

Sobre a Taxa de Transferência de Massa em Variáveis Cataclísmicas Quiescentes

Raúl Eduardo Puebla Puebla

Orientador: Marcos Perez Diaz

Dissertação apresentada como requisito parcial para a obtenção do grau de
Mestre em Ciências ao Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências
Atmosféricas

Universidade de São Paulo

AGOSTO 2005

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

A Sandra

Agradecimentos

Ecuador

A Dios. A mis padres, por su inmenso amor, su apoyo incondicional, el hecho de haber confiado y respetado los deseos de mi alma, por todo lo que me dieron y me enseñaron, por su ejemplo y por haberme dado los hermanos más hermosos de la Tierra. A Xavier y Elizabeth, mis ñaños, por toda una vida de cariño y de cuidados mutuos, por estar a mi lado siempre, por ser mis cómplices, mis confidentes y mis amigos más queridos. A Sandra, a ella le debo mucho más que el amor que me brinda sin perderme nada, le debo también el hecho de haber aprendido a conocerme, por haber estado conmigo siempre en las malas y en las peores, por reír conmigo, por llorar conmigo, por las cosas simples, por las difíciles, por recordarme siempre quien soy yo.

A mis profesores de la EPN de la carrera de Física, de manera muy especial al Dr. Ericson López por la ayuda, la guía, los consejos y por haberme ayudado a vivir esta experiencia; también al Dr. Edy Ayala por la orientación dedicada en la tesis de graduación. A mis amigos de toda la vida Diego, Diego Rat, Holger, Fernando, Pablo, Xavier, Danilo, Hugo, Juanita, Ricardo, Omar, Juan Fer, y a todo el resto de vagos a quienes llevaré siempre en el corazón, y que aquí no podré nombrar pero que igual les debo mucho.

Brasil

A Deus. Ao Prof. Dr. Marcos P. Diaz, pela oportunidade que me deu de trabalhar com ele, por toda a riqueza de conhecimentos de compartilhou comigo, pela guia, a paciência, pelo apoio, os conselhos, a acertada orientação neste trabalho e por ter me resgatado do aeroporto de Guarulhos a noite de cheguei ao Brasil sem falar nenhuma sílaba em português. A todos os professores do IAG, de maneira especial ao Prof. Dr. Roberto Costa, à Profa Dra. Zulema Abraham, ao Prof Dr. Amâncio Friaça, à Profa. Dra. Ruth Gruenwald e ao Prof. Dr. Amaury de Almeida. No Instituto de Física ao Prof. Dr. Otaviano Elene por ter deixado para mim o *fió de Ariane* no laberinto da estatística. A todos aqueles que fizeram da minha estadia no Brasil a experiência mais intensa e enriquecedora da minha vida, de maneira especial a Rosianni Cruz, Carlos Barreto, Esther Serna (Espanha), Ruth Peralta (Perú), Benoit Gosset (França), Maroane Abdallau (Marrocos), Irene Carvalho e Renato Ramalho. Aos meus caros amigos "*los compadres*": Carlos e Rodolfo, Adrian (Uruguay), Gustavo (Colombia) e Juan (Argentina) (*por una latinoamérica unida!!!!*). Ao Juan Fernando, Alexandra e sua filha Camila (Equador) pela sua amizade por sempre. No IAG agradeço de maneira muito especial ao Anselmo e a Fabiola pela amizade e ajuda constante em tudo, desde os conselhos até a ajuda nas minhas brigas com o Linux e o Iraf. Ao Leonardo, Manoel, Aline, Natalia, Adriana, Laerte, André e Fernando. À Marina e o pessoal da secretaria do departamento, da CPG e da informática. Também ao Gabriel, Andrea, Junior, Evandro, Marcio, Vasti (Perú), Laura, Giuliana (Perú), Mauro e o Franco por tudo o que aprendí com vocês dividindo não só o teto. À senhora Tereza por ter sido como uma mãe para mim no quase ano e meio que morei na sua casa. À CAPES pela ajuda financeira durante estes dois anos. E a todos aqueles, brasileiros ou não, que de uma ou de outra maneira me fizeram sentir em casa longe de casa. Ao Brasil.

RESUMO

Neste trabalho, calculamos a taxa de transferência de matéria (dM/dt) para uma amostra de 33 variáveis cataclísmicas (VC's) com disco estacionário do tipo "nova-like" e novas clássicas velhas. A dados observacionais no UV foram ajustados modelos nos quais a emissão do disco é aproximada por uma superposição de corpos negros ou por atmosferas de disco. Neste último caso foi utilizada uma grade de modelos associada a um método estatístico de otimização multiparamétrica para estimar os valores de dM/dt . A média geral da taxa de acreção para todos os sistemas selecionados é de $\sim 8.6 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$. A média de dM/dt para as "nova-like" (23 sistemas) é $\sim 6.4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$, mas para as novas velhas (10 sistemas) é aproximadamente o dobro $\sim 1.3 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$.

Foi encontrada uma fraca correlação entre dM/dt e o período orbital, não tão definida como a relação proposta originalmente por Patterson (1984). A medida das linhas em emissão (C IV e He II) mostra uma relativa ausência de sistemas com dM/dt baixo e linhas intensas. Foi derivada uma correlação entre a largura equivalente dessas linhas e a inclinação orbital. Não foram encontradas correlações entre a intensidade das linhas e o período orbital.

Foi verificado que os modelos utilizados atualmente para descrever a emissão dos discos de acreção não reproduzem adequadamente a maioria das observações. Nestes modelos aparece uma dicotomia entre a cor e o nível de fluxo dos espectros, efeito que também é encontrado quando se usa um modelo composto por atmosferas estelares clássicas. Foi demonstrado que o efeito de escurecimento de bordo é importante na determinação de dM/dt , principalmente para sistemas com alta inclinação orbital. Foram encontradas degenerescências entre os parâmetros básicos de cada sistema, dentro do modelo de atmosferas de disco. Concluímos que devem ser revisadas a lei de distribuição radial de temperatura e, possivelmente, a lei de distribuição de viscosidade dentro do disco. Outras formas de aprimorar o presente modelo seria incluir a irradiação da primária e da *boundary layer* sobre o disco, bem como a presença de uma componente opticamente fina e extensa, que pode ser representada por um vento e/ou uma cromosfera. Uma descrição detalhada do perfil das linhas poderia ajudar a desfazer as correlações que aparecem ao modelar somente o contínuo.

ABSTRACT

In this work, we have calculated the mass transfer rate (dM/dt) for a set of 33 Cataclysmic Variables with steady disks (10 old novae and 23 nova-like systems). Ultraviolet (UV) data were fitted to steady state accretion disks models. Both blackbodies and synthetic disk model spectra were used. In the latter case a grid of models combined with a multiparametric optimization method were used, aiming to constrain the dM/dt values. The mean mass transfer rate for the whole set is $\sim 8.6 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$. The average value for nova-like systems is $\sim 6.4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$ while almost twice this value ($\sim 1.3 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{yr}$) is found for old novae. We derive a weak correlation between dM/dt and the orbital period. Such a correlation is not as well defined as the relation derived by Patterson (1984). By measuring the equivalent width of the emission lines (C IV 1550 and He II 1640) one finds a lack of systems with low dM/dt and strong lines. A correlation between the equivalent width of such lines and the orbital inclination was verified. No correlation between the line intensity and the orbital period was found.

It was verified that current accretion disks models are unable to fit most of the observations. The disk atmosphere model fails to fit both color and flux simultaneously, as previously realized when composite stellar atmosphere models are fitted to the UV spectrum. It is shown in the present work that the limb darkening effect must be taken into account when estimating mass transfer rates, especially for high inclination systems. Crucial degeneracies between the disk basic parameters were found. Our simulations suggest that the standard disk temperature law and, possibly, the vertical distribution of viscosity should be revised. Other ways to improve the current accretion disk model may include the effect of irradiation by the boundary layer and primary star. In addition, an optically thin layer or an extended disk component may be included. This component may be represented by a disk wind and/or a chromosphere. A detailed description of the lines profiles may help to break down the degeneracies that appear when we try to fit only the continuum is analyzed.

ÍNDICE

Resumo.....	iii
Abstract	iv
Índice	v
Índice de Tabelas.....	viii
Índice de Figuras.....	ix
Capítulo 1: Introdução.....	1
1.1 Objetivo.....	1
1.2 Variáveis Cataclísmicas e Discos de Acresção.....	2
1.2.1 Geometria do Lóbulo de Roche.....	2
1.2.2 Tipo de Variáveis Cataclísmicas.....	4
1.2.3 Propriedades da primária e da secundária.....	5
1.2.3.1 Massas.....	5
1.2.3.2 Temperaturas e características espectrais.....	7
1.2.4 Discos de acreção.....	8
1.2.4.1 Formação do disco.....	8
1.2.4.2 Viscosidade e transporte de momento angular no disco e modelo de disco padrão.....	10
1.3 Evolução de Variáveis Cataclísmicas – dM/dt e períodos orbitais.....	14
1.3.1 Evolução pré-cataclísmica.....	14
1.3.2 Distribuição do Período Orbital e Relação de Patterson.....	16
1.4 O espectro de Variáveis Cataclísmicas no UV.....	24
1.4.1 Contínuo.....	24
1.4.2 Linhas.....	26

Capítulo 2: Observações e parâmetros básicos	31
2.1 Seleção de objetos.....	31
2.2 IUE.....	32
2.3 HST.....	33
2.3.1 GHRS.....	33
2.3.2 STIS	34
2.4 Parâmetros das binárias	37
Capítulo 3: Métodos de síntese espectral	41
3.1 Parâmetros iniciais e perfil de temperatura.....	41
3.2 Modelos de corpo negro.....	43
3.3 Modelos de atmosferas de disco.....	46
3.3.1 Equações de estrutura de uma atmosfera de disco.....	47
3.3.1.1 Equações de equilíbrio hidrostático.....	47
3.3.1.2 Equação de transferência radiativa.....	49
3.3.1.3 Equação de balanço de energia.....	49
3.3.1.4 Equação de equilíbrio estatístico.....	50
3.3.2 Resolução das equações de estrutura e síntese espectral.....	51
3.3.3 Estimativa de dM/dt	57
Capítulo 4: Resultados	63
4.1 Propriedades do espectro de VC's n UV.....	63
4.1.1 Linhas.....	63
4.1.2 Inclinação do contínuo.....	69
4.2 dM/dt – Modelos de Corpo Negro.....	72
4.3 dM/dt – Modelos de Atmosferas de Disco.....	78
4.3.1 Estimativas com distância fixa.....	78
4.3.2 Análise com distância variável.....	86
4.4 Discussão.....	90
4.4.1 Comparação entre os modelos de corpo negro e atmosferas estelares...90	
4.4.2 Análise do modelos de atmosferas de disco.....	91

4.4.2.1 Dicotomia cor/fluxo.....	91
4.4.2.2 Degenerescência dos parâmetros básicos.....	96
4.5 Comentários Específicos.....	100
Capítulo 5: Conclusão e Perspectivas.....	105
5.1 Conclusões.....	105
5.2 Perspectivas.....	107
Referências Bibliográficas.....	109

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1.1	Linhas usualmente identificadas nos espectros UV de VC's com seus comprimentos de onda de repouso.....	28
Tabela 2.1	Câmeras do IUE.....	32
Tabela 2.2	Variáveis cataclísmicas selecionadas para as quais foram encontrados dados espectroscópicos no UV.....	35
Tabela 2.3	Parâmetros físicos das VC's selecionadas. Período orbital P (dias), magnitude aparente no visível (m_v), tipo, inclinação orbital em graus, massa da primária e da secundária em massas solares, distância em parsecs e o excesso de cor devido à extinção interestelar $E(B-V)$. A segunda linha corresponde às incertezas em cada parâmetro.....	39
Tabela 3.1	Exemplo de uma tabela que se utilizou para gerar as superfícies de $\chi^2_{[\text{red}]}$	59
Tabela 4.1	Larguras equivalentes das linhas encontradas com mais frequência em espectros UV de VC's.....	64
Tabela 4.2	Parâmetros do ajuste da equação 4.1 do espectro UV de VC's quiescentes. São mostrados os valores de f_o , λ_o e α , mais uma estimativa do erro em α , σ_α . A última coluna mostra o espectro UV usado neste ajuste para cada objeto.....	71
Tabela 4.3	Parâmetros de entrada dos modelos de corpo negro.....	73
Tabela 4.4	dM/dt em M_\odot/ano , calculados para modelos de corpo negro. As três primeiras colunas são resultado de ajustes feitos para espectros do IUE, as três restantes são para espectros do HST. A sétima coluna é o valor da média dos valores anteriores.....	75
Tabela 4.5	Intervalos dos parâmetros utilizados nos modelos de atmosfera de disco.....	80
Tabela 4.6	Valores estimados de dM/dt em M_\odot/ano utilizando o modelo de atmosfera de disco. São apresentados os erros em $\log[dM/dt]$, a largura equivalente das linhas de C IV (1550) e He II (1640) bem como a referência ao espectro utilizado para fazer estas estimativas.....	81
Tabela 4.7	Valores estimados da taxa de acreção dM/dt com livre escalonamento da distância. São dados o período, dM/dt , seu logaritmo, erro em dex, a massa da primária M_1 e a distância d em parsecs onde foi encontrado o vale nas superfícies de $\log[\chi^2_{[\text{red}]}]$. A última coluna contém o valor médio da distância da literatura.	89
Tabela 4.8	Diferença de cor entre o espectro observado e o espectro sintético que melhor reproduz o fluxo.....	94

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1	Potencial de Roche para um sistema binário. "L ₁ " é o ponto interno de Lagrange, "S" o centro de massa da secundária, "O" é o centro de massa da primária, "G" é o centro de massa do sistema. A superfície equipotencial que passa por L ₁ forma os lóbulos de Roche.....	3
Figura 1.2	Figura esquemática de um anel do disco a uma distância R da anã branca e espessura H. O círculo branco representa a anã branca.....	10
Figura 1.3	Distribuição das variáveis cataclísmicas em período orbital. Pode se perceber a presença do "gap" entre 2.3 h e 2.8 h ($-1.02 < \log P$ (dias) < -0.93) e de um período mínimo em ~ 75 min ($\log P$ (dias) ~ -1.28). (Extraído de Patterson, 1998).....	17
Figura 1.4	Relação empírica encontrada por Patterson (1984) entre a taxa de transferência de massa e o período orbital de variáveis cataclísmicas.....	20
Figura 1.5	Relação entre o período orbital e a taxa de transferência de massa, para modelos CMB4 ($\gamma=4$, freamento magnético contínuo), MBR 4 e MBR2 ($\gamma=4$ e $\gamma=2$, freamento magnético interrompido quando a secundária é convectiva). (extraído de Rappaport, Verbunt e Joss, (1983).....	21
Figura 1.6	Distribuição de objetos observáveis na época atual no plano $P_{orb} - dM/dt$, simulada usando modelos de evolução de VC's e uma amostra inicial de binárias de $\sim 10^6$ sistemas. (extraído de Howell S., Lorne N., Rappaport S., 2001).....	22
Figura 1.7	Magnitude absoluta do disco $M_v(d)$ em função do período orbital P (h). É mostrada também a relação entre a magnitude aparente da secundária e o período orbital na linha marcada com $M_v(2)$, e também a relação entre o M_v do disco e P_{orb} da teoria do freamento magnético. (extraído de Warner, 1987).....	23
Figura 1.8	Contribuição ao espectro de uma variável cataclísmica da BL, da secundária e do disco de acreção nas diferentes bandas. Extraído de La Dous (1994).....	25
Figura 3.1a	Perfil de temperatura efetiva para cinco valores da massa da primária com uma taxa de transferência de matéria $dM/dt = 10^{-9} M_{\odot}/ano$	42
Figura 3.1b	Perfil de temperatura efetiva para cinco valores da taxa de transferência de matéria com uma massa da primária $M_1 = 1 M_{\odot}$	43
Figura 3.2	Exemplo de ajuste do contínuo a um polinômio de grau três. São mostrados os intervalos de comprimento de onda usados para o ajuste.....	46
Figura 3.3	Esquema de um anel do disco. É mostrada a dependência da gravidade com a distância ao plano central do disco z . A componente radial da gravidade g_r é compensada pela aceleração centrífuga g_{Ω}	48
Figura 3.4	Esquema de discretização em profundidade de um anel de um disco de acreção.....	52
Figura 3.5	Distribuição da densidade colunar m com a altura z . Para o anel de um disco de acreção com parâmetros $M_1=0.65 M_{\odot}$, $M_2=0.55 M_{\odot}$, $dM/dt=1 \times 10^{-8} M_{\odot}/ano$, $P_{orb}=0.214$ dias, $Re=5000$ e $\zeta=2/3$. É mostrada a densidade colunar tanto para o caso de uma atmosfera de disco cinza (linha tracejada) como o caso policromático (linha sólida).....	53

Figura 3.6	Fluxo de radiação em função da altura ao plano central do disco z . É mostrada esta variação para dois anéis contíguos com os mesmos parâmetros da figura 3.5.....	54
Figura 3.7	Distribuição da temperatura com a altura z , para os mesmos anéis da figura 3.6.....	54
Figura 3.8	Espectros UV sintéticos de oito anéis de um disco de acreção. É dado o valor de H_λ emitido por cada anel, desde o mais interno (painel superior) até o mais externo (painel inferior).....	56
Figura 3.9	Espectros UV sintéticos de um disco de acreção com $M_1=0.65 M_\odot$, $M_2= 0.55M_\odot$, $dM/dt=1 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $P_{\text{orb}}=0.214$ dias, $Re=5000$ e $\zeta=2/3$ e cinco valores da inclinação da órbita $i = 30^\circ, 35^\circ, 41^\circ, 45^\circ$ e 50° .	57
Figura 3.10	Exemplo de um mapa de contorno de $\log[\chi^2_{\text{red}}]$, onde se tomou o corte em $M_1=1.2 M_\odot$. A distância é um parâmetro livre entre 75 e 710 pc. É possível notar uma depressão entre os valores de -9.5 e -9 de $\text{Log}[dM/dt]$.	60
Figura 3.11	Exemplo de um mapa de contorno de $\log[\chi^2_{\text{red}}]$, onde se tomou um corte $M_1=1.2M_\odot$. Fixou-se a distância em $d=235\text{pc}$. É visível uma estreita depressão estatisticamente significativa por volta de -8.9 de $\text{Log}[dM/dt]$.	61
Figura 4.1	Distribuição de objetos de acordo com a classificação espectral como função do período orbital.	65
Figura 4.2	Largura equivalente das linhas em absorção N V (1240) e Si III (1300) em função do período orbital.	67
Figura 4.3	Largura equivalente das linhas em emissão Si IV (1400) e C IV (1550) em função do período orbital.....	68
Figura 4.4	Ajuste do contínuo do espectro UV da CN V603 Aql a uma lei de potência. O valor do parâmetro α neste caso é de -1.89 ± 0.01	69
Figura 4.5	Ajuste do contínuo do espectro UV da NL SW Sex a uma lei de potência. O valor do parâmetro α neste caso é de 0.76 ± 0.02	70
Figura 4.6	Histograma da distribuição do parâmetro α . Existe uma concentração significativa de objetos um pouco abaixo do valor de $\alpha=2.33$ predito por Lynden-Bell (1969).....	72
Figura 4.7	Espectro IUE da NL QU Car e o ajuste do modelo de corpo negro com $M_1=1 M_\odot$, $dM/dt=7.24 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $i=60^\circ$, $d=610$ pc e $P_{\text{orb}}=0.14$ dias.....	76
Figura 4.8	Espectro IUE da NL CM Del e o ajuste do modelo de corpo negro com $M_1=0.48 M_\odot$, $dM/dt=1.66 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$, $i=73^\circ$, $d=215$ pc e $P_{\text{orb}}=0.162$ dias.	76
Figura 4.9	Taxa de transferência de matéria em função do período orbital calculada usando modelos de corpo negro. São dados o melhor ajuste linear (linha preta) e também a relação calculada por Patterson (1984) (linha cinza).....	77
Figura 4.10	Taxa de transferência de matéria em função do período orbital, calculada usando os modelos de atmosfera de disco com distância fixa. São mostrados o melhor ajuste linear aos pontos (linha preta), as suas respectivas barras de erro e a relação calculada por Patterson (1984) (linha cinza).....	82
Figura 4.11a	Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL KR Aur em um corte para $M_1=0.6 M_\odot$. Com distância fixa em 180 pc.	83
Figura 4.11b	Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL V1315 Aql em um corte para $M_1=0.7 M_\odot$. Com uma distância fixa de 300 pc.	83
Figura 4.12	Largura equivalente das linhas em emissão C IV (1550) e He II (1640) em função da taxa de acreção dM/dt	84

Figura 4.13	Largura equivalente das linhas em emissão C IV (1550) e He II (1640) em função do fator de aspecto.....	85
Figura 4.14ab	Mapas de contorno do $\log[\chi^2_{\text{[red]}}]$ para a NL DW UMa em um corte de $M_1=0.75M_{\odot}$. Na esquerda o escalonamento foi restringido a distâncias entre 300 e 2700 pc. Na direita se permitiu o escalonamento para qualquer distância.	87
Figura 4.15a	Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{[red]}}]$ para a NL V442 Oph em um corte de $M_1=0.4M_{\odot}$	88
Figura 4.15b	Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{[red]}}]$ para a NL RW Tri em um corte de $M_1=0.4M_{\odot}$	88
Figura 4.16	Taxa de transferência estimada com livre escalonamento da distância em função do período orbital (círculos). Os triângulos correspondem aos resultados obtidos com a distância fixa.....	89
Figura 4.17	Razão entre o valor de dM/dt calculado com o modelo de atmosfera de disco e o modelo de corpo negro em função da inclinação da órbita i	91
Figura 4.18	Espectro UV de UX UMa observado pelo IUE, corrigido do avermelhamento interestelar com $E(B-V)=0.02$. São mostrados dois modelos de atmosfera de disco. O modelo do espectro com linha preta foi calculado com $M_1=0.8 M_{\odot}$, $dM/dt=1.51 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$ e $i = 80^{\circ}$. O modelo do espectro com linha cinza foi calculado com $M_1=0.4 M_{\odot}$, $dM/dt=5.42 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ e $i=78^{\circ}$	93
Figura 4.19	Espectro UV de V442 Oph observado pelo IUE e corrigido do avermelhamento interestelar com $E(B-V)=0.22$. São mostrados dois modelos de atmosfera de disco. O modelo do espectro com linha preta foi calculado com $M_1=0.5 M_{\odot}$, $dM/dt=6 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ e $i = 80^{\circ}$. O modelo do espectro com linha cinza foi calculado com $M_1=0.4 M_{\odot}$, $dM/dt=6 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ e $i=80^{\circ}$	94
Figura 4.20	Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $i=72^{\circ}$ e distância variável.....	97
Figura 4.21	Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $i=72^{\circ}$ e distância fixa.....	98
Figura 4.22	Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $M_1=0.7M_{\odot}$ e é considerada uma distância variável.....	99
Figura 4.23	Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $dM/dt=2.15 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ e é considerada uma distância variável.....	99

Capítulo 1

Introdução

1.1 Objetivo

Neste trabalho propomos o estudo de uma amostra de variáveis cataclísmicas (VCs) quiescentes, visando obter características fundamentais dos discos de acreção. As variáveis cataclísmicas são sistemas binários cerrados onde ocorre transferência de matéria entre as componentes do sistema. Estes objetos nos permitem estudar a física dos discos de acreção, cuja abrangência se estende a diversos problemas astrofísicos modernos. Com este objetivo, tomamos dados espectroscópicos no ultravioleta (UV) dos bancos de dados do satélite IUE e dos espectrógrafos STIS e GHRS do HST. Este procedimento é justificado porque o espectro do sistema no UV é dominado pela emissão que provém do disco. Com estes dados foi feita uma análise de cada sistema e um estudo estatístico do qual são derivadas as características dos discos tais como a temperatura e a taxa de transferência de matéria, utilizando métodos modernos de síntese espectral no UV. Estas informações são complementadas com dados do sistema binário provenientes da literatura, visando recalibrar e estender várias relações importantes para o estudo evolutivo destes sistemas, conhecidas como "relações de Patterson e Warner" (Patterson, 1984, Warner, 1987). Estas relações envolvem, por exemplo, a taxa de transferência de matéria, o período orbital, a inclinação orbital, a intensidade das linhas de emissão do disco e o comportamento eruptivo do objeto. Grandezas tais como a temperatura do disco, inclinação do contínuo no UV e a massa da anã branca são inferidas neste estudo.

1.2 Variáveis Cataclísmicas e Discos de Acresção

1.2.1 Geometria do Lóbulo de Roche

As Variáveis cataclísmicas são sistemas de período orbital curto, entre 1.3 a ~10 horas, nos quais uma estrela de baixa massa (secundária) preenche o lóbulo equipotencial de Roche e transfere matéria para a sua companheira compacta, uma anã branca (primária). A transferência de massa se produz através de uma corrente de gás em trajetória balística. Como a matéria que se desprende da secundária através do ponto interno de Lagrange L_1 tem momento angular devido à rotação do sistema, a mesma não cai diretamente na anã branca, mas forma um disco de acreção em volta dela (seção 1.2.4.1). As órbitas das componentes do sistema são circulares e a rotação da secundária é sincronizada com o movimento orbital devido ao efeito das forças de maré. Na aproximação de Roche, onde se supõe que as duas estrelas estão centralmente condensadas, no sentido de que podem ser consideradas como massas pontuais para propósitos dinâmicos, o potencial gravitacional, Φ_R , gerado pelas duas estrelas é dado pela equação (1.1) e tem a forma mostrada na fig. 1.1.

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{P_{orb}} \right)^2 \left[\left(x - \frac{M_2}{M_1 + M_2} a \right)^2 + y^2 \right] \quad (1.1)$$

O sistema está centrado no centro de massa da primária, a é a separação entre os centros de massa das componentes da binária, M_1 é a massa da primária, M_2 a massa da secundária, G a constante gravitacional e P_{orb} o período orbital, dado pela terceira lei de Kepler (eq.1.2). As superfícies equipotenciais que têm como ponto de contato o ponto interno de Lagrange L_1 chamam-se *Lóbulos de Roche* tanto da primária como da secundária.

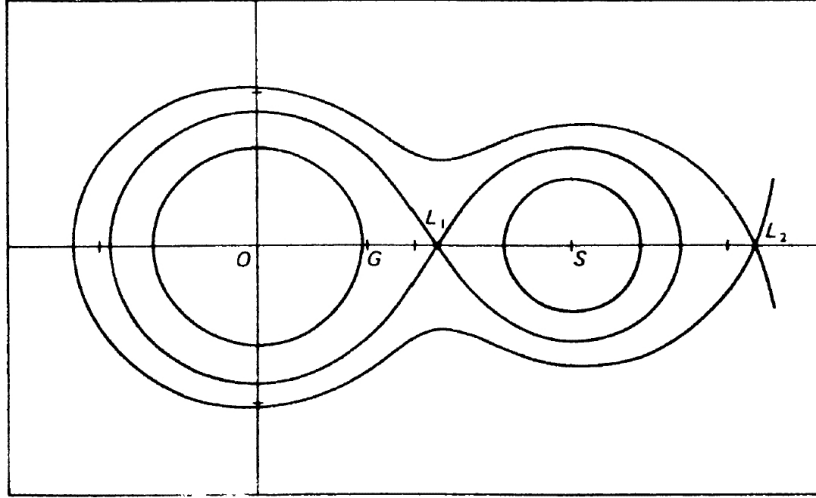


Fig 1.1 Potencial de Roche para um sistema binário. "L₁" é o ponto interno de Lagrange, "S" o centro de massa da secundária, "O" é o centro de massa da primária, "G" é o centro de massa do sistema. A superfície equipotencial que passa por L₁ forma os lóbulos de Roche.

$$P_{orb}^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G[M_1 + M_2]} \quad (1.2)$$

Existem cálculos de várias aproximações para a geometria do lóbulo de Roche (Warner, 1995) as quais dependem da relação de massas $q = M_2/M_1$, da massa da primária e do período orbital através da equação (1.2). Temos que os raios das esferas que contém o mesmo volume do lóbulo de Roche da secundária $R_L(2)$ e da primária $R_L(1)$ são dados, segundo a aproximação de Eggleton (1983) com uma precisão de 1% (Warner, 1995) pelas expressões:

$$\frac{R_L(1)}{a} = 0.39 q^{-1/6} \quad 0.07 < q < 1 \quad (1.3)$$

$$\frac{R_L(2)}{a} = \frac{0.49 q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad 0 < q < \infty \quad (1.4)$$

Se definirmos a densidade média da secundária como:

$$\bar{\rho} = \frac{M(2)}{\frac{4}{3}\pi R_L^3(2)} \quad (1.5)$$

temos da aproximação de Eggleton que a densidade média da secundária pode ser aproximada pela equação:

$$\bar{\rho} = 107P_{orb}^{-2}(h) \text{ g cm}^3 \quad (1.6)$$

A maioria das variáveis cataclísmicas não magnéticas tem períodos orbitais entre 3 e 6 horas (Warner, 1995), as massas da primária são da ordem de $1 M_{\odot}$ e as da secundária de décimos de M_{\odot} (seção 1.2.3.1). Podemos concluir que o raio da secundária é da ordem de décimos de R_{\odot} , enquanto o raio da anã branca é de poucos centésimos de R_{\odot} . A distância entre as componentes do sistema a é da ordem de R_{\odot} , pela equação (1.2).

1.2.2 Tipos de Variáveis Cataclísmicas

As variáveis cataclísmicas podem ser classificadas de acordo com a sua atividade eruptiva e a morfologia da sua curva de luz. As suas características espectrais são importantes na definição das sub-classes:

Novas Clássicas (CN). Têm uma erupção observada. Nesta erupção a magnitude cresce de 6 a 19 magnitudes estando fortemente correlacionada com o tempo de decaimento da luminosidade após a erupção; quando mais alta a amplitude da erupção, mais rápido é o decaimento. Estas erupções são satisfatoriamente modeladas através de explosões termonucleares da matéria rica em hidrogênio que é acrescida à superfície da anã branca. Comumente, na erupção é ejetado um envelope de matéria em alta velocidade.

Novas Anãs (DN). Apresentam erupções fracas, tipicamente entre 2 e 5 magnitudes, mas

podem atingir até 8 mag. O intervalo entre erupções é de aproximadamente 10 dias até dezenas de anos, com escalas bem definidas para cada objeto. A duração de cada erupção é de 2 a 20 dias e sua amplitude está correlacionada com o intervalo entre erupções (relação de Kukarkin–Parenago). Estas erupções são entendidas como a liberação de energia gravitacional causada pelo incremento temporário da taxa de transferência de matéria no disco. Este fenómeno é devido a um aumento na viscosidade que ocorre quando é acumulada uma quantidade de matéria suficiente.

Novas Recorrentes (RN). Objetos que foram originalmente identificados como novas clássicas, sendo observada mais de uma erupção. Da mesma forma que as novas clássicas, estas ejetam um envelope de matéria.

“Nova-like” (*NL*). Incluem todas as variáveis cataclísmicas não eruptivas. Certamente neste tipo foram classificadas pré-novas e pós-novas, para as quais as observações não detectaram erupções. Além disso, as VC’s do tipo VY Scl são inclusas, as quais apresentam ocasionais reduções na luminosidade causadas por uma temporária queda na taxa de transferência de matéria. Existem também três subtipos de nova-like, as RW Tri, SW Sex e UX UMa, sendo diferenciadas pelo seu espectro. Comumente na literatura vemos o tipo UX também usado para designar todas as “nova-like”.

As VC’s também podem ser classificadas quanto ao efeito do campo magnético:

VC’s Magnéticas (P e IP). São objetos onde a primária apresenta um campo magnético que pode inibir parcial ou totalmente o disco, conduzindo a acreção pelas linhas de campo. Existem dois sub-tipos destes sistemas, as *polares (P)* que apresentam campos magnéticos intensos nos quais o disco está ausente e as *polares intermediárias (IP)*, as quais apresentam campos magnéticos mais fracos e podem apresentar um disco que não atinge a superfície da anã branca.

1.2.3 Propriedades da primária e da secundária

1.2.3.1 Massas

A massa do sistema binário pode ser estimada por vários métodos, tanto fotométricos como espectroscópicos, mas a maioria destes métodos são eficientes apenas para sistemas eclipsantes. Para sistemas não eclipsantes os valores obtidos não são muito confiáveis

(Warner, 1995). A maioria destes métodos requer uma boa estimativa da relação de massas “q” e da inclinação orbital. Das medidas feitas até o momento obtém-se que a média da massa da primária é de $\sim 0.77 M_{\odot}$. São medidos valores menores para sistemas com períodos orbitais baixos ($\sim 0.6 M_{\odot}$, para $P_{orb} < 2.4$ h) e maiores para sistemas com períodos orbitais longos ($\sim 0.83 M_{\odot}$, para $P_{orb} > 2.4$ h) (Warner 1995). No caso da secundária, como ela preenche o lóbulo de Roche (equação 1.6) e temos um certo conhecimento das suas propriedades estruturais, especificamente a sua relação massa-raio, pode-se chegar a uma relação direta entre a massa e o período orbital. O principal problema neste caso é saber que tipo de estrela é a secundária. Ainda existem alguns problemas a este respeito, mas os trabalhos desenvolvidos durante os últimos vinte anos conduzem à conclusão de que elas são, na maioria, estrelas de baixa massa da sequência principal (Warner 1995). Recentemente Andronov e Pinsonneault (2003) sugeriram que as secundárias poderiam ser, em uma boa porcentagem, estrelas evoluídas. Para estrelas da baixa sequência principal Neece (1984) chegou a uma relação massa – raio teórica do tipo:

$$R_2/R_{\odot} \sim 0.876(M_1/M_{\odot})^{0.807} \quad 0.15 < M_1/M_{\odot} < 0.55 \quad (1.7)$$

Esta relação é muito similar à relação encontrada empiricamente por Patterson (1984) para estrelas da sequência principal de idade zero (SPIZ).

$$R_2/R_{\odot} \sim (M_1/M_{\odot})^{0.88} \quad 0.1 < M_1/M_{\odot} < 0.8 \quad (1.8)$$

Usando este resultado e a equação (1.6) temos que :

$$M_2/M_{\odot} = 0.065 P_{orb}^{5/4}(h) \quad 1.3 \leq P_{orb}(h) \leq 9 \quad (1.9)$$

que nos fornece uma média da massa da secundária para um período orbital de ~ 4 h, para $M_2 \sim 0.42 M_{\odot}$.

1.2.3.2 Temperaturas e características espectrais

Comumente não é possível distinguir a contribuição da primária ao fluxo observado no óptico, já que na maioria dos casos ela é muito mais fraca do que a contribuição do disco de acreção, da "mancha quente" ou da secundária. Mas em certas condições, quando a taxa de transferência de matéria no disco é baixa, como por exemplo em novas anãs eclipsantes, a emissão da primária pode ser claramente observada. Modelos de atmosferas estelares têm sido utilizados para estimar a temperatura na superfície de anãs brancas em variáveis cataclísmicas (veja por exemplo Marsh, Horne e Shipman 1987). Estas estimativas apresentam valores maiores do que os observados em anãs brancas de campo, cuja média é de ~10000 K. Esta diferença é devida à acreção e à presença da "boundary layer" (vide seção 1.2.4). A temperatura das anãs brancas em VC's parece variar de acordo com o tipo; temos uma média de 50000 K para NL, 19000 K para DN e 13500 K para as magnéticas. Existe uma tendência para temperaturas maiores da primária em objetos com valores maiores do período orbital, o que sugeriria uma relação entre o período orbital e a taxa de transferência de massa. Para uma taxa maior de transferência de matéria seria maior o aquecimento por acreção (Warner, 1995). Comumente, em sistemas nos quais é possível observar a emissão da primária, o seu espectro é detectado em comprimentos de onda menores que 1400 Å.

No caso das secundárias têm-se estimado um tipo espectral entre M e K. O tipo espectral apresenta uma forte correlação com o período orbital; assim quanto maior o período, mais azul é o tipo espectral. Daqui conclui-se que a temperatura da secundária está dentro do intervalo entre 2000–5000 K e sua radiação é emitida principalmente no infravermelho e no óptico (Warner, 1995; Patterson, 1984; Warner, 1987). É observada também uma forte correlação entre a magnitude absoluta M_v e o período orbital, pode ser expressa pela equação (Patterson, 1984; Warner, 1995):

$$M_v(2) = 16.7 - 11.1 \log P_{orb}(h) \quad (1.10)$$

1.2.4 Discos de acreção

1.2.4.1 Formação do disco

A secundária pode preencher o lóbulo de Roche pela sua expansão a partir da SPIZ (seqüência principal de idade zero) ou em um ponto da evolução da binária. Em um sistema de referência que gira com a binária, a velocidade das partículas que se desprendem da secundária tem duas componentes de velocidade, uma paralela ao eixo que une as estrelas e outra perpendicular a este eixo. A velocidade paralela ao eixo v_{\parallel} é inicialmente da ordem da velocidade do som c_s na superfície da secundária (Frank, King e Raine, 2002); a velocidade perpendicular ao eixo $v_{\perp} \sim b_1 \omega$, onde b_1 é distância entre o ponto de Lagrange (L_1) e o centro da primária e $\omega = 2\pi/P$ (Warner, 1995 e Frank, King e Raine, 2002). Para valores típicos do período orbital e da temperatura na superfície da secundária temos que $v_{\perp} \sim 100$ km/s e $v_{\parallel} \sim 10$ km/s, pelo qual a corrente de gás é supersônica. As forças de pressão podem ser desprezadas e o gás cai numa trajetória balística dentro do potencial gravitacional da primária. A corrente de gás seria elíptica no plano orbital. Devido ao seu fluxo contínuo, esta corrente se chocará consigo mesma provocando dissipação de energia. Como não existem até esse momento mecanismos eficientes para a dissipação do momento angular, a corrente toma a trajetória de menor energia, com o mesmo momento angular com que abandonou a secundária, ou seja, uma trajetória circular com velocidade kepleriana ao redor da primária. Pode-se calcular o raio do anel R_o que a corrente de gás forma ao redor da primária, a partir das relações:

$$v_{\phi}(R_o) = \left(\frac{GM_1}{R_o} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

$$R_o v_{\phi}(R_o) = b_1^2 \omega \quad (1.12)$$

$$\frac{R_o}{a} = (1+q)(b_1/a)^4 \quad (1.13)$$

$$R_{\circ} \simeq 4(1+q)^{4/3} [0.500 - 0.227 \log(q)]^4 P_{\text{dias}}^{2/3} R_{\odot} \quad (1.14)$$

onde a última equação vem da relação entre b_1 e q dada por Plavec e Kratochvil (1964) e a equação (1.2). Dentro deste anel os processos de dissipação de energia entre as partículas vão começar a converter a energia gravitacional em energia interna que eventualmente será irradiada. Esta perda de energia faria com que as partículas começassem a ocupar trajetórias cada vez mais próximas da primária, mas para isto é preciso uma perda de momento angular. Como a escala de tempo em que o sistema redistribui o momento angular é muito maior do que a escala de tempo em que a energia é irradiada e a escala de tempo dinâmica, as trajetórias das partículas são quase circulares, espiralando lentamente na direção da primária. A estrutura assim formada é conhecida como *disco de acreção*. Devido à ausência de torques externos a formação do disco só pode ocorrer devido à transferência de momento angular para as regiões externas através de torques internos, assim a borda do disco vai ganhar momento angular e se estenderá para raios maiores que R_{\circ} . As trajetórias das partículas dentro do disco serão quase keplerianas, com uma velocidade angular Ω_k dada por:

$$\Omega_k = \left(\frac{GM_1}{R^3} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

A energia gravitacional de um elemento de massa dm em uma trajetória kepleriana praticamente na superfície da anã branca é de $1/2 GM_1 dm / R_1$, pois o gás vem de distâncias muito grandes com energia gravitacional desprezível. A luminosidade do disco em estado estacionário resulta ser a metade da luminosidade de acreção (Frank, King e Raine, 2002).

$$L_{\text{disco}} = \frac{GM_1 \dot{M}(d)}{2R_1} = \frac{1}{2} L_{\text{acreção}} \quad (1.16)$$

Onde $\dot{M}(d)$ é a taxa de transferência de massa através do disco.

