

Um Estudo Estatístico de Novas Clássicas

Manoel Carlos Vieira de Moraes Junior

Orientador: Marcos Perez Diaz

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

Universidade de São Paulo

Abril 2006

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

Agradecimentos

Agradeço ao Professor e Orientador Marcos Diaz a oportunidade dada em aprender e descobrir. Aos companheiros cataclísmicos, agradeço por me ajudarem em tudo; Anselmo, Fabiola e Raul. Obrigado aos Professores do curso de astronomia, Roberto Costa, Ruth Gruenwald, Eduardo Janot, Amâncio Friaça e Amaury Almeida, por tornarem este trabalho possível. Agradeço o departamento de astronomia como um todo, pelo suporte dado durante o mestrado.

Devo um agradecimento especial à Joana Ortiz pela paciência cotidiana e a meus pais por tudo. Um muito obrigado à Lara e Juju pelo amor incondicional e por fazer essa trajetória mais suave.

Resumo

Tendo como base dados publicados na literatura foi realizado um estudo estatístico da população de novas conhecidas, considerando-se as principais variáveis observacionais desses objetos (amplitude da erupção, tempo de decaimento do brilho, luminosidade em $H\alpha$ e $H\beta$, magnitude absoluta e período orbital). As ferramentas de análise foram histogramas das grandezas observáveis e a análise de componentes principais (PCA); método estatístico que analisa a dimensionalidade de um conjunto de dados.

A análise populacional não encontrou o “vazio” na distribuição de períodos orbitais previsto por modelos teóricos. O comportamento bimodal da distribuição de tempo de decaimento do brilho das novas pode ser explicado por efeitos de seleção, contrariando a hipótese de Duerbeck (1990). A relação magnitude absoluta tempo de decaimento foi recalibrada com a amostra atual de novas, obtendo-se um ajuste com dispersão menor que os anteriores. Foi verificado que esta relação é sensível à composição da amostra e aos efeitos de seleção. Através do PCA, foram encontradas novas correlações, como a dependência da luminosidade nas linhas de Balmer com o tempo de decaimento do brilho. Também foram obtidas novas correlações entre a massa da anã branca e os parâmetros ligados à energia da erupção. Além disso, foi derivada uma calibração que estima a massa da anã branca como função do período orbital, para sistemas de longo período.

O PCA também permitiu adicionar novas variáveis às relações obtidas previamente. Foi encontrada uma boa relação entre a luminosidade em $H\beta$ e magnitude absoluta para um dado tempo de decaimento, com coeficiente de correlação $R = 0,99$ e dispersão $\sigma_e = 0,17$ mag. As correlações que envolvem a magnitude absoluta têm importância como calibrador secundário da escala de distâncias. As novas correlações derivadas neste trabalho podem ser relevantes como vínculos para os modelos de erupção de novas, além de sugerir quais os principais fenômenos físicos envolvidos.

Abstract

A statistical study of the classical novae population was carried through on the basis of published data. The following observational parameters of these objects were considered: amplitude of eruption, $H\alpha$ and $H\beta$'s luminosities, time scale for brightness decline, absolute magnitude at visual maxima and orbital period. Simple histograms and Principal Component Analyses (PCA) of observed variables were calculated.

The bimodal decay time's distribution suggested by Duerbeck (1990) could not be confirmed. We argue that it can be explained by selection effects, against Duerbeck hypothesis. The $M_{V_{\max}} - t_n$ relationship was recalibrated with all novae in database. This new calibration has a lower dispersion than those obtained previously. It was verified that the $M_{V_{\max}} - t_n$ relation depend on the fraction of fast novae in the sample. New correlations were obtained using the PCA method, such as dependence of Balmer's line strength with the decay time scale. Another set of correlations between the white dwarf mass and the eruption strength parameters is proposed. Besides, a new calibration of the white dwarf mass using the orbital period of the system is found for long orbital periods. The analysis of our sample did not reveal the theoretically predicted "gap" seen in the in orbital period distribution of other types of CV's.

The PCA method also allowed to increase the number of parameters in the $M_{V_{\max}} - t_n$ relationship. A good relation between $M_{V_{\max}}$ and the luminosity in $H\beta$ for a given t_3 was found. This correlation has a coefficient $R = 0,99$ and low dispersion ($\sigma_e = 0,17$). $M_{V_{\max}}$'s relations are important as secondary distance indicators. The new correlations obtained by this work can be used as constraints for novae eruptions models and may help to explain the physical phenomena behind nova outburst.

1 – Introdução

1.1 – Variáveis Cataclísmicas

Variáveis Cataclísmicas (VC) são sistemas estelares binários cerrados eruptivos, onde há transferência de matéria da componente menos densa através do extravazamento do lóbulo de Roche. A componente que perde matéria, dita secundária, é em geral uma estrela de seqüência principal de baixa massa enquanto a que acreta material é uma anã branca (AB), dita primária.

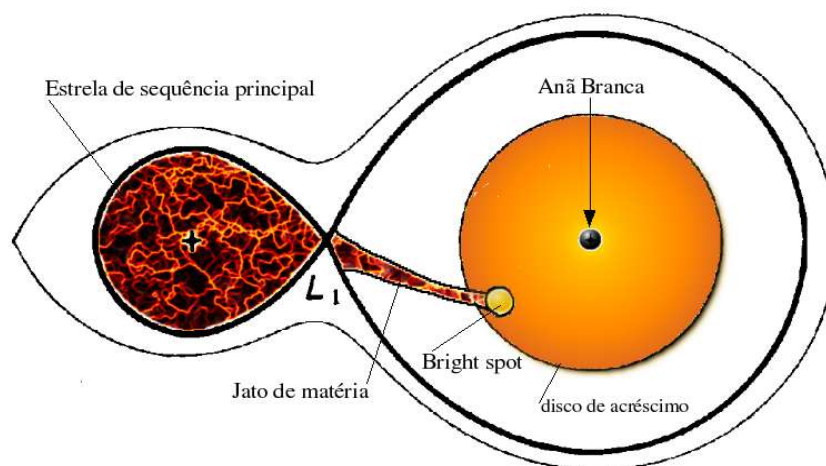


Figura 1 – Esquema básico de uma VC visto do pólo da órbita, onde se vê a anã branca compacta, a estrela de baixa massa na seqüência principal, o jato de matéria que flui em trajetória balística até atingir o disco de acreção. Na figura se veem os Lóbulos de Roche das componentes do sistema.

Esses sistemas podem ser subdivididos em seis tipos conforme o comportamento eruptivo e a presença e intensidade do campo magnético da primária.

Novas Clássicas (NC) são sistemas com uma erupção observada, onde a variação do brilho entre o estado de pré-nova e o de máximo brilho visual é de 6 a 19 magnitudes (Warner 1995) com média de 10 magnitudes. Nestes objetos se observa uma forte correlação entre o tempo de decaimento do brilho e a amplitude da erupção, sendo que as novas de maiores amplitudes decaem mais rapidamente. A magnitude absoluta na quiescência é em média 4,5 magnitudes. A erupção é satisfatoriamente modelada pela queima nuclear de material rico em hidrogênio acrecido pela anã branca, através do ciclo CNO fora do equilíbrio (Starrfield et al. 1998). A energia liberada na erupção está entre 10^{45} e 10^{47} ergs (Bode e Evans 1989). Nas NC o material acrecido é ejetado a grandes velocidades (da ordem de 10^3 Km/s) e o meio é enriquecido com $10^{-4} - 10^{-5} M_{\text{sol}}$ de material.

Novas anãs (NA) tem erupções com amplitudes entre 2 e 5 magnitudes, com alguns raros objetos com até 8 magnitudes (por exemplo WZ Sge). Os intervalos entre as erupções variam de 10 dias a dezenas de anos, com uma escala de tempo bem definida para cada objeto. A duração típica da erupção é de 2 a 20 dias e está correlacionada com o intervalo de tempo entre as erupções. As NA podem ser subdivididas em três grupos conforme o comportamento da curva de luz durante a erupção.

As estrelas *Z Cam* mostram uma pausa na diminuição do brilho por volta de 0,7 magnitudes abaixo do máximo durante um intervalo de dez dias até anos. As estrelas tipo *SU UMa* têm ocasionalmente erupções mais intensas na qual atingem um estado mais brilhante ($\sim 0,7$ magnitudes) no máximo e a duração da erupção é aproximadamente 5 vezes maior que uma erupção usual. Há ainda as estrelas tipo *U Gem* que incluem todas as NA que não pertencem aos grupos anteriores. Algumas NC também mostram comportamento NA (por exemplo GK Per, V1017 Sgr e V446 Her - Warner 2002). Nas NA a erupção é explicada pela liberação de energia gravitacional, (da ordem de $10^{38} - 10^{39}$ ergs), causada pelo aumento na taxa de transferência de matéria pelo disco. Neste processo não há ejeção de matéria, apenas um aumento da intensidade dos ventos. A magnitude absoluta média na quiescência é 7,5 magnitudes.

Novas Recorrentes (NR) são novas que anteriormente foram classificadas como NC, mas tiveram uma segunda erupção. As características observadas nas NR são as mesmas das NC, mas estão na extremidade da distribuição de amplitudes, com erupções mais fracas. O período de recorrência varia de 10 a 100 anos o que requer que a anã branca seja muito massiva ($M_1 > 1,3 M_{\text{sol}}$). As NR se

subdividem em 3 grupos: as do tipo *T CrB* que contém secundárias gigantes evoluídas e conseqüentemente período orbital longo (ordem de 200 dias); as do tipo *U Sco* que são novas muito rápidas com linhas de Hélio II estreito e mais intenso que $H\beta$; e do tipo *T Pyx* com período orbital curto (aproximadamente 3 horas) e decaimento do brilho lento. Há apenas uma dezena de RN conhecidas.

Novas Like (NL) são aqueles objetos sem erupção. Essa aparente contradição é removida quando observarmos que as NL incluem pré-novas e, eventualmente, pós-novas para quais a base de observações é muito pequena para revelar a erupção. Algumas novas anteriormente classificadas como NL tiveram erupção uma observada e dentro de uma ou duas décadas, mais alguma NL poderá apresentar uma erupção também (Warner 1986f).

As VCs magnéticas são aquelas onde a primária tem campo magnético intenso o suficiente para romper parcialmente ou totalmente o disco de acréscimo. As do tipo *Polar*, (P), têm campo magnético muito intenso, ($11 < B < 75$ MG), que controla o acréscimo de matéria, prevenindo a formação de um disco. Nestes objetos há sincronização da rotação da anã branca e período orbital. As características observacionais destes objetos são a polarização linear e circular na parte visível do espectro e emissão de raios-X intensa. Um exemplo deste tipo é V1500 Cyg, com $B_1 \sim 25$ MG.

VCs onde o campo magnético não é intenso o suficiente para sincronizar o período orbital com a rotação da anã branca são denominadas Polares Intermediárias, (PI). Estes objetos também têm grande emissão em raios-X. O assincronismo da rotação da primária causa fenômenos periódicos como batimento e modulação do fluxo observado. Há disco de acréscimo, mas ele é truncado nas proximidades da anã branca, onde o campo é mais intenso. Exemplos de Polares Intermediárias entre as novas são GK Per e possivelmente V603 Aql. Há um subgrupo das Polares Intermediárias, as estrelas tipo DQ Her, que apresentam período de rotação da anã branca menores que 120 segundos e emissão deficiente em raios-X. DQ Her, o protótipo do subgrupo tem um período de rotação de 71 segundos.

1.1.1 – Geometria do Lóbulo de Roche

Binárias cerradas são sistemas onde as interações mais importantes são a gravitacional e ocorrem forças de maré, combinadas a efeitos centrífugos. A interação também pode ser radiativa, com o

aquecimento da face de uma componente pela companheira. Nas VCs a secundária está deformada devido a influência gravitacional da anã branca, que tem raio muito pequeno para ser deformada pelos efeitos da força de maré. Os efeitos da força de maré na secundária a fazem ter rotação sincronizada com o período orbital e elimina qualquer excentricidade inicial da órbita. A escala de tempo deste efeito é bem curto quando comparado ao tempo de vida da VC. Assim se espera que as VCs tenham órbita circular e rotação da secundária sincronizada.

A interação gravitacional que descreve esses sistemas é a generalização da terceira lei de Kepler feita por Newton:

$$P_{Orb}^2 = \frac{4\pi a^3}{G(M_1 + M_2)} \quad (1)$$

ou

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

onde a é a separação entre os centros de massa das componentes da binária, M_1 a massa da primária em massas solares e q a razão de massas M_2/M_1 (na equação 2 somente).

Da equação (2) e adotando $M_1 = M_2 \sim M_{sol}$ e $a \sim 0,5-3 R_{sol}$ obtemos $P_{orb} \sim 1-10$ h.

Apesar da secundária estar muito deformada, está na seqüência principal ou é uma gigante evoluída. Nestas condições, a massa possui uma concentração central e se pode aproximar sua geometria à de Roche, que assume que o campo gravitacional da estrela não é distorcido. Isto equivale a colocar toda a massa da estrela em seu centro.

Adotando-se as coordenadas cartesianas com referencial girante na primária, o eixo X orientado na linha dos centros de massa, o eixo Z perpendicular ao plano da órbita e o eixo Y na direção do movimento da primária, o potencial total em qualquer ponto é a soma do potencial gravitacional das duas estrelas com o potencial da força fictícia centrífuga:

$$\Phi_r = -\frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - 0,5\Omega_{orb}^2 [(x-\mu a)^2 + y^2] \quad (3)$$

onde

$$\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad \Omega_{orb} = \frac{2\pi}{P_{orb}}$$

A forma dos equipotenciais de Roche constantes, figura (2) é função somente da razão de massas q e sua escala é determinada pela separação entre as componentes a . A forma da secundária é definida pela superfície de potencial constante e depende de dois fatores: primeiro a rotação que achata a estrela no seu eixo de rotação, segundo é a força de maré que alonga a estrela na direção da companheira. A secundária preenche o Lóbulo de Roche que passa pelo ponto interno de Lagrange L_1 e é a maior superfície equipotencial fechada que pode conter a massa da secundária. Se a secundária se expandir além dessa superfície, perderá massa para a companheira. Sistemas onde ambas estrelas estão dentro de seu respectivo Lóbulo de Roche são denominadas "detached", ou desligadas. Sistemas onde a secundária preenche o Lóbulo de Roche são denominados "semi-detached" ou semi-ligadas. O ponto de Lagrange L_1 é comum aos equipotenciais fechados de ambas as estrelas e é onde estes se equivalem. A densidade média do Lóbulo de Roche preenchido pela secundária pode ser calculada como:

$$\bar{\rho} = \frac{M_2}{\frac{4}{3}\pi R_L^3} \quad (4)$$

onde R_L pode ser obtido pela relação dada por Eggleton (1983):

$$\frac{R_L}{a} = \frac{0,49 q^{2/3}}{0,6 q^{2/3} + \ln(1+q)^{1/3}} \quad (5)$$

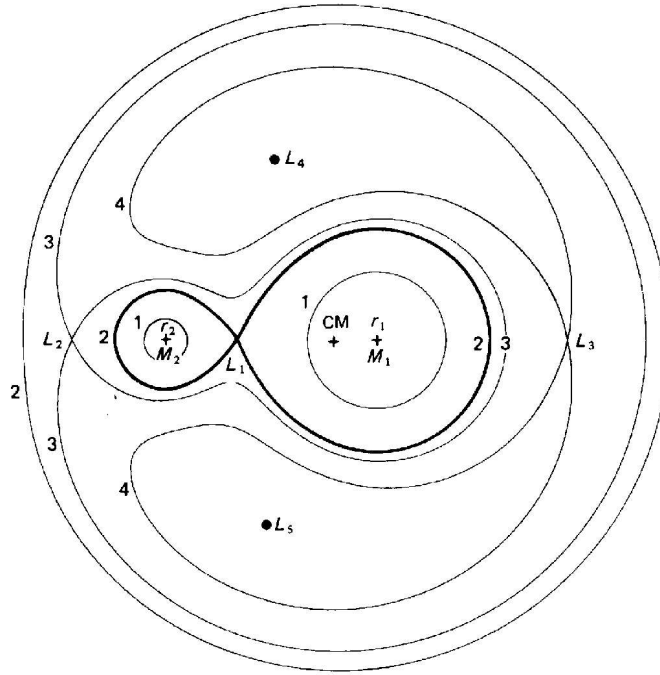


Figura 2 – Potenciais de Roche, onde M_1 representa a anã branca, M_2 a secundária. Os pontos onde há equilíbrio entre os potenciais das componentes são denominados de pontos de Lagrange, L_n na figura (adaptada de Iben & Livio 1993)

Das relações (1) e (5) obtemos que a densidade média da secundária pode ser escrita como:

$$\bar{\rho} = 107 P^{-2_{orb}}(h) \left[\frac{g}{cm^3} \right] \quad (6)$$

com precisão melhor que 3% (Faukner, Flannery & Warner 1972) independente de q . Para períodos orbitais entre 1 e 10 horas, típicos em VCs, temos ρ entre 1 e 100 g/cm^3 ou densidades típicas de estrelas de seqüência principal (Allen 1976). Para sistemas com período orbital maior que 10 h devemos ter secundárias evoluídas. O tamanho do disco de acréscimo em volta da primária pode ser estimado pelo tamanho do Lóbulo de Roche da anã branca (Eggleton 1983):

$$\frac{R_l}{a} = 0,396 q^{1/6} \quad (7)$$

esta aproximação tem precisão de 2% e seu valor é aproximadamente igual a distância da primária

ao lóbulo na direção Y.

