

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

**Condições Físicas no Disco de Acréscimo de
V2051 Ophiuchi ***

Alexandre Miers Zabot

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

Florianópolis
2006

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

Para minha esposa Cristiane; minha linda.
Por ter me ensinado que a nossa felicidade, para
ser verdadeira, deve servir a felicidade do outro.

Aos meus Pais. Exemplos de doação, honestidade
e respeito. Se aprendi, foi porque vi vocês fazendo.

Aos VI. Por, às vezes à força, me arrancarem da
mesa de trabalho e me levarem para a mesa de bar.

*“O que é que a ciência tem?
Tem lápis de calcular
Que mais que a ciência tem?
Borracha pra depois apagar...”*

Todo Mundo Explica – Raul Seixas

AGRADECIMENTOS

A Deus. Ao Professor Raymundo Baptista, por seu otimismo inabalável, sua paciência inesgotável e seu amor incomparável pela ciência. Depois de ter me guiado por três anos de iniciação científica e um ano e meio de mestrado, talvez seja pouco afirmar que “quase tudo” o que sei de Astrofísica e de como fazer ciência aprendi com o Sr. Aos outros professores do grupo de Astrofísica, Cid e Antonio, e os colegas; por terem me ensinado a outra parte do “quase tudo”. Aos grandes professores do Departamento de Física, em especial Carlos A. Kuhnen, Frederico F.S. Cruz, Sonia Maria Cruz e Teodósio Kroin, por dedicarem aos alunos mais do que é esperado de vocês. A Sociedade Astronômica Brasileira, por sua unidade e força, através das quais faz com que “os filhos deste solo” consigam “conquistar com braço forte” seu espaço na ciência mundial. Ao CNPq, por financiar este trabalho e pela ajuda financeira que recebo desde a iniciação científica.

Um agradecimento particular se faz necessário à comunidade de *software* livre. Sem ela este trabalho teria sido bem mais árduo. Agradeço à equipe que mantém e desenvolve o *gcc*; extraordinário compilador. A Matthew Wall, por desenvolver, manter e distribuir gratuitamente a biblioteca de algoritmos genéticos *Galib*. Fiz uso extensivo dela em todas as rotinas de otimização baseadas em algoritmos genéticos. A Burkhard Burow, por desenvolver, manter e distribuir gratuitamente a biblioteca *cfortran* para fundir códigos C/C++ e FORTRAN através do *gcc*. Usei ela para controlar o LTE/XCAL (FORTRAN) através de rotinas de otimização em C++. E, por fim, agradecer especialmente a Kevin Pearson e Keith Horne por gentilmente cederem o código do LTE/XCAL.

RESUMO

Este trabalho apresenta um ferramental construído para ajustar espectros teóricos de discos de acréscimo. O programa de cálculo dos espectros, LTE/XCAL, é apresentado no capítulo 4. Assumindo equilíbrio termodinâmico local ele calcula o espectro emergente de um anel de gás em movimento circular em torno de um objeto central, ignorando a dependência vertical dos parâmetros físicos que descrevem a atmosfera.

Todo o ferramental desenvolvido é aplicado em um objeto de estudo, V2051 Ophiuchi, que é apresentado no capítulo 3. Neste capítulo também são apresentados os dados, espectros espacialmente resolvidos obtidos por Saito & Baptista 2006.

No capítulo 5 é apresentada a análise dos dados. Esta é a parte mais extensa do trabalho, e também a principal. Está dividida em duas seções bem distintas. Na primeira (5.2), são apresentados os ajustes feitos usando o Algoritmo Simplex. Foi construída uma grade discreta de espectros, 98280 ao todo, que cobre uma ampla faixa de parâmetros físicos. A grade de cinco dimensões representa todas as combinações possíveis entre os cinco parâmetros que representam um espectro: temperatura, densidade de coluna, espessura do disco, ângulo de visada e velocidade de turbulência.

A segunda parte do capítulo 5, a seção 5.4, apresenta os resultados dos ajustes dos mesmos dados da seção anterior, mas agora usando Algoritmos Genéticos. Mais do que uma mudança de algoritmo de otimização, esta seção representa uma guinada prática nos ajustes. Deixa-se a grade de espectros de lado, e passa-se a usar um espaço contínuo. Os espectros são calculados em tempo de execução, à medida que o algoritmo de otimização avança sobre o espaço de parâmetros.

Em ambas as abordagens, os resultados indicam uma dependência radial da temperatura mais plana do que a prevista para um modelo de disco em estado estacionário

$T \propto R^{-3/4}$. Além disso, em contradição com o previsto teoricamente, as temperaturas ajustadas são sistematicamente mais altas do que a temperatura crítica, acima da qual o disco deveria estar em erupção. O que não pode ser explicado pelo modelo padrão de instabilidade no disco, uma vez que V2051 Oph estava num estado de baixo brilho na época das observações.

Os ajustes também indicam que a parte da frente do disco é mais quente do que a do fundo e que, além disso, é observada sob um ângulo sólido menor. Aliado a outras evidências observacionais, como a presença de linhas de fotoionização no ultravioleta, estes ajustes nos levam a propor um cenário em que estamos observando uma cromosfera quente sobre um disco mais frio. O fato de não podermos modelar a intensidade das linhas da série de Balmer é vista, neste cenário, como uma evidência contra a hipótese de equilíbrio termodinâmico local.

Por fim, na seção 6 são resumidos e discutidos mais a fundo os principais resultados, e apresentadas as perspectivas para o doutorado.

ABSTRACT

This work presents a set of tools made to fit observed spectra of accretion disc with theoretical models. The program used for this propose, LTE/XCAL, is presented in chapter 4. It assumes local thermodynamic equilibrium to calculate the emitted spectrum of a gas ring in circular movement around a central object, ignoring the vertical dependence of the physical parameters that describe the atmosphere.

The developed set of tools is applied to a case object, V2051 Ophiuchi, the analysis of which is presented in chapter 3. The data (spatially resolved spectra obtained by Saito & Baptista 2006) are also presented in that chapter.

Chapter 5 presents the analysis of the data. This is the most extensive part of the work, and also the main one. It is divided in two well distinct sections. In the first one (5.2), the fits obtained using the simplex algorithm are presented. A discrete grid of spectra was constructed, 98280 altogether, which cover a wide range of physical parameters. The five dimensions grid represents all the possible combinations of the five parameters that represent a spectrum: temperature, column density, disc vertical thickness, inclination and turbulent velocity.

The second part of chapter 5 (section 5.4) presents the results of the fits of the same data of the previous section, but now using genetic algorithms. More than a simple replacement of optimization algorithm, this section represents a significant change of the way to address the problem. We replace the grid of spectra by a continuous space of parameters. The spectra are calculated during execution time, while the optimization algorithm advances on the space of parameters.

In both approaches, the results indicate that the radial dependence of the temperature is flatter than the $T \propto R^{-3/4}$ law predicted for steady-state accretion discs. Moreover,

the inferred temperatures are systematically higher than the critical temperature to allow thermal-viscous instabilities to set in. According to the standard disc instability model, the accretion disc of V2051 Oph should be in outburst. This is contradicted by the observations, which indicate that this dwarf nova was in a quiescent, low brightness state at the time of the observations.

Results also indicate that the front side of the disc is hotter than the back side and that former is seen by a smaller solid angle than the later. Together with other observational evidences, as the presence of photoionization lines in the ultraviolet part of the spectrum, these results lead us to propose a scenario in which we are observing a hot chromosphere over a cold disc. The fact that we are not able to reproduce the intensity of the Balmer lines is understood, in this scenario, as an evidence against the hypothesis of local thermodynamic equilibrium.

Finally, in section 6 the main results are summarized and discussed. The perspectives for the doctorate are also presented.

SUMÁRIO

<i>Resumo</i>	v
<i>Abstract</i>	vii
<i>Sumário</i>	ix
<i>Lista de Figuras</i>	xi
<i>Lista de Tabelas</i>	xvi
1. <i>Objetivos</i>	1
2. <i>Introdução e Revisão</i>	4
2.1 <i>Variáveis Cataclísmicas</i>	4
2.1.1 <i>O Modelo de Roche para Estrelas Binárias</i>	4
2.1.2 <i>Discos de Acréscimo</i>	5
2.1.3 <i>Classificação</i>	11
2.2 <i>Características Espectrais de Variáveis Cataclísmicas</i>	13
2.2.1 <i>Espectros Observados</i>	13
2.2.2 <i>Modelos de Emissão</i>	16
2.3 <i>Imageamento Indireto do Disco de Acréscimo</i>	23
2.3.1 <i>Mapeamento por Eclipse</i>	23
2.3.2 <i>Mapeamento Espectral</i>	25
3. <i>V2051 Ophiuchi</i>	26

4. LTE/XCAL	32
4.1 Hipóteses	32
4.2 Influência dos Parâmetros Livres	34
5. <i>Análise dos Dados</i>	39
5.1 O Problema de Optimização Multidimensional	40
5.2 Ajuste com o Algoritmo Simplex	42
5.2.1 Descrição do Método	42
5.2.2 Construção da Grade	43
5.2.3 Função de Mérito	46
5.2.4 Resultados	47
5.3 Ajuste Analítico do Fator de Escala	56
5.4 Ajuste com o Algoritmo Genético	57
5.4.1 Descrição do Método	57
5.4.2 Configurando o AG	59
5.4.3 Resultados	60
6. <i>Conclusões e Perspectivas</i>	69
<i>Referências</i>	73

LISTA DE FIGURAS

- 2.1 Gráfico da eq. 2.1. Foi usado $q \equiv m_2/m_1 = 0.19$ (para representar a razão de massa de V2051 Oph. Conforme Baptista *et al.* 1998) e $a \equiv 1$. No plano xy estão desenhadas algumas eqüipotenciais. Em negrito está a eqüipotencial que define o lobo de Roche, junto com três dos pontos lagrangeanos, L_1 , L_2 e L_3 5
- 2.2 Representação tridimensional do lobo de Roche para um sistema binário com $q=0.19$ 6
- 2.3 Formação de um disco de acréscimo a partir do material transferido de uma estrela para outra. A) Jorro de gás inicial; B) Formação do anel; C) Expansão do anel; D) Formação do disco; E) Visão lateral. Adaptado de Verbunt (1982). 8
- 2.4 Evolução de um disco com viscosidade constante. A densidade de coluna (Σ) é mostrada como função do raio (adimensional) para vários tempos diferentes. Extraído de Pringle (1981). 9
- 2.5 O disco domina a emissão em uma VC. A *Boundary Layer*, é mais quente que o disco, mas tem uma área muito pequena. A secundária é muito fria. Figura extraída de La Dous (1994) 14
- 2.6 Espectro de HT Cas no mínimo (Young, Schneider & Sackett 1981) com a presença simultânea de linhas da série de Balmer, do HeI e do HeII. Todas as linhas são largas e apresentam o perfil duplo pico característico de sistemas de alta inclinação. 15
- 2.7 Correlação encontrada por Patterson & Raymond (1985) entre F_x/F_v e $W(H_\beta)$ 16

2.8	Espectro de SS Cyg durante o retorno de uma erupção. De cima para baixo, os espectros mostram o objeto no máximo até o mínimo. Extraído de Hessman <i>et al.</i> 1984.	17
2.9	Espectro integrado de um disco usando uma lei de intensidade de corpo negro. A contribuição de cada anel é pesada pela sua área. A linha tracejada é a soma de todas as contribuições. Figura extraída de La Dous (1989). . .	18
2.10	Gráfico da eq. 2.20 mostrando como o modelo de disco opticamente fino é capaz de explicar as linhas de emissão. Para este exemplo foi usado $x_0 = 5$, $\sigma_x = 0.02$, $\tau_C = 0.2$ e $\tau_L = 1$	21
2.11	Figura mostrando a ocultação do disco (quadros do meio) à medida que o sistema vai rotacionando (quadros da direita) e o efeito na curva de luz (quadros da esquerda). O MEM se baseia na curva de luz para reconstruir o mapa de intensidade. Extraído de Baptista (2001).	24
3.1	Espectros médios no ultravioleta (faixa em fase) e no óptico (faixa em fase). As principais linhas espectrais estão indicadas por linhas verticais tracejadas. As linhas horizontais sólidas sobre os espectros marcam as posições das bandas de FeII no ultravioleta. As linhas horizontais sólidas sob os espectros marcam as subdivisões das bandas que foram usadas para fazer o mapeamento espectral. Extraído de Saito & Baptista (2006).	28
3.2	Divisões no mapa do disco. Além das três divisões azimutais que definem a parte da frente, do fundo e do <i>gas stream</i> , são mostradas as divisões em raio que definem os oito anéis. Extraído de Saito & Baptista (2006).	29
3.3	Espectros espacialmente resolvidos da parte do fundo (preto) e da frente (cinza). Os números nos cantos inferiores esquerdo dos painéis com os espectros ópticos indicam o raio em unidades de R_{L1}	30
3.4	Espectros espacialmente resolvidos da parte do <i>gas stream</i> . A notação é a mesma da fig. 3.3.	31

- 4.1 Grade de espectros mostrando a influência da temperatura sobre o espectro resultante. As verticais pontilhadas marcam as linhas de emissão do H. Os espectros foram divididos por um fator constante de 10^{15} e multiplicados por um fator de escala (A) arbitrário para que todos tivessem a intensidade da mesma ordem de grandeza. O valor de “A” está mostrado junto com a temperatura correspondente de cada espectro, no canto superior esquerdo de cada quadro. 36
- 4.2 Influência da densidade de coluna (Σ) (esquerda) e da espessura do disco (H) (direita) sobre o espectro resultante. A notação é a mesma da fig. 4.1. O valor de Σ e H está mostrado no canto superior esquerdo de cada quadro, junto com o fator de escala (A). 37
- 4.3 Influência da velocidade de turbulência (V) (esquerda) e da inclinação (I) (direita) sobre o espectro resultante. A notação é a mesma da fig. 4.1. O valor de V e I está mostrado no canto superior esquerdo de cada quadro, junto com o fator de escala (A). 38
- 5.1 Os quadros à esquerda mostram o χ^2 em função de vários parâmetros separadamente. Os quadros à direita mostram o valor da razão entre o fluxo integrado médio dos espectros da grade e o espectro observado. As linhas tracejadas verticais indicam os valores de cada parâmetro que foram usados para criar a grade. 45
- 5.2 Espectro ajustado (em preto) e espectro observado (em cinza) para a parte do fundo. Foi usada a função χ^2 como função de mérito. Os números nos quadros da direita indicam os raios correspondentes aos espectros. 49
- 5.3 Ajuste para os espectros da parte da frente. Foi usada a função χ^2 como função de mérito. A notação é a mesma da fig. 5.2. 49
- 5.4 Ajuste para os espectros da parte do *gas stream*. Foi usada a função χ^2 como função de mérito. A notação é a mesma da fig. 5.2. 50

5.5	Parâmetros físicos ajustados usando a função χ^4 como função de mérito. As linhas pontilhadas no gráfico da temperatura indicam a previsão para um disco em estado estacionário (eq. 2.12) com $\dot{M} = 10^{-7.5}, 10^{-9.5}$ e $10^{-11} M_{\odot}/\text{yr}$, de cima para baixo, respectivamente. A linha tracejada indica a temperatura crítica acima da qual não ocorrem instabilidades térmicas, segundo o modelo DI (cap. 2). As linhas horizontais pontilhadas nos gráficos da Densidade de Coluna (Σ) e da Espessura do Disco (H) indicam os limites da grade para estes parâmetros.	54
5.6	Parâmetros físicos ajustados usando a função χ^2 como função de mérito. A notação é a mesma da fig 5.5.	55
5.7	Parâmetros físicos ajustados usando a função χ^4 como função de mérito e $H \equiv H(T, R)$. A notação é a mesma da fig 5.5.	55
5.8	Espectros ajustados (em preto) para a parte do fundo . Os dados são mostrados em cinza. Em cima, ajustando somente o óptico com H e He. Em baixo, ajustando todo o espectro e com todos os metais incluídos. Estão plotadas as 10 soluções obtidas para cada espectro observado. Os números nos quadros da direita indicam a faixa em raio correspondente aos espectros em unidades de R_{L1}	64
5.9	Espectro ajustado para a parte da frente considerando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.8.	65
5.10	Espectro ajustado para a parte do gas stream considerando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.8.	65

- 5.11 Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados. Todos os dez ajustes feitos para cada raio estão mostrados; o espalhamento vertical dos pontos reflete a dispersão dos resultados. Os painéis de cima mostram o resultado de ajustar somente o óptico com H e He. Em baixo, vemos o resultado de ajustar todo o espectro e com todos os metais incluídos. As linhas pontilhadas no gráfico da temperatura indicam a previsão para um disco em estado estacionário (eq. 2.12) com $\dot{M} = 10^{-7.5}, 10^{-9.5}$ e $10^{-11} M_{\odot}/\text{yr}$, de cima para baixo, respectivamente. A linha sólida indica a temperatura crítica abaixo da qual o disco deve permanecer quando em quiescência, segundo o DI (eq. 2.17). Em cada quadro, as linhas horizontais pontilhadas indicam os limites dos parâmetros nos ajustes (tab. 5.3). Foi aplicado um deslocamento horizontal nos pontos referentes às partes da frente e do *gas stream* por motivos de clareza. 66
- 5.12 Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^{\circ}$ e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11. . . . 67
- 5.13 Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^{\circ}$, $H=10^7$ cm e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11. . . 67
- 5.14 Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^{\circ}$, $H=10^8$ cm e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11. . . 68
- 5.15 Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^{\circ}$, $H=10^9$ cm e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11. . . 68

LISTA DE TABELAS

4.1	Valores dos parâmetros mantidos constantes para criar as fig. 4.1, 4.2 e 4.3.	34
5.1	Valores dos parâmetros mantidos constantes no teste para avaliar a sensibilidade da função de χ^2 com os parâmetros físicos.	43
5.2	Tabela das principais configurações testadas usando o algoritmo Simplex. .	48
5.3	Limites usados pelo AG sobre os parâmetros físicos.	60

Capítulo 1

Objetivos

É possível, ao menos qualitativamente, compreender a Astrofísica como a ciência que estuda a energia. Dentro deste paradigma, existem dois problemas fundamentais: a geração e o transporte da energia. Quando se fala em *geração* de energia, estamos de fato nos referindo à sua *transformação*. Dentre os vários mecanismos possíveis para transformar a energia, um se destaca por ser o que alcança as maiores taxas de eficiência: é o acréscimo de matéria sobre uma fonte compacta, que transforma energia potencial gravitacional em energia térmica (Groot 1999).

O acréscimo de matéria é fundamental na física de vários sistemas astrofísicos, incluindo as binárias em interação, os discos proto-estelares, a energia liberada pela explosão de uma supernova, os núcleos ativos de galáxias e (provavelmente) as explosões de raios gama (Groot 1999; Warner 1995). Entretanto, nem todos esses sistemas crescem matéria da mesma forma. Alguns deles o fazem através de um disco (o chamado disco de acréscimo – daqui por diante DA). Isso acontece porque a matéria acrescida tem um momento angular não nulo, e a lei da conservação do momento angular impede que ela caia diretamente sobre o objeto central.

Se não houvesse atrito (e perda progressiva de momento angular), a matéria ficaria em uma órbita estável em torno do objeto central e não liberaria energia alguma (Frank, King & Raine 1992). Entretanto, há o atrito e a matéria espirala em direção ao objeto central. Levando-se em consideração a potência liberada pelos DAs, esse atrito não pode

ter origem molecular. De fato, uma das grandes questões em aberto na física dos DAs é a origem deste atrito.

Além do problema da origem do atrito, e de alguma forma associadas à ele, existem muitas outras questões em aberto na física dos DAs. O modelo para discos em estados estacionários prevê uma lei de distribuição de temperatura do tipo $T \propto R^{-3/4}$. Apesar disso, há vários sistemas supostamente em estado estacionário que não seguem esta lei (Wood *et al.* 1986). Também existem grandes incertezas quanto à estrutura vertical do DA.

Dos vários sistemas que apresentam o fenômeno do acréscimo, as variáveis cataclísmicas são os que oferecem as melhores condições para estudá-lo (Warner 1995). Por serem objetos binários, é possível medir a massa do objeto central. Além disso, apresentam discos em estado estacionários e não estacionários, e a transição entre eles. Em alguns sistemas os discos são eclipsados pela estrela que doa matéria, o que permite a aplicação de técnicas de mapeamento por eclipse (Baptista & Steiner 1993).

Por muitos anos tem se investigado a física do acréscimo em VCs a partir de espectros integrados de seus DAs. Apesar do disco dominar a emissão do sistema no ultravioleta e em parte do óptico, existem outras fontes de emissão (como, por exemplo, o *bright spot*, a anã branca e a estrela que doa matéria) que produzem uma contribuição não desprezível ao espectro integrado da binária. Além disso, o próprio disco apresenta vários regimes físicos diferentes, dependendo da distância ao objeto central. Dessa forma, pode-se atribuir parte do insucesso nas tentativas de ajustar espectros teóricos aos observados à falta de resolução espacial.

Felizmente hoje em dia a técnica de mapeamento por eclipse evoluiu a tal ponto que permite obter espectros espacialmente resolvidos de DAs. Elimina-se (sem nenhuma hipótese sobre a física destas partes) a contribuição da anã branca, do BS e da estrela que doa matéria. Além disso, obtém-se espectros para faixas específicas em raio (tipicamente um número menor do que a dezena de faixas em raio).

Este trabalho inova aliando as antigas tentativas de ajustar espectros de DAs com as novas técnicas de análise de dados. Ajustando espectros teóricos a espectros espa-

cialmente resolvidos, nos livramos da degenerescência de integrar espectros por todo o disco, bem como eliminamos contribuições de partes não desejadas do sistema com um número mínimo de hipóteses. Este tipo de abordagem fornece uma oportunidade ímpar para investigar a física dos DAs. A quantidade de graus de liberdade do problema diminui consideravelmente e, pelo menos em princípio, as soluções são melhor determinadas. Usar técnicas de mapeamento por eclipses para obter espectros de discos não é novidade. Entretanto, ainda não se havia tentado modelar estes espectros para inferir condições físicas em discos. Este é o mérito e o aspecto inédito deste trabalho.

Depois de desenvolvido todo o aparato necessário para este tipo de análise, ele foi aplicado aos espectros espacialmente resolvidos da nova anã V2051 Oph (Saito & Baptista 2006). Os espectros ajustados, bem como os parâmetros físicos inferidos do ajuste são discutidos ao longo do texto.

Capítulo 2

Introdução e Revisão

2.1 Variáveis Cataclísmicas

2.1.1 O Modelo de Roche para Estrelas Binárias

Quando duas estrelas estão ligadas gravitacionalmente, é possível imaginar uma região máxima no espaço que cada uma das estrelas pode ocupar. Se alguma delas ultrapassar essa fronteira perderá parte de sua matéria, ou para a estrela companheira (devido à força gravitacional) ou para o meio interestelar (devido à força centrífuga). Essas fronteiras são conhecidas como *lobos de Roche* em homenagem ao astrônomo e matemático francês Édouard Albert Roche (1820-1883).

Os lobos de Roche são superfícies eqüipotenciais. Assumindo que as estrelas têm sua massa (m_1 e m_2) concentrada em seu centro e que orbitam o centro de massa do sistema com um período P , o potencial sentido por uma partícula de teste é (Hilditch 2001),

$$\Phi(x, y, z) = -\frac{Gm_1}{r_1} - \frac{Gm_2}{r_2} - \frac{\omega^2}{2} \left[\left(x - a \frac{m_1}{m_1 + m_2} \right)^2 + y^2 \right], \quad (2.1)$$

onde G é a constante gravitacional, $\omega = 2\pi/P$, a é a separação das estrelas, $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ e $r_2 = \sqrt{(x - a)^2 + y^2 + z^2}$. O último termo da eq. 2.1 é devido à força centrífuga.