1.2.4.2 Viscosidade e transporte de momento angular no disco e o modelo de disco padrão.

Um dos principais problemas na teoria de discos de acreção é saber qual é o mecanismo pelo qual a energia gravitacional é dissipada e convertida em energia térmica, que é posteriormente irradiada. Comumente esta dissipação de energia é associada ao atrito viscoso presente entre as órbitas keplerianas dentro do disco. Da teoria geral da mecânica dos fluídos podemos calcular que o torque exercido por uma seção do disco sobre outra a uma distância R da anã branca é dado pela expressão:

$$G(R) = 2\pi R w \Sigma R^2 \Omega' \quad (1.17)$$

Onde $\Sigma = \rho H$ é a densidade colunar de massa e w é a viscosidade cinemática (figura 1.2). Esta equação demonstra que se a derivada da velocidade angular Ω' é negativa o torque exercido é negativo, transferindo momento angular do anel interno para o externo. Este torque atua somente na presença de um gradiente de velocidade angular, existindo uma taxa de energia por ele produzida em cada anel, cujo fluxo é dado por:

$$D(R) = \frac{G \Omega'}{4\pi R} = \frac{1}{2} w \Sigma (R \Omega')^2 \quad (1.18)$$

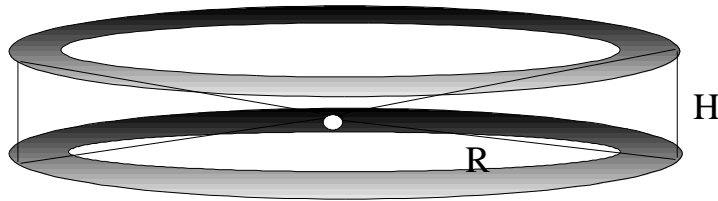


Fig. 1.2. Figura esquemática de um anel do disco a uma distância R da anã branca e com espessura H . O círculo branco representa a anã branca.

Se a velocidade angular tem a forma kepleriana (eq. 1.15), a dissipação de energia por unidade de tempo e área a uma distância R da anã branca será:

$$D(R) = \frac{9}{8} w \Sigma \frac{GM_1}{R^3} \quad (1.19)$$

Daqui podemos calcular a energia por unidade de volume por unidade de tempo gerada localmente dentro do disco d_{mec} (Lynden–Bell e Pringle, 1974):

$$d_{mec}(R) = w_l \rho (R \Omega')^2 \quad (1.20)$$

Onde w_l é a viscosidade cinématica local.

O principal problema neste caso é estimar o valor de w , que é definido como:

$$w = \lambda \tilde{u} \quad (1.21)$$

Onde λ é o caminho livre médio das partículas, moléculas ou seções do fluído turbulento e \tilde{u} é a velocidade típica dos movimentos caóticos ou a velocidade das turbulências. Existem duas parametrizações para a viscosidade, a mais comum é através do número de Reynolds que é definido como a relação entre a força devida à viscosidade e a força centrípeta devida à rotação kepleriana (Lynden–Bell e Pringle, 1974):

$$\Re_e \approx \frac{v_\phi^2 / R}{\lambda \tilde{u} v_\phi / R^2} = \frac{v_\phi R}{\lambda \tilde{u}} \quad (1.22)$$

ou seja:

$$w = \frac{v_\phi R}{\Re_e} = \frac{(GM_1 R)^{1/2}}{\Re_e} \quad (1.23)$$

No caso de um gás ideal o \tilde{u} pode ser aproximada pela velocidade do som e o λ pode ser aproximado pelo comprimento de Debye λ_D . Para condições típicas em variáveis cataclísmicas temos um número de Reynolds da ordem de 10^4 – 10^5 . É importante notar que a viscosidade molecular seria muito fraca para produzir a dissipação e o transporte de momento angular necessário. Além disso, com um valor tão alto para o número de Reynolds pode se concluir que o fluído no disco é turbulento. Lynden–Bell e Pringle aproximaram este número ao valor crítico para o aparecimento das turbulências, que é de aproximadamente 10^3 . Agora

podemos colocar limites para λ e $\tilde{\nu}$: o primeiro seria a espessura do disco H e o segundo a velocidade do som c_s , já que redemoinhos turbulentos supersônicos seriam rapidamente termalizados devido a ondas de choque e sua velocidade voltaria a ser a do som. Teríamos assim que a viscosidade cinemática pode ser parametrizada como:

$$w = \alpha c_s H \quad (1.24)$$

Esta é a parametrização proposta por Shakura e Sunyaev em 1973, onde α é um parâmetro que, na realidade, esconde a nossa ignorância com respeito ao mecanismo que produz a viscosidade. Observações de sistemas não estacionários mostram que $\alpha \sim 0.01-1$ (Verbunt, 1982). Modelos de convecção turbulenta e turbulência hidrodinâmica geram também valores nessa faixa. Outros modelos geram valores ainda maiores e outros inclusive valores negativos o que levaria a uma fragmentação do disco (veja Frank, King e Raine, 2002 e suas referências). Recentemente, foram propostos modelos de turbulência magneto-hidrodinâmica, causadas por instabilidades em um campo magnético vertical fraco para um gradiente negativo de velocidades. Estes modelos também geram valores para α dentro da faixa observada, mas estes resultados dependem muito do estado de ionização do gás que propicia seu acoplamento ao campo. É possível que todos estes mecanismos tenham atuação simultânea, mas o problema do mecanismo que gera e conduz a viscosidade em discos permanece ainda em aberto.

O modelo de disco padrão foi desenvolvido na década de 70 por Shakura e Sunyaev e Lynden-Bell e Pringle independentemente, embora a única diferença entre os modelos seja a parametrização da viscosidade cinemática. Da definição do número de Reynolds podemos encontrar uma relação entre as parametrizações de Lynden-Bell e Pringle e Shakura e Sunyaev, com a qual vemos que as duas parametrizações são equivalentes localmente (Kriz e Hubeny, 1986):

$$\alpha = \frac{v_\phi R}{\Re_e c_s H} \quad (1.25)$$

O modelo de disco padrão considera um disco kepleriano geometricamente fino ($H \ll R$) e opticamente espesso com uma lei de dissipação dada pela equação (1.19). Considerando condições estacionárias de conservação de massa e momento angular e uma lei de velocidades kepleriana até a anã branca, concluímos que :

$$w_{\Sigma} = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (1.26)$$

Usando a equação (1.19) temos que o fluxo é dado por:

$$D(R) = \frac{3GM_1\dot{M}}{8\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_1}{R} \right)^{1/2} \right] \quad (1.27)$$

Portanto o fluxo emitido por um disco padrão não depende do valor da viscosidade cinemática. Dentro deste contexto não seria possível estudar as características da viscosidade usando apenas o fluxo emitido por discos estacionários. Deve ser levado em conta que esta característica importante do modelo de disco padrão surge da condição imposta à lei de velocidades: kepleriana em toda a extensão do disco até uma distância muito próxima da anã branca. Na realidade, a lei de velocidades tem que deixar de ser kepleriana em algum ponto antes de atingir a superfície da anã branca, já que esta gira com uma velocidade menor. Assim, temos que em algum ponto a lei de velocidades deve atingir um máximo para decair até o valor da rotação estelar. Esta região de desaceleração do disco é conhecida como *boundary layer (BL)*. O limite da BL, ou seja a distância b desde a superfície da estrela até que o valor máximo da lei de velocidades é considerada muito pequena quando comparada com o raio da estrela. A dimensão da BL também é pequena quando comparada com a espessura H do disco nessa região, onde já não se cumpriria a aproximação de disco geometricamente fino. Podem existir condições dentro das quais esta região não é mais pequena comparada com o raio da estrela. Nesse caso uma fração importante do disco não teria mais a lei kepleriana de velocidades e já não poderíamos impor a condição de contorno na borda interna que nos levou ao resultado da equação (1.26). Nessa situação poderíamos ter uma lei de dissipação dependente da viscosidade w .

Dentro do contexto do modelo padrão é fácil supor uma dependência aproximada da espessura do disco H com o raio. Esta vem dada pela condição de equilíbrio hidrostático dentro do disco. Desprezando a auto gravidade do disco, temos que:

$$H \approx c_s \left(\frac{R}{GM} \right)^{1/2} R \quad (1.28)$$

Esta equação, juntamente com a condição de que o disco seja geométricamente fino ($H \ll R$), nos diz que a velocidade do gás no disco é supersônica, $v_\phi \gg c_s$.

1.3 Evolução de Variáveis Cataclísmicas – \dot{M} e períodos orbitais

1.3.1 Evolução pré-cataclísmica

Através do tempo, a teoria da evolução das VC's tem se desenvolvido à luz dos dados observacionais. Nesse contexto, a medição de parâmetros tais como a taxa de transferência de matéria e o período orbital, bem como das propriedades das componentes do sistema têm sido de vital importância para o teste das teorias evolutivas e para a melhor compreensão da estrutura e física destes objetos. De um modo geral pode-se dizer que as variáveis cataclísmicas se originam de sistemas binários com períodos orbitais entre 1 e 10 anos. Originalmente, a componente mais massiva deste sistema evolui até consumir o seu hidrogênio, saindo da seqüência principal e atingindo o estado de gigante vermelha. Ao se expandir ela pode preencher seu lóbulo de Roche começando a transferência de matéria para a secundária, mas como esta transferência é instável, pois $q > 1$, e devido à continuidade da atividade nuclear da primária, a taxa de transferência pode atingir valores da ordem de $0.1 M_\odot/\text{ano}$ (Webbink 1979). A secundária não consegue assimilar a matéria que está sendo acrescida e começa a se expandir preenchendo também o seu lóbulo de Roche, criando assim um envelope comum ao redor das componentes do sistema. A fricção dinâmica sobre as duas

estrelas provoca uma perda de energia da binária e a perda de momento angular que é posteriormente expulsado no vento, quando a energia depositada no envelope é maior do que a sua energia gravitacional. Esta fase de envelope comum dura $\sim 10^4$ anos. Uma vez terminada, resulta um sistema binário bem próximo composto por uma estrela da sequência principal e uma anã branca recém formada. A evolução a partir deste ponto depende muito dos mecanismos pelos quais o sistema se livra do momento angular e da evolução nuclear da secundária. Se a secundária tem uma massa suficientemente elevada esta pode alcançar seu lóbulo de Roche ao se expandir, mas se $M_2 \leq 1 M_\odot$, sua evolução decorre num tempo que é muito mais longo e outro mecanismo tem que atuar para contrair o lóbulo de Roche. Existem dois mecanismos popularmente aceitos: o freamento magnético (FM) e a radiação de ondas gravitacionais (GR). Em geral os dois mecanismos atuam ao mesmo tempo, mas a escala de tempo do mecanismo GR é muito mais longa ($\sim 10^9$ anos), do que àquela associada ao FM ($\sim 10^{7-8}$ anos). Possivelmente, este último mecanismo é o capaz de formar VC's em um tempo curto (Patterson 1984, Skillman e Patterson 1988). O FM se produz quando o vento da secundária é obrigado, pela presença do campo magnético, a co-rotar com a estrela até o raio de Alfvén. Isto promove uma grande perda de momento angular com pouca perda de massa. No caso de binárias próximas como as VC's, as forças de maré atuam para produzir a sincronização dos períodos de rotação da secundária com o período orbital, fazendo com que a secundária que está perdendo momento angular por freamento magnético sinta um torque devido às forças de maré que tentam sincronizar sua rotação, transferindo momento angular da órbita para a secundária. Este é o momento angular perdido no vento da secundária, pelo qual a distância entre as componentes do sistema se reduz e o lóbulo de Roche da secundária se comprime até atingir o ponto de contato com a estrela, iniciando a transferência de matéria para a anã branca. As forças de maré nesses sistemas são também responsáveis pela circularização da órbita em escalas de tempo relativamente curtas.

1.3.2 Distribuição de Períodos Orbitais e a Relação de Patterson.

Uma vez atingido o ponto no qual começa a transferência de massa, esta passa a influir muito na evolução da secundária e na evolução do sistema. A transferência por sua vez, depende do mecanismo de perda de momento angular. Como a secundária está perdendo massa, sendo esta uma estrela de sequência principal, ela vai se contrair destacando-se do lóbulo de Roche, detendo a perda de massa quase no instante em que teria começado. O fato de observarmos VC's com transferência de massa estável nos diz que deve existir um mecanismo que expanda a secundária, ou um mecanismo que contraia o lóbulo continuamente, acompanhando a contração da secundária. Devido à perda de massa a secundária sai do equilíbrio térmico e seu raio se mantém ligeiramente maior que aquele que teria no equilíbrio. O único mecanismo que consegue contrair o lóbulo de Roche de modo de manter uma taxa de transferência estável da ordem dos maiores valores observados é o FM. Uma relação importante que vai controlar a taxa de perda do momento angular no FM é a relação massa-raio que, por sua vez, vai depender da evolução estrutural da estrela. Esta perda de momento angular vai também reduzir a distância entre as componentes do sistema, resultando em uma diminuição do período orbital. Assim vemos que, se observarmos como as VC's estão distribuídas com o período orbital, podemos ter uma ideia da duração dos seus diferentes estágios de evolução.

Nos anos 80 foram feitas as primeiras tentativas de jogar luz sobre a evolução de VC's com base na sua distribuição de períodos orbitais (Patterson, 1984). A figura 1.3 mostra a distribuição de períodos de variáveis cataclísmicas (Patterson, 1998). Sabemos que existe uma correlação entre esta distribuição e o tipo de objeto. Por exemplo, as VC's magnéticas (Polares) se localizam principalmente nos períodos orbitais mais curtos, entre 1.3 e 3 horas apresentando um pico agudo perto de 2 h. Não se encontram objetos com períodos maiores do que 4.6 h. As polares intermediárias (IP) se distribuem quase uniformemente entre 1.3 e 6 h. Entre as VC's não magnéticas, é possível fazer uma diferenciação entre os sistemas com alta taxa de acreção (nova-like, novas clássicas) e os de taxa baixa (novas anãs). Estes últimos estão distribuídos principalmente em períodos orbitais curtos, entre 1.3 e 2 horas, mas também se encontram objetos em menor quantidade entre 3 horas e 10 horas e até 2 dias (Ritter e Kolb, 2003; Warner, 1995). Os objetos com uma maior taxa de acreção apresentam períodos entre 3 horas e 6 horas, existindo também objetos com longo período

orbital. As CN estão distribuídas de maneira quase uniforme entre 1.3 e 10 h. Diaz e Bruch (1997) fizeram uma análise detalhada sobre a distribuição de CN's com o período orbital. A frequência de erupção é o principal parâmetro para a definição da distribuição observada. Estes autores aplicaram esse efeito de seleção para encontrar a distribuição intrínseca das novas. Chegaram à conclusão que este efeito provoca uma forte carência de objetos observados para valores de período curto, enquanto a distribuição intrínseca da população das progenitoras seria fortemente concentrada em períodos curtos.

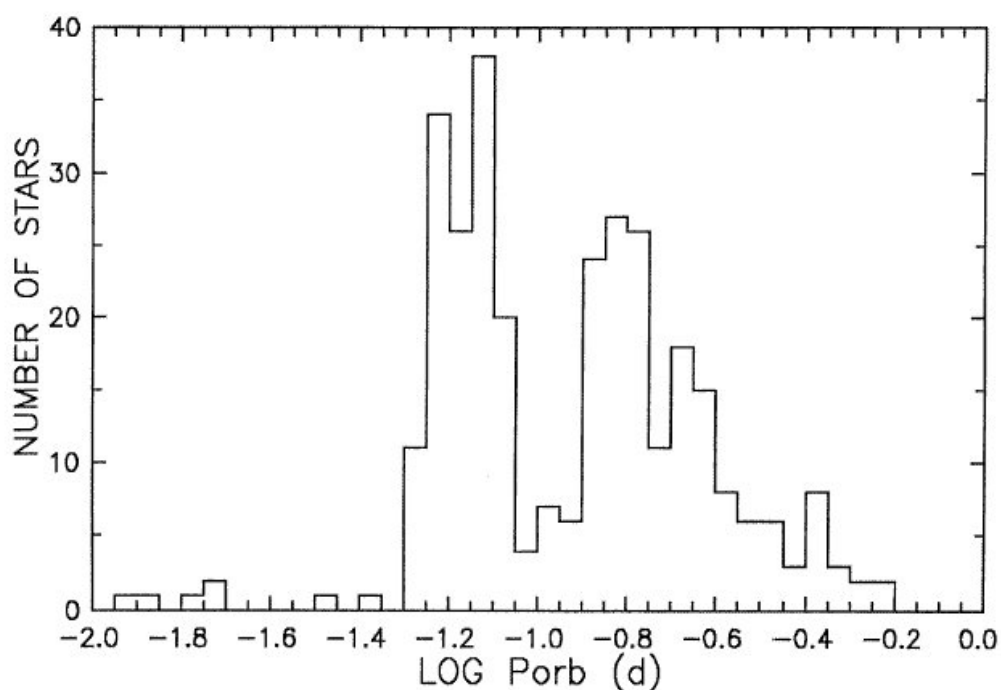


Fig. 1.3. Distribuição das variáveis cataclísmicas em período orbital. Pode se perceber a presença do "gap" entre 2.3 h e 2.8 h ($-1.02 < \log P \text{ (dias)} < -0.93$) e de um período mínimo em ~ 75 min ($\log P \text{ (dias)} \sim -1.28$). (Extraído de Patterson, 1998).

As observações de todas as VC's também mostram que não são encontrados objetos abaixo do período orbital de ~ 75 min ($\log P \text{ [dias]} = -1.28$) (Ritter e Kolb, 2003). Este valor mínimo do período orbital é normalmente explicado pelo comportamento das secundárias de baixa massa. Quando a secundária perdeu quase toda a sua massa ($M_2 \leq 0.08 M_\odot$), já se encontra degenerada e a queima de hidrogênio está em extinção. Sua relação massa-raio

pode ser aproximada pela relação de Chandrasekhar. Assim, ao perder massa ela se expande, levando a um *aumento* do período orbital, daqui conclui-se que deve existir um valor do período onde ocorre esta transformação de uma estrela não degenerada que se contrai com a perda de massa para uma estrela degenerada que se expande. Isto acontece sem interrupção da transferência de massa devido ao mecanismo de perda de momento angular que, neste estágio da evolução, é o GR. Para secundárias degeneradas de He a relação massa-raio é diferente, mas mantém a mesma monotonia que a de Chandrasekhar e as conclusões são as mesmas. Para estrelas de baixa massa que ainda estão na seqüência principal, o valor do período mínimo P_{\min} vai depender muito da taxa de transferência de matéria e da estrutura interna da secundária. Valores calculados apontam para um valor perto de 80 min, o que esta de acordo com o valor observado (Ritter e Kolb 2003).

Uma característica importante, além da existência de um período mínimo, é o chamado "gap" de períodos, um intervalo de períodos orbitais onde a distribuição apresenta uma queda considerável. Esta depressão ou "gap" fica entre 2.3h e 2.8 h ($-1.02 < \log P \text{ (dias)} < -1.28$). Nos anos oitenta ainda não se tinha conhecimento de objetos dentro deste intervalo e se fizeram muitas tentativas para explicá-lo com modelos evolutivos (Hameury et. al. 1988). Entretanto, nos anos posteriores se encontraram objetos que foram povoando aquele vazio na distribuição de períodos orbitais, principalmente por variáveis cataclísmicas magnéticas (Polares e IP) e algumas novas. A presença destes objetos dentro do "gap" levou à consideração da inexistência deste intervalo. Segundo Verbunt (1997) este "gap" seria apenas aparente, já que estatisticamente a distribuição em período orbital está fortemente correlacionada com o tipo de objeto. Estes autores atribuem a existência do "gap" à forma como os diferentes tipos de VC's são detectados por suas características observacionais. O "gap" seria causado por efeitos de seleção e o motivo para não se encontrar objetos dentro deste intervalo é que as VC's no "gap" não possuem características que facilitem sua identificação. Em 1998 se propôs que o "gap" poderia ser provocado por uma mudança na relação massa-raio da secundária perto do limite superior do "gap" (Clemens et. al., 1998). Esta relação diferente provocaria uma evolução mais lenta nas bordas do "gap" mas Kolb e colaboradores, no mesmo ano (Kolb et al, 1998), demonstraram que esta proposta não reproduz o "gap" mas só dois picos naqueles extremos. A proposta mais aceita até o momento para existência deste "gap" é que o mesmo aparece como produto da mudança na estrutura da secundária; de um regime com caroço radiativo com o envelope convectivo para um regime

completamente convectivo. Isto reduziria a eficiência do FM fazendo com que a estrela, fora do equilíbrio térmico, se contraísse, separando a sua superfície do lóbulo de Roche e interrompendo a transferência de massa. A baixa eficiência do FM abaixo e dentro do gap se explica como uma consequência da mudança para uma estrutura completamente convectiva, o que resultaria em uma diminuição do vento estelar (Taam e Spruit 1989). O sistema se manteria desligado até que o outro mecanismo de perda de momento angular (GR), conseguisse aproximar as componentes do sistema e contrair o lóbulo de Roche até a superfície da secundária. Recentemente, têm se desenvolvido modelos evolutivos de VC's incluindo secundárias evoluídas (com diferentes concentrações de H) que reproduzem muito bem a dispersão obtida das observações e predizem um "gap" que depende fortemente da concentração de H inicial da secundária (Andronov e Pinsonneault, 2004). Neste mesmo artigo Andronov e Pinsonneault incluem um modelo de FM saturado para períodos curtos com um limite para o valor do campo magnético que a secundária pode gerar. Estes modelos predizem "gaps" muito estreitos (2.78–3 h), sendo propostas outras alternativas para a existência do "gap" na distribuição do período orbital em VC's.

Modelos de evolução de VC's tentam explicar estas e outras características dependentes do período orbital em VC's. Uma das mais polêmicas é a relação encontrada empiricamente por Patterson em 1984. Este autor sugere que existe uma forte correlação entre a taxa de transferência de matéria e o período orbital (fig 1.4) que é expressa pela equação:

$$\dot{M} = 6.039 \times 10^{-12} P_h^{3.2 \pm 0.2} M_{\odot} / \text{ano} \quad (1.29)$$

Esta relação provém de dados obtidos na literatura dos valores da taxa de transferência de matéria, derivados usando métodos distintos. A relação de Patterson tem sua justificativa nos modelos de evolução de VC's aceitos atualmente, nos quais ao se iniciar a transferência de matéria controlada pelo FM, podem-se produzir os altos valores de dM/dt medidos acima do "gap". A evolução posterior dependerá crucialmente da resposta da secundária à perda de massa, principalmente no que se refere à sua relação massa-raio. Comumente, tem sido usada a relação massa-raio de estrelas da baixa sequência principal, seja empírica ou teórica (Patterson, 1984, Warner, 1995), mas recentemente tem se colocado em dúvida se esta relação é adequada para estrelas que não estão em equilíbrio térmico, como as secundárias em VC's, que estão perdendo massa a uma taxa muito alta, principalmente no caso de

sistemas que estão perto do "gap" (Howell S, Lorne A. e Pappaport S., 2001).

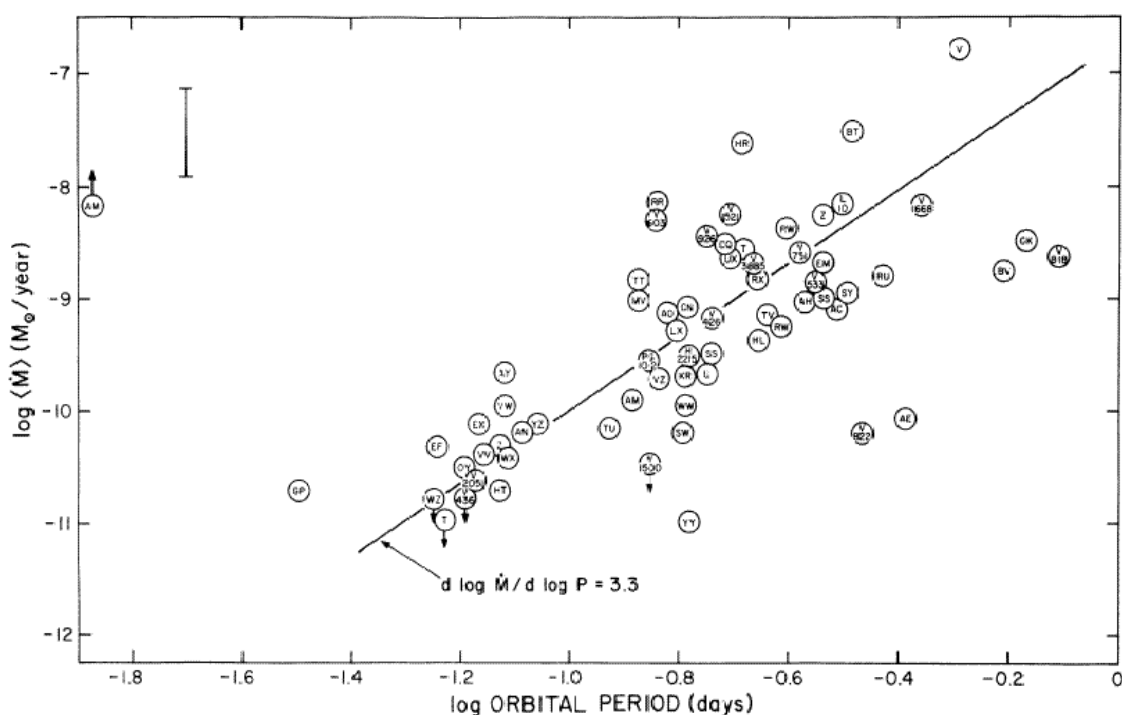


Fig. 1.4 Relação empírica encontrada por Patterson (1984) entre a taxa de transferência de massa e o período orbital de variáveis cataclísmicas

A transferência de matéria é reiniciada quando a binária se aproxima da borda inferior do "gap" e se mantém até que a secundária é absorvida por completo. Os modelos calculados por Rappaport, Verbunt e Joss (1983) formam a base da teoria atual no que se refere à evolução de VC's. Estes autores calcularam modelos para diferentes leis de freamento magnético baseadas na forma derivada por Verbunt e Zwaan (1981). Estas leis são parametrizadas em γ e fornecem o torque sobre a secundária:

$$\tau_{MB} = -3.8 \times 10^{-30} M_2 R_{\odot} \left(\frac{R_2}{R_{\odot}} \right)^{\gamma} \omega^3 \text{ dyn cm} \quad (1.30)$$

onde ω é a velocidade angular da estrela. Para $\gamma=4$ esta equação reproduz a lei de freamento magnético empírica observada em estrelas de massas próximas à solar. Estes modelos foram gerados levando em conta também o freamento por radiação de ondas gravitacionais. Um destes modelos produz trajetórias evolutivas que fortalecem a relação de Patterson, e foi

usado para defendê-la. Entretanto, o modelo que a reproduz não leva em conta a interrupção da transferência de matéria que ocorreria quando o FM já não é mais eficiente e a equação (1.30) não seria mais válida (CMB4 em Rappaport, Verbunt e Joss, 1983). A relação obtida por esses autores é expressa na equação (1.31) e a trajetória evolutiva é dada na fig 1.5.

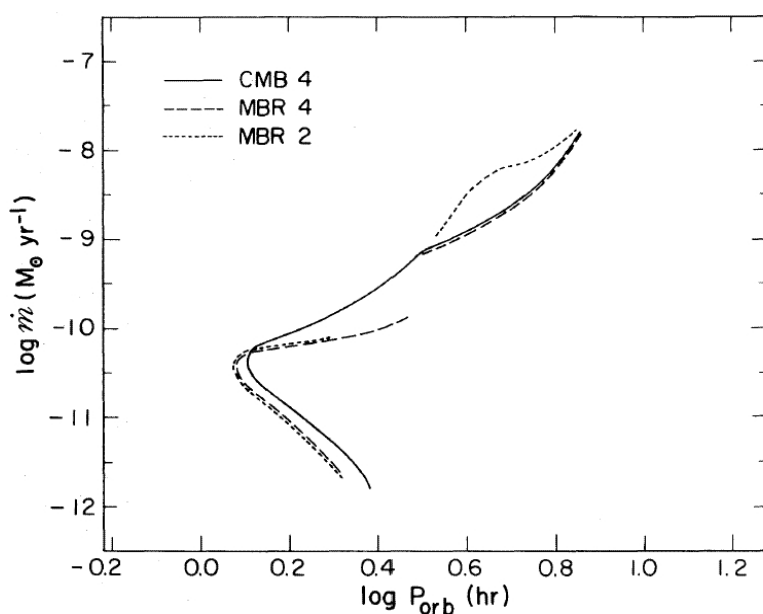


Fig 1.5 Relação entre o período orbital e a taxa de transferência de massa, para modelos CMB4 ($\gamma=4$, freamento magnético contínuo), MBR 4 e MBR2 ($\gamma=4$ e $\gamma=2$, freamento magnético interrompido quando a secundária é convectiva). (extraído de Rappaport, Verbunt e Joss, (1983).

$$\dot{M} = 2 \times 10^{-11} P_h^{3.2 \pm 0.3} M_{\odot} \text{ ano}^{-1} \quad (1.31)$$

A equação anterior tem a mesma forma que aquela encontrada empiricamente por Patterson (eq. 1.29), mas gera valores de dM/dt três vezes maiores. Posteriormente, McDermott e Taam (1988) variaram a lei de freamento magnético em seus modelos evolutivos e concluíram que o valor da inclinação da curva da taxa de transferência de massa com relação ao período orbital ($d \log[dM/dt]/d \log[P]$) estaria entre 3,4 e 3,7.

Recentemente, Howell e colaboradores (Howell S., Lorne N., Rappapott S., 2001) realizaram uma simulação da evolução da população de VC's usando uma lei de FM com $\gamma=3$, tentando produzir a população destes objetos na época atual, assim como a distribuição de dM/dt , M_2 , R_2 , período e de outros parâmetros do sistema. Alguns resultados destas

simulações são mostrados na fig. 1.6. As distintas cores representam o log do número de sistemas que observaríamos em um determinado ponto do plano $P_{orb} - dM/dt$, levando em conta certos efeitos de seleção (detalhes dão dados no artigo original). É utilizada uma relação massa–raio para a secundária com uma correção que tenta reproduzir o afastamento das estrelas da sequência principal que, segundo os autores, ocorreria nos sistemas próximos do limite superior do “gap”. Como vemos na figura 1.6, se espera deste modelo que encontremos uma correlação entre a taxa de transferência de matéria e o período orbital, mas também podemos observar que ela possivelmente não é única para o intervalo inteiro de períodos, apresentando dois regimes, um acima de do “gap” e outro abaixo, devido à diferença nas leis de freamento que controlam a transferência nos dois intervalos.

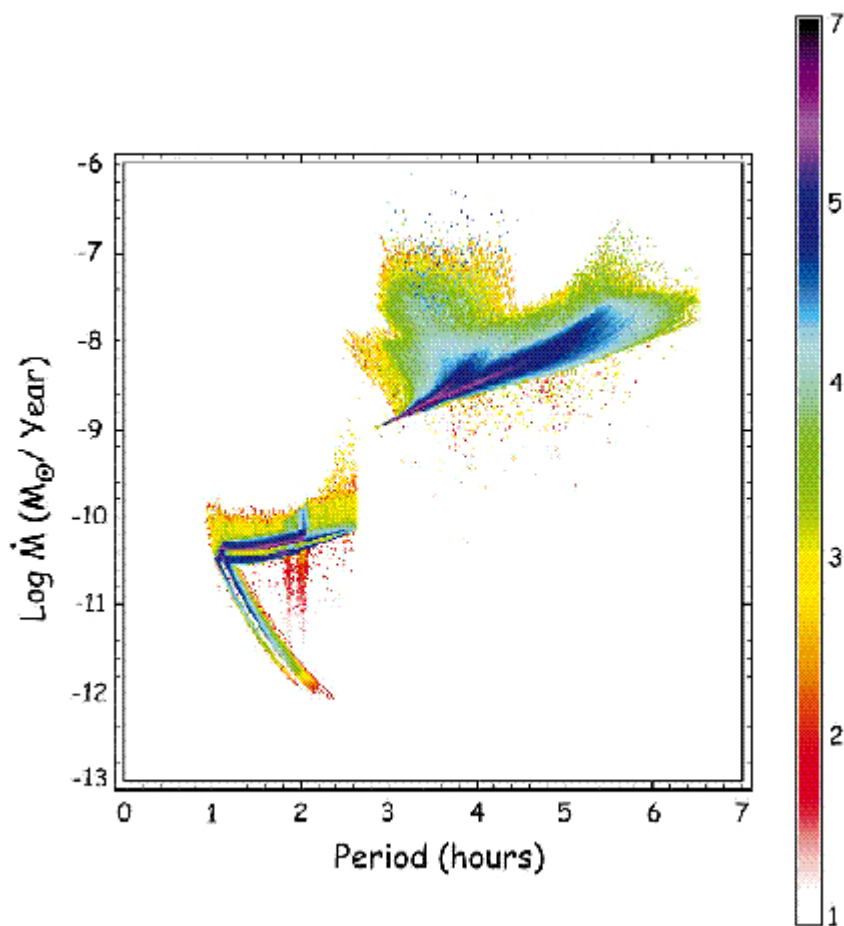


Fig 1.6 Distribuição de objetos observáveis na época atual no plano $P_{orb} - dM/dt$ simulada usando modelos de evolução de VC's e uma amostra inicial de binárias de $\sim 10^6$ sistemas. (extraído de Howell S., Lorne N., Rappaport S., 2001).

A relação encontrada empiricamente por Patterson em 1984, já foi bastante criticada, apesar de, até o momento, não ter sido feito um estudo estatístico da mesma magnitude. Uma das críticas surge do fato deste autor adotar métodos heterogêneos para estimar os valores de dM/dt . Em 1987, Brian Warner sugeriu que esta "aparente" correlação aparecia devido a um efeito de seleção. Segundo argumenta Warner, seria praticamente impossível ou muito difícil detectar sistemas de período orbital longo com uma taxa de acreção baixa, já que existe uma forte correlação entre a magnitude absoluta da secundária e o período orbital (Warner, 1987, Patterson, 1984). Desta forma, sistemas com discos de acreção fracos e $P_{orb} > \sim 10h$ não seriam identificáveis como VC's no óptico a não ser por uma erupção ou se os sistemas tivessem uma inclinação orbital baixa (fig 1.7). Assim, teríamos poucos objetos detectados com período orbital longo e a distribuição apresentaria uma alta dispersão para períodos acima, mas perto do limite superior do "gap", devido à inclinação do disco.

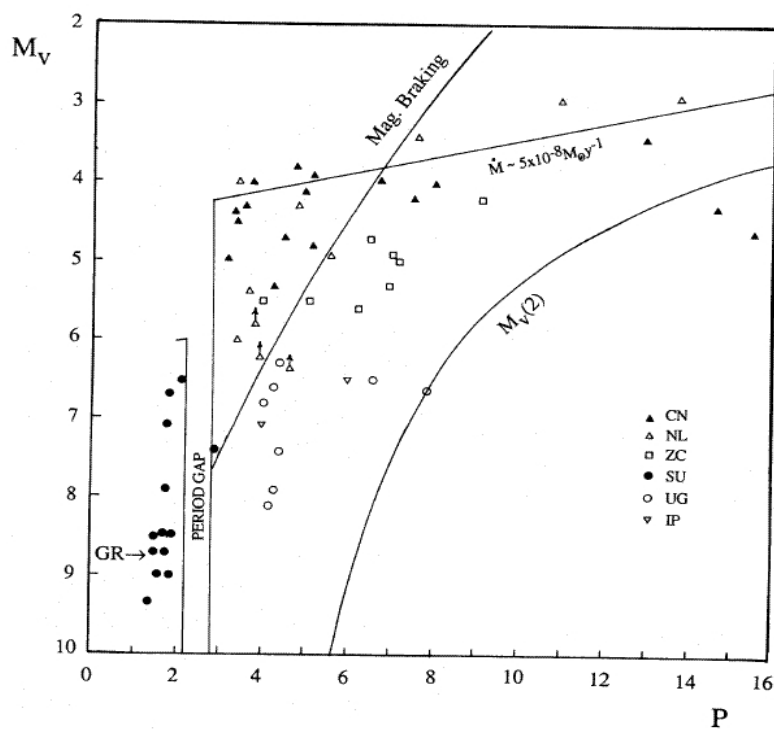


Fig 1.7 Magnitude absoluta do disco $M_v(d)$ em função do período orbital P (h). É mostrada também a relação entre a magnitude aparente da secundária e o período orbital na linha marcada com $M_v(2)$, e também a relação entre o M_v do disco e P_{orb} da teoria do freamento magnético. (extraído de Warner, 1987)

En 1992, Rutten, Paradijs e Tinbergen (1992) fizeram um estudo dos discos de acreção de seis variáveis cataclísmicas quiescentes. Usando o método de mapeamento por eclipse, estes autores calcularam os valores da transferência de matéria ajustando o perfil radial de temperatura à lei prevista pelo modelo de disco padrão. Valores sistematicamente maiores que os valores publicados por Patterson em 1984 foram encontrados e não foi observada uma correlação forte entre dM/dt e o período orbital, defendendo o argumento de Warner que a relação de Patterson é de caráter estatístico e não uma dependência física.