O gás da secundária pode escapar de sua atmosfera para o lóbulo de Roche da primária através do ponto de Lagrange L_1 e a velocidade do fluxo é aproximadamente a velocidade térmica do gás. Detalhes das linhas de fluxo nas vizinhanças de L_1 são dados por Lubov & Shu (1975). O jato que deixa L_1 tem um núcleo mais denso com perfil aproximadamente Gaussiano.

O jato de matéria que passa por L_1 tem sua trajetória desviada por efeitos de Coriolis, caindo em direção a primária e aumentando a velocidade do gás para super-sônica. A trajetória do jato é obtida da integração das equações de movimento de uma partícula no referencial girante da binária.

$$0,5 \dot{r}^2 + \phi_r = cte \quad (8)$$

Assim, se a partícula começa com velocidade praticamente nula no lóbulo de Roche, ela não terá energia suficiente para deixar o Lóbulo em algum outro ponto qualquer e sua trajetória estará inteiramente dentro do Lóbulo da primária. O jato tem uma distância mínima de aproximação da primária, r_{\min} , que segundo cálculos de Lubov & Shu (1975) é:

$$\frac{r_{\min}}{a} = 0,0488 q^{-0,464} \quad 0,05 < q < 1 \quad (9)$$

Como as anãs brancas têm raio $R \sim 10^9$ cm, as equações (2) e (9) mostram que o jato não atingirá diretamente a anã branca se:

$$P_{orb} > \frac{0,44 q^{0,7} M_1^{-1/2}}{(1+q)^{1/2}} (h) \quad , \quad M_1 \text{ em massas solares} \quad (10)$$

o que é satisfeito por todas as VCs conhecidas. Como resultado o jato passa pela primária em uma trajetória orbital e colide consigo mesmo em um ponto dentro do lóbulo da primária, bem próximo da anã branca (caso não haja a presença de campos magnéticos intensos).

Essa colisão aquece o gás, liberando a energia cinética do impacto. Entretanto o momento angular é conservado e, como a órbita circular tem a mínima energia para um dado momento, o gás tenderá a formar um anel em torno da primária. Um processo de dissipação viscosa gera calor que é

irradiado. Isso faz com que a maioria das partículas se mova para mais perto da primária, e ao mesmo tempo algumas partículas se movam para fora a fim de conservar o momento angular. Dessa forma o anel se espalha na forma de um disco.

1.1.2 - Evolução

As VCs são estrelas binárias que evoluíram de uma situação onde duas estrelas de seqüência principal, de massas M_1 e M_2 , orbitavam o centro de massa do sistema e ambas estavam dentro de seus respectivos lóbulos de Roche.

A componente mais massiva evolui mais rapidamente e se torna uma gigante, onde o raio é determinado quase que inteiramente pela massa do núcleo degenerado M_c . Os modelos de evolução estelar fornecem a relação para um núcleo de Carbono-Oxigênio (Ritter 1976):

$$\log(R_1) = 1,48 + \frac{1,3 M_c}{M_{sol}} \quad (11)$$

Para produzir anãs brancas na faixa de massa de 0,5 a 1,4 M_{sol} devemos ter progenitoras com uma separação entre 130 e 2000 R_{sol} , o que corresponde a um período orbital de 0,3 a 165 anos sendo que a massa inicial da primária deve estar entre 1 e 10 M_{sol} , aproximadamente. O sistema com uma das componentes evoluída passará por uma fase de envelope comum, CE, onde ocorrerá perda de momento angular e de matéria.

A fase CE foi inicialmente proposta por Paczynski (1976) e Ostriker (1976) para explicar como sistemas binários evoluídos, onde uma das componentes é uma estrela compacta degenerada, podem ter uma separação menor que o raio da progenitora da estrela degenerada. Uma evidência direta da existência da fase CE é dada pela observação de nebulosas planetárias, PNe, que contém um núcleo binário e aparentam ter emergido de uma fase CE, com o CE ejetado sendo a própria nebulosa.

Para a estrela preencher seu lóbulo de Roche e iniciar uma fase CE deverá ocorrer a expansão do envelope, causado pela exaustão do combustível nuclear no núcleo da estrela. A escala de tempo para expansão em uma gigante é dada por $\tau_{KH} = GM^2/RL$, onde M, R e L são a massa, o raio e a

luminosidade da gigante. Se o lóbulo de Roche da componente que se expande tiver um raio efetivo menor que a gigante, haverá transferência de matéria para a secundária.

A transferência de matéria para a secundária ocorre a uma taxa de 10^{-5} a $10^{-1} M_{\text{Sol}}/\text{ano}$. Como resultado da alta taxa de acréscimo, a secundária, caso tenha um envelope radiativo, se expande até ter uma estrutura de gigante (Kippenhahn 1977). A secundária não é capaz de ajustar sua estrutura na mesma taxa em que a matéria é acretada (a escala de tempo de Kelvin-Helmholtz $\tau_{\text{KH}} = GM^2/RL \gg \tau_{\text{dinâmico}} \sim [R^3/GM]^{1/2}$). O resultado é que o gás inicialmente transferido preenche o lóbulo de roche da secundária e cresce até formar um envelope comum, que engloba as duas estrelas.

A secundária é submetida a uma força de arrasto enquanto orbita dentro do envelope comum, que é proporcional à densidade do envelope, à massa da primária e à separação entre as componentes. Neste processo há uma dissipação de energia e a energia orbital é transferida ao envelope, aproximando as componentes em um processo de espiralamento da órbita. Esse processo de espiralamento tem uma escala de tempo que depende da densidade e do período orbital e que é tipicamente de 10^3 - 10^4 anos. O calor depositado no envelope pode exceder a energia de ligação ao sistema e o envelope pode ser ejetado como uma nebulosa planetária, expondo o núcleo binário do sistema que agora consiste em uma estrela de seqüência principal e uma sub-anã quente, o modelo detalhado pode ser visto em Taam (1988,1989) e Livio (1989,1993b). No final do processo, após a ejeção do CE, a secundária estará com um excesso de massa de apenas $10^{-2} M_{\text{sol}}$ (Hjellming & Taam 1991).

O parâmetro físico mais importante para se determinar o fim da fase CE é a eficiência com que a energia orbital é usada para ejetar o envelope. Assim se define um coeficiente α_{CE} , que é a razão entre a energia de ligação gravitacional e térmica do material ejetado, com a diferença de energia orbital entre o início e o fim do espiralamento (Tutukov 1984, Livio & Soker 1988). Alguns processos físicos podem influenciar o valor de α_{CE} . O transporte de energia no envelope tem uma escala de tempo pequena quando comparada à escala de tempo da ejeção adiabática, assim a energia gerada pelas forças de arrasto pode ser eficientemente transportada para a superfície e irradiada para fora, sem causar movimentos dinâmicos do material. Esta situação reduz o valor do α_{CE} . Outros processos podem aumentar o valor de α_{CE} , como a energia de recombinação nas zonas ionizadas (Lucy 1967, Roxburgh 1967, Paczynki & Ziolkowski 1968), que pode contribuir para a

ejeção do material, o que efetivamente aumenta α_{CE} . Cálculos em 3 dimensões feitos por Livio & Stoker (1988) e Terman (1994) mostram que a ejeção de matéria ocorre em uma região relativamente estreita próxima ao plano orbital. O valor de α_{CE} obtido nesses cálculos variou de 0,3-0,6.

Após a fase CE a componente que se expandiu se tornará uma anã branca. Se a massa inicial da primária for até $8 M_{sol}$, a anã branca será tipo Carbono-Oxigênio, C-O, e terá massas entre 0,5 e $1,1 M_{sol}$. Se a massa inicial estiver na faixa de $8-12 M_{sol}$, a anã branca será do tipo Oxigênio-Neônio-Magnésio, O-Ne-Mg, e com massas entre 1,1 e $1,37 M_{sol}$ (Iben & Livio 1993).

As NC típicas têm $M_1 > 0,7 M_{sol}$ e além disso, a aparente predominância de anãs brancas de alta massa se deve a efeitos de seleção (alta luminosidade e erupções mais luminosas e mais frequentes). Outra possível maneira de se explicar a origem de VCs com pelo menos uma componente degenerada é através do englobamento de um planeta ou estrela de baixa massa por uma gigante em expansão. É possível achar condições em que o planeta acrete matéria suficiente para produzir uma estrela anã de baixa massa e curto período orbital, talvez lembrando a NA WZ Sge (Livio 1982).

Após a fase CE o sistema ainda pode estar separado, não havendo transferência de matéria. Para que a transferência ocorra é necessário que o sistema diminua a sua separação através da perda de momento angular. A perda de momento angular ocorre devido ao frenamento magnético, proposto por Eggleton (1976) e por radiação gravitacional de quadrupolo (Kraft, Matthews & Greenstein 1962).

Para o Sol foi reconhecido que o vento solar ionizado poderia ser forçado a co-rotar com as linhas de campo magnético até o raio de Alfvén ($R_A \sim 100R_{sol}$), exercendo assim um torque de frenamento suficiente para explicar a lenta rotação solar.

É possível que esse mecanismo explique a rotação lenta de todas as estrelas anãs do tipo mais tardio que F que não forem totalmente convectivas ($M > 0,25 M_{sol}$), (Wilson 1966a). A baixa velocidade rotacional dessas estrelas coincide com o aparecimento de um envelope convectivo profundo (estrelas com $M < 1,3 M_{sol}$). Isso sugere uma conexão causal; a convecção gera um campo magnético (efeito dínamo) que interage com o vento ionizado.

As forças de maré e o acoplamento spin-órbita da secundária bem como o efeito de frenamento magnético reduzem o momento angular da órbita diminuindo o período orbital, (como ocorre com um satélite que aumenta a velocidade angular quando perde energia por atrito atmosférico). Ainda

há muitas incertezas quanto à lei que descreve o frenamento magnético e a variação do momento angular é muito sensível à relação massa-raio-período, mas há evidências observacionais que indicam uma escala de tempo até a binária entrar em contato de $\sim 10^7$ anos (Warner 1995). Para o frenamento por radiação gravitacional essa escala de tempo é muito maior, $\sim 10^9$ anos, mas será importante para sistemas com secundárias com massa menor que $0,25 M_{\text{sol}}$, onde não há o efeito do frenamento magnético. Segundo Andronov & Sills (2003) os dados de perda de momento angular em aglomerados abertos são inconsistentes com o modelo padrão para VC, pois a escala de tempo do frenamento magnético para aquelas estrelas é muito maior.

A escala de tempo da sincronização da órbita é muito menor que a escala de tempo do frenamento magnético, $\tau_{\text{sinc}} < 0,01 \tau_{\text{MB}}$. Nenhuma VC observada mostrou excentricidade orbital. Uma pequena excentricidade pode ser introduzida durante a erupção, $e \sim 10^{-4}$ (Edwards & Pringle 1987b) e a observação de “ e ” finito e seu decréscimo após a erupção dará uma medida direta da escala de tempo da circularização da órbita. A perda de momento angular e a conseqüente aproximação das componentes permitem que a secundária preencha seu lóbulo de Roche e transfira matéria para a anã branca. A transferência de matéria pela secundária tem um profundo efeito sobre a estrutura interna, tirando-a do equilíbrio térmico e fazendo-a expandir.

A secundária tem duas escalas de tempo que respondem à perda de matéria, (i) ajustes no equilíbrio hidrostático ocorrem adiabaticamente em uma escala de tempo característica (escala de tempo dinâmica), que depende do tempo para uma perturbação percorrer a região afetada na velocidade do som local, (ii) Ajustes térmicos, determinados pela taxa pela qual o calor é difundido na estrela e correspondem à escala de tempo de Kelvin-Helmholtz. Por exemplo, para uma estrela de $0,5 M_{\text{sol}}$, $0,5 R_{\text{sol}}$ e $L = 0,1 L_{\text{sol}}$, a escala de tempo dinâmica é $\tau_{\text{din}} = 0,45 \text{ h}$ e a térmica $\tau_{\text{ML}} = 1,1 \times 10^8 \text{ anos}$. Para taxas de transferência de $10^{-8} M_{\text{sol}}/\text{ano}$ a escala de tempo de perda de massa é $\tau_{\text{ML}} < 10^8 \text{ anos}$ e a secundária não será capaz de manter o equilíbrio térmico.

No primeiro contato com o lóbulo de Roche a secundária não será capaz de ajustar seu raio em tempo suficiente para se manter dentro do lóbulo, assim a transferência de matéria ocorrerá em uma escala de tempo dinâmica, saturando em $dM/dt \sim M / \tau_{\text{din}}$; por outro lado, a transferência se estabilizará em uma taxa constante que depende da escala de tempo do frenamento magnético, da radiação gravitacional ou nuclear, (no caso da expansão em uma escala intrínseca de tempo nuclear).

O critério para evitar uma transferência de matéria em uma escala de tempo dinâmica é dada por: a secundária responderá em uma escala de tempo dinâmica se $\tau_{ML} \gg \tau_{KH}$, se $\tau_{ML} < \tau_{KH}$ a resposta será adiabática.

A secundária também poderá sofrer efeito da irradiação da primária quente. Um acréscimo no raio da ordem de 2% é previsto se a temperatura da anã branca for $\sim 5 \times 10^4$ K (Kovets, Prialnik & Shara 1988).

Os processos de perda de momento angular e transferência de matéria são refletidos no período orbital da VC. O período orbital mais curto já observado para uma VC com composição normal em hidrogênio da secundária é aproximadamente 75 minutos. Esse valor, como observado por Paczynski & Sienkiewicz (1981) é entendido pela resposta de uma secundária de baixa massa à transferência de matéria contínua. Há três fatores envolvidos. (i) Para $M_2 < 0,08 M_{sol}$ a secundária se torna degenerada, cessa a queima de hidrogênio e se torna efetivamente uma anã marrom rica em hidrogênio. Nesse estado, responderá a perda de matéria expandindo seu raio, segundo a relação dada por Chandrasekhar (1939). (ii) O período orbital é função de M_2^{-1} , assim a transferência de matéria resulta em um incremento do período orbital. Isso implica que há um período mínimo em algum lugar durante a transformação da secundária de estrela não degenerada que diminui o raio para estrela degenerada que se expande, como mostra a figura 3.

