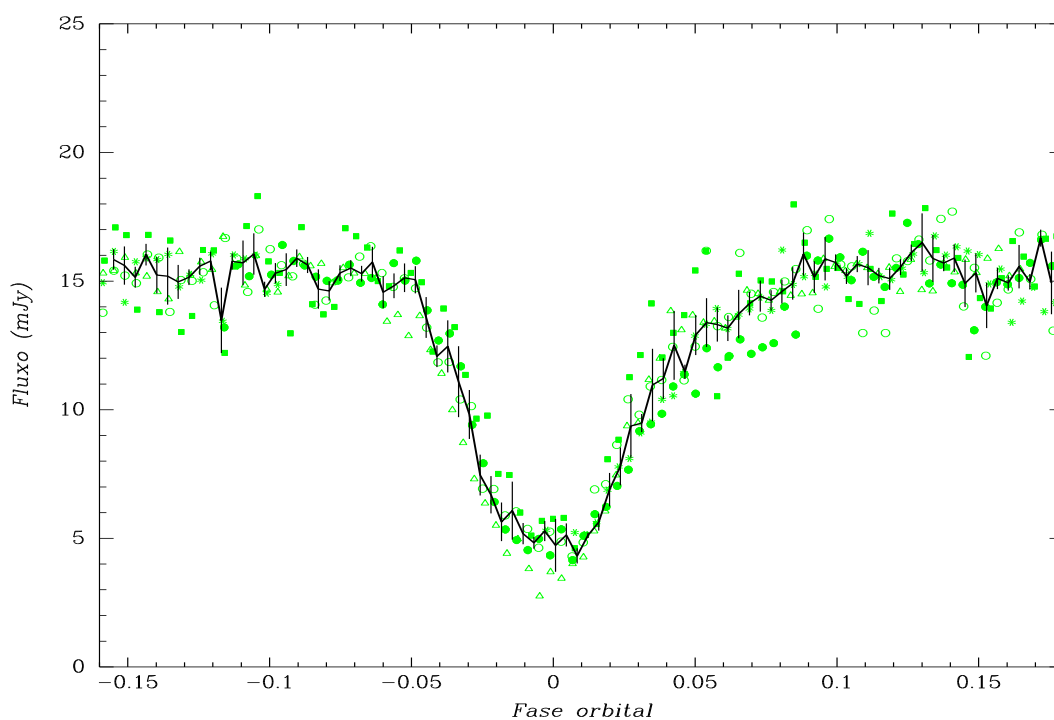


Figura 3.5 . Comparação das 5 curvas de luz com a curva de luz mediana calculada. A linha sólida representa a curva mediana das 5 curvas individuais. Para cada curva individual, foi utilizado um símbolo diferente. Para o run 1 círculo vazado, para o run 2 círculo cheio, para o run 3 triângulo vazado, para o run 4 quadrado cheio e para o run 5 asterístico. A curva mediana é uma boa representação dos conjuntos individuais.

1985). A razão de massas q controla a forma e o tamanho relativo dos lóbulos de Roche. A inclinação i determina a forma e extensão da *sombra* da estrela secundária quando projetada sobre o plano orbital.

Para este trabalho, adotamos os parâmetros derivados para a geometria da binária *UU Aqr* por Baptista, Steiner e Cieslinski (1994), $i = 78^\circ$ e $q = 0,3$. Como nosso mapa de eclipse, adotamos uma matriz de 51×51 pixels centrada sobre a estrela primária de lado $2R_{L1}$, onde R_{L1} é a distância do centro do disco ao ponto lagrangiano interno. Isto fornece mapas com uma resolução espacial nominal de $\Delta s = 0,039R_{L1}$, comparável ao tamanho esperado da anã-branca em *UU Aqr* ($\cong 0,032R_{L1}$).

Analisamos as curvas de luz medianas (seção 3.4) com o programa PRIDA para obter, para cada faixa espectral, um mapa da distribuição de brilho do disco de acréscimo mais uma componente não-eclipsada. Curvas de luz ajustadas e os correspondentes mapas da distribuição de brilho para faixas espectrais selecionadas são mostradas nas figuras 4.1 e 4.2.

Usamos um procedimento de Monte Carlo (e.g. Rutten et al. 1992a; Baptista et al. 1995) para estimar as incertezas estatísticas que afetam os mapas de eclipses. Para uma dada curva de luz, um conjunto de 10 curvas de luz artificiais foi gerado, no qual os pontos são variados aleatoriamente e independentemente de acordo com uma distribuição gaussiana com um desvio padrão igual à incerteza naquele ponto. Essas curvas de luz são ajustadas com o algoritmo de mapeamento por eclipse para produzir um conjunto de 10 mapas de eclipses. Estes mapas são então combinados para produzir um mapa médio e um mapa dos resíduos em relação à média, que fornece a incerteza estatística em cada pixel. Essas incertezas serão usadas quando estimarmos os erros nos perfis radiais de intensidade e de temperatura derivados e também para os espectros espacialmente resolvidos.

Capítulo 4

Resultados e Discussão

4.1 Estrutura do Disco

Os nossos mapas de eclipse produzem informação espacial sobre o espectro emergente do disco de acrecimento de *UU Aqr*. Nesta seção nós comparamos e discutimos os mapas de eclipse em faixas espectrais selecionadas para estudar a estrutura do disco de acrecimento em diferentes comprimentos de onda.

A figura 4.1 compara as curvas de luz (painel à esquerda) e os mapas de eclipse (painel à direita) para 4 faixas espectrais escolhidas no contínuo. As curvas de luz apresentam um eclipse profundo e um egresso assimétrico que é mais pronunciado para comprimentos de onda maiores. Os mapas de eclipse mostram, correspondentemente, uma estrutura assimétrica no lado do disco que se afasta da estrela secundária. Este resultado é remanescente do observado por Baptista et al. (1996) para o estado de brilho alto. Contudo, diferentemente de Baptista et al. (1996), os nossos mapas não apresentam a notável assimetria na borda externa do disco associada à emissão no bright spot por aqueles autores.

A figura 4.2 compara as curvas de luz e os mapas de eclipse para três linhas da série de Balmer, $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$, e para a linha do HeI $\lambda 5876$, para as faixas espectrais correspondendo ao centro das linhas. Vale ressaltar que as curvas de luz para as linhas de emissão incluem o fluxo total na faixa de comprimento de onda correspondente, ou seja, não é feita subtração de uma possível contribuição do contínuo. As curvas de luz mostram um eclipse raso em comparação com as curvas de luz para o contínuo e uma assimetria