1.4 O espectro de Variáveis Cataclísmicas no UV

1.4.1. Contínuo

O espectro no UV é de caráter fundamental para o entendimento do comportamento do disco, devido ao fato da radiação do disco ser emitida principalmente nesta região espectral. É pequena a contribuição das outras componentes do sistema no UV (BL, secundária, etc.), como é mostrado na figura 1.8 (La Dous, 1994). Apesar da anã branca ter uma potencial contribuição ao espectro no UV, esta contribuição é pequena comparada com a emissão do disco quando a taxa de transferência é alta, como é no caso das NL e CN. O caso de sistemas com taxa de acreção baixa (DN, VY em estado baixo e polares), a contribuição da anã branca pode ser considerável e deve ser levada em conta no ajuste do espectro observado.

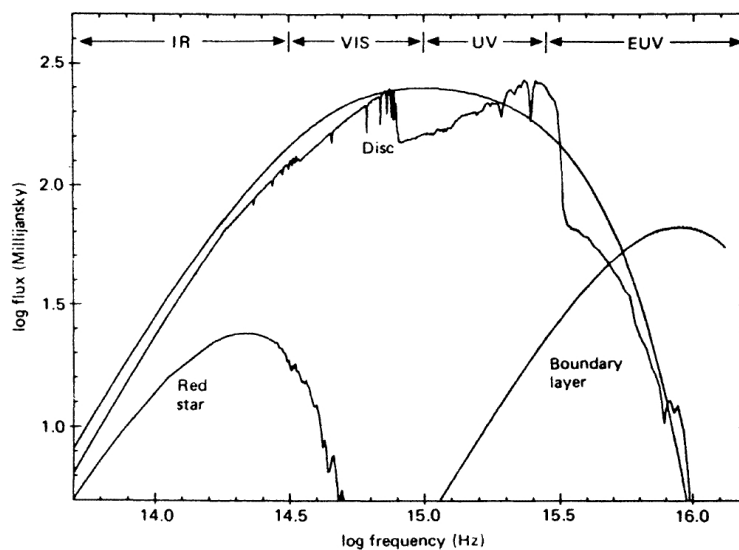


Fig. 1.8 Contribuição ao espectro de uma variável cataclísmica da BL, da secundária e do disco de acreção nas diferentes bandas. Extraído de La Dous (1994).

O contínuo no UV de VC's tem sido muito estudado, especialmente em sistemas estacionários (NL, CN velhas) em DN's em erupção, já que estes sistemas apresentam discos opticamente espessos. Modelos que tentam reproduzir o contínuo têm sido elaborados usando várias aproximações. Uma das características principais dos espectros no UV é uma forte dependência do fluxo e inclinação do contínuo com a taxa de transferência de massa, quanto maior é esta taxa, mais azul é o contínuo e maior é o fluxo emitido. Este comportamento é esperado do modelo padrão (vide equação 3.1). Além destes parâmetros também é afetada a profundidade das linhas e a descontinuidade de Balmer (La Dous, 1998). Devido à esta forte dependência, a forma do contínuo é utilizada para estimar o valor da taxa de transferência. Esta estimativa requer precisão na medida da massa da primária por outros métodos, o que comumente não se encontra disponível na literatura. O contínuo também se mostra afetado pela cobertura de linhas, principalmente para comprimentos de onda menores $\lambda < 1400 \text{ \AA}$. A inclinação da órbita afeta o nível e a cor da distribuição de fluxo. Sobretudo, sistemas com alta inclinação orbital se vêm afetados pelo escurecimento de bordo do disco. Nos primeiros modelos a emissão foi aproximada a uma superposição de corpos negros, produzida por um disco opticamente espesso com estrutura vertical homogênea em equilíbrio termodinâmico local (Lynden-Bell, 1969, Lynden-Bell e Pringle, 1974, Pringle, 1981, Wade 1984, La Dous, 1989). Lynden-Bell (1969) demonstrou que um disco infinito nesta aproximação (vide

equação 3.3) teria um espectro na forma $f_\lambda \propto \lambda^{-2.33}$. Posteriormente, se incluiu uma camada opticamente fina ou uma inversão de temperatura para tentar reproduzir linhas de emissão, mantendo a estrutura vertical homogênea (Tylenda 1981, Williams 1980, Williams e Ferguson 1982, Williams e Shipman 1988). Modelos de atmosferas estelares cada vez mais complexos foram testados e comparados com os anteriores (Wade, 1984; Wade, 1988; Verbunt, 1987) conseguindo assim reproduzir o espectros observados com relativo sucesso. Modelos mais complexos de atmosferas, levando em conta a dissipação interna de energia no disco e a dependência da gravidade com a altura, têm sido elaborados e aplicados aos espectros observados (Kriz e Hubeny, 1986; Shaviv e Wehrse 1986; Hubeny 1990; Diaz, Wade e Hubeny, 1996; Wade e Hubeny, 1998). Estes modelos serão tratados em detalhe no capítulo 3.

1.4.2 Linhas

O espectro é caracterizado pela presença de linhas tanto em emissão como em absorção. Em geral as variáveis cataclísmicas apresentam linhas de vários estados de ionização, sugerindo que estas linhas são formadas em regiões diferentes. Especificamente, no UV estão presentes linhas de estados de ionização altos como mostra a tabela 1.1. Existem várias maneiras de explicar o aparecimento destas linhas tanto em emissão como em absorção. Uma delas é supor a existência de uma região externa opticamente fina no disco responsável pelas linhas de emissão. Mas, para isto precisaríamos de uma taxa de transferência de matéria baixa (Williams 1980). Os sistemas com esta característica apresentam linhas de emissão mais fortes do que estes modelos predizem. Além disso, se observam que sistemas com inclinação orbital elevada, seja com dM/dt alto ou baixo, apresentam fortes linhas de emissão e isto não pode ser explicado pela presença de uma região opticamente fina na superfície do disco. Outra explicação possível é que as linhas são produzidas por emissão cromosférica devido ao balanço de fotoionização e recombinação radiativa provocada pela irradiação por raios-X moles e ultravioleta extremo (EUV) da BL sobre o disco. Esta hipótese é reforçada pela razão medida entre as linhas de N V (1240) / Ly α e C IV (1549) / N V (1231), que são incompatíveis com a teoria de excitação colisional (Jameson, King e Sherrington 1980).

Patterson e Raymond (1985) encontraram uma correlação entre o fluxo em raios-X e a largura equivalente da linha de He II (4686) mas, possivelmente, devido à falta de uma base de dados completa não verificaram a mesma correlação para a linha de HeII (1640). Segundo o modelo para a BL desses autores, a intensidade de raios-X estaria diretamente correlacionada com a taxa de transferência de massa e com a massa de primária. Ko. et. al. (1996) elaboraram um modelo de disco iluminado por raios-X moles e EUV para novas anãs em quiescência. Estes autores provaram que para explicar a intensidade das linhas no UV seria necessária tal iluminação. Além disso, concluem dos seus modelos que as linhas seriam produzidas preferencialmente nas regiões mais externas do disco.

Os espectros UV regularmente apresentam linhas fortemente alargadas por efeito Doppler. Observamos que os espectros de sistemas com alta inclinação apresentam fortes linhas ressonantes em emissão aproximadamente simétricas com larguras entre 3000–5000 km/s, mas os objetos com inclinação orbital menor, apresentam linhas ressonantes tanto em emissão como em absorção e também linhas com perfil P Cyg. Os perfis P Cyg são um indicativo da presença de um vento que emerge do disco. As linhas que regularmente apresentam este perfil são as de N V (1240), Si IV(1400) e C IV (1550). A largura total da componente em absorção destes perfis geralmente está entre 3000–5000 km/s, ou seja, da ordem da velocidade de escape da primária. Na falta de um mecanismo de aceleração eficiente nas regiões externas do disco, este vento deve ter sua origem nas regiões internas ou na BL.

Tabela 1.1 Linhas usualmente identificadas nos espectros UV de VC's com seus comprimentos de onda de repouso.

Ion	$\lambda(\text{lab})(\text{\AA})$
C III	1175
H	1215.7
N V	1238.80–1242.78
Si II	1249.7
Si II	1263.5
S II	1250–60
Si III	1294–1303
[Mg V]	1324
C II	1335–1336
P III	1341.6
O V	1371
Si IV	1393.8–1402.7
Ni IV]	1486
P III	1500
C IV	1548–1550
[Mg V]	1575.2
Fe II	1608
He II	1640.4
N IV	1718.5
Si II	1815
Al III	1860
Si III]	1896
C III]	1909
Mg II	2795

A região de formação das linhas deve ser efetivamente simétrica com relação ao plano do disco para reproduzir a forte dependência dos perfis com a inclinação. Considerando que o campo de radiação do disco é naturalmente bipolar, Drew (1987) demonstrou que uma bipolaridade do vento também é requerida pelas observações. Deduzimos das observações de sistemas eclipsantes que as regiões de formação das linhas de emissão de C IV, N V e Si IV são extensas. Nas baixas temperaturas e densidades dessas regiões, as excitações colisionais não são importantes, concluindo-se assim que estas linhas são produzidas principalmente por espalhamento ressonante. O estudo da dependência com a fase orbital da componente em

absorção dos perfis P Cyg nos sistemas com inclinação baixa nos leva a concluir que as regiões de formação das linhas de C IV, N V e Si IV não são muito distantes uma da outra e que geralmente estas linhas são produzidas perto da primária. Mas há casos como o de IX Vel, onde a região de formação de Si IV tem uma velocidade média de ~ 400 km/s que é muito mais baixa que a da linha C IV ($\sim 2000\text{--}3000$ km/s). Como a velocidade radial do C IV praticamente acompanha o movimento da primária no sistema, deduz-se que a produção desta linha está muito concentrada perto da anã branca, enquanto o Si IV se forma numa região mais extensa.

O estado de ionização do vento depende muito da radiação emitida pela BL. Modelos têm sido elaborados para reproduzir a intensidade das linhas usando as temperaturas típicas esperadas para a BL ($\sim 10^{5-6}$ K) (Hoare e Drew 1991, 1993, Mauche e Raymond 1987). Usando as linhas de He II no UV e no visível como diagnóstico para o fluxo da BL se chega à conclusão de que a luminosidade da BL é muito menor do que a do disco, sendo obtidos fluxos de He II 1640 em acordo com o observado. Seguindo esta linha de modelos e usando BL frias com taxas de transferência de massa no disco $\sim 5 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ são derivados valores compatíveis com as observações dos fluxos das linhas de C IV e N V, para ventos com taxa de perda de massa $\sim 6 \times 10^{-10} M_{\odot}/\text{ano}$. Modelos que usam uma aproximação bicônica e rotante para a geometria do vento obtém bons ajustes dos perfis de linha para temperaturas da BL $T_{BL} \leq 80000$ K e taxas de perda de massa no vento de $\sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ (Sholosman e Vitello 1993, Vitello e Sholosman, 1993).

Capítulo 2

Observações e Parâmetros Básicos

2.1 Seleção de Objetos

O objetivo principal deste trabalho é o cálculo da taxa de acreção através da síntese espectral de modelos de disco. A faixa espectral ideal a ser utilizada é o UV, a principal região de emissão do disco. Nós escolhemos dentre todas as VC's com períodos orbitais conhecidos catalogadas na literatura, os sistemas não magnéticos que apresentam um disco de acreção estacionário. Foi preciso limitar nossa amostra a objetos que estejam dentro da capacidade de observação dos satélites e que nos garantam uma boa relação sinal–ruído. Para isso limitamos a magnitude aparente no visível em $m_v < 17$. Nós selecionamos sistemas com disco estacionário já que procuramos calcular a taxa de transferência de massa através de modelos de disco que partem dessa premissa. Os tipos de VC's que apresentam essa característica e que além disso têm discos brilhantes são as Nova–Like e Novas na quiescência. Considerando os subtipos de Nova–Like foram inclusos alguns sistemas VY Scl, que são conhecidas como anti nova anã por apresentar eventuais quedas na sua emissão. Nestes objetos analisamos os espectros medidos enquanto o disco permanecia em estado alto. No caso das Novas foram coletados os dados de sistemas cuja observação foi feita a mais de 10 anos após da erupção, isto para garantir a não influência de uma erupção recente no contínuo. Com o fim de evitar efeitos de uma ocultação parcial das regiões centrais do disco, limitamos nossa amostra a objetos com inclinação orbital $i < 85^\circ$. Uma vez estabelecidos estes critérios

procuramos nos arquivos públicos dos satélites IUE e HST os dados espectroscópicos de cada objeto. No caso do HST, procuramos na base dos espectrógrafos STIS e HRS. Como resultado, obtivemos dados para 49 VC's (tabela 2.2).

2.2 IUE

A maior base de dados no UV de VC's foi obtida pelo IUE (International Ultraviolet Explorer) durante seus 18 anos de operação (1978–1996). Este satélite estava equipado com um telescópio de 45 cm, dois espectrógrafos Echelle com coberturas entre 1150–1980 Å e 1800–3350 Å. Podia funcionar com duas aberturas, a larga (oval com 10x20 segundos de arco) ou a estreita (circular de 3 segundos de arco), em baixa resolução ~ 6 Å ($R=270$ em 1500 Å e $R=400$ em 2700 Å) ou em alta ($R=1.8 \times 10^4$, que equivale a 0.08 Å em 1400 Å e $R=1.3 \times 10^4$, que equivale a 0.17 Å em 2600 Å). Possuía quatro câmeras, duas para a faixa de comprimentos de onda curtos e duas para a faixa de comprimentos de onda longos como mostrado na tabela 2.1.

Tabela 2.1 Câmeras do IUE

Câmera	Cobertura (Å)	Sensibilidade
SWP	1150–1950	2×10^{-15} erg seg ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹
LWP	1850–3350	1×10^{-15} erg seg ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹
SWR	Nunca operou	–
LWR	1850–3350	2×10^{-15} erg seg ⁻¹ cm ⁻² Å ⁻¹

Como o nosso trabalho se baseia em calcular o valor de dM/dt ajustando o contínuo do espectro observado ao contínuo gerado por modelos de disco de acreção, nós não utilizamos os espectros de alta resolução, já que não será estudada a estrutura das linhas. Como precisamos a maior relação S/R possível e calibração fotométrica, os espectros usados para este trabalho foram espectros em baixa resolução com abertura larga. Para cada objeto

procuramos espectros para os quais existissem medidas simultâneas nas duas faixas, para assim obter a maior cobertura possível no UV. Comumente existem vários espectros na base de dados para cada objeto. Foi feita uma coleta dos espectros menos ruidosos e medidos em datas próximas, com uma diferença de no máximo uma semana. Para cada conjunto de espectros que cumprissem estes requisitos, foi feita uma comparação e uma média entre os espectros similares em nível de fluxo e forma. Nos objetos para os quais existem dados de datas muito diferentes, agruparam-se os espectros mais próximos no tempo, escolhendo as médias menos ruidosas para análise. Os dados do IUE vêm em tabelas binárias ou em tabelas ASCII. Estas tabelas têm quatro colunas: comprimento de onda (\AA), fluxo ($\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$), desvio padrão do fluxo ($\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$) e o índice de qualidade dos dados (código numérico, se for =0 o pixel não apresenta problemas, se for >0 o pixel apresentou um problema (detalhes são dados em archive.stsci.com/iue/). A tabela 2.2 mostra as datas de observação para cada objeto e grupo de espectros. A cada grupo foi associado um código para posterior referência que, para os dados do IUE, sempre tem como prefixo o número 1 e uma letra latina (a,b,c...). Por exemplo, para referenciar o espectro IUE de UX UMa de 16/10/80 vamos usar UX UMa (1a.).

2.3 HST

Foram coletados dados espectroscópicos no UV da base de dados do HST (Hubble Space Telescope) de dois espectrógrafos; o GHRS (Goddard High Resolution Spectrograph) e o STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph), que veio substituir o GHRS depois que este saiu de operação em 1997.

2.3.1 GHRS

O GHRS operava com cinco redes para espectroscopia em primeira ordem, duas delas com

cobertura entre 1100–1900 Å em baixa e média resolução, 2000 (~1 Å) e 20000 (~0.1 Å) respectivamente, a outras três com coberturas de 1150–2300 Å, 1600–2300 Å e 2000–3300 Å, todas com média resolução. Além disso, dispunha também de duas redes Echelle, com coberturas 1100–1700 Å e 1700–3200 Å e resolução de ~0.02 Å. O espectrógrafo trabalhava em dois modos: ACCUM e RAPID, o último com alta resolução temporal, fazendo uma sub-integração a cada 50 milissegundos. Não foram encontrados dados obtidos na faixa entre 1700 e 3200 Å

Os dados espectroscópicos do GHRS já vem calibrados em fluxo e comprimento de onda. As duas informações vêm em arquivos separados, o primeiro com os valores do fluxo para cada pixel e o segundo com a correspondente relação entre o comprimento de onda e pixels, com os quais se constrói o espectro. Em qualquer dos modos de operação os dados vêm em grupos de espectros, onde cada espectro é uma sub-integração, É feita uma média entre as sub-integrações para obter o espectro final. No modo ACCUM existe a possibilidade de inclinar ligeiramente a rede para deslocar levemente o espectro em comprimento de onda. Isto é útil para minimizar o ruído durante a redução. Assim, quando esta opção foi usada, os espectros formam 2 ou 4 subgrupos com o comprimento de onda deslocado. Para fazer a média é preciso primeiro alinhar os espectros.

2.3.2 STIS

O STIS operava no ultravioleta com quatro redes para espectroscopia em primeira ordem, duas em baixa resolução e duas em media resolução. Também tem dois espectrógrafos Echelle para alta resolução e dois detetores, NUV–MAMA e FUV–MAMA, que funcionam nas faixas NUV (1570–3180 Å) e FUV (1150–1730 Å), respectivamente. Não foram encontrados dados obtidos na faixa entre 1570 e 3180 Å. Os espectros coletados vem das observações feitas com o detetor FUV–MAMA com a rede G140L para espectroscopia em primeira ordem e a rede E140M para espectroscopia Echelle. A espectroscopia em primeira ordem tem uma resolução espectral de ~1 Å e a espectroscopia echelle tem FWHM ~ 0.02 Å Analogamente aos espectros do GHRS, neste caso também os espectros são calibrados em fluxo e comprimento de onda em um único arquivo em formato FITS. Este arquivo contém múltiplas sub-integrações das quais se extraiu a média. Os modos de operação destes

instrumentos eram ACCUM (faz uma integração por um determinado tempo de e guarda os dados, não tem resolução temporal) e TIME-TAG (tem resolução temporal, cada sub-integração é guardada em uma imagem dentro de um grupo). Tanto em baixa resolução como em alta, a maioria dos dados coletados provém de observações feitas em modo ACCUM, mas foram encontrados também espectros observados em modo TIME-TAG. Os dados calibrados já vem integrados com se fossem dados ACCUM. Os espectros em primeira ordem são fornecidos em um arquivo com uma imagem, mas os dados Echelle vem em um grupo de imagens, cada uma correspondendo a uma ordem espectral, com uma cobertura de aproximadamente 20 Å. No último caso estes espectros são combinados para obter o espectro com a cobertura completa.

A tabela 2.2 mostra para quais objetos foram encontrados dados no arquivo do HST, da mesma maneira como se fez com os dados do IUE, foi associado um código para posterior referência.

Tabela 2.2 Variáveis cataclísmicas selecionadas para as quais foram encontrados dados espectroscópicos no UV.

Objeto	IUE (1150–3350 Å)			HST (1150–1700 Å)		
	1a	1b	1c	2a	2b	2c
AC Cnc	5/12/82					
BH Lyn	16/11/95			12/1/02		
BK Lyn				13/4/03		
BP Lyn	18/2/88			2/4/03		
BT Mon	16/2/86	14/3/85				
CM Del	10/8/81	17/10/81				
CP Pup	27/2/86					
DI Lac	28/9/86			19/4/00		
DN Gem	19/2/90					
DW UMa	13/11/85	15/2/87		25/1/99		
HL Aqr	24/6/84					
HR Del	21/8/80	29/4/88				
HV And				26/11/02		
IX Vel	19/4/83			3/4/00	30/5/00	19/7/00
KR Aur	12/8/81					
LN Uma	28/2/91					

Objeto	IUE (1150–3350 Å)			HST (1150–1700 Å)		
	1a	1b	1c	2a	2b	2c
LQ Peg	6/7/82					
LS Peg	6/10/90	10/5/94				
LX Ser	26/2/85					
PX And	21/7/90					
QU Car	27/6/91			12/2/00		
RR Pic	3/12/81	23/8/82				
RW Sex	5/2/82	29–3/06/85		4/5/96		
RW Tri	14/1/82			21–26/1/97		
RZ Gru	6–12/09/82					
SW Sex	4/7/82	13/11/83				
T Aur	9/8/82	15/11/83		7/3/03		
TW Pic	13–11/11/85	24/8/88				
UU Aqr	29/6/94					
UX UMa	16/10/80	16/2/82	19–23/01/93	30/8/98	11/11/96	
V1315 Aql	12/11/85					
V1776 Cyg	14/9/95			16/3/03		
V347 Pup	15/4/91					
V348 Pup	15/4/91	16/14/91				
V363 Aur	29/2/80	28/02/85				
V380 Oph				6/7/03		
V3885 Sgr	11/4/79	10–12/04/84	22/7/84	30/4/00	20/8/00	13/11/00
V442 Oph	12/8/81	14/10/81				
V533 Her	29/9/80	29/5/92				
V592 Cas	5/12/81					
V603 Aql	7/10/92	2/6/93	7/5/96	6/1/96		
V794 Aql	14/10/81			28/8/03		
V825 Her	4/7/82			14/6/04		
V841 Oph	14/2/80	7/4/95				
VY Scl	21/12/87	23/12/87		6/5/03		
WX Ari	19/1/83	17/9/95				
X Ser	20/5/82	16/7/89				
0928+5004	1/3/92					

2.4 Parâmetros das binárias

Os modelos e a síntese espectral de discos em geral dependem de muitos parâmetros da binária (seção 3.1 e 3.2). Para poder estimar um deles, por exemplo, a taxa de transferência de matéria, é preciso conhecer com exatidão suficiente os outros. Além disso, é preciso saber com razoável precisão a absorção e avermelhamento do meio interestelar para comparar o espectro com os modelos. Os parâmetros procurados na literatura para cada sistema foram: massa da primária, M_1 , massa da secundária, M_2 , inclinação orbital, i , período orbital, P_{orb} , e a distância, d . Foram coletados na literatura o maior número possível de estimativas destes parâmetros e também o valor da extinção interestelar dado pelo excesso de cor $E(B-V)$ ou o coeficiente de extinção, A_v . A tabela 2.3 mostra o resultado desta busca. Os valores para as massas das componentes da binária, estão em massas solares, a inclinação em graus, o período orbital em dias e a distância em parsecs. Como alguns objetos apresentam vários valores na literatura, foi feita uma média, quando estes valores estavam próximos um do outro, caso contrário, escolheu-se o valor mais recente ou o valor obtido pelo método mais confiável. Quando publicados, os desvios padrões são apresentados em baixo de cada parâmetro, ou são fornecidos intervalos de confiança. A magnitude das incertezas de cada parâmetro dependem muito do método utilizado para estimá-lo. Métodos diferentes são utilizados para os vários tipos de VC's. Em geral, para obter as massas são usadas a amplitude de velocidade radial das linhas de emissão K_{em} (como estimativa da amplitude de velocidade radial da primária K_1), uma estimativa da relação de massas "q", a inclinação orbital "i" e o período orbital (Bailey 1990). Um dos problemas principais reside no fato de K_{em} não representar exatamente K_1 . Se K_{em} é sistematicamente maior do que K_1 , o valor de "q" também será sistematicamente maior. As incertezas na estimativa da massa dependem por tanto do método utilizado para estimar K_1 , "q" e "i". Estes métodos são consideravelmente mais precisos no caso de sistemas eclipsantes. Já no caso de sistemas de inclinação baixa, têm que ser utilizados outros métodos que dependem de modelos e as incertezas aumentam. No caso da inclinação a incerteza para sistemas eclipsantes é da ordem de uns poucos graus, mas para sistemas não eclipsantes aumenta até poucas dezenas de graus. Assim, as estimativas das massas tem incertezas que vão desde $\sim 0.05 M_{\odot}$ até $\sim 0.3M_{\odot}$. Na maioria das vezes é possível

mente impor limites, superior ou inferior, ao valor destas massas.

No caso da distância, o método mais utilizado para as NL é o método de Bailey que relaciona a distância com a magnitude na banda K da secundária e o período orbital (Relação de Barnes–Evans). Este método depende muito da relação massa–raio da secundária onde podem contribuir outras incertezas. Para as CN é frequentemente utilizada a relação entre o tempo de decaimento e a magnitude absoluta no máximo da erupção ou a paralaxe de expansão do envelope. Apenas poucas VC's tem distâncias determinadas por paralaxe geométrica com uma precisão razoável (especificamente IX Vel e V3885 Sgr). Também são usados como indicadores de distância o avermelhamento interestelar, as propriedades do disco de acreção assim como a relação entre a largura equivalente da linha H_{β} e a magnitude absoluta (Patterson, 1984). Em todos estes métodos a incerteza no valor da distância é muito grande devido à quantidade de aproximações e suposições que são feitas (Berriman, 1987). É comum encontrar para um mesmo objeto valores incompatíveis estimados com diferentes métodos. Em resumo a distância é o parâmetro sobre o qual incidem as maiores incertezas.

Ao contrário da distância o período orbital é o parâmetro para o qual tem se medidas mais precisas. As incertezas, dado o valor em dias, incidem nos piores casos no quarto algarismo decimal. Existem determinações cuja incerteza aparece até no sétimo ou oitavo algarismo. Esta precisão é mais que suficiente para os objetivos deste trabalho.

O valor de $E(B-V)$ da tabela 2.3, foi utilizado para corrigir o avermelhamento interestelar nos espectros da tabela 2.2. Para estimar este valor ou a extinção total A_v é comumente usada a curva de avermelhamento de Seaton (1979) e a morfologia do espectro na região de 2200 Å (por exemplo, Verbunt 1987). Também é utilizada a profundidade das linhas interestelares de Na I (5890.0 e 5895.5 Å) ou do K I (7699.0 Å) (Munari e Zwitter, 1997). Tanto o nível de fluxo como a forma do espectro são extremamente sensíveis ao valor do $E(B-V)$, o que leva a que os valores de dM/dt calculados mediante o ajuste destes espectros sejam também fortemente afetados pelo valor deste parâmetro. As incertezas características nas estimativas de $E(B-V)$ estão entre $\sim 0.02-0.05$ mag (Verbunt, 1987). Pode ser estimado que estes valores de incerteza provocariam um erro de $\sim 30\%-50\%$ no cálculo da transferência de massa.

Tabela 2.3 Parâmetros físicos das VC's selecionadas. Período orbital P (dias), magnitude aparente no visível (m_v), tipo, inclinação orbital em graus, massa da primária e da secundária em massas solares, distância em parsecs e o excesso de cor devido à extinção interestelar $E(B-V)$. A segunda linha corresponde às incertezas em cada parâmetro.

Objeto	P(dias)	m_v	Tipo	i (°)	M_1/M_\odot	M_2/M_\odot	d(pc)	$E(B-V)$	REF
1 0928+5004	0.42	14.3	NL (UX)						1
2 AC Cnc	0.3	13.8	NL (UX)	72 3	0.76 0.03	0.77 0.05	550 150	0	1,3,8
3 BHLyn	0.16	17.2	NL(SW)	79	0.73	0.33			1,9
4 BP Lyn	0.15	14.5	NL (UX)	+5/-3 60-70	+0.70/-0.36 0.2-0.3	+0.17/-0.11 0.4-0.42	150-170		1,10
5 BT Mon	0.33	15.4	CN (1939)	82.3 3.2	1.04 0.06	0.87 0.06	1700 300	0.15	1,6,11
6 CM Del	0.16	13.4	NL (UX)	73 47	0.48 0.15	0.36 0.03	130-300	0.08	1,3,12
7 DI Lac	0.54	14.3	CN (1910)	<18	0.55-0.8		1320	0.41	1,2,13,42
8 DN Gem	0.13	15.8	CN (1912)	<50	~1	0.34	1600 600	0.08-0.13	1,3,14
9 DO Leo	0.23	16.5	NL						1
10 DW UMa	0.14	14.9	NL (UX)	82 4	0.77 0.07	0.3 0.1	930 160	0	1,3, 15
11 HL Aqr	0.14	13.5	NL (UX)					0.05	1,4
12 HR Del	0.21	11.9	CN(1967)	40 2	0.67 0.08	0.55 0.03	900/285	0.15	1,2,22,42
13 HV And	0.06	15.2	NL						1
14 IX Vel	0.19	9.1	NL (UX)	60 5	0.82 0.14	0.53 0.09	95 12	0.01	1,3,21,17
15 LQ Peg	0.12	14.7	NL (UX)						1
16 LS Peg	0.17	13	NL(SW)	30	-0.75	-0.39		<0.05	1,23,24
17 PX And	0.15	15	NL(SW)	74	0.7?	0.32	>180	0.05	1,25,26
18 QU Car	0.45	11.1	NL	<60	~1		610 17	0.1	1,3,17
19 RR Pic	0.15	12	CN(1925)	65	0.95	0.4	600/240	0.02	1,2,17,18,42
20 RW Sex	0.25	10.4	NL (UX)	34 6	0.8	0.6	150/400	0.02	1,3,27
21 RW Tri	0.23	12.6	NL (UX)	70.5 2.5	0.55 0.15	0.35 0.05	311-379	0.1	1,3,16
22 RZ Gru	0.36	12.3	NL (UX)				440 40	0.03	1,3,20
23 SW Sex	0.13	14.8B	NL (UX)	>75	0.5	<0.3	440-460	0	1,3,28
24 T Aur	0.2	14.9	CN (1891)	57	0.68	0.63	960	0.39	1,2,17
25 TW Pic	0.27	14.1	NL VY ?	26-40	<1	0.6	720	0.02	1,3,28,29,30
26 UUAqr	0.16	13.3	NL (UX)	78 2	0.67 0.14	0.2 0.07	200-270		1,31

Objeto	P(dias)	mv	Tipo	i (°)	M ₁ /M _☉	M ₂ /M _☉	d(pc)	E(B-V)	REF
27 UX Uma	0.2	12.7	NL (UX)	71	0.47	0.47	340	0.02	1,3,32
				0.6	0.07	0.1			
28 V1315 Aql	0.14	14.4	NL (UX)	82	0.73	0.3	300	0.1	1,3,19
				4	0.3	0.01			
29 V1776 Cyg	0.16	16.7	NL (UX)	75	0.6	0.37			1
30 V348 Pup	0.1	15.5	NL(SW)	81.1	0.65	0.2	429–500	0.18–0.40	1,35
				1					
31 V380 Oph	0.16	15.5	NL	42	0.58	0.36			1
				13	0.19	0.04			
32 V3885 Sgr	0.22	9.6	NL (UX)	<50	0.8	0.7	110–280	0.02	1,3,17,19
					0.2	0.1			
33 V363 Aur	0.32	14.2	NL (UX)	70	0.86	0.77	600–700	0.13	1,3,8,19
				2	0.08	0.04	250		
34 V592 Cas	0.12	12.6	NL (UX)	18–39	0.8–1.4	0.3	330	0.25	1,3,35,5
35 V603 Aql	0.14	11.4	CN (1918)	13	1.2	0.29	110–360	0.08	1,2,18,19
				2	0.2	0.4			
36 V825 Her	0.21	14.1	NL						1
37 V841 Oph	0.6	13.5	CN (1848)	8–68	<1.3	<1.3	255	0.30–0.39	1,2,19,37,38
38 WX Ari	0.14	15.3	NL (UX)	72		0.32	198		1,19,34
39 X Ser	1.48	16.4	CN (1903)					1	1,33
40 BK Lyn	0.07	14.1	NL / DN ?	32	0.3	0.2	114–185	0	7,26
				12	+0.5/–0.12				
41 V442 Oph	0.12	14	NL VY	67	0.34	0.31	80–130	0.22	1,3,12
				27	0.1	0.02			
42 LX Ser	0.16	14.5	NL VY	75–90	0.41	0.36	145/340/460	0	1,19,28
					0.09	0.02			
43 KR Aur	0.16	11.3	NL VY	38	0.59	0.35	180	0.05	1,3,45
				10	0.17	0.02			
44 VY Scl	0.23	12.9	NL VY	30	1.22	0.43	530	0.06	1,19,3
				10	0.22	0.13			
45 LN UMa	0.14	14.6	NL VY						1
46 V794 Aql	0.15	14.2	NL VY	39	0.88	0.53	200	0	1,3,40
				17	0.39	0.07			
47 CP Pup	0.06	15	CN (1942)	25–35	0.12–0.86		700	0.21	1,3,39,26
48 V533 Her	0.15	14.3	CN (1963)	62	0.95	0.33	1200	0.03	1,3,36,19
49 V347 Pup	0.23	13.4	NL	80	0.63	0.57	510	0.05	44
				3			160		

Referências da tabela 2.3:

1. Ritter e Kolb 2003; **2.** Diaz e Bruch 1997; **3.** Bruch e Engel 1994; **4.** Hunger et. al. 1985; **5.** Taylor et. al. 1998; **6.** Downes e Duerbeck 2000; **7.** Dobrzycka et. al. 1992; **8.** Thoroughgood et. al. 2004; **9.** Hoard e Szkody 1997, **10.** Hoard e Szkody 1996, **11.** Smith D.A. et. al. 1998; **12.** Berriman 1995; **13.** Moyer et. al. 2003; **14.** Retter et. al. 1999; **15.** Araujo et. al. 2003; **16.** McArthur et. al. 2003; **17.** Duerbeck 1999; **18.** Barret 1996; **19.** Meliani, Araujo e Aguiar 2000; **20.** Stickland et. al. 1984; **21.** Long et. al. 1994; **22.** Selvelli 2003; **23.** Szkody et. al. 1997; **24.** Taylor, Thorstensen e Patterson 1999; **25.** Greiner 1998; **26.** Retter e Naylor 2000; **27.** Pringa et. al. 2003; **28.** Rutten, Van Paradijs e Tinbengen 1992; **29.** Buckley e Tuohy 1990; **30.** Mouchet et. al. 1991; **31.** Baptista, Steiner e Horne 1996; **32.** Patterson 1984; **33.** Weight et/ al. 1994; **34.** Rodriguez-Gil et. al. 2000; **35.** Froming, Long e Baptista 2003; **36.** Rodriguez-Gil e Martinez 2002; **37.** Huber et. al. 1998; **38.** Diaz e Ribeiro 2003; **39.** Verbunt et. al. 1997; **40.** Eracleous, Halpern e Patterson 1991; **41.** Vande et. al. 2003; **42.** Warner 1987; **43.** Greenstein e Oke 1982; **44.** Diaz e Hubeny 1999; **45.** Wade 1988.

Capítulo 3

Métodos de síntese espectral

3.1 Parâmetros iniciais e perfil de temperatura

Para estimar o valor da taxa de transferência de massa no disco de VC's quiescentes foi tentado um ajuste do contínuo espectral no UV. Para modelizar o contínuo utilizaram-se duas aproximações para a emissão do disco: a de corpo negro, que não leva em conta a estrutura vertical do disco, e a estrutura de uma atmosfera estelar modificada que leva em conta a transferência radiativa e, além disso, inclui uma distribuição vertical para a dissipação viscosa. Para os dois modelos foi imposta como condição de contorno que o fluxo na superfície do disco esteja distribuído radialmente de acordo com o modelo de disco padrão (equação 1.27) com a temperatura efetiva a uma distância R da anã branca sendo dada por:

$$T_{eff}(R) = \left(\frac{3GM(1)\dot{M}}{8\pi R_*^3 \sigma} \right)^{1/4} \left(\frac{R_*}{R} \right)^{3/4} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]^{1/4} \quad (3.1)$$

Além destas aproximações, vamos supor que toda a energia gerada pelo atrito viscoso no interior do disco é transportada e emitida radiativamente, ou seja não se incluiu a presença de vento ou convecção no disco. É usada a relação massa-raio para uma anã branca de carbono

a temperatura de 0 K de Hamada e Salpeter (1961). O raio interno do disco foi fixado a uma distância de $1.05 R_1$ do centro da primária. O raio externo foi limitado por uma temperatura efetiva de 8000 K ou a 75% do raio do lobo de Roche da primária. Além deste raio o disco sofre deformações devido a efeitos das forças de maré (Whitehurst e King 1991; Osaki, Hirose e Ichikawa 1993). Se utilizaram apenas os sistemas para os quais foi possível fazer uma correção razoavelmente segura do avermelhamento interestelar.