A fig. 2.1 mostra o gráfico da eq. 2.1. O lobo de Roche está marcado em negrito, e

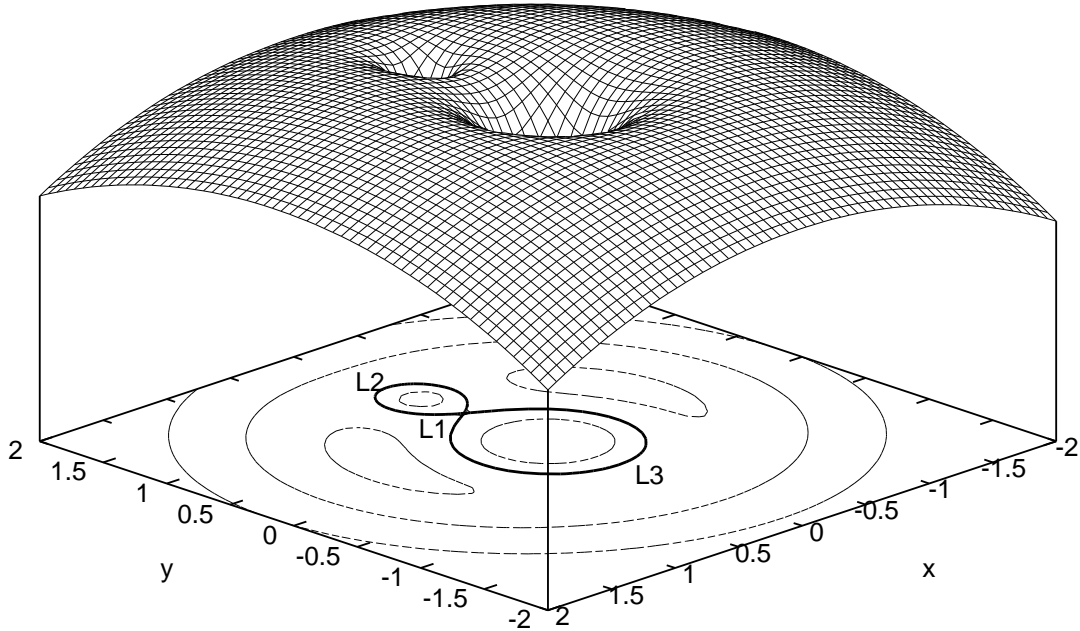


Fig. 2.1: Gráfico da eq. 2.1. Foi usado $q \equiv m_2/m_1 = 0.19$ (para representar a razão de massa de V2051 Oph. Conforme Baptista *et al.* 1998) e $a \equiv 1$. No plano xy estão desenhadas algumas equipotenciais. Em negrito está a equipotencial que define o lobo de Roche, junto com três dos pontos lagrangeanos, L_1 , L_2 e L_3 .

são destacados três pontos especiais. São os pontos lagrangeanos (na verdade, existem mais dois pontos, L_4 e L_5 , que não estão mostrados porque não são importantes para esta discussão), denominados assim em homenagem ao matemático ítalo-francês Joseph Louis Lagrange (1736-1813). Eles marcam pontos de gradiente nulo do potencial. O ponto mais importante é L_1 , também conhecido como *ponto lagrangeano interno*. É através dele que uma estrela transfere matéria para a outra quando preenche o lobo de Roche. A fig. 2.2 é a representação tridimensional do lobo de Roche desenhado em negrito na fig. 2.1. Ela mostra a forma que as estrelas que preenchem o lobo de Roche adquirem.

2.1.2 Discos de Acréscimo

Quando uma das estrelas ultrapassa os limites do lobo de Roche o gás é transferido ao outro lobo através de um jorro. A velocidade do jorro (em relação ao sistema de coordenadas que rotaciona junto com as estrelas) é aproximadamente a velocidade térmica dos átomos

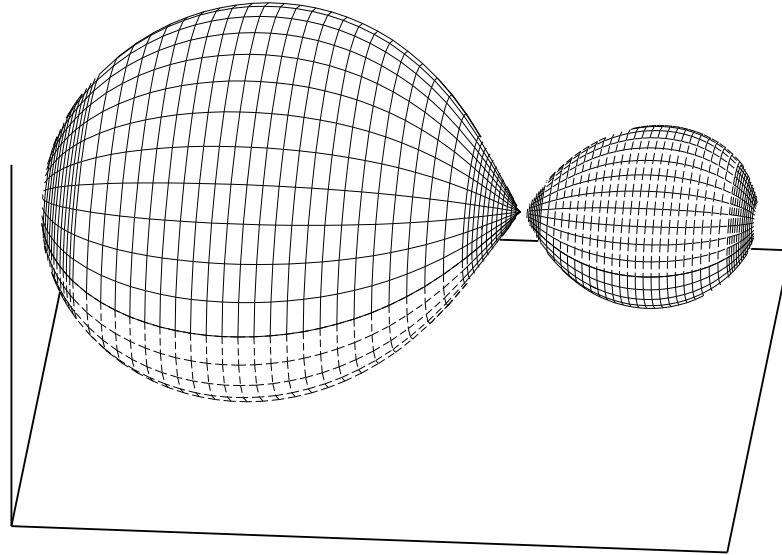


Fig. 2.2: Representação tridimensional do lobo de Roche para um sistema binário com $q=0.19$.

no gás (Warner 1995). Além disso, quando o gás entra no lobo de Roche da outra estrela, encontra uma região com uma densidade praticamente nula (no caso da outra estrela não preencher seu lobo de Roche, como acontece nas Variáveis Cataclísmicas). Considerando o jorro de gás como um conjunto de partículas quando se calcula a órbita dele no lobo de Roche da outra estrela, obtém-se que o tempo de queda do material é muito menor do que a escala de tempo para o gás expandir, o que torna a aproximação de partículas válida.

A fig. 2.3 mostra as fases que seguem, depois de iniciada a transferência de gás, para a formação do disco de acréscimo. O jorro de gás tem um momento angular não nulo em relação à estrela primária[†], devido ao movimento orbital das estrelas em relação ao centro de massa do sistema. Assim, o jorro não cai diretamente sobre a primária, mas dá a volta em torno dela e colide consigo do outro lado (fig. 2.3A). Parte da energia cinética do gás é transformada em energia térmica, que aquece o material e é irradiada.

[†] A partir de agora vou passar a usar nomenclatura de quem trabalha com Variáveis Cataclísmicas. A estrela primária é a que recebe matéria e a secundária é a que doa matéria.

Na fig. 2.3B é mostrado que o gás fica em uma órbita circular em torno da primária. Esta é a órbita de menor energia (dentre as várias outras elípticas que têm o mesmo momento angular). Considerando que o gás tem uma velocidade kepleriana e que conserva o momento angular, o raio do anel (também conhecido por raio de circularização) será dado por (Warner 1995),

$$\frac{R_{anel}}{a} = \left(\frac{R_{L1}}{a} \right)^4 (1 + q), \quad (2.2)$$

onde R_{L1} é a distância do ponto lagrangeano interno até a primária e $q \equiv m_2/m_1$ é a razão de massa do sistema.

A viscosidade tem um papel crucial na formação do disco de acréscimo. Ela causa o atrito entre anéis vizinhos fazendo com que eles troquem momento angular. O anel externo ganha momento angular e o interno perde. Com isso, as partículas do anel externo vão para raios maiores e as do anel interno caem mais um pouco em direção ao centro. O anel se expande radialmente e forma um disco (fig. 2.3C, D e E).

Esta situação é descrita matematicamente usando as equações de conservação para um dado anel do disco. Considere o anel a uma distância R da primária, com uma densidade de coluna Σ , e orbitando com uma velocidade angular Ω . Assuma ainda que a matéria é trocada entre os anéis com uma velocidade v_R . Então (Frank, King & Raine 1992),

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = 0, \quad (2.3)$$

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R}, \quad (2.4)$$

$$G(R, t) = 2\pi R \nu \Sigma R^2 \Omega', \quad (2.5)$$

onde ν é a viscosidade cinemática. A princípio, a viscosidade pode depender de vários parâmetros físicos como temperatura, densidade, campo magnético, etc. No entanto, não é conhecido o mecanismo responsável por ela, e fica impossível definir a sua dependência em relação a esses parâmetros.

As eq. 2.3, 2.4 e 2.5 definem um modelo conhecido como *Modelo de Disco Fino*. O

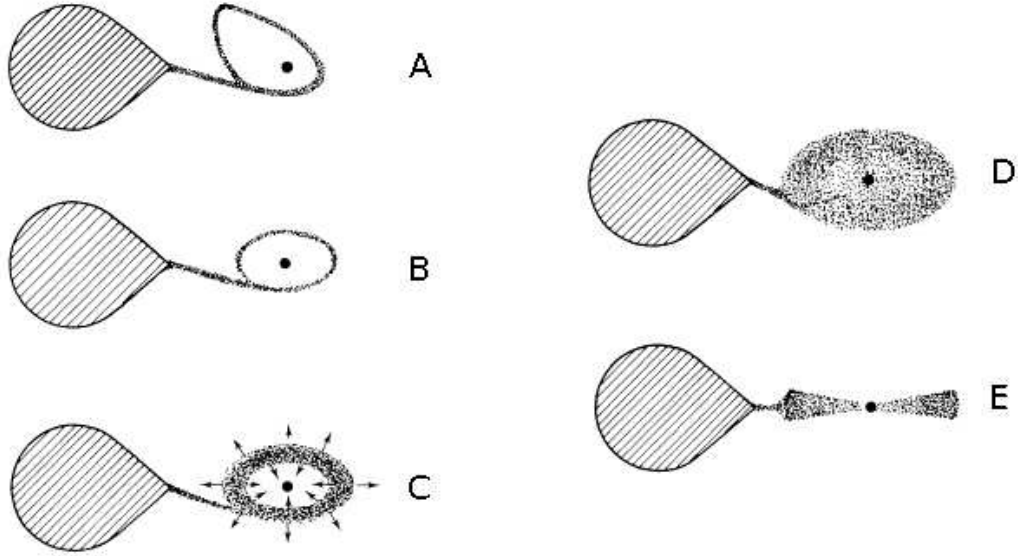


Fig. 2.3: Formação de um disco de acreção a partir do material transferido de uma estrela para outra. A) Jorro de gás inicial; B) Formação do anel; C) Expansão do anel; D) Formação do disco; E) Visão lateral. Adaptado de Verbunt (1982).

nome está ligado à hipótese de que o raio do disco de acreção é muito maior do que a sua altura (para um disco em estado estacionário é tipicamente 100 vezes maior).

Combinando as equações para eliminar v_R e assumindo uma velocidade kepleriana para o material orbitante, obtém-se

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[\sqrt{R} \frac{\partial}{\partial R} (\nu \Sigma \sqrt{R}) \right]. \quad (2.6)$$

Considerando ν constante é possível encontrar uma solução de Green para a eq. 2.6. A solução representa o comportamento de uma anel de matéria colocado no tempo $t = 0$ em $R = R_0$ com uma densidade de coluna inicial dada por,

$$\Sigma(R, t = 0) \equiv \Sigma(R_0, 0) = \frac{m}{2\pi R_0} \delta(R - R_0), \quad (2.7)$$

onde $\delta(R - R_0)$ é a distribuição de Dirac. A solução é escrita em função das variáveis adimensionais $x = R/R_0$, $\tau = 12\nu t/R_0^2$ e da função de Bessel modificada $I_{1/4}$,

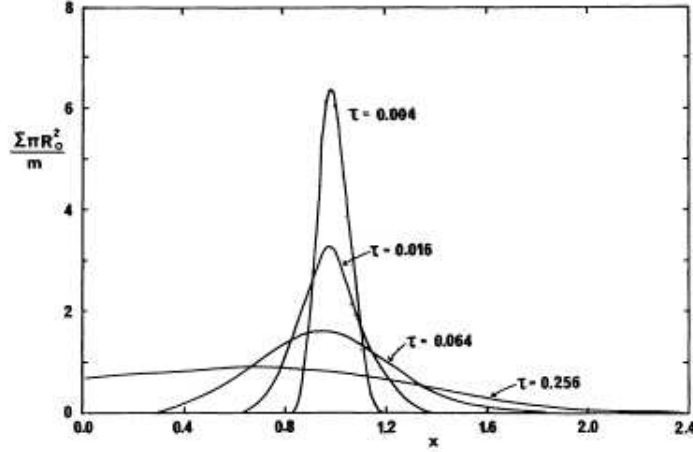


Fig. 2.4: Evolução de um disco com viscosidade constante. A densidade de coluna (Σ) é mostrada como função do raio (adimensional) para vários tempos diferentes. Extraído de Pringle (1981).

$$\Sigma(x, \tau) = \frac{m}{\pi R_0^2} \frac{1}{\tau x^{1/4}} \exp\left[-\frac{1+x^2}{\tau}\right] I_{1/4}(2x/\tau). \quad (2.8)$$

O gráfico da eq. 2.8 está plotado na fig. 2.4. É bastante perceptível o efeito do termo exponencial na eq. 2.8. A matéria depositada se espalha inicialmente bastante rápido, e depois tende a ser acrescida sobre o objeto central. Ao mesmo tempo uma pequena fração é transportada para raios externos, levando o momento angular. A escala de tempo para o material se espalhar por uma distância R é (Frank, King & Raine 1992)

$$t_{visc} \sim \frac{R}{v_R}. \quad (2.9)$$

Quando a viscosidade no disco é alta ($\alpha \gtrsim 0.1$), esta escala é curta (~ 1 dia) se comparada a outras escalas de tempo relevantes (como, por exemplo, a escala de mudanças na taxa de transferência de matéria). Nesses casos, é natural adotar a hipótese de que o disco esteja em estado estacionário. Para conhecer a solução das equações 2.3, 2.4 e 2.5 neste caso, toma-se $\partial/\partial t \equiv 0$. A primeira consequência é que a taxa de transferência de matéria no disco (\dot{M}) independe do raio e tem valor,

$$\dot{M} = \frac{\partial M}{\partial t} = 2\pi r(-v_R)\Sigma. \quad (2.10)$$

Está implícito que a viscosidade (da qual dependem v_R e Σ) se ajusta para que isso aconteça.

Uma outra conseqüência observacional muito importante, é que o fluxo emitido por um disco em estado estacionário, $D(R)$, não depende da viscosidade,

$$D(R) = \frac{3GM_1\dot{M}_d}{4\pi R^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R_1}{R}}\right), \quad (2.11)$$

onde as variáveis com subscrito 1 referem-se à primária, e \dot{M}_d está com o subscrito d para enfatizar que é a taxa de transferência de matéria no disco. Lembrando que essa energia é irradiada pelas duas faces do disco, iguala-se $D(r)$ à $2\sigma T_{ef}^4(r)$ para obter-se a temperatura efetiva do disco,

$$T_{ef}(R) = T_* \left[\frac{R}{R_1}\right]^{-3/4} \left(1 - \sqrt{\frac{R_1}{R}}\right)^{1/4}, \quad (2.12)$$

onde,

$$T_* = \left(\frac{3GM_1\dot{M}_d}{8\pi\sigma R_1^3}\right)^{1/4} = 4.10 \times 10^4 \left(\frac{R}{10^9 \text{cm}}\right)^{-3/4} \left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)^{1/4} \left(\frac{\dot{M}_d}{10^{16} \text{g/s}}\right)^{1/4} \text{K}. \quad (2.13)$$

No limite $R \gg R_1$ justifica-se a famosa lei $T \propto R^{-3/4}$,

$$T_{ef}(R) \approx T_* \left(\frac{R}{R_1}\right)^{-3/4}. \quad (2.14)$$

Há ainda várias outras relações possíveis para um disco em estado estacionário. Nem todas são tão importantes quanto as anteriores. No entanto, vale a pena citar mais uma,

$$\frac{H}{R} = \frac{c_s}{v_K(R)}, \quad (2.15)$$

onde H é a altura do disco, c_s a velocidade do som do gás e v_K a velocidade kepleriana. Para discos em VCs, $c_s \sim 10$ km/s, $v_K \sim 500 - 2000$ km/s e, conseqüentemente, $H \ll R$, justificando a hipótese de disco fino.

Num artigo clássico, Shakura & Sunyaev (1973) parametrizaram toda a ignorância sobre a viscosidade em uma variável adimensional α ,

$$\nu = \alpha c_s H. \quad (2.16)$$

A dependência da viscosidade com a velocidade do som e a espessura do disco vem através de argumentos baseados no limite de ν para formação de um regime turbulento. Assumindo que a viscosidade no DA tem origem em movimentos turbulentos, tem-se $\nu = v_{turb} \lambda_{turb}$. Análise de ordens de grandeza dos valores leva à c_s e H como limites superiores para v_{turb} e λ_{turb} . Se as velocidades fossem supersônicas, os movimentos turbulentos seriam provavelmente termalizados por choques (Frank, King & Raine 1992). Portanto, espera-se $\alpha < 1$.

2.1.3 Classificação

Existe uma classificação “padrão” de Variáveis Cataclísmicas apresentada no livro do Warner (1995). Como esta classificação não é relevante para o trabalho desenvolvido, ela será apresentada brevemente, só por uma questão de completeza. Em geral, as VCs são classificadas a partir da morfologia das suas curvas de luz (em particular, a presença ou não de erupções, sua amplitude e duração) e também com relação a algumas características espectrais.

As *Novas Clássicas* são sistemas em que só foi observada uma erupção. Acredita-se que a origem da erupção seja a combustão nuclear do hidrogênio depositado sobre a anã branca em conseqüência do acréscimo. Se for observada mais de uma erupção em um sistema classificado como Nova Clássica, este sistema passa a ser classificado como *Nova Recorrente*. Na verdade, todas as Novas são recorrentes. A diferença entre as Clássicas e as outras é o intervalo de tempo entre erupções. No primeiro tipo, ele é tipicamente maior

que 10^3 anos, enquanto no segundo é menor que 10^2 . Estas escalas de tempo são reguladas pela taxa de transferência de matéria e pela massa da anã branca. Quanto mais rápido a matéria for acrescida e quanto maior a massa da anã branca, menor será o intervalo entre as erupções de Nova, pois as condições físicas para a queima do H são atingidas antes.

Existem VCs que não sofrem erupções. São conhecidas por *Novóides*. Os sistemas nesta classe permanecem sempre em um estado de alto brilho, equivalente ao estado de erupção da classe seguinte, as novas anãs. Uma exceção é a subclasse das novóides *VY Scl*, que apresentam ocasionais estados de baixo brilho nos quais elas se assemelham a novas anãs em quiescência.

O objeto de estudo neste trabalho, V2051 Ophiuchi, é classificado como uma *Nova Anã*. Esta classe é caracterizada por erupções regulares, apesar de não ser possível atribuir um período às erupções. Acredita-se que a erupção esteja associada a um aumento súbito na taxa de transferência de matéria. Existem dois modelos que explicam este aumento. Eles diferem no mecanismo que causa o aumento, e em algumas previsões para a erupção que sucede.

O modelo mais antigo foi e é alvo de muitas críticas, tanto do lado observacional quanto do teórico. É conhecido por *Modelo de Instabilidade na Transferência de Matéria* (*Mass Transfer Instability* – MTI) e foi desenvolvido inicialmente por Paczyński (1965) e depois melhorado por Bath (1969, 1975). O MTI propõe que a secundária aumenta sua taxa de transferência de matéria (\dot{M}_2), devido a uma instabilidade que a faz aumentar de raio. A principal crítica se apóia no fato de que muitas erupções observadas se iniciam nas partes internas do disco, e que o MTI não é capaz de explicar isso (Warner 1995). Também é argumentado que o *bright spot* deveria aumentar de brilho no início da erupção, o que não é observado. Além disso, costuma se descartar (prematuramente) o MTI porque não existe uma explicação clara de porque a estrela secundária varia a taxa de transferência de matéria (apesar de existirem observações que apoiem esta idéia – Schreiber, Gänsicke & Hessman 2000).

O modelo concorrente é conhecido como *Modelo de Instabilidade no Disco* (*Disc Instability Model* – DI). Desenvolvido por Osaki (1974), é o modelo mais aceito e também

mais desenvolvido, tanto do lado teórico (com uma vasta lista de previsões) quanto do ponto de vista do suporte observacional. O DI se baseia em uma instabilidade térmica viscosa, causada pela transição do H neutro para o H ionizado a partir de uma temperatura crítica (Warner 1995),

$$T_{crit}(r) = 7476 \left(\frac{r}{R_{L1}} \right)^{-0.105} \left(\frac{M_1}{0.75M_{\odot}} \right)^{-0.15} K. \quad (2.17)$$

Esta transição provocaria um aumento da viscosidade do disco, o que explicaria o aumento de \dot{M}_d . Dentre os principais sucessos do modelo estão a previsão de ausência de aumento de brilho do *bright spot* durante a erupção, o aumento do raio do disco no início da erupção e sua progressiva redução durante a quiescência, e as escalas de tempo – tanto para recorrência das erupções quanto para a duração delas. Por outro lado, Borges & Baptista (2005) mostraram que as temperaturas do disco em V4140 Sgr estão abaixo da temperatura crítica, apesar do objeto estar em erupção, o que contraria o DI.

2.2 Características Espectrais de Variáveis Cataclísmicas

2.2.1 Espectros Observados

Apesar do título da seção se referir às Variáveis Cataclísmicas, as propriedades discutidas aqui se referem na maioria às novas anãs. Isto se justifica porque V2051 Oph é uma nova anã e também porque as principais propriedades dos DAs em VCs são bem representadas por discos em novas anãs, que podem apresentar uma grande faixa de valores para \dot{M}_d , compreendendo estados de alto e baixo brilho.

De maneira geral os espectros de VCs são caracterizados por terem um contínuo azul com a presença de linhas de emissão. As linhas podem ser de baixa excitação, como o HI, FeII e CaII, ou de alta excitação, como HeI, CII-III. E, até mesmo, de bem alta excitação como HeII, CIV e SiIV. A presença simultânea dessas linhas prova a existência de uma gama imensa de regimes físicos responsáveis pelas emissões em uma VC. Elas não são produzidas no mesmo local. Segundo Williams (1980), corrobora esta afirmação o fato

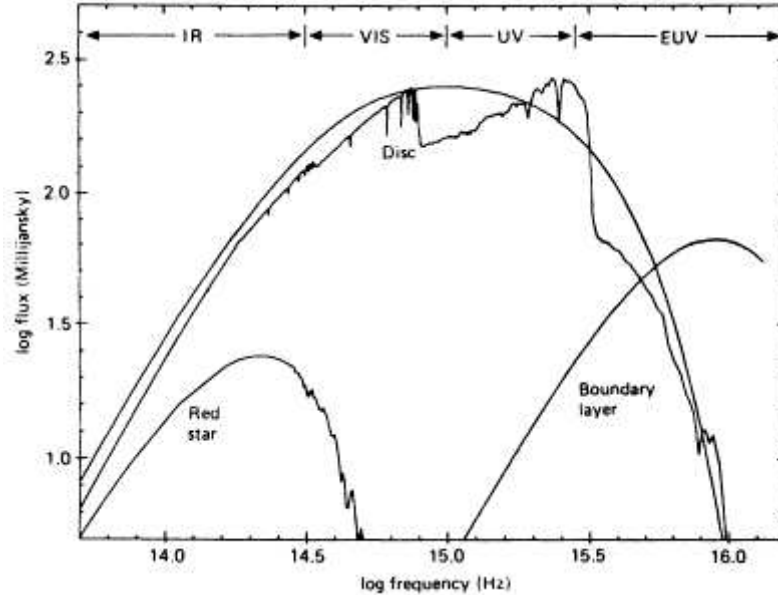


Fig. 2.5: O disco domina a emissão em uma VC. A *Boundary Layer*, é mais quente que o disco, mas tem uma área muito pequena. A secundária é muito fria. Figura extraída de La Dous (1994) .

de que em geral “as linhas do He têm velocidades, larguras e variações de intensidades bastante diferentes das linhas do hidrogênio num período orbital”.

A maioria das linhas observadas nas Variáveis Cataclísmicas são atribuídas ao disco. Com algumas exceções, ele domina a emissão do objeto (tanto nas linhas como no contínuo) desde o ultravioleta até o infravermelho, como pode ser visto na fig. 2.5. Entretanto, em alguns objetos em quiescência é possível notar linhas de absorção superpostas à emissão do disco. No ultravioleta Ly α aparece bem larga em absorção, devido à anã branca (Verbunt 1987); no infravermelho observa-se algumas bandas moleculares do TiO (Stauffer, Spinrad & Thorstensen 1979) devidas à secundária.