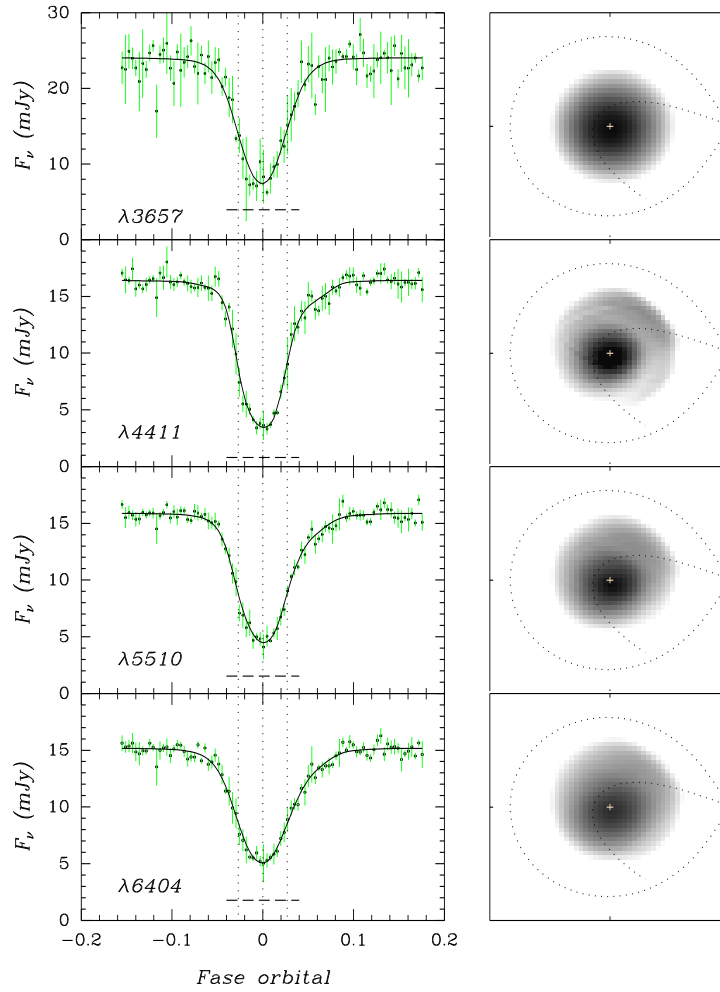


Figura 4.1 . Curvas de luz (painel à esquerda) e mapas de eclipses (painel à direita) para as faixas espectrais selecionadas do contínuo, $\lambda = 3657\text{\AA}$, 4411\AA , 5510\AA e 6404\AA . As linhas sólidas correspondem aos modelos do mapeamento por eclipse e os pontos aos dados observados. As linhas verticais pontilhadas marcam as fases do meio do eclipse e do ingresso e egresso da anã-branca. As linhas horizontais tracejadas indicam a componente não-eclipsada em cada caso. Os mapas de eclipses são mostrados numa escala logarítmica de tons de cinza, com a cor branca correspondendo a $\log I_\nu = -6,5$ e o preto a $\log I_\nu = -3,1$. As curvas pontilhadas mostram a projeção do lóbulo de Roche da primária no plano orbital e a trajetória teórica do gas stream. A estrela secundária está à direita de cada painel e as estrelas giram no sentido anti-horário.

no seu egresso mais pronunciada que no contínuo. Os mapas de eclipse apresentam uma distribuição de brilho assimétrica no lado do disco que se afasta da estrela secundária com uma distribuição de brilho menos concentrada em direção ao centro do disco do que nos mapas do contínuo.

A figura 4.3 apresenta as curvas de luz e os mapas de eclipse para o centro da linha $H\beta$, para o lado azul de $H\beta$ ($v = -494$ km/s) e para o lado vermelho de $H\beta$ ($v = +494$ km/s). Pode-se notar que existe evidência de distúrbio rotacional nas curvas de luz. O mínimo do eclipse é ligeiramente deslocado para fases negativas no azul e para fases positivas no vermelho, enquanto que a curva para $v = 0$ é centrada em $\phi = 0$. Isto, contudo, não é evidência de que as linhas provenham do disco de acréscimo. Caso a emissão de $H\beta$ fosse produzida no disco de acréscimo, tanto a curva de luz quanto o mapa de eclipse para o lado vermelho da linha $H\beta$ seriam um *espelho* do lado azul da linha $H\beta$. Este comportamento não é observado nos mapas de eclipse da figura 4.3. Além disto, a emissão do lado vermelho é significativamente mais intensa do que no lado azul da linha, o fluxo fora do eclipse é 50% maior, e a distribuição de brilho é correspondentemente mais intensa. Deste modo, concluímos que, apesar de evidência de distúrbio rotacional, o comportamento dos mapas das linhas de emissão não é consistente com uma origem num disco em rotação kepleriana.

4.2 Distribuição Radial de Temperatura

Uma das maneiras de se testar modelos de discos teóricos, e também a mais fácil, é converter as intensidades nos mapas de eclipse para temperaturas de brilho de corpo negro, que podem então ser comparadas com a distribuição radial da temperatura efetiva prevista para modelos de discos opticamente espessos em estado estacionário. Entretanto, vale ressaltar que a temperatura de brilho não é uma quantidade física bem definida que pode ser comparada às previsões da teoria de disco padrão, visto que a última expressa o perfil radial da temperatura efetiva — que mede a energia total dissipada no disco por unidade de área de superfície. Uma relação entre a temperatura efetiva e uma temperatura de brilho monocromática não é trivial e pode somente ser obtida pela construção de modelos auto-consistentes da estrutura vertical do disco, o que foge do escopo deste trabalho. Como primeira aproximação, útil, adotamos a prática convencional de calcular as temperaturas

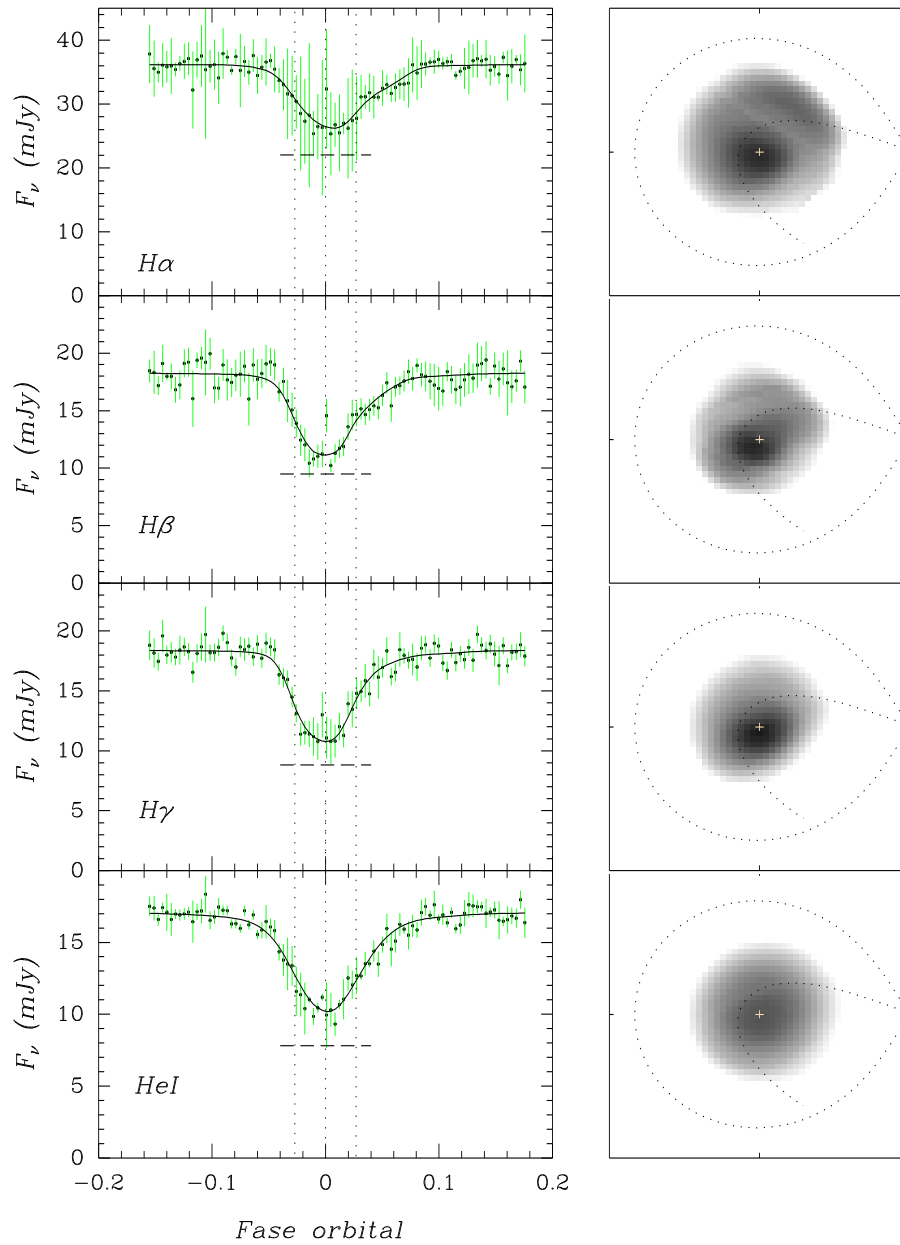


Figura 4.2 . Curvas de luz (painel à esquerda) e mapas de eclipses (painel à direita) para as linhas $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ e HeI $\lambda 5876$. A notação é a mesma da figura 4.1