O perfil de temperatura efetiva do disco, levando em conta relação de Hamada e Salpeter, dependeria então de dois parâmetros, a massa da primária e a taxa de transferência de matéria. As figuras 3.1a e 3.1b, mostram a forma e o comportamento do perfil radial de temperatura do disco padrão para valores típicos de M_1 e \dot{M} em VC's. Se aproximamos a relação massa–raio da primária à de Chandrasekhar, concluímos que a temperatura do disco varia aproximadamente na forma $T \propto M_1^{2/4}(\dot{M}/dt)^{1/4}$. O primeiro fator da equação 3.1 é conhecido como a temperatura do disco, T_* . O perfil de temperatura tem seu máximo em $(49/36)R_1$ e o valor da temperatura efetiva nesse ponto é de $0.488T_*$.

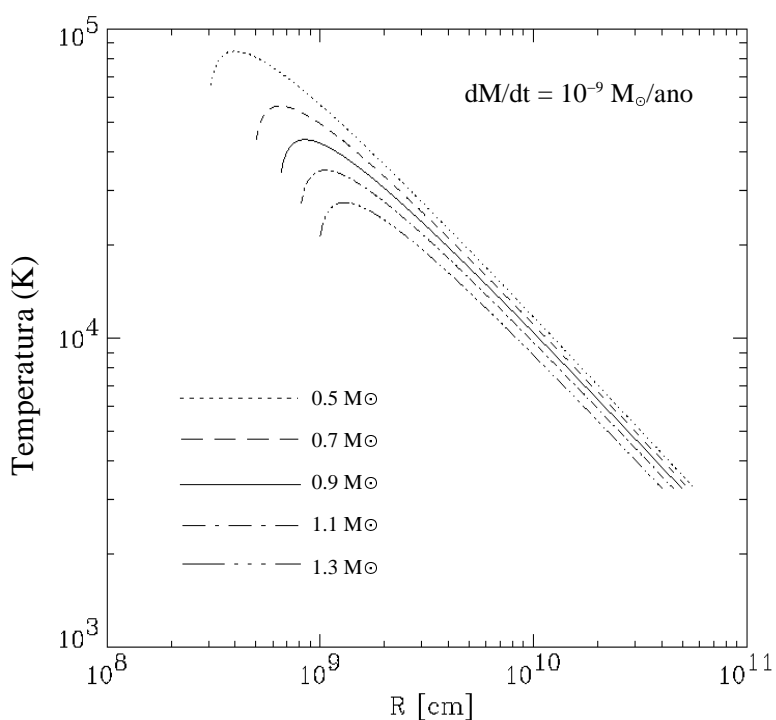


Fig. 3.1a Perfil de temperatura efetiva para cinco valores da massa da primária com uma taxa de transferência de matéria $dM/dt = 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$.

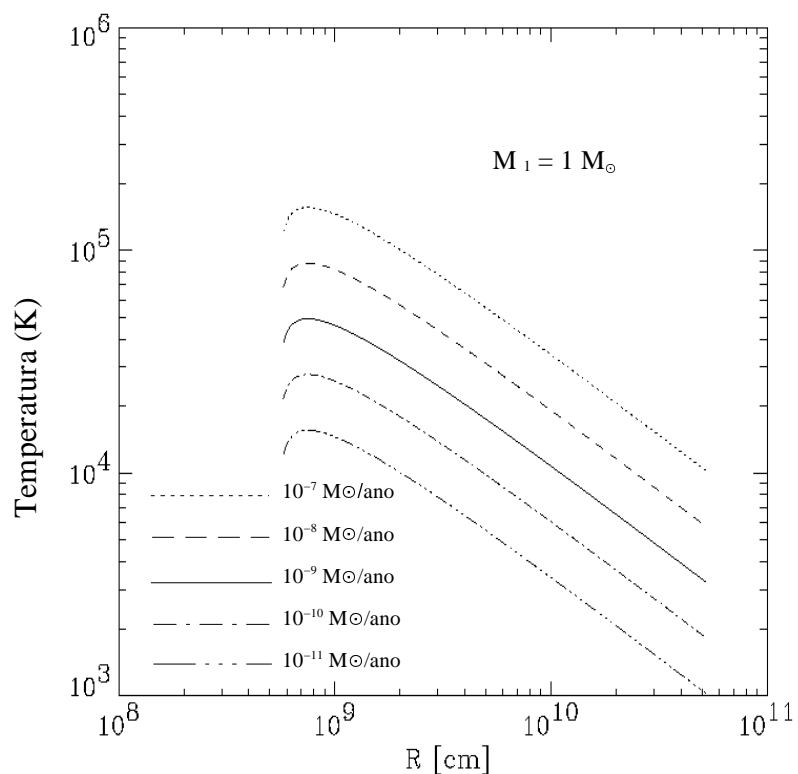


Fig. 3.1b Perfil de temperatura efetiva para cinco valores da taxa de transferência de matéria com uma massa da primária $M_1 = 1M_\odot$.

3.2 Modelos de corpo negro

Foi elaborado um código que modela o disco de acreção como um conjunto de anéis concêntricos que emitem como corpos negros a uma temperatura dada pelo modelo de disco padrão (eq. 3.1). Cada anel a uma distância R da primária emitiria radiação com uma intensidade específica dada pela função de Plank, $B_\lambda(T)$:

$$I_{\lambda} = B_{\lambda} [T(R)] = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{hc/kT(R)\lambda} - 1} \right) \quad (3.2)$$

Esta aproximação, como se comentou no capítulo 1, despreza os efeitos de atmosfera estendida do disco no fluxo observado. Para um observador a uma distância d do objeto e cuja linha de visada faz um ângulo i com a normal ao plano do disco, o fluxo por comprimento de onda λ que vem do disco é:

$$f_{\lambda} = \frac{4\pi hc^2 \cos i}{d^2 \lambda^5} \int_{R_{inter}}^{R_{ext}} \frac{RdR}{e^{hc/kT(R)\lambda} - 1} \quad (3.3)$$

O objetivo do código é calcular o valor da equação 3.3 para cada comprimento de onda λ dentro de um intervalo dado. Os limites deste intervalo são parâmetros de entrada do programa, além da amostragem em comprimento de onda do espectro gerado. Os outros parâmetros de entrada são: a massa da primária, a massa da secundária, a inclinação orbital a taxa de transferência de matéria, a distância ao objeto e o período orbital. A integral foi calculada por quadratura simples desde o raio interno do disco até o raio externo (estimados como explicado na seção 3.1). Se usou uma grade de valores logarítmica no raio, já que as maiores contribuições ao fluxo no UV vêm da parte interna do disco. O número de anéis usado na integração da equação 3.3 foi de 300. Este programa foi criado como uma tarefa (BBDISK) dentro do ambiente IRAF na linguagem SPP. Os valores do fluxo gerado com este programa foram comparados, tanto no óptico como no UV, com os valores publicados por Richard Wade (1984) e apresentaram uma boa concordância.

Da equação 3.3 podemos concluir que o fluxo total emitido dentro de uma faixa em comprimento de onda $[\lambda_1, \lambda_2]$ é de:

$$F_{[\lambda_1, \lambda_2]} = \frac{4\pi hc^2 \cos i}{d^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^5} \int_{R_{inter}}^{R_{ext}} \frac{RdR}{e^{hc/kT(R)\lambda} - 1} d\lambda \quad (3.4)$$

Se na equação 3.4 é colocado o valor do fluxo observado dentro de certa faixa no UV, e se conhecemos todos os valores dos outros parâmetros do sistema, com exceção da taxa de transferência de matéria obtemos uma equação não linear para uma dada taxa de transferência. Para calcular o fluxo de entrada ajustamos o contínuo UV observado por um polinômio de terceira ordem. Foram considerados intervalos em comprimento de onda que não contém linhas. Foi medido, neste ajuste, o valor do fluxo total emitido dentro de uma banda. Um segundo código elaborado (BBMDOT) utiliza um método iterativo para extrair o valor de dM/dt da equação (3.1), tendo como entrada o valor do fluxo medido com o ajuste do contínuo além dos outros parâmetros utilizados pelo BBDISK. O valor da taxa de transferência inicial para a interação corresponde à dada pela relação de Patterson (1984) para o período orbital do objeto. Com este valor inicial BBDISK calcula o espectro e o fluxo dentro da faixa de comprimento de onda determinada. Com estes resultados BBMDOT calcula a razão entre este fluxo calculado e o fluxo medido com o ajuste (γ). Um novo valor da taxa de transferência é definido multiplicando a anterior por γ . Com este valor atualizado volta-se a calcular um novo espectro e valor do fluxo até que o γ cumpra com relação: $|1-\gamma| < \epsilon$. Onde ϵ é o valor de tolerância da iteração que neste caso foi adotado 10^{-5} . Encontramos que às vezes a convergência do método era afetada quando os valores iniciais de γ são muito grandes. Testaram-se algumas variantes deste parâmetro que chamaremos de α , como $\alpha = \gamma^p$ ou $\alpha = k\gamma$ com p e k entre 0.5 e 1. A convergência melhorou no caso em que $\alpha = k\gamma$. As saídas do algoritmo são o espectro composto no modelo de corpo negro e o valor de dM/dt que produz o fluxo observado corrigido da extinção interestelar.

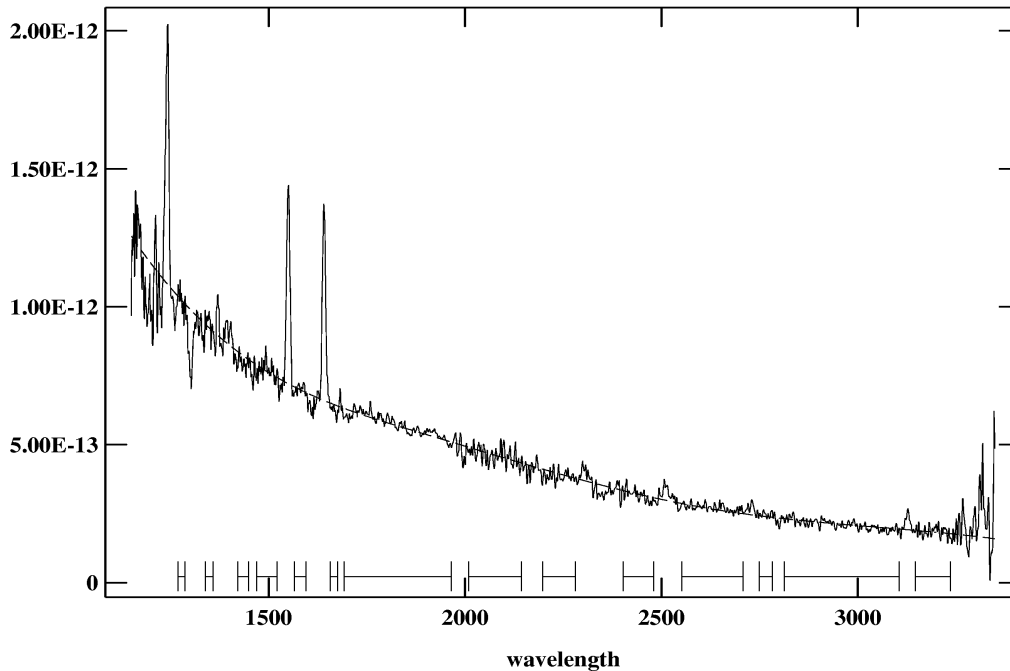


Fig. 3.2 Exemplo de ajuste do contínuo a um polinômio de grau três. São mostrados os intervalos de comprimento de onda usados para o ajuste.

3.3 Modelos de Atmosferas de Discos

Nesta parte do trabalho foram utilizados modelos de atmosferas estelares modificadas para estimar a taxa de transferência de matéria em discos. Esse tipo de modelo numérico para atmosferas estelares foi desenvolvido nos últimos trinta anos e se baseia nos exemplos clássicos calculados por Mihalas e Auer no fim da década dos 60 (Auer e Mihalas, 1968, 1969, 1970). Estas soluções utilizam o método matemático conhecido como "linearização completa" (Auer e Mihalas, 1968) para resolver o sistema de equações que descreve a estrutura de uma atmosfera estelar. As primeiras tentativas de modelizar a estrutura vertical de um disco de acreção e sintetizar seu espectro usando atmosferas estelares modificadas foi

feita por Kriz e Hubeny (1986).

São três as principais diferenças entre um modelo de atmosfera estelar clássica e o modelo de atmosfera de disco:

- 1) A dependência da gravidade com a altura,
- 2) A geração de energia no interior da atmosfera que conduz a que o fluxo de energia não seja constante,
- 3) A espessura óptica no plano central não é considerada infinita, nem é tomado um valor a priori para ela. Alternativamente, a mesma é determinada de forma autoconsistente por outros parâmetros estruturais.

Foi utilizada a aproximação de um disco estacionário, geometricamente fino e opticamente espesso. O disco é dividido em anéis concêntricos, cada um deles com raio R especificado no plano central do disco. Cada anel é aproximado por uma atmosfera plano paralela em equilíbrio termodinâmico local (ETL). Para calcular a estrutura do disco em cada anel se levaram em conta átomos desde $Z=1$ (H) até $Z=30$ (Zn) com abundâncias solares. Porém somente foram consideradas as opacidades das linhas de H, He e do contínuo. Para as temperaturas efetivas típicas em discos de VC's, outras fontes de opacidade não são cruciais na determinação da sua estrutura. Não se considera transferência radiativa na direção radial, apenas o escurecimento de bordo. Para todos os anéis foi monitorada a contribuição do fluxo convectivo que não foi considerado.

3.3.1 Equações de estrutura de uma atmosfera de disco

3.3.1.1 Equações de equilíbrio hidrostático

A atmosfera de disco se encontra em equilíbrio hidrostático com gravidade g_z , que surge da componente vertical da força gravitacional da estrela central. Desprezando a auto-gravidade do disco e assumindo que a distância até a estrela R é muito maior do que a distância ao plano central do disco $z=0$, as equações do equilíbrio hidrostático são:

$$\frac{dP}{dm} = Qz \quad (3.5)$$

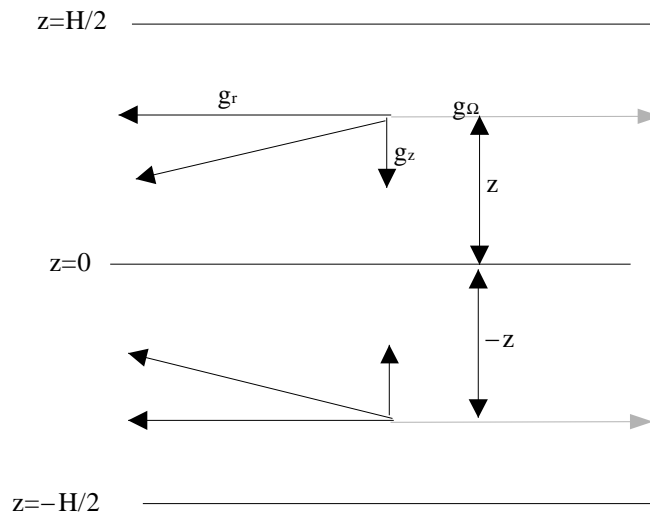
$$Q = \frac{GM_1}{R^3} \quad (3.6)$$

$$P = NkT + \left(\frac{4\pi}{c} \right) \int_0^\infty K_\nu d\nu \quad (3.7)$$

$$K_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu) \mu^2 d\mu \quad (3.8)$$

$$m = \int_z^\infty \rho dz \quad (3.9)$$

$$M = \frac{\Sigma}{2} = \int_0^\infty \rho dz \quad (3.10)$$



$$g_r = g_\Omega = \frac{GM_1}{(R^2 + z^2)^{3/2}} R \approx \frac{GM_1}{R^2} \quad g_z = \frac{GM_1}{(R^2 + z^2)^{3/2}} z \approx \frac{GM_1}{R^3} z$$

Fig 3.3 Esquema de um anel do disco. É mostrada a dependência da gravidade com a distância ao plano central do disco z . A componente radial da gravidade g_r é compensada pela aceleração centrífuga g_Ω .

Onde P é pressão do gás, R a distância ao centro da anã branca, N a densidade total de partículas, K_v é o segundo momento da intensidade específica de radiação, m é a densidade de massa colunar medida desde uma altura z até a superfície do disco e ρ é a densidade volumétrica de massa.

3.3.1.2 Equação de transferência radiativa

A transferência radiativa no disco é descrita pela equação:

$$\mu \frac{dI_v}{dm} = \frac{\chi_v}{\rho} (I_v - S_v) \quad (3.10)$$

Onde I_v é a intensidade específica, S_v é a função fonte, χ_v é coeficiente volumétrico de absorção, ν a frequência da radiação e μ é o coseno da inclinação i . Como condição de contorno superior temos que o disco não é irradiado externamente, ou seja:

$$I_v(m=0, \mu < 0) = 0 \quad (3.11)$$

Se impôs também a condição de que o disco seja simétrico com relação ao plano central:

$$I_v(m=M, \mu) = I_v(m=M, -\mu) \quad (3.12)$$

3.3.1.3 Equação de balanço de energia

Esta equação iguala a energia gerada no interior do disco pelo atrito viscoso (eq. 1.20) às perdas por radiação. A variação na direção de z da viscosidade local w_i , foi aproximada por uma função exponencial onde o expoente é o parâmetro ζ . Neste caso a equação (1.20) fica:

$$d_{mec} = \frac{9}{4} w_i \rho \frac{GM_1}{R^3} \quad (3.13)$$

$$w_i = w(\zeta + 1) \left(\frac{m}{M} \right)^\zeta \quad (3.14)$$

Onde w (definida no capítulo 1, eq. 1.23) é a viscosidade cinemática média tomada na direção vertical. A quantidade de energia por unidade de volume por unidade de tempo total que é radiada em um ponto dentro do disco, é dada pela diferença entre a energia emitida e a energia que é absorvida:

$$d_{rad} = 4\pi \int_0^{\infty} (\eta_v - \chi_v J_v) d\nu \quad (3.15)$$

Onde η_v é coeficiente de emissão. Daqui e das equações (3.13) e (3.14) temos que o balanço de energia nos fornece:

$$\int_0^{\infty} (\chi_v S_v - \chi_v J_v) d\nu = \frac{9}{16\pi} w(\zeta + 1) \left(\frac{m}{M}\right)^{\zeta} \rho \frac{GM_1}{R^3} \quad (3.16)$$

Levando em conta uma emissão isotrópica e a relação entre a coordenada z com m (eq. 3.9) vemos que a equação anterior é equivalente a:

$$\frac{dH}{dz} = 4\pi \frac{dF}{dz} = \frac{9}{16\pi} w(\zeta + 1) \left(\frac{m}{M}\right)^{\zeta} \rho \frac{GM_1}{R^3} \quad (3.17)$$

Onde H é a primeiro momento da intensidade específica de radiação integrado em todas as frequências e F é o fluxo. Esta equação põe em evidência a não conservação do fluxo ao longo da direção z , que é a principal diferença entre os discos e as atmosferas estelares clássicas.

A condição de fronteira para o fluxo total é dada pela distribuição radial de temperatura efetiva descrita pelo modelo de disco padrão, eq 3.1.

3.3.1.4 Equações de equilíbrio estatístico

As equações de equilíbrio estatístico vêm dadas por:

$$\frac{dn_i}{dt} = 0 \quad (3.18)$$

Onde n_i é da população do nível i . No caso particular de ETL a expressão que descreve esta população é dada por:

$$n_i = n_e n_+ \Phi_i(T) \quad (3.19)$$

Onde n_e é da densidade eletrônica, n_+ é a população do nível fundamental do próximo estado de ionização e $\Phi_i(T)$ é o fator de Saha–Boltzmann. Estas equações são complementadas com as equações de conservação de carga e do número de partículas (detalhes podem ser vistos em Hubeny, 1988).

3.3.2 Resolução das equações de estrutura e síntese espectral

O conjunto de equações 3.5–3.19, mais as equações de conservação de carga e de partículas, compõe um sistema de equações acopladas não linear. Para resolução deste sistema se discretizam as três variáveis independentes (ângulo, frequência e profundidade), substituindo as equações diferenciais por equações em diferenças finitas e as integrais por somas de quadraturas. Cada anel é subdividido em um conjunto camadas (fig. 3.4). As camadas são espaçadas uniformemente em z e foi adotado um número de camadas $ND=99$. O sistema de equações foi assim resolvido para cada camada, usando como condições de fronteira a intensidade de radiação proveniente das camadas vizinhas. As integrais em frequência foram calculadas por quadratura para a qual se utilizaram $NJ=65$ frequências, dentro de uma faixa entre 2.632×10^{16} e 1×10^{12} (Hz), escolhidas de forma a amostrar as discontinuidades devidas à opacidade ligado–livre.

Este método de linearização completa (Auer e Milhalas, 1969, Hubeny, 1988) introduz o vetor Ψ , como:

$$\Psi_d = (J_1, \dots, J_{NJ}, N, T, n_e, n_1, \dots, n_{NL}), \quad (d=1, \dots, ND)$$

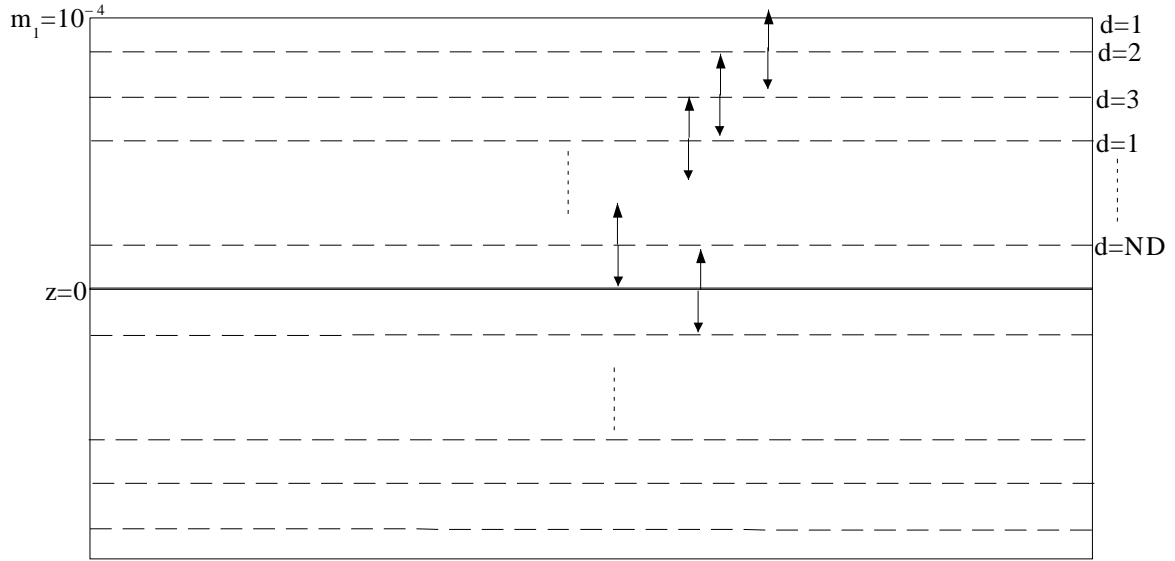


Fig. 3.4 Esquema de discretização em profundidade de um anel de um disco de acreção.

Onde, J_i ($i=1, \dots, NJ$) é a intensidade média em cada frequência considerada na quadratura, N é a densidade total de partículas, T a temperatura, n_e a densidade eletrônica e n_j ($j=1, \dots, NL$) as populações dos diferentes níveis ligados dos átomos considerados que, em nosso caso, foram apenas o H e o He. Estas equações podem ser linearizadas e ficam na forma:

$$A_d \delta \Psi_{d-1} + B_d \delta \Psi_d + C_d \delta \Psi_{d+1} = L_d \quad (3.20)$$

Onde A_d , B_d e C_d , são matrizes de dimensão $NN \times NN$, onde $NN = NJ + NL + 3$. L_d é o erro residual das equações. Os valores iniciais destas matrizes provêm de um modelo de atmosfera (Ψ_0) introduzido ao começar a iteração. Este é um sistema de equações linear em $\delta \Psi$. Uma vez achado o valor de $\delta \Psi$ se incrementa ao valor inicial do vector. Se continua a fazer este processo iterativamente até que a variação relativa máxima de entre as variáveis seja menor do que 10^{-3} . Das equações descritas acima concluímos que os parâmetros fundamentais para calcular a estrutura de uma atmosfera de disco são a M_1 , dM/dt , R_1 , o número de Reynolds (Re) e ζ .

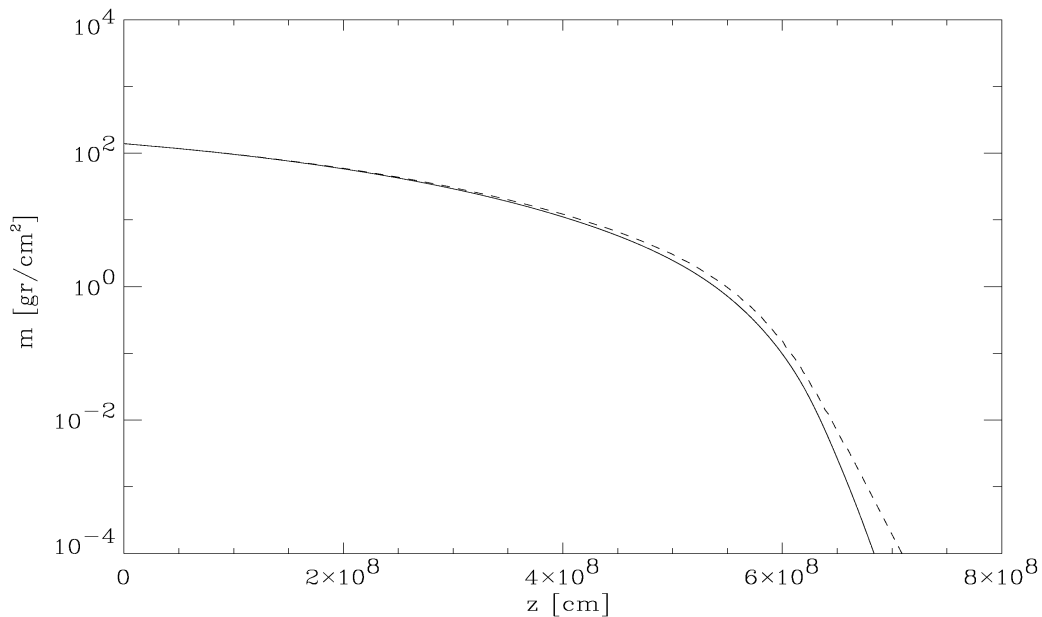


Fig. 3.5 Distribuição da densidade colunar m com a altura z . Para o anel de um disco de acreção com parâmetros $M_1=0.65 M_\odot$, $M_2=0.55 M_\odot$, $dM/dt=1 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $P_{\text{orb}}=0.214$ dias, $Re=5000$ e $\zeta=2/3$. É mostrada a densidade colunar tanto para o caso de uma atmosfera de disco cinza (linha tracejada) como o caso policromático (linha sólida).

É utilizada como estrutura inicial (Ψ_0) o modelo de atmosfera cinza ($\chi_v = \chi_{\text{Ross}}$) (Hubeny, 1988, 1989 e 1990). Nas figuras 3.5, 3.6 e 3.7 são dados exemplos de resultados do cálculo da estrutura de anéis em um disco de acreção. A figura 3.5 mostra a distribuição da densidade colunar m em função da altura com relação ao plano central do disco z , tanto para o modelo cinza como para o policromático. A figura 3.6 mostra a distribuição do fluxo com z para dois anéis do disco. A figura mostra claramente que a maior parte da energia é gerada a grandes profundidades na atmosfera. A figura 3.7 mostra a distribuição da temperatura com a altura também para dois anéis do disco. Nestes modelos se utilizaram os seguintes parâmetros: $M_1=0.65 M_\odot$, $M_2=0.55 M_\odot$, $dM/dt=1 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $P_{\text{orb}}=0.214$ dias, $Re=5000$ (independente da altura) e $\zeta=2/3$. Todas as estruturas da atmosfera foram calculadas usando o programa TLUSDISK (Hubeny, 1986 e 1990) que foi desenvolvido a partir do programa do cálculo de atmosferas estelares TLUSTY (Hubeny, 1988).

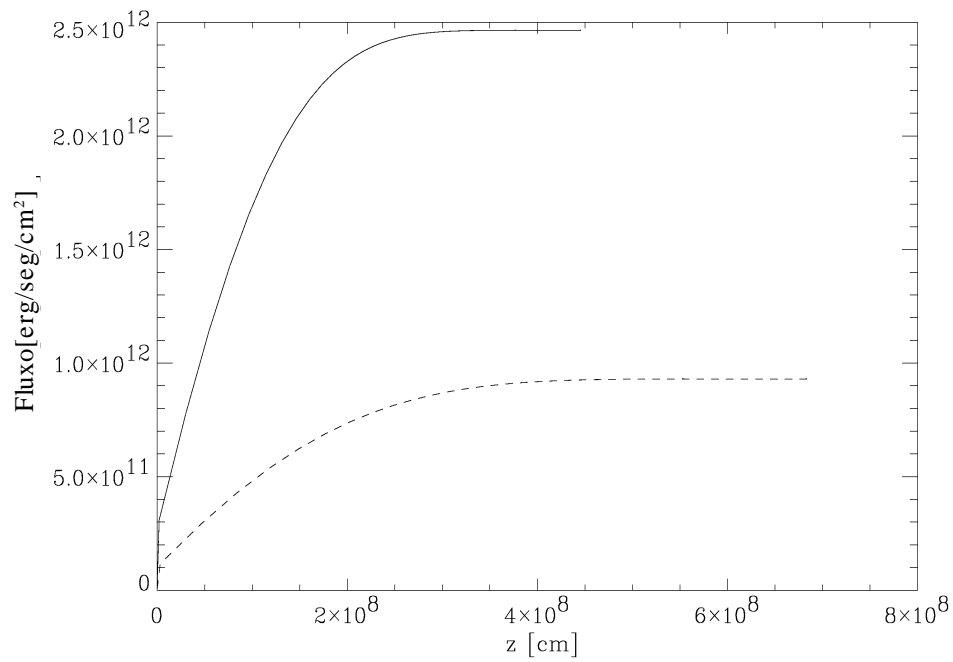


Fig. 3.6 Fluxo de radiação em função da altura ao plano central do disco z . É mostrada esta variação para dois anéis contíguos com os mesmos parâmetros da figura 3.5.

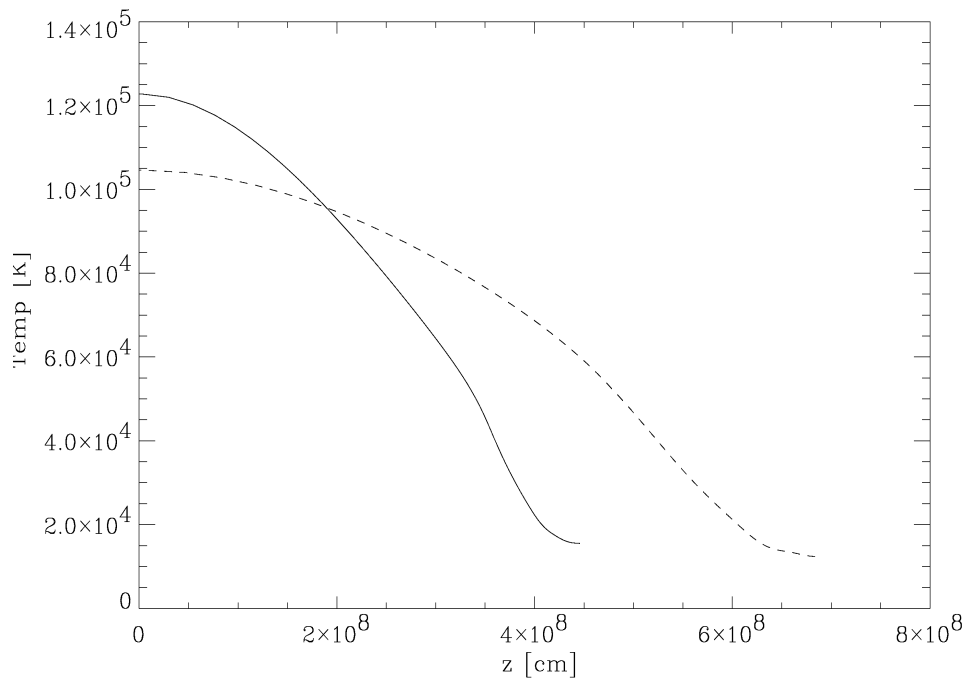


Fig. 3.7 Distribuição da temperatura com a altura z , para os mesmos anéis da figura 3.6.

Cada disco de acreção foi dividido em 8 anéis com espaçamento logarítmico em raio, o que produz um espaçamento linear em temperatura. É um número baixo, mas foi escolhido para otimizar o tempo de cálculo, sendo suficiente dentro da exatidão necessária neste estudo estatístico. Uma vez calculada a estrutura do anel, o espectro foi sintetizado usando o programa geral de síntese de atmosferas SYNSPEC (Hubeny, Lanz e Jeffery, 1994). Este programa toma os valores calculados da estrutura vertical e resolve novamente a equação de transferência radiativa para todas as frequências dentro de um intervalo, levando em conta os efeitos da temperatura e pressão na opacidade e alargamento das linhas. Para cada anel é calculado o valor de $H_\lambda(\lambda)$ e de $I_\lambda(\lambda, \mu)$, para cinco valores diferentes de $\mu = \cos i$. Para um dado μ qualquer, é feita uma interpolação linear entre estes valores. A figura 3.8 mostra os espectros sintéticos para 8 anéis de um disco de acreção com os mesmos parâmetros dos modelos da figura 3.7. Eles estão ordenados desde o mais interno (painel superior) até o mais externo (painel inferior).

O espectro integrado do disco é a soma dos espectros de cada anel. Cada anel é dividido em vários setores azimutais e as contribuições são somadas com o apropriado peso dado pela sua área e seu deslocamento Doppler kepleriano. Assim, usando o valor de $I_\lambda(\lambda, r, \mu)$ para cada anel, o espectro sintético para um objeto que se encontra a uma distância d do observador, vem dado pela expressão (Wade e Hubeny, 1998):

$$f_\lambda(\lambda, \mu) = \frac{\mu}{d^2} \int_{R_{min}}^{R_{max}} dr \int_0^{2\pi} r d\phi \int_0^\infty d\lambda' I_\lambda(\lambda', r, \mu) V(r, \phi, \mu) \Delta \quad (3.21)$$

onde

$$\Delta = \delta \left\{ \lambda - \lambda' \left[1 + \frac{1}{c} \left(\frac{GM_1}{r} \right)^{1/2} \text{sen } i \text{ sen } \phi \right] \right\} \quad (3.22)$$

e $V(r, \phi, \mu)$ é uma função que nos serve para levar em conta o ocultamento de uma pequena parte interna do disco pela anã branca.

A figura 3.9 mostra os espectros sintéticos no UV integrados do disco de acreção para cinco inclinações diferentes, $i = 30^\circ, 35^\circ, 41^\circ, 45^\circ$ e 50° .

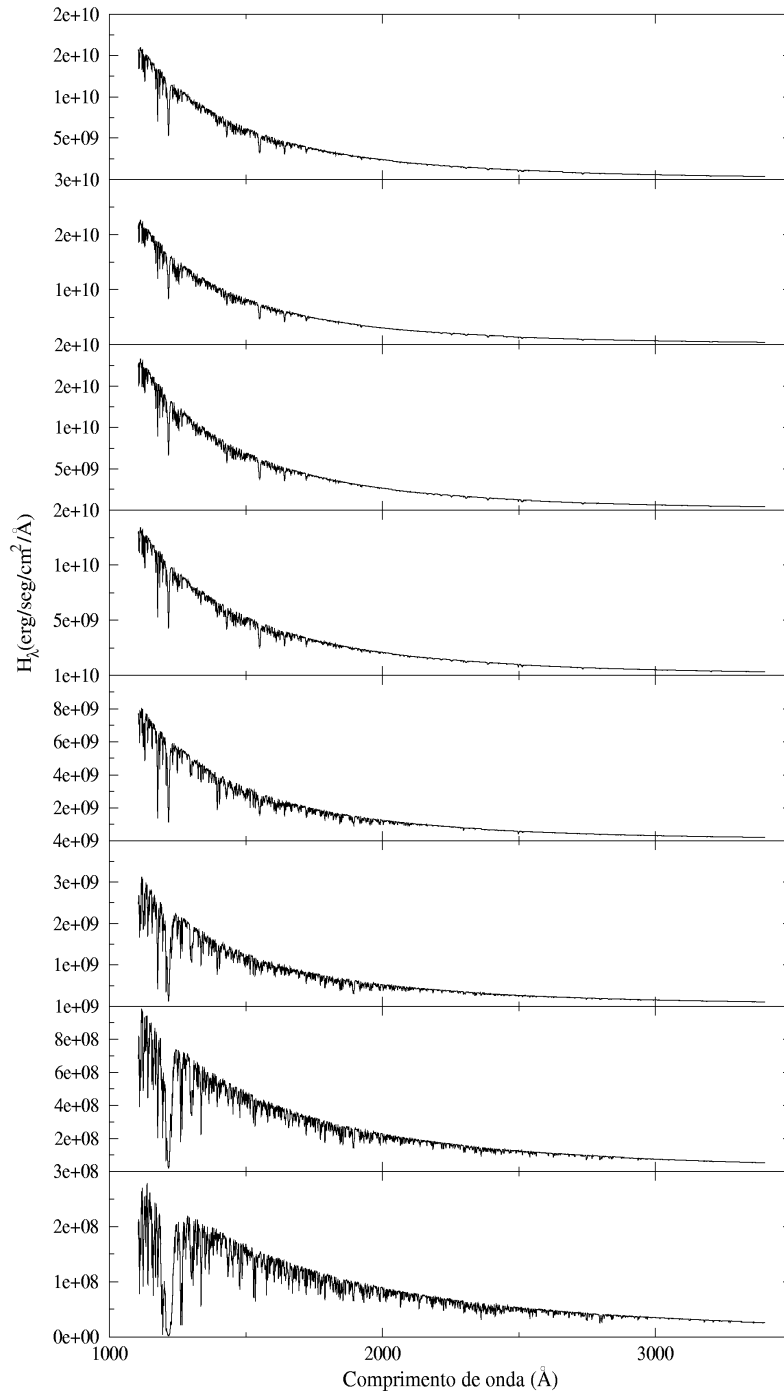


Fig. 3.8 Espectros UV sintéticos de oito anéis de um disco de acreção. É dado o valor de H_λ emitido por cada anel, desde o mais interno (painel superior) até o mais externo (painel inferior).