Vários aspectos observacionais levam a atribuir as linhas em VCs ao DAs. Em sistemas com inclinação orbital alta, as linhas são bastante largas ($\gtrsim 1000$ km/s) e apresentam duplo pico – como esperado para emissão proveniente da superfície de um disco de raio finito (ver fig. 2.6). Estas linhas têm o mesmo movimento orbital que a primária em torno do centro de massa e são (pelo menos parcialmente) eclipsadas quando a primária

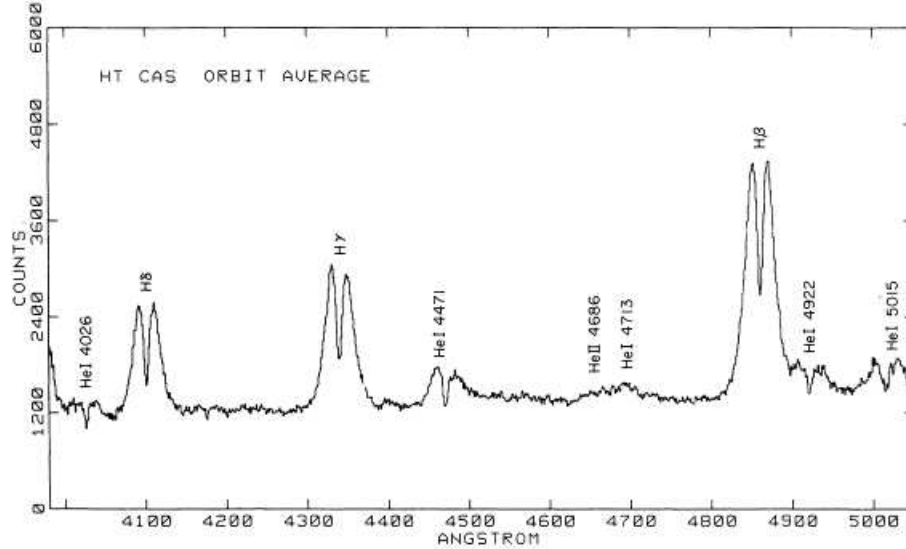


Fig. 2.6: Espectro de HT Cas no mínimo (Young, Schneider & Sackett 1981) com a presença simultânea de linhas da série de Balmer, do He I e do He II. Todas as linhas são largas e apresentam o perfil duplo pico característico de sistemas de alta inclinação.

é eclipsada. Um disco tem regiões com temperaturas bem diferentes (em geral um fator maior que 2 entre a temperatura dos raios internos e a dos raios externos), o que, em parte, explica a presença simultânea de linhas de H I, He I e He II.

Em algumas VCs é observada uma correlação entre o fluxo em raios-X e a largura equivalente de H_{β} , conforme mostrado na fig. 2.7. Esta correlação evidencia a importância da iluminação do disco pela *Boundary Layer*, que emite boa parte de sua radiação no ultravioleta extremo e em raios-X. A presença comum de linhas produzidas por fotoionização, como CIV($\lambda 1549$), SiIV($\lambda 1397$) e NV($\lambda 1240$), mostra a importância da iluminação das partes centrais do disco (Ko *et al.* 1996).

Um efeito muito interessante que acontece nas novas anãs é o comportamento espectral do objeto em uma erupção. Em quiescência, e com uma inclinação $\gtrsim 60^{\circ}$, as linhas aparecem em emissão. No entanto, quando o objeto entra em erupção, o contínuo aumenta de brilho e as linhas vão ficando cada vez mais fracas. À medida que o objeto se aproxima do máximo da erupção, as linhas se tornam linhas de absorção (Hessman *et al.* 1984). É comum que estas linhas de absorção tenham núcleos em emissão e com uma largura

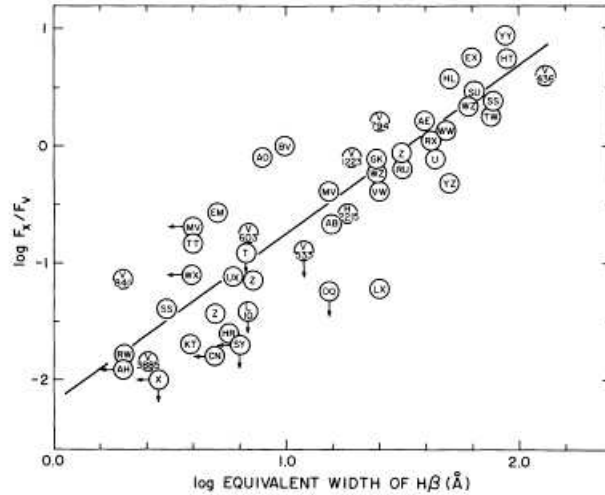


Fig. 2.7: Correlação encontrada por Patterson & Raymond (1985) entre F_x/F_v e $W(H_\beta)$.

menor, o que evidencia uma segunda fonte para estas linhas no objeto (fig. 2.8).

Considerando toda a variedade de regimes físicos e efeitos geométricos que existem em uma VC, não é surpreendente que os espectros destes objetos sejam tão complicados. As características observacionais apresentadas nesta seção não refletem toda a complexidade e diversidade de comportamentos observados na classe como um todo, mas são ilustrativas.

2.2.2 Modelos de Emissão

Os modelos de discos finos prevêm que o disco apresente uma abertura não nula, aumentando sua altura em direção aos raios externos. Além disso, também é esperado que os discos sejam côncavos. A altura do disco em cada ponto é um compromisso entre a tendência de expansão do gás e a componente vertical da gravidade. Se o disco for iluminado por uma fonte central, ele deve ser mais aberto.

A iluminação do disco tem efeitos bastante importantes na atmosfera dele. Segundo Ko & Kallman (1991), ela pode ser responsável pela produção de uma cromosfera, pela inversão de temperatura nas camadas superiores e pode até mesmo interferir nas camadas mais profundas.

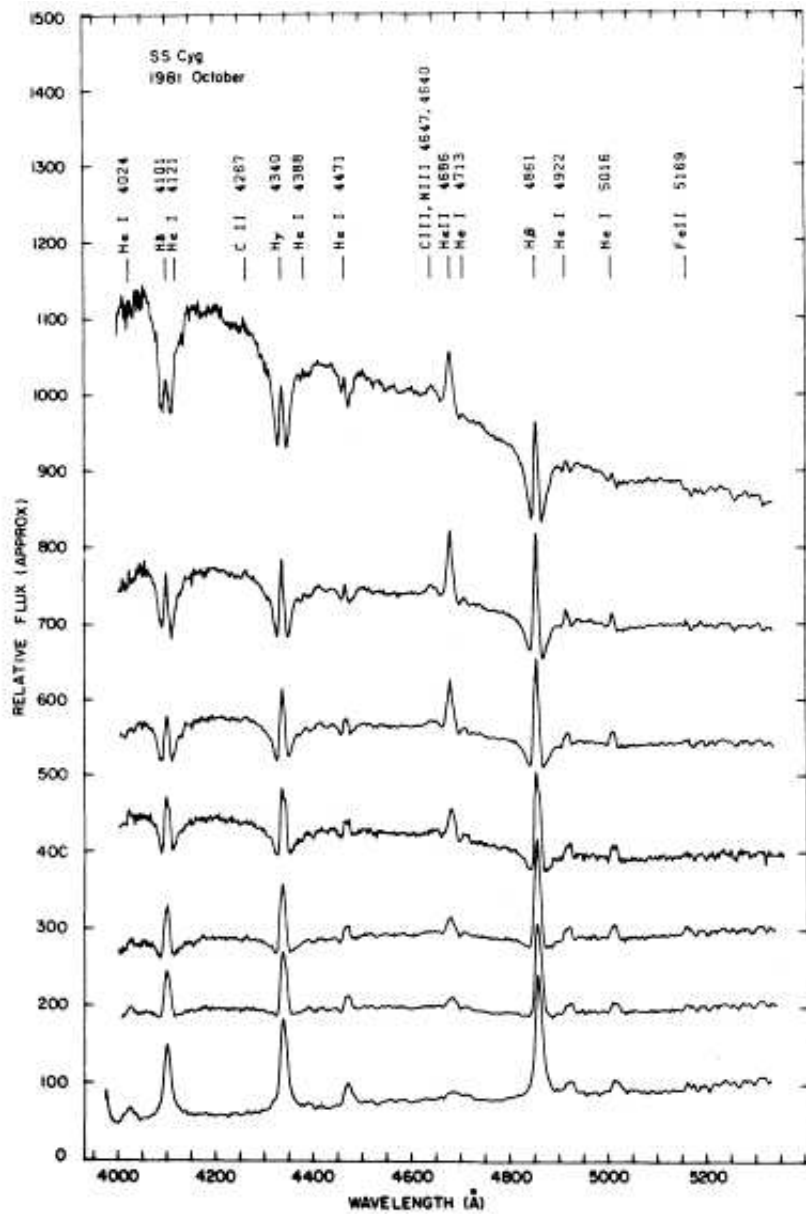


Fig. 2.8: Espectro de SS Cyg durante o retorno de uma erupção. De cima para baixo, os espectros mostram o objeto no máximo até o mínimo. Extraído de Hessman *et al.* 1984.

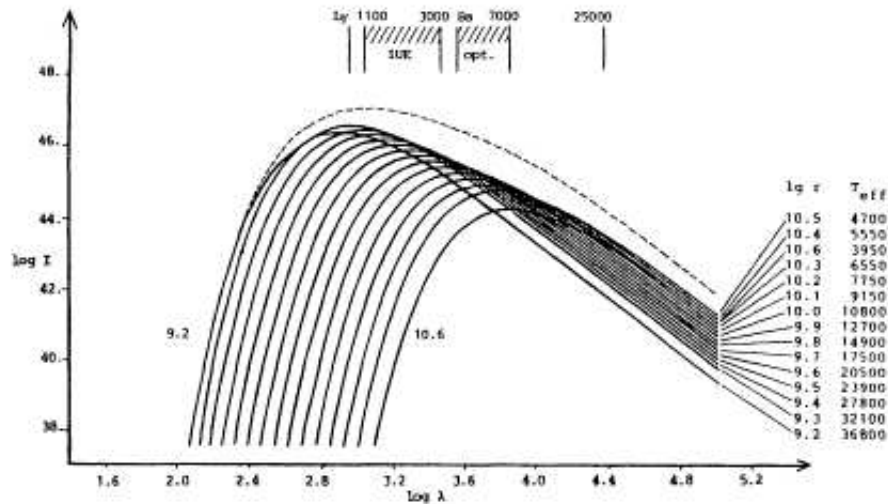


Fig. 2.9: Espectro integrado de um disco usando uma lei de intensidade de corpo negro. A contribuição de cada anel é pesada pela sua área. A linha tracejada é a soma de todas as contribuições. Figura extraída de La Dous (1989).

As primeiras tentativas de reproduzir os espectros observados foram baseadas em assumir radiação de corpo negro para a emissão do disco. A hipótese de corpo negro é a mais simples possível para emissão de radiação em qualquer cenário. Estes espectros não contém linhas e, por isso, este tipo de abordagem se limita a querer explicar as cores dos espectros observados. Lembrando que existe uma solução analítica para um disco fino em estado estacionário, e que ela prevê uma lei de $T \propto R^{-3/4}$ (eq. 2.14), é simples obter espectros integrados para o DA assumindo que o disco é formado por vários anéis concêntricos, cada um com uma camada isotérmica de temperatura $T(R)$. Novóides e novas anãs em erupção são os sistemas onde se espera que esta aproximação seja válida. A fig. 2.9 mostra um exemplo de um espectro de disco assumindo uma distribuição de intensidades de corpo negro.

Os resultados, entretanto, não foram animadores. Nem mesmo a inclinação do contínuo (que, na verdade, era o que se procurava ajustar) foi possível explicar (Tylenda 1977). A conclusão é que, mesmo nos casos esperados, a aproximação de disco estacionário não é válida. Ou, alternativamente, que a aproximação de emissão de corpo negro não é válida

neste regime.

O passo seguinte foi considerar que a emissão de um disco de acréscimo pode ser bem aproximada por espectros estelares. Os espectros de discos de acréscimo apresentam linhas, assim como espectros estelares. Era preciso testar se a diferença de inclinação entre o contínuo observado e o previsto com emissão de corpo negro poderia ser explicado pela presença de linhas. As linhas tanto podem ter um efeito no transporte radiativo quanto na estrutura da própria atmosfera. Este tipo de aproximação pode ser válida em novas anãs em erupção ou em novóides, onde a presença de linhas em absorção indica um disco opticamente espesso em que a temperatura decresce com a altura (La Dous 1989) – assim como numa atmosfera estelar. O fato da gravidade aumentar para fora na atmosfera de um disco, ao contrário do que acontece no caso estelar, não tem muita influência desde que o disco seja opticamente espesso pois, neste caso, boa parte da energia é gerada nas camadas mais profundas da atmosfera, assim como em uma atmosfera estelar (La Dous 1994).

La Dous (1994) afirma que até mesmo a aproximação de equilíbrio termodinâmico local (LTE) é bem justificada para uma atmosfera de disco. Entretanto, adverte para um problema mais sutil que nem sempre foi levado em conta: a natureza bidimensional dos discos. O fluxo observado em uma estrela é uma média ponderada por todos os ângulos de saída da intensidade da superfície dela,

$$F_\nu = \oint I_\nu \cos\theta d\omega. \quad (2.18)$$

O mesmo não acontece em um disco, onde não existe esta média angular[†]. Este tipo de efeito não é só geométrico, mas físico. Está relacionado com a profundidade na atmosfera onde se formam as linhas e o contínuo. É conhecido como obscurecimento de borda e é sabido que é mais importante no ultravioleta (região espectral onde os discos de acréscimo mais emitem), donde se espera que ele tenha efeitos importantes em DAs (Diaz & Wade

[†] Por questão de argumentação só está sendo considerado um disco plano. No entanto, um disco com uma abertura não nula também vai sofrer do mesmo efeito, ainda que um pouco menor.

1996). De fato, não é nada trivial corrigir espectros estelares para representarem espectros de discos.

Um outro efeito importante, que não está presente nos espectros estelares, é o alargamento das linhas que um disco de acrecimento sofre. As velocidades do material orbitando a anã branca são de milhares de km/s, bem maiores do que as poucas dezenas de km/s encontradas nas atmosferas estelares. Em discos as linhas mais intensas são bastante alargadas e as mais fracas, como as de metais, praticamente somem no contínuo. Isso sem falar do problema do perfil da linha, que é duplo pico nos discos e de pico simples nas estrelas.

Com todos estes problemas, não é surpreendente que os ajustes não tenham sido satisfatórios. Wade (1984) cita que um dos principais problemas encontrados foi ajustar a profundidade da descontinuidade de Balmer, que é sistematicamente menor nos dados do que nos modelos. Segundo ele, no fundo este é um problema de ajustar o fluxo do espectro e sua inclinação. A origem do problema não é bem estabelecida, existem várias possibilidades (como a grande lista de problemas citados sugere!).

Além dos problemas em ajustar a inclinação do contínuo, os modelos apresentados até agora eram incapazes de explicar uma característica ímpar dos espectros observados em VCs: as linhas de emissão. No final da década de 70 e meados da de 80 surgiu um modelo que se propunha a este objetivo, o *Modelo de Discos Opticamente Finos*. Este modelo assume que o contínuo é opticamente fino, e que as linhas têm uma profundidade óptica muito maior. É simples de ver a origem da emissão. Resolvendo a equação de transferência radiativa para uma camada de gás em equilíbrio termodinâmico local e com todos os parâmetros físicos constantes (por consequência a função fonte também) obtém-se,

$$I_\nu = B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.19)$$

onde $B_\nu(T)$ é função de Planck e τ_ν é a profundidade óptica do gás. Trabalhando com unidades adimensionais ($x \equiv h\nu/kT$),

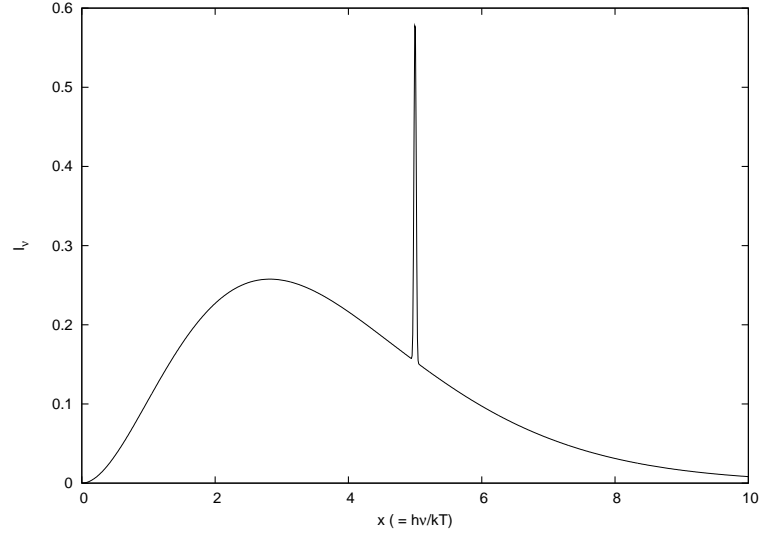


Fig. 2.10: Gráfico da eq. 2.20 mostrando como o modelo de disco opticamente fino é capaz de explicar as linhas de emissão. Para este exemplo foi usado $x_0 = 5$, $\sigma_x = 0.02$, $\tau_C = 0.2$ e $\tau_L = 1$.

$$I_x \propto \frac{x^3}{e^x - 1} (1 - e^{-\tau_x}). \quad (2.20)$$

Na verdade, τ_x é a soma da profundidade óptica do contínuo (τ_C) e da linha (τ_L). Assumindo τ_C uma constante menor que 1, e representando τ_L por uma gaussiana,

$$\tau_L(x) = \tau_L(x_0) \exp \left[- \left(\frac{x - x_0}{\sigma_x} \right)^2 \right], \quad (2.21)$$

onde $\tau_L(x_0)$ (> 1) é a profundidade óptica no centro da linha, x_0 a posição da linha e σ_x uma medida de sua largura, tem-se um espectro de emissão, como mostrado na fig. 2.10.

Elaborando mais este modelo simples, Williams (1980) (ver também Tytenda 1981) mostrou que “o espectro irradiado pelos modelos de disco de acréscimo consiste de um contínuo térmico, produzido pela porção interna do disco, quente e opticamente espessa, sobre o qual estão superpostas as linhas de emissão que se originam na parte externa e fria do disco onde o gás é opticamente espesso nas linhas e opticamente fino no contínuo”.

A transição entre um regime e o outro depende da taxa de transferência de matéria no

disco. O disco só desenvolve as regiões opticamente finas externas se $\dot{M}_D \lesssim 10^{-8} M_\odot/\text{yr}$. Entretanto, este valor depende da viscosidade adotada para o disco (Williams 1980). O gás opticamente fino irradia com menos eficiência do que um corpo negro. Para emitir à mesma taxa que o último, precisa estar a uma temperatura maior. Desta forma, o modelo prevê que a distribuição de temperatura de um disco opticamente fino deve ser mais plana do que o esperado pela eq. 2.12. Esta previsão está em total acordo com o que é observado em novas anãs em quiescência (Wood *et al.* 1989).

Estudos subseqüentes envolveram o cálculo do perfil das linhas de emissão. O perfil duplo pico previsto para um disco depende da relação entre τ_C e τ_L . Os resultados foram bons para uns objetos e ruins para outros. Sugeriu-se que o problema poderia estar em um alargamento por efeito stark nas linhas (Lin, Williams & Stover 1988), ou então por emissão anisotrópica devido às várias velocidades que um feixe de luz cruza ao sair do interior do disco até a superfície (Horne & Marsh 1986).

Analisando o comportamento do perfil das linhas nota-se que em alguns sistemas deve existir uma cromosfera (La Dous 1994). Neles é possível encontrar as linhas do H com duplo pico e as linhas do He com pico simples. Na verdade, esta evidência não é a principal e nem a única em favor da existência de uma cromosfera. Linhas que não são eclipsadas, ou que não podem ter suas intensidades explicadas por excitação colisional são alguns exemplos de outras evidências experimentais. A origem da cromosfera não é um consenso. Acredita-se que a energia para mantê-la provém de uma iluminação da anã branca e/ou da *boundary layer* ou da reconexão de linhas do campo magnético na superfície do disco. Alguns trabalhos teóricos baseados na primeira hipótese já existem (p.ex., Ko *et al.* 1996), e sugerem uma variedade de efeitos que podem ajudar a explicar diferenças entre as previsões teóricas e os espectros observados, como a inversão da temperatura na cromosfera, a produção de ventos, etc.

2.3 Imageamento Indireto do Disco de Acréscimo

Técnicas de imageamento indireto permitem obter informação espacial dos objetos em uma resolução muito maior do que os telescópios atuais são capazes. Na década de 80 foram desenvolvidas duas técnicas que se mostraram revolucionárias na pesquisa sobre discos de acréscimo em variáveis cataclísmicas, são o *Método de Mapeamento por Eclipse* (MEM) e a *Tomografia Doppler*. Nesta seção só será apresentado o MEM, pois a Tomografia Doppler não foi aplicada aos dados.

2.3.1 Mapeamento por Eclipse

Desenvolvido por Horne (1985) o MEM é capaz de recuperar a distribuição de brilho em um disco de acréscimo usando apenas uma curva de luz do eclipse. Segundo Baptista (2001) o método assume que a secundária ocupa todo o lobo de Roche, o que é uma boa aproximação. Também usa a hipótese de que a emissão está contida no plano orbital e que o fluxo emitido em cada ponto não depende da fase orbital.

Existem infinitas distribuições de brilho no disco que podem reproduzir a mesma curva de luz. No entanto, nem todas elas podem ser associadas a um sistema físico. O método assume que não deve haver variações abruptas de intensidade. Matematicamente, esta afirmação é aplicada maximizando uma grandeza chamada entropia. A entropia é calculada em relação a um mapa chamando de *mapa default*. Ele representa uma expectativa que o usuário do algoritmo tem da solução verdadeira.

É preciso escolher dentre as várias soluções possíveis (“possível”, aqui, é definido em termos do mapa *default*). Para isso, é usada a função de χ_{red}^2 usual e mais uma outra função que mede o quão relacionados os ruídos estão. Minimiza-se estas duas funções, enquanto se maximiza a entropia, até encontrar a melhor solução.

A fig. 2.11 mostra como a ocultação do disco pela secundária se mapeia na curva de luz. Como o MEM recupera a informação original (mapa de intensidades) a partir da derivada (curva de luz), a técnica é classificada como uma técnica de inversão.

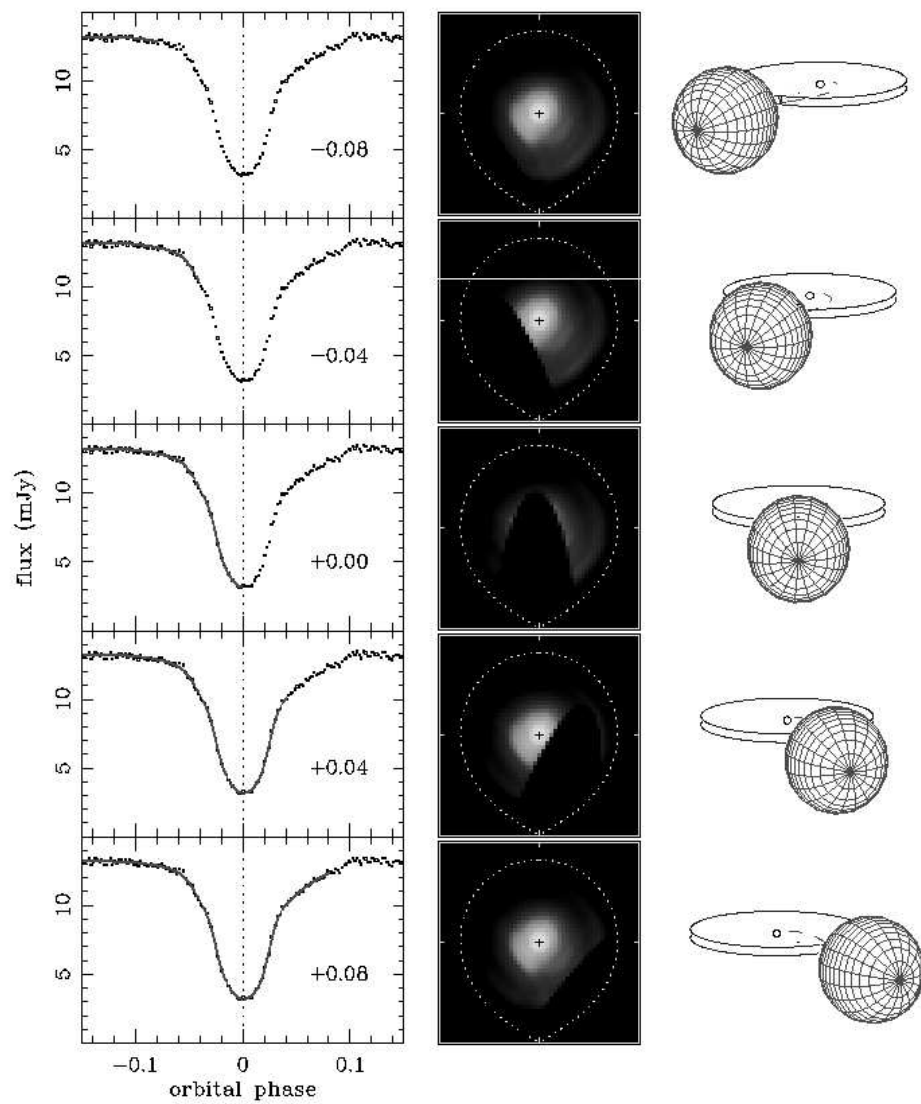


Fig. 2.11: Figura mostrando a ocultação do disco (quadros do meio) à medida que o sistema vai rotacionando (quadros da direita) e o efeito na curva de luz (quadros da esquerda). O MEM se baseia na curva de luz para reconstruir o mapa de intensidade. Extraído de Baptista (2001).