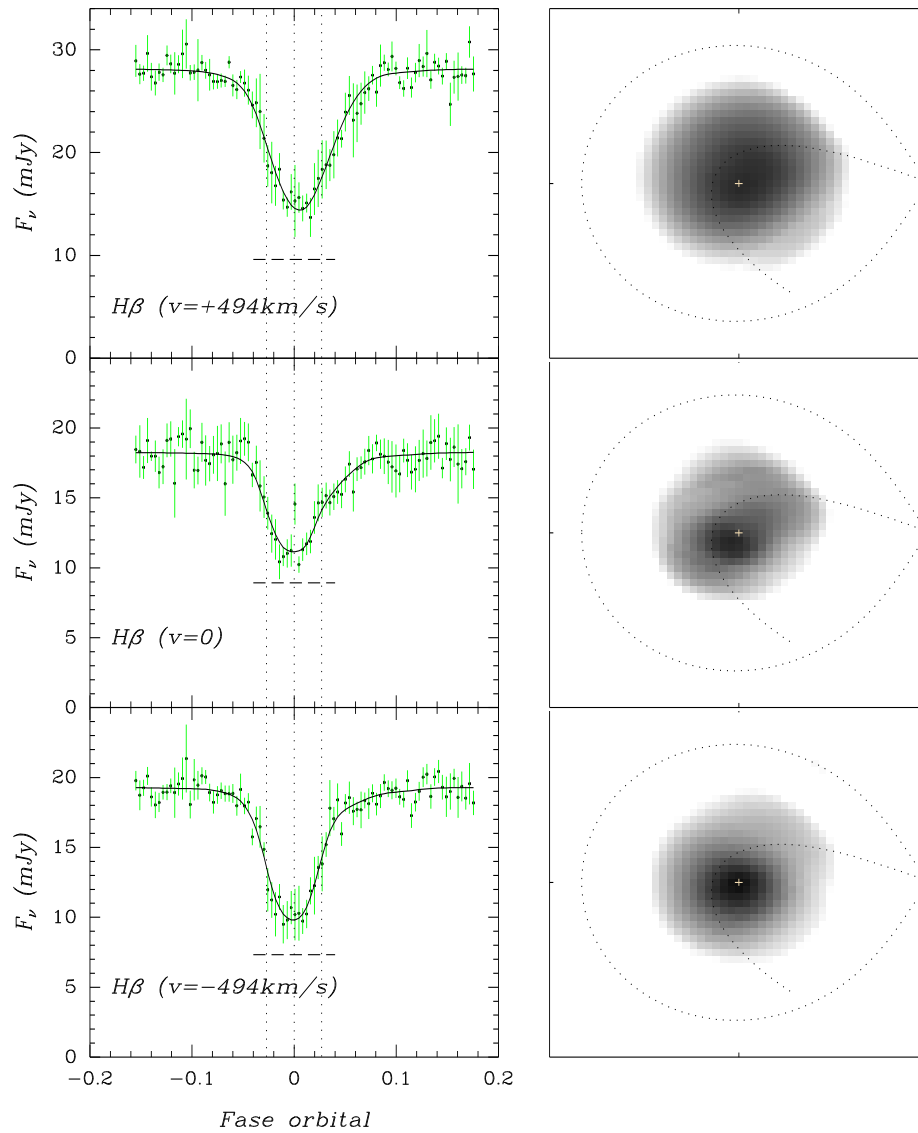


Figura 4.3 . Curvas de luz e mapas de eclipses para o centro da linha $H\beta$, para o lado azul ($v = -494 \text{ km/s}$) e para o lado vermelho ($v = +494 \text{ km/s}$). A notação é a mesma da figura 4.1.

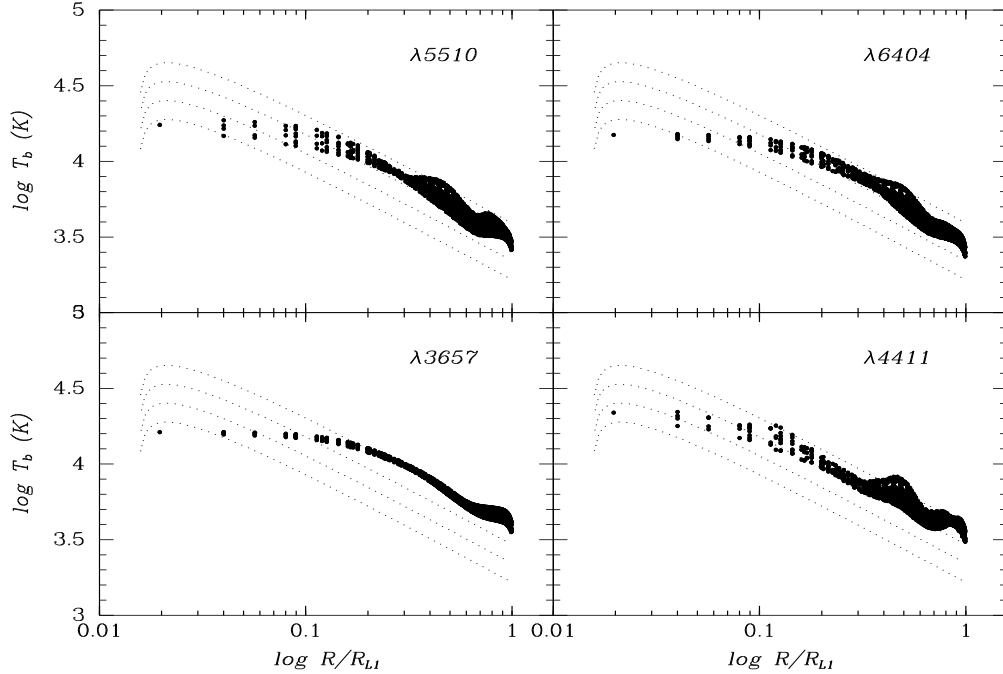


Figura 4.4 . Perfis radiais de temperaturas do disco de acréscimo de *UU Aqr* para as bandas do contínuo. As linhas pontilhadas são modelos de discos em estado estacionário para taxas de acréscimo de $10^{-8,5}$, $10^{-9,0}$, $10^{-9,5}$ e $10^{-10,0} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$, assumindo $M_1 = 0,67M_{\odot}$ e $R_1 = 0,012R_{L1}$. A emissão maior nas partes externas em $\lambda 3657$ é um indicativo da existência de *Balmer jump* em emissão.

de brilho para os mapas de eclipse.

Os mapas de eclipse devidamente convertidos para temperaturas de brilho de corpo negro podem ser então comparados com os modelos de disco teóricos. Os perfis radiais de temperatura dos mapas de eclipse para as 4 bandas do contínuo da figura 4.1 são mostrados na figura 4.4 numa escala logarítmica. O valor mostrado é a temperatura de brilho de corpo negro que reproduz o brilho de superfície observado no pixel correspondente assumindo uma distância de 200 pc para *UU Aqr* (Baptista et al. 1996). Para cada curva, são mostrados modelos de disco em estado estacionário para taxas de acréscimo de $10^{-8,5}$, $10^{-9,0}$, $10^{-9,5}$ e $10^{-10} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ (linhas pontilhadas).

Os perfis radiais de temperatura variam de ~ 6000 K nas regiões externas do disco ($R \sim 0,6R_{L1}$) até ~ 17000 K nas regiões internas do disco ($R \sim 0,06R_{L1}$), em bom acordo com os resultados encontrados por Baptista et al. (1996). Os perfis radiais de temperatura são mais planos do que a lei $T \propto R^{-3/4}$ para as regiões internas e obedecem

bem a lei de $T \propto R^{-3/4}$ para as regiões externas. Assumindo um modelo de disco em estado estacionário, a taxa de acréscimo de matéria que podemos inferir é $10^{-9,0 \pm 0,3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ em $R = 0,1 R_{L1}$ e $10^{-8,7 \pm 0,2} M_{\odot} \text{ ano}^{-1}$ em $R = 0,3 R_{L1}$. Esses valores de \dot{M} são compatíveis com os inferidos por Baptista et al. (1996) para o estado de brilho alto de *UU Aqr*.