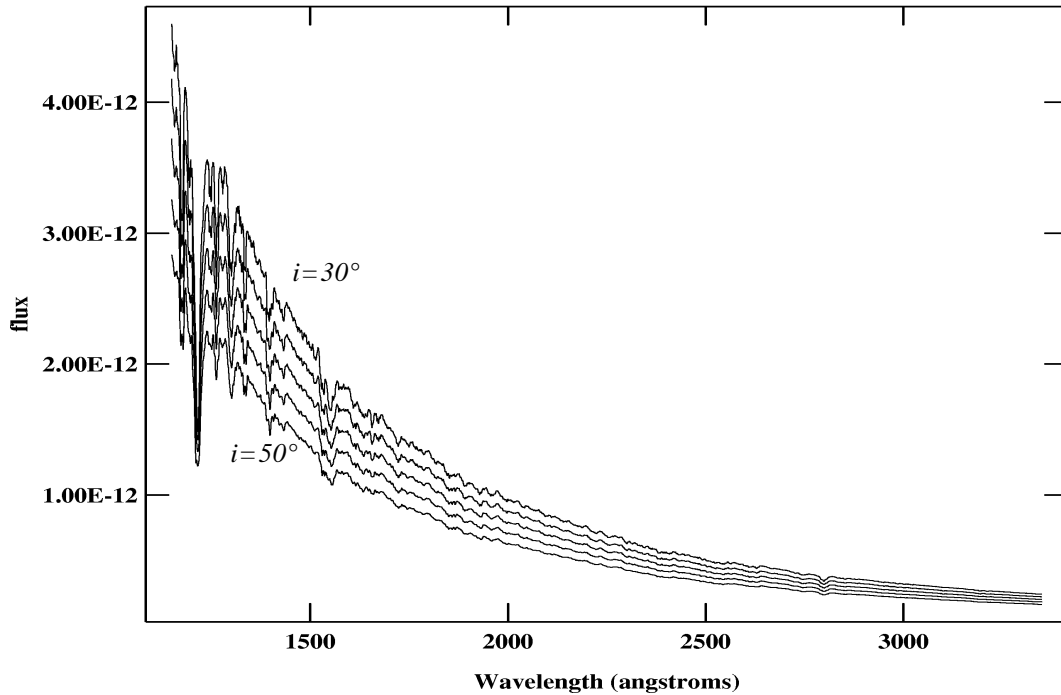


Fig. 3.9 Espectros UV sintéticos de um disco de acreção com $M_1=0.65 M_\odot$, $M_2= 0.55M_\odot$, $dM/dt=1\times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$, $P_{\text{orb}}=0.214$ dias, $Re=5000$ e $\zeta=2/3$ e cinco valores da inclinação da órbita $i= 30^\circ$, 35° , 41° , 45° e 50° .

3.3.3 Estimativa de dM/dt

Com o objetivo de estimar o valor da taxa de transferência de massa foi utilizado o código MDOT. Este recurso utiliza como entrada o espectro observado no UV de cada sistema, valores fixos do período orbital e de $\zeta=2/3$, bem como os intervalos mais prováveis dos parâmetros do sistema: M_1/M_\odot , inclinação da órbita, taxa de transferência de matéria e a distância.

Com estes valores o programa gera uma grade de modelos de atmosfera de disco discretizando os intervalos selecionados. Para a massa da primária se utilizaram 5 pontos espaçados em $0.1 M_\odot$, usando como valor médio o valor encontrado na literatura. Para a inclinação foram gerados 10 espectros e para a taxa de transferência de massa se utilizaram também 10 pontos espaçados logaritmicamente em 0.22 dex, usando como valor médio o

valor calculado com o modelo de corpo negro (seção 3.2). São sintetizados espectros de cada modelo com uma resolução compatível com àquela dos espectros observados. É calculado o valor médio em fluxo do espectro observado, em regiões selecionadas. Estas regiões são escolhidas com o objetivo de excluir as linhas, tanto em emissão como em absorção, da análise estatística. Obtem-se então a razão entre este ajuste e a média de cada espectro calculado pelo modelo. O espectro sintético é escalonado por esta razão com o objetivo de levar o nível de fluxo do espectro sintético ao nível de fluxo do espectro observado. Este procedimento é equivalente a um escalonamento pela distância, trazendo o objeto mais perto ou afastando-o em um certo fator. Para evitar a comparação com modelos com nível de fluxo extremadamente baixo ou alto, o que levaria a um escalonamento para distâncias pouco prováveis, se impuseram limites neste fator de escala. Assim, a distância é escalonada no máximo dentro de um intervalo entre 0.25 e 4 vezes o valor encontrado na literatura.

O valor do χ^2 reduzido para cada ajuste do espectro sintético da grade é usado como critério de aderência. Os parâmetros que geraram os modelos de menor χ^2 serão os mais prováveis para este sistema, entre eles o valor de dM/dt .

Para calcular o valor do χ^2 reduzido inicialmente modificamos o espectro observado convoluindo o mesmo com uma gaussiana com largura igual à resolução instrumental, para remover um pouco do ruído. O resultado é re-amostrado linearmente, com a finalidade de deixar aproximadamente três pontos dentro da resolução instrumental. Assim, os espectros sintéticos dos modelos têm a mesma resolução e amostragem que os espectros observados. A equação para o χ^2 reduzido de cada espectro calculado é dada por:

$$\chi^2_{[reduzido]} = \frac{1}{l} \sum_{i=1}^n \frac{[y_i - y(\lambda_i)]^2}{\sigma_i^2} \quad (3.23)$$

Onde y_i é o valor do espectro observado em cada ponto (pixel ou comprimento de onda), $y(\lambda_i)$ é o valor do espectro sintético já escalonado no mesmo ponto e l o número de graus de liberdade. Para estimar o valor de σ_i calculamos o RMS de um ajuste de um polinômio de Legendre de terceiro grau ao contínuo do espectro observado. Os intervalos para este ajuste em comprimento de onda não apresentam linhas nem de absorção nem de emissão. O número de graus de liberdade l foi estimado como a razão entre o número total de pontos nestas

regiões e a largura a meia altura da resolução espectral em pixels, obtendo assim o número aproximado de pontos estatisticamente independentes. A este número se subtrai o número de parâmetros livres que tentamos estimar: M_1 , i , d e dM/dt .

Tabela 3.1 Exemplo de uma tabela que se utilizou para gerar as superfícies de $\chi^2_{[\text{red}]}$.

Modelo	M_1/M_\odot	$\log[dM/dt] M_\odot/\text{ano}$	$i(^{\circ})$	$d(\text{pc})$	$\chi^2_{[\text{red}]}$
1	0.5	-9	30	78.13	1.34
2	0.5	-9	32.7	76.3	1.37
3	0.5	-9	35.3	74.46	1.42
...
114	0.6	-8.78	37.7	111.17	2.35
115	0.6	-8.78	39.9	108.48	2.19
116	0.6	-8.78	42.1	105.79	2.07
117	0.6	-8.78	44.2	103.04	1.93
118	0.6	-8.78	46.2	100.29	1.84
...
243	0.7	-8.11	35.3	247.21	4.97
244	0.7	-8.11	37.7	241.77	4.72
245	0.7	-8.11	39.9	236.35	4.57
246	0.7	-8.11	42.1	230.88	4.39
...
369	0.8	-7.67	48.1	344.42	5.17
370	0.8	-7.67	50	335.57	4.97
371	0.8	-7.44	30	493.6	7.88
372	0.8	-7.44	32.7	483.45	7.56
...
494	0.9	-7	37.7	703.4	8.84
495	0.9	-7	39.9	688.61	8.62
496	0.9	-7	42.1	673.39	8.35
497	0.9	-7	44.2	658.11	8.12
498	0.9	-7	46.2	642.77	7.92
499	0.9	-7	48.1	627.16	7.62
500	0.9	-7	50	611.59	7.42

Uma vez que se calculado o valor de χ^2 para cada modelo de nossa grade de parâmetros, os resultados são escritos em um arquivo formando assim uma tabela. Cada coluna contém os diferentes valores dos parâmetros utilizados para gerar cada modelo, Na última coluna é dado o valor do $\chi^2_{[\text{red}]}$. Um exemplo destas tabelas é mostrado tabela 3.1. Usando uma tabela como

esta, para cada valor da massa da primária temos 100 pontos correspondentes na grade (10 inclinações em 10 valores de dM/dt). Uma interpolação entre estes pontos permite gerar uma superfície $\chi^2_{\text{red}}(i, dM/dt)$ para cada valor de M_1 . Visualizando esta superfície em um mapa de contorno como o da figura 3.10, procuramos a formação de vales dentro dos intervalos de maior probabilidade dos outros parâmetros (inclinação e massa da primária), encontrando assim os intervalos mais prováveis que corresponderiam a dM/dt . O valor da taxa para cada objeto foi calculado tomando a média de entre os valores de dM/dt estimados como descrito acima, para um intervalo de massas da primária dentro da incerteza encontrada na literatura. A incerteza no valor de dM/dt foi estimada pela subtração desta média do valor máximo e mínimo entre todas as massas.

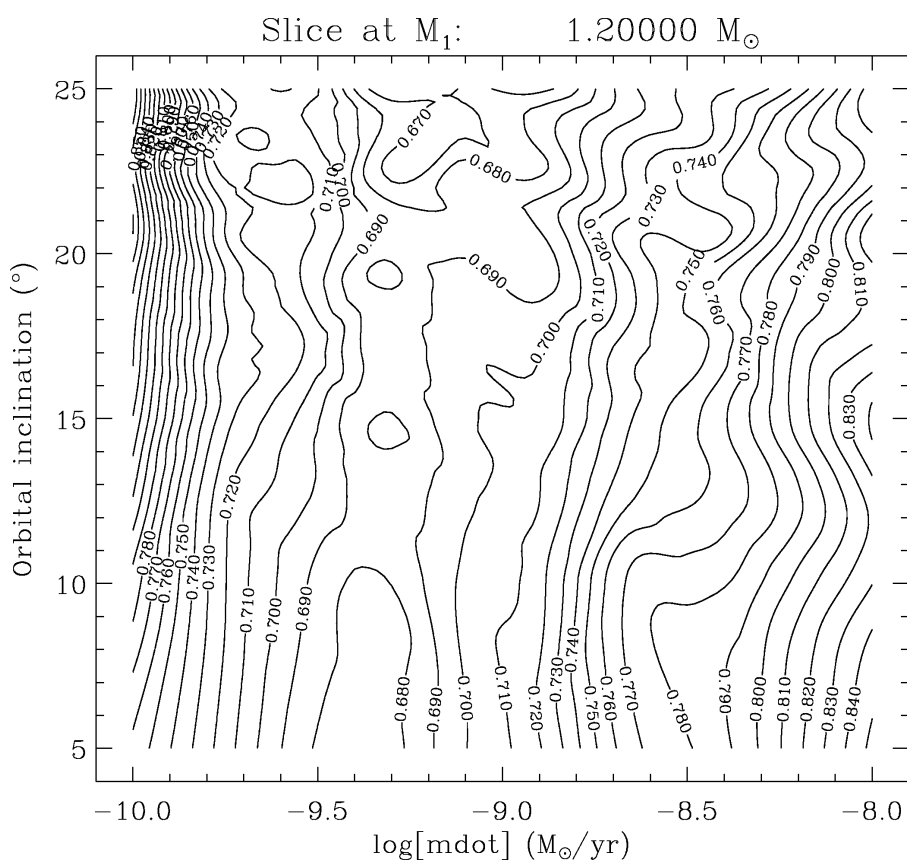


Fig. 3.10 Exemplo de um mapa de contorno de $\log[\chi^2_{\text{red}}]$, onde se tomou o corte em $M_1=1.2 M_\odot$. A distância é um parâmetro livre entre 75 e 710 pc. É possível notar uma depressão entre os valores de -9.5 e -9 de $\text{Log}[dM/dt]$.

Na maioria dos casos não foi possível encontrar um vale nestes mapas de contorno quando todos os parâmetros são deixados livres. Devido a isto se elaborou superfícies de χ^2 fixando a distância ao valor encontrado na literatura. Com isto restringimos os modelos a serem testados àqueles que geram fluxos da mesma ordem o que os observados. Um exemplo destes mapas de contorno é mostrado na fig 3.11. Vemos nesta figura que a restrição em distância provoca uma forte limitação para os valores do dM/dt capazes de gerar um fluxo compatível com o observado. Foram encontrados problemas para definir conjuntos de parâmetros fechados dentro das superfícies de χ^2 devido às correlações entre os parâmetros dentro do modelo. Estes problemas serão discutidos no capítulo 4, bem como seus efeitos na estimativa da taxa de transferência de massa.

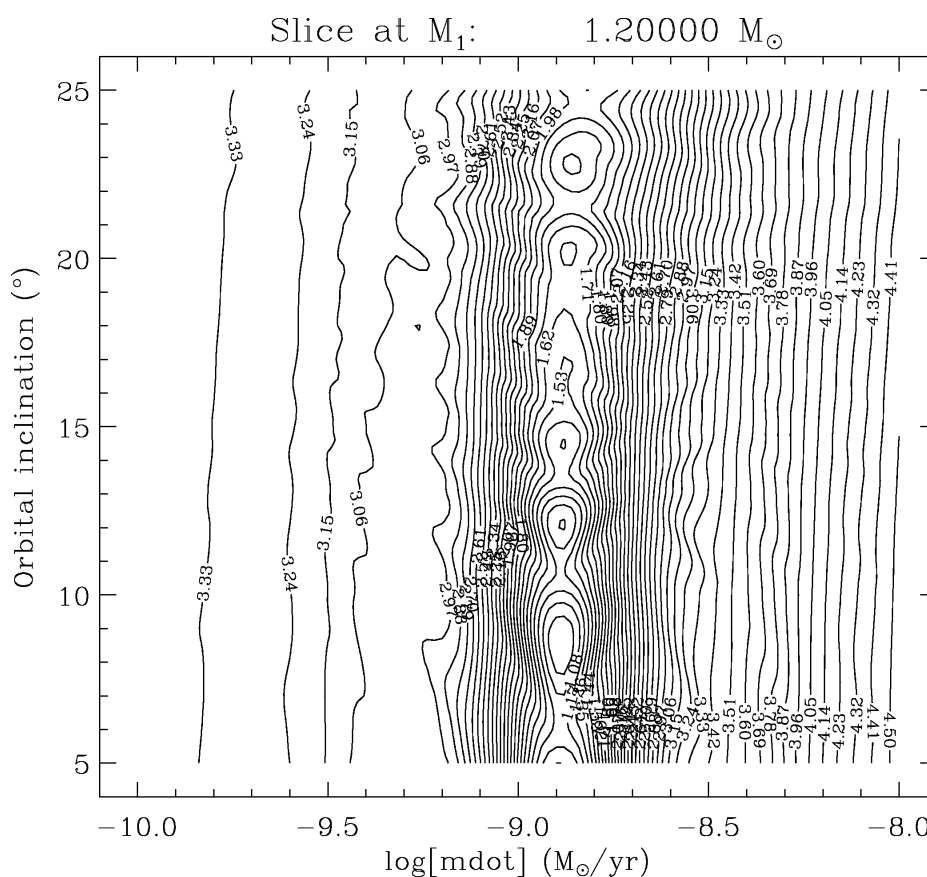


Fig. 3.11 Exemplo de um mapa de contorno de $\log[\chi^2_{\text{red}}]$, onde se tomou um corte $M_1=1.2M_\odot$. Fixou-se a distância em $d=235\text{pc}$. É visível uma estreita depressão estatisticamente significativa por volta de -8.9 de $\text{Log}[dM/dt]$.

Capítulo 4

Resultados

4.1 Propriedades do espectro de VC's no UV

4.1.1 Linhas

Foram identificadas as principais linhas que comumente aparecem nos espectros de VC's no UV. As linhas identificadas e seus comprimentos de onda são mostradas na tabela 1.1. Foi medida a largura equivalente tanto em emissão como em absorção das linhas: N V (1240 Å), Si III/O I (1300 Å), C II (1335 Å), O V (1375 Å), Si IV (1400 Å), C IV (1550 Å), He II (1640 Å) e Al III (1860 Å). Os resultados destas medidas são mostrados na tabela 4.1. Os objetos também foram classificados em quatro grupos de acordo com as características das linhas presentes no espectro: 1) sistemas que apresentam principalmente linhas fortes em emissão, 2) sistemas que apresentam tanto linhas em emissão como linhas em absorção e/ou linhas com características tipo P Cyg, 3) Sistemas que apresentam linhas preferentemente em absorção e 4) sistemas que apresentam linhas fracas, sejam estas em emissão ou em absorção.

Tabela 4.1 Larguras equivalentes das linhas encontradas com mais frequência em espectros UV de VC's.

Objeto	P _{orb} (dias)	W(NV)		W(Si III/OI)		W(C II)		W(Si IV)		W(C IV)		W(He II)		W(Al III)		Fonte			
		1240 (Å)	absorção	emissão	1300 (Å)	absorção	emissão	1335(Å)	absorção	emissão	1400(Å)	absorção	emissão	1550(Å)	absorção		emissão	1640(Å)	absorção
<i>Sistemas com linhas fortes em emissão</i>																			
HVAql*	0.056		-6.43		-4.9		-3.78		-12.36		-14.39		-1.67						HST
BK Lyn	0.075		-4.77		-0.81		-0.96		-8.52		-17.15								HST
V348Pup*	0.102		-50.300						-91.86		-118.91		-85.44						IUE
SWSex	0.135		-111.21		-23.24				-85.07		-103.17		-24.01						IUE
DWUma	0.137		-38.26		-25.72		-8.94		-61.03		-79.55		-22.05				-17.67		HST/IUE
WXAri*	0.139								-34.23										IUE
V603Aql	0.139	3.4						3.66			-10.34		-1.95						IUE
RRPic	0.145		-15.43	2.59		0.9					-11.9		-11.6						IUE
PXAnd	0.146		-11.38		-10.21		-12.24		-52.1		-60.7		-12.37				-8.58		IUE
V794Aql	0.150		-2.42		-1.29		-2.06		-7.81		-24.6		-3.69						HST
BHLyn*	0.156		-50.1		-25.8		-10.44		-83.92		-88.78		-25.21						HST/IUE
LXSer	0.158		-31.6		-23.9		-13.23		-165.4		-199.1		-20.74				-13.47		IUE
UUqr*	0.164		-15.280						-27.8		-69.42								IUE
V1776Cyg*	0.165		-49.3		-31.72		-10.97		-64.72		-87.94		-25.78						HST/IUE
UXUma	0.197		-9.470	6.36		1.54			-5.22		-25.05		-4.27						IUE
V347Pup	0.230		-183.6		-13.84				-139		-335.3		-78.1						IUE
RWTri	0.232		-25.3		-7.29				-44.35		-50.89		-8.7						IUE
TWPic	0.256		-13.56		-4.7		-4.98		-14.87		-22.07		-6.97				-3.04		IUE
ACCnc	0.300		-22.73	4.04					-12.24		-39.29		-6.9						IUE
BTMon	0.334		-28.03						-29.49		-78.83		-21.29						IUE
<i>Sistemas com linhas em emissão, absorção e Pcyg.</i>																			
BP Lyn*	0.153	3.62		2.29		1.72		3.49		2.51		1.12							HST/IUE
CMDel	0.162	3.38		3.85		3.18		4.09			-12.06				3.97				IUE
HRDel	0.214	8.629	-2.72	1.4		-0.77		0.53		5.42	-3.17		-4.76						IUE
RWSex	0.245	12.91		4.7		2.34		6.68		12.24	-2.19		2.25						HST/IUE
RZGru	0.360	13.02						3.95	-1.05	10.25	-3.28		1.8						IUE
QUCar	0.454	2.1		0.23		0.32		0.46			-2.03		-3.87				-0.84		HST/IUE
<i>Sistemas com linhas preferentemente em absorção</i>																			
HLAqr	0.136	10.25		3.1		2.04		7.2		9.6	-1.48		3.72						IUE
DWUma	0.137	2.435		4.8		1.52		1.43			-7.72		1.26					-17.67	HST/IUE
LSPeg*	0.175	9.24		5.84		3.15		4.18		4.02	0.93				2.75				IUE
IX Vel	0.194	8.65		2.83		2.34		4.85		6.53	-2.56		1.05						HST/IUE
V825Her*	0.206	8.150		2.65		2.3		6.86		8.68	-3.24		1.52						HST/IUE
V3885Sgr	0.216	5.33		4.05		1.83		3.96		1.57	-2.22		0.9						HST/IUE
<i>Sistemas com linhas fracas (absorção e emissão)</i>																			
CPPup	0.061		-10.5		-1.95				-3.99		-13.65		-10.4						IUE
V592Cas	0.115	8.17		1.3				1.95		1.65	-2.86								IUE
LQPeg	0.121										-11.84								IUE
V442Oph	0.124			5.43					-4.34		-5.8							-2.65	IUE
DNGem*	0.128	5.19								10.23									IUE
V1315Aql	0.140		-12.48		-23.6		-21.7		-50.24		-30.56		-6.61						IUE
LNUma	0.144										-13.67								IUE
V533Her	0.147	3.42			2.63						-11.47		-2.43						IUE
V380Oph*	0.160			0.4		0.33			-7.05		-14.7		-2.8						HST/IUE
KRAur	0.163	5.22		6.33		2.07		4.95		3.01			2.38						IUE
T Aur	0.204	2.45		4.7		2.16			-1.54		-9.1		-4.16						HST/IUE
V825Her*	0.206	8.97		5				6.64		6.4	-3.21								HST/IUE
DOLeo*	0.235																		IUE
V363Aur	0.321			4.95		4.09					-20.7		-17.22						IUE
0928+5004*	0.418								-224.69				-89.97						IUE
DILac*	0.544	9.14								8.84									IUE
V841Oph	0.601	9.7		1.12			-1.86			3.21	-1.79		-2.95						IUE
X Ser	1.480																		IUE

A figura 4.1 mostra a distribuição destes objetos de acordo com esta classificação em função do período orbital. É possível notar que os objetos que apresentam linhas de emissão fortes estão agrupados em períodos orbitais curtos. Os sistemas com linhas preferentemente em absorção se concentram dentro de um intervalo pequeno, logo abaixo de 0.2 dias. Os sistemas

com linhas em absorção e emissão ou que apresentam linhas fracas têm uma distribuição mais espalhada. É evidente também que a maioria dos sistemas apresentam linhas fortes em emissão ou linhas fracas, somando entre os dois grupos 38 dos 49 objetos estudados. Uma característica importante dos espectros UV de VC's é a presença de perfis P Cyg profundos. Comparados com espectros UV de estrelas, estes perfis apresentam uma componente em absorção muito forte, isto se deve ao fato de existir atrás do gás emissor (vento) uma fonte extensa de contínuo que é o disco de acreção. Os espectros que apresentam esta característica correspondem a objetos com inclinações intermediárias ou baixas, onde o ângulo sólido desta fonte de contínuo é maior.

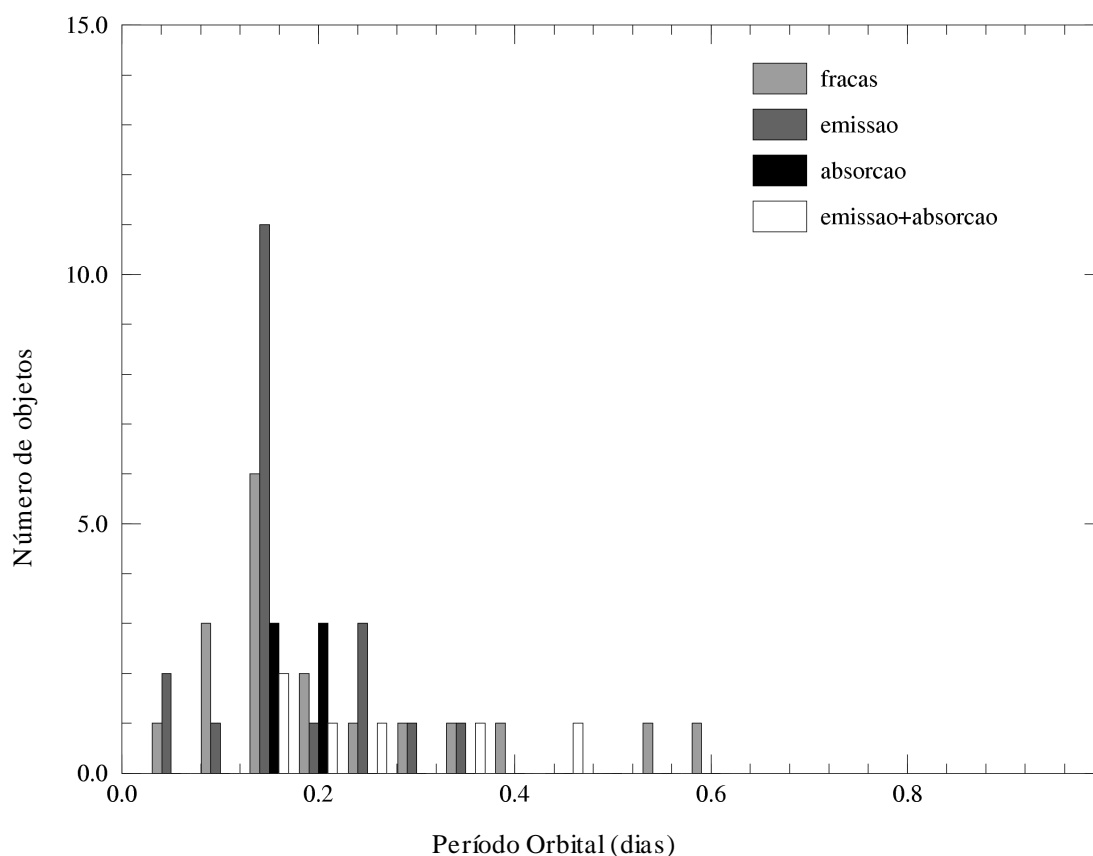


Fig. 4.1 Distribuição de objetos de acordo com a classificação espectral como função do período orbital.

A NL DW UMa aparece em dois grupos na classificação. O motivo para isto é que o espectro obtido na base de dados do IUE (DW UMa 1a e 1b) é caracterizado por fortes linhas de emissão, enquanto o espectro obtido pelo HST (STIS) (DW UMa 2a) aparece completamente em absorção com exceção da linha de C IV (1550) que aparece em emissão. O espectro tomado pelo HST em 1999 corresponde ao estado baixo no visível. O nível de fluxo nos dois espectros UV é da mesma ordem, mas para comprimentos de onda menores que 1500 Å aquele colhido pelo HST é mais intenso. Dados tomados pelo STIS em abril do 2004 revelam novamente um espectro estritamente em emissão, com um nível de fluxo da mesma ordem dos anteriores. Knigge et al (2000), Araujo–Betancor et. al. (2003) e Knigge et. al. (2004) sugerem que este sistema sofre eventuais interrupções da transferência de matéria. No estado baixo o espectro observado é dominado anã branca. No estado alto, estes autores sugerem que a emissão da anã branca é ocultada pela borda do disco de acreção opticamente espesso que se forma nesse estado. Este efeito poderia aparecer também em outros sistemas de alta inclinação que apresentem eventuais interrupções da transferência de massa.

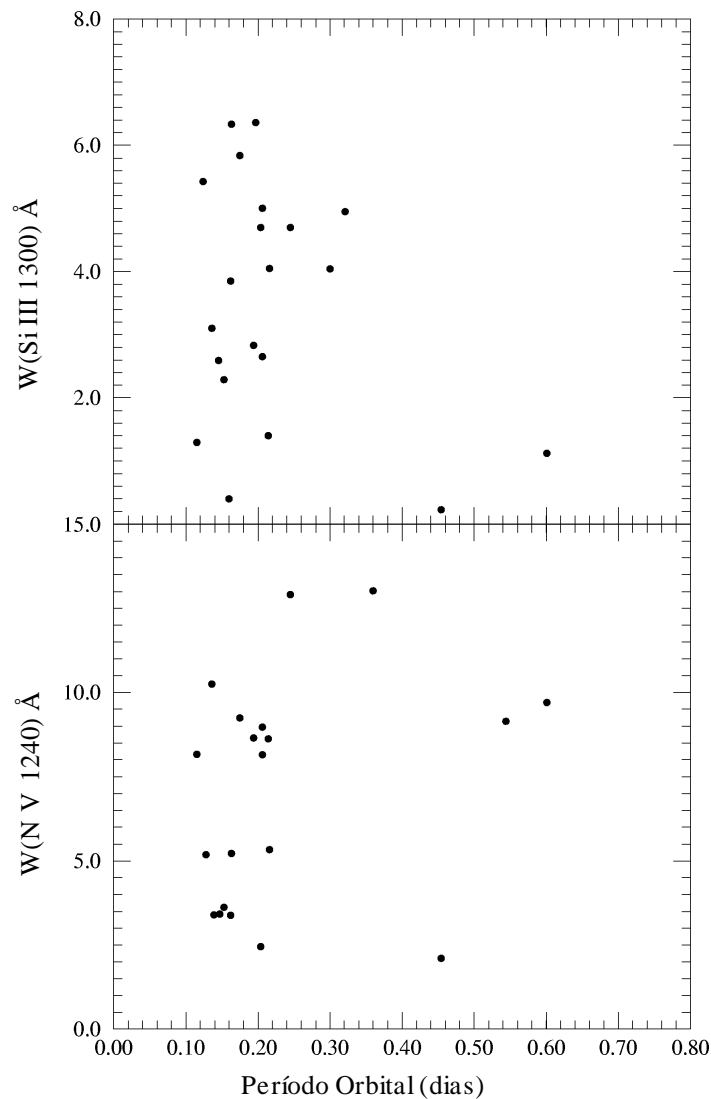


Fig. 4.2 Largura equivalente das linhas em absorção N V (1240) e Si III (1300) em função do período orbital.

Procurou-se uma correlação entre o período orbital e as larguras equivalentes medidas para duas linhas frequentemente encontradas em emissão (C IV 1550 e Si IV 1400) e para duas linhas em absorção (N V 1240 e Si III 1300). No caso das linhas de absorção não é vista nenhuma correlação entre a largura equivalente e o período orbital (fig. 4.2). Entretanto, parece que sistemas com períodos orbitais longos não apresentam linhas de emissão intensas, mas não é possível tirar uma conclusão definitiva (fig. 4.3).

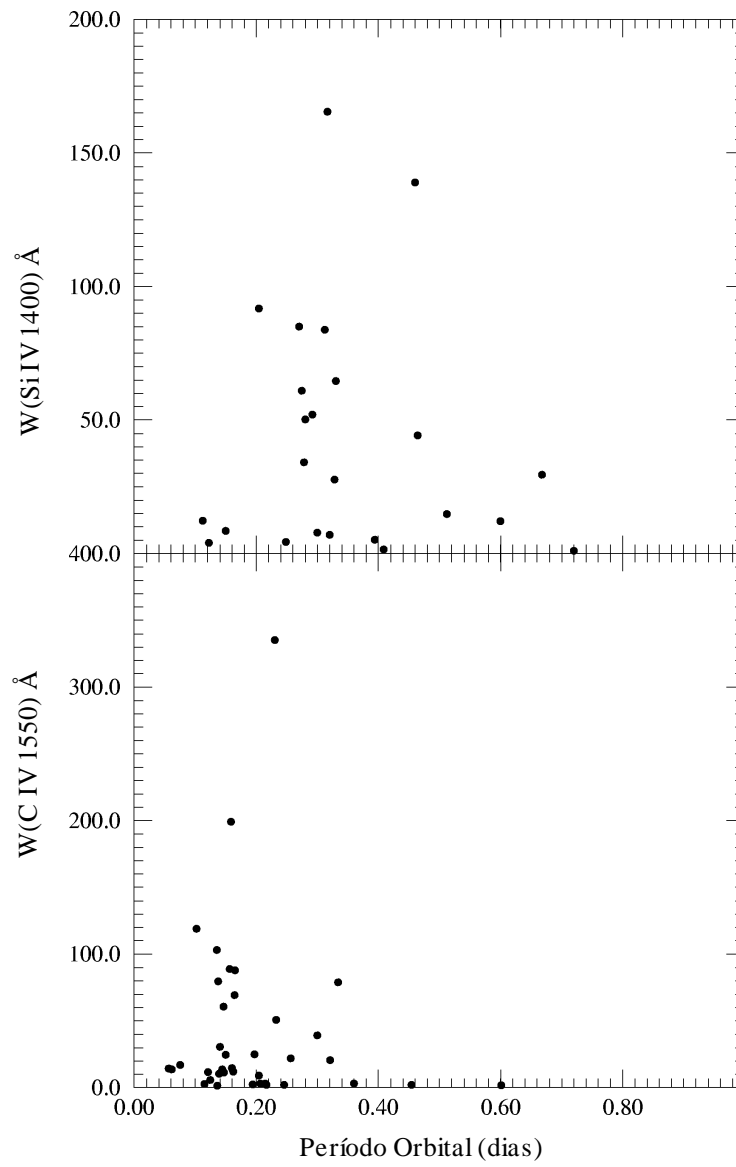


Fig. 4.3 Largura equivalente das linhas em emissão Si IV (1400) e C IV (1550) em função do período orbital.

4.1.2 Inclinação do contínuo

Ajustamos o contínuo dos espectros observados a uma lei de potência (eq. 4.1) tomando intervalos de comprimento de onda que não apresentassem linhas. Nas figuras 4.4 e 4.5 são mostrados os ajustes feitos para a CN V603 Aql (1c) e para a NL SW Sex (1b), usando espectros do IUE.

$$f_{\lambda} = f_o \left(\frac{\lambda}{\lambda_o} \right)^{\alpha} \quad (4.1)$$

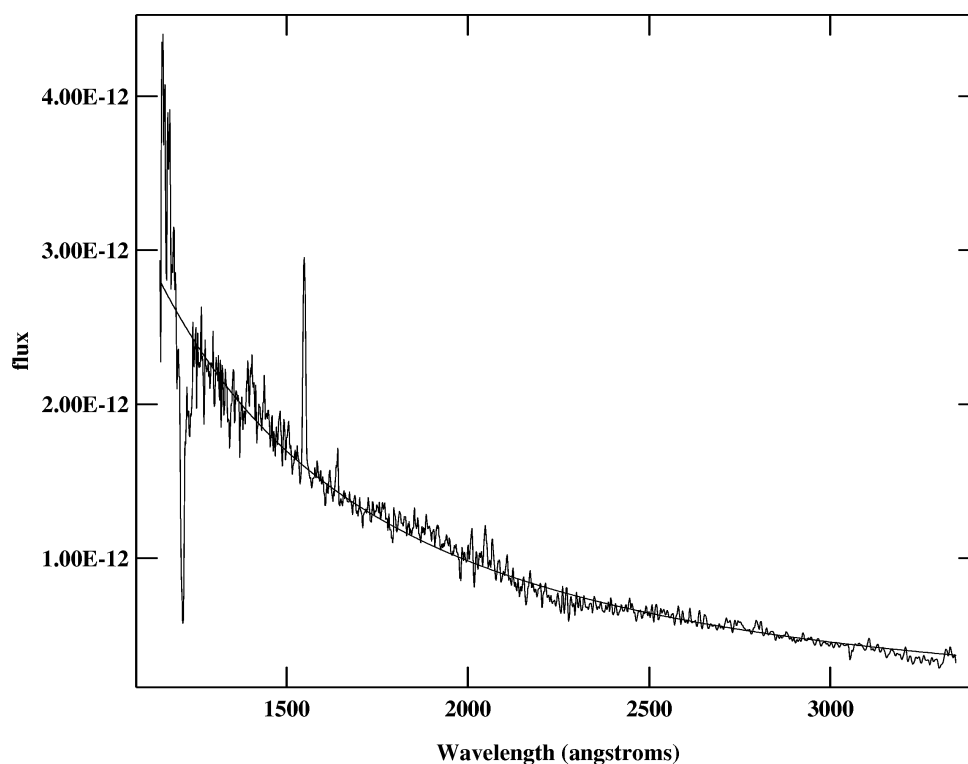


Fig. 4.4 Ajuste do contínuo do espectro UV da CN V603 Aql a uma lei de potência. O valor do parâmetro α neste caso é de -1.89 ± 0.01 .

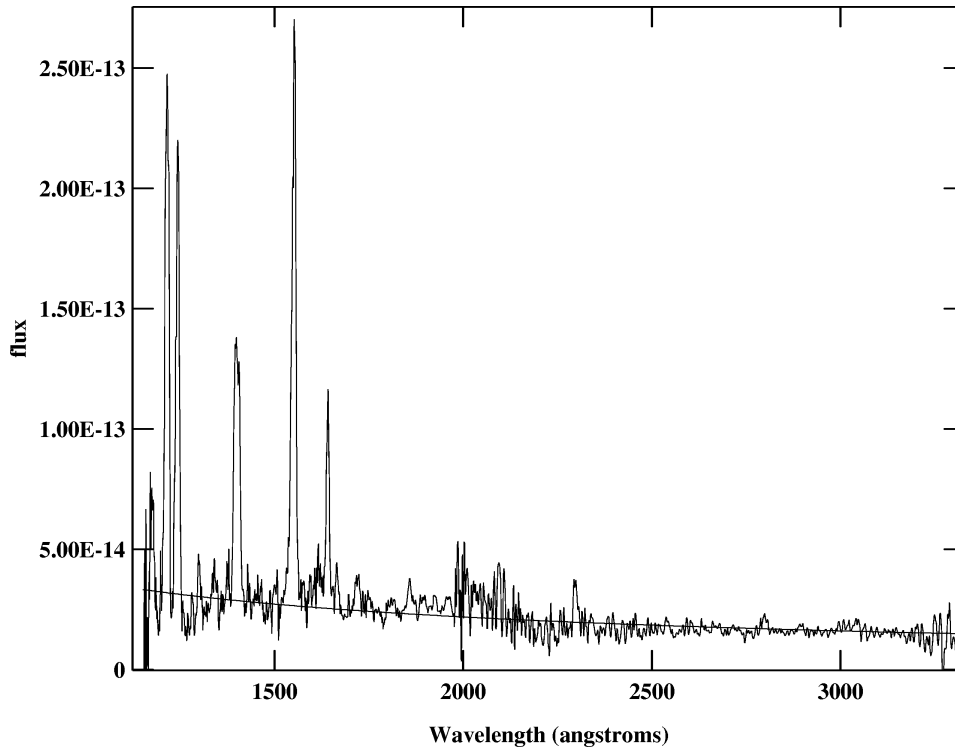


Fig. 4.5 Ajuste do contínuo do espectro UV da NL SW Sex a uma lei de potência. O valor do parâmetro α neste caso é de -0.76 ± 0.02 .