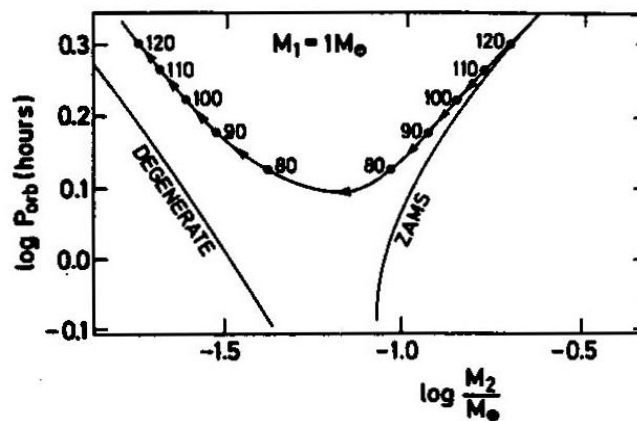


Figura 3 – Evolução orbital próximo ao período mínimo, extraído de Ritter (1986).

Portanto, a separação entre as componentes pode aumentar para acomodar a secundária que se expande. (iii) Para M_2 pequena, mesmo na seqüência principal, o equilíbrio térmico não pode ser alcançado pois a escala de tempo da perda de momento angular por radiação gravitacional é menor

que a escala de tempo térmica para períodos menores que 1,9 horas, fazendo a estrela expandir e aumentando ainda mais τ_{KH} . O valor do período orbital mínimo é sensível à composição da secundária (Sienkiewicz 1984, Nelson, Rappaport & Joss 1986) e decresce monotonicamente com a fração de hidrogênio, X. Isso porque o raio de equilíbrio de uma estrela de baixa massa diminui com X. Com $X \sim 10^{-3}$ o período orbital mínimo seria 35 minutos.

Há uma deficiência de VCs na faixa de período orbital entre 2 e 3 horas, com exceção das magnéticas e segundo Diaz & Bruch (1997) das novas Clássicas. Esse fenômeno é chamado de "GAP" ou "vazio" de períodos. Na verdade os sistemas dentro do vazio existem, mas estão desligados, sem transferência de matéria ou erupções de NA, e portanto não são detectados como VCs. Segundo Robinson, (1983) o vazio não é causado por efeitos de seleção. Esse efeito na distribuição dos períodos é explicado pelo modelo de quebra do frenamento magnético (Rappaport, Verbunt & Joss 1983, Spruit & Ritter, 1983) associado ao fato da secundária se tornar totalmente convectiva quando $M_2 \sim 0,25 M_{sol}$ (período correspondente ao valor superior do GAP, $P_{orb} \sim 2,8 h$ (McDermott & Taam 1989)).

Neste modelo a perda de momento angular acima do vazio é causada pelo frenamento magnético, que diminui a separação das componentes, assim como o período orbital. Embora as taxas de transferência inferidas das observações possam ser incertas, (Patterson, 1984) se acredita que a taxa de transferência causada pela perda de momento angular devido ao frenamento magnético $\sim 10^{-7}-10^{-9} M_{sol}/ano$ seja mais consistente com as observações, em períodos acima de 3 horas, do que a radiação gravitacional agindo sozinha $10^{-10}-10^{-11} M_{sol}/ano$ (Kolb 1995).

As secundárias dos sistemas com período orbital próximo a 3 horas têm raios que excedem o de equilíbrio térmico para sua massa (por exemplo RR Pic, Ribeiro e Diaz 2005). Qualquer redução no frenamento magnético diminuirá a taxa de transferência, o que pode permitir à secundária voltar ao estado de equilíbrio térmico, o que reduz seu raio e a desliga do lóbulo de Roche, terminando a transferência. A secundária irá preencher novamente seu lóbulo de Roche quando a separação entre as componentes for reduzida pela radiação gravitacional. A duração do estado separado foi estimada por McDermott & Taam (1989) em $2-5 \times 10^8$ anos, mas qualquer resíduo significativo de frenamento magnético reduzirá esse tempo.

Existem alguns sistemas onde o período orbital está na faixa de 0,5-6 dias, isso significa que a taxa de transferência de matéria é constante mesmo no caso de uma secundária sub-gigante, que deveria

ter como massa inicial $M_2 > 1 M_{\text{sol}}$. Os cálculos da evolução de um sistema em contato com o lóbulo de Roche quando a secundária está entre a seqüência principal e sua ascensão ao braço das gigantes foi feito por Pylyser & Savonije (1988a,b). Estes autores mostraram que para sistemas com $P_{\text{orb}} > 12$ h, ou seja, todos aqueles com secundárias evoluídas, a transferência leva à separação das componentes. Pylyser & Savonije (1988a,b) mostraram que GK Per, uma NC com período orbital de 2 dias, contendo uma secundária do tipo K0 IV e ($M_2 \sim 0,25 M_{\text{sol}}$); pode ser gerada de um sistema originalmente com $M_1 = 0,7 M_{\text{sol}}$, $M_2 = 1 M_{\text{sol}}$ e $P_{\text{orb}} = 0,73$ dias.

1.2 - Novas Clássicas e Recorrentes

Dentre as cataclísmicas, as novas clássicas e recorrentes são os sistemas que foram observados devido a ocorrência de uma erupção de grande amplitude, sendo este fato o primeiro efeito de seleção da população deste tipo de objeto. A erupção dessas estrelas é o fenômeno estelar mais energético após as super-novas. E exatamente por serem objetos muito brilhantes, e obedecerem a uma lei de decaimento do brilho empírica conhecida, são úteis como indicadores de distância.

Durante a erupção, o envelope acrecido pela anã branca é ejetado a grandes velocidades. Sua expansão, enquanto opticamente espesso, é o que faz o brilho visual aumentar. Devido à expansão, o envelope se torna opticamente fino e a magnitude visual da nova diminui.

As NC são classificadas segundo o comportamento da sua curva de luz durante a erupção. A tabela a seguir mostra a classificação segundo o tempo de decaimento do brilho em duas magnitudes (Payne-Gaposchkin,1957).

<i>Classe de Velocidade</i>	<i>t2 (dias)</i>	<i>dMv/dt (mag/dia)</i>
VF – muito rápidas	<10	> 0,2
F - rápidas	11 a 25	0,18 - 0,08
MF – moderadamente rápidas	26 a 80	0,07 - 0,025
S - lentas	81 a 150	0,024 - 0,013

VS – muito lentas	151 a 250	0,012 - 0,008
-------------------	-----------	---------------

Tabela 1 – Classificação de novas clássicas e recorrentes segundo o tempo de decaimento do brilho.

Modernamente, com base na grande cobertura espectral disponível, R.E. Williams (1991) propôs um esquema de classificação espectroscópica para os espectros de emissão de novas que leva em conta as mudanças na fotoionização causada pela fonte central, que ocorrem a medida que o envelope se expande e a radiação da fonte central endurece.

O envelope denso no estágio inicial da erupção se restringe somente à emissões de linhas permitidas, [P]. Com a queda da densidade as primeiras transições aurorais, [A], ([NIII] λ 5755 Å, [OIII] λ 4363 Å, [OII] λ λ 7319,7330 Å) aparecem e depois as nebulares, [N], ([OIII] λ 5007 Å, [NII] λ 6584 Å, [NeIII] λ 3869 Å, [FeVIII] λ 6087 Å) e finalmente as transições coronais, [C], ([FeX] λ 6375Å). Cada uma dessas classes têm subclasses que dependem da intensidade das linhas não Balmer do espectro. (Ver evolução espectral de novas no item 1.3.2) A tabela a seguir mostra como é feita a classificação:

<i>fase[C]</i>	Se [FeX] λ 6375 Å está presente e mais intenso que [FeVII] λ 6087 Å
<i>fase[P]</i>	Se não estiver em [C], é [P] se a linha mais intensa, excluindo Balmer, for transição permitida.
<i>fase[A]</i>	Se não estiver em [C], é [A] se alguma linha proibida tiver fluxo maior que a linha não Blamer permitida mais intensa.
<i>fase[N]</i>	Se não estiver em [C] ou [A], é [N] se a linha mais intensa não Balmer for uma transição proibida.

Tabela 2 – Classificação espectroscópica das Novas em erupção.

A maior parte das novas podem ser encontradas em duas classes: as "FeII" e as "He/N", dependendo se o espectro próximo ao máximo tem linhas permitidas intensas de FeII ou de HeI,II ou NII,III. Os espectros tipo FeII são formados em um vento opticamente espesso no envelope e mostram velocidades de expansão de 1000 a 3500 km/s. Os espectros de He/N são originados em uma camada discreta do gás expelida na erupção e normalmente tem velocidades de expansão que excedem 2500 km/s. As novas com velocidades de expansão acima de 2500 km/s tendem a evoluir para o tipo Neônio, Ne, e/ou coronal, [C]. As novas cujo espectro mostram velocidades mais baixas normalmente desenvolvem um espectro tipo [A] com nitrogênio ou oxigênio dominante. Estas

constituem a maioria das novas e são denominadas "standard".

Poucas novas do tipo FeII que evoluem para o tipo He/N e são denominadas híbridas. O diagrama a seguir mostra a classificação espectral das novas

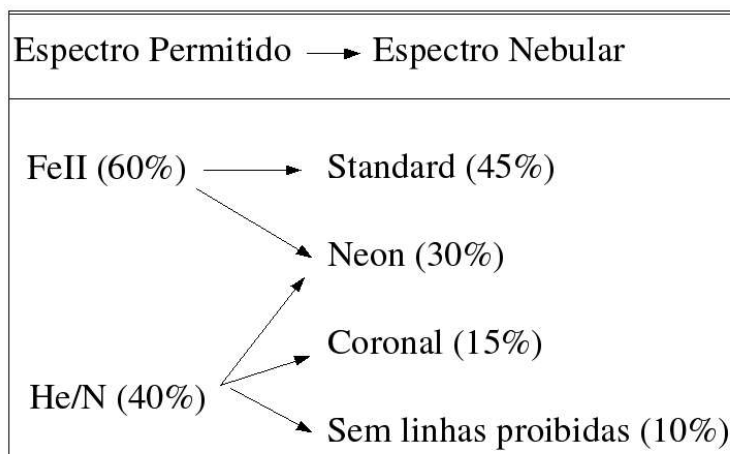


Figura 4– Classificação e evolução dos espectros de novas em erupção segundo Williams, 1993.

1.2.1 – O mecanismo de erupção

Novas Clássicas e Recorrentes são VCs com acreção de matéria. Quando as condições físicas na superfície da anã branca atingem certos valores ocorre a erupção. O cenário geral da erupção já é compreendido, mas há ainda algumas questões em aberto, como as condições iniciais que levam a erupção ou como ocorre a mistura entre o material do núcleo e do envelope acrecido.

O material rico em hidrogênio continuamente acrecido é comprimido em condições degeneradas na superfície da anã branca levando a uma queima nuclear descontrolada, TNR. Este fato foi primeiramente enfatizado por Kraft (1962) baseado no trabalho de Mestel (1952) sobre a estrutura e estabilidade das anãs brancas.

A parte mais importante da física das reações termonucleares está contida na equação de estado da matéria degenerada, $P \propto \rho^{\gamma}$ onde a pressão do gás independe da temperatura. Se a temperatura e a densidade forem suficientemente altas para as reações nucleares ocorrerem, qualquer aumento de

temperatura leva a um aumento da geração de energia, mas não da pressão, em uma taxa exponencial que só termina quando a temperatura de Fermi é alcançada. A degenerescência é levantada gradualmente e a equação de estado passa a ser de um gás perfeito. Neste momento o gás se expande para reduzir o excesso de pressão adquirida.

O envelope rico em Hidrogênio em uma anã branca é muito fino, então a pressão na base do envelope é dada simplesmente por:

$$P_b = \frac{GM_1 M_2}{R_1^2 4 \pi R_1^2} \quad (12)$$

Fujimoto(1982) e MacDonald(1983) mostraram que a taxa de expansão do envelope depende principalmente de P_b : se $P_b > P_{b \text{ crítico}} \sim 10^{20} \text{ dyn/cm}^2$, para abundâncias solares de CNO, então a expansão alcançará velocidades maiores que a de escape e o envelope será ejetado. Da relação massa-raio para anãs brancas, obtemos de (12) que $P_b \propto M_1^{7/3} M_{\text{env}}$, enquanto que a energia de ligação é proporcional a $M_1^{4/3} M_{\text{env}}$. A massa crítica para se atingir a pressão onde há a TNR varia de $4,7 \times 10^{-3} M_{\text{sol}}$ para $M_1 = 0,6 M_{\text{sol}}$ até $3,1 \times 10^{-5} M_{\text{sol}}$ para $M_1 = 1,3 M_{\text{sol}}$ (Starrfield 1989).

Uma aproximação analítica para abundâncias solares foi obtida por Livio (1993):

$$M_{\text{env}} = 1,7 \times 10^{-4} R_1^{2,8} M_1^{0,7} (M_{\text{sol}}) \quad (13)$$

o raio em unidades de 10^9 cm e M_1 em massas solares e R_1 em raios solares.

Duas conclusões podem-se tirar das expressões (12) e (13): (i)- Após a erupção sua recorrência se dará em $T_R = M_{\text{env}} / \langle dM/dt \rangle$, onde $\langle dM/dt \rangle$ é a média da taxa de transferência. (ii) – o número de erupções de uma VC pode sofrer será $n \sim M_2 / M_{\text{env crítico}}$.

Há fatores adicionais que podem complicar as condições iniciais da nova. Se o sistema VC for novo o suficiente para que a anã branca tenha uma luminosidade substancial, a temperatura na base do envelope será mais alta e o processo de detonação termonuclear poderá ocorrer em valores de P_b menores, ocorrendo em camadas menos degeneradas, ejetando menos matéria do envelope, sendo portanto menos violento.

1.2.2 – Reações Nucleares

A erupção também pode ser entendida através das reações nucleares que ocorrem na base do envelope. Após um curto período onde a reação tipo p-p gera energia, a temperatura na base do envelope alcança aproximadamente 2×10^7 K e as reações do ciclo CNO se tornam importantes.

Como nos núcleos de estrelas massivas a dependência da taxa das reações com a temperatura é altíssima, $\propto T^{16}$, o que causa convecção. A escala de tempo da convecção é aproximadamente 100 s (Sparks, Starrfield & Truran 1978) e a 8×10^7 K o envelope é totalmente convectivo. A figura 6 mostra o esquema do ciclo CNO para queima de hidrogênio, onde estão indicadas as escalas de tempo do decaimento β^+ e a captura de prótons.

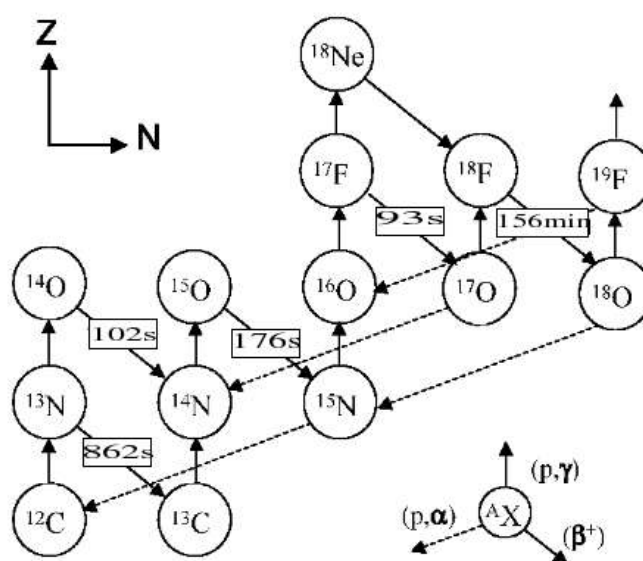


Figura 5 – Esquema da queima nuclear do hidrogênio pelo ciclo CNO, adaptado de Hernanz 2004. A detecção de raios-gama antes da erupção em alguma nova próxima seria uma evidência direta do mecanismo da erupção.

Como a escala de tempo de convecção é da ordem da escala de tempo do decaimento β^+ , como

indica a figura, os elementos instáveis gerados na base do envelope são transportados para a superfície, onde não podem ser destruídos e decaem, depositando grande energia nas camadas externas (10^{46} ergs). Isso causa a erupção, isto é o aumento da luminosidade visual, acompanhado por ejeção de matéria com velocidades típicas de 10^2 - 10^3 Km/s.