Os valores de \dot{M} calculados dos mapas nos diferentes comprimentos de ondas são idênticos dentro das incertezas. O cálculo das incertezas na determinação de \dot{M} leva em conta a incerteza estatística na intensidade dos pixels, obtida do procedimento de Monte Carlo mencionado na seção 3.5, e o espalhamento dos pontos para mapas em diferentes λ 's.

4.3 Distribuição Radial de Intensidade das Linhas

O painel à esquerda na figura 4.5 mostra os perfis radiais de intensidade para os mapas das linhas $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ e $HeI \lambda 5876$ (linha sólida com círculos vazados) e os mapas do contínuo adjacente (linha tracejada e triângulos cheios) numa escala logarítmica. Os perfis para as linhas foram construídos calculando-se as médias dos mapas individuais da região espectral de cada linha (7 mapas para o $H\alpha$ e 5 para $H\beta$, $H\gamma$ e $HeI \lambda 5876$). Os perfis para o contínuo adjacente a cada linha são as médias de 4 mapas do contínuo, 2 de cada lado da linha.

A linha de $H\alpha$ aparece em emissão (intensidade da linha maior do que a do contínuo) em toda a extensão do disco. As outras linhas aparecem em absorção nas partes internas ($R \lesssim 0,2 R_{L1}$) e transicionam para emissão com o aumento da distância. Esse comportamento das linhas é remanescente daquele observado na nova-like *UX UMa* (Rutten et al. 1994; Baptista et al. 1995, 1998). A transição para emissão ocorre em distâncias maiores para as linhas de maior excitação. Para as linhas de Balmer isto pode ser explicado pelo aumento na intensidade do contínuo adjacente para comprimentos de onda menores. Uma análise detalhada dos perfis do painel à esquerda na figura 4.3 mostra que a intensidade das linhas da série de Balmer é praticamente a mesma. O que muda é a intensidade do contínuo que fica mais intenso nas partes internas e intermediárias do disco ($R \lesssim 0,3 R_{L1}$) para comprimentos de ondas menores. Para as regiões externas do disco ($R \gtrsim 0,5 R_{L1}$), os fluxos na linha e no contínuo caem por um fator $\sim 10^3$, tornando a diferença entre a linha e o contínuo bastante ruidosa. Assim, os resultados da análise para esta região não

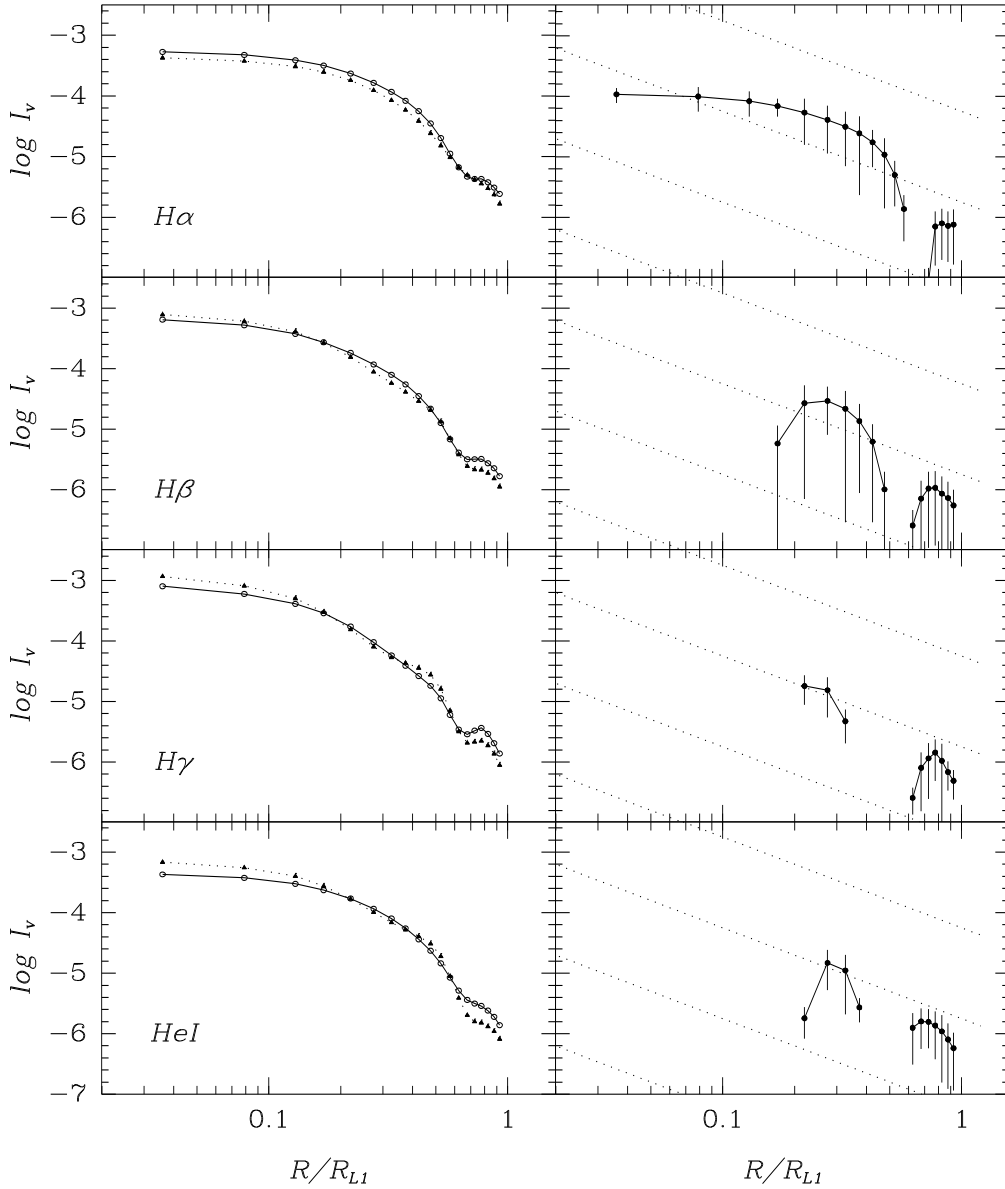


Figura 4.5 . Comparação entre os perfis radiais de intensidade (painéis à esquerda) para as linhas de emissão da figura 4.2 (linhas sólidas com círculos vazados) e do contínuo adjacente (linhas tracejadas com triângulos cheios). O painel à direita mostra a dependência radial da emissão líquida nas linhas (linha menos contínuo adjacente) em comparação com a relação $I \propto R^{-1,5}$ (linhas pontilhadas). As incertezas estão indicadas como barras verticais. Nos painéis com emissão líquida, somente estão plotadas as regiões nas quais as linhas aparecem em emissão.

são confiáveis.

O painel à direita da figura 4.5 mostra os perfis radiais de intensidade líquida para as 4 linhas do painel à esquerda. Estes foram calculados subtraindo-se os perfis de intensidade dos contínuos dos perfis de intensidade das linhas. As linhas pontilhadas mostram a dependência empírica da emissividade das linhas de emissão com o raio do disco, $I \propto R^{-1,5}$, como inferido da tomografia Doppler assumindo uma distribuição kepleriana de velocidades para o gás emissor (Marsh et al. 1990). Para as linhas $H\gamma$ e $HeI \lambda 5876$ a emissão líquida ocorre para uma faixa bastante estreita de raios, o que dificulta a comparação com a lei empírica. Para as linhas $H\alpha$ e $H\beta$, os perfis radiais de intensidade líquida são notavelmente diferentes da lei empírica $I \propto R^{-1,5}$, sugerindo que ou as regiões geradoras das linhas na superfície do disco não estão em órbitas keplerianas ou que uma fração substancial da emissão nas linhas não vem do disco de acréscimo. A última hipótese é consistente com as intensas componentes não-eclipsadas inferidas para essas linhas (vide seção 4.5).