Os parâmetros f_o , α e λ_o são estimados mediante uma minimização da estatística de qui-quadrado e os erros nos parâmetros são derivados mediante re-amostragem pelo método de Monte-Carlo. A tabela 4.2 mostra os resultados da estimativa destes parâmetros com os respectivos erros, assim como o espectro usado para o cálculo. Foram também usados outros espectros tanto do IUE com do HST para estimar a inclinação do contínuo. Podemos concluir destas estimativas que os valores calculados com os espectros do HST são sistematicamente maiores em módulo do que os calculados com o IUE, mas estes últimos têm a vantagem de usar um intervalo maior em comprimento de onda. Na tabela 4.2 são mostrados os valores estimados usando preferencialmente espectros do IUE, representando o valor médio do parâmetro α para este intervalo. Como é visto no histograma da fig 4.6, a inclinação do contínuo, quantificada pelo valor de α , está espalhada ao longo de valores bem diferentes da aproximação de $\alpha=2.33$ feita por Lynden-Bell em 1969 (vide capítulo 1). Porém, há uma concentração significativa de objetos próxima deste valor.

Tabela 4.2 Parâmetros do ajuste da equação 4.1 do espectro UV de VC's quiescentes. São mostrados os valores de f_o , λ_o e α , mais uma estimativa do erro em α , σ_α . A última coluna mostra o espectro UV usado neste ajuste para cada objeto.

Objeto	f_o (erg/cm ² /seg/Å)	α	σ_α	λ_o	Espectro
AC Cnc	1.39E-014	-0.762	0.03	1450	1a
BK Lyn	1.63E-014	-1.799	0.03	1450	2a
BT Mon	1.46E-014	-1.520	0.04	1405	1a
CM Del	9.35E-014	-1.817	0.02	1450	1b
CP Pup	1.06E-013	-1.925	0.06	1405	1a
DI Lac	6.34E-013	-2.755	0.02	1420	1a
DN Gem	2.42E-014	-1.420	0.02	1420	1a
DW Uma	2.18E-014	0.275	0.04	1420	1b
HL Aqr	2.49E-013	-2.014	0.01	1450	1a
HR Del	2.32E-012	-2.434	0.01	1420	1b
IX Vel	1.01E-011	-2.294	0.01	1405	1a
KR Aur	1.75E-013	-1.555	0.02	1420	1a
LS Peg	9.82E-013	-1.450	0.01	1450	1b
LX Ser	9.69E-015	-0.164	0.04	1405	1a
PX And	1.54E-014	-0.407	0.04	1405	1a
QU Car	2.90E-012	-2.346	0.01	1405	1a
RR Pic	8.80E-013	-1.815	0.01	1405	1b
RW Sex	3.01E-012	-2.081	0.01	1460	1b
RW Pic	1.33E-013	-1.345	0.02	1420	1a
RZ Gru	4.40E-013	-1.818	0.01	1405	1a
SW Sex	2.84E-014	-0.759	0.02	1460	1b
T Aur	2.18E-013	-4.288	0.12	1460	1b
TW Pic	1.10E-013	-0.966	0.02	1420	1b
UX Uma	3.21E-013	-1.915	0.01	1405	1b
V1315 Aql	1.02E-014	0.248	0.04	1420	1a
V347 Pup	3.18E-014	-0.297	0.03	1405	1a
V348 Pup	2.89E-014	-1.877	0.02	1405	1a
V363 Aur	6.73E-014	-1.548	0.02	1405	1b
V3885 Sgr	4.42E-012	-2.106	0.01	1420	1b
V442 Oph	4.05E-013	-1.953	0.02	1405	1b
V533 Her	6.38E-014	-1.435	0.01	1420	1b
V592 Cas	2.31E-012	-2.566	0.01	1405	1a
V603 Aql	1.92E-012	-1.894	0.01	1405	1c
V794 Aql	1.01E-014	-1.064	0.07	1405	1a
V841 Oph	1.06E-012	-2.995	0.04	1405	1a
VY Scl	8.48E-013	-2.047	0.01	1420	1a

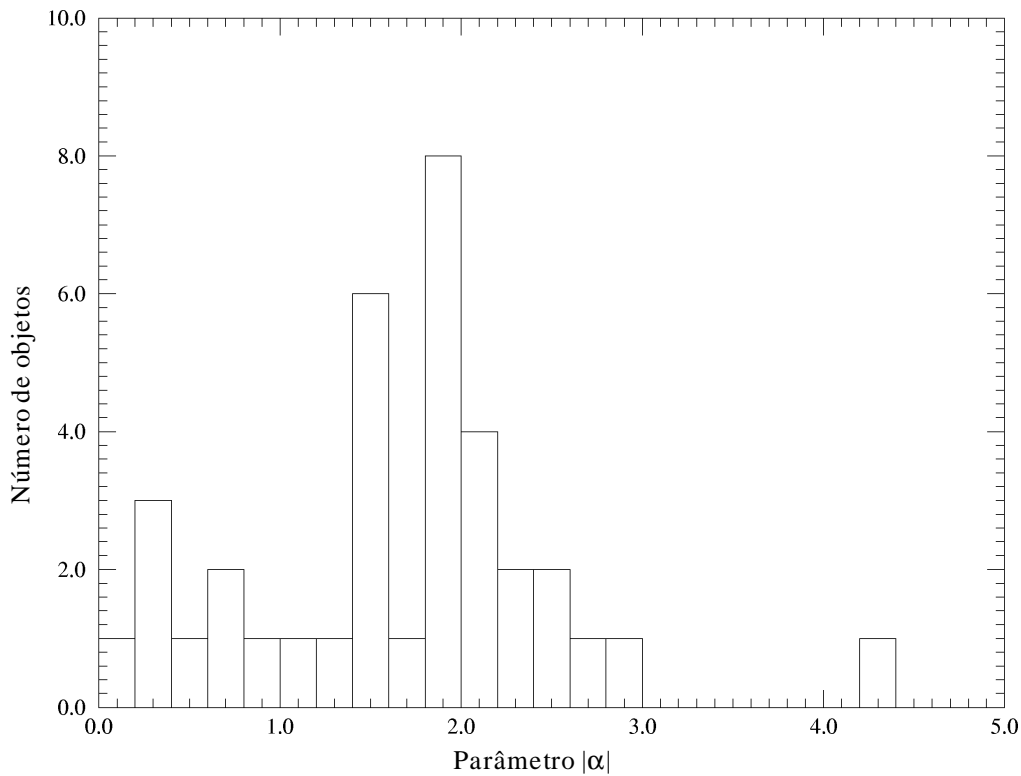


Fig. 4.6 Histograma da distribuição do parâmetro α . Existe uma concentração significativa de objetos um pouco abaixo do valor de $\alpha=2.33$ predito por Lynden–Bell (1969).

4.2 dM/dt – Modelos de Corpo Negro.

Usando o método exposto na seção 3.2, foi calculado o valor de dM/dt para todos os objetos para os quais se encontraram valores dos parâmetros essenciais na literatura. Como a estimativa usando corpos negros é uma primeira aproximação, escolhemos os valores médios dos parâmetros essenciais, incluindo o valor médio da extinção $E(B-V)$. Cabe lembrar que o valor de dM/dt calculado é fortemente dependente do excesso de cor, e a maioria dos valores de $E(B-V)$ encontrados na literatura não apresentam uma estimativa do seu erro.

Graças à simplicidade do modelo de corpo negro, foi possível estimar dM/dt usando a maioria dos espectros coletados na base de dados dos satélites IUE e HST (tabela 2.1). Os

parâmetros de entrada utilizados para cada objeto são mostrados na tabela 4.3. Usando estes valores foi estimada a taxa de transferência de massa e os resultados para cada objeto são mostrados na tabela 4.4 para cada espectro do IUE e/ou do HST. A referência ao espectro utilizado nesta estimativa corresponde à da tabela 2.2.

Tablea 4.3 Parâmetros de entrada dos modelos de corpo negro.

Objeto	M_1/M_\odot	$i(^{\circ})$	d(pc)
CP Pup	0.86	30	700
BK Lyn	0.3	32	150
V592 Cas	1.1	28	330
V442 Oph	0.34	67	130
DN Gem	1	50	1600
SW Sex	0.5	75	450
DW Uma	0.77	82	930
V603 Aql	1.2	13	235
V1315 Aql	0.73	82	300
RR Pic	0.95	65	600/250
PX And	0.7	74	200
V533 Her	0.95	62–82	1200
V1315Aql	0.88	39	200
LX Ser	0.41	75–85	340
CM Del	0.48	82	280
KR Aur	0.59	308	180
IX Vel	0.82	60	95
UX UMa	0.47	71	340
T Aur	0.68	57	960
HR Del	0.67	40	900/285
V3885 Sgr	0.8	40	195
V347 Pup	0.63	80	510
VY Scl	1.2	30	500
RW Tri	0.55	70	345
RW Sex	1	34	290
TW Pic	0.9	33	720
AC Cnc	0.76	72	550
V363 Aur	0.86	70	650
BT Mon	1.04	82	1700
RZ Gru	1	20	440
QU Car	1	60	500
DI Lac	0.68	15	1318
V841 Oph	1.3	38	255

Existem alguns casos nos quais a aproximação de corpo negro conseguiu reproduzir a forma do contínuo. Às vezes, o ajuste melhora se modificamos os valores dos parâmetros essenciais, tais como a distância, M_1 , etc. que, nestes modelos, se consideraram fixos. Mas existem casos como a NL BK Lyn, a CN BT Mon e a NL V794 Aql nos quais não foi possível encontrar um conjunto de parâmetros, dentro de intervalos razoáveis, que consiga reproduzir adequadamente a forma do contínuo. A distância é possivelmente o parâmetro mais incerto. Na CN HR Del o ajuste é melhorado ao adotarmos uma distância de 900 pc (estimada mediante paralaxe de expansão), mas esta distância nos conduz a um valor da taxa de transferência de massa extremamente alta ($\sim 2.7 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{ano}$). Usando uma distância de 250 pc (estimada mediante o método de Bailey) se obtém um valor de dM/dt ($1.21 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$) compatível com o intervalo de magnitudes absolutas estimado para novas clássicas. Os valores mostrados na tabela 4.3 foram obtidos usando os valores médios dos parâmetros, mesmo se o ajuste do contínuo não foi bom. Para casos especiais como HR Del e RR Pic são dados os valores correspondentes às duas distâncias encontradas na literatura. As figuras 4.7 e 4.8 mostram dois exemplos destes ajustes com modelos de corpo negro. O primeiro exemplo corresponde à NL QU Car, onde se consegue reproduzir muito bem a forma do contínuo. O segundo caso corresponde à NL CM Del onde o espectro gerado pelo modelo de corpo negro não consegue reproduzir adequadamente o contínuo. Os resultados destas estimativas da taxa de transferência de matéria foram correlacionados com o período orbital com o objetivo de testar e re-calibrar a relação de Patterson (1984) (figura 4.9).

Tablela 4.4 dM/dt em M_{\odot}/ano , calculados para modelos de corpo negro. As três primeiras colunas são resultado de ajustes feitos para espectros do IUE, as três restantes são para espectros do HST. A sétima coluna é o valor da média dos valores anteriores.

Objeto	P_{ob} (dias)	IUE			HST			Média
		$dM/dt [M_{\odot}/\text{ano}]$						
		1a	1b	1c	2a	2b	2c	
CP Pup	0.061	2.08E-009 ^e						2.08E-009e
BK Lyn	0.075				3.13E-010			3.13E-010
V592 Cas	0.115	6.69E-009						6.69E-009
V442 Oph	0.124	1.89E-009	2.03E-009 ^d					9.47E-010
DN Gem	0.128	3.04E-009						3.04E-009
SW Sex	0.135	2.27E-009						2.27E-009
DW Uma	0.137	8.31E-009	5.65E-009		4.67E-009 ^e			6.98E-009
V603 Aql	0.139	1.70E-009	1.97E-009	2.06E-009	2.36E-009			2.02E-009
V1315 Aql	0.140	5.80E-010						5.80E-010
RR Pic	0.145	3.89E-008	3.90E-008	3.91E-009 ^a				3.91E-009
PX And	0.146	1.29E-010						1.29E-010
V533 Her	0.147	6.60E-009	7.62E-009					7.11E-009
V794 Aql	0.153	2.54E-011 ^e			7.97E-011 ^f			7.97E-011
LX Ser	0.158	8.02E-010 ^g						8.02E-010g
CM Del	0.162	2.27E-009	1.15E-009					1.71E-009
KR Aur	0.163	4.27E-010						4.27E-010
IX Vel	0.194	6.44E-009	5.20E-009		8.11E-009	3.42E-009	5.17E-009	5.67E-009
UX UMa	0.197	6.82E-009	9.21E-009	7.21E-009		6.80E-009		7.51E-009
T Aur	0.204	2.56E-008			3.28E-008			2.92E-008
HR Del	0.214	3.14E-007	2.65E-007	1.21E-008 ^b				1.21E-008
V3885 Sgr	0.216	1.13E-008	1.15E-008	9.63E-009	1.35E-008	1.56E-008	1.30E-008	1.24E-008
V347 Pup	0.232	4.69E-009						4.69E-009
VY Scl	0.232	6.49E-009			2.18E-009			4.33E-009
RW Tri	0.232	3.49E-009			5.15E-009			4.32E-009
RW Sex	0.245	2.45E-008	1.09E-008		3.66E-008 ^h			1.77E-008
TW Pic	0.265	1.17E-009	2.72E-009 ^e					2.72E-009
AC Cnc	0.300	5.81E-010						5.81E-010
V363 Aur	0.321	3.09E-009						3.09E-009
BT Mon	0.334	1.57E-008						1.57E-008
RZ Gru	0.360	2.31E-009						2.31E-009
QU Car	0.454	7.24E-008			9.01E-008			8.13E-008
DI Lac	0.544	7.81E-008			1.58E-007			7.81E-008
V841 Oph	0.601	9.55E-010	1.01E-009 ^e					4.77E-010

^aValor calculado com $d=250$ pc.

^bValor calculado com $d=285$ pc.

^cLimite inferior de dM/dt devido ao limite superior de M_1 .

^dValor calculado com $d=130$ pc.

^eValor calculado em estado baixo (No caso de DW Uma, o espectro poderia estar contaminado pela anã branca)

^fValor calculado no estado alto.

^gValor calculado a $d=340$ pc.

^hValor calculado a $d=400$ pc.

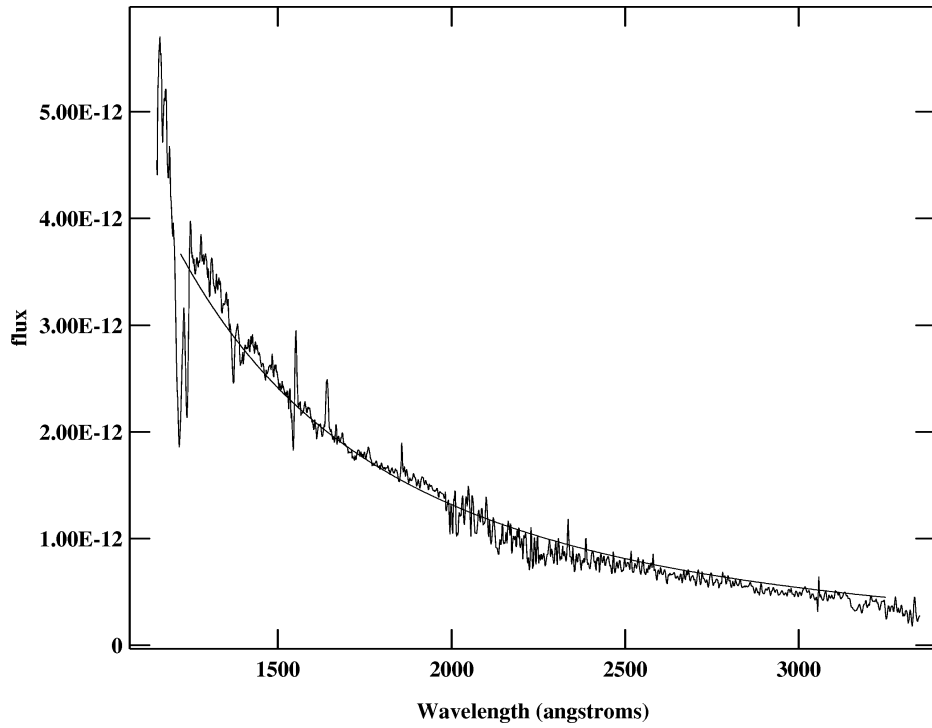


Fig. 4.7 Espectro IUE da NL QU Car e o ajuste do modelo de corpo negro com $M_1=1 M_{\odot}$, $dM/dt=7.24 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$, $i=60^{\circ}$, $d=610$ pc e $P_{\text{orb}}=0.14$ dias.

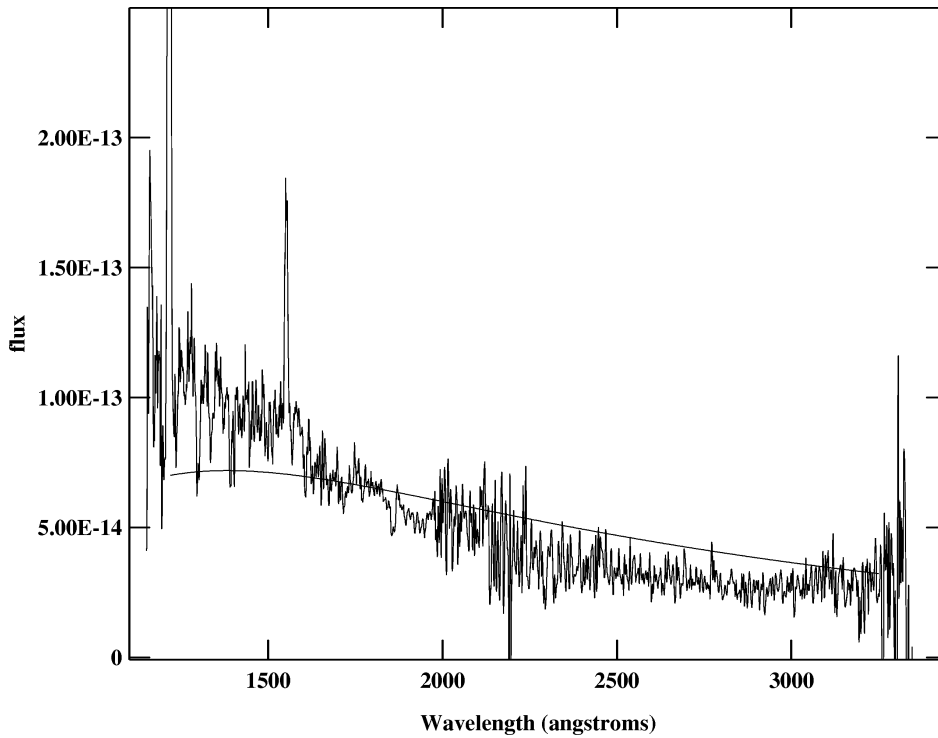


Fig. 4.8 Espectro IUE da NL CM Del e o ajuste do modelo de corpo negro com $M_1=0.48 M_{\odot}$, $dM/dt=1.66 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$, $i=73^{\circ}$, $d=215$ pc e $P_{\text{orb}}=0.162$ dias.

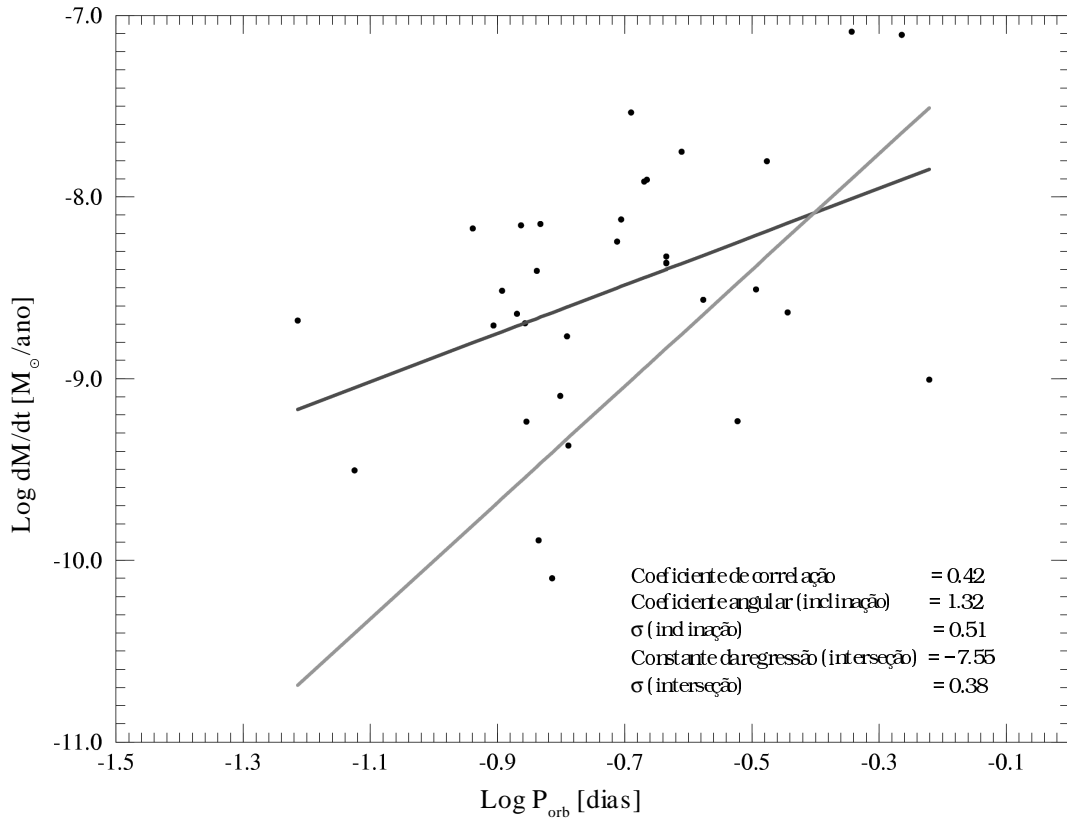


Fig 4.9 Taxa de transferência de matéria em função do período orbital calculada usando modelos de corpo negro. São dados o melhor ajuste linear (linha preta) e também a relação calculada por Patterson (1984) (linha cinza).

Na figura 4.9 é mostrado a distribuição da taxa de transferência de matéria calculada com o modelo do corpo negro em função do período orbital. A figura mostra também o ajuste linear dos pontos no plano log (dM/dt) e log P_{orb}, representado pela equação 4.2. Para comparação é incluída a relação calculada por Patterson. Vemos um grande espalhamento em volta da reta de ajuste, certamente maior do que aquele produzido por incertezas na distância. Além disso, vemos que a maioria dos valores de dM/dt estão acima do predito pela relação de Patterson.

$$\dot{M} = 2.785^{+3.93}_{-1.24} \times 10^{-8} P_{orb}^{1.328 \pm 0.51} (d) \quad (4.2)$$

$$\dot{M} = 1.5763 \times 10^{-7} P_{orb}^{3.2} (d) \quad \text{Patterson (1984)} \quad (4.3)$$

Uma das razões para esta diferença sistemática entre a relação calculada neste trabalho e a de Patterson reside na seleção da amostra, no nosso caso, limitada a objetos com discos estacionários que tipicamente apresentam alta taxa de acreção. Patterson não fez nenhuma discriminação com relação ao tipo de objeto, levando em conta também objetos que tipicamente apresentam taxas de transferência baixas e se encontram dentro da zona de instabilidade para erupções de Nova Anã. Outra diferença entre este trabalho e o de Patterson é que ele usou uma amostra maior do que a nossa e com um grande número de objetos abaixo do *gap*. No nosso caso selecionamos somente dois objetos abaixo deste *gap*. Outra diferença importante é que Patterson adotou métodos heterogêneos para calcular a taxa de transferência, o que difere deste trabalho onde foi utilizado o mesmo método para todos os objetos da amostra, tomando como base a emissão do sistema no UV. Mesmo na existência de uma forte correlação entre dM/dt e o período, uma fração da dispersão dos pontos seria causada pela elevada incerteza nos valores dos parâmetros básicos.

4.3 dM/dt – Modelos de Atmosfera de Disco

4.3.1 Estimativas com distância fixa

Usando o método descrito na seção 3.3 foram estimadas as taxas de acreção dos mesmos sistemas analisados na seção anterior. Foram utilizados neste caso os intervalos mais prováveis para M_I , dM/dt , i e d . Dentro deste espaço tetradimensional foi calculado o valor do $\chi^2_{[\text{red}]}$ para cada combinação de parâmetros a partir da comparação de cada espectro gerado pelo modelo de atmosfera de disco com o contínuo observado. Foi adotado o valor de dM/dt dos modelos que produzissem vales nas superfícies de $\chi^2_{[\text{red}]}$ dentro do espaço $(i, M_I, dM/dt)$. Estas superfícies foram geradas para cada valor de M_I , limitando o escalonamento na distância aos valores mais prováveis encontrados na literatura. Infelizmente este método trouxe poucos resultados satisfatórios devido ao grande número de parâmetros livres e devido às limitações intrínsecas do modelo de atmosfera de disco. Foi necessário fixar a distância de

cada objeto ao valor encontrado na literatura, limitando assim os modelos considerados àqueles que, com essa distância, reproduzem o nível de fluxo dos espectros observados. Ainda assim, foi possível em alguns casos estimar o valor de dM/dt deixando a distância como um parâmetro livre. Em outros sistemas se obtiveram ajustes com um mínimo definido de $\chi^2_{[\text{red}]}$, porém correspondendo a modelos com distâncias ou outros parâmetros que estão totalmente fora dos intervalos encontrados na literatura. A tabela 4.5 mostra os intervalos utilizados para gerar as diferentes superfícies de $\chi^2_{[\text{red}]}$. São dados intervalos máximos para a distância, mas no cálculo este parâmetro pôde assumir para qualquer valor. A tabela 4.6 mostra as estimativas calculadas com distância fixa, assim como os erros estimados em $\log[dM/dt]$. Foi também medida a largura equivalente das linhas de C IV (1550) e He II (1640) nos mesmos espectros utilizados para calcular dM/dt , com a finalidade de procurar uma correlação entre estas larguras equivalentes e a taxa de transferência de massa estimada neste trabalho.

Utilizamos apenas um espectro médio por objeto. Isto é devido ao tempo de cálculo requerido. São gerados quinhentos espectros sintéticos por sistema, sendo necessárias aproximadamente 50 horas para cada objeto. Foi dada preferência aos espectros do IUE, que possuem uma maior cobertura espectral. Na tabela 4.6 é dada também a referência ao espectro utilizado para fazer o ajuste.

Como foi feito para os modelos de corpo negro, neste caso também se procurou uma correlação entre a taxa de acreção e o período orbital com a intenção de compará-la com a relação de Patterson. A figura 4.6 mostra os valores estimados para a taxa de transferência de matéria usando o modelo de atmosfera de disco em função do período orbital.

Tablea 4.5 Intervalos dos parâmetros utilizados nos modelos de atmosfera de disco. A última coluna mostra o valor ao qual foi fixada a distância.

Objeto	M_1/M_\odot	$i(^{\circ})$	$d(\text{pc})$	$d_{\text{fixa}}(\text{pc})$
CP Pup	0.5–0.9	20–40	200–2100	700
BK Lyn	0.25–0.7	20–45	150–500	150
V592 Cas	0.9–1.3	15–40	330–1000	330
V442 Oph	0.3–0.7	50–80	130–400	130
DN Gem	0.8–1.2	30–60	530–2600	1600
SW Sex	0.4–0.8	62–82	150–1350	450
DW Uma	0.5–1	65–85	300–2700	930
V603 Aql	1–1.4	5–25	65–710	235
V1315 Aql	0.5–0.9	75–85	100–900	300
RR Pic	0.75–1.15	55–75	200–1800	250
PX And	0.5–0.9	64–84	60–650	200
V533 Her	0.75–1.15	55–75	400–3600	1200
V1315Aql	0.8–1.2	25–55	60–650	200
LX Ser	0.3–0.7	70–85	110–1100	340
CM Del	0.3–0.7	60–85	90–850	280
KR Aur	0.4–0.8	30–50	60–550	180
IX Vel	0.7–1	45–70	30–290	95
UX UMa	0.4–0.8	60–80	105–1100	340
T Aur	0.5–0.9	50–70	310–2900	960
HR Del	0.5–0.9	30–50	300–2700	285
V3885 Sgr	0.6–1	30–50	60–600	195
V347 Pup	0.5–0.8	65–85	100–1600	510
VY Scl	1–1.4	20–40	170–1600	500
RW Tri	0.4–0.8	60–80	110–1040	345
RW Sex	0.7–1.1	25–45	95–890	290
TW Pic	0.5–0.9	25–45	220–2160	720
AC Cnc	0.5–1	60–80	180–1600	550
V363 Aur	0.7–1.1	60–80	200–2000	650
BT Mon	0.8–1.2	65–84	570–5100	1700
RZ Gru	0.8–1.2	10–35	140–1320	440
QU Car	0.8–1.2	35–65	160–1600	500
DI Lac	0.5–1	5–30	350–5000	1318
V841 Oph	1–1.4	30–70	70–770	255

Tablea 4.6 Valores estimados de dM/dt em M_{\odot}/ano utilizando o modelo de atmosfera de disco. São apresentados os erros em $\log[dM/dt]$, a largura equivalente das linhas de C IV (1550) e He II (1640) bem como a referência ao espectro utilizado para fazer estas estimativas.

Objeto	P_{orb} (dias)	Log (dM/dt) (M_{\odot}/ano)	dM/dt (M_{\odot}/ano)	$\sigma_{(\log dM/dt)}$	W(CIV 1550)	W(HeII 1640)	Espectro
Distância fixa				Largura Equivalente (\AA)			
CP Pup	0.061	-8.74	1.84E-009	0.23	10.39	11.65	1a
BK Lyn	0.075	-9.75	1.79E-010	0.18	16.61		2a
V592 Cas	0.115	-8.20	6.30E-009	0.2	2.13		1a
V442 Oph	0.124	-8.51	3.07E-009	0.55	7.56	3.4	1b
DN Gem	0.128	-8.72	1.91E-009	0.39	6.43		1a
SW Sex	0.135	-8.75	1.78E-009	0.25	76	20.6	1b
DW Uma	0.137	-8.14	7.31E-009	0.18	132	30	1b
V603 Aql	0.139	-8.85	1.43E-009	0.16	7.92	1.49	1c
V1315 Aql	0.140	-8.90	1.26E-009	0.62	31.33		1a
RR Pic	0.145	-8.27	5.41E-009	0.4	10.83	11.2	1b
PX And	0.146	-9.52	3.01E-010	0.2	50.6	7.4	1a
V533 Her	0.147	-8.05	8.87E-009	0.15	8.8	1.24	1b
V794 Aql	0.153	-10.29	5.08E-011	0.38	29.7	3.37	2a
LX Ser	0.158	-8.70	2.00E-009	0.3	149.5	10.61	1a
CM Del	0.162	-8.38	4.16E-009	0.43	8.27		1b
KR Aur	0.163	-9.35	4.50E-010	0.29	2.44	3.15	1a
IX Vel	0.194	-8.16	6.98E-009	0.2	1.16	0.11	1a
UX UMa	0.197	-7.85	1.41E-008	0.15	20.36	2.26	1b
T Aur	0.204	-7.64	2.29E-008	0.25			1b
HR Del	0.214	-7.99	1.02E-008	0.25	3.1	2.75	1b
V3885 Sgr	0.216	-8.03	9.40E-009	0.39	1.82		1b
V347 Pup	0.232	-8.22	6.03E-009	0.26	275.7	65.78	1a
VY Scl	0.232	-8.28	5.30E-009	0.31	3.95		1a
RW Tri	0.232	-8.33	4.73E-009	0.25	40.87	6.15	1a
RW Sex	0.245	-8.00	9.97E-009	0.2			1b
TW Pic	0.265	-8.65	2.24E-009	0.32	32.3	7.6	1b
AC Cnc	0.300	-0.52	9.62E-010	0.29	35.11	7.55	1a
V363 Aur	0.321	-8.34	4.54E-009	0.17	17.5	8.6	1b
BT Mon	0.334	-7.71	1.94E-008	0.33	102.45	17.56	1a
RZ Gru	0.360	-8.71	1.96E-009	0.26	3.23		1a
QU Car	0.454	-7.26	5.40E-008	0.32	1.78	1.56	1a
DI Lac	0.544	-7.22	6.03E-008	0.12	3.5		1b
V841 Oph	0.601	-9.03	9.44E-010	0.45			1a

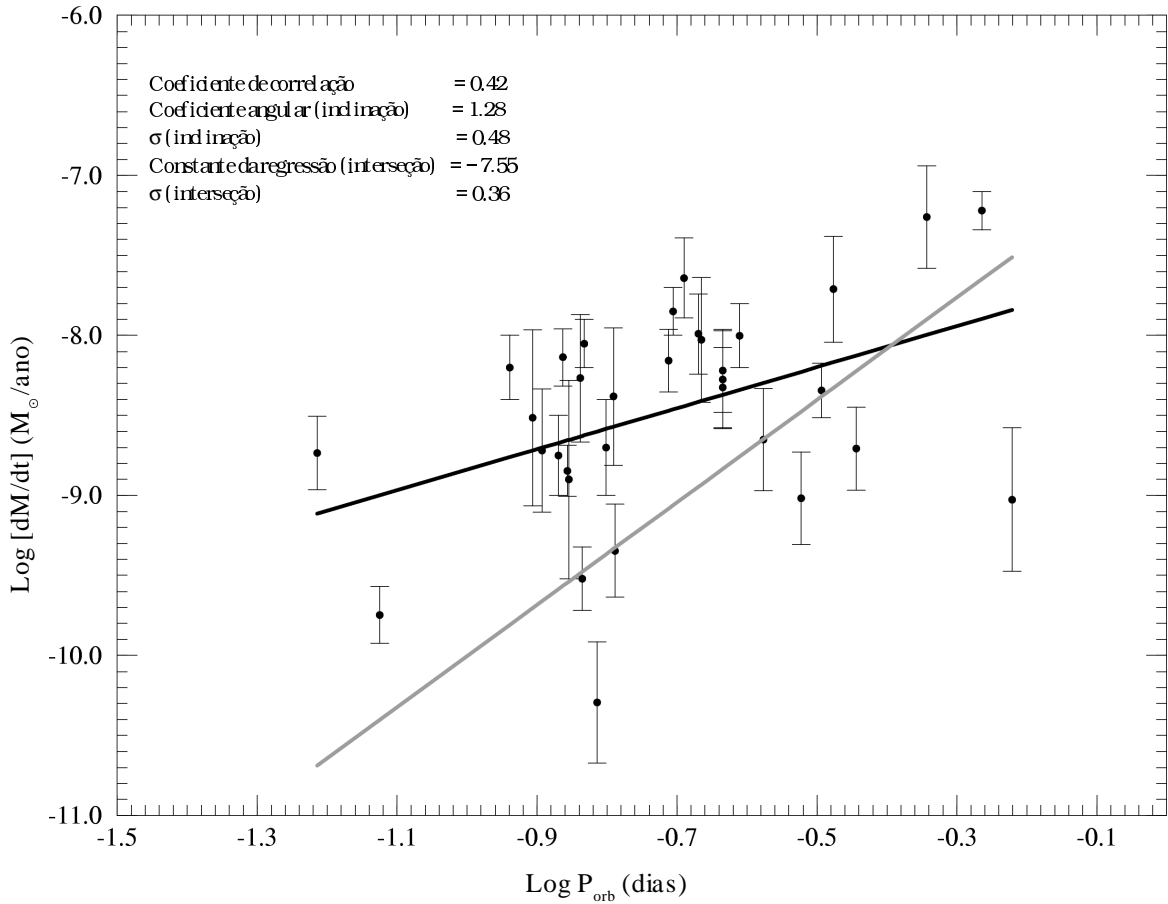


Fig 4.10 Taxa de transferência de matéria em função do período orbital, calculada usando os modelos de atmosfera de disco com distância fixa. São mostrados o melhor ajuste linear aos pontos (linha preta), as suas respectivas barras de erro e a relação calculada por Patterson (1984) (linha cinza).

A figura 4.10 mostra o resultado das estimativas da taxa de acreção usando o modelo de atmosferas de disco em função do período orbital e o ajuste linear aos pontos (equação 4.5). As barras de erro de cada estimativa foram calculadas como descrito anteriormente (seção 3.3.3). Neste caso também se encontrou grande espalhamento dos pontos. A correlação melhorou muito pouco em relação ao resultado obtido com o modelo do corpo negro.

$$\dot{M} = 2.776_{-1.56}^{+3.58} \times 10^{-8} P_{orb}^{1.282 \pm 0.49} (d) \quad (4.5)$$

$$\dot{M} = 1.5763 \times 10^{-7} P_{orb}^{3.2} (d) \quad \text{Patterson (1984)} \quad (4.3)$$

Uma fração deste espalhamento se deve possivelmente às incertezas nos parâmetros como já mencionado na seção anterior, embora alguns sistemas tenham melhorado sua posição com respeito ao ajuste. Isto se reflete no tamanho das barras de erro que em média são da ordem de 0.5 dex, mas podem atingir valores de 1 dex como o caso da CN V841 Oph. Vemos que agora temos só quatro objetos abaixo da relação de Patterson as NL's V794 Aql, AC Cnc, RZ Gru e a CN V481 Oph.