O mecanismo da erupção pode ser melhor entendido quando se observa as escalas de tempo características relevantes: a escala de tempo de acreção $\tau_{ac} = M_{env}/dM/dt$ (que é da escala de 10^4 - 10^5 anos); a escala de tempo nuclear, $\tau_{nuc} = C_p T/\epsilon_{nuc}$ (que é da ordem de poucos segundos durante o pico da queima nuclear), onde C_p é o calor específico e ϵ_{nuc} a taxa de geração de energia nuclear; e a escala de tempo dinâmica, $\tau_{din} = H_p/cs$, onde H_p é a escala de altura de pressão e cs a velocidade do som local.

Durante a fase de acréscimo $\tau_{ac} < \tau_{nuc}$, a massa do envelope aumenta. Quando as condições de ignição degenerada são alcançadas, a TNR ocorre e o envelope não se expande. A temperatura aumenta até que a temperatura de Fermi seja atingida quebrando a degenerescência. Como o envelope não pode se ajustar através da expansão a temperatura e a taxa de reações continuam a aumentar sem controle. A expansão inicial poderia terminar a queima nuclear, mas isso não ocorre pois $\tau_{nuc} \ll \tau_{din}$ (especialmente se o envelope for enriquecido de CNO). O valor da escala de tempo nuclear é vital na evolução e término do TNR.

Existem duas escalas de tempo nuclear: os relacionados ao decaimento $\beta+$, $\tau_{\beta+}$ e aquela relacionada a captura de prótons, $\tau_{(p,\gamma)}$. Durante o começo da evolução da TNR $\tau_{\beta+} < \tau_{(n,\gamma)}$ e o ciclo CNO opera em equilíbrio. Mas como a temperatura cresce até aproximadamente 10^8 K, a situação inversa ocorre e o ciclo CNO é limitado pelo decaimento $\beta+$. Para grandes abundâncias de CNO todas as capturas de prótons ocorrem antes da expansão do envelope e isso satura o processo. Os 10^{46} ergs depositados no envelope pelo decaimento $\beta+$ começam a ser irradiados quando o mesmo ainda se expande lentamente. As $10^5 L_{sol}$ irradiadas através de uma pequena superfície correspondem a uma temperatura efetiva de $0,5 - 1 \times 10^6$ K. Nesse momento a nova é muito brilhante em EUV e raios-X moles e suas luminosidades excedem a de Eddington, o que converte a expansão lenta em um vento acelerado pela radiação.

Uma comparação entre a energia liberada pelo ciclo CNO e a energia de ligação do envelope mostra que somente se o CNO forem consideravelmente abundantes haverá energia suficiente para uma ejeção rápida do envelope (Truran 1982). No caso contrário, a expansão é relativamente lenta. A

camada abaixo do envelope pode ser de C-O ou O-Ne-Mg, dependendo do tipo de anã branca. A mistura entre as camadas e o envelope é condição necessária para dar a potência da erupção e as metalicidades observadas nos envelopes ejetados.

Alguns mecanismos de mistura foram propostos por Fujimoto & Iben (1992) e Livio (1993), incluindo mistura convectiva e difusiva entre o núcleo e o envelope no tempo entre as erupções e uma convecção mais profunda durante a fase inicial da TNR. Cálculos multidimensionais mostram que a mistura convectiva que ocorre antes da TNR é negligenciável, que a quantidade de mistura depende do grau de degenerescência e que a mistura convectiva profunda das camadas do núcleo da anã branca pode ser suficiente para produzir os enriquecimentos observados em envelopes de novas (Starrfield et al. 2000).

Modelos de nucleossíntese em novas prevêem que sistemas com anãs brancas tipo C-O e O-Ne-Mg produzirão um enriquecimento do meio interestelar em vários isótopos de CNO e elementos como o Li^7 . No caso de anãs brancas mais massivas ($1,35 M_{\text{sol}}$) Ne, Na, Mg, S, Cl também são produzidos. Uma grande produção de Li^7 em novas do tipo C-O é um resultado importante pois a origem do lítio galáctico não é totalmente entendida (Hernanz, 1996). Além disso, o O^{17} galáctico é quase totalmente proveniente de novas (José & Hernanz, 1998).

Outra informação importante da nucleossíntese em novas vem da medida da razão isotópica em grãos pré-solares. Cinco grãos de SiC e um grão de grafite isolado de meteoritos de camada carbônica mostram razões baixas de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ e $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ e grandes de $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$, que são assinaturas típicas previstas teoricamente para o material ejetado de novas de O-Ne-Mg. Estas razões não podem ser obtidas por nenhuma outra fonte estelar (Amari et al 2001). A formação de grãos em novas é justificada pelas observações em infra-vermelho da formação de poeira em novas (Gehrz et al. 1998).

1.2.3 – O Progresso da Nova

A luminosidade bolométrica máxima será alcançada no pico das reações nucleares, tipicamente na escala de segundos. O máximo visual ocorre quando a fotosfera do envelope que se expande e atinge seu maior raio para as temperaturas e luminosidades observadas é de 10^{12} - 10^{13} cm. A diferença de tempo entre os dois máximos depende simplesmente da taxa de expansão e constitui a explicação para a correlação entre o tempo de decaimento, t_2 e o tempo de subida do brilho nas 2 últimas magnitudes até máximo, a partir do platô (vide figura (6) da curva de luz) t_{r2} . O envelope sofre expansão hidrodinâmica, que é mais rápida em novas com erupções mais energéticas e pode ser acelerado pela propagação da onda de choque (Sparks, 1969).

Modelos de expansão esférica produzem um aumento do brilho até o máximo visual em tempos mais curtos que os observados. Uma correção pode ser feita quando se considera o tempo de propagação de uma detonação termonuclear pela superfície da anã branca, (Shara 1982, Shankar, Arnett & Fryxell, 1992). Modelos numéricos mostram que a luminosidade máxima é função de M_1 , dM/dt , abundâncias(X,Y,Z) e da luminosidade da anã branca. O termo mais importante é M_1 , Livio 1992 mostrou que :

$$\frac{L_{\max}}{L_{Edd}} = \left[\frac{M_1}{0,6 M_{sol}} \right]^3 \quad \text{ou} \quad (14)$$

$$\frac{L_{\max}}{L_{sol}} = 3 \times 10^5 \frac{M_1^4}{1+X} \quad (15)$$

o que implica que M_1 é o parâmetro dominante e gera a distribuição observada de $M_{v_{\max}}$. Modelos hidrostáticos mostram que a expansão inicial ejeta 10-50% do material acrecido, de acordo com a classe de velocidade da nova, deixando em envelope residual de raio 10^{10} - 10^{12} cm em equilíbrio hidrostático, $T \sim 5 \times 10^7$ K e $L \sim L_{Edd}$.

A perda de massa continua através de ventos, gradualmente diminuindo M_{env} , encolhendo o raio fotosférico do envelope e causando um aumento da temperatura efetiva, o que é observado como o desvio do pico de energia para comprimentos de onda menores.

1.2.4 – Novas Magnéticas

Dentro do grupo das novas se encontram algumas Polares e polares intermediárias, (vise breve descrição no ítem 1.1.1). A magnetosfera dessas novas é definida como o volume no qual o forte campo magnético afeta o fluxo de matéria, a energia e o momento angular (Lamb, 1989). Para simetria esférica o raio da magnetosfera é determinado pelo balanço entre a pressão magnética ($B^2(r)/8\pi$) e a pressão dinâmica do gás (Davidson & Ostriker, 1973):

$$\frac{B^2(r)}{8\pi} = \rho(r)v_{in}(r) \quad (16)$$

Para um dipolo $B(r) = \mu/r^3$, onde $\mu = BR^3$ é o momento de dipolo magnético da estrela.

Em um sistema de acreção esférica constante temos que:

$$\dot{M} = 4\pi\rho(r)v_{in}r^2 \quad (17)$$

e a velocidade de queda v_{in} é comparável a de queda livre $v_f = (2GM/r)^{1/2}$

O raio de equilíbrio (Raio de Alfvén) é dado por:

$$r = 1,45 \times 10^{10} v^{4/11} \sigma^{4/11} M_1^{-1/11} \dot{M}^{-2/11} (cm)$$

$$(18)$$

onde σ é o raio do jato que pode ser achado em Lubow & Shu (1975).

O disco só existirá se o jato comprimir o campo magnético o suficiente para ser capaz de orbitar a primária e colidir consigo mesmo. Para isso ocorrer em VCs com $P_{orb} < 4$ horas e $0,1 < q < 0,5$ é necessário que o jato sobreviva até $r_{min} = 10 R_1$. Se $r_\mu > RL$, o raio de Roche, o material que deixar a secundária seguirá a trajetória das linhas de campo. V1500 Cyg uma das novas mais rápidas conhecida, (diminuindo 7 magnitudes em 45 dias), teve o período orbital diminuído de 0,141 dia para 0,138 dia no primeiro ano e depois cresceu e se estabilizou em 0,140 dia no final de 1977 (Patterson, 1978,1979). Observações do remanescente por Stockman, Schmidt & Lamb, (1988), mostraram que o remanescente tinha luz polarizada e que $B_1 \sim 25$ MG. Apesar do campo intenso ela não está sincronizada, com diferença de 1,8% entre a rotação e a órbita. Cálculos baseados na

evolução do período da polarização mostram que V1500 Cyg irá se tornar sincronizada em 185(15) anos (Schmidt, Liebert & Stockman, 1995).

GQ Mus (Diaz & Steiner, 1989), V2214 Oph (Baptista et al, 1993), CP Pup (O'Donoghue et al, 1989) e possivelmente T Pyx (Schaefer et al, 1992) são novas que tem curvas de luz orbitais como V1500 Cyg. Elas são possivelmente polares dessincronizadas, mas ainda não foi detectada emissão polarizada nesses objetos. Essas NC e NR têm $P_{orb} < 3,4$ horas, enquanto que nenhuma NC com $P_{orb} > 3,4$ horas tem campo magnético intenso, com exceção de GK Per, ($P_{orb} = 2$ dias).

1.3 - Propriedades Observacionais de Novas

1.3.1 – Fotometria – Curvas de Luz.

As curvas de luz das novas mostram muitas características individuais. Entre as mais importantes está o tempo de decaimento do brilho a partir do máximo visual, t_n . De um estudo de apenas sete sistemas, McLaughlin (1939,1943) extraiu um comportamento padrão, mostrado na figura (6). Durante a fase de transição, três comportamentos distintos são mostrados. Com exceção de V1500 Cyg e LMC-1991, as observações da subida inicial de brilho são fragmentadas, mas todas indicam que a duração é menor que 3 dias. No caso de V1500 Cyg, as medidas cobriram toda a subida inicial e mostraram que esta nova demorou menos que 1 dia para atingir o máximo visual (Liller et al 1975). Em muitas novas há um platô, que dura poucas horas para as novas rápidas e poucos dias para as mais lentas, seguido de uma subida final de 2 magnitudes que leva ≤ 2 dias para novas rápidas e semanas para as lentas. Schmidt (1957) observou que a taxa de subida final está correlacionada ao tempo de decaimento do brilho a partir do máximo:

$$t_{2,r} = -0,3 + 0,7 \log(t_2) = -0,5 \log(t_3) \quad (19)$$

O declínio do brilho a partir do máximo visual é geralmente suave com exceção das novas lentas, que mostram variações de até 2 magnitudes em escalas de tempo de 1 a 20 dias. O tempo necessário

para a diminuição do brilho a partir do máximo em duas ou três magnitudes, t_2 ou t_3 , é o parâmetro utilizado para classificar as novas quanto à velocidade (vide tabela 1).

As novas ficam mais azuis quando declinam o brilho, portanto decaem mais lentamente no azul, B do que no visível, V, van den Bergh & Younger (1987) acharam que :

$$\log(t_2)_V = 0,953(13) \log(t_2)_B \quad (20)$$

Há uma grande diversidade de comportamentos a partir de 3-4 mag abaixo do máximo visual. Poucas, ou cerca de um terço das rápidas, continuam a declinar o brilho sem interrupção (por

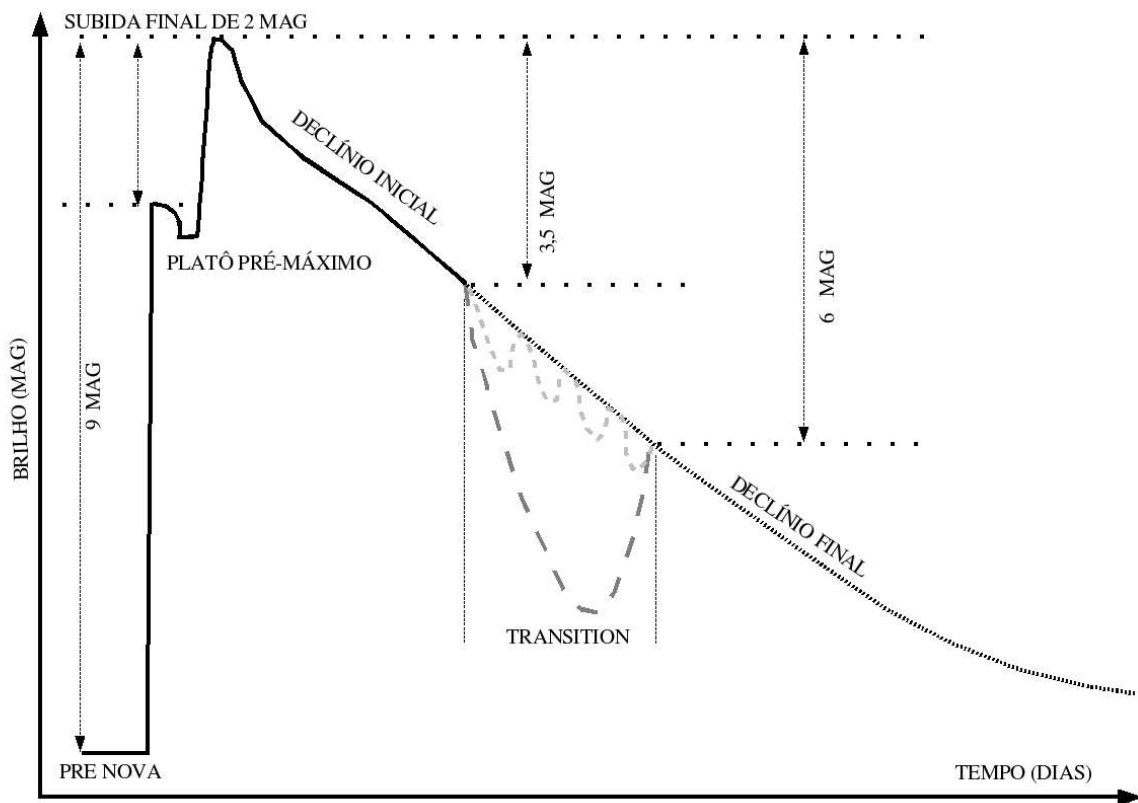


Figura 6 – Curva de luz padrão de novas Clássicas . Adaptado de McLaughlin 1960.

exemplo CP Pup, V1500 Cyg, V1668 Cyg), outras passam por uma diminuição de 7-10 magnitudes de profundidade durante 2-3 meses, para depois retornar ao brilho extrapolado a partir do declínio inicial (parte tracejada da figura 6). Como exemplo temos DQ Her, T Aur e LW Ser. Ainda há outras que mostram oscilação do brilho quasi-periódicas com amplitudes de 1 a 1,5 magnitudes (parte pontilhada da figura 6), como V603 Aql com quasi-período de 12 dias, GK Per, com quasi-

período de 5 dias e DK Lac com quasi-período de 25 dias. Na fase final do declínio, após a emergência da fase de transição, ocorrem pequenas flutuações no brilho até chegar ao brilho de pré-nova.

As novas recorrentes são um grupo heterogêneo, T Pyx exibiu uma curva de luz típica de uma nova moderadamente rápida, todas as outras são novas extremamente rápidas. O grupo de U Sco, V394 CrA e LMC RN 1990 são espectroscopicamente distintas e são as novas mais rápidas já observadas. T CrB é a única que declinou rapidamente até seu brilho antes da erupção aumentando seu brilho novamente em mais 2 magnitudes 106 dias depois (Webbink, 1976,1987). Como o brilho no mínimo é dominado pela gigante M secundária, esta variação pode ter se originado dela.