4.4 Espectros Espacialmente Resolvidos do Disco de Acréscimo

Cada um dos mapas de eclipse produz informação espacialmente resolvida sobre a região emissora num comprimento de onda específico. Combinando todos os mapas de eclipses de banda estreita nós somos capazes de isolar o espectro da região eclipsada em qualquer posição desejada.

Dadas as assimetrias observadas na emissão do disco e discutidas na seção 4.1, decidimos dividir o disco em duas regiões azimutais: uma região do disco propriamente dito e a região que contém a trajetória do *gas stream*. A região do gas stream compreende 1/4 da área total do disco no quadrante entre 0° e 90° . A região do disco corresponde à 3/4 da área total do disco de acréscimo, indo de 90° a 360° . Os ângulos são medidos no sentido de giro da binária a partir do eixo que une as duas estrelas. Para cada uma dessas regiões nós dividimos os mapas num conjunto de 6 anéis concêntricos centrados na anã-branca de largura $0,1R_{L1}$ e com o raio aumentando em unidades de $0,1R_{L1}$. Cada espectro é obtido pela média das intensidades de todos os pixels dentro do anel correspondente e as incertezas estatísticas que afetam as intensidades médias foram estimadas com o

procedimento de Monte Carlo descrito na seção 3.5.

Os espectros espacialmente resolvidos da região do disco são mostrados na figura 4.6. O espectro óptico nas partes internas do disco é caracterizado por um contínuo bastante azul com linhas de absorção profundas. Para raios intermediários, o contínuo torna-se relativamente plano, com as linhas mostrando um perfil P Cyg. Para raios externos, o disco mostra um contínuo vermelho com as linhas aparecendo em emissão com perfil P Cyg. O contínuo de Balmer aparece em absorção nas partes internas e fracamente em emissão nas partes intermediárias e externas do disco. A mudança que ocorre na inclinação dos espectros com o aumento do raio no disco reflete o gradiente de temperatura no disco de acréscimo, com a temperatura efetiva diminuindo com o aumento do raio do disco.

A figura 4.7 mostra os espectros espacialmente resolvidos em velocidade para $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$ para o mesmo conjunto de anéis da figura 4.6. Pode-se notar que as linhas na parte interna do disco são notavelmente mais estreitas do que o esperado para emissão num gás em órbitas keplerianas em torno de uma anã-branca de $0,67M_{\odot}$ conforme inferido para *UU Aqr* por Baptista et al. (1994). A discrepância persiste se usarmos as estimativas de $M(1)$ de Diaz & Steiner (1991) e Kaitchuck et al. (1998). Ademais, as linhas são profundas e estreitas. Estes fatos fornecem evidência adicional de que estas linhas não são emitidas na atmosfera do disco de acréscimo. Para as regiões intermediárias e externas do disco, as linhas apresentam claro perfil P Cyg, com o lado vermelho em emissão e o lado azul em absorção. Isto é uma evidência de que estas linhas são produzidas num gás em ejeção, provavelmente no vento do disco de acréscimo. Estes resultados indicam a existência de uma cromosfera + vento sobre o disco de acréscimo em *UU Aqr*, e que esta região é a responsável pela maior parte da emissão nas linhas.

A figura 4.8 mostra a diferença entre os espectros da região do gas stream e o do disco em função do raio. O espectro do gas stream é notavelmente diferente do espectro do disco para raios grandes, com o espectro do primeiro sendo relativamente mais intenso do que o do disco. O espectro da diferença torna-se mais azul para raios maiores. A explicação para isso é que o disco torna-se mais vermelho para raios crescentes, enquanto que para o gas stream a emissão é mais azul e quente na borda externa do disco, onde temos a colisão inicial do fluxo de gás em queda com o material do disco. Estes resultados indicam que existe um *stream overflow* em *UU Aqr* cuja emissão distinta do disco adjacente pode ser resolvida até próximo do centro do disco, em $R \simeq 0,25R_{L1}$.

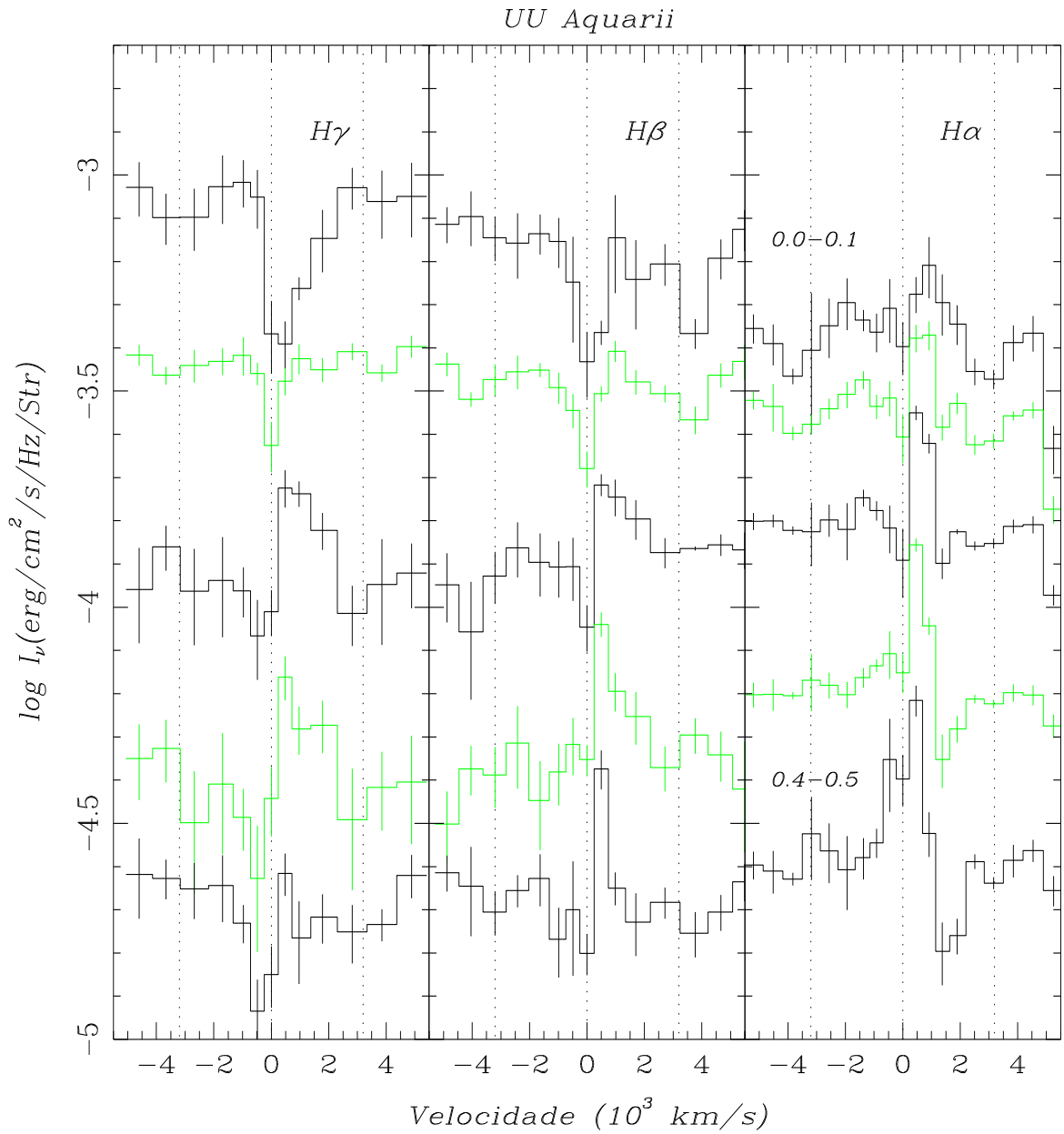


Figura 4.7 . Espectro espacialmente resolvido em velocidade em função do raio para $H\alpha$, $H\beta$ e $H\gamma$ para as mesmas regiões da figura 4.6. As linhas pontilhadas indicam a máxima velocidade kepleriana esperada para o gás girando em torno de uma anã-branca de $0,67M_\odot$.