A forma das superfícies do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ apresentam um aspecto característico quando a distância é considerada fixa (figuras 4.11 a e b). Elas contém uma faixa de valores mínimos que corresponde aos modelos que conseguem reproduzir o nível de fluxo do espectro observado. A aderência ao longo do espectro é obviamente levada em conta na procura dos mínimos do χ^2_{red} mas neste caso o maior peso no cálculo χ^2_{red} é dado pelo o nível global de fluxo. Como vemos nas figuras a forma desta faixa depende muito da inclinação do sistema. Para sistemas com inclinação baixa ou intermediária o mínimo em dM/dt quase não depende da inclinação, mas para inclinações altas o vale começa a apresentar uma curvatura para valores maiores da taxa de acreção. Este comportamento é devido ao fator $(\cos i)$ no fluxo observado e, em menor grau, ao escurecimento de bordo.

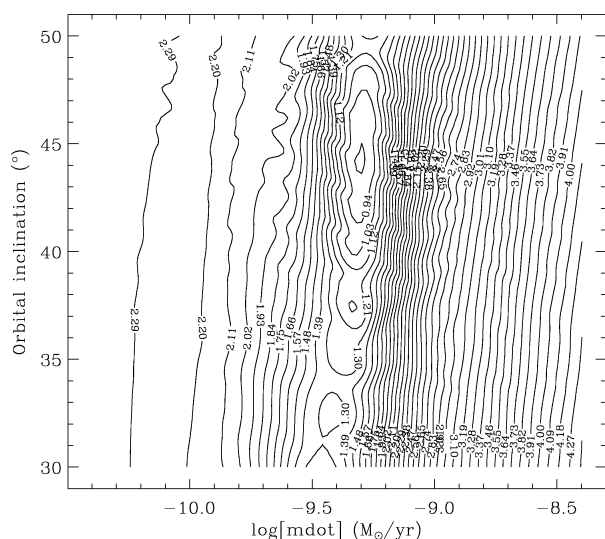


Fig 4.11a Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL KR Aur em um corte para $M_1=0.6 M_{\odot}$. Com uma distância fixa em 180 pc.

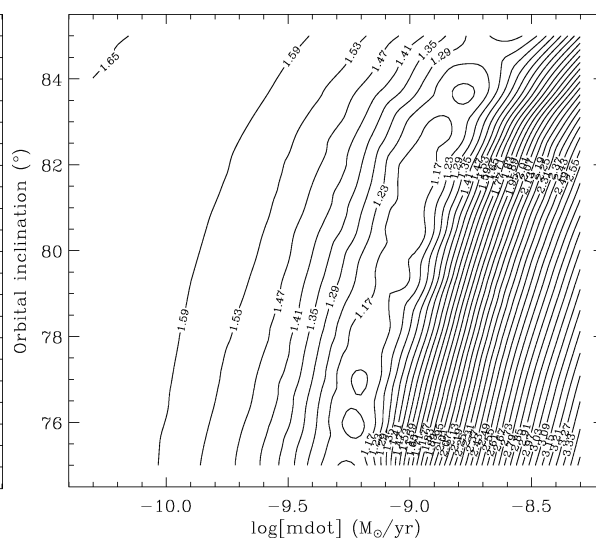


Fig 4.11b Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL V1315 Aql em um corte para $M_1=0.7 M_{\odot}$. Com uma distância fixa de 300 pc.

Investigamos a presença de uma correlação entre a taxa de transferência de massa e a intensidade relativa das linhas de emissão dada pela sua largura equivalente. Esta correlação é predita pelos modelos de emissão da *boundary layer* de Patterson e Raymond (1985) e Ko et. al. (1996). A largura equivalente das linhas de emissão do C IV (1550) e do He II (1640) em função da taxa de acreção é mostrada na figura 4.12.

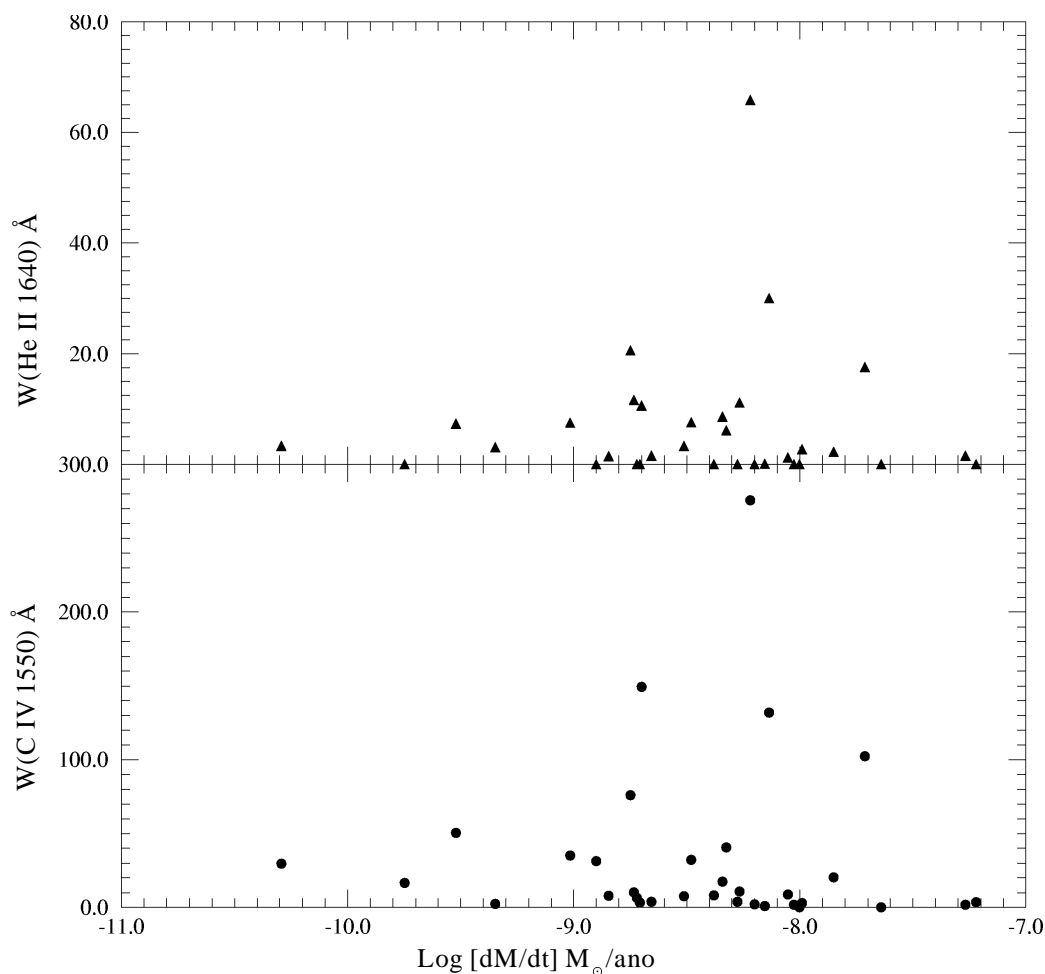


Fig 4.12 Largura equivalente das linhas em emissão C IV (1550) e He II (1640) em função da taxa de acreção dM/dt .

Como vemos, não se encontrou uma correlação entre estas grandezas. Porém, é evidente que sistemas com uma baixa taxa de acreção não apresentam linhas emissão muito fortes. Os sistemas com uma alta dM/dt elevado apresentam tanto linhas fortes como fracas. A intensidade das linhas relativa ao contínuo vai depender muito do efeito provocado pela inclinação, que não é levando em conta. A largura equivalente de linhas no óptico também

apresentam tal efeito (Warner, 1987). Assim, temos que os dois sistemas com maior taxa de transferência de massa estimada (CN DI Lac e CN V841 Oph) apresentam linhas fracas, mas estes mesmos objetos têm inclinações baixa ou intermediária ($i < 18^\circ$ e $8 < i < 68^\circ$ respectivamente). Procuramos então uma correlação entre a largura equivalente destas linhas em emissão com a inclinação orbital. A figura 4.13 mostra que a correlação existente entre estas grandezas é compatível com a encontrada por Warner (1987) para H_α . Tal correlação mostra a contribuição ao contínuo do disco, sujeito a um fator de aspecto, sob a região opticamente fina responsável pela formação das linhas. Outra possibilidade seria procurar uma correlação conjunta entre largura equivalente, taxa de acreção e inclinação.

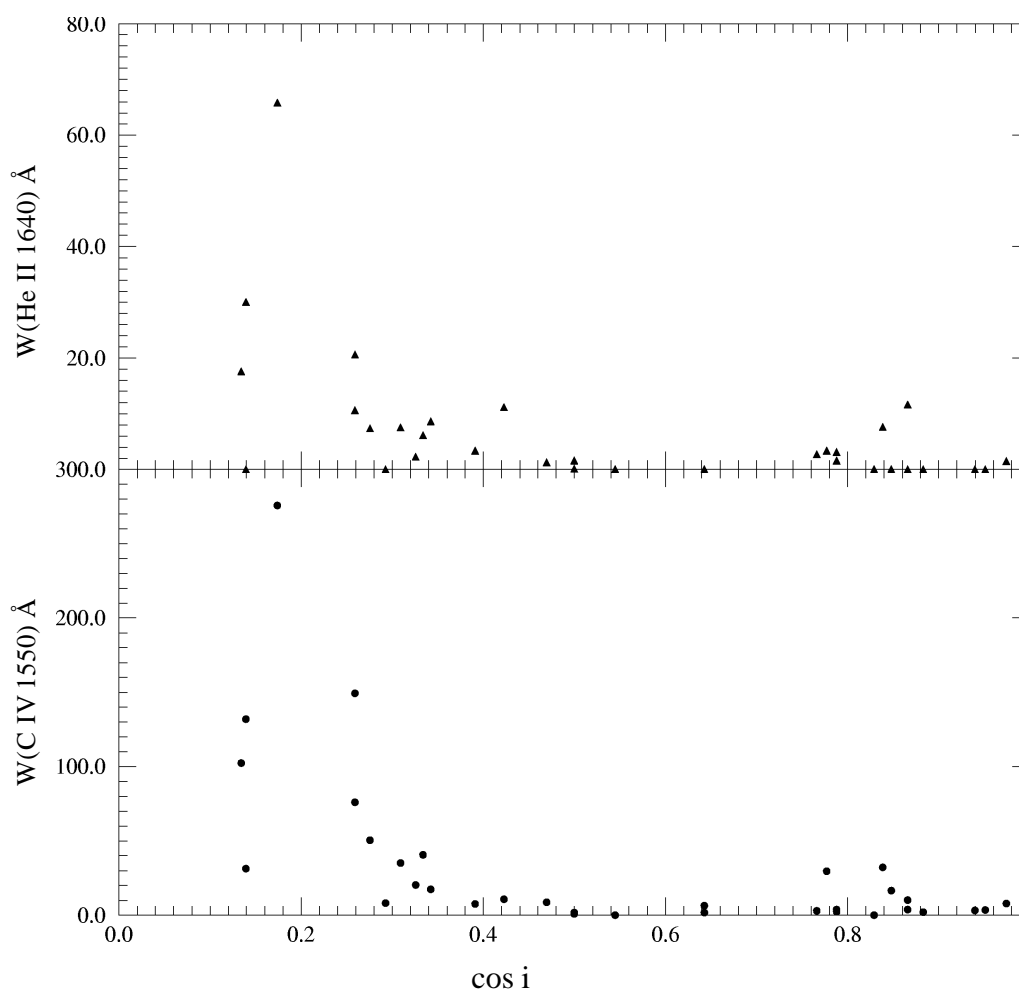


Fig 4.13 Largura equivalente das linhas em emissão C IV (1550) e He II (1640) em função do fator de aspecto.

4.3.2 Análise com distância variável

Como foi discutido anteriormente, ao fazer o cálculo variando a distância dentro de intervalos prováveis não se encontraram vales nas superfícies do $\chi^2_{[\text{red}]}$ na maioria dos casos. Para muitos objetos estas superfícies apresentavam uma queda para os modelos mais frios, ou seja com dM/dt menor, até atingir o limite imposto pela restrição na distância. Neste ponto a superfície volta a subir porque os modelos muito frios teriam que ser trazidos a distâncias muito próximas, fora do intervalo permitido. Aí se forma um “vale” ou depressão irreal causada somente pela restrição na distância.

Na figura 4.14a e 4.14b, mostramos como exemplo dois mapas de contorno calculados para a NL DW UMa. No primeiro mapa (4.14a) restringiu-se a distância entre 300 e 2700 pc. Nesta figura aparece uma depressão no canto superior esquerdo que é produzida quando os modelos de menor luminosidade, que ficam além desta depressão, não conseguem ser escalonados ao valor de fluxo do espectro observado. Este mesmo efeito causa o incremento repentino do gradiente da superfície no canto inferior direito, só que agora os modelos não podem ser afastados o suficiente para atingir o nível de fluxo do espectro observado. No caso da fig 4.14b o escalonamento foi feito sem restrição da distância. Como mostramos, não foi encontrado um vale que nos conduza a um valor de dM/dt mais provável; o valor do $\chi^2_{[\text{red}]}$ tende sempre a diminuir para valores menores de dM/dt e valores altos da inclinação. Ou seja, o modelo com parâmetros dentro dos intervalos definidos a priori não consegue descrever a forma do espectro. A curvatura das linhas de contorno é devida ao efeito sobre o nível de fluxo do ($\cos i$), do escurecimento de bordo e da taxa de acreção. Um incremento nesta taxa aumentaria o nível de fluxo, mas isto pode ser compensado ao incrementar também a inclinação. Este último efeito é mais forte quanto mais alta seja a inclinação, já que o cosseno varia lentamente para inclinações baixas.

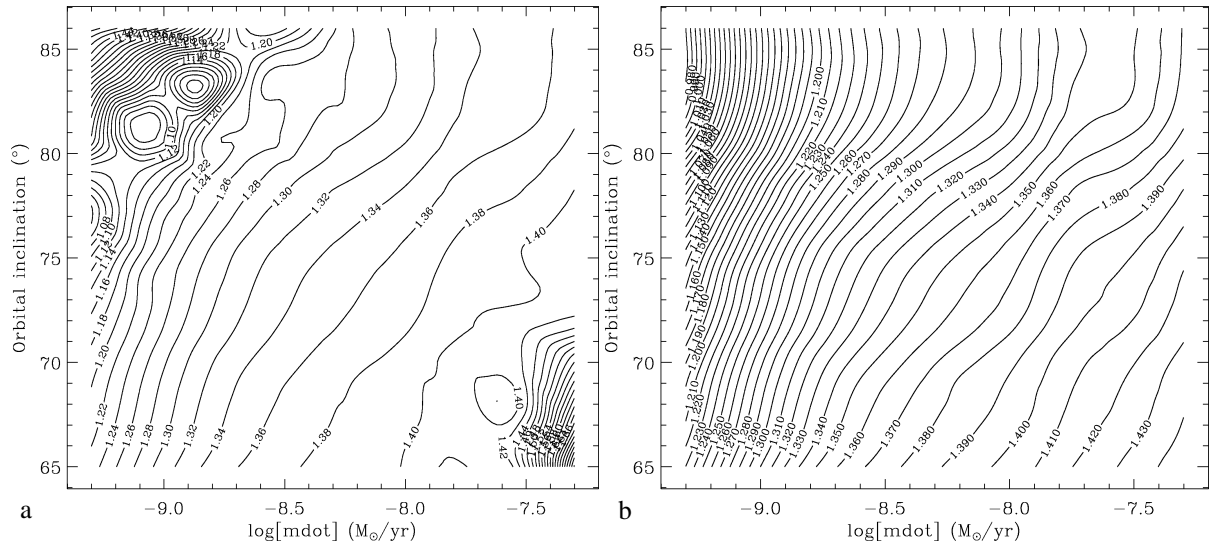


Fig 4.14a e b Mapas de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL DW UMA em um corte de $M_1=0.75M_{\odot}$. Na esquerda o escalonamento foi restringido a distâncias entre 300 e 2700 pc. Na direita se permitiu o escalonamento para qualquer distância.

Existem casos nos quais foram encontradas depressões nas superfícies do χ^2_{red} quando se permite o escalonamento para qualquer distância. Na figuras 4.15a e 4.15b correspondem a dois exemplos nos quais se encontrou uma solução bem definida. O primeiro é o mapa de contorno para NL V442 Oph que mostra uma depressão que atravessa o plano de valores da taxa de acreção e inclinação. Este vale é gerado por parâmetros do sistema que são compatíveis com os encontrados na literatura. São derivados $M_1=0.4 M_{\odot}$ e $d=124$ pc, quando os valores encontrados na literatura são: $M_1=0.34\pm 0.1 M_{\odot}$ e $80 < d < 130$ pc. O segundo caso é da NL RW Tri, que mostra uma depressão com um comportamento similar ao descrito para a NL V442 Oph. Neste caso, os modelos que correspondem a uma inclinação compatível com a literatura e que estão dentro da faixa de mínimo χ^2_{red} precisaram ser escalonados a uma distância de 76 pc. Esta distância é incompatível com o intervalo de distâncias encontrado na literatura $311 < d < 379$ pc.

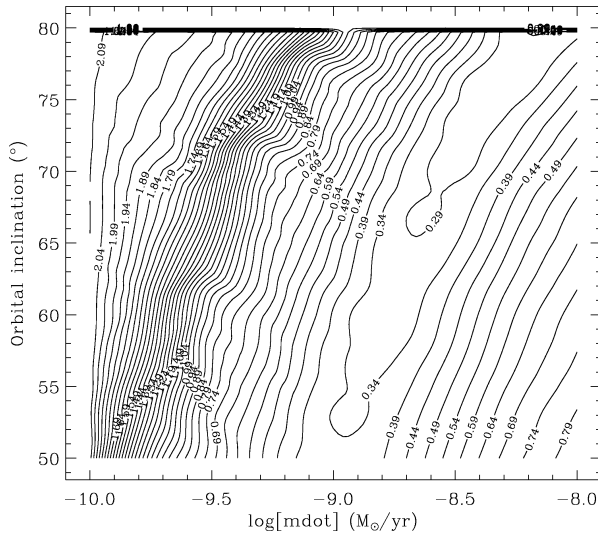


Fig 4.15a Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL V442 Oph em um corte de $M_1=0.4M_\odot$.

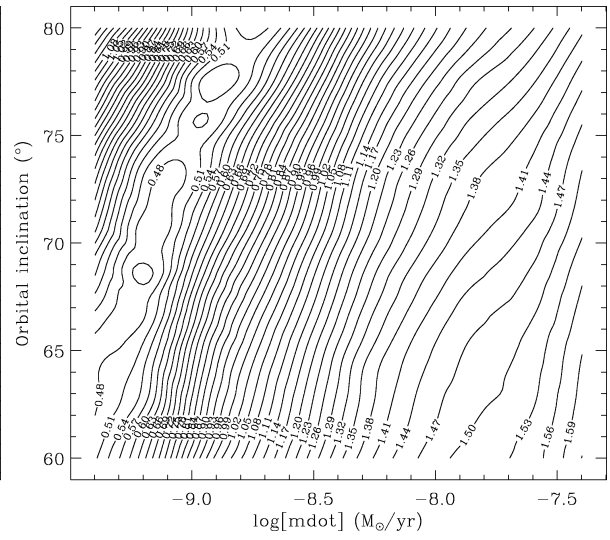


Fig 4.15b Mapa de contorno do $\log[\chi^2_{\text{red}}]$ para a NL RW Tri em um corte de $M_1=0.4M_\odot$.

Na tabela 4.6 são listados os resultados das estimativas de dM/dt derivados com os quatro parâmetros livres. São listados apenas aqueles sistemas para os quais foi encontrado um vale de largura aceitável. Esta tabela também lista o erro da estimativa do $\log [dM/dt]$ e os parâmetros (M_1 e distância) que, dentro do intervalo de inclinação, geraram a depressão de χ^2 mínimo. Os outros objetos não apresentaram vales ou as superfícies do χ^2_{red} apresentam um comportamento errático, sem evidenciar um mínimo absoluto (por exemplo a CN DI Lac). A figura 4.16 mostra os valores de dM/dt da tabela 4.6 como função do período orbital. Em comparação são plotados os valores calculados com a distância fixa. É evidente que os valores de dM/dt calculados com a distância variável são sistematicamente menores do que os calculados com a distância fixa, especialmente para sistemas com períodos orbitais longos. Além disso, como mostra a tabela 4.6, em vários casos estes valores correspondem a distâncias pouco prováveis. São inferidas distâncias sistematicamente inferiores à literatura. Esta tendência será analisada na próxima seção.

Tabela 4.7 Valores estimados da taxa de acreção dM/dt com livre escalonamento da distância. São dados o período, dM/dt , seu logaritmo, erro em dex, a massa da primária M_1 e a distância d em parsecs onde foi encontrado o vale nas superfícies de $\log[\chi^2_{\text{red}}]$. A última coluna contém o valor médio da distância da

Objeto	P_{orb} (dias)	dM/dt [M_{\odot}/ano]	$\log dM/dt$	$\sigma_{[\text{Log } dM/dt]}$	M_1/M_{\odot}	$d(\text{pc})$	$d_{\text{LIT}}(\text{pc})$
CP Pup	0.061	1.67E-010	-9.78	0.15	0.7	149	700
V592 Cas	0.115	7.08E-010	-9.15	0.3	0.95	130	330
V442 Oph	0.124	2.56E-009	-8.59	0.3	0.4	124	130
SW Sex	0.135	3.98E-010	-9.4	0.3	0.5	86	440
V603 Aql	0.139	4.47E-010	-9.35	0.3	1.2	148	290
V1315 Aql	0.140	1.16E-010	-9.9	0.3	0.5	42	300
PX And	0.146	6.31E-011	-10.2	0.15	0.7	56	>180
LX Ser	0.158	3.16E-010	-9.5	0.2	0.5	80	340
CM Del	0.162	1.58E-009	-8.8	0.3	0.5	152	215
KR Aur	0.163	1.58E-010	-9.8	0.2	0.5	58	180
IX Vel	0.194	7.94E-010	-9.1	0.2	0.85	32	95
UX UMa	0.197	1.78E-009	-8.75	0.1	0.5	150	340
HR Del	0.214	1.58E-009	-8.8	0.2	0.5	91	900/250
RW Tri	0.232	8.91E-010	-9.05	0.2	0.4	76	345
AC Cnc	0.300	1.26E-010	-9.9	0.3	0.63	106	550
V363 Aur	0.321	2.51E-010	-9.6	0.2	0.8	100	650
RZ Gru	0.360	1.58E-010	-9.8	0.2	1.2	160	440

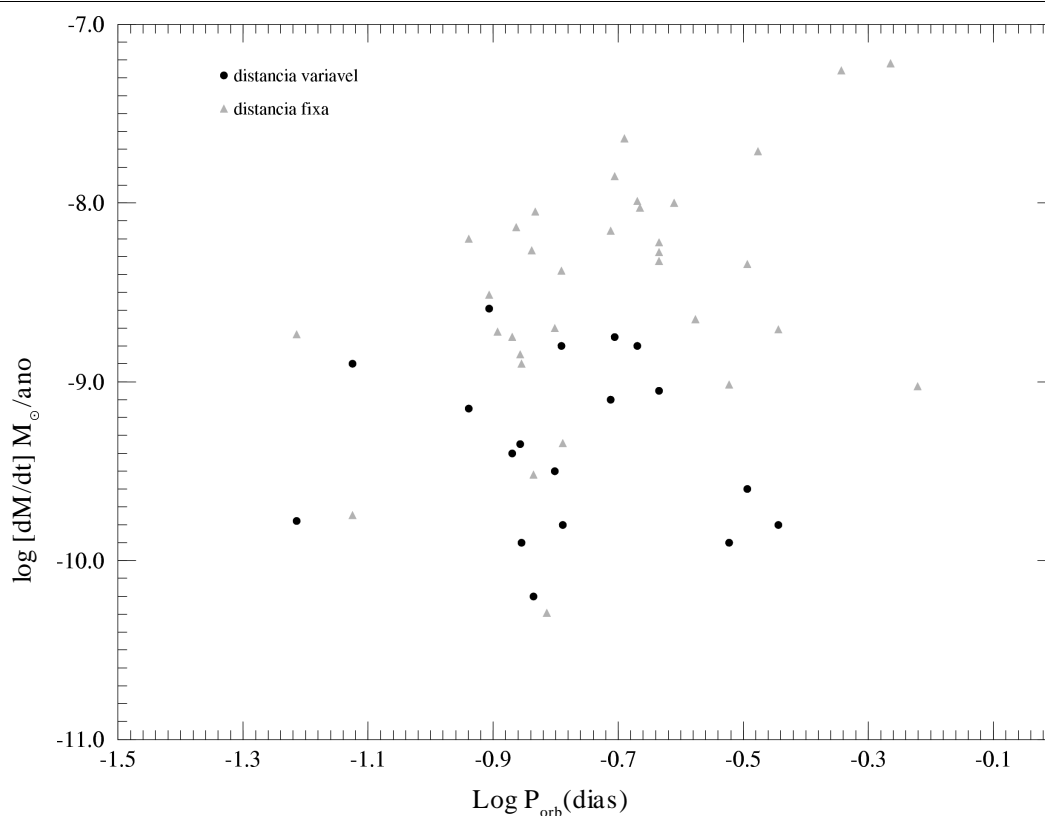


Fig. 4.16 Taxa de transferência estimada com livre escalonamento da distância em função do período orbital (círculos). Os triângulos correspondem aos resultados obtidos com a distância fixa.

4.4 Discussão

4.4.1 Comparação entre os modelos de corpo negro e atmosferas de disco

Os modelos de corpo negro, ao contrário dos modelos de atmosferas de disco, são por demais simplificados para a descrição do espectro de discos de acreção. É na forma do contínuo e na inclusão do *line blanketing* onde estes modelos mais se diferenciam, já que o modelo de atmosfera de disco leva em conta a física envolvida no transporte bem como a geração de energia no disco. Mas é precisamente neste último ponto onde o modelo de atmosferas de disco apresenta problemas até agora não resolvidos. Existem diferenças claras entre os valores de dM/dt calculados com os dois modelos, porém estas diferenças não são evidentes ao analisar a dispersão da relação entre dM/dt e o período orbital. Isto é devido ao fato que a maior parte desta dispersão é provavelmente causada por fatores independentes do modelo de disco.

Analisamos a razão entre os valores da taxa de acreção calculados com o modelo de corpo negro e os obtidos com os modelos de atmosfera de disco (com distância fixa). Foi feito um gráfico desta razão em função da inclinação da órbita à procura de alguma correlação. A figura 4.17 mostra que para valores altos da inclinação as taxas derivadas do modelo de atmosfera de disco são sistematicamente maiores que aquelas estimadas pelo modelo de corpo negro. Esta característica pode ser pelo menos parcialmente explicada pelo efeito de escurecimento de bordo. Este efeito é muito mais forte em discos que em estrelas (Diaz, Wade e Hubeny, 1996) sendo resultante da sua manifestação em toda a superfície emissora. O escurecimento de bordo é mais forte em sistemas com alta inclinação ($i > 60^\circ$). Um sistema com alta inclinação aparecerá levemente enfraquecido em fluxo (maior absorção) e mais vermelho (o contínuo é produzido em regiões mais frias) do que prediz o modelo de corpo negro (ou qualquer outro que não leve em conta esse efeito). Com os mesmos parâmetros (M_1 , i , e d), os valores calculados com o modelo de corpo negro para sistemas com alta inclinação são significativamente menores do que os produzidos por um modelo de atmosfera de disco.

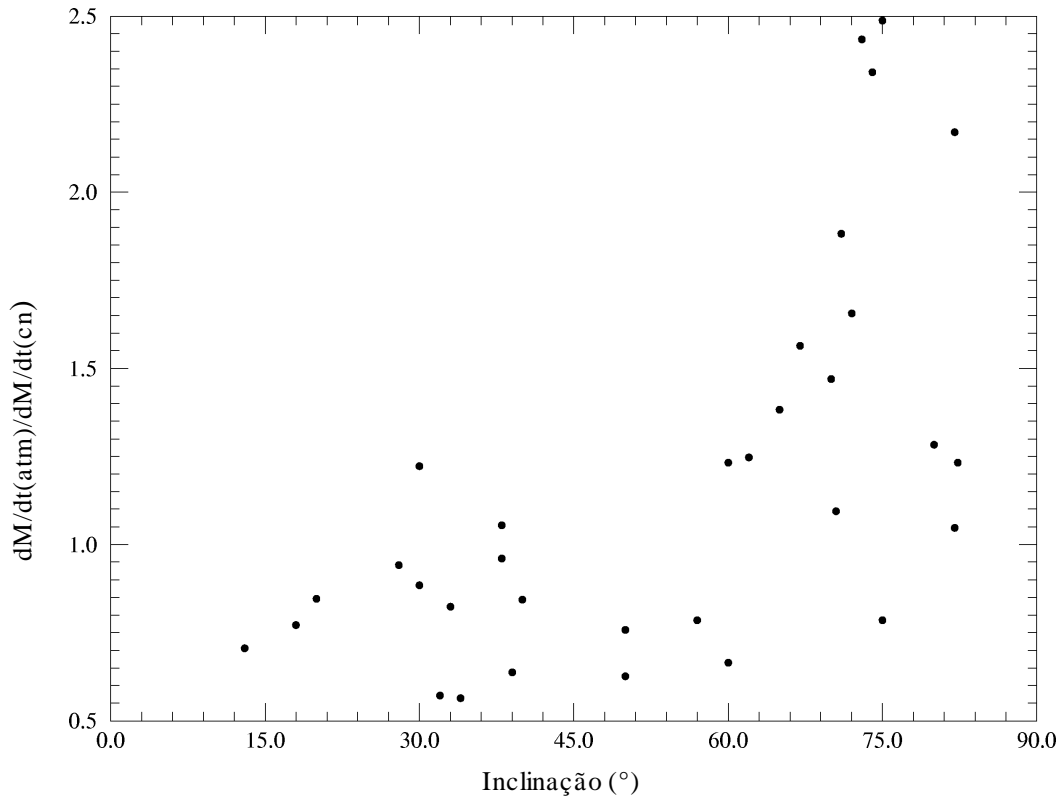


Fig. 4.17 Razão entre o valor de dM/dt calculado com o modelo de atmosfera de disco e o modelo de corpo negro em função da inclinação da órbita i .

4.4.2 Análise do modelo de atmosferas de disco

4.4.2.1 Dicotomia cor/fluxo

Usando este modelo de disco e considerando o espaço de parâmetros como um hipercubo com 500 pontos por objeto não foi possível, para a maioria dos sistemas, encontrar um conjunto único de parâmetros (M_i , dM/dt , i e d) que seja consistente com os intervalos encontrados na literatura. Embora este seja um número elevado de parâmetros para o problema, este fato nos leva a avaliar de forma crítica o modelo usado para calcular a estrutura do disco.

O cálculo do $\chi^2_{\text{[red]}}$ nos fornece uma medida da aderência do espectro gerado pelo modelo ao espectro observado. Este critério de aderência vai depender principalmente do nível do fluxo

e também da forma do espectro sintético (cor ou inclinação e concavidade). O fator de escala aplicado compensa qualquer deficiência ou excesso no fluxo integrado, o que é equivalente a modificar o valor da distância. Quando se procuram os vales nas superfícies de $\chi^2_{[\text{red}]}$ com a distância livre, tais superfícies tendem, na maioria dos casos, a cair na direção dos modelos de discos mais frios, ou seja, para valores baixos de M_1 e dM/dt . Este fato indica que, em geral, os modelos sintéticos escalonados são mais azuis quando comparados com os observados. Quanto mais perto estamos de ajustar a forma (cor) do espectro observado (quanto menor o $\chi^2_{[\text{red}]}$) menor é a distância à qual tem ser escalonado o espectro sintético. Isto implica em uma deficiência no nível de fluxo nos modelos que conseguem reproduzir a forma do espectro. Procuramos também para cada objeto analisar o espectro sintético que melhor reproduz o nível de fluxo com a distância encontrada na literatura e encontramos, na maioria dos casos, que este espectro é azul com relação ao observado, daí os valores altos do $\chi^2_{[\text{red}]}$ destes modelos quando comparados com modelos mais frios. Esta dicotomia cor/fluxo já foi encontrada por Wade (1988) comparando espectros compostos de atmosferas estelares clássicas com os espectros observados. O autor concluiu que os modelos que conseguiam reproduzir a cor dos espectros observados eram precisamente aqueles com baixo dM/dt e que produziam níveis de fluxo abaixo dos observados (o autor fixou M_1 , i e d). Este autor encontrou que a diferença da taxa de transferência de matéria entre os modelos que reproduziam a cor e os que reproduziam o nível de fluxo era de ~ 2 dex. Neste trabalho nós encontramos uma diferença de ~ 1 dex, mas temos que levar em conta que no nosso caso deixaram-se variar (dentro de intervalos razoáveis) os outros parâmetros básicos.

A figura 4.18 mostra como exemplo os modelos de atmosfera de disco para a NL UX UMa. Notamos que o espectro com o fator de escala mais próximo de 1 (que consegue reproduzir o fluxo do espectro observado a uma distância igual à encontrada na literatura) tem uma temperatura de disco maior que o espectro observado. Mais abaixo está o espectro do modelo com o menor valor do $\chi^2_{[\text{red}]}$ se aplicado o fator de escala. É evidente a discrepância de cor no primeiro caso e a deficiência em fluxo no segundo. Porém, encontramos também objetos nos quais esta dicotomia não está presente ou é muito fraca. Por exemplo, o caso da NL V442 Oph mostrado na figura 4.19. A deficiência em fluxo mostrada pelo modelo de atmosfera de disco com o menor $\chi^2_{[\text{red}]}$ é pequena. Também a forma do contínuo do modelo que reproduz melhor o nível de fluxo é muito próxima à forma do contínuo observado.

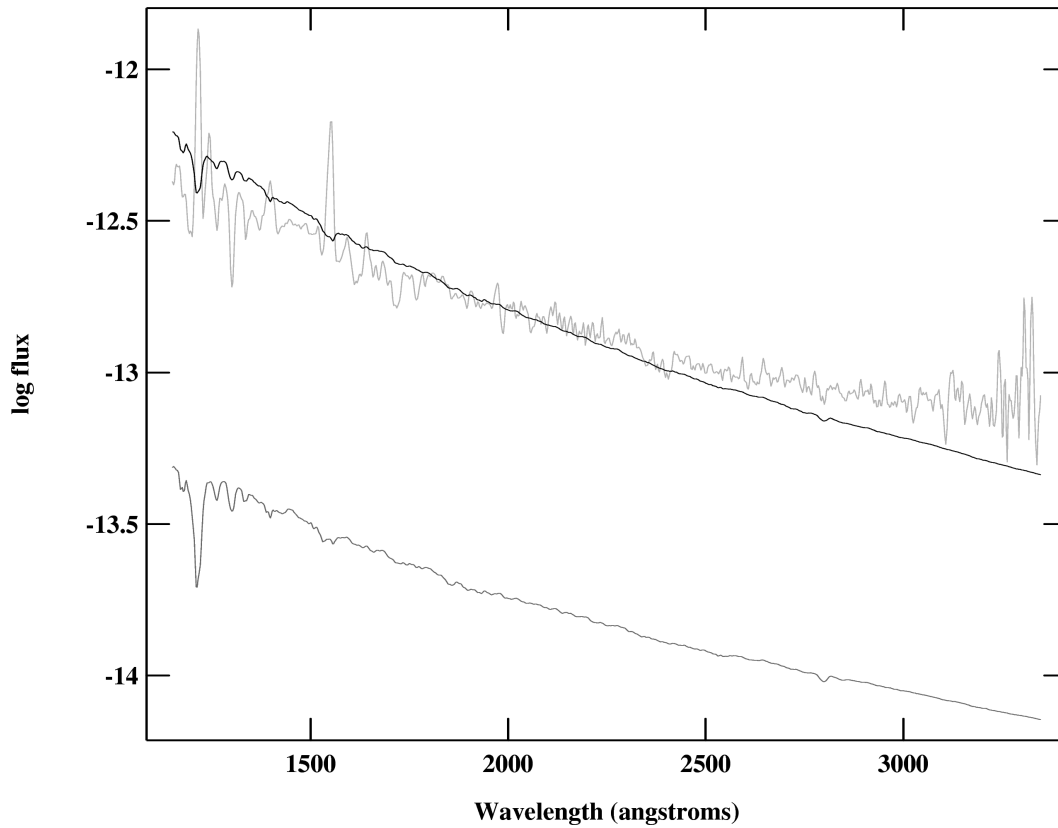


Fig. 4.18 Espectro UV de UX UMa observado pelo IUE, corrigido do avermelhamento interestelar com $E(B-V)=0.02$. São mostrados dois modelos de atmosfera de disco. O modelo do espectro com linha preta foi calculado com $M_1=0.8 M_\odot$, $dM/dt=1.51 \times 10^{-8} M_\odot/\text{ano}$ e $i = 80^\circ$. O modelo do espectro com linha cinza foi calculado com $M_1=0.4 M_\odot$, $dM/dt=5.42 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$ e $i=78^\circ$.

Para ter uma ideia quantitativa desta dicotomia tomamos o modelo que melhor ajustou o fluxo global no contínuo e o normalizamos à intensidade observada em 1480 \AA . Em seguida calculamos a diferença de cor em dex definida como o logaritmo da razão entre o fluxo do espectro observado e o modelo em 3000 \AA .