As novas geralmente avermelham durante a subida ao máximo. Aquelas com curva de luz suave mostram um pulso estreito de avermelhamento, em B-V e U-B, centrado no dia do máximo. A largura a meia altura desse pulso tem 2,5 dias para novas rápidas e até 7 dias para as lentas. Após a correção do avermelhamento interestelar as NCs no máximo têm $(B-V)_0 = 0,23(6)$ com dispersão de $\sigma = 0,16$ mag. $(U-B)_0$ varia de 0,26 a -0,77. Duas magnitudes abaixo do máximo a dispersão é menor com $(U-B)_0 = -0,02(4)$ e $\sigma = 0,12$ mag, (van den Bergh & Younger 1987). Deste fato provém um método alternativo de se estimar $E_{(B-V)}$ e por consequência A_v .

1.3.2 – Curva de luz após a erupção e Remanescentes de Novas.

A relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$ para novas clássicas provê uma maneira útil de se estimar $M_{V_{\text{mín}}}$ para os discos de acreção em remanescentes de novas ou novas velhas. A amplitude A ou diferença entre a magnitude no máximo e no mínimo é independente do avermelhamento, mas é necessária a correção de aspecto devido a inclinação da órbita. Apenas cinco remanescentes de Novas mostraram erupções tipo Nova-anã (NA) alguns anos após a erupção de nova. V1017 Sgr que explodiu em 1919 teve erupções NA em 1973 e 1991. GK Per (1901) de 1919 a 1950 mostrou flutuações irregulares ($12,5 < mv < 14$). Embora irregulares, os máximos de brilho tinham duração de 20-50 dias e amplitude de 1 magnitude, se assemelhando ao comportamento instável de algumas estrelas Z Cam (por exemplo RX And). Desde 1950 GK Per tem mostrado pequenas flutuações no brilho em torno de $mv = 13,1$ com erupções NA até $mv = 10,5$ e recorrência de aproximadamente 2 anos

(Sabbadin & Bianchini, 1983). Q Cyg (1876) tem possíveis erupções tipo NA de 7 dias de duração e recorrência de 60 dias com amplitudes entre 0,6 e 1 magnitude (Shugarov, 1983). WY Sge (1783) teve uma erupção em 1982 (Shara et al. 1984) que foi muito fraca e difícil de observar. V446 Her mostrou erupções NA com amplitude de 2 magnitudes e duração de 28 dias (Honeyartt et al, 1994).

1.3.3 – Magnitude Absoluta versus taxa de declínio do brilho.

A magnitude absoluta no máximo da erupção, $M_{V_{\text{máx}}}$, fornece um método alternativo para o cálculo de distâncias galácticas (Schmidt, 1957). Com o desenvolvimento de grandes telescópios tem sido possível o cálculo e calibração de distâncias extra-galácticas.

Usando distâncias obtidas por outros métodos (paralaxe trigonométrica, intensidade das linhas inter-estelares, rotação galáctica) as primeiras investigações (Payne-Gaposchkin, 1938 e 1957) mostraram que $M_{V_{\text{máx}}}$ era menor que -7 magnitudes. Os estudos de McLaughlin (1945) mostraram que as novas lentas eram aproximadamente 2 magnitudes mais tênues que as rápidas. Hubble (1929) já tinha notado que as novas mais brilhantes em M31 diminuíam o brilho mais rapidamente que as menos brilhantes.

McLaughlin (1945) descobriu que havia uma correlação entre $M_{V_{\text{máx}}}$ e t_2 . Como t_2 é um parâmetro relativamente fácil de se medir, essa correlação tornou-se útil para determinar distâncias. A correlação pode ser determinada pela relação linear:

$$M_{V_{\text{máx}}} = a_n \log(t_n) + b_n, \text{ onde } n = 2 \text{ ou } 3 \quad (21)$$

Para $n=2$ os valores obtidos por Cohen (1985) utilizando as medidas da paralaxe de expansão dos envelopes ejetados de novas com melhor determinação (11 novas), obteve uma correlação com dispersão $\sigma = 0,5$ magnitudes. Para obter a menor dispersão possível Cohen utilizou a magnitude absoluta em $t = 15$ dias, $M_{V_{15}}$, para calibrar as médias de $M_{V_{\text{máx}}}$, já que segundo Buscombe e de Voucouleur (1955) $M_{V_{15}}$ tem valor constante, independentemente da classe de velocidade da nova ($M_{V_{15}} = -5,69$ obtido por Capaccioli et al 1989). A relação de Cohen é:

$$M_{V_{\text{máx}}} = 2,41(23) \log(t_2) - 10,7(3) \quad (22)$$

Baseado em dados de novas em M31, com $10 < t_2 < 50$ d, Capaccioli et al (1989) obteve outra correlação, não linear, entre $M_{V_{\text{máx}}}$ e t_2 , com dispersão de 0,5 magnitudes:

$$M_{V_{\text{máx}}} = -7,89 - 0,81 \arctan\{[1,32 - \log(t_2)] / 0,19\} \quad (23)$$

Essa função foi obtida com intenção de compensar a deficiência do ajuste linear de Cohen para novas muito rápidas, para o qual se subestima o valor da magnitude absoluta, e para novas muito lentas, para qual se superestima. A figura 8 ilustra o ajuste.

Entretanto, a representação de NC com $t_2 > 50$ na figura 7 é esparsa, portanto as novas lentas de M31 não estão representadas. Se $M_{V_{\text{máx}}}$ realmente se estabiliza em $M_{V_{\text{máx}}} \sim -6,8$ para $t_2 > 50$, as amplitudes de NC com t_2 grande deveriam ser menores que 10 magnitudes (para $M_{V_{\text{mín}}} \sim 3,8$ mag), entretanto elas alcançam menos que 7 magnitudes, como ilustra a figura 7.

A figura 8 também mostra que há uma sub-amostra que é aproximadamente 1 magnitude mais brilhante no máximo que a grande maioria dos objetos. Por exemplo V1500 Cyg, V500 Aql, são membros de uma classe super brilhante que engloba 7% das novas. Esses sistemas são conhecidos como novas de Neônio(vide seção 1.3.4.6).

Modelos teóricos da curva de luz adotam a perda de matéria por um vento espesso acelerado pela radiação como explicação para o decaimento do brilho, Kato (1994). Da teoria do vento espesso foi confirmado que novas mais rápidas são aquelas que têm anãs brancas mais massivas e que as novas recorrentes têm anãs brancas com massa próxima a de Chandrasekhar e são candidatas a progenitoras de super-novas do tipo Ia (Kato, 2001).

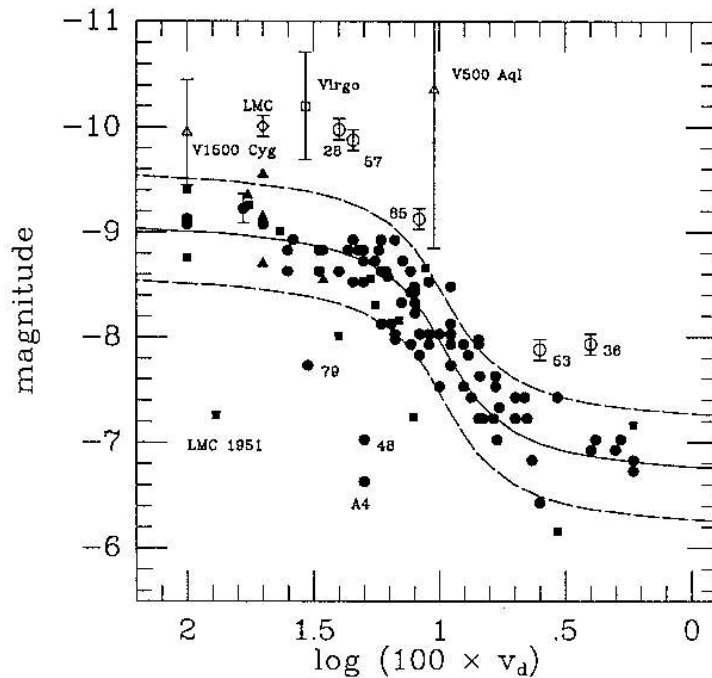


Figura 7 – Magnitude absoluta no máximo versus taxa de declínio do brilho para NC em M31 e LMC (quadrados preenchidos). Os círculos abertos são novas superbrilhantes em M31. O parâmetro $V_d = 2/t_2$. De Della Valle (1991).

A amplitude, "A", de uma erupção é definida como sendo a diferença entre a magnitude no mínimo, ou seja no estado pré-nova e a magnitude no máximo da erupção. A figura 8 mostra o comportamento da amplitude em função do tempo de decaimento t_2 .

Diferentemente do valor de $M_{v_{máx}}$, a magnitude no mínimo depende da inclinação da órbita em relação ao observador, pois o valor da luminosidade nesta situação é dominada pelo disco de acreção. Isto insere um efeito dispersivo nos valores de $M_{v_{mín}}$ e, por conseqüência, na amplitude, já que a distribuição das inclinações é aleatória. Assim, sistemas que apresentam grande amplitude, podem na verdade ter alta inclinação. Em particular novas como DQ Her e T Aur parecem pertencer a uma classe distinta, de alta amplitude, e não obedecem a relação $M_{v_{máx}} - t_2$. Esses sistemas apresentam de fato alta inclinação.

O comportamento fotométrico das novas na parte visível do espectro é bem descrito pelos parâmetros como t_2 , amplitude e magnitude absoluta no máximo, mas deve-se lembrar que o fluxo bolométrico total se mantém aproximadamente constante vários dias e até meses após a erupção. A subida do brilho ao máximo visível é devido à fotosfera espessa em expansão, na qual a temperatura efetiva mínima é $4-7 \times 10^3$ K (Gallagher & Starrfield, 1978).

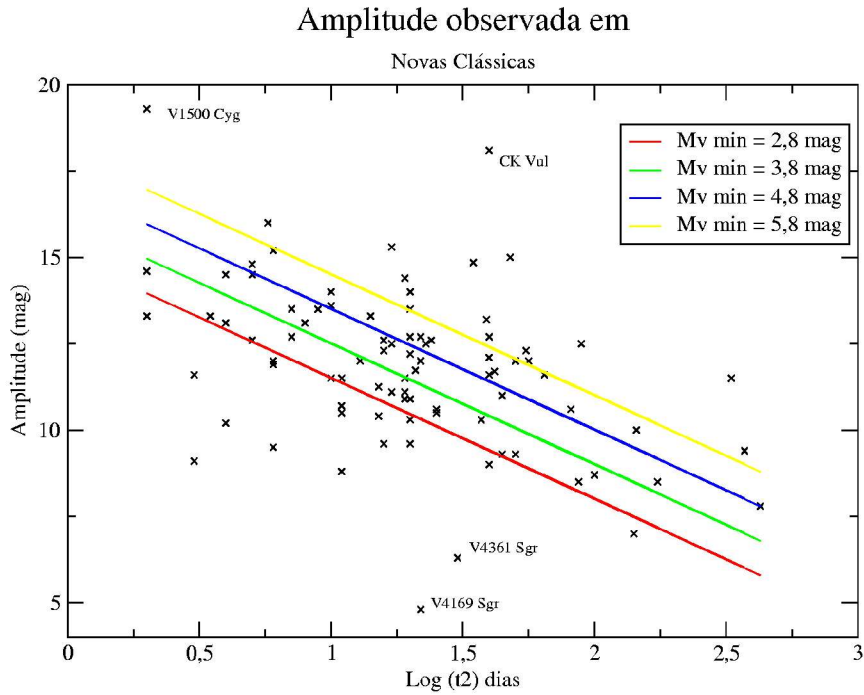


Figura 8 – Amplitude observada para NC versus t_2 , para 87 novas. As retas mostram a relação $Mv_{\text{máx}}-t_2$ dada por Capaccioli et al (1989), onde o valor da magnitude mínima média varia de 2,8 a 5,8 magnitudes, simulando uma variação da amplitude em função da inclinação da órbita.

Observações no UV da nova FH Ser com o satélite OAO-2 mostraram que o pico de energia mudou de 4000 \AA 8 dias após a erupção para 1500 \AA em 50 dias após (Gallagher & Code 1974). Mas o fluxo integrado em $1500-5500 \text{ \AA}$ se manteve constante até 50 dias após a erupção. O que ocorre é apenas a redistribuição do fluxo. Este fenômeno também foi bem observado em várias outras novas como V1668 Cyg (Stickland et al. 1981), V1370 Aql (Snijders et al. 1987), GQ Mus (Krautter & Williams 1989) e é provavelmente universal, sendo resultado do escape de radiação provavelmente de regiões cada vez mais profundas e quentes à medida que o envelope se expande. Como a temperatura nas camadas mais superficiais está abaixo de 10^4 K o hidrogênio recombina e a opacidade cai (Gallagher & Starrfield 1978). Uma consequência deste fato é que o máximo das curvas de luz ocorre mais tarde para comprimentos de onda menores. Cassatella & Gonzales-Riestra (1990) acharam que a defasagem Δt entre o máximo no óptico e no UV $\lambda 1445 \text{ \AA}$ é função de t_3 e pode ser aproximado por:

$$\Delta t = 0,7 t_3 \quad (24)$$

Durante a fase bolométrica constante, FH Ser teve uma luminosidade $L \sim 1,5 \times 10^4 L_{\text{sol}}$ (para $d = 650$ pc). Resultados similares foram obtidos para outras novas : V1370 Aql com $L \sim 2,5 \times 10^4 L_{\text{sol}}$ ($d = 5$ kpc), por Snijders et al (1987), V1500 Cyg com $L \sim 2,8 \times 10^4 L_{\text{sol}}$ para $d = 1,55$ kpc (Wu & Kester 1977). Porém a luminosidade de pico é normalmente muitas vezes superior a esse platô. Os valores no caso de novas rápidas como V1500 Cyg são uma ordem de grandeza maiores, $L \sim 4,8 \times 10^5 L_{\text{sol}}$ (Wu & Kester 1977). Essa luminosidade se aproxima ou até excede a luminosidade de Eddington para um objeto de $1 M_{\text{sol}}$:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4}{\sigma_e N_e} \frac{\pi GcM}{(1+X)} = \frac{6,41 \times 10^4 M_1}{(1+X)} \quad (25)$$

Para um gás totalmente ionizado, onde σ_e é a seção de choque de espalhamento do elétron e X a fração em massa do hidrogênio, que é tipicamente 0,3 - 0,6 no envelope. É evidente, portanto, que a pressão de radiação é a força motora da ejeção do envelope nesses objetos.