2.3.2 Mapeamento Espectral

O mapeamento espectral é fruto da evolução da potência dos telescópios. Originalmente, o MEM foi aplicado a dados fotométricos. Entretanto, a técnica não é restrita a bandas fotométricas. Ela pode ser aplicada à faixas espectrais, desde que os espectros sejam obtidos com uma boa resolução temporal (Rutten *et al.* 1993).

Para entender o procedimento, assumamos que tenham sido tirados N_{spc} espectros ao longo de um ciclo orbital. Cada um desses espectros é dividido em N_λ caixas em comprimento de onda. A seguir, é montada uma curva de luz para cada uma das N_λ caixas, com N_{spc} pontos, representando cada uma das fases orbitais medidas. Aplicando o MEM para cada uma dessas curvas de luz, obtém-se N_λ mapas. Cada um desses mapas é fatiado em N_r raios. Para cada um dos raios, calcula-se as intensidades médias. Como cada mapa representa um comprimento de onda diferente, podemos separar o espectro de cada raio.

O procedimento descrito é capaz de fornecer espectros de uma certa região do disco, são os chamados *espectros espacialmente resolvidos*.

Capítulo 3

V2051 Ophiuchi

A ferramenta de ajuste espectral desenvolvida neste trabalho foi aplicada aos espectros espacialmente resolvidos de V2051 Oph. Neste capítulo serão discutidos os aspectos observacionais relevantes para este trabalho. Para qualquer informação adicional sobre os dados, as técnicas de redução e análise, deve-se recorrer aos artigos de Baptista *et al.* (1998) e Saito & Baptista (2006). A exposição que será apresentada aqui seguirá estes trabalhos.

Descoberta por Sanduleak (1972), V2051 Oph é classificada como uma nova anã. Com um período orbital de 90 min, sua curva de luz difere da de outros objetos com períodos semelhantes (Berriman *et al.* 1986). Z Cha ou OY Car, por exemplo, que têm períodos orbitais curtos e alta inclinação, apresentam *hump* orbital pronunciado e constante em fase, *flickering* de amplitude relativamente baixa ($\sim 10\%$ do fluxo total) e eclipses claros da anã branca e de um *bright spot* compacto responsável pelo *hump* orbital. V2051 Oph tem *flickering* de grande amplitude ($\sim 30 - 40\%$), *hump* orbital pouco pronunciado e variável em fase, e eclipses com perfil variável nos quais é difícil identificar claramente a anã branca e existe pouca evidencia de *bright spot* compacto (Wood *et al.* 1986,1989). Berriman *et al.* (1986) calcularam as temperaturas de brilho necessárias para reproduzir as curvas de luz de V2051 Oph no infravermelho e obtiveram que o disco deve ter temperaturas superiores a 10000 K em toda a sua extensão e que, além disso, o material deve ser opticamente fino em todo o disco.

Entretanto, Vrielmann *et al.* (2002) obtiveram resultados diferentes usando o *Mapeamento por Eclipse de Parâmetros Físicos* (Vrielmann, Horne & Hessman 1999) em curvas de luz UBVR enquanto o objeto estava em quiescência. Segundo eles, o disco é opticamente espesso nas partes internas ($r \lesssim 0.2 R_{L1}$) e na trajetória do *gas stream*. Para $r \gtrsim 0.4 R_{L1}$, ele é opticamente fino. A temperatura é de ~ 13000 K nas partes internas e cai para ~ 6000 K nas partes externas. Por ter as regiões internas opticamente espessas, só é possível determinar um limite inferior para a densidade do gás no disco. Ainda segundo Vrielmann *et al.* (2002) a densidade de coluna é ~ 0.01 g/cm² (6×10^{21} barions/cm²) para as partes internas e sobe para ~ 0.04 g/cm² (2×10^{22} barions/cm²) nas externas. O disco apresenta a região da frente mais brilhante do que a do fundo. Os autores atribuíram a causa a efeitos de iluminação pela anã branca. Baseados nos resultados dos ajustes, os autores também propuseram um modelo de disco frio sob uma cromosfera mais quente. Boa parte da luz observada é proveniente da cromosfera e não do disco.

Baptista *et al.* (1998), usando os mesmos dados deste trabalho, fizeram um estudo sistemático dos parâmetros físicos de V2051 Oph. Os autores foram capazes de medir uma inclinação de $83^\circ \pm 2^\circ$ para o sistema. Também mediram a massa da anã branca ($0.78 \pm 0.06 M_\odot$) e o tamanho do lobo de Roche ($R_{L1} = 0.42 \pm 0.02 R_\odot$), entre outros valores.

Os dados deste trabalho foram coletados em janeiro de 1996 com o telescópio espacial Hubble (Baptista *et al.* 1998 e Saito & Baptista 2006). O objeto estava num estado de baixo brilho ($B = 16.2$ mag). Os espectros cobrem uma faixa no ultravioleta (1150 - 2507Å) e outra no óptico (3226 - 4781Å), com resoluções de $\Delta\lambda = 3.5\text{Å}$ e $\Delta\lambda = 1.5\text{Å}$ respectivamente.

Para aplicar técnicas de mapeamento espectral, os espectros integrados foram divididos em caixas de largura variável em comprimento de onda. A escolha da largura das caixas é um compromisso entre maximizar a resolução espectral e o sinal ruído das curvas de luz resultantes. Foram selecionadas 34 e 68 bandas espectrais no ultravioleta e no óptico, respectivamente. A fig. 3.1 exhibe espectros médios fora do eclipse para as duas regiões espectrais, e mostra as subdivisões das bandas usadas para o mapeamento espectral.

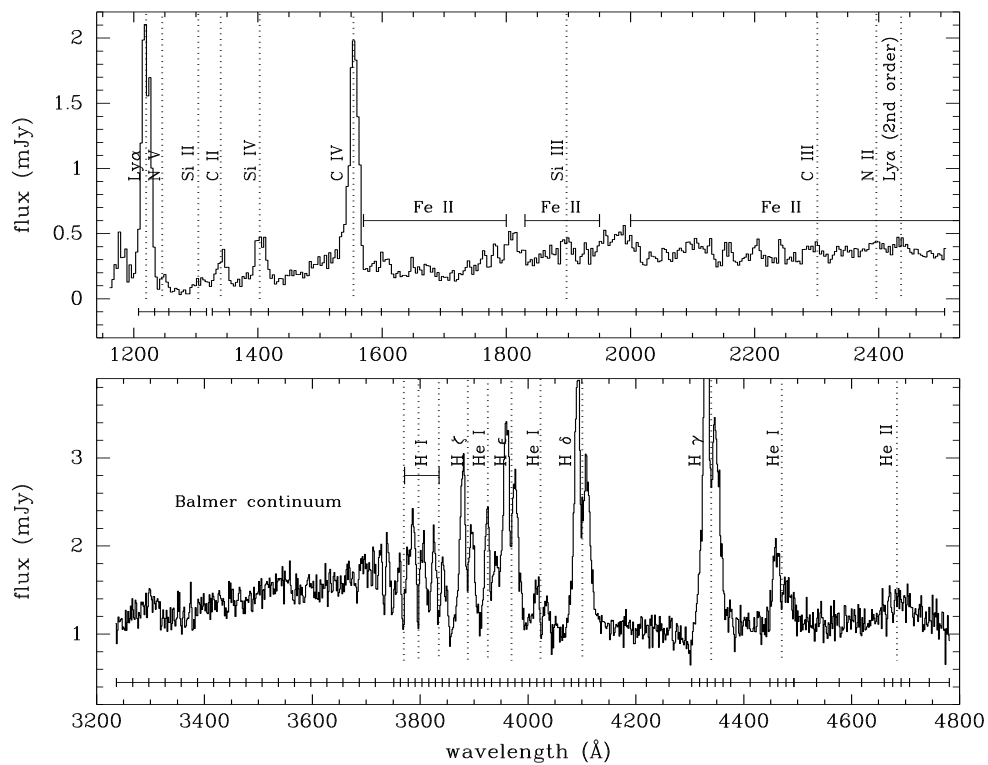


Fig. 3.1: Espectros médios no ultravioleta (faixa em fase) e no óptico (faixa em fase). As principais linhas espectrais estão indicadas por linhas verticais tracejadas. As linhas horizontais sólidas sobre os espectros marcam as posições das bandas de FeII no ultravioleta. As linhas horizontais sólidas sob os espectros marcam as subdivisões das bandas que foram usadas para fazer o mapeamento espectral. Extraído de Saito & Baptista (2006).

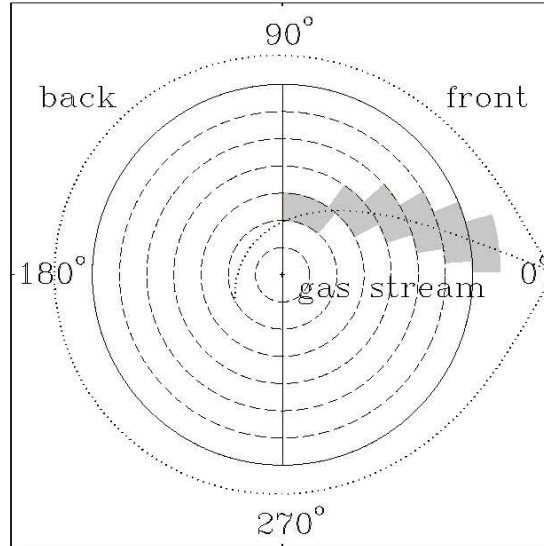


Fig. 3.2: Divisões no mapa do disco. Além das três divisões azimutais que definem a parte da frente, do fundo e do *gas stream*, são mostradas as divisões em raio que definem os oito anéis. Extraído de Saito & Baptista (2006).

Depois que técnicas de mapeamento por eclipse foram aplicadas à curva de luz obtida para cada uma das bandas indicadas na fig. 3.1, os mapas resultantes foram divididos em três regiões: a parte do fundo (bk), a parte da frente (fr) e a parte do *gas stream* (st), como mostrado na fig. 3.2. Também estão marcados os oito anéis em raio, cada um com uma largura $0.1 R_{L1}$. Para cada uma das regiões, foram tirados vários espectros espacialmente resolvidos, um para cada anel.

As fig. 3.3 e 3.4 mostram os espectros espacialmente resolvidos. Na verdade, os espectros da frente e do fundo não são fruto direto das intensidades calculadas nos mapas, mas são extraídos da componente simétrica dos mapas. Para calcular a componente simétrica de uma região (p.ex., a frente) ordena-se os pixels do mapa que pertencem à região de interesse em função da distância ao centro do disco. Cada pixel terá um raio e uma intensidade associada. Quando há uma assimetria no mapa, como por exemplo um *bright spot*, alguns pixels terão uma intensidade bem maior do que outros no mesmo raio (mas em outras posições em azimuth). Associando-se pixels entre r_0 e $r_0 + \Delta r$, ordena-se os pixels por intensidade, e calcula-se a intensidade mediana do quartil inferior do conjunto.

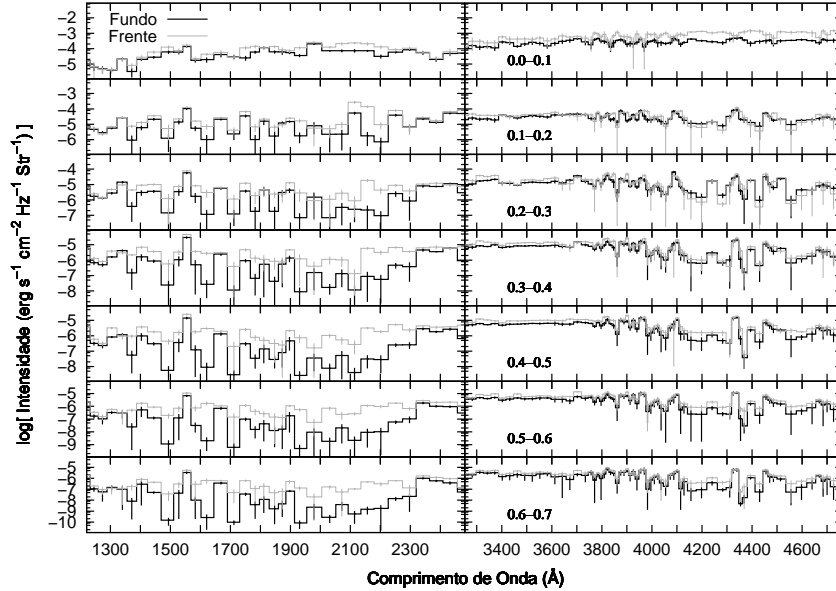


Fig. 3.3: Espectros espacialmente resolvidos da parte do fundo (preto) e da frente (cinza). Os números nos cantos inferiores esquerdo dos painéis com os espectros ópticos indicam o raio em unidades de R_{L1} .

Fazendo isto para várias caixas em raio teremos uma distribuição de intensidades medianas para o quartil inferior em função do raio. Ajusta-se uma função spline cúbica a esta distribuição para ter a componente simétrica das intensidades em qualquer posição radial do mapa. Resumidamente, os espectros da componente simétrica não têm a contribuição de regiões como o *bright spot* ou o caminho do *gas stream* – que produzem assimetrias azimutais nos mapas, removidas com o procedimento acima.

A seguir resumo as principais conclusões de Saito & Baptista (2006) a partir dos resultados do mapeamento espectral de V2051 Oph.

- Nos mapas de eclipse as regiões do contínuo aparecem como estruturas compactas e brilhantes. Entretanto, os mapas das linhas ressonantes do ultravioleta (como CIV) indicam uma emissão distribuída por todo o disco. Os autores interpretaram esse fato como indicativo de que essas linhas são opticamente espessas e se originam em uma cromosfera sobre o disco.

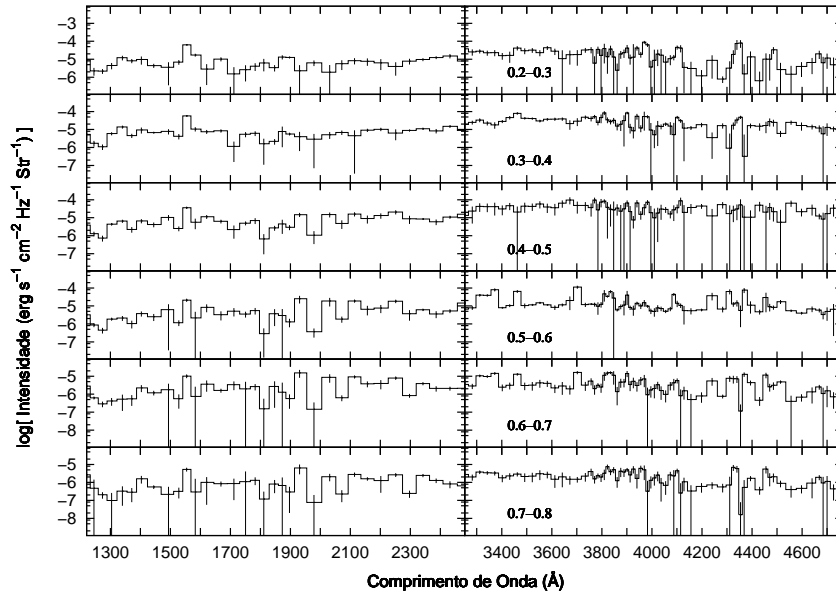


Fig. 3.4: Espectros espacialmente resolvidos da parte do *gas stream*. A notação é a mesma da fig. 3.3.

- Corroborar a interpretação anterior o fato de que a absorção pelas bandas de FeII observada no ultravioleta é mais intensa nos espectros da parte do fundo do que nos da frente. O espectro do fundo seria mais afetado pela absorção causada por uma cromosfera do que o da frente.
- A parte da frente é sistematicamente mais brilhante do que a do fundo. Esse efeito pode ser explicado pela existência de uma cromosfera (uma atmosfera com inversão térmica em suas camadas superiores) sobre um disco com um ângulo de abertura. A linha de visada do observador atinge uma profundidade óptica ~ 1 em regiões mais rasantes na parte da frente do que na do fundo. Portanto, o espectro da parte do frente representa regiões mais quentes do que as do fundo.
- As linhas da série de Balmer estão em emissão em todos os raios. Segundo o modelo proposto pelos autores, estas linhas se originam na cromosfera que está sobre o disco.

Capítulo 4

LTE/XCAL

Neste trabalho foi desenvolvido um ferramental para ajustar espectros teóricos a espectros espacialmente resolvidos de discos de acréscimo. Existem dois problemas distintos nesta abordagem. O primeiro é calcular um espectro teórico. O segundo é encontrar, dentre todos os espectros teóricos possíveis, qual mais se assemelha ao observado. Este capítulo apresenta o programa usado para calcular os espectros teóricos, o LTE/XCAL (Horne 1990). Desenvolvido por Keith Horne no final da década de 80 a partir do programa original de Tom Marsh, o LTE/XCAL é um programa simples, mas adequado aos nossos propósitos. É específico para discos de acréscimo e de pouco custo computacional.

4.1 Hipóteses

O LTE/XCAL calcula o espectro de um anel de gás em rotação. Assume equilíbrio termodinâmico local (LTE – do inglês *Local Thermodynamic Equilibrium*) e considera todos os parâmetros físicos como constantes. Os principais parâmetros de entrada são a temperatura (T), a densidade de coluna (Σ), a altura do anel (H), e a velocidade de rotação (V_{rot}) – que neste trabalho é chamada de velocidade kepleriana (V_{kep}) pois assumimos que o gás orbita a anã branca com uma lei de velocidades kepleriana. A inclinação entre a normal à superfície do anel e a linha de visada do observador (i) também é um parâmetro de entrada. A metalicidade pode ser alterada, mas assumimos metalicidade solar.

A hipótese de regime LTE é boa para discos de acréscimo (La Dous 1989). Em geral, este regime é válido quando a temperatura é baixa e a gravidade efetiva é alta, o que é válido para a maior parte dos discos de acréscimo, exceto talvez para as regiões mais internas.

Não calcular a estrutura vertical do disco de acréscimo é uma limitação mais séria do programa. Uma das principais diferenças entre um DA e uma atmosfera estelar é que a energia é liberada na própria fotosfera do DA, ao contrário do que acontece numa estrela. O fluxo total não é conservado ao longo da atmosfera. A maneira como a viscosidade transforma energia potencial gravitacional em energia térmica ao longo da atmosfera do disco pode ser decisiva na forma do espectro emergente. Entretanto, esse é um aspecto muito incipiente na física dos DAs. O disco também pode sofrer efeitos de iluminação. Os dois fenômenos podem ser responsáveis por uma inversão térmica na atmosfera do disco.

Existem programas que não são limitados pelas hipóteses dos últimos parágrafos. O TLUSTY (Hubeny & Lanz 1992, 1995) é o melhor exemplo. Ele é capaz de calcular a estrutura da atmosfera de uma maneira autoconsistente e sem assumir um regime LTE. De fato, nós tentamos usar o TLUSTY para este trabalho. Entretanto, o programa demora muito tempo para calcular um espectro (pode chegar a ser $\sim 10^3$ vezes mais lento do que o LTE/XCAL!) e não converge para $T \lesssim 10^4 K$. Como os dados de V2051 Oph que analisamos correspondem ao estado quiescente, boa parte do seu disco deve estar abaixo desta temperatura, o que inviabiliza o uso do TLUSTY.

Na ausência de um programa mais elaborado para cálculo de atmosferas de discos, adotamos o LTE/XCAL como uma aproximação de ordem um (melhor que assumir hipóteses de emissão como corpo negro ou atmosfera estelar simples), com a perspectiva de que os ajustes obtidos forneçam estimativas médias (integradas em altura) dos parâmetros físicos na fotosfera do disco.

4.2 Influência dos Parâmetros Livres

Para compreender os resultados dos ajustes, e até mesmo os possíveis problemas em ajustar os espectros, é preciso conhecer a influência de cada parâmetro no espectro calculado. Os parâmetros físicos que serão variados para ajustar um espectro teórico nos dados são a temperatura, a densidade de coluna, a espessura do disco, a inclinação com que se vê o disco e a velocidade de turbulência do gás.

Nas fig. 4.1, 4.2 e 4.3 estão plotados vários espectros criados com o LTE/XCAL. As figuras exploram a influência dos diferentes parâmetros físicos sobre o espectro resultante. Todas as atmosferas contém C, O, N, e Fe em proporções iguais à do Sol, e He com uma proporção 2.3 vezes maior que a solar (apenas para melhor visualização das linhas do He nas figuras; no ajuste dos dados de V2051 Oph adotamos abundância solar para o He). Para criar os espectros foi variado um parâmetro por vez – temperatura (Fig. 4.1), densidade de coluna e espessura do disco (Fig. 4.2) e velocidade de turbulência e inclinação (Fig. 4.3) – e fixados os outros parâmetros de entrada em valores *default*, que representam valores típicos de discos em variáveis cataclísmicas:

Parâmetro	Valor
Temperatura	13000 K
Densidade de Coluna (Σ)	9×10^{21} barions/cm ²
Espessura do Disco (H)	10^9 cm
Inclinação	83°
Velocidade Kepleriana	1900 km/s
Velocidade de Turbulência	500 km/s

Tab. 4.1: Valores dos parâmetros mantidos constantes para criar as fig. 4.1, 4.2 e 4.3.

A fig. 4.1 mostra 10 espectros onde a temperatura varia de 5000 K até 30000 K, conforme indicado em cada um dos quadros. É possível notar que a temperatura determina o tipo de linhas que aparecerão, suas intensidades relativas bem como a intensidade do contínuo. As linhas do Fe praticamente só aparecem para temperaturas inferiores à 8000 K, enquanto que a série e o contínuo de Balmer são bem destacados em uma ampla faixa de

temperaturas, que vão de 6000 K até 24000 K. As linhas do He também aparecem numa grande faixa de temperaturas, sendo que as linhas do C e do O se tornam mais importante para temperaturas maiores, acima de 20000 K. O espectro mais quente é cerca de 1000 vezes mais intenso do que o mais frio.

Na fig. 4.2 estão mostrados espectros para 5 valores de densidades de coluna (Σ) e para 5 valores de espessura do disco (H). É bastante perceptível o efeito destes parâmetros na presença ou não de linhas, a maneira como afeta a intensidade destas e, principalmente, o fluxo total emitido. Os dois efeitos mais significativos são a razão entre as linhas da série de Balmer e a intensidade total. A última, varia por um fator de 10^{11} vezes do espectro mais intenso até o menos intenso. Além desses efeitos, nota-se uma completa degenerescência entre os dois parâmetros. A degenerescência acontece porque os dois parâmetros estão correlacionados através da densidade volumétrica do material no disco (ρ),

$$\rho = \frac{\Sigma}{H}. \quad (4.1)$$

De fato, a figura foi construída de maneira que este quociente, com os valores indicados nos painéis, varia de 10^7 a 10^{11} barions/cm³, de cima para baixo.