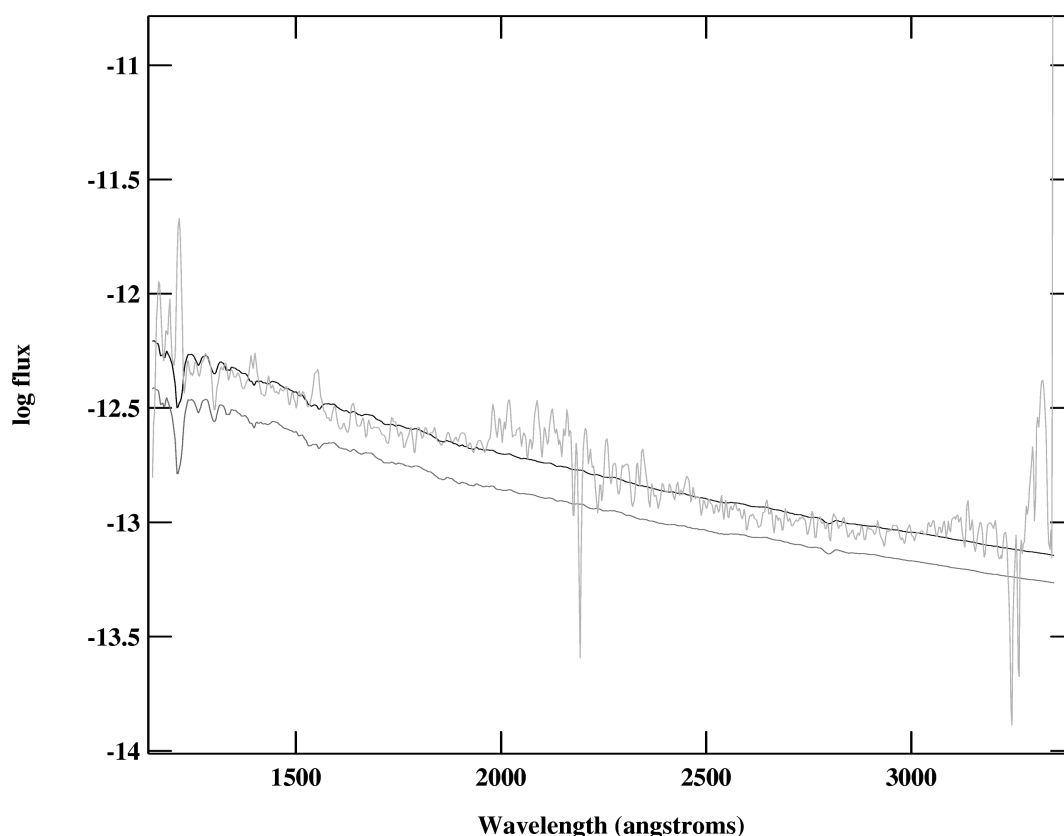


Fig. 4.19 Espectro UV de V442 Oph observado pelo IUE e corrigido do avermelhamento interestelar com $E(B-V)=0.22$. São mostrados dois modelos de atmosfera de disco. O modelo do espectro com linha preta foi calculado com $M_1=0.5 M_\odot$, $dM/dt=6 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$ e $i = 80^\circ$. O modelo do espectro com linha cinza foi calculado com $M_1=0.4 M_\odot$, $dM/dt=6 \times 10^{-9} M_\odot/\text{ano}$ e $i=80^\circ$.

Na tabela 4.7 listamos os resultados destas estimativas para cada objeto. Desta tabela concluímos que existe uma dicotomia cor/fluxo média de ~ 0.3 dex entre os modelos de atmosfera de disco e o espectro observado. Valores desta ordem são deduzidos dos modelos de atmosferas estelares calculadas por Wade (1988). O motivo da semelhança é que no modelo de atmosferas modificadas é incorporada uma distribuição vertical para a geração de energia por dissipação viscosa que deposita a maior parte desta energia no fundo da atmosfera. Isto faz com que as camadas superiores da atmosfera simplesmente transportem a energia que vem das camadas inferiores; uma situação muito semelhante ao que acontece dentro de uma atmosfera estelar. O motivo para impor esta lei de viscosidade foi um compromisso entre a factibilidade dos modelos e o desvio de uma atmosfera estelar. Se

colocada uma lei com maior ζ , praticamente toda a energia seria gerada no plano central do disco e o resultado seria praticamente igual ao de uma atmosfera estelar clássica. Uma lei de viscosidade com ζ muito pequeno faz com que a energia seja gerada em camadas mais superficiais. Este extremo produz grandes viscosidades e dissipação em regiões de densidade muito baixa. Sem analisarmos a origem desta viscosidade, este comportamento cria problemas de estabilidade e convergência em um modelo de atmosfera estacionário em ETL.

Tabela 4.8 Diferença de cor entre o espectro observado e o espectro sintético que melhor reproduz o fluxo.

Objeto	$\Delta_{\text{cor}}(3000 \text{ \AA}) \text{ dex}$
CP Pup	0.18
V 592 Cas	0.13
V 442 Oph	0.06
DN Gem	0.4
SW Sex	0.23
DW UMa	0.45
V 603 Aql	0.3
V 1315 Aql	0.58
RR Pic	0.27
PX And	0.38
V 533 Her	0.4
V 794 Aql	0.25
LX Ser	0.5
CM Del	0.1
KR Aur	0.25
IX Vel	0.14
UX UMa	0.16
T Aur	0
HR Del	0.1
V 3885 Sgr	0.17
V 347 Pup	0.3
VY Scl	0.28
RW Tri	0.25
RW Sex	0.25
TW Pic	0.52
AC Cnc	0.4
V 363 Aur	0.4
BT Mon	0.4
RZ Gru	0.25
QU Car	0.2
DI Lac	0.12
V 841 Oph	0.1

Um fator importante na definição da forma do espectro é a temperatura do disco. Daí deduzimos que o perfil radial de temperatura do disco é de vital importância nos modelos de estrutura e síntese espectral. Uma alternativa seria utilizar uma lei diferente para o perfil radial de temperatura do disco (Orosz e Wade 2003). De fato, a dicotomia cor/fluxo verificada sugere que a lei de temperatura clássica deva ser revista.

4.4.2.2 Degenerescência dos Parâmetros Básicos

Um dos principais problemas encontrados ao tentar estimar os parâmetros deste modelo pelo método de otimização multiparamétrica descrito anteriormente foi o fato de não se encontrar soluções únicas. São encontradas faixas de um valor mínimo do $\chi^2_{[\text{red}]}$ que atravessam o mapa de contorno, tanto quando se utiliza o método com distância fixa como quando se variou a distância. Isto mostra uma forte correlação entre os parâmetros que queremos determinar, o que leva a que não seja possível estimar simultaneamente todos os parâmetros desejados dentro de intervalos fechados. Devido a este efeito foram limitados os intervalos considerados de certos parâmetros aos encontrados na literatura para estimar os parâmetros restantes. Neste trabalho foram limitados tanto M_I como i , deixando a distância fixa em um caso ou livre no outro, com a intenção de restringir o valor da taxa de acreção dM/dt . Outros parâmetros tais como $E(B-V)$, ζ e R_e foram mantidos fixos.

Existem dois graus de correlação entre estes parâmetros: uma correlação forte entre M_I e dM/dt e outra correlação forte entre a distância d e $(\cos i)$. Há também uma correlação mais fraca entre os elementos destes pares. As correlações fortes encontradas entre os parâmetros provém dos modelos utilizados, tanto para o cálculo da estrutura da atmosfera como na equação de síntese espectral (eq.3.21). Como temos usado o perfil radial de temperatura do modelo de disco padrão (eq. 3.1) como condição de contorno para o fluxo emitido na superfície de cada anel do disco, o modelo vai depender fortemente da forma deste perfil. Assim, já que a expressão deste perfil é aproximadamente proporcional a um produto de potências de M_I como de dM/dt (levando em conta a relação massa-raio das anãs brancas) não podemos desacoplar completamente M_I e dM/dt . A figura 4.20 mostra claramente esta degenerescência. Nesta figura apresentamos um corte na inclinação, deixando livre a distância, ou seja tentamos ajustar basicamente a forma do espectro. Aparece uma faixa de $\chi^2_{[\text{red}]}$ mínimo com tangente negativa ou seja, se diminuimos M_I o "avermelhamento"

provocado pode ser compensado por um incremento na taxa de acreção dM/dt . O mesmo efeito acontece quando consideramos a distância fixa e tentamos ajustar o fluxo (fig 4.21). A correlação entre a distância e a inclinação é evidente na equação 3.21.

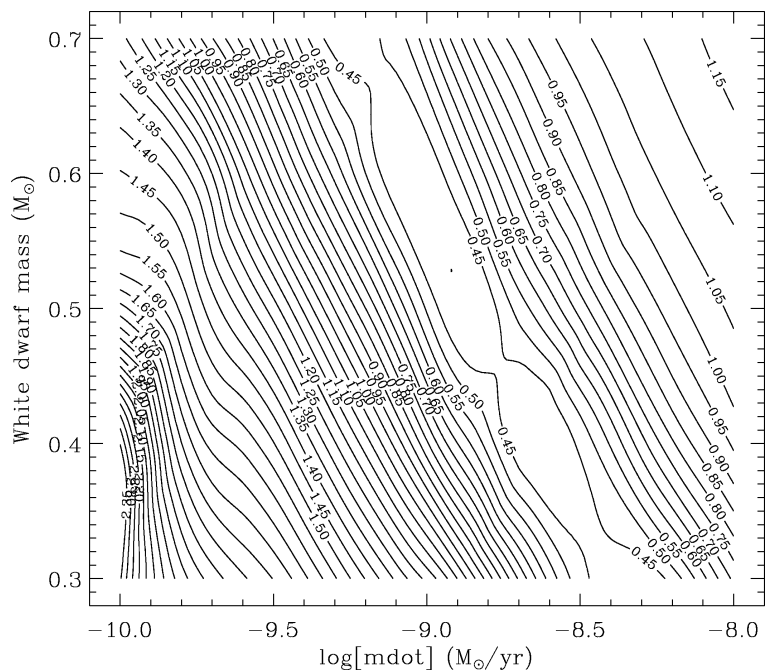


Fig 4.20 Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{red}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $i=72^\circ$ e distância variável.

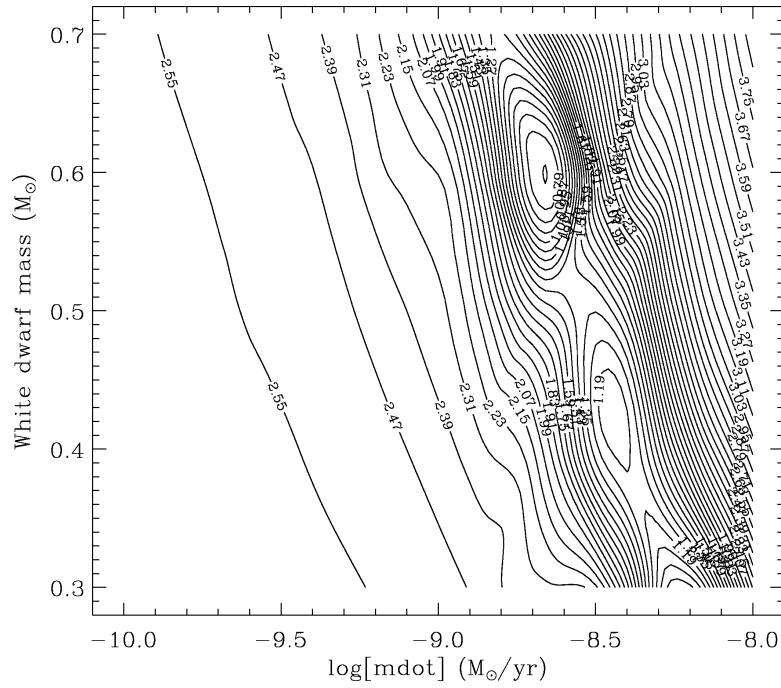


Fig 4.21 Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $i=72^\circ$ e distância fixa.

Uma correlação mais fraca existe entre M_1 e i ou entre dM/dt e i . Não somente se produz uma faixa de mínimo na superfícies do $\chi^2_{\text{[red]}}$ mas também a profundidade dela aumenta ao se incrementar o ângulo de inclinação (fig. 4.22 e fig. 4.23), ao contrário do que ocorre com os pares fortemente acoplados onde a profundidade é sempre a mesma ao longo da faixa.

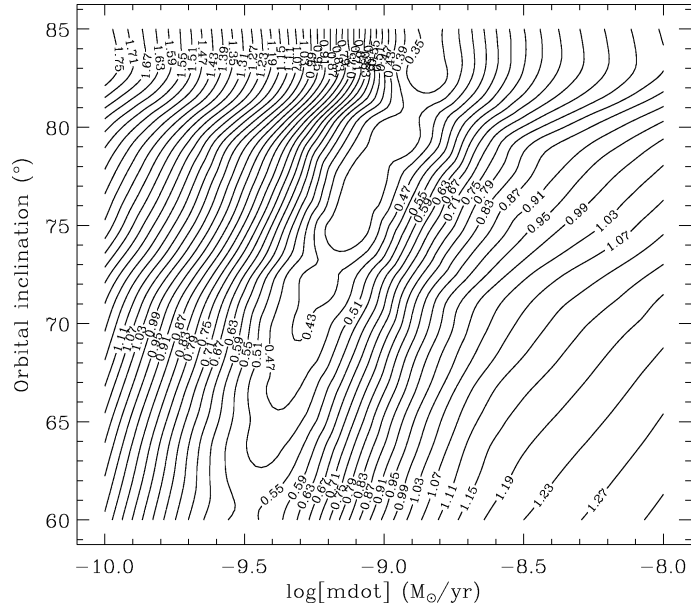


Fig 4.22 Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $M_1=0.7M_{\odot}$ e é considerada uma distância variável.

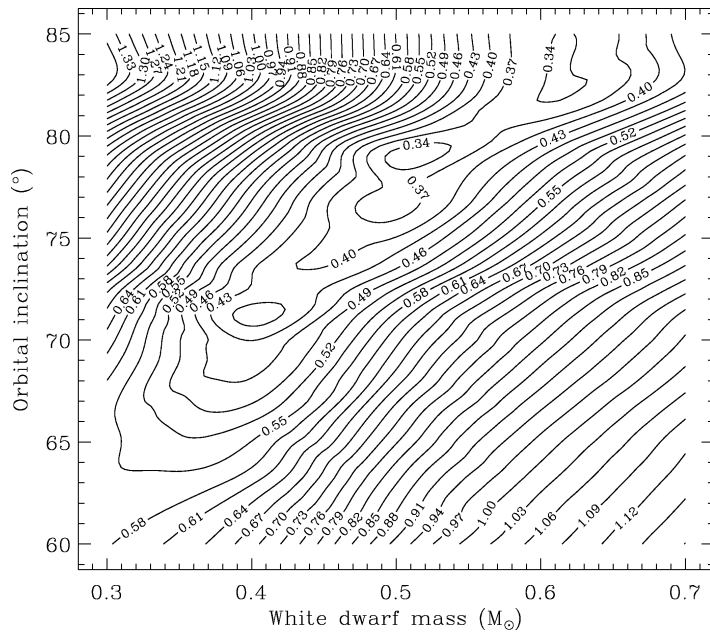


Fig 4.23 Mapa de contorno do $\log \chi^2_{\text{[red]}}$ usado no ajuste do espectro UV de CM Del. Tomou-se um valor fixo de $dM/dt=2.15 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$ e é considerada uma distância variável.

É evidente que a presença destas degenerescências é intrínseca ao modelo utilizado para sintetizar o espectro. Este modelo não contém toda a física envolvida na emissão do disco e portanto não pode aproveitar toda a informação contida no espectro observado. Por exemplo, o modelo não tem os ingredientes necessários para reproduzir em detalhe os perfis das linhas em absorção observadas, o que poderia ajudar a quebrar a degenerescência dos parâmetros básicos. Uma das formas de quebrar estas degenerescências seria incluir dentro do modelo, por exemplo, a presença de uma componente opticamente fina e extensa que descreva com maior detalhe o comportamento das linhas em emissão e mesmo do espectro no contínuo. Da forma do contínuo observado é difícil extrair mais do que 3 ou 4 parâmetros. O contínuo UV, na maioria dos objetos pode ser descrito somente pelo nível de fluxo, inclinação e concavidade. As diferenças na concavidade são sutis e os erros observacionais são elevados, de forma que as degenerescências entre os parâmetros não são desfeitas. Consideramos que o método de otimização multiparamétrica utilizado é o mais adequado neste caso pois nos proporciona uma visão global do comportamento das superfícies do $\chi^2_{\text{[red]}}$ e não é sensível a mínimos locais.

4.5 Comentários específicos

Listamos nesta seção alguns objetos que apresentam peculiaridades. Algumas particularidades podem ter influenciado a estimativa da taxa de transferência de matéria. Outros sistemas são citados pela relativa consistência dos resultados obtidos.

BT Mon. Tanto os ajustes de corpo negro como de atmosferas estelares geram espectros extremamente azuis quando comparados com o espectro observado. Isto pode sugerir um erro na determinação de $E(B-V)$.

CM Del. O modelo de atmosfera de disco com distância variável consegue ajustar o espectro para um valor da distância que é muito similar ao fornecido por Berriman et. al. (1985).

T Aur. Neste objeto e em BK Lyn, ao contrário do que acontece com a maioria dos outros, os

espectros gerados com o modelo de atmosferas de disco são muito vermelhos quando comparados com o observado. Isto talvez seja causado por um excesso de cor $E(B-V)$ sobrestimado. O alto nível de ruído na região da característica interestelar em 2200 \AA torna muito difícil uma medida confiável da extinção por esse método.

DW UMa. Os espectros obtidos em diferentes épocas mostram diferentes características, dois deles (IUE) e (HST/STIS 2004) mostram fortes linhas em emissão, mas o espectro (HST/STIS 1999) se mostra preferentemente em absorção. Isto pode ser interpretado como uma eventual variação na transferência de massa da secundária para o disco. O espectro em absorção poderia estar contaminado pela fotosfera da anã branca e o valor de dM/dt derivado não seria correto. Este objeto também apresenta uma forte dicotomia cor/fluxo no ajuste dos modelos de atmosfera de disco.

TW Pic. Apesar de ter uma inclinação baixa, apresenta um espectro UV com fortes linhas de emissão, o que pode sugerir um disco opticamente fino. Isto se soma ao fato de que tanto o espectro ajustado com o modelo de corpo negro como o modelo de atmosfera são extremamente azuis.

CP Pup. Esta é uma nova velha de período orbital curto com um dM/dt alto. A determinação de sua distância é incerta. Foi adotado o valor de 700 pc (McLaughlin 1960), mas na literatura existem várias estimativas usando o método de paralaxe de expansão que vão desde 830 pc (Bode et. al. 1987) até 1600 pc (Williams 1982). Um fato curioso é que estas duas estimativas foram feitas usando linhas no óptico. Outra estimativa foi feita por Barrett (1996) usando polarimetria linear e resulta em $d=556 \text{ pc}$. Um valor independente pode ser derivado da relação entre a magnitude absoluta e o tempo de decaimento, que tendo como resultado uma distância de $\sim 450 \text{ pc}$ (Warner 1987).

VI315Aql. Este objeto apresenta a dicotomia cor/fluxo mais acentuada entre os objetos estudados $\Delta_{\text{cor}}(3000\text{\AA})=0.58 \text{ dex}$.

UX UMa. Apresenta dicotomia cor/fluxo pequena ($\sim 0.1 \text{ dex}$). A estimativa de dM/dt obtida com a distância variável leva a um valor da distância menor que um terço da encontrada na literatura.

V603 Aql. Usando o método com distância variável pode-se ajustar a forma do espectro com uma distância que é a metade do valor encontrado na literatura.

BK Lyn. Possivelmente o objeto mais complicado da amostra. O modelo de corpo negro

inverte o sentido da inclinação do contínuo. Todos os modelos de atmosferas da grade geram fluxos extremamente baixos e muito vermelhos quando comparados com o observado. Não é possível ajustar adequadamente o nível de fluxo, apenas a forma, resultando em parâmetros muito distantes daqueles encontrados na literatura. Devido ao valor de M_1 , ao nível de fluxo e às fortes linhas de emissão vistas em um objeto com inclinação baixa sugerimos que este sistema deve ter uma baixa taxa de acreção e abriga um disco opticamente fino.

V442 Oph. Apresenta uma pequena dicotomia cor/fluxo ~ 0.06 dex. Além disso o método de atmosferas de disco com distância variável consegue ajustar o espectro com uma distância que é a metade do valor da literatura.

LX Ser. Uma das maiores dicotomias cor/fluxo: ~ 0.5 dex.

V794 Aql. É classificada como uma NL VY (Ritter, 2003). O valor de dM/dt foi calculado quando o sistema se encontrava no estado alto (usando o espectro do HST). Este espectro apresenta fortes linhas em emissão, mas considerando a sua baixa inclinação ($i \sim 39^\circ$) podemos especular que este sistema também possui um disco opticamente fino. Evidências de um disco marginalmente instável já foram analisadas na literatura (Honeycutt, Cannizzo e Robertson 1994). O espectro apresenta o aspecto típico de um sistema com inclinação alta; fortes linhas de emissão e um contínuo plano. Os valores de dM/dt calculados são muito baixos, considerando que se trata de um sistema acima do *gap*.

RZ Gru. Não se encontraram estimativas de M_1 nem da inclinação i . A presença de profundos perfis P Cyg no espectro podem sugerir uma inclinação baixa ou intermediária. Os seguintes valores conseguiram reproduzir a forma do contínuo: $M_1 = 1 M_\odot$ e uma inclinação $i = 20^\circ$. Porém, devido a estas estimativas grosseiras, a taxa de transferência derivada para este objeto tem uma incerteza muito grande.

PX And. O valor de dM/dt calculado corresponde a uma distância fixa de 180 pc que é o limite inferior encontrado, indicado que estimamos um limite inferior de dM/dt .

QU Car. Possui uma estimativa de M_1 muito incerta e, além disso, foi usado possivelmente o limite superior para a inclinação o que produziria um limite superior de dM/dt .

DI Lac. A distância foi estimada usando o valor da magnitude absoluta no máximo publicada por Warner (1987). Esta é a única referência encontrada na literatura referente à distância. Moyer et.al. (2003) ajustaram o espectro UV observado pelo HST a modelos de atmosfera de disco. Estes autores concluíram que o melhor ajuste foi obtido para uma distância de ~ 2000 – 2500 pc. Porém, do ajuste do mesmo espectro efetuado neste trabalho, usando os mesmos

parâmetros, concluímos que o valor da distância inferido por estes autores é incompatível com a taxa de transferência calculada pelos mesmos.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

5.1 Conclusões

Foi selecionada uma amostra de 49 VC's com disco estacionário (NL e CN velhas) o mais homogênea possível, visando calcular a taxa de transferência de matéria, analisar e testar o comportamento dos modelos de disco de acreção e verificar e recalibrar a relação de Patterson. Com este objetivo foram coletados dados espectroscópicos no UV dos satélites IUE e HST e levantados os parâmetros físicos fundamentais de cada sistema disponíveis na literatura. O valor de dM/dt foi estimado usando métodos de síntese espectral no UV, aproximando a emissão do disco a uma superposição de corpos negros ou de atmosferas estelares modificadas (atmosferas de disco).

Da análise espectroscópica no UV encontramos que a maioria destes sistemas apresentam linhas fracas ou fortes linhas em emissão. Não foi vista uma correlação entre a largura equivalente das linhas de emissão (C IV 1550 Å e Si IV 1400 Å) ou absorção (N V 1240 Å e Si III 1300 Å) e o período orbital. Foi estimada a inclinação do contínuo, aproximando-o por uma lei de potência. Em geral, os valores encontrados para a inclinação do contínuo estão longe do valor esperado para a aproximação de corpo negro de um disco infinito, $\alpha=2.33$. Porém, existe uma concentração significativa de sistemas com valores de α entre 1.5 e 3.

Mostramos que é necessário utilizar um método estatístico de otimização multiparamétrica para estimar o valor de dM/dt . Foram calculados modelos de atmosfera de disco mediante uma varredura simétrica ao longo de todos os parâmetros fundamentais. Uma vez calculado o

$\chi^2_{[\text{red}]}$ de cada modelo é realizada uma análise detalhada das superfícies desta estatística para restringir os valores mais prováveis da taxa de acreção.

Fortes correlações entre os parâmetros foram encontradas e as mesmas são intrínsecas ao modelo de atmosfera de disco utilizado. Estas correlações provocaram uma forte degenerescência nas soluções e impediram a definição de conjuntos únicos de parâmetros para a maior parte dos discos estudados.

Encontramos que o modelo de atmosfera de disco usado, embora seja atualmente o modelo mais detalhado que se dispõe para descrever a emissão do contínuo de discos de acreção, apresenta problemas para reproduzir simultaneamente o nível de fluxo e a forma dos espectros observados (dicotomia cor /fluxo), a exemplo do que ocorre na aproximação por atmosferas estelares clássicas. Os valores de dM/dt correspondentes aos modelos que conseguem reproduzir a cor se diferenciam em ~ 1 dex em média daqueles correspondentes aos modelos que reproduzem o nível de fluxo.

O modelo também não consegue reproduzir em detalhe a forma das linhas de absorção presentes nos espectros nem as linhas de emissão. Estes problemas evidenciam a necessidade de incorporar dentro do modelo a contribuição ao transporte radiativo de uma região opticamente fina, que pode estar representada por um vento e/ou uma cromosfera. Ao incorporar de uma atmosfera estendida, não seria mais possível usar a aproximação de equilíbrio termodinâmico local. Neste sentido, também é necessário considerar a contribuição da irradiação da primária e da *boundary layer* sobre o disco. Outras alternativas para evoluir os modelos de disco de acreção podem ser alterações no perfil radial de temperatura e/ou a distribuição vertical de dissipação viscosa. Tais modificações devem ter significado físico dentro da teoria de discos de acreção.

A média geral da taxa de acreção para todos os sistemas selecionados é de $\sim 8.6 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$. A média de dM/dt para as NL's (23 sistemas) é $\sim 6.4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{ano}$, mas para as CN's velhas (10 sistemas) é aproximadamente o dobro $\sim 1.3 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{ano}$.

Quando comparados os valores de dM/dt estimados com método de atmosferas de disco com aqueles estimados com o modelo de corpos negros encontramos grandes diferenças; da ordem de 20%–50%. O efeito de escurecimento de bordo é importante na determinação de dM/dt , especialmente em sistemas com alta inclinação. As diferenças impostas por este efeito podem atingir mais de 100% com relação ao calculado com o modelo de corpo negro.

Com os novos valores da taxa de acreção foi procurada uma correlação com o período orbital. Concluímos que a relação empírica encontrada por Patterson (1984) sobrevive. Porém, muito menos definida do que a proposta originalmente. Uma das razões da grande dispersão dos pontos calculados no plano (P_{orb} , dM/dt) é a incerteza nos parâmetros básicos encontrados na literatura que afetam fortemente o valor estimado para a taxa de transferência de matéria. Em especial, como é comum na análise do contínuo de Balmer, os resultados são fortemente afetados pelo valor de $E(B-V)$. A distância ao sistema e a massa da primária também são grandezas críticas. Os valores de dM/dt calculados neste trabalho são sistematicamente maiores que os preditos pela relação de Patterson.

A relação proposta por Patterson e Raymond (1985) e Ko et. al. (1996) entre a largura equivalente das linhas de emissão de He II e dM/dt não foi encontrada, porém é visto que não há linhas de emissão fortes para sistemas com baixa taxa de acreção, isto pode sugerir a falta de vento nestes discos. Foi confirmada a correlação entre a inclinação da órbita e a largura equivalente das linhas de emissão, o que demonstra a necessidade de incluir no modelo a presença de vento e/ou uma atmosfera estendida.

5.2 Perspectivas

Temos concluído que os modelos utilizados atualmente para descrever a emissão de discos de acreção em VC's não reproduzem adequadamente as observações. É necessário realizar um aperfeiçoamento destes modelos incorporando a irradiação do disco pela *boundary layer* e a formação de uma cromosfera. Também seria necessário investigar novas leis de distribuição da viscosidade $w_l(\zeta)$ e procurar variações da lei de distribuição radial de temperatura do disco. Modelos futuros devem contemplar a formação de um vento de maneira autoconsistente.

Incorporar este estudo estatístico na estimativa da taxa de transferência de matéria em outros tipos de VC's pode contribuir para a obtenção de valores mais precisos. A revisão destas estimativas pode ser importante para cercar o caminho predito pelas teorias evolutivas.

Referências Bibliográficas

- Andronov, N., Pinsonneault, M.H. 2003, ApJ., 582, 358..
- Andronov, N., Pinsonneault, M.H. 2004, ApJ., 614, 326.
- Araujo–Betancor, C, Knigge, C., Long, K.S., Hoard, D.W., Szkody, P., Rodgers, B.;
Krisciunas, K., Dhillon, V.S., Hynes, R.I., Patterson, J., e mais um coautor,
2003, ApJ, 583, 437.
- Auer, L., Mihalas, D. 1968, ApJ., 158, 311.
- Auer, L., Mihalas, D. 1969, ApJ., 158, 641.
- Auer, L., Mihalas, D. 1970, MNRAS., 149, 65.
- Bailey, J. 1990, MNRAS, 243, 57.
- Baptista, R., Steiner, J. E.; Horne, K. 1996 MNRAS.282...99
- Barret, P. 1996, PASP, 108 , 412.
- Berriman, G., Szkody, P., Capps, R. 1985 MNRAS 217, 327.
- Berriman, G. 1987, A&A Supp. Ser., 68, 41.
- Bruch, A. e Engel, A. 1994, A&A SupplSer, 1994, 104, 79
- Buckley, D. A. H., Tuohy, I. R. 1990 ApJ...349..296
- Clemens, J.C., Reid, I., Gizis, J.E., O’Brien, M.S. 1998, ApJ. 496, 352.
- Diaz, M.P. e Ribeiro, F. 2003 AJ, 125, 3359.
- Diaz, M. P. e Bruch, A., 1997 A&A, 322. 807
- Diaz, M.P. e Hubeny, I. 1999, ApJ., 523,786.
- Diaz, M. P. Wade, R. e Hubeny, I., 1996 ApJ., 459, 236.

Dobrzycka, D. e Howell, S., 1992 ApJ, 388, 614

Downes, R. e Duerbeck, AJ, 2000, 120, 2007

Duerbeck, H.W., 1999, IBSV, 108, 412

Eggleton, P.P. 1983, ApJ., 268, 368.

Eracleous, M., Halpern, J. e Patterson, J., 1991, ApJ. 382, 290.

Frank, J, King, A. e Raine, D., 2002, *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press.

Froming, C. Long, K.S. e Baptista, R. 2003 AJ, 126, 964.

Greenstein, J. L. e Oke, J. B 1982, ApJ., 258, 209..

Greiner, J. 1998 A&A, 336, 626

Hamada, T. e Salpeter, E., 1961, ApJ. 134, 683.

Hameury, J. M., King, A. R., Lasota, J. P. e Ritter, H, 1988 MNRAS, 231, 535

Hoard, D.W. e Szkody, P. 1996 ApJ, 470,1052

Hoard, D.W. e Szkody, P. 1997 ApJ, 481,433

Hoare, M.G. e Drew, J.E. 1991, MNRAS, 249, 452.

Hoare, M.G. e Drew J.E. 1993, MNRAS, 260, 647.

Honeycutt, R. K., Cannizzo, J. K., & Robertson, J. W. 1994, ApJ., 425, 835

Howell, S.B., Lorne, N.A. e Rappaport, S., 2001, ApJ., 550, 897.

Hubeny, I., em *Theory of Accretion Disk*, ed. F Meyer, W. Duschl, J. Frank e E. Meyer–Meyer–Mofmeister, Kluwer Academic Publishers, p.455.

Hubeny, I, 1988, CoPhC, 52,103.

Hubeny, I, Lanz T. e Jeffery C.S., 1994, St. Andrew Univ. Newsletter on Analysis of Astronomical Spectra, 20,30.

Hubeny, I., 1990, ApJ., 351, 632

Hubeny, I. e Lanz T., 1992, A&A., 262, 501.

Huber, M.E., Howell, S. B., Ciardi, D. R. e Fried, R., 1998 PASP 110, 784.

Hunger, K., Heber, U. e Koester, D., A&A 1985, 149, L4

Jameson, R.F., King, A.R. e Sherrington, M.R., 1980, MNRAS, 191, 559.

Knigge, C., Long, K. S., Hoard, D. W., Szkody, P. e Dhillon, V.S. 2000, ApJ., 539L, 49.

Knigge, C., Araujo–Betancor, S., Gänsicke, B.T., Long, K.S., Sckody, P., Hoard, D.W., Hydesm R. I. e Dhillon, V.S. 2004, ApJ., 615L, 129.

Kolb, U., King, A.R. e Rotter, H. 1998, MNRAS, 298, L29.

- Kriz, S. Hubeny, I., 1986, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 37, 129.
- La Dous C. 1989, *A&A*, 211, 131.
- Long, K. S., Wade, R., Blair W., Davidsen A. e Hubeny I. 1994 *ApJ.* 426, 704.
- Lynden–Bell, 1969, *Nature*, 223, 690.
- Lynden–Bell, D., Pringle, J.E., 1974, *MNRAS*, 168, 603.
- Marsh T.R., Horne, K., Shipman, H.L., 1987, *MNRAS*, 225, 551.
- Mauche, C.W. e Raymond, J.C. 1987, *ApJ.*, 323, 690.
- McArthur, B. E., Benedict, G. F., Lee, J., Lu, C.–L., van Altena, W.F., Deliyannis, C.P., Girard, T., Fredrick, L. W., Nelan, E., Duncombe, R. L. e mais 5 coautores. 1999 *ApJ.*, 520, L59.
- McLaughlin, D. B., 1960, *Stars and Stellar Systems*, Vol. 6, *Stellar Atmospheres*, ed. J.L. Greenstein (Chicago: University of Chicago Press).
- Meliani, M.T.de Araujo, J.C.N. e Aguiar, O.D., (2000), *A&A*, 358,417.
- Mouchet, M., Bonnet–Bidaud, J. M.; Buckley, D. A. e Touhy, I. R., 1991 *A&A*...250...99
- Moyer, E., Sion, E., Szkody, P., Gänsicke, B., Howell, S. e Starrfield, S., *A.J.* 2003 125, 288.
- Munari, U. e Zwitter, T., 1997, *A&A*, 318, 269.
- Orosz, J.A. e Wade, R. 2003, *ApJ.*, 593, 1032.
- Osaki, Y., Hirose, M e Ichikawa, S. 1993 em *Accretion Disks in Compact Stellar Systems*, ed. J.C. Wheeler, World Sci. Pub., Singapore, p. 207
- Patterson, J., 1998, *PASP*, 110, 1132.
- Patterson, J., 1984, *ApJSS*, 54, 443.
- Patterson, J., e Raymond, J.C., 1985, *ApJ.*, 292, 550.
- Plavec, M. e Kratochvil, P. 1964, *BAICz*, 15, 165
- Pringle, J.E. 1981, *MNRAS*, 19, 137.
- Prinja, R. K., Long, K.S., Froning, C. S., Knigge, C., Witherick, D.K., Clark, J.S. e Ringwald, F. A., 2003 *MNRAS*. 340, 551
- Rappaport, S., Verbunt, F. e Joss, P.C., 1983, *ApJ.*, 275, 713.
- Retter, A. & T. Naylor 2000, *MNRAS*. 319, 510.
- Retter A., Leibowitz, E. M. e Naylor, T. 1999 *MNRAS*, 308, 140.
- Ritter, H., Kolb, U. 2003, *A&A*, 404, 301
- Rodriguez–Gil, P., Martinez– G. 2002 *MNRAS*, 337, 209.

- Rodriguez–Gil, P., Casares, J., Dhillon, V. S. e Matrinez–Pais, I. G. 2000 A&A, 355, 181.
- Rutten, R.G., Van Paradijs, J. e Tinbengen, J. 1992, A&A 260, 213
- Seaton, M. J. 1979, MNRAS, 187, 73P.
- Selvelli, P. e Friedjung, M. 2003 A&A, 401, 297.
- Shakura, N.I. e Sunyaev, R.A. 1973, A&A, 24, 337.
- Shaviv, G. e Wehrse, R., 1986, A&A, 159, L5
- Shlosman, I. e Vitello, P.A.J. 1993, ApJ., 409, 372.
- Skillnab, D.R. e Patterson J. 1988, AJ, 96,976.
- Smith D. A., Dhillon, V.S. e Marsh, T. R. 1998 MNRAS, 296, 465.
- Stickland D. J., Kelly, B., Cooke, J.A., Coulson, I., Engelbrecht, C., Kilkenny, D. e Spencer–
Jones, J. 1984 MNRAS, 206, 819.
- Szkody P. Garnavich, P., Holberg, J., Silber, A. e Pastwick, L. 1997 AJ, 113, 2276.
- Taam, R.E. e Spruit, H.C., 1989, Ap.J., 337, 849.
- Taylor, C.J., Thorstensen, J.R., e Patterson, J 1999, PASP..111..184T.
- Taylor, C., Thorstensen, J.R., Patterson, J., Fried, R.E., Vanmunster, T., Harvey, D. R.,
Jensen, L. e Shugarov, S., et. at., 1998, PASP, 110, 1148.
- Thoroughgood, T. D., Dhillon, V.S., Watson, C.A., Buckley, D.A., Steeghs, D. e Stevenson,
M.J., 2004 MNRAS,353,1135
- Tylenda, R., 1981, Acta Astron, 31, 127.
- Vande, P., Smith, R., Hawkins, N.A. e Maritn, J.S. 2003 MNRAS., 342, 151
- Verbunt, F. , 1982, Sp. Sci. Rev., 32, 379.
- Verbunt, F. , 1997, MNRAS, 290, L55.
- Verbunt, F. 1987, A&A.SS., 71, 339.
- Verbunt, F e Zwaan C., 1981, A&A., 100, L7.
- Verbunt, F., Bunk, W.H., Ritter, H. e Pfeffermann, E. 1997 A&A, 327, 602.
- Vitello, P.A.J., e Shlosman, I. 1993, ApJ., 410, 815.
- Wade, R.1984, MNRAS, 208, 381.
- Wade, R.1988, ApJ., 335, 394.
- Wade, R. e Hubeny, I., 1998, ApJ., 509, 350.
- Warner, B. 1995, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press,
- Warner, B. 1987, MNRAS, 227,23.
- Webbink, R.F. 1979, IAU Colloquium 53, White Dwarfs and Variable Degerate Stars.

- Weight, A., Evans, A., Naylor, T., Wood, J.H. e Bode, M.F. 1994 MNRAS.266..761W
- Whitehurst, R. e King, A. 1991, MNRAS, 249, 25.
- Williams, G.A. e Shipman, H. L., 1988, ApJ. 326, 738.
- Williams, R.E. 1980, ApJ., 235, 939.
- Williams, R. E. 1982, AJ, 104, 725
- Williams, R.E. e Ferguson, D.H., 1982, ApJ., 257, 672

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)