1.3.4 – Espectroscopia de Novas em Erupção

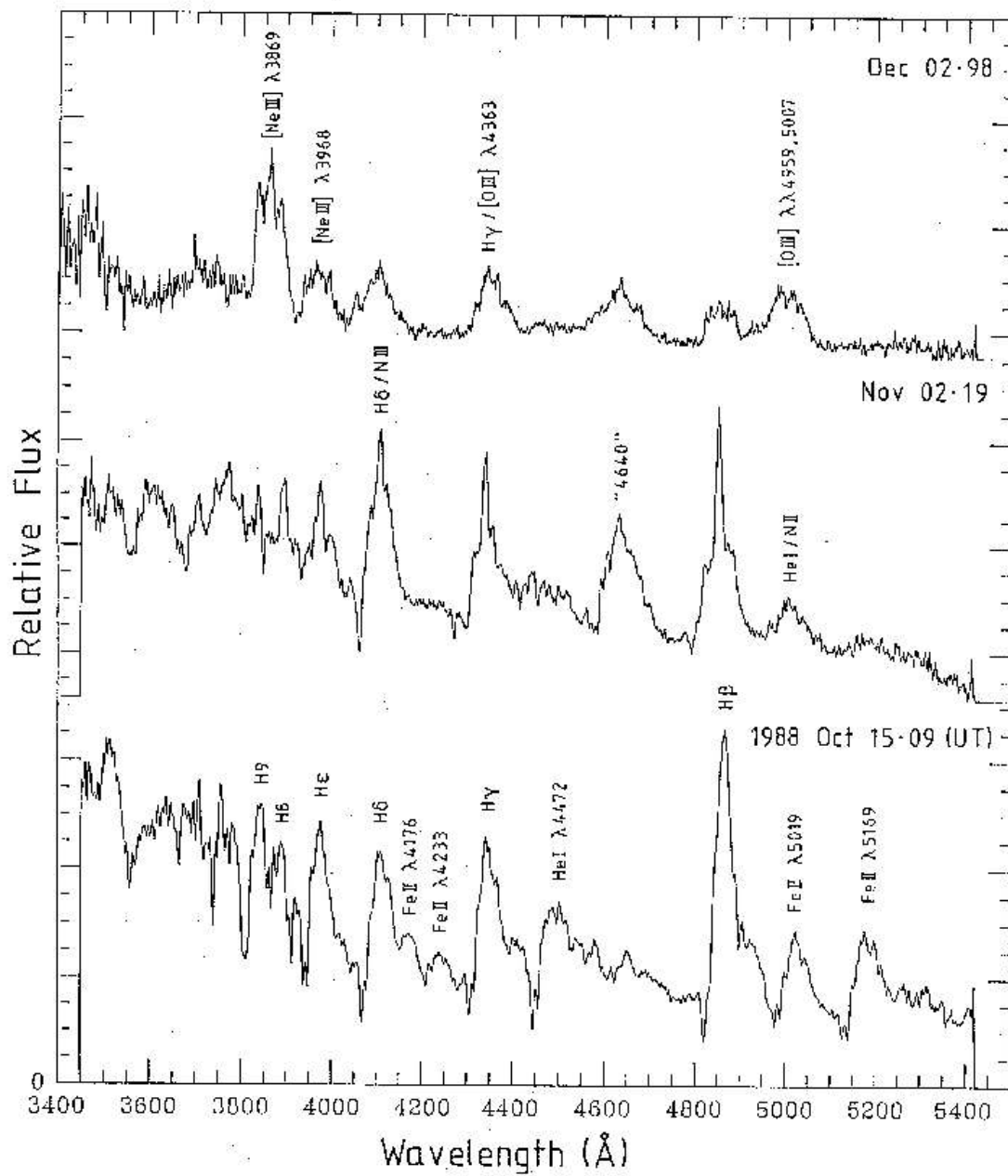
Os primeiros estudos espectroscópicos de novas foram realizados por Payne-Gaposchkin (1957) e McLaughlin (1960) e eram taxonômicos, descrevendo os complexos sistemas de linhas de emissão que se desenvolviam após o máximo de luz. Uma análise sistemática feita por McLaughlin demonstrou que o desenvolvimento espectral estava relacionado a fase da curva de luz, independente da classe de velocidade da nova.

1.3.4.1 – Espectro no pré-máximo

Durante a parte de subida do brilho na curva de luz, o espectro é característico de um meio

opticamente espesso que se expande e esfria, ou seja há linhas de absorção desviadas para o azul com ocasional perfil tipo P Cygni, acompanhado de absorção no azul. O tipo espectral se move para tipos mais tardios assim que a subida progride (o tipo mais precoce registrado foi B0 em V1500 Cyg), com comportamento similar em diferentes classes de novas, com épocas normalizadas pela sua classe de velocidade. Nesse estágio há um único sistema de linhas de absorção visível; linhas largas significando grande dispersão de velocidade . Embora haja semelhança com espectros de super gigantes, as intensidades das linhas CNO são anormalmente mais intensas, devido ao grande enriquecimento por esses elementos. As componentes em absorção têm deslocamentos que são aproximadamente iguais à velocidade de expansão. As velocidades são correlacionadas com a classe da nova: para $t_2 < 100$ dias, $V_{\text{exp}} \sim 4750/t_2$ km/s. Estas velocidades combinadas com a taxa de expansão do envoltório são utilizadas para o cálculo de distâncias, como já citado anteriormente. A figura 9 mostra o espectro de LMC 1988 n2 nas fases principal+difuso, Órion e Nebular.

Figura 9 – Espectro de LMC 1988 n 2. O espectro mais abaixo mostra a fase Principal+Difusa (Outubro), em Novembro o espectro tipo Órion, em Dezembro o espectro Nebular (de Sekiguchi et al 1989).



1.3.4.2 – Espectro Principal

Em uma luminosidade por volta de 0,5 mag abaixo do máximo visual um novo sistema de linhas de absorção se desenvolve, sendo conhecido como espectro principal. Em intensidade os espectros se

assemelham aos espectros de supergigantes tipo A ou F, mas com enriquecimento de CNO. A forma do contínuo está de acordo com a classe espectral (como por exemplo em V1668 Cyg, Cassatella et al, 1979). As velocidades são correlacionadas com t_3 segundo McLaughlin (1960):

$$\log V_{\text{princ}} = 3,7 - 0,5 \log(t_3) = 3,57 - 0,5 \log(t_2) \quad (26)$$

essa expressão tem uma dispersão de 0,2 dex.

No máximo ou imediatamente após este os perfis P Cyg se desenvolvem, com componentes em emissão simétricas em relação à velocidade sistêmica. Um grande número de linhas de emissão aparecem nesse estágio, sendo as mais fortes pertencendo às linhas de H, CaII, NaI e FeII (no visível). No UV, espectros próximos ao máximo são raros, mas em V1668 Cyg há uma estrutura P Cyg na linha de MgII λ 2880 Å durante o máximo. A maior parte da massa ejetada pela nova contribui para o espectro principal (Friedjung 1987).

Enquanto a nova declina do máximo, as componentes em absorção do espectro principal tornam-se mais fracas, mas este é o último sistema de absorção a desaparecer, levando a um espectro de emissão puro no fim da fase de declínio. Durante esta fase aparecem linhas de [OI] e [NII], seguida de linhas de [OII]. As linhas de emissão têm perfil complexo indicando uma ejeção de gás não uniforme.

No UV a emissão aumenta pelas linhas de ressonantes e pelas inter-recombinações espécies abundantes como Mg II, Al II,III, Si II,III, N IV,V, O III,IV,V, C II,III,IV. Linhas de H I, He I, C I, O I e Na I são fortes no infra-vermelho.

1.3.4.3 – Espectro Difuso

O terceiro grupo de linhas de absorção distinto aparece logo após o espectro principal ter se desenvolvido. Essas linhas são largas e por isso conhecidas como espectro difuso. Elas são deslocadas para o azul duas vezes mais que o espectro principal. McLaughlin (1960) derivou a

relação com a velocidade média:

$$\log V_{\text{dif}} = 1,81 - 0,41 \log(t_3) = 3,71 - 0,4 \log(t_2) \quad (27)$$

Novamente o perfil P Cyg é comum, as emissões largas se sobrepõe ao espectro principal. A duração dessas linhas varia de 10 dias para as novas muito rápidas até 100 dias para as lentas. Embora um quarto sistema de linhas de absorção coexista, normalmente com componentes individuais, este aparece de 1 a 2 magnitudes abaixo do máximo. O mesmo está tão desviado para o azul quanto as componentes do espectro difuso e consiste, de início, predominantemente de He I, C II, N II e O II, mais tarde N III e N V em emissão. Alcança grande intensidade quando as componentes do espectro difuso desaparecem.

1.3.4.4 – Espectro tipo Órion

O nome espectro tipo Órion vem da semelhança com as linhas de absorção produzidas em ventos estelares de estrelas OB luminosas. Ele se mantém difuso até desaparecer por volta de 4 magnitudes abaixo do máximo para novas rápidas e 2 magnitudes para as lentas.

No UV o espectro de emissão se mantém similar ao principal e ao difuso e a mudança principal vem do aumento da largura equivalente enquanto o contínuo diminui (Willams et al. 1985). O processo de modelamento do envelope em expansão é complicado pela grande variação da profundidade óptica nesta fase. As grandes profundidades ópticas que ocorrem nas linhas de Balmer, como por exemplo a fotosfera em H α continua a se expandir enquanto a da fotosfera do contínuo se contrai. Como resultado os picos de emissão ocorrem em dias ou semanas após o máximo visual (Ciardullo et al 1990).

Inicialmente o envelope é opticamente espesso, impedindo a ionização das camadas mais externas, assim linhas de elementos neutros e de baixa ionização são produzidos nesta fase. A linha OI $\lambda\lambda 1302,8446 \text{ \AA}$ em emissão gerada por fluorescência pela ressonância dos fótons de Lyman- β é um diagnóstico claro de um meio opticamente espesso (Strittmater 1977). A queda da opacidade conforme as regiões mais externas se expandem ficando menos densas e mais frias resulta em uma

fotosfera se movendo para dentro em raio e massa. Se houver uma perda de massa constante a fotosfera alcançará um raio estável, como ocorre em novas lentas.

Com a expansão do envelope a densidade cai, aumentando a dureza da radiação ionizante, responsável pelo aumento das espécies ionizadas vistas no espectro de emissão e absorção. O envelope é opticamente espesso para $n_e > 10^9 \text{ cm}^{-3}$. As linhas proibidas aparecem em $n_e < 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (Williams 1990). A persistência de linhas de absorção mostra que ainda há camadas ligadas ou há continuidade da perda de massa.

A aparente aceleração do envelope (como no espectro tipo Órion) pode ser devida ao movimento da matéria ou pelo aumento da frente de ionização, se expandindo em uma região com gradiente de velocidade (Martin 1989). A coexistência de sistemas com velocidades distintas pode ser devida a sucessivas ejeções de gás de forma não isotrópica. A velocidade observada em um sistema de absorção é determinada por sua projeção na fonte extensa e não é necessariamente a velocidade de expansão radial. Um dos modelos mais detalhado para envelope de nova com sua estrutura de ionização foi feita para DQ Her por Martin (1989b).

1.3.4.5 – Espectro Nebular

O espectro tipo nebuloso aparece primeiramente em componentes de emissão do espectro principal; [OI] e [NI] são intensos no declínio inicial. Aparecem no espectro [OIII] e [NeIII] que se tornam mais intensos em relação as linhas de emissão permitidas, evoluindo para um espectro do tipo de nebulosa planetária. Williams et al. (1991) propôs um sistema de classificação dos espectros das novas, (vide item 1.2.1) que define como "auroral" o estágio que [NII] $\lambda 5755 \text{ \AA}$, [OIII] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ e [OII] são intensos e "nebuloso" onde [OIII] $\lambda 5007 \text{ \AA}$, [NII] $\lambda 6584$ e [FeVII] são intensos.

Linhas proibidas de estados altamente ionizados (linhas coronais) aparecem no espectro de novas se a temperatura de ionização exceder 10^6 K . RR Pic e DQ Her apresentaram linhas de [FeVII] (Payne-Gaposchkin, 1957), [FeX] e [FeXIV] também foram detectadas (McLaughlin 1953). Em V1500 Cyg linhas de [FeXI], [S VIII] e [FeVII] foram observadas. No IR linhas de [MgVIII], [SiIX] e [Al VIII] (Grasdalen & Joyce 1976). No UV, V693 CrA produziu linhas de [NeIII,IV,V], [NaV,VI], [MgV,VII] e [Al VI,VIII] (Williams 1990).

1.3.4.6 – O espectro de Novas de Neônio

McLaughlin (1960) descobriu intensas linhas de absorção de Ne I no espectro tipo Órion de V528 Aql. Muitas novas mostraram intensidades excepcionalmente altas para algumas transições proibidas do Ne no UV ([NeIII,IV,V]), no óptico ([NeIII] λ 3969,3968 Å e [NeV] λ 3426 Å) e no infra-vermelho ([NeV] λ 12800 Å) estas emissões foram supostas como provenientes de regiões de alta abundância de neônio. Essas novas são classificadas como novas de Neônio.

A maior parte das novas Ne são rápidas ou muito rápidas como V1500 Cyg, mas há a exceção de V2214 Oph, uma nova muito lenta ($t_2 = 145$ dias). Sete em doze novas Ne tem $t_2 < 6$ dias e quatro em doze tem $8 < t_2 < 27$ dias. O espectro de V2214 Oph está mostrado na figura 10:

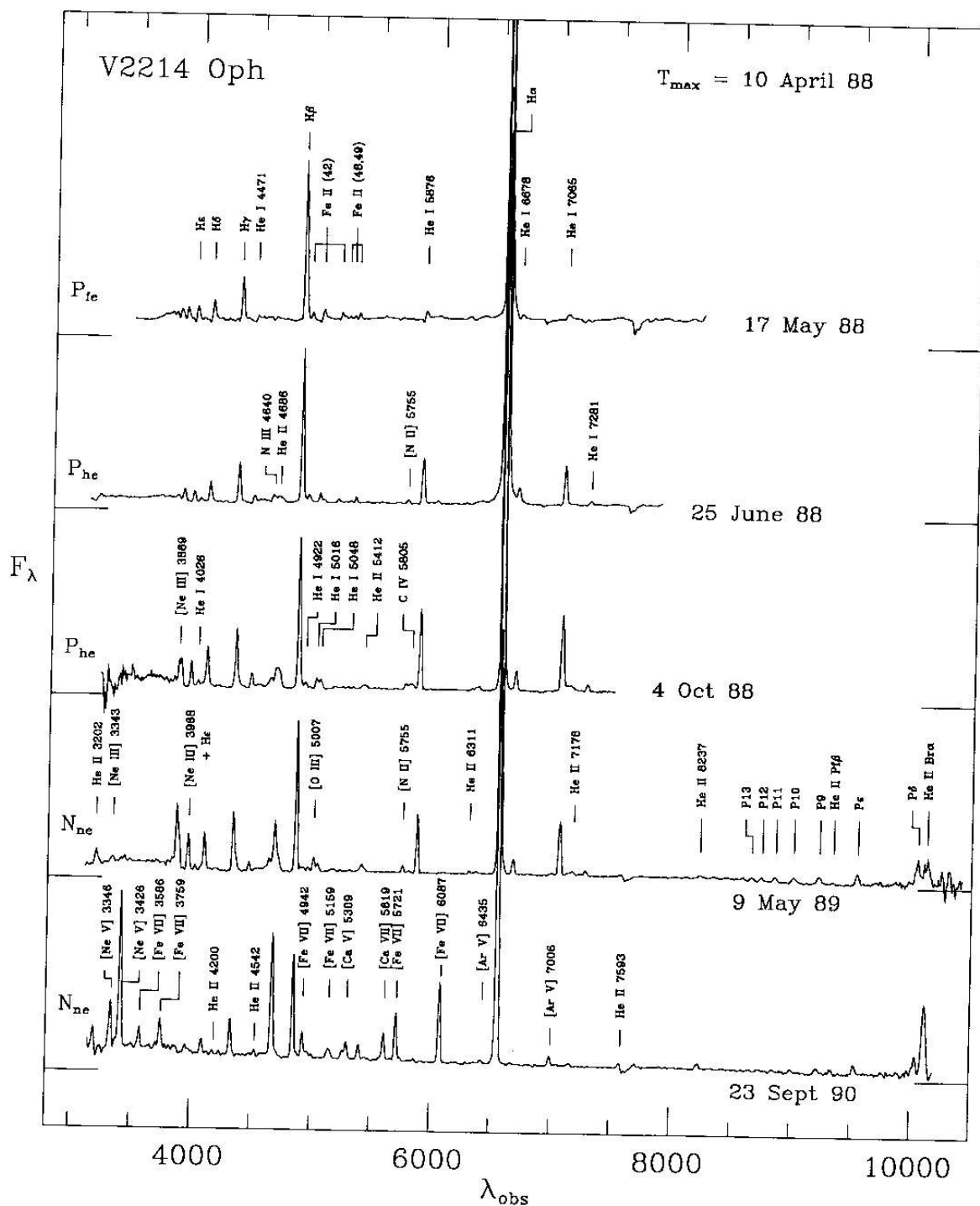


Figura 10 – Espectro da nova tipo Ne V2214 Oph durante a fase principal (P) e nebular (N), onde aparecem as linhas de Ne intensas (Willams et al 1991).