Por último, na fig. 4.3 estão mostrados espectros para 5 valores de velocidade de turbulência e para 5 valores de inclinação. A velocidade de turbulência tem uma influência bastante forte no perfil e na intensidade das linhas quando está muito abaixo dos ~ 600 km/s, mas para valores desta ordem e acima deles resulta numa saturação das linhas. É importante ressaltar que a velocidade de turbulência não altera a intensidade do contínuo, e assim, a razão entre o fluxo total do espectro mais intenso e do menos intenso é desprezível frente às razões obtidas com variações de temperatura ou densidade de coluna. Nos quadros à direita, na mesma figura, está mostrada a influência da inclinação sobre os espectros resultantes. Só há mudanças significativas para altas inclinações (quando a secante do ângulo varia muito rápido). O espectro tende para um espectro de corpo negro, devido ao rápido aumento da profundidade óptica.

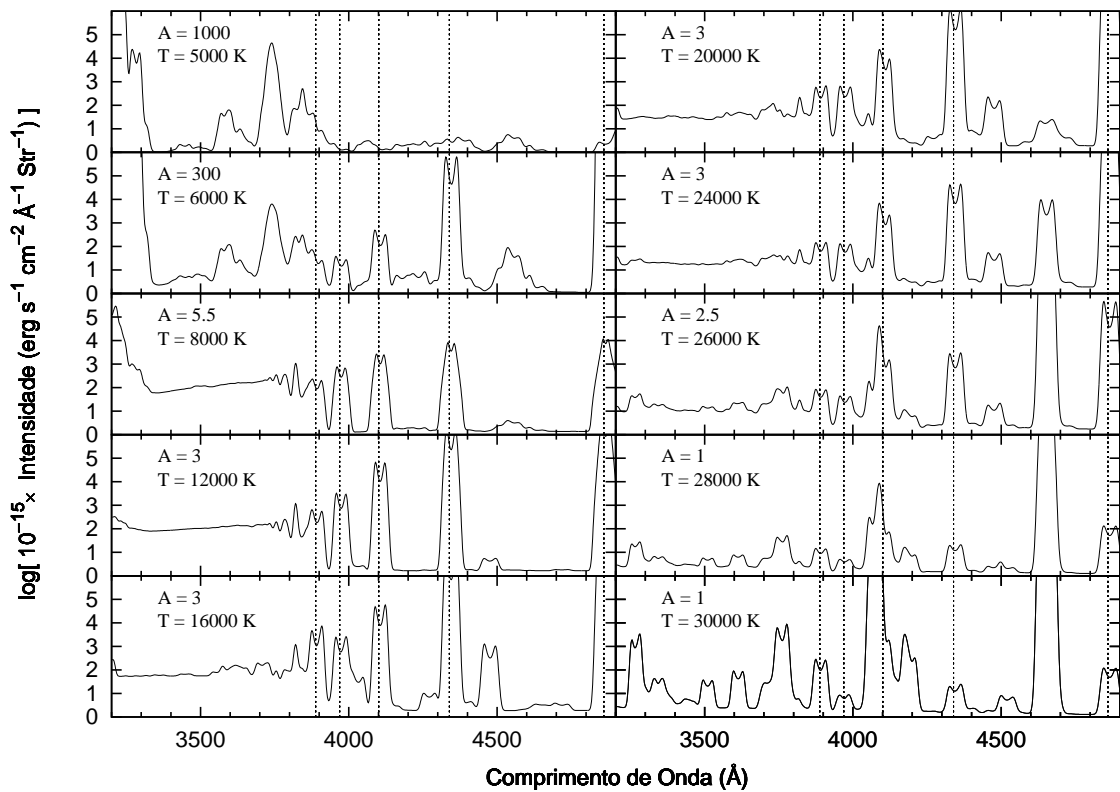


Fig. 4.1: Grade de espectros mostrando a influência da temperatura sobre o espectro resultante. As verticais pontilhadas marcam as linhas de emissão do H. Os espectros foram divididos por um fator constante de 10^{15} e multiplicados por um fator de escala (A) arbitrário para que todos tivessem a intensidade da mesma ordem de grandeza. O valor de “A” está mostrado junto com a temperatura correspondente de cada espectro, no canto superior esquerdo de cada quadro.

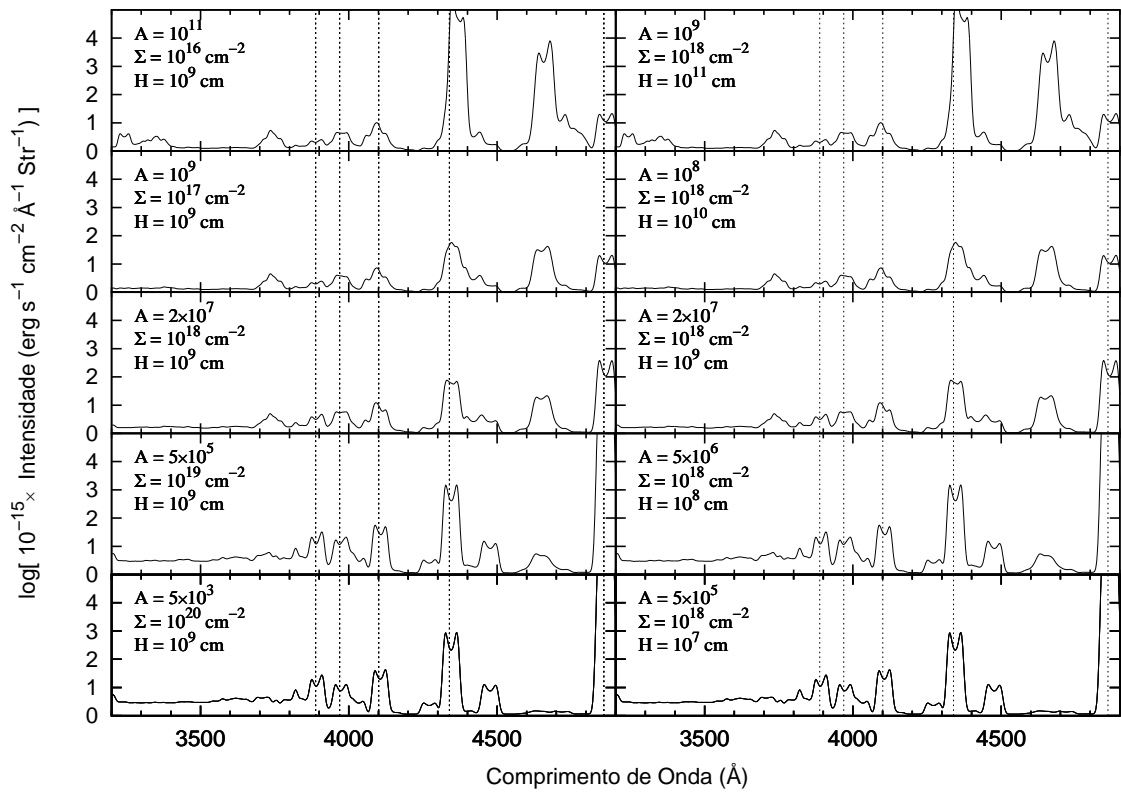


Fig. 4.2: Influência da densidade de coluna (Σ) (esquerda) e da espessura do disco (H) (direita) sobre o espectro resultante. A notação é a mesma da fig. 4.1. O valor de Σ e H está mostrado no canto superior esquerdo de cada quadro, junto com o fator de escala (A).

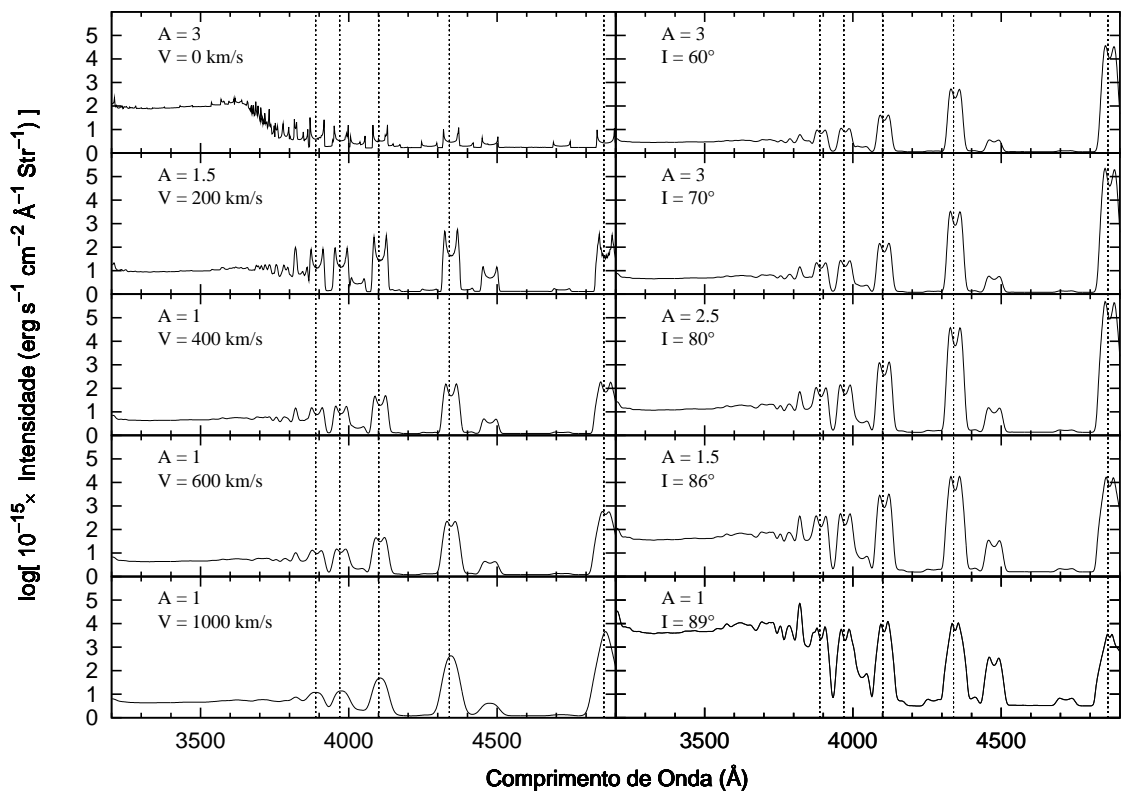


Fig. 4.3: Influência da velocidade de turbulência (V) (esquerda) e da inclinação (I) (direita) sobre o espectro resultante. A notação é a mesma da fig. 4.1. O valor de V e I está mostrado no canto superior esquerdo de cada quadro, junto com o fator de escala (A).

Capítulo 5

Análise dos Dados

No capítulo anterior foi descrito o programa que calcula os espectros. Neste serão descritos os algoritmos que foram usados para minimizar a função de mérito e reportados os resultados obtidos em cada caso. Serão apresentados resultados obtidos com duas técnicas distintas de otimização, o método simplex e um algoritmo genético. Na verdade, além dos métodos descritos aqui, foram usados outros dois, *Redes Neurais* e *Monte Carlo Guiado*. Entretanto, os resultados não foram animadores, e por isso não serão apresentados.

Por uma questão de clareza, é preciso explicitar alguns detalhes de programação e de como a pesquisa se desenvolveu. O programa que calcula espectros é escrito em FORTRAN 77. Entretanto, os programas de análise desenvolvidos neste trabalho são escritos em C++. No princípio, imaginamos o procedimento de ajuste como duas etapas distintas. Primeiro, o cálculo de vários espectros para construção de uma grade de espectros. O passo seguinte seria encontrar o espectro da grade que mais se parece com os dados; isso seria feito através de um programa em C++ utilizando técnicas de otimização. Além disso, o ajuste foi pensado em duas etapas porque acreditávamos que o custo computacional de calcular os espectros fosse muito alto, levando o tempo de processamento para ajustar um só espectro para dias ou até semanas (ver seção 4.1). Por conta da opção de usar o programa LTE/XCAL, não foi este o caso.

Cronologicamente nossa abordagem do problema se iniciou com a utilização do método simplex. Uma vez que os ajustes obtidos com o método simplex não forneceram

resultados satisfatórios, imaginamos que o problema poderia estar na técnica de otimização. Ao mesmo tempo que investigávamos novas técnicas de otimização, descobrimos uma maneira de fazer o compilador *gcc* compilar código FORTRAN e C++ juntos (Burow 1995). A partir daí, as portas se abriram para usar qualquer algoritmo de ajuste. Não era mais preciso criar uma grade (discreta), e o cálculo dos espectros era feito em tempo real, durante a otimização. Depois de testar algoritmos de redes neurais e Monte Carlo guiado, implementamos um código com algoritmo genético, obtendo melhores resultados.

5.1 O Problema de Otimização Multidimensional

Matematicamente, o problema de otimização multidimensional pode ser posto da seguinte forma. Dada a função, $f_{\alpha,\beta,\dots}(\vec{x})$, onde \vec{x} é um vetor de coordenadas (x_1, x_2, \dots, x_n) e $\{\alpha, \beta, \dots\}$ são parâmetros da função, encontre, \vec{x}_* que satisfaz $f_{\alpha,\beta,\dots}(\vec{x}_*) \leq f_{\alpha,\beta,\dots}(\vec{x})$ para todo \vec{x} no domínio de $f_{\alpha,\beta,\dots}$.

Apesar da sua forma simples, este é um problema muito desafiador, tanto do lado teórico quanto do prático (computacional). Os principais problemas teóricos estão relacionados à garantia da existência de uma solução, à sua unicidade e a classificação do tipo de problema de otimização.

Entretanto, é o aspecto computacional deste tipo de problema que apresenta os maiores desafios (Press *et al.* 2002). A função que se quer otimizar (ou seu gradiente, caso este esteja disponível) pode ter um alto custo computacional. Assim, um bom algoritmo deve evitar ao máximo calcular a função. Em geral, as funções apresentam muitos ótimos locais. Em alguns casos eles podem representar soluções válidas. O relevo (ou topologia) da função pode variar muito de um problema para outro, e até no mesmo problema. A função pode apresentar descontinuidades ou ser insensível aos parâmetros em uma ampla faixa de valores. Não é trivial criar um algoritmo que trabalhe com todas estas dificuldades.

Em resposta ao grande número de tipos de problemas, existe um número maior ainda de algoritmos. Cada um, evidentemente, com seus próprios méritos e desvantagens.

Quanto maior o conhecimento do pesquisador sobre a função com que ele trabalha, maiores são as chances de ele escolher o algoritmo apropriado ao seu problema. Na seção 5.2.3 serão apresentadas as principais características da função usada neste trabalho. Alguns pontos, entretanto, merecem ser adiantados. A função a ser otimizada em nosso problema é de alto custo computacional, pois cada ponto do espaço de parâmetros representa um espectro que deve ser calculado a priori, na seção 5.2, e durante a execução, na seção 5.4. A função apresenta uma alta degenerescência entre os parâmetros. Para alguns parâmetros, em toda a faixa de valores escolhidos (Densidade de Coluna e Espessura do Disco) e, para outros, em faixas restritas. Os ótimos locais podem ser soluções tão válidas quanto os ótimos globais (quando não há diferença real entre os valores dos χ^2 das duas soluções). Estas são só algumas das principais características, as outras serão apresentadas ao longo deste capítulo.

Por fim, vale citar uma outra característica dos problemas de otimização: o tipo do espaço de parâmetros. Ele pode ser discreto ou contínuo. O problema do caixeiro viajante, para citar um dos mais famosos, é um problema essencialmente discreto; não faz sentido tentar torná-lo um problema contínuo. Todavia, a maioria dos problemas são contínuos. Apesar de um problema ser contínuo, em muitos casos é possível e necessário torná-lo um problema discreto. É o que foi feito na seção 5.2. Por exemplo, ao invés de dizer que a temperatura pode assumir todos os valores em $[T_{\text{inicial}}, T_{\text{final}}]$, diz-se que ela só pode assumir os valores $\{T_1, T_2, \dots, T_n\}$, onde $T_i \in [T_{\text{inicial}}, T_{\text{final}}] \quad \forall i \in [1, n]$.

Esta discretização do problema deve ser feita com muito cuidado, pois pode introduzir artifícios nas soluções encontradas, bem como nas barras de erro associadas a elas. Em geral, procura-se usar o maior número de pontos possível ($n \rightarrow \infty$ seria o caso ideal onde, de fato, não haveria discretização). A seção 5.2.2 mostra os cuidados que foram tomados para discretizar o nosso problema.

A abordagem feita na seção 5.4 dispensa a discretização do espaço de parâmetros e, por isso, é mais robusta, já que adota menos hipóteses que a abordagem anterior.

5.2 Ajuste com o Algoritmo Simplex

5.2.1 Descrição do Método

Desenvolvido por Nelder & Mead (1965), o algoritmo simplex é denominado assim porque é inspirado na figura geométrica que carrega o mesmo nome. Também conhecido como hipertetraedro, o simplex é a generalização deste ente geométrico para N dimensões (embora não seja, necessariamente, regular). Em N dimensões ele possui $N+1$ vértices. É exatamente o número mínimo de pontos necessários para cercar uma solução em N dimensões (2 pontos na reta, 3 no plano, etc...).

Inicialmente, define-se $N+1$ pontos que, supostamente, cercam a solução desejada. O algoritmo expande ou contrai as arestas da figura de modo que a solução fique contida no seu interior e trabalha no sentido de reduzir o seu volume, aproximando todas as arestas da solução. Depois de várias iterações, o simplex diminui bastante de tamanho, e espera-se que a solução esteja contida nele. O critério de convergência pode ser o tamanho total das arestas, ou algo semelhante.

Apesar de não ser uma condição necessária à convergência, é altamente recomendável que a solução esteja inicialmente contida nos $N+1$ pontos iniciais passados para o algoritmo. Eventualmente, mesmo que a solução esteja contida no simplex, o algoritmo escapa da região da solução e não converge. Não existe um critério seguro para avaliar quando isto acontece. É preciso monitorar o número de iterações do algoritmo e verificar se o tamanho das arestas está diminuindo com o passar das iterações. O movimento de contração e expansão dos vértices lembra o movimento de uma ameba, o que justifica o fato de alguns autores nomearem o algoritmo com o nome deste protozoário.

Para aumentar as chances de sucesso do algoritmo de otimização, foi adotada uma estratégia híbrida para encontrar as soluções. Foi construída uma grade de 98280 espectros (os detalhes da construção da grade serão dados na seção 5.2.2). Cada um dos 5 eixos da grade representa um parâmetro físico que foi discretizado: a temperatura (24 pontos), a densidade de coluna (13 pontos), a espessura do disco (9 pontos), a inclinação (5 pontos) e a velocidade de turbulência (7 pontos). Depois, para cada espectro observado, foi

calculado o χ^2 em relação a cada ponto da grade para vários ângulos sólidos diferentes (portanto, o ângulo sólido é mais um parâmetro livre, que só não foi contabilizado na grade porque é calculado depois, separado, para cada espectro observado).

Assim, para cada espectro observado, o χ^2 foi calculado em cada ponto da grade e para cada um dos ângulos sólidos (em geral 5). Destes ~ 490 mil pontos, os três com os menores valores de χ^2 foram guardados na memória, como possíveis soluções. Foi então traçada uma esfera imaginária de seis dimensões em torno de cada ponto, de onde foram tirados sete pontos vizinhos para passar para o algoritmo simplex. Em seguida o algoritmo foi executado. Alcançada a convergência com o simplex para cada uma das três possíveis soluções, é gerada uma saída onde as soluções são listadas em ordem de χ^2 crescente. Este esquema misturando a força bruta com o algoritmo simplex não garante o sucesso da otimização, mas aumenta bastante suas chances.

Para aplicar o simplex é preciso interpolar espectros entre os pontos da grade. Acreditando que o espaçamento da grade é suficientemente pequeno, usamos uma interpolação linear entre os pontos vizinhos.

5.2.2 Construção da Grade

Para construir a grade, é necessário conhecer quais conjuntos de valores dos parâmetros melhor descrevem os dados observados. Além disso, também é preciso saber como a função de mérito varia com cada parâmetro. Para tanto, os parâmetros foram fixados segundo os valores indicados na tab. 5.1, enquanto os outros foram variados separadamente.

Parâmetro	Valor
Temperatura	15000 K
Densidade de Coluna	10^{21} barions/cm ²
Espessura do disco	10^9 cm
Inclinação	83°
Velocidade de Turbulência	100 km/s

Tab. 5.1: Valores dos parâmetros mantidos constantes no teste para avaliar a sensibilidade da função de χ^2 com os parâmetros físicos.

Desta forma, foram criados vários conjuntos de espectros. Usando o χ^2 como função de mérito, avaliamos quais valores dos parâmetros seriam necessários para ter uma grade que descrevesse bem os espectros espacialmente resolvidos. A função é dada por,

$$\chi_k^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{F_{grade}^k(\lambda_i)}{N_{grade}^k} - \frac{F_{obs}(\lambda_i)}{N_{obs}} \right]^2, \quad (5.1)$$

onde F representa o fluxo, o índice k se refere ao k -ésimo modelo da grade, e N o fluxo integrado médio do espectro, que é obtido via integração numérica pela regra de Simpson (Press *et al.* 2002).

O procedimento foi repetido para todos os anéis do disco e para todas as três regiões. Os resultados para o anel número oito da região do *gas stream* representam bem os resultados obtidos para os outros anéis. Eles estão mostrados na figura 5.1. Nos quadros da esquerda, está plotado o χ^2 em função do parâmetro que foi variado. Nos quadros da direita está plotado o fator de escala (A), que neste caso é a razão entre o fluxo integrado médio do espectro teórico pelo observado (N_{grade}/N_{obs}). As linhas verticais tracejadas marcam os valores escolhidos para a criação da grade. Suas escolhas se devem ao fato de que nessas regiões de valores o χ^2 varia mais rapidamente.

Os seguintes fatos foram considerados para fazer as escolhas dos valores:

Velocidade de Turbulência: Conforme visto na fig. 4.3 o perfil das linhas espectrais é bastante dependente da velocidade de turbulência para baixos valores desta. Portanto, são necessários mais pontos nessa região. A partir de 600 km/s os perfis saturam.

Inclinação: O perfil do χ^2 varia de forma quase linear. Como a inclinação do objeto é conhecida, usamos pontos de inclinação cobrindo uma faixa de $\pm 5^\circ$ em torno de 83° , pois estamos considerando um disco com ângulo de abertura de até 5° .

Espessura do disco: O perfil de χ^2 varia bastante em torno da região com $H \sim 10^7$ cm. Por isso, é preciso ter mais pontos nessa região.

Densidade de Coluna: Em torna da região com $\Sigma \sim 10^{18}$ barions/cm² há uma grande variação da função de χ^2 . Por isso, é preciso ter muitos pontos cobrindo esta região.

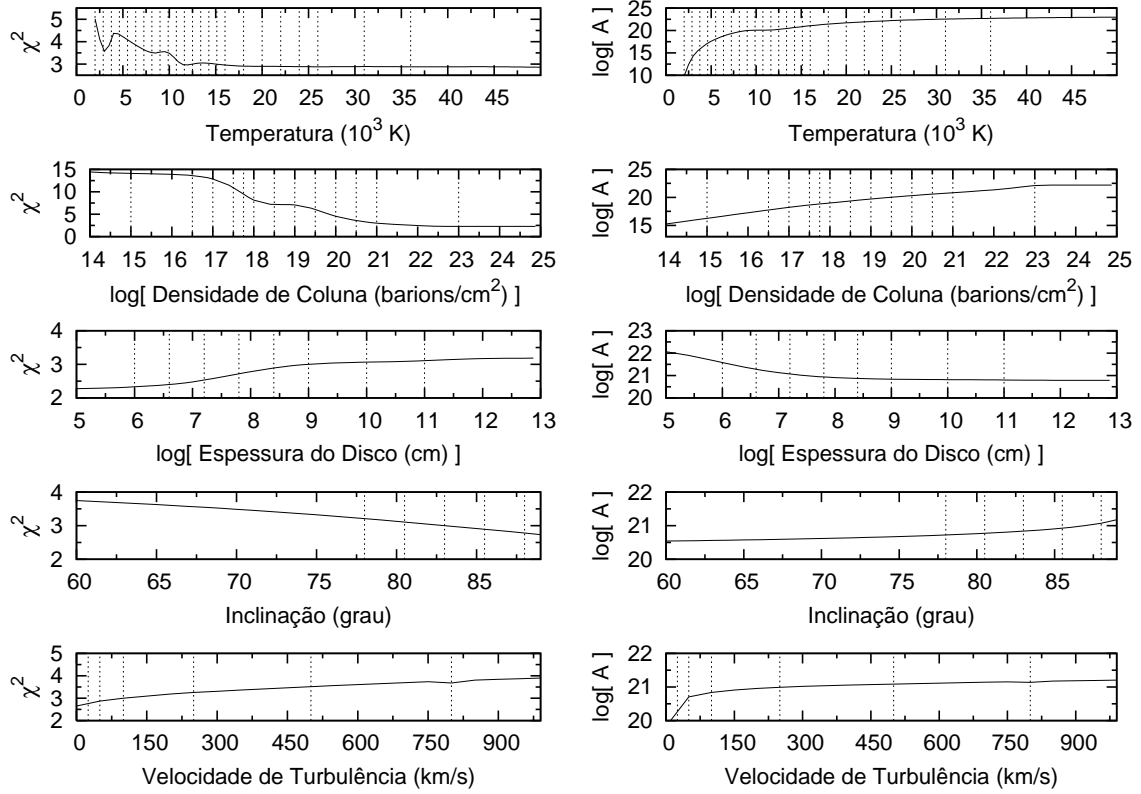


Fig. 5.1: Os quadros à esquerda mostram o χ^2 em função de vários parâmetros separadamente. Os quadros à direita mostram o valor da razão entre o fluxo integrado médio dos espectros da grade e o espectro observado. As linhas tracejadas verticais indicam os valores de cada parâmetro que foram usados para criar a grade.