4.4. ESPECTROS ESPACIALMENTE RESOLVIDOS DO DISCO DE ACRÉSCIMO 69

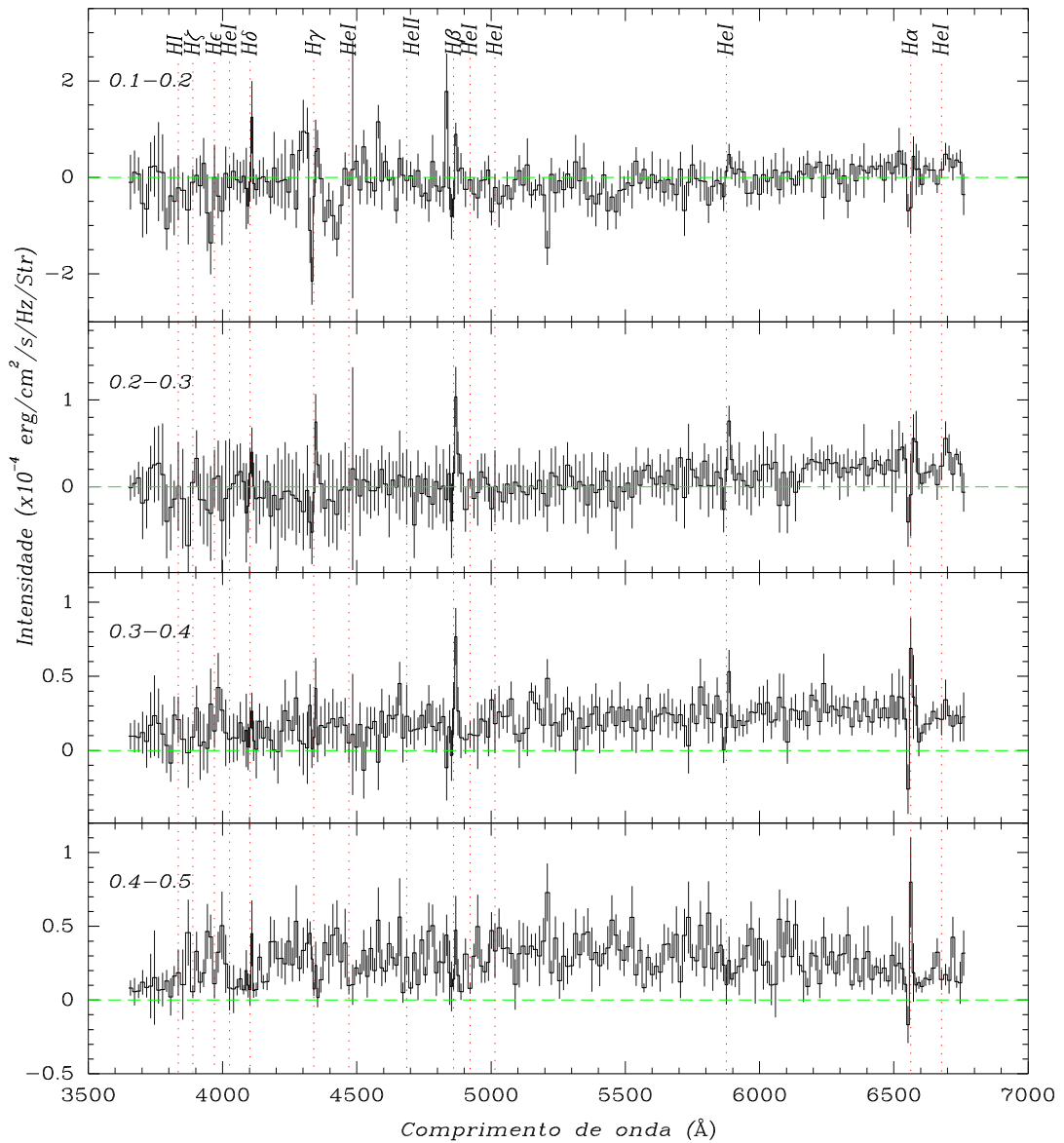


Figura 4.8 . A diferença entre os espectros do gas stream e do disco no mesmo raio (valores em unidade de R_{L1}). As linhas mais proeminentes do espectro estão indicadas por linhas pontilhadas verticais. As linhas tracejadas horizontais marcam o nível de zero em cada painel.

4.5 Componente Não-Eclipsada

O espectro da componente não-eclipsada (painel inferior da figura 4.6) apresenta linhas de emissão proeminentes de $H\text{I}$ e HeI . A descontinuidade de Balmer aparece claramente em emissão e o contínuo óptico cresce para comprimentos de onda maiores, sugerindo que a descontinuidade de Paschen também está em emissão. Estes resultados indicam que a luz da componente não-eclipsada tem uma contribuição importante de gás opticamente fino. $H\alpha$ e $H\beta$ têm perfil assimétrico, com o lado vermelho da linha sendo mais intenso que o lado azul. Este resultado é consistente com a assimetria anteriormente vista nos espectros integrados de $UU\text{ Aqr}$ por Diaz & Steiner (1991) e Hessmann (1990) e é semelhante ao observado nas linhas ressonantes no ultravioleta em $UX\text{ UMa}$, onde a componente não-eclipsada foi atribuída à emissão no vento do disco (Baptista et al. 1995, 1998; Knigge & Drew 1997).

A contribuição fracional da componente não-eclipsada (figura 4.9) é bastante alta nas linhas da série de Balmer (entre 40 – 60%) e um pouco menor nas linhas de HeI . Esta diferença indica a existência de um gradiente vertical de temperatura no material acima/abaixo do disco, com as linhas de HeI – que requerem maiores energias de excitação – sendo produzidas numa região mais próxima ao plano orbital. Em todo caso, uma fração substancial dos fluxos nessas linhas não provém do plano orbital e não é ocultada durante o eclipse. É também interessante notar que $\gtrsim 20\%$ do fluxo no contínuo de Balmer provém de regiões fora do plano orbital, e que igual fração do contínuo também provém de regiões outras que não o disco de acrecimento para $\lambda \gtrsim 6500\text{Å}$.

Juntamente com os resultados da seção 4.4, estes resultados fornecem uma forte evidência de que as linhas em $UU\text{ Aqr}$ são principalmente produzidas numa cromosfera + vento sendo ejetado do disco, e não de uma atmosfera do disco de acrecimento em rotação kepleriana. Aquela região é também responsável por significativa emissão de radiação contínua opticamente fina.