1.4 – Novas Clássicas e a População de Variáveis Cataclísmicas

Novas Clássicas são em geral descobertas por astrônomos amadores que as procuram. Um histograma do número de descobertas no período de 1900-1995, com a ampliação dos últimos 5 anos é mostrado na figura 11, baseados nos dados de Shafter (1997). Mesmo que os dados não estejam completos pode ser observado que pelo menos 5 novas são descobertas por ano em nossa galáxia. Para toda a galáxia estes valores indicam uma taxa de 27(8) novas por ano (Hatano et al, 1997; Shafter, Ciardullo & Pritchett (2000). Observa-se que 50% das novas clássicas tem $dM/dt \sim 10^{-9} M_{\text{sol}}/\text{ano}$ com $P_{\text{orb}} = 3-4$ horas. Assim, considerando-se a fração das NCs na população de VCs são necessárias $3(9) \times 10^5$ VCs com anã branca com massa $\sim 1 M_{\text{sol}}$ para se produzir uma NC por ano. Além disso, essa taxa requer a taxa de nascimento de VC $\sim 1(2)10^{-4}/\text{ano}$ por $10^{10} L_{\text{sol}}$ (Townesley & Bildsten, 2005).

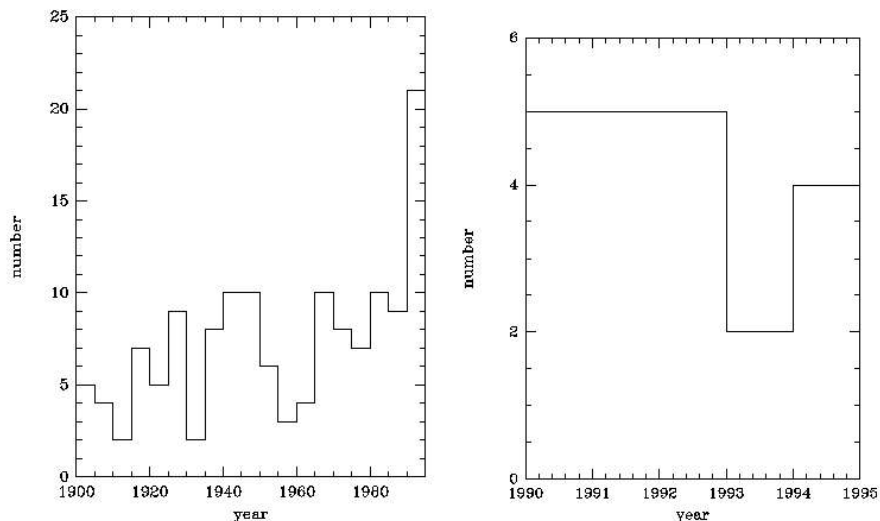


Figura 11 - Número de novas descobertas durante o último século. O painel da esquerda no período de 1900 a 1995 e o da direita 1991-1995 (de Hernanz 2004).

Duerbeck (1990) sugeriu que há duas populações de novas na galáxia, uma população do disco, contendo em sua maioria novas rápidas e uma população do bojo com maioria de novas lentas. Essa sugestão foi baseada na presença de dois picos no histograma de t_2 , em 8 e 22 dias. Observações em M31 por Ciardullo (1987) e Capaccioli (1989) mostraram que a maioria das novas ocorre no bojo, com apenas 10% no disco. Mas Sharov (1993) não encontrou diferença entre a distribuição projetada de novas rápidas e lentas em M31.

Foi observado por Baptista et al. (1993) e Diaz e Bruch, (1997) que novas clássicas tem alguns

representantes dentro do chamado "vazio" de períodos, entre 2 e 3 horas, como mostra a distribuição na figura (12). Apesar do sucesso da teoria da quebra do frenamento magnético em explicar a ausência significativa de VCs dentro do "vazio", a presença de um número significativo de NC neste intervalo levanta a questão de como esses sistemas impedem o desligamento, ou seja o fim da transferência de matéria, quando entram no vazio.

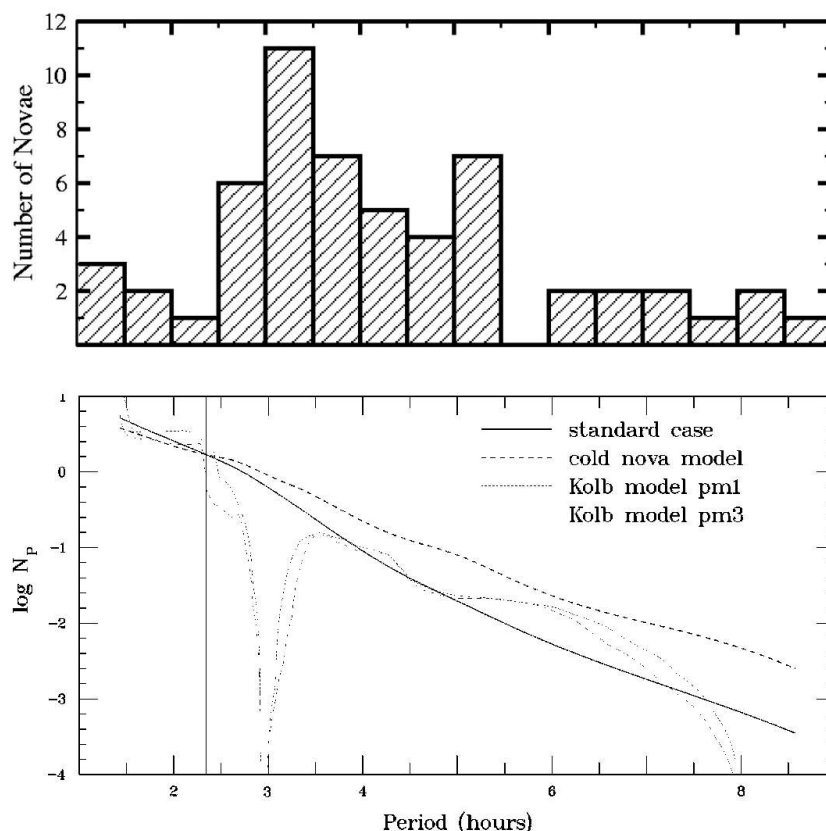


Figura 12 – Distribuição do período orbital em novas clássicas e distribuição teórica nos modelos "standard", "cold nova" e de Kolb. (Diaz & Bruch, 1997)

1.4.1 – Efeitos de seleção

Uma comparação entre a população intrínseca de VCs com as observações requer o conhecimento das distorções causadas pela seleção observacional. A população de VC observada é fortemente influenciada pelos efeitos de seleção causados pelas características físicas do sistema. O efeito de

seleção devido à massa da primária favorece a observação de NCs e NRs massivas, já que $L_{\text{bol}} \propto M_1^4$ e a frequência da erupção é diretamente proporcional a massa. A tabela (3) a seguir mostra a massa média da primária para vários tipos de VCs.

<i>Amostra Observada</i>	<i>M_1 médio (M_{sol})</i>
mv < 10	0,81
mv < 12,5	0,8
mv < 15	0,76
NA	0,81
NL	0,82
$P_{\text{orb}} < 2\text{h}$	0,76
$P_{\text{orb}} > 3\text{h}$	0,88
NA com $P_{\text{orb}} > 3\text{h}$	0,91
NC	1,12-1,24

Tabela 3 – Massas médias na população de VCs (Warner 1995)

VCs quiescentes são descobertas pela luminosidade devido à acreção de matéria (NL, polares, NA no máximo ou quiescência) têm luminosidade bolométrica $L_{\text{bol}} \sim L_{\text{acc}} \propto M_1 dM/dt/R_1$. Em um “survey” limitado por magnitude espera-se encontrar um número proporcional a $L_{\text{bol}}^{3/2} \propto M_1^2 dM/dt^{3/2}$, o que favorece a observação de sistemas com anãs brancas mais massivas e altas taxas de acréscimo (Diaz e Bruch, 1997) vide figura 12.

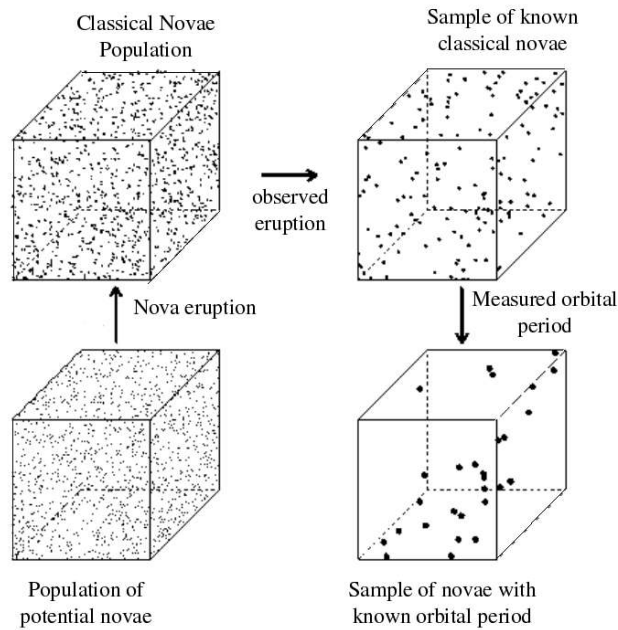
Entretanto, o enriquecimento de CNO pode contrapor esse efeito, por exemplo, DQ Her tem $M_1 = 0,60(7) M_{\text{sol}}$ (Horne, Welsh & Wade, 1993), $Z = 0,38$ (Martin, 1989) e $t_2 = 62$ dias. A existência de novas lentas como V450 Cyg ($t_2 = 110$ dias) e V2214 Oph ($t_2 = 145$ dias) entre as novas de neônio implicam grande enriquecimento de CNO em um sistema com anã branca de baixa massa (Warner 1995).

Outro efeito de seleção importante é a extinção interestelar. Novas que explodem na região do bojo galáctico, são selecionadas pela intensidade da erupção, ou seja, as mais brilhantes são mais facilmente observadas e tem-se um limite de brilho mínimo observável. Esse efeito limita a observação da população de novas nessa região, que é densamente povoada.

Dentro da amostra já selecionada por erupções outro parâmetro, o período orbital, também sofre

seleção observacional. O efeito de seleção neste caso é técnico, pois a obtenção do período orbital é favorecida nos sistemas que apresentam grandes modulações, períodos mais curtos e altas inclinações. Alguns métodos são mais eficientes em novas que estão na fase de declínio do que na fase quiescente, quando a iluminação da secundária pela anã branca ainda quente e luminosa pode produzir grandes modulações no contínuo (Patterson, 1979). A ocorrência de eclipse é um fato muito importante na determinação do período orbital, tanto que 75 % da amostra de períodos vêm de sistemas com modulações orbitais ou eclipses. Por outro lado, medidas de velocidade radial são melhores para revelar o período orbital em sistemas cuja inclinação é alta (que também favorece os eclipses) (Diaz & Bruch, 1997). A figura 13 mostra esquematicamente os efeitos de seleção na amostra conhecida de novas.

Figura 13 – Representação esquemática dos efeitos de seleção na população de novas clássicas (adaptado de Diaz & Bruch, 1997)



1.4.2 – Novas e Evolução de Variáveis Cataclísmicas.

Durante a erupção de uma nova pode ser observada uma fase de envelope comum, CE. No máximo visual as novas são caracterizadas por ter uma luminosidade próxima a de Eddington $L_{\text{Edd}} \sim 3,8 \times 10^4 L_{\text{sol}}(M/M_{\text{sol}})$ e temperatura efetiva de $T < 10^4$ K. Obtem-se um raio fotosférico $R_{\text{ph}} \sim 10^{12}$ cm, maior portanto que a separação das componentes do sistema binário.

As curvas de luz de algumas novas clássicas (DQ Her, T Aur, RR Pic, HR Del) indicam que elas permanecem na configuração CE por vários meses, além disso deve-se notar que em muitas novas o espectro muda para tipo nebuloso (N), em menos de um ano (Williams, 1990). Essa rápida aparição do espectro nebuloso requer possivelmente taxas de perda de matéria maiores que as esperadas pela perda de matéria por ventos para expor a fonte ionizante. Deve-se observar também que a escala de tempo para o aparecimento de uma fonte de raios-X (provavelmente a anã branca quente) nas novas GQ Mus, PW Vul e QU Vul foi da ordem de 100-300 dias, novamente exigindo que houvesse grande perda de massa.

Cálculos de Shankar, (1991) e Livio et al, (1990) da fase CE em novas mostraram que em um sistema com uma anã branca de $1 M_{\text{sol}}$ e taxa de perda de matéria $dM/dt = 10^{-9} M_{\text{sol}}/\text{ano}$, o envelope inteiro é ejetado em 20 dias. A perda de massa é aumentada significativamente quando se considera a energia depositada no envelope pelo arrasto e que a perda de massa se dá preferencialmente no plano orbital. Deve ser observado que a luminosidade de arrasto em CE de novas é somente importante para sistemas onde o envelope é realmente denso. Cálculos de Kato e Hachisu, (1991) mostram que ela é significativa para anãs brancas com $M_1 = 0,6 M_{\text{sol}}$ e secundária $M_2 = 0,2 M_{\text{sol}}$ e bem menos importante para anãs brancas de $0,9 M_{\text{sol}}$, que ejetam relativamente menos massa.

A fase CE pode ter implicações importantes em dois fenômenos observacionais: a forma do envelope da nova e a evolução da separação da binária. A matéria do envelope ejetado fica mais concentrada no plano orbital do sistema durante a fase CE e isso cria um contraste de densidade entre o plano orbital e as regiões acima e abaixo do plano. Quando a anã branca é exposta ela emite um vento quente e rápido (mas diluído). O vento penetra mais facilmente nas regiões polares, resultando uma morfologia prolata nos envelopes ejetados de novas (Iben e Livio, 1993). Observações de remanescentes de DQ Her e RR Pic parecem ser consistentes com esse cenário (Wade, 1990). Entretanto deve-se levar em consideração que a forma do envelope depende também de outros processos como a aceleração centrífuga e campos magnéticos.

A fase CE tem uma contribuição importante na separação das componentes do sistema. A alteração da separação orbital se deve a dois efeitos: a mudança devido a perda de matéria do sistema e uma mudança devido a perda de momento angular por arrasto na fase CE. A separação devido a perda de matéria é fácil de estimar, se admite que o material perdido pela anã branca levou consigo seu momento angular e se nenhum material foi capturado pela secundária, então:

$$\left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{\text{perda}} = \frac{\Delta M_{\text{ejet}}}{M_1(1+q)} \quad (28)$$

onde a é a separação orbital, ΔM_{ejet} é a massa total ejetada e $q = M_2/M_1$.

A mudança devido a perda de momento angular no CE é mais difícil de obter. Mas a combinação dos efeitos faz com que $\Delta a/a$ seja negativo para sistemas com período orbital curto e positivo para períodos mais longos. O valor crítico do período orbital, calculado por Livio et al, (1990) é de ~ 8

horas. Esse valor é consistente com o aumento no período orbital observado em BT Mon (Schaefer e Patterson, 1983) que tinha um período orbital de 8 horas. Livio e Yungelson, (1993) mostraram que o efeito das erupções de novas na separação das componentes pode ser muito importante, constituindo até 40% das mudanças na separação ao longo da evolução secular.

Durante a vida da VC processos de erupção, acréscimo de matéria e perda de momento angular se repetem várias vezes. O mecanismo principal de perda de momento angular para sistemas com período orbital acima de 3 horas é o frenamento magnético, FM, e para sistemas com período orbital menor que 2 horas é a radiação gravitacional, RG, embora esse processo sozinho não seja capaz de explicar as luminosidades observadas em sistemas de curto período orbital.