Temperatura: Em baixas temperaturas e para valores normais dos outros parâmetros ($H \sim 10^9$ cm, $\Sigma \sim 10^{21}$ barions/cm², Velocidade de Turbulência ~ 100 km/s) o espectro varia bastante. Mas também temos uma grande variação do espectro em temperaturas maiores quando os outros parâmetros não estão com os valores *default* adotados. A grade de temperatura é, sem dúvida, a que precisa de uma maior amostragem, principalmente para baixos valores.

Portanto, estabelecemos uma grade com 7 pontos em Velocidade de Turbulência, 5 pontos em Inclinação, 9 pontos em Espessura do Disco, 13 pontos em Densidade de Coluna e 24 pontos em Temperatura. No total, a grade contém 98280 espectros.

5.2.3 Função de Mérito

A função apresentada na seção anterior foi usada para determinar os pontos da grade onde os espectros deveriam ser calculados. Entretanto, ela não é exatamente a função de mérito que se visa minimizar com o algoritmo de otimização. A função usada é levemente diferente. Ela inclui a possibilidade do fator de escala ser uma parâmetro livre e também leva em consideração a barra de erro dos dados,

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \left[\frac{I_{\lambda}^{obs} - AI_{\lambda}^{teo}}{\sigma_{\lambda}^{obs}} \right]^2, \quad (5.2)$$

onde I_{λ}^{obs} é a intensidade do espectro observado no comprimento de onda λ , I_{λ}^{teo} é o análogo para o espectro teórico e σ_{λ}^{obs} é a incerteza em I_{λ}^{obs} . O fator “A” multiplicando a intensidade teórica é o *fator de escala*. Ele está relacionado ao ângulo sólido subtendido pelos pixels no anel de gás.

Apesar da eq. 5.2 ser a função de mérito usual neste tipo de trabalho, desde cedo ela se mostrou inapropriada para os nossos propósitos. Os dados cobrem uma ampla faixa espectral, e contém linhas de emissão intensas. É comum que parte do espectro teórico fique bem ajustada com os dados enquanto outra parte do mesmo espectro fique completamente desajustada. Dependendo do fator de escala, não é raro que a razão entre o espectro teórico e o observado seja $\sim 10^2 - 10^4$. Nestas situações, $I_{\lambda}^{obs} - AI_{\lambda}^{teo}$ será completamente dominado por uma só das intensidades. A função de mérito se torna ou completamente insensível aos parâmetros do ajuste (no caso que I_{λ}^{obs} domina) ou muito sensível à eles (quando I_{λ}^{teo} dominar). Em busca do melhor ajuste, o programa se perdia. Às vezes tomando $A \rightarrow 0$ e escolhendo valores quaisquer para os parâmetros físicos, outras vezes mudando bruscamente os valores dos parâmetros sem conseguir convergir.

A solução encontrada foi modificar a função de mérito. Passamos a usar uma função de mérito que compara o logaritmo das intensidades,

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \left[\frac{\log I_{\lambda}^{obs} - \log (AI_{\lambda}^{teo})}{\log \sigma_{\lambda}^{obs}} \right]^2, \quad (5.3)$$

a justificativa para adotar esta equação só pode ser dada à posteriori. Não há uma dedução formal que leve a ela.

Nos primeiros ajustes realizados com a nova função de mérito, o programa não divergiu mais. Tornou-se capaz de ajustar os espectros e os valores ajustados para os parâmetros eram coerentes com o esperado. Entretanto, os espectros ajustados eram muito planos. Lembavam um espectro de corpo negro e não reproduziam as características espectrais observadas nos dados. Em particular, superestimavam o contínuo e subestimavam as linhas. Representavam uma espécie de intensidade média do espectro observado.

Tentamos alterar a função de mérito para forçar o ajuste das linhas. Uma das tentativas mais óbvias é torná-la mais rigorosa para os grandes desajustes. Isso pode ser feito aumentando o expoente do χ^2 . Expoentes pares garantem que a função será naturalmente positiva definida, e tentamos usar uma função de χ^4 ,

$$\chi^4 = \sum_{\lambda} \left[\frac{\log I_{\lambda}^{obs} - \log (AI_{\lambda}^{teo})}{\log \sigma_{\lambda}^{obs}} \right]^4. \quad (5.4)$$

Os resultados das várias funções de mérito tentadas, bem como fixando ou não alguns dos parâmetros físicos, estão mostrados na seção seguinte.

5.2.4 Resultados

Foi tentado ajustar os espectros de várias maneiras diferentes. Usando sempre a mesma grade e o mesmo algoritmo de otimização, tentou-se variar a função de mérito, conforme o χ^2 (eq. 5.3) ou o χ^4 (eq. 5.4). Na seção 5.2.2, que descreve a construção da grade, foi mostrado que ela incluía 5 pontos para a inclinação. Os primeiros ajustes foram realizados usando a inclinação como um parâmetro livre. Entretanto, os resultados foram ruins. Houve um grande espalhamento nos valores ajustados para a inclinação e, na maioria das vezes, eles tendiam para os limites da grade. Devido a isso, a inclinação foi mantida fixa em 83° nos ajustes posteriores. A tab. 5.2 mostra as configurações que serão apresentados nesta seção.

No item 3 da tab. 5.2, é indicado que foi usada uma expressão para a espessura do

Número da Configuração	Função de Mérito	Parâmetro Fixado
1	χ^4	$i=83^\circ$
2	χ^2	$i=83^\circ$
3	χ^4	$i=83^\circ, H \equiv H(T, R)$

Tab. 5.2: Tabela das principais configurações testadas usando o algoritmo Simplex.

disco. O objetivo de usar esta relação era investigar se a degenerescência entre a espessura do disco e a densidade de coluna influenciava muito nos ajustes (seção 4.2). A expressão é resultado das eq. 2.16b e 5.39-2 de Frank, King & Raine (1992). Assumindo um disco fino, com distribuição kepleriana de velocidades e estrutura vertical isotérmica, tem-se,

$$H = \sqrt{\frac{k}{\mu m_H G M_1}} \sqrt{TR^3}, \quad (5.5)$$

onde k é a constante de Boltzmann, μ é o peso atômico médio, G a constante gravitacional, M_1 a massa da anã branca, T é a temperatura do gás e R a distância do anel até a anã branca. Usando os valores apropriados para V2051 Oph (Baptista *et al.* 1998), $\mu = 0.6$ (gás normal), $M_1 = 1.55 \times 10^{33}$ g e $R_{L1} = 2.94 \times 10^{10}$ cm, obtém-se,

$$H = 1.836 \times 10^8 \left(\frac{T}{10^3 \text{K}} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{R_{L1}} \right)^{3/2} \text{ cm}. \quad (5.6)$$

À medida que o algoritmo itera em busca da melhor solução, ele obtém um novo valor para a temperatura. Este valor é substituído nesta equação (junto com o raio do anel, que é fixo para um dado ajuste) e é determinada a correspondente espessura do disco.

As figs. 5.2 a 5.4 apresentam os espectros ajustados para a parte do fundo, da frente e do *gas stream*, para a configuração 2 da tab. 5.2. Por uma questão de clareza e objetividade, os espectros ajustados nas outras configurações não são mostrados porque são muito parecidos com os da configuração 2. Analisando os ajustes, algumas características gerais podem ser traçadas.

As várias configurações para ajustar os espectros indicam que não existe superioridade

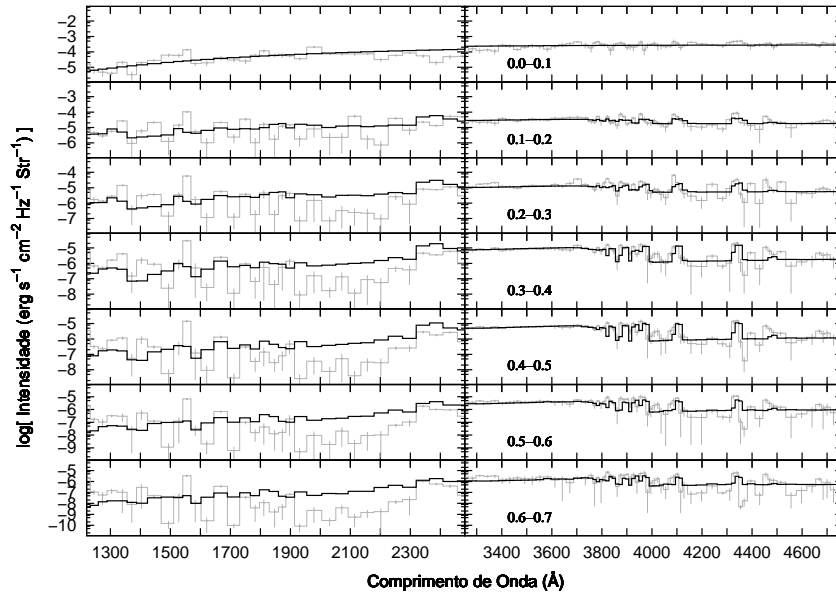


Fig. 5.2: Espectro ajustado (em preto) e espectro observado (em cinza) para a parte do fundo. Foi usada a função χ^2 como função de mérito. Os números nos quadros da direita indicam os raios correspondentes aos espectros.

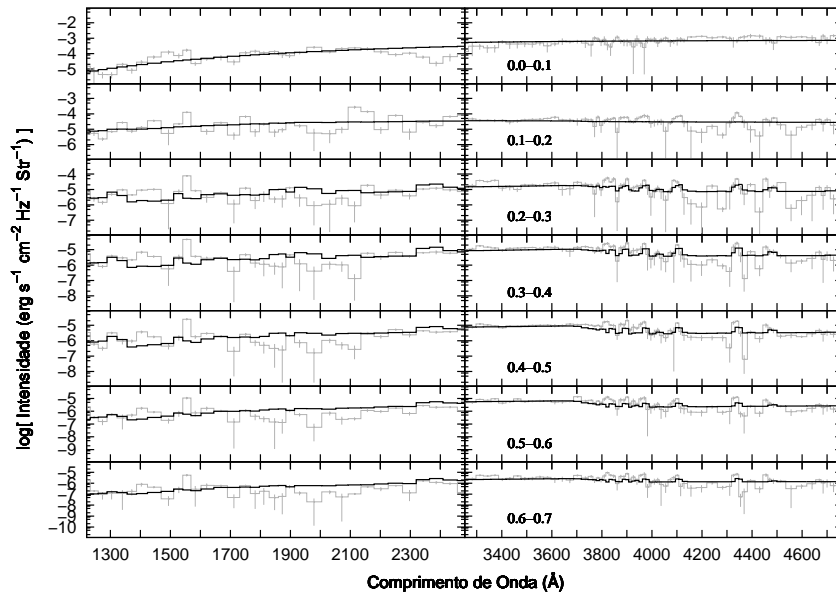


Fig. 5.3: Ajuste para os espectros da parte da frente. Foi usada a função χ^2 como função de mérito. A notação é a mesma da fig. 5.2.

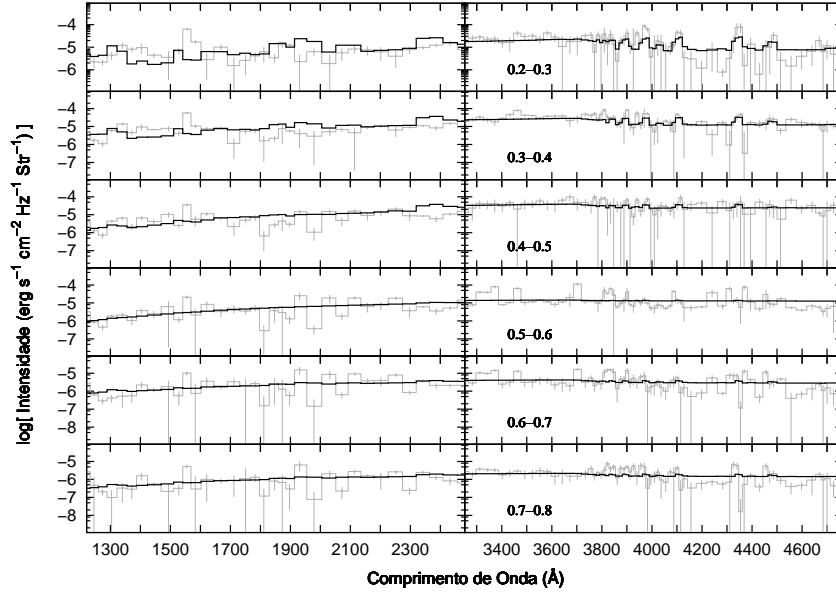


Fig. 5.4: Ajuste para os espectros da parte do *gas stream*. Foi usada a função χ^2 como função de mérito. A notação é a mesma da fig. 5.2.

clara da função χ^4 sobre a de χ^2 . Sendo assim, e considerando que a última é a mais usual, é mais natural adotar os resultados obtidos com ela como referência quando o algoritmo simplex for comparado com os algoritmos genéticos na próxima seção.

É um aspecto evidente que os espectros ajustados estão aquém dos dados, não reproduzindo toda a riqueza de detalhes espectrais observados. Em todas as configurações (mas em especial na número 3) os espectros ajustados não reproduzem a intensidade das linhas. Eles são sistematicamente mais planos do que os observados e, a grosso modo, só ajustam a cor do espectro observado.

Observa-se nos espectros ajustados que há alguns erros sistemáticos, como os ajustes nas linhas do HeII (4686Å) e CIV (1549Å). Estas duas linhas são produzidas por fotoionização, e este tipo de fenômeno não é modelado pelo LTE/XCAL. Portanto não podemos esperar que sejam ajustadas. Outro problema, mais evidente na parte do fundo, acontece na região entre ~ 1900 e 2300Å onde os espectros ajustados são sistematicamente mais intensos do que os observados. Esta faixa espectral contém um conjunto de linhas de FeII

(a “cortina de Ferro”) e pode produzir largas bandas de absorção na radiação emitida pelo disco (Horne *et al.* 1994 e Knigge *et al.* 1997). Esta absorção também não é modelada pelo LTE/XCAL. Por outro lado, a diferença entre os modelos ajustados e os espectros observados reforçam a conclusão de Saito & Baptista (2006) de que existe absorção significativa por FeII na parte de trás do disco e que esta absorção torna-se mais importante para raios maiores.

Os parâmetros físicos ajustados, conforme as várias configurações, são mostrados nas fig. 5.5 a 5.7. Não foram feitas estimativas de erro nos parâmetros em função da alta dispersão entre os resultados obtidos com as diversas opções/configurações.

As temperaturas encontradas estão sistematicamente acima da temperatura crítica T_{crit} (eq. 2.17) em qualquer raio. Isto está em contradição com o modelo de instabilidade no disco, que prevê que o disco esteja num estado de alta viscosidade (i.e., em erupção) quando $T > T_{crit}$. Entretanto, V2051 Oph estava em quiescência quando os dados foram coletados (Baptista *et al.* 1998). Também chama a atenção que, em todas as configurações, as distribuições de temperatura são bem mais planas do que o previsto para um disco em estado estacionário. Se o espectro observado é emitido na atmosfera do disco (e, portanto, a temperatura ajustada é a temperatura efetiva do disco), este resultado sugere que o disco de acréscimo de V2051 Oph não estava em estado estacionário na época das observações. Isto está em concordância com o modelo DI, que prevê que discos quiescentes não tenham tempo de alcançar o regime estacionário em consequência da baixa viscosidade (e alta escala de tempo viscosa).

Um outro resultado importante é que a parte da frente do disco é mais quente do que a parte do fundo, para todo o disco. A exceção é o primeiro anel (em todos os ajustes). Entretanto, é necessário observar que o espectro deste anel é dominado pela emissão da anã branca no centro do disco, e que o modelo LTE isotérmico simples adotado não é adequado para descrever este tipo de espectro. Assim, os resultados obtidos para este anel devem ser vistos com reservas. A temperatura do *gas stream* é próxima, mas em geral inferior, à temperatura da parte da frente, exceto para os raios externos ($R > 0.6 R_{L1}$), onde é sempre maior.

A parte da frente apresenta valores sistematicamente maiores para a densidade de coluna do que a parte de trás. Nas configurações 1 e 3 (fig. 5.5 e 5.7, respectivamente) a maior parte dos valores ajustados satura no máximo valor da grade. O mesmo efeito é notado em alguns raios na configuração 2 (fig. 5.6). Nesses casos, uma vez que a atmosfera é opticamente espessa, os espectros tendem ao limite de corpo negro e não conseguem mais reproduzir as linhas de emissão observadas. Este comportamento sinaliza uma dificuldade em ajustar os espectros observados a partir das restrições aos parâmetros físicos impostas pela grade escolhida. É possível que ajustes melhores possam ser obtidos com uma combinação pouco usual de parâmetros que esteja fora da grade adotada. Alternativamente, o efeito pode simplesmente indicar que não é possível explicar os espectros observados com o modelo LTE isotérmico adotado.

Com exceção da configuração 3, onde foi adotada uma lei $H(R,T)$, em todos os outros casos obtém-se valores para a espessura do disco que estão saturados no limite inferior da grade para os espectros do fundo nos maiores raios ($R \geq 0.45R_{L1}$). Além disso, as configurações 1 e 2 mostram uma tendência da espessura cair com o raio. Isto está em contradição com os modelos de discos finos, que prevêem um aumento na espessura do disco com o raio. É interessante notar também que os valores ajustados de H são sistematicamente inferiores aos esperados para um disco fino em estado estacionário ($H \sim 10^8$ cm), sugerindo um disco “ultra-fino”.

Como foi observado anteriormente, a escolha de usar a expressão $H(R,T)$ prevista para discos finos é uma tentativa de verificar o efeito da degenerescência entre a densidade de coluna e a espessura do disco. O programa, na tentativa de manter a distribuição $\rho(r)$ correta, se força a valores bastante altos de Σ (e cada vez mais com raios crescentes), o que leva este parâmetro para a borda da grade. Este é o único caso em que a velocidade de turbulência é menor que ~ 700 km/s; provavelmente isto não é confiável. Para modelar as linhas em emissão no espectro é necessário que $\Sigma \lesssim 10^{23}$ barions/cm² e, portanto, devemos concluir que $H < 10^7$ cm. Isto indica que a espessura da camada emissora tem que ser menor que o previsto para um disco fino, o que reforça a conclusão de que a emissão vem não do disco em si, mas de uma cromosfera quente e fina sobre ele.

O fator de escala contém informação potencial sobre a geometria do disco de acréscimo. Como o fator de escala das partes do fundo do disco é maior do que o da frente, somos levados a afirmar que o disco não é plano, mas tem um certo ângulo de abertura. Em princípio, se este ângulo de abertura fosse constante, haveria uma diferença entre os fatores de escala da frente e do fundo, mas ela deveria ser constante com o raio. Entretanto, os ajustes são unânimes em indicar que o fator de escala diminui com o raio para as três partes do disco, o que não pode ser explicado por um modelo de disco côncavo. Neste modelo o fator de escala deveria aumentar para a parte do fundo e diminuir para a parte da frente e do *gas stream*. Não é claro que modelo geométrico pode ser usado para explicar os resultados dos ajustes.

De qualquer forma, pensando somente na diferença frente/fundo, o ângulo entre a linha de visada do observador e a normal à superfície do disco é menor para as partes do fundo do que para as da frente. Disto, conclui-se que vemos camadas mais profundas da atmosfera quando olhamos para o fundo do que para a frente do disco. Portanto, os ajustes da temperatura, que mostram uma temperatura maior na parte da frente do que na parte do fundo, deixam evidente que existe um gradiente vertical de temperatura no disco. E que, além disso, a temperatura aumenta de dentro para fora, ao contrário do que acontece em atmosferas estelares normais.

Os resultados obtidos com o simplex indicam que, na verdade, estamos observando uma cromosfera quente e fina sobre o disco. Este cenário justifica as altas temperaturas inferidas para a região emissora (eliminando a aparente contradição com o modelo DI), explica os baixos valores para a espessura do disco e as relações entre os ângulos sólidos da parte da frente e do fundo. Este cenário também explica a diferença de temperatura entre estas duas partes como um efeito de inversão térmica na camada emissora – no caso, a cromosfera.

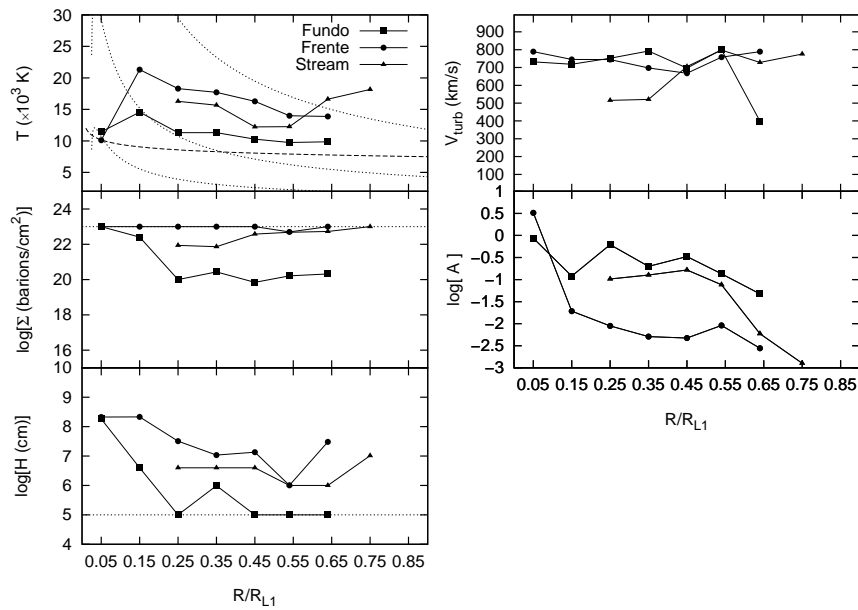


Fig. 5.5: Parâmetros físicos ajustados usando a função χ^4 como função de mérito. As linhas pontilhadas no gráfico da temperatura indicam a previsão para um disco em estado estacionário (eq. 2.12) com $\dot{M} = 10^{-7.5}, 10^{-9.5}$ e $10^{-11} M_{\odot}/\text{yr}$, de cima para baixo, respectivamente. A linha tracejada indica a temperatura crítica acima da qual não ocorrem instabilidades térmicas, segundo o modelo DI (cap. 2). As linhas horizontais pontilhadas nos gráficos da Densidade de Coluna (Σ) e da Espessura do Disco (H) indicam os limites da grade para estes parâmetros.