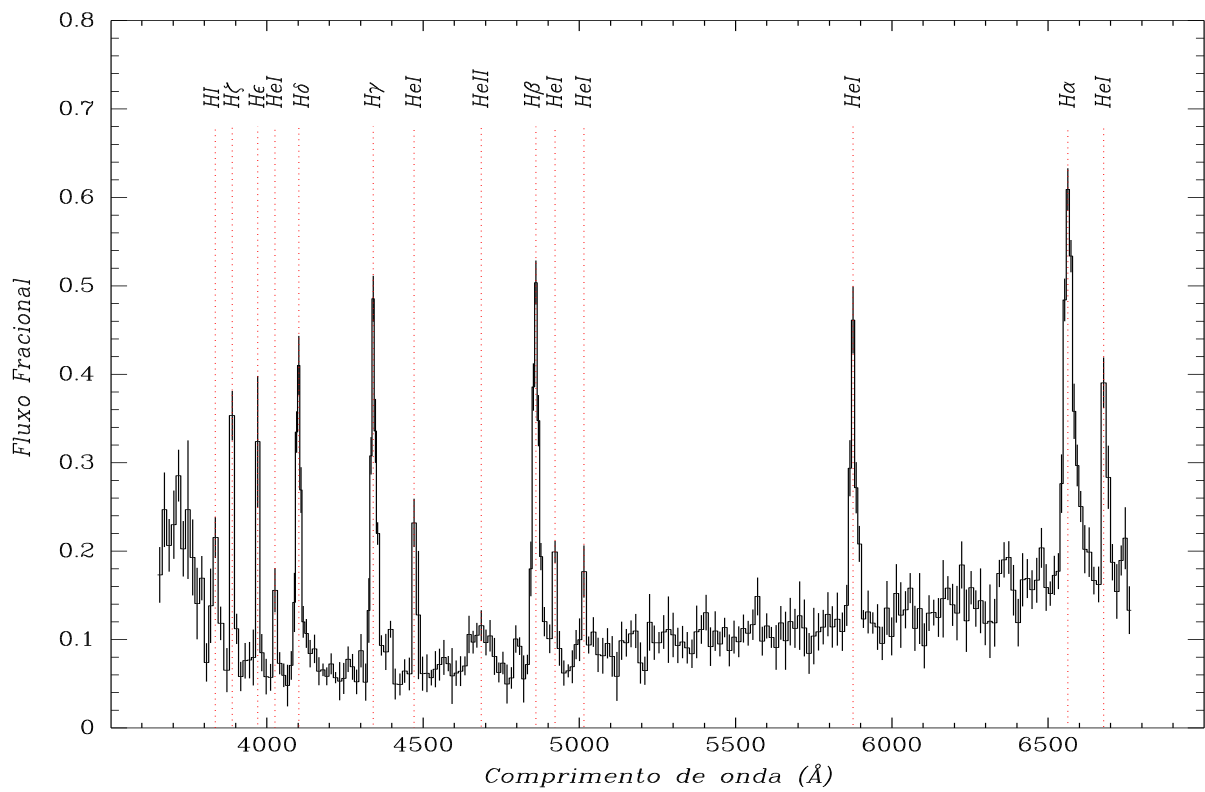


Figura 4.9 . Contribuição fracional da componente não-eclipsada em função de λ . Os valores foram obtidos dividindo o fluxo da componente não-eclipsada pelo fluxo médio fora do eclipse para cada faixa espectral.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

5.1 Sumário e Conclusões

Eclipses de variáveis cataclísmicas fornecem uma oportunidade ímpar para se obter informações a respeito dos discos de acrecimento nestes sistemas. Neste trabalho, utilizamos dados de espectroscopia com resolução temporal obtidos no KPNO para estudar a estrutura e o espectro do disco de acrecimento de *UU Aqr* no óptico, empregando técnicas de mapeamento por eclipse. Os principais resultados deste estudo são:

(1) A região interna do disco de acrecimento de *UU Aqr* é caracterizada por um contínuo azul com linhas de absorção profundas e estreitas, que passam para emissão com o aumento do raio do disco enquanto o contínuo torna-se vermelho. As linhas mostram perfil P Cyg nas regiões intermediárias e externa do disco de acrecimento.

(2) As linhas de absorção nas partes internas do disco são notavelmente mais estreitas do que se esperaria para uma emissão em um disco com rotação kepleriana em torno de uma anã-branca ou da emissão na superfície de uma anã-branca de $0,67M_{\odot}$.

(3) Os mapas no lado azul das linhas de emissão são bem diferentes dos mapas no lado vermelho, além do fluxo no vermelho ser notavelmente maior do que no azul mostrando a ausência de simetria entre eles.

(4) Os perfis radiais de intensidade líquida são notavelmente diferentes da lei empírica $I \propto R^{-1,5}$, o que sugere que uma fração substancial da emissão nas linhas não vem do disco de acrecimento.

(5) O espectro da luz não-eclipsada mostra linhas de emissão assimétricas e proemi-

nentes da série de Balmer e do HeI , com uma contribuição fracional entre 40% – 60%. O contínuo de Balmer (e provavelmente também o de Paschen) está em emissão, indicando uma contribuição de gás opticamente fino.

(6) Os resultados indicam que as linhas em $UU Aqr$ provém predominantemente de uma cromosfera + vento de material em ejeção do disco, e não da atmosfera do disco. Isto pode explicar os diferentes valores da velocidade sistemática (γ) para diferentes linhas e os perfis de linha assimétricos de pico simples (Haefner 1989; Hessmann 1990; Diaz & Steiner 1991).

(7) Existe evidência de stream overflow em $UU Aqr$, similar ao observado em $UX UMa$ (Baptista et al. 1998). Isto pode explicar a diferença em fase entre as conjunção fotométrica e a espectroscópica e as absorções observadas entre fase $\simeq 0,5$ e $0,9$ (Hoard et al. 1998).

(8) Os perfis radiais de temperatura de brilho são mais plano do que a lei $T \propto R^{-3/4}$, o que pode ser explicado se parte da energia estiver sendo usada para acelerar o material em ejeção no vento do disco.

5.2 Perspectivas

A continuação natural deste trabalho é aplicar o método de mapeamento por eclipse para outros objetos.

Dados espectroscópicos de $UU Aqr$ foram obtidos no Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA) entre 1994 e 1995 na faixa $6000\text{Å} - 10000\text{Å}$. Aplicando o método de mapeamento por eclipse a esses dados, nos permitirá estender o mapeamento para além da região do contínuo de Paschen e verificar se as linhas da série de Paschen estão em emissão ou em absorção. Também poderemos separar o espectro da estrela secundária do espectro da componente não-eclipsada. Esses dados já foram reduzidos com o IRAF e encontram-se em fase de análise.

Possuímos 2 conjuntos de dados de espectroscopia da nova-anã $IP Peg$ para a qual será aplicado o método de mapeamento por eclipse. Um deles foi obtido com o HST no ultra-violeta durante a descida do máximo da erupção para quiescência, enquanto o outro foi obtido no LNA no óptico durante a erupção ocorrida em setembro de 1997. Esses dados nos permitirão observar como o espectro do disco de acrecimento varia neste objeto

durante a erupção até a quiescência.

Outro objeto para o qual pretendemos aplicar o método de mapeamento por eclipse é a polar intermediária *DQ Her*. Os dados espectroscópicos deste objeto foram coletados no telescópio de 5m do Monte Palomar. Como este objeto possui um campo magnético intenso, poderemos observar a influência deste campo no espectro do disco de acrecimento e investigar se o disco é truncado na parte interna devido ao campo magnético.

A comparação dos resultados da análise com o método de mapeamento por eclipse destes objetos nos permitirá estudar as diferenças entre os seus discos de acrecimento.

Capítulo 6

Referências Bibliográficas

- Baptista, R. & Steiner, J.E., 1991 *A&A*, **249**, 284
- Baptista, R. & Steiner, J.E., 1993 *A&A*, **277**, 331
- Baptista, R., Steiner, J.E. & Cieslinski, D., 1994, *ApJ*, **433**, 332
- Baptista, R., Horne, K., Hilditch, R., Mason, K.O. & Drew, J.E., 1995, *ApJ*, **448**, 395
- Baptista, R., Steiner, J.E. & Horne, K., 1996 *MNRAS*, **282**, 99
- Baptista, R., Horne, K., Wade, R.A., Hubeny, I., Long, K.S. & Rutten, R.G.M., 1998, *MNRAS*, **298**, 1079
- Bateson, F.M., 1977, *New Zealand J. Sci.*, **20**, 73
- Bath, G.T., 1969, *ApJ*, **158**, 571
- Beljawski, P.R., 1926, *Beobachtungs-Zircular der Astr. Nach.*, **6**, 38
- Bryan, R.K. & Skilling, J., 1980, *MNRAS*, **191**, 69
- Bruch, A., Beele, D. & Baptista, R., 1996, *A&A*, **306**, 151
- Chandrasekhar, S., 1939, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, Univ. Chicago Press, Chicago
- Cook, M.C. & Warner, B., 1984, *MNRAS*, **207**, 705
- Dhillon, V.S. & Marsh, T.R., 1993, in *Cataclysmic Variables and Related Physics*, eds. O. Regev & G. Shaviv, Inst. Phys. Publ., Bristol
- Diaz, M.P. & Steiner, J.E., 1991, *AJ*, **102**, 1417
- Downes, R.A. & Keyes, C.D., 1988, *AJ*, **96**, 777
- Eggleton, P.P., 1976, *IAU Symp. 73, Structure and Evolution of Close Binary Systems*, ed. P.P. Eggleton, S. Milton and J.A.J. Whelan, Reidel, Dordrecht
- Frank, J. & King, A.R., 1981, *MNRAS*, **195**, 227