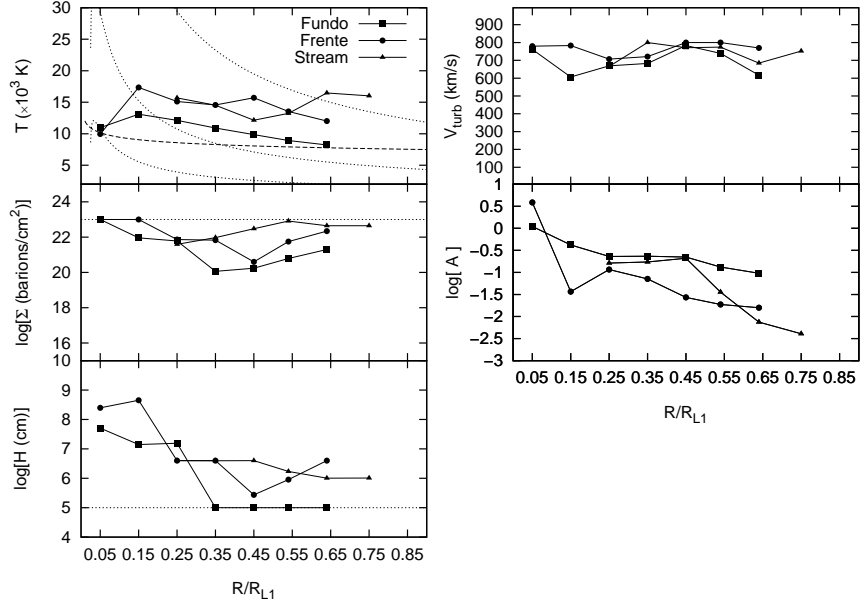


Fig. 5.6: Parâmetros físicos ajustados usando a função χ^2 como função de mérito. A notação é a mesma da fig 5.5.

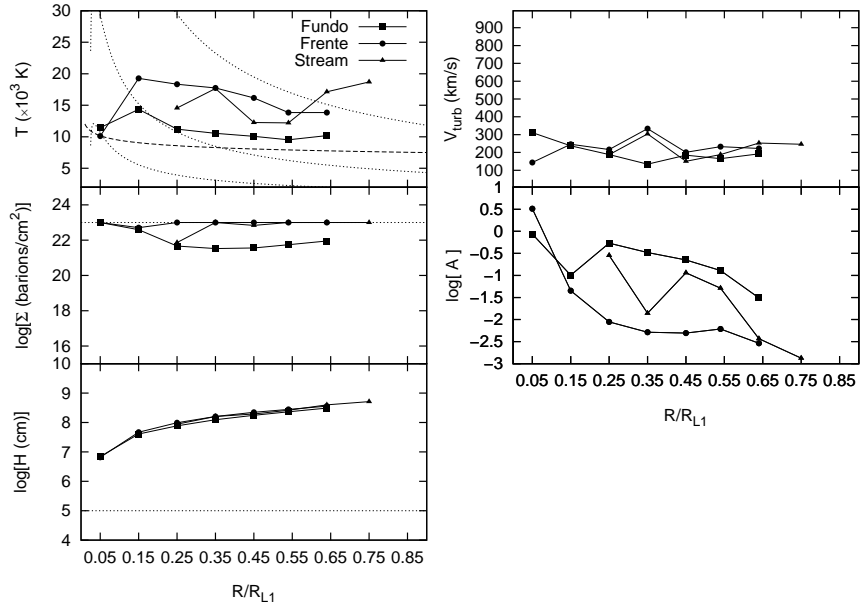


Fig. 5.7: Parâmetros físicos ajustados usando a função χ^4 como função de mérito e $H \equiv H(T, R)$. A notação é a mesma da fig 5.5.

5.3 Ajuste Analítico do Fator de Escala

Nos ajustes feitos na seção anterior o fator de escala foi tratado como um parâmetro livre, e ajustado pelo programa de otimização. Entretanto, enquanto procurávamos por um novo algoritmo de otimização, que fornecesse melhores ajustes que os anteriores, descobrimos que não é preciso tratar o fator de escala desta forma. Tanto na função de χ^2 usual (eq. 5.2) quanto na logarítmica (eq. 5.3), é possível encontrar uma solução analítica que garanta $\partial\chi^2/\partial A = 0$ e $\partial^2\chi^2/\partial A^2 > 0$.

Esta solução analítica para o fator de escala diminui o número de graus de liberdade do sistema. Fica mais fácil, para qualquer algoritmo que seja usado, encontrar a solução. Além disso, o tempo de processamento também diminui.

Uma outra questão, paralela a esta, envolve a própria função de mérito. O Dr. Roberto Cid alertou-nos de que a eq. 5.3 apresenta uma inconsistência conceitual. Ao ponderar a diferença entre o modelo e os dados através do logaritmo da incerteza, a eq. 5.3 deixa de estar de acordo com a teoria de propagação de erros. Segundo a teoria, o erro propagado ao se aplicar o logaritmo em uma grandeza é,

$$\sigma_{\log x} = \left| \frac{\partial \log x}{\partial x} \right| \sigma_x = \frac{\sigma_x}{x} \frac{1}{\ln(10)}. \quad (5.7)$$

Sendo assim, a eq. 5.3 deveria ser escrita como,

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \left[\frac{\log I_{\lambda}^{obs} - \log (AI_{\lambda}^{teo})}{(\sigma_{\lambda}^{obs}/I_{\lambda}^{obs})/\ln(10)} \right]^2. \quad (5.8)$$

Usando o fato de que $\log(x) = \ln(x)/\ln(10)$ temos,

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} \left[\frac{\ln I_{\lambda}^{obs} - \ln (AI_{\lambda}^{teo})}{\sigma_{\lambda}^{obs}/I_{\lambda}^{obs}} \right]^2. \quad (5.9)$$

Aplicando a condição de mínimo sobre esta equação chegamos à solução analítica para o fator de escala,

$$A = \exp \left\{ \frac{\sum_{\lambda} \omega_{\lambda} \ln(I_{\lambda}^{obs} / I_{\lambda}^{teo})}{\sum_{\lambda} \omega_{\lambda}} \right\}, \quad (5.10)$$

onde $\omega_{\lambda} \equiv (I_{\lambda}^{obs} / \sigma_{\lambda}^{obs})^2$. Somente os ajustes feitos com o AG usaram esta expressão. Quando nós descobrimos que era possível ajustar analiticamente o fator de escala, os ajustes com o simplex já haviam sido feitos. Os ajustes não foram refeitos devido ao alto custo computacional e porque, naquele momento, imaginávamos que o problema dos ajustes com o simplex era o algoritmo de otimização e que ele não seria resolvido se refizéssemos os ajustes com esta equação.

5.4 Ajuste com o Algoritmo Genético

5.4.1 Descrição do Método

Os Algoritmos Genéticos (AG) englobam um conjunto de técnicas heurísticas baseadas na teoria da evolução de Darwin. Desenvolvidos na década de 80 por John Holland, pertencem a um conjunto maior de técnicas computacionais conhecidas como “técnicas de inteligência artificial”. Os AG se tornaram famosos ao resolverem problemas clássicos de otimização com grande maestria e eficiência. Parte da sua popularidade reside no fato de ser fácil programá-los e também por serem postos naturalmente em ambientes de computação paralelizada. Na Astrofísica, já foram aplicados para uma vasta variedade de problemas (Charbonneau 1995 e Prieto 2003), desde ajuste de séries temporais até curvas de rotação de galáxias e, inclusive, ajuste espectral.

Os AG trabalham através de analogias com termos usados pela teoria da evolução. Assim, se fala em genes, genoma, cromossomos, hereditariedade, evolução, etc. Entretanto, na maioria das vezes, não há uma correspondência exata entre o termo da Biologia e o termo da Computação.

Segundo a Biologia, um gene é um ente que guarda uma informação genética específica de um indivíduo. Um genoma é a combinação de muitos genes e representa o patrimônio genético de um ser. Através da síntese proteica, realizada no interior das células pelos

ribossomos, as informações genéticas são usadas para constituir o indivíduo fisicamente, definindo características comuns à sua espécie, como o número de braços, a forma e a funcionalidade dos órgãos, bem como características próprias, como sua aparência, algumas características de comportamento, etc. Portanto, a forma de um ser depende das suas características genéticas e é conhecida por fenótipo.

O meio ambiente e a população em que cada indivíduo está inserido aplicam a seleção natural. Um indivíduo menos apto à sobrevivência morre mais cedo, e seus genes não serão transmitidos para seus descendentes. O mesmo ocorre se o indivíduo não for apto para se reproduzir. Quando vista sob um ângulo maior, atuando sobre uma população, a seleção natural pode ser entendida como um mecanismo de melhoria das características de toda uma população. É interessante observar que essa seleção é um processo indireto de melhoria do patrimônio genético. Atuando sobre o fenótipo, ela gera alterações sobre o genótipo. É um processo que exige a reprodução (diferença básica entre a teoria de Darwin e a de Lamarck).

Toda esta seqüência de melhoria do patrimônio genético de uma população leva naturalmente ao surgimento de novas espécies. É a evolução. Segundo os biólogos, existem quatro condições para que a evolução ocorra: reprodução, mutação, migração e seleção natural. A mutação ocorre no momento da duplicação do patrimônio genético do(s) pai(s) e é a alteração da informação original. É um processo absolutamente aleatório e, como tal, pode ser bom ou ruim. Quem decidirá é a seleção natural.

Este mecanismo de melhoria pode ser visto como um processo de otimização da capacidade de sobrevivência de uma espécie. Construindo as analogias corretas, podemos imaginar que um problema de otimização possa ser resolvido desta forma também. De fato, é isto que os AG implementam.

Considere o problema de encontrar o mínimo de uma função $f(x, y)$. Neste caso, x e y poderiam representar genes de um indivíduo. Então, o par (x_1, y_1) seria o patrimônio genético do indivíduo 1 e $f(x_1, y_1)$ o seu fenótipo. É importante diferenciar o fenótipo da aptidão de um indivíduo. Digamos que o indivíduo 1 esteja competindo com o indivíduo 2 para se reproduzir. Se o objetivo é minimizar $f(x, y)$ podemos definir a aptidão de um

indivíduo como *-fenótipo* = $-f(x, y)$. Caso o objetivo fosse maximizar $f(x, y)$ bastaria definir a aptidão como igual ao fenótipo.

Existem dezenas de esquemas diferentes para representar uma solução. Cada uma delas pode ser entendida como uma variedade de AG (por isso que geralmente o nome do algoritmo é apresentado no plural, como *algoritmos genéticos*). A forma mais comum é a representação através de vetores usando números reais, onde um indivíduo caracterizado pelo par (1.4142, 1.7320) seria representado no computador como dois vetores de números $I_1 = \{1, 4, 1, 4, 2\}$ e $I_2 = \{1, 7, 3, 2, 0\}$. Charbonneau (1995) é uma excelente referência para entender maiores detalhes de programação em AG.

5.4.2 Configurando o AG

Apesar de ser muito fácil usar os AG, existem alguns parâmetros que interferem na performance do algoritmo e precisam ser ajustados pelo usuário. Os principais parâmetros são o tamanho da população (número de indivíduos ou soluções), a taxa de reprodução, a taxa de mutação e a taxa de substituição (nem todos os indivíduos morrem a cada troca de geração). Cada problema tem um conjunto de valores para estes parâmetros que maximiza a eficiência do AG ou não. É importante investigar, para cada problema, qual é a melhor configuração para se usar. Nós fizemos esta investigação. Depois de determinados os melhores valores, usamos sempre os mesmos para todos os ajustes.

Em princípio, os AG são elaborados tendo em mente um espaço de busca ilimitado. Ou seja, no exemplo com a função $f(x, y)$, teria-se $(x, y) \in \mathfrak{R}^2$. Entretanto, é possível limitar os possíveis valores dos parâmetros. A biblioteca usada para implementar os AG (Wall 1996) faz isso de uma maneira muito eficiente. Ao contrário dos ajustes anteriores com o simplex, onde aumentar a abrangência dos parâmetros representava um processo complicado e custoso de ampliar a grade de espectros, com os AG isto é feito em tempo de execução. Os limites adotados para os parâmetros estão mostrados na tabela abaixo.

É vantajoso limitar a abrangência dos parâmetros de ajuste porque isso descarta soluções não físicas, evita problemas de divergência numérica (temperaturas negativas, por exemplo) e também aumenta bastante a velocidade de execução do programa.

Parâmetro	Limite Inferior	Limite Superior
Temperatura (K)	1000	30000
Densidade de Coluna (barions/cm ²)	10 ¹⁴	10 ²³
Espessura do Disco (cm)	10 ⁵	10 ¹¹
Inclinação (graus)	70	89.9
Velocidade de Turbulência (km/s)	50	1000

Tab. 5.3: Limites usados pelo AG sobre os parâmetros físicos.

5.4.3 Resultados

Na fase de testes do AG, verificamos que nem sempre o algoritmo convergia para a solução verdadeira. Às vezes, a solução encontrada era um ótimo local. Devido à natureza estatística do AG, nenhuma execução do programa transcorre exatamente da mesma forma que a anterior. Usando essa característica, podemos aumentar as chances de sucesso se executarmos a busca mais de uma vez. Assim, para cada espectro observado efetuamos a otimização dez vezes. A expectativa era que fosse possível encontrar a solução verdadeira através da comparação dos χ^2 das dez soluções obtidas. Entretanto, isso se mostrou inviável. As diferenças entre os χ^2 obtidos para as dez soluções, na maioria das vezes, não passava de ordens de décimos ou centésimos dos valores médios. Os espectros ajustados eram essencialmente iguais. Apesar disso, em boa parte dos casos as diferenças entre os valores ajustados para os parâmetros eram significativas.

A grande dispersão no conjunto de valores resultantes em alguns parâmetros pode ser decorrente da combinação de dois fatores: (1) um excesso de parâmetros livres para a quantidade de informação disponível em espectros com a baixa resolução espectral dos dados de V2051 Oph[†] (particularmente importante nas linhas de emissão, cujo perfil é amostrado por, no máximo, 5 pontos); (2) à pouca sensibilidade dos espectros ajustados a alguns dos parâmetros. É provável que o fator (2) seja consequência de (1). De qualquer modo, os testes apontaram para a necessidade de reduzir o número de parâmetros a serem

[†] Estamos nos referindo à resolução dos espectros espacialmente resolvidos, não à resolução dos dados originais, que é diferente.

ajustados.

Os primeiros ajustes feitos com o AG foram realizados com todos os parâmetros livres. As fig. 5.8 a 5.11 mostram os espectros e os parâmetros físicos ajustados. Como houveram problemas em ajustar as linhas do H e do He com o simplex, fizemos os ajustes de duas maneiras diferentes. Primeiro foram ajustados simultaneamente os espectros no ultravioleta e no óptico com todos os metais inclusos (metalicidade solar). Depois, foi ajustado só o espectro óptico considerando uma atmosfera composta somente por H e He. A região do ultravioleta não foi incluída no segundo ajuste porque a maioria das linhas nesta região pertencem a metais, e não ao H e He.

De maneira geral, os espectros ajustados somente na parte do óptico acertam melhor as intensidades das linhas do H. Os ajustes são ruins no contínuo ultravioleta para os primeiros raios, mas são razoavelmente bons para os raios mais externos (ignorando as bandas de FeII que não são modeladas de qualquer jeito). No segundo caso (ajuste de todo o espectro), temos um bom ajuste do contínuo em todos os raios, mas o modelo falha em reproduzir as linhas de H e He nas partes mais internas do disco. Estas linhas são razoavelmente bem descritas para raios maiores. Isto parece indicar que as partes mais internas do disco são as que fogem mais do modelo LTE. Há um compromisso entre ajustar bem as intensidades das linhas de emissão ou ajustar bem a inclinação do contínuo ultravioleta. As diferenças entre os ajustes dos modelos considerando somente o óptico e considerando todo o espectro são menores entre si e com relação aos dados nas partes externas do disco ($R > 0.3 R_{L1}$). Isto sugere que seja dado mais crédito aos parâmetros que são obtidos para estas regiões.

Considerando os parâmetros físicos ajustados, há um espalhamento muito grande dos valores obtidos quando ajustamos apenas a parte do óptico, e não existe muita consistência quando se compara valores para raios vizinhos, o que nos leva a desconsiderar os ajustes obtidos desta maneira. Os ajustes de todo o espectro, ao contrário, apresentam uma consistência bem maior, tanto com um espalhamento menor como com uma boa coerência para os valores ajustados para raios vizinhos. Isto é natural, frente ao maior número de vínculos impostos ao se usar também a parte ultravioleta dos espectros. Nestes casos,

o AG indica uma temperatura sistematicamente maior para a parte do fundo do que o simplex indicou. Por outro lado, persiste o comportamento plano para a dependência radial e o *gas stream* ainda é mais quente que as outras duas partes nos raios externos.

O ajuste para os outros parâmetros, com exceção do fator de escala, tende para os valores limites assumidos (tab. 5.3). Como no caso dos ajustes com o simplex, onde este problema já havia aparecido, isso não indica que é preciso aumentar a abrangência dos intervalos, mas antes que há um problema no ajuste. Em geral, nestes limites os espectros calculados não têm linhas de emissão. O χ^2 é insensível à mudanças de valores dos parâmetros físicos. Em particular, o grande espalhamento dos valores ajustados para a espessura do disco, a inclinação e a velocidade de turbulência são provas de que estes parâmetros pouco influenciam o valor do χ^2 .

Como os ajustes com todos os parâmetros livres indicaram uma insensibilidade em relação à inclinação, repetimos todos os ajustes com a inclinação fixa em 83° , como já havia sido feito com o simplex. Não houve mudança significativa nos espectros ajustados, e por isso eles não serão mostrados aqui.

A fig. 5.12 mostra os parâmetros físicos obtidos com o ajuste fixando a inclinação em $i=83^\circ$. Pode-se perceber claramente que não houve mudança nos valores ajustados. É possível notar uma pequena redução no espalhamento dos resultados, mas nada além disso. Isso comprova que a inclinação não é um parâmetro importante no ajuste e que, além disso, a função de mérito também é insensível a outros parâmetros.

Seguindo a mesma lógica de fixar a inclinação, e assim como também já havia sido feito como o simplex, tentamos assumir uma lei para a espessura do disco. Agora, entretanto, assumimos um caso mais simples do que anteriormente. Foi considerada uma espessura *constante* para o disco. Além disso, também mantivemos a inclinação fixa em 83° . Refizemos os ajustes com três valores diferentes para a espessura do disco, 10^7 cm (fig. 5.13), 10^8 cm (fig. 5.14) e 10^9 cm (fig. 5.15).

O espalhamento na densidade de coluna diminuiu e, quando os valores ajustados não estão saturados, parecem indicar que ela cai com o raio (fig. 5.13). Na verdade, devido à degenerescência entre a densidade de coluna e a espessura do disco, não é possível saber

qual das duas grandezas diminui com o raio. Contudo, é possível concluir que a densidade volumétrica ρ decresce com o raio. É interessante observar que, assim como nos ajustes feitos com o simplex mantendo a inclinação fixa, também obtivemos aqui uma temperatura da parte da frente sistematicamente maior que a do fundo (ainda que a diferença seja bem menor).

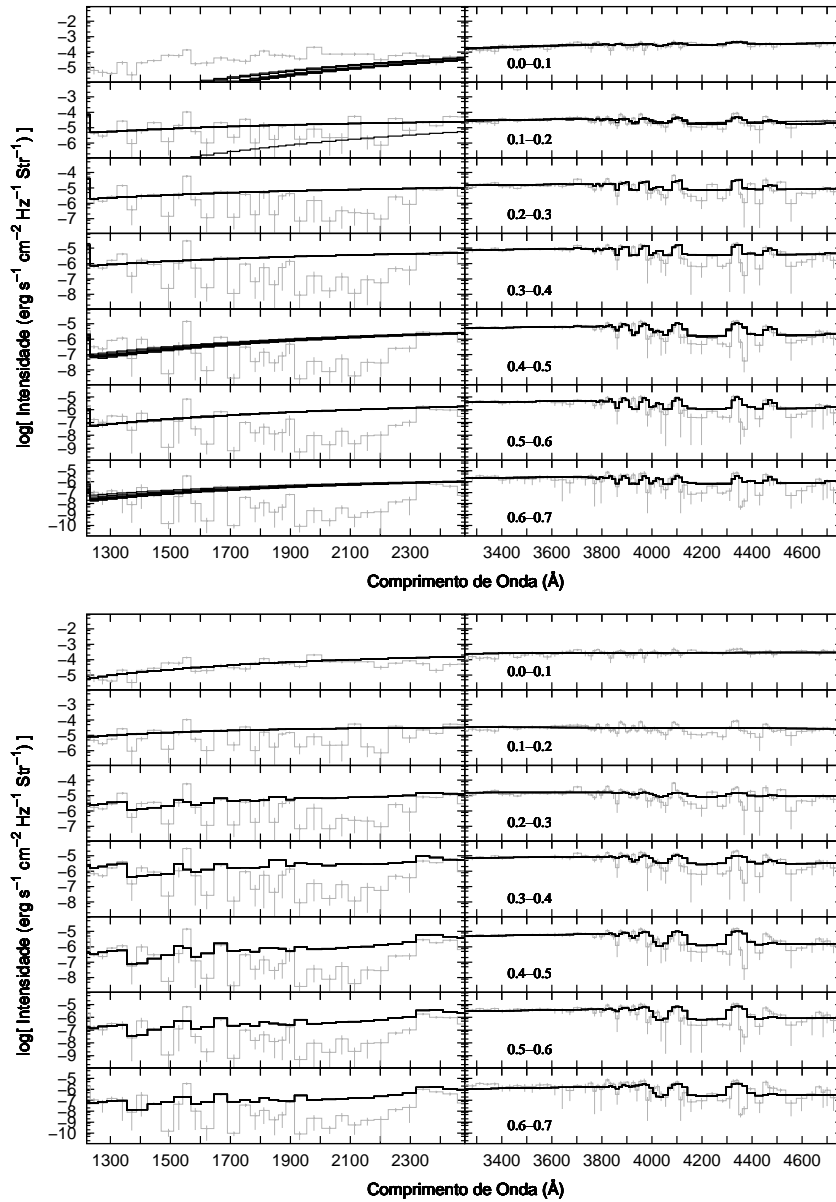


Fig. 5.8: Espectros ajustados (em preto) para a parte do **fundo**. Os dados são mostrados em cinza. Em cima, ajustando somente o óptico com H e He. Em baixo, ajustando todo o espectro e com todos os metais incluídos. Estão plotadas as 10 soluções obtidas para cada espectro observado. Os números nos quadros da direita indicam a faixa em raio correspondente aos espectros em unidades de R_{L1} .

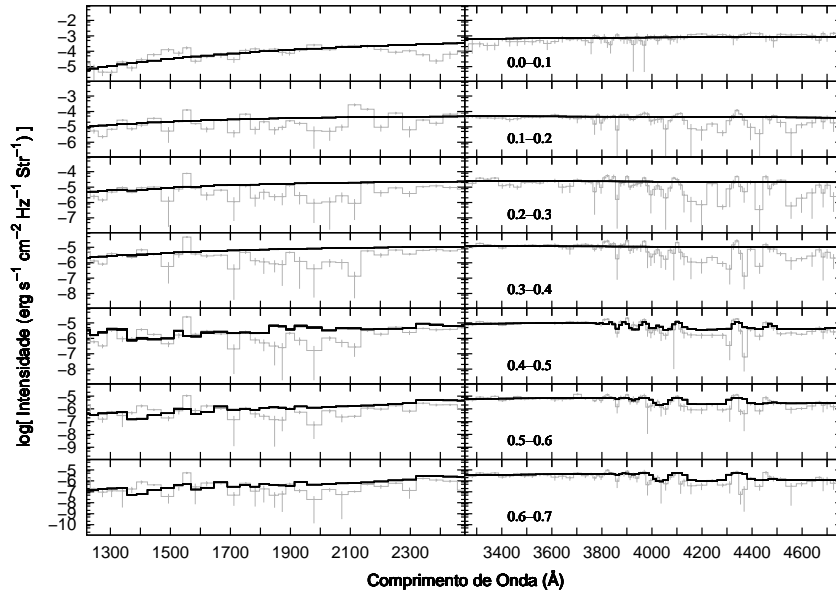


Fig. 5.9: Espectro ajustado para a parte da **frente** considerando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.8.