- Frank, J., King, A.R., Sherrington, M.R., Jameson, R.F. & Axon, D.J., 1981, *MNRAS*, **195**, 505
- Frank, J., King, A.R. & Raine, D.J., 1992, *Accretion Power in Astrophysics*, volume 21, 2ª edição, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge
- Goldader, J.D. & Garnavich, P., 1989, *Inf. Bull. Var. Stars*, 3361
- Haefner, R., 1989, *Inf. Bull. Var. Stars*, 3397
- Hessman, F.V., 1990, *Reviews in Modern Astrophysics: Accretion and Winds*, ed. G. Klare, Springer, Berlin
- Hessman, F.V., Mantel, K.H., Barwig, H. & Schoembs, R., 1992, *A&A*, **263**, 147
- Hirose, M. & Osaki, V., 1989, *Theory of Accretion Disks*, NATO ARW, ed. F. Meyer et al., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Hoard, D.W., Still, M.D., Szkody, P., Smith, R.C & Buckley, D.A.H., 1998, *MNRAS*, **294**, 689
- Honeycutt, R.K., Robertson, J.W. & Turner, G.W., 1998, *AJ*, **115**, 2527
- Horne, K., 1983, Ph. D. Thesis, Calif. Inst. Tech.
- Horne, K., 1985, *MNRAS*, **213**, 129
- Horne, K. & Cook, M.C., 1985, *MNRAS*, **214**, 307
- Horne, K. & Stiening, R.F., 1985, *MNRAS*, **216**, 933
- Horne, K., 1991, *Int. Astr. Union Colloq. No. 129*, p3
- Horne, K., 1993, *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, ed. J.C. Wheeler, World Scientific Publ. Co., p. 117
- Hoshi, R., 1979, *Prog. Theor. Phys.*, **61**, 1307
- Kaitchuck, R.H., Schlegel, E.M., White II, J.C. & Mansperger, C.S., 1998, *ApJ*, **499**, 444
- Kley, W., 1989, *A&A*, **222**, 141
- Knigge, C. & Drew, J.E., 1997, *ApJ*, **486**, 445
- Kovetz, A., Prialnik, D. & Shara, M.M., 1988, *ApJ*, **325**, 828
- la Dous, C., 1989 *A&A*, **211**, 131
- Livio, M. & Truran, J.W., 1992, *ApJ*, **389**, 695
- Livio, M., 1993, *22nd SAAS FEE Advance Course, Interacting Binaries*, eds. H. Nussebaumer & A. Orr, Springer-Verlag, Berlin
- McLaughlin, D.B., 1960, *Stellar Atmospheres*, ed. J.L. Greenstein, Univ. Chicago Press, Chicago

- Marsh, T.R., Horne, K., Schlegel, E.M., Honeycutt, K. & Kaitchuck, R.H., 1990, *ApJ*, **364**, 637
- Mestel, L. & Spruit, H.C., 1987, *MNRAS*, **226**, 57
- Meyer-Hofmeister, E. & Ritter, H., 1993, *The Realm of Interacting Binary Stars*, ed. J. Sahade, G.E. McCluskey Jr. & Y. Kondo (ASSL, volume 117), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Mochnacki, S.W., 1981, *MS thesis*, University of Canterbury, New Zealand
- Narayan, R. & Nityananda, R., 1986 *ARA&A*, **24**, 127
- Osaki, Y., 1970, *ApJ*, **162**, 621
- Osaki, Y., 1974, *PASJ*, **26**, 429
- Osaki, Y., 1989, *PASJ*, **41**, 1005
- Paczynski, B., 1965, *Acta Astr.*, **15**, 89
- Paczynski, B., Ziolkowski, J. & Zytkow, A., 1969, *Mass Loss from Stars*, ed. M. Hack, Reidel, Dordrecht, p. 237
- Paczynski, B., 1977, *ApJ*, **216**, 822
- Papaloizou, J.C.B. & Pringle, J.E., 1977, *MNRAS*, **181**, 441
- Patterson, J., 1984, *ApJS*, **54**, 443
- Payne-Gaposchkin, C. 1952, *Ann. Astron. Obs. Harvard College*, **115**, No. 22
- Pringle, J.E., 1981, *ARA&A*, **19**, 137
- Pringle, J.E., 1985, in *Interacting Binaries*, eds. J.E. Pringle & R.A. Wade, Cambridge University Press, Cambridge
- Ritter, H., 1986, *The Evolution of Galactic X-Ray Binaries*, eds. J. Truemper et al., Reidel, Dordrecht
- Robinson, E.L., Barker, E.S., Cochran, A.L., Cochran, W.D. & Nather, R.E., 1981 *ApJ*, **251**, 61
- Rutten, R.G.M., van Paradjis, J. & Tinbergen, J., 1992a, *A&A*, **260**, 213
- Rutten, R.G.M., Kuulkers, E., Vogt, N. & van Paradijs, J., 1992b, *ApJ*, **265**, 159
- Rutten, R.G.M., Dhillon, V.S., Horne, K., Kuulkers, E. & van Paradijs, J., 1993, *Nature*, **362**, 518
- Rutten, R.G.M., Dhillon, V.S., Horne & Kuulkers, E., 1994, *A&A*, **283**, 441
- Shafter, A.W. & Hessman, F.V., 1988, *AJ*, **95**, 178
- Shafter, A.W., Hessman, F.V. & Zhang, E.H., 1988, *ApJ*, **327**, 248

- Shakura, N.I. & Sunyaev, R.A., 1973, *A&A*, **24**, 337
- Smack, J., 1971a, *Acta Astr.*, **21**, 15
- Smack, J., 1971b, *IAU Colloq. No. 15*, p. 248
- Tout, C.A., 1996, *Cataclysmic Variables and Related Objects*, ed. A. Evans & J.H. Woods, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Verbunt, F. & Zwaan, C., 1981, *A&A*, **100**, L7
- Verbunt, F., 1982, *Sp. Sci. Res.*, **32**, 379
- Volkov, I.M., Shugarov, S. Yu & Seregina, T.M., 1986, *Astr. Tsirk.*, **1418**, 3
- Warner, B., 1976, *IAU Symposium 73, The Structure and Evolution of Close Binary Systems*, ed. P. Eggleton, S. Mitton & J. Whelan, Dordrecht: Reidel
- Warner, B., 1995, *Cataclysmic Variable Stars*, volume 28, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge
- Warner, B., 1997, *IAU Colloq. 163, Accretion Phenomena and Related Outflows*, ed. D.T. Wickramasinghe, G.V. Bicknell & L. Ferrario (ASP Conf. Ser. 121) (San Francisco: ASP), 133
- Whitehurst, R., 1988, *MNRAS*, **232**, 35
- Wood, J.H., Horne, K. & Vennes, S., 1992, *ApJ*, **385**, 294
- Wood, J.H., Abbott, T.M.C. & Shafter, A.W., 1992, *ApJ*, **393**, 729
- Zhang, E.-H., Robinson, E.L. & Nather, R.E., 1986, *ApJ*, **305**, 740
- Zhang, E.-H. & Robinson, E.L., 1987, *ApJ*, **321**, 813