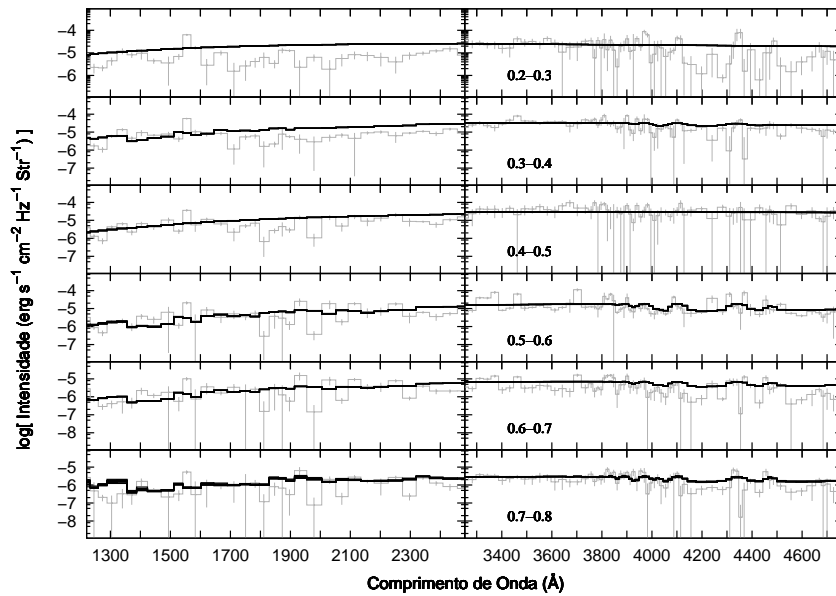


Fig. 5.10: Espectro ajustado para a parte do **gas stream** considerando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.8.

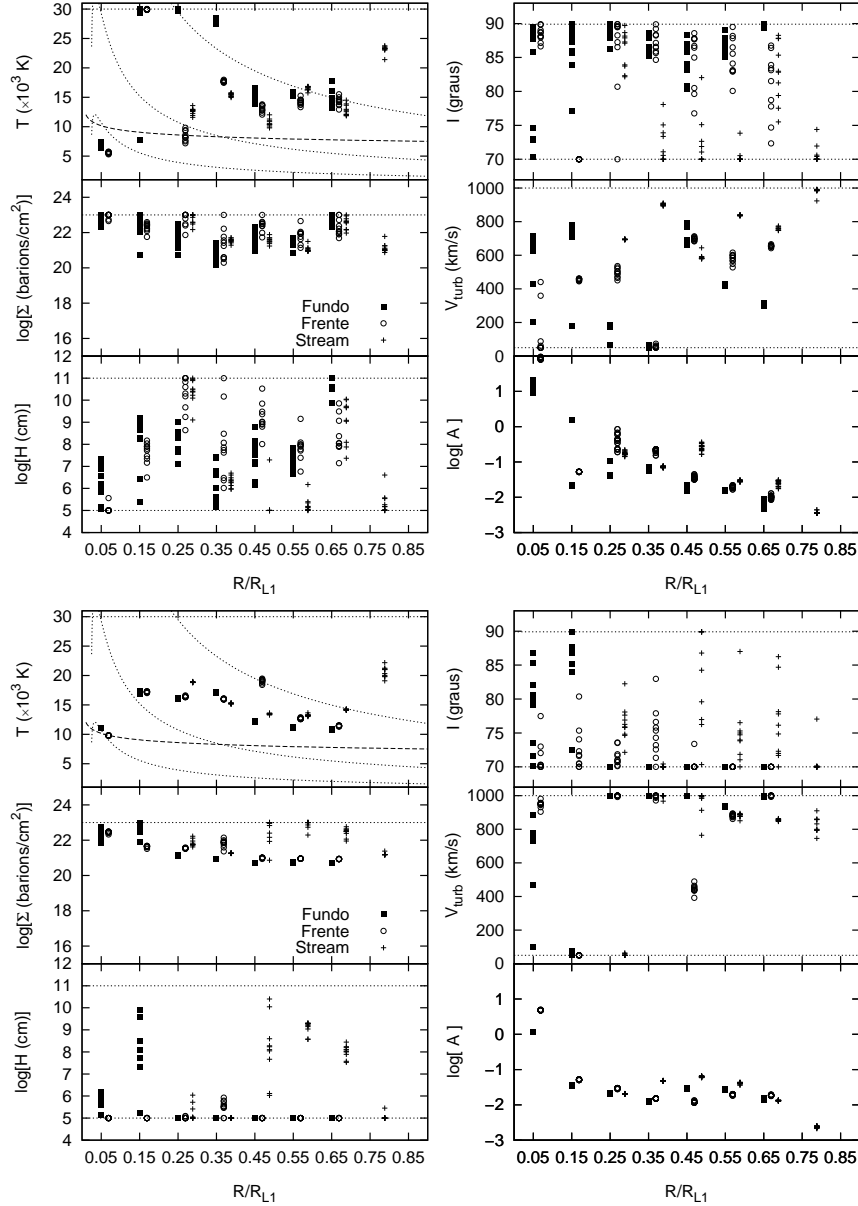


Fig. 5.11: Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados. Todos os dez ajustes feitos para cada raio estão mostrados; o espalhamento vertical dos pontos reflete a dispersão dos resultados. Os painéis de cima mostram o resultado de ajustar somente o óptico com H e He. Em baixo, vemos o resultado de ajustar todo o espectro e com todos os metais incluídos. As linhas pontilhadas no gráfico da temperatura indicam a previsão para um disco em estado estacionário (eq. 2.12) com $\dot{M} = 10^{-7.5}, 10^{-9.5}$ e $10^{-11} M_{\odot}/\text{yr}$, de cima para baixo, respectivamente. A linha sólida indica a temperatura crítica abaixo da qual o disco deve permanecer quando em quiescência, segundo o DI (eq. 2.17). Em cada quadro, as linhas horizontais pontilhadas indicam os limites dos parâmetros nos ajustes (tab. 5.3). Foi aplicado um deslocamento horizontal nos pontos referentes às partes da frente e do *gas stream* por motivos de clareza.

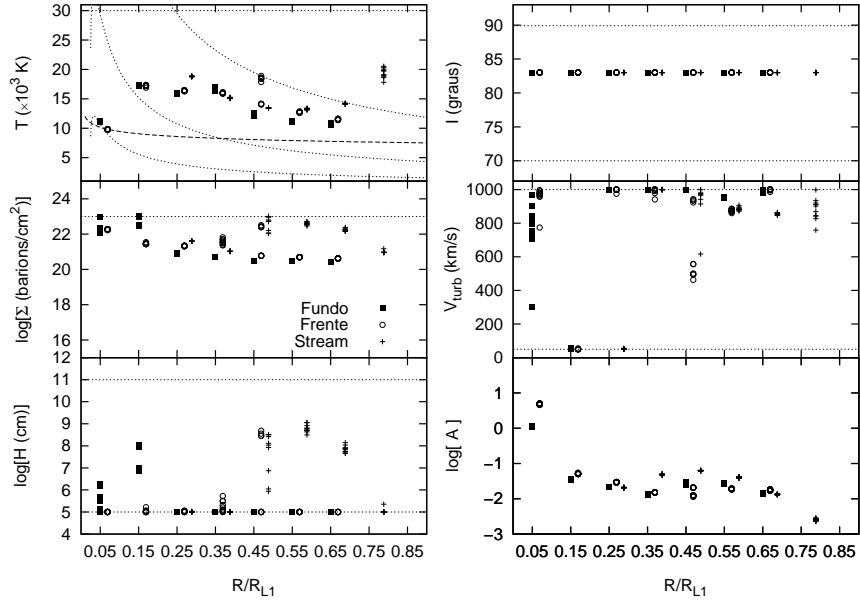


Fig. 5.12: Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^\circ$ e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11.

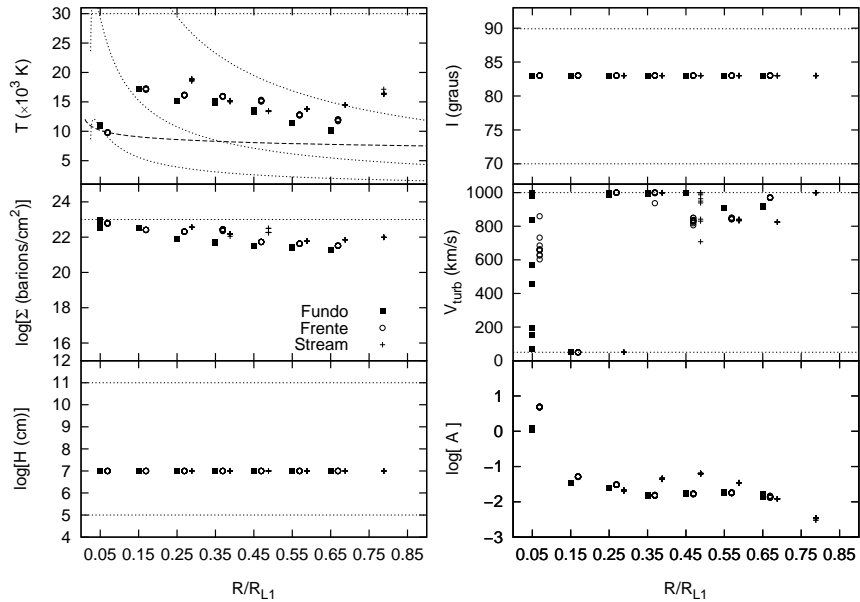


Fig. 5.13: Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^\circ$, $H=10^7$ cm e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11.

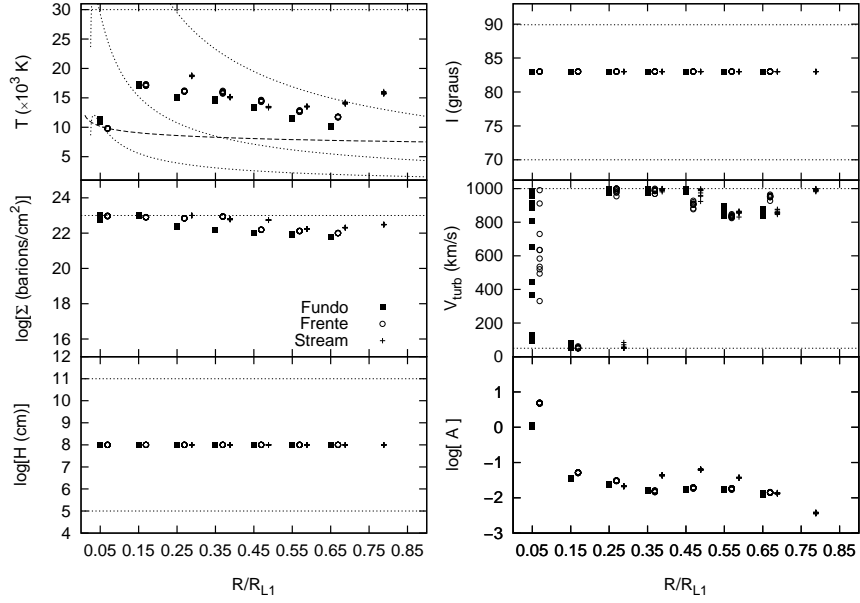


Fig. 5.14: Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^\circ$, $H=10^8$ cm e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11.

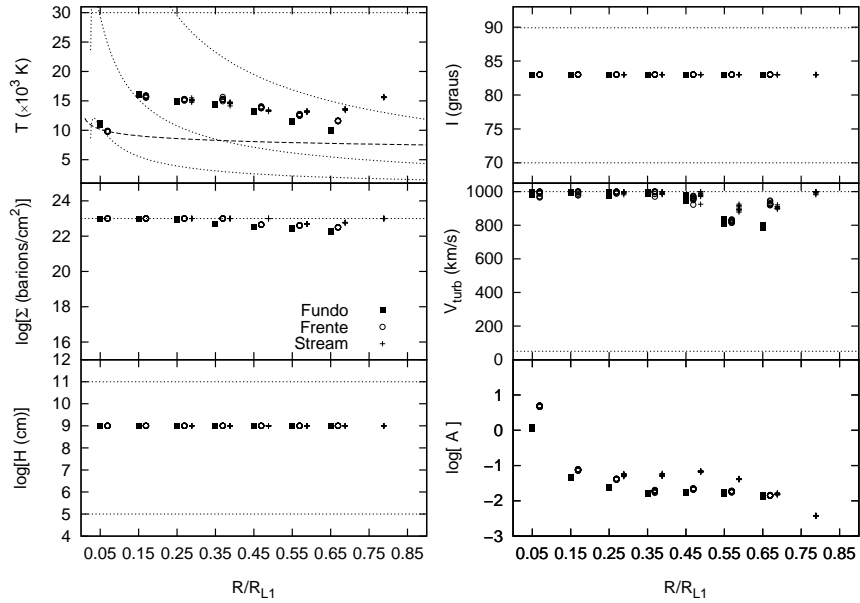


Fig. 5.15: Dependência radial dos parâmetros físicos ajustados assumindo $I=83^\circ$, $H=10^9$ cm e usando todo o espectro observado. A notação é a mesma da fig. 5.11.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Este trabalho apresentou ajustes de modelos teóricos a espectros espacialmente resolvidos do disco de acrecimento em V2051 Ophiuchi. Existem dois aspectos distintos nesta tarefa. O primeiro é o desenvolvimento e domínio de todo o ferramental necessário para fazer os ajustes. Usamos um programa de cálculo de atmosferas já desenvolvido. O programa, LTE/XCAL, calcula o espectro emergente de um anel de gás em movimento circular em torno de um objeto central, assumindo uma atmosfera isotérmica em equilíbrio termodinâmico local. Apesar destas hipóteses serem claramente simplistas, este modelo permite uma descrição bem superior dos espectros observados em novas anãs (linhas e contínuo de Balmer fortemente em emissão sobre um contínuo plano) do que é possível adotando-se emissão de corpo negro ou modelos de atmosferas estelares. Um dos objetivos deste trabalho foi testar os limites de validade das hipóteses do modelo de emissão adotado. A partir dos resultados, e tendo em mente as limitações das hipóteses do modelo adotado, procuramos inferir condições físicas no disco de acrecimento do objeto de estudo.

As ferramentas de ajustes foram desenvolvidas por nós. Vários algoritmos numéricos de otimização foram testados. Para manter a concisão e a objetividade do trabalho, apresentamos apenas os resultados obtidos com os dois algoritmos mais promissores, o Simplex e os Algoritmos Genéticos. A forma com que os ajustes foram feitos tornou a diferença entre eles maior do que uma simples escolha deste ou daquele algoritmo de otimização. No primeiro caso, foi construída uma grade discreta de espectros, enquanto

no segundo os parâmetros puderam variar de forma contínua.

De maneira geral, ambas as abordagens mostraram resultados semelhantes e indicaram que os dados (talvez por combinação da baixa relação sinal ruído, com baixa resolução espectral nas linhas) não permitem determinar simultaneamente o grande número de parâmetros originais do modelo. É preciso reduzir o número de parâmetros livres para começar a ter resultados auto-consistentes. Assim, é necessário fixar a inclinação e também a espessura do disco para poder ajustar a densidade volumétrica (e não mais Σ e H) para ter resultados confiáveis nos demais parâmetros. Neste sentido, a opção com χ^2 e inclinação fixada produz os melhores resultados com o simplex e a opção com inclinação e espessura do disco fixadas fornecem os melhores resultados com os AG. A consistência entre estas tendências apresentadas pelos dois algoritmos é positiva. Indica que a otimização, no sentido matemático, foi alcançada. As diferenças entre os modelos e os dados nos mostram, portanto, pontos onde as hipóteses iniciais falharam, e indicam a direção para novas abordagens mais promissoras.

Os ajustes mostraram uma boa coerência para os valores ajustados para a temperatura e para o fator de escala. Eles indicam que a parte da frente é, em praticamente todo o disco, mais quente do que a parte do fundo. Como os espectros da frente e do fundo são extraídos da componente simétrica do disco (Saito & Baptista 2006), não é possível atribuir esta diferença a contaminação pelo *gas stream*. Esta diferença também aparece no fator de escala. Os espectros da parte do fundo foram ajustados com um fator de escala maior do que os da frente. Além disso, as temperaturas ajustadas estão sempre acima da temperatura crítica para permitir a existência de instabilidades térmicas no disco, segundo o modelo DI. Uma vez que V2051 Oph estava em estado quiescente durante as observações, existe uma aparente contradição com a previsão do DI. O cenário que propomos adiante elimina esta contradição.

Estes ajustes, mais o fato de que há linhas causadas por fotoionização no ultravioleta, e a absorção por bandas de FeII, parecem indicar que não estamos observando o disco de acréscimo diretamente. Antes, observamos uma cromosfera quente sobre o disco com uma abertura. Neste cenário é fácil entender a diferença frente/fundo para a temperatura

e o fator de escala. Os fótons da parte da frente são gerados em uma camada mais alta da fotosfera (pois a linha de visada atinge $\tau \sim 1$ antes) e os do fundo são gerados em uma região mais profunda. Se a cromosfera tiver uma inversão térmica (como é previsto pelos modelos em que ela é gerada por uma iluminação da *boundary layer* ou por energia liberada em reconexões magnéticas) esta assimetria frente/fundo é explicada.

É possível concluir com uma relativa confiança que não é uma boa hipótese assumir uma atmosfera isotérmica em equilíbrio termodinâmico local para explicar os espectros observados. Os ajustes não foram capazes de reproduzir as intensidades das linhas da série de Balmer. Além disso, as linhas de fotoionização no ultravioleta também mostram que talvez as transições colisionais não sejam o principal mecanismo para explicar as intensidades das linhas. Talvez, o fato de obtermos valores altos para a velocidade de turbulência com o AG seja uma manifestação da necessidade de aumentar ao máximo a intensidade das linhas, e que o método “trapaceia” com um modelo que não pode, em condições normais, fornecer espectros com as linhas intensas como os dados requerem, usando o efeito causado pela velocidade de turbulência para compensar isto e “fazendo de conta” que não vê o desajuste na largura das linhas. De fato, se realmente estamos observando uma cromosfera e não o disco, é bem razoável se esperar que a hipótese de equilíbrio termodinâmico local não seja válida.

A distribuição radial de temperatura praticamente plana (o resultado mais confiável de todos os ajustes) nos permite ainda especular um pouco sobre a origem desta emissão cromosférica. Iluminação por uma fonte central presumivelmente produz um aquecimento que cai com a distância à fonte central, uma vez que o fluxo irradiante se dilui com o quadrado da distância. A distribuição radial de uma atmosfera de disco irradiada deve ser bem pronunciada (assumindo um comportamento de corpo negro para a fonte central e para o disco plano obtém-se uma distribuição bem próxima da $T \propto R^{-3/4}$). Desta forma, a distribuição plana que vemos dos ajustes sugere que a cromosfera é alimentada por recombinação magnética e não por irradiação. Isto não parece surpreendente, uma vez que os próprios dados indicam que existe apenas uma anã branca desnuda e relativamente fria (~ 10000 K) no centro do disco.

A perspectiva para o início do doutorado é tentar explicar o comportamento radial das linhas de emissão em discos de acréscimo com um programa que calcule linhas geradas por fotoionização. Pretendemos aplicar o ferramental de análise a dados de vários sistemas que já tem espectros espacialmente resolvidos obtidos. Atualmente estamos modelando espectros espacialmente resolvidos no óptico do novóide e polar intermediário DQ Her. Os resultados já obtidos indicam que o modelo LTE isotérmico não é capaz de explicar a dependência radial das linhas em DQ Her.

Para o restante do doutorado temos duas possibilidades a serem exploradas. Uma delas é investir mais ainda na linha da modelagem de atmosferas de discos, com modelos NLTE mais elaborados. Uma outra (a mais provável de ser seguida) é mudar o eixo da pesquisa para simulações SPH de discos de acréscimo, com o objetivo de investigar em detalhes os efeitos de aumentos súbitos da taxa de transferência de matéria sobre um disco com viscosidade moderada-alta e produzir previsões testáveis/observáveis.

REFERÊNCIAS

- Baptista, R. 2001, *Eclipse Mapping of Accretion Discs, Lecture Notes in Physics*, pag 307
- Baptista, R., Catalán, M.S., Horne, K. & Zilli, D. 1998, *MNRAS*, **300**, 233
- Baptista, R., & Steiner, J.E. 1993, *A&A*, **277**, 331
- Bath, G.T. 1975, *MNRAS*, **171**, 311
- Bath, G.T. 1969, *ApJ*, **158**, 571
- Berriman, G., Kenyon, S. & Bailey, J. 1986, *MNRAS*, **222**, 871
- Borges, B.W. & Baptista, R. 2005, *A&A*, **437**, 235
- Burow, B.D. 1995, *Mixed Language Programming*, World Scientific, Rio de Janeiro
- Charbonneau, P. 1995, *ApJS*, **101**, 309
- Diaz, M.P. & Wade, R.A. 1996, *ApJ*, **459**, 236
- Frank, J., King, A.R. & Raine, D.J. 1992, *Accretion Power in Astrophysics - 2nd edition*, Cambridge University Press, Cambridge and New York
- Groot, P.J. 1999, Ph.D. Thesis, Astron. Inst.
- Hessman, F.V., Robinson, E.L., Nather, R.E. & Zhang, E.H. 1984, *ApJ*, **286**, 747
- Hilditch, R.W. 2001, *An Introduction to Close Binary Stars*, Cambridge University Press, Cambridge
- Horne, K., Marsh, T.R., Cheng, F.H., Hubeny, I. & Lanz, T. 1994, *ApJ*, **426**, 294
- Horne, K. 1990, *XCAL Users Manual*, STScI
- Horne, K. & Marsh, T.R. 1986, **218**, 761

- Horne, K. 1985, **213**, 129
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, *ApJ*, **439**, 875
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1992, *A&A*, **262**, 501
- Knigge, C., Long, K.S. Blair, W.P., Wade, R.A. 1997, *ApJ*, **476**, 291
- Ko, Y.K., Lee, Y.P., Schlegel, E.M. & Kallman, T.R. 1996, *ApJ*, **457**, 363
- Ko, Y.K. & Kallman, T.R. 1991, *ApJ*, **374**, 721
- La Dous, C. 1994, *Space Sci. Rev.*, **67**, 1
- La Dous, C. 1989, *A&A*, **211**, 131
- Lin D.N.C., Williams R.E. & Stover R.J. 1988, *ApJ*, **327**, 234
- Nelder, J.A. & Mead, R. 1965, *Computer Journal*, **7**, 308
- Osaki, Y. 1974, *Pub. astr. Soc. Japan*, **26**, 429
- Paczynski, B. 1965, *Acta Astr.*, **15**, 89
- Patterson, J. & Raymond, J.C. 1985, *ApJ*, **292**, 535
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T. & Flannery B.P. 2002, *Numerical Recipes in C++: the art of scientific computing, 2nd edition*, Cambridge University Press, Cambridge
- Prieto, C.A. 2003, *MNRAS*, **339**, 1111
- Pringle, J.E. 1981, *ARA&A*, **19**, 137
- Rutten, R.G.M., Dhillon, V.S., Horne, K., Kuulkers, E., van Paradijs, J. 1993, *Nature*, **362**, 518
- Saito, R.K. & Baptista, R. 2006, *AJ*, **131**, 2185
- Sanduleak, N. 1972, *Inf. Bull. Var. Stars*, **663**
- Schreiber, M.R., Gänsicke, B.T., Hessman, F.V. 2000, *A&A*, **358**, 221
- Shakura, N.I. & Sunyaev, R.A. 1973, *A&A*, **24**, 337

Stauffer, J., Spinrad, H. & Thorstensen, J. 1979, *PASP*, **91**, 59

Tylenda, R. 1981, *Acta Astr.*, **31**, 127

Tylenda, R. 1977, *Acta Astr.*, **27**, 235

Verbunt, F. 1987, *A&AS*, **71**, 339

Verbunt, F. 1982, *Space Sci. Rev.*, **32**, 379

Vrielmann, S., Steining, R.F. & Offutt, W. 2002, *MNRAS*, **334**, 608

Vrielmann, S., Horne, K., Hessman F.V. 1999, *MNRAS*, **306**, 766

Wade, R.A. 1984, *MNRAS*, **208**, 381

Wall, M. 1996, *GAlib: A C++ Library of Genetic Algorithm Components*, MIT (<http://lancet.mit.edu/>)

Warner, B. 1995, *Cataclysmic Variable Stars*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press, Cambridge

Williams, R.E. 1980, *ApJ*, **235**, 939

Wood, J.H., Horne, K., Berriman, G. & Wade, R. 1989, *ApJ*, **341**, 974

Wood, J.H., Horne, K., Berriman, G., Wade, R., O'Donoghue, D., & Warner, B. 1986, *MNRAS*, **219**, 629

Young, P., Schneider, D.P. & Sheckman, S.A. 1981, *ApJ*, **245**, 1035