Os modelos de FM (Verbunt e Zwaan, 1981) dão uma relação única entre a taxa de transferência de matéria e o período orbital, mas a grande faixa de valores de taxa de transferência observados para um mesmo período orbital, (Puebla 2005), mostra que pelo menos mais um parâmetro determina o valor de dM/dt . Ainda não se sabe se MB e GR explicam a comportamento médio de dM/dt ou se outro mecanismo é necessário. Variações de dM/dt acima da média secular do FM e RG pode ser gerado pela irradiação da secundária pela anã branca e pela parte interna do disco de acréscimo. Se a resposta da secundária ao aquecimento radiativo for calculada, uma evolução cíclica é achada, que alterna altas taxas de perda de matéria na qual a secundária se expande e baixas taxas na qual se contrai (King et al. 1995). A escala de tempo das transições são de 10^4 - 10^5 anos e a duração do estado mais alto é aproximadamente 10^7 anos. Estes ciclos não ocorrem em secundárias com massas abaixo de $0,65 M_{\text{sol}}$, por causa da grande inércia térmica nos envelopes convectivos (King et al. 1996).

Além disso, a observação de altas taxas dM/dt após a erupção de novas e sua subsequente redução gradual está de acordo com as previsões dos efeitos da irradiação da secundária pela anã branca que esfria após a erupção (Priyalnik 1986), como observado em V1500 Cyg por Somers e Naylor (1999). Schreiber e Gänsicke (2001) mostraram que uma variação média de dM/dt certamente ocorre no fenômeno nova, onde o aumento da transferência de matéria se deve ao aquecimento da secundária e pode durar um século ou mais após a erupção.

Robinson, (1975) sugeriu que as magnitudes antes e após a erupção eram similares, com exceção de BT Mon. Existem porém várias exceções de novas muito rápidas (por exemplo GQ Mus, CP Pup, V1500 Cyg), que tiveram erupção a partir de magnitudes muito débeis para as quais não retornaram.

A manutenção da luminosidade é comumente utilizada como evidência que a erupção não alterou seriamente o estado de acreção da VC. A perda de massa e o momento angular certamente irão alterar a evolução do período orbital; a questão é definir quanto tempo é necessário para esses efeitos aparecerem.

Para $P_{orb} < 4$ horas a separação entre as componentes do sistema é pequena o suficiente para haver o aquecimento radiativo da secundária, o que resulta em um aumento de dM/dt . A temperatura efetiva da primária é governada majoritariamente pela taxa de acréscimo de matéria. Em particular, grandes valores de temperatura efetiva acima de 50000 K se encontram em NL, (Sion, 1999) e são esperados para taxas de acreção de 10^{-8} Msol/ano.

1.5 – Objetivos deste Trabalho

Uma extensa base de dados fotométricos e espectroscópicos está disponível na literatura referente ao grande número de novas observadas na Galáxia. Ao mesmo tempo há ainda muitas questões fundamentais não respondidas. Exemplos seriam a origem da ausência do vazio na distribuição de períodos em novas clássicas e se algum tipo de VC é progenitora das supernovas tipo I-a. A obtenção de relações entre os parâmetros observacionais nos leva a um melhor entendimento do mecanismo de erupção. Uma melhor calibração da relação entre a magnitude absoluta e o tempo de decaimento do brilho, ou seja, uma melhor estimativa de distância é fundamental para o estudo de amostras numerosas.

Outra questão importante é o estudo populacional das NC. A presença de uma distribuição bimodal de velocidades (t_2) foi explicada por Duerbeck (1990) como sendo devida a duas populações de

novas: uma do bojo com maioria lenta, e outra do disco com maioria rápida. Capaccioli et al. (1993), observou que em M31 a maioria das novas é produzida no bojo, mas Sharov (1993) não achou diferença na distribuição entre novas rápidas e lentas em M31. O comportamento bimodal ainda é uma questão em aberto que o estudo detalhado das grandezas observáveis pode ajudar no seu esclarecimento.

O primeiro passo no desenvolvimento deste trabalho é atualizar e completar um banco de dados de Novas Clássicas (Augusto, 1999) com dados atuais de todos os parâmetros observáveis destes objetos, além dos fluxos nas linhas de $H\alpha$, $H\beta$ e $[OIII] \lambda 5007 \text{ \AA}$ do catálogo de Duerbeck (2001). Os dados de período orbital e massa da primária foram obtidos do catálogo de Ritter (2003).

O desenvolvimento principal do trabalho é realizar, através deste banco de dados atualizado e normalizado, um estudo estatístico das várias grandezas observáveis. Neste estudo é realizada uma análise populacional de NC, através da distribuição das grandezas observáveis. E através da análise de componentes principais, PCA serão buscadas correlações entre esses parâmetros em um espaço multidimensional.

2 – Banco de dados e métodos de análise

Os dados de novas foram obtidos de catálogos recentes da literatura, tendo como base os catálogos de Duerbeck (1987,2001), Ritter (2003) e de tabelas presentes em Warner e referências contidas nele (1995). Os parâmetros observacionais dessas fontes foram compilados em um banco de dados, utilizando o trabalho iniciado por Augusto (comunicação privada). A tabela 4 mostra uma síntese do banco de dados, indicando o número de objetos para cada parâmetro.

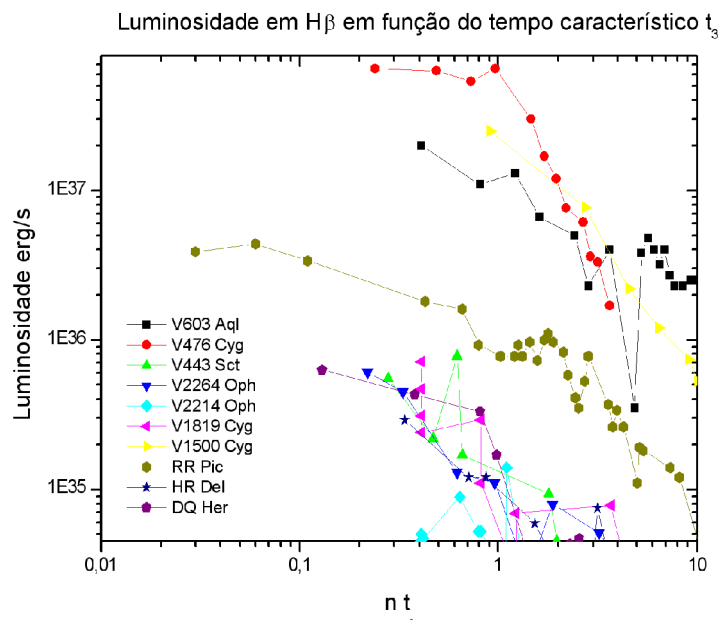


Figura 14 – Exemplo dos dados espectroscópicos contidos no banco de dados .

Os dados de fluxo e luminosidade obtidos do catálogo de Duerbeck (2001) estão em função do tempo, ou seja, para cada objeto deste catálogo tem-se o fluxo e a luminosidade na linha em períodos diferentes após a erupção. Devido ao fato de que existem novas muito rápidas ou muito lentas, uma comparação entre o comportamento do fluxo entre esses objetos só é possível se houver uma padronização temporal. Para isso, foi utilizada a escala de tempo característica dos objetos, t_3 , eliminando assim a diferença em escala de tempo imposta pela classe de velocidade da nova. Um exemplo do comportamento do fluxo de linhas de emissão em função de t_3 é mostrado na figura 14. O comportamento médio das novas em $H\alpha$ e $H\beta$ é similar. O fluxo tem intensidade máxima nos primeiros instantes após a erupção e decai de forma gradual. Neste gráfico estão presentes novas muito rápidas como V1500 Cyg que tem $t_3 = 4$ dias e novas mais lentas como V2214 Oph com $t_3 = 92$ dias. Pode-se notar também que para a nova V476 Cyg a luminosidade inicial da linha $H\beta$ é próxima a luminosidade de Eddington, No cálculo do PCA tomou-se a luminosidade média no período inicial da erupção, ou seja entre o máximo visual e t_3 . Neste período a luminosidade é mais intensa e não há a influência da absorção pela poeira posteriormente no envelope ejetado. Parte da análise dos parâmetros do banco de dados padronizado foi feita através de histogramas. Foi obtida a distribuição da população de novas em cada variável observacional. Como análise complementar da população foi gerado um diagrama do tipo $\text{LogN} \times \text{LogS}$ e estudada a distribuição das novas na galáxia. Através do PCA obteve-se correlações lineares entre as variáveis observacionais, de forma a se ter uma melhor descrição do o fenômeno nova (vide item 2.2).

<i>Parâmetro</i>	<i>N objetos</i>
Nome e constelação	288
Magnitude aparente mínima	251
Magnitude aparente no máximo	251
Amplitude	251
Período Orbital	69
Tipo NA	120
Tipo NB	37
Tipo NC	2
Magnitude Absoluta no máximo	101
Magnitude Absoluta em 15 dias	19
t_2	94
t_3	158
Velocidade de expansão do envelope	58
Fluxo e Luminosidade em $H\alpha$	19
Fluxo e Luminosidade em $H\beta$	22
Fluxo e Luminosidade em $[OIII] \lambda 5007 \text{ \AA}$	24
Classe de velocidade VF	42
Classe de velocidade F	57
Classe de velocidade MF	39
Classe de velocidade S	16
Classe de velocidade VS	13
Massa da primária	13
Massa da secundária	9

Coordenadas galácticas	271
Abundância C,N,O,Ne e Z	20
Distância	87
Extinção interestelar	87

Tabela 4 - Síntese dos parâmetros presentes no banco de dados e o número de objetos em cada um.

2.1 Amostras e grandezas catalogadas

Algumas grandezas catalogadas são variáveis observacionais obtidas da evolução fotométrica da erupção, como por exemplo o tempo de decaimento do brilho e a amplitude. Outra parte das grandezas é obtida da espectroscopia, como a velocidade de expansão do envelope e a abundância.

<i>Parâmetro</i>	<i>V1500 Cyg</i>	<i>DQ Her</i>	<i>HR Del</i>
m máxima (mag)	2.2	1.3	3.5
m mínima (mag)	21.5	14.5	12
t ₂ (dias)	2	39	172
t ₃ (dias)	4	86	230
Tipo	NA	NA	NB
Amplitude (mag)	19.3	13.2	8.5
P _{orb} (h)	3.35	4.65	5.14
M _v máx (mag)	-10	-6.3	-5.4
V _{exp} (km/s)	1180	354	550
C (fração do envelope)	0.06	0.06	0
N (fração do envelope)	0.06	0.13	0.03
O (fração do envelope)	0.09	0.2	0.07
Ne (fração do envelope)	0.016	0.004	0.003
Z	0.16	0.38	0.08
Classe de Velocidade	VF	MF	VS
Distância (pc)	1500	480	760

$E_{(B-V)}$	0.5	0.1	0.15
L OIII (erg/s)- média	7.64E+035	-----	1.66E+035
L H α (erg/s)- média	5.20E+037	6.00E+035	2.90E+035
L H β (erg/s)- média	1.33E+037	3.90E+035	1.77E+035
Latitude galáctica °	-0.07	26.44	-13.94
Longitude galáctica °	89.82	75.15	63.43
Distância angular ° ²	89.82	77.75	64.95
Mv 15 (mag)	-5.1	-----	-5.4
Massa da primária - M_{sol}	0.9	0.6	0.67
Massa da secundária - M_{sol}	-----	0.4	0.55
Data da erupção	31/08/1975	12/12/1934	09/08/1967

Tabela 5 - Exemplo das amostras catalogadas para 3 novas. Dados obtidos dos catálogos de Duerbeck (1987, 2001), Ritter (2003) e do catálogo da ESA, INES Guide No 3 (2004).

O número total de objetos do catálogo é de 288 novas clássicas da Galáxia e 6 da Grande Nuvem de Magalhães (GNM). São 32 parâmetros catalogados, como vistos na tabela 4, mas para alguns há baixa estatística (por exemplo a massa da secundária). A amostra analisada certamente não representa a população de novas existente na galáxia em vários aspectos. Deve-se lembrar que devido aos efeitos de seleção, citados no ítem 1.4.1, a análise realizada neste trabalho foca a população com primária mais massiva. Mas o fenômeno da erupção com o posterior decaimento do brilho ocorre de maneira semelhante nas novas clássicas de baixa e alta massa. A tabela 5 mostra um exemplo dos valores dos parâmetros observacionais para novas clássicas de diferentes classes de velocidade.

Muitos dos parâmetros observacionais estão relacionados à erupção em si, como por exemplo a Amplitude, a Magnitude Absoluta no máximo visual, Velocidade de expansão do envelope, Luminosidade em H α e H β e o Tempo de decaimento do brilho. Estas grandezas foram estudadas utilizando o método de análise de componentes principais (PCA), com objetivo de se obter um espaço de menor dimensão que caracteriza o fenômeno da erupção sem perda significativa de informação. Além disso foi buscada correlações com outros parâmetros como por exemplo período orbital e massa da primária. Quanto maior o número de parâmetros escolhidos para o cálculo do PCA, menor o número de objetos da amostra. Para contornar-se esse problema foram executados cálculos de PCA com uma combinação de variáveis de forma a maximizar o número de objetos da amostra. Desta forma foram realizados cálculos com tipicamente 3 até 6 variáveis.

2.2 – O método PCA

2.2.1– Introdução

A análise de dados tem conotações diferentes para diferentes pesquisadores. Mas é parte fundamental na redução e exploração dos dados com muitas variáveis e o mesmo pode ser inserido entre a elaboração de modelos físicos.

A versatilidade e o leque de possíveis aplicações da análise multivariada torna essa ferramenta fundamental para os astrônomos. A análise de componentes principais, ou PCA, foca as correlações entre objetos e reduz a dimensionalidade dos dados, permitindo uma representação gráfica planar dos dados. Os dados a serem analisados são parâmetros ou variáveis que descrevem um tipo de objeto. Esses parâmetros devem seguir as seguintes recomendações:

- Os parâmetros devem ser homogêneos, não é desejável encontrar diferenças entre objetos causadas pela não homogeneização dos parâmetros utilizados.
- Os parâmetros devem fornecer uma descrição abrangente do objeto, isto é, expressar o maior número de aspectos possível.
- Deve haver objetos suficientes para constituir uma amostra razoável (em geral poucas dúzias).
- Evitar, se possível, amostras incompletas.

Na grande maioria dos métodos de análise multivariada a noção de distância (ou similaridade) é o princípio fundamental. No PCA, os pontos são considerados como vetores em um espaço com métrica. Muitos coeficientes para medir distância foram propostos e deve-se escolher um adequado para o problema em questão. Se os dados a serem analisados são de apenas um tipo, um coeficiente de distância pode ser escolhido sem dificuldades. Se os valores das variáveis forem muito diferentes, um escalonamento dos dados deve ser feito antes de se obter as distâncias. Se os dados forem de tipos diferentes (por exemplo quantitativo, categorias, valores ordinais) é recomendável redefinir certas variáveis (por exemplo considerar valores ordinais como quantidades reais). Em geral é melhor tentar manter as variáveis do mesmo tipo.

A proximidade de qualquer par de itens será definida pela distância. A distância mais comumente usada para dados quantitativos (ou contínuos) é a distância Euclidiana. Se

$a = \{a_j; j=1, 2, \dots, m\}$ e $b = \{b_j; j=1, 2, \dots, m\}$ são dois vetores de números reais, então a distância Euclidiana é dada por:

$$d^2(a, b) = \sum_j (a_j - b_j)^2 = (a - b)'(a - b) \quad (29) \quad \text{onde } \mathbf{a} \text{ e } \mathbf{b} \text{ são}$$

vetores coluna e ' significa transposta.

Como mencionado a possível preponderância de certas variáveis torna necessária o seu reescalonamento, isto é, sua centralização (média zero), normalização (variância unitária) ou padronização (média zero e desvio padrão unitário). A padronização da variável a_j pode ser feita da seguinte maneira: se a_{ij} é a j -ésima coordenada do vetor a_i , e \bar{a}_j é o valor médio da variável j e σ_j é o seu desvio padrão, então o a_{ij} padronizado se obtém por:

$$a_{ij} = \frac{(a_{ij} - \bar{a}_j)}{\sigma_j} \quad \text{onde}$$

$$\bar{a}_j = \sum_{i=1}^n (a_{ij} / n) \quad \text{e} \quad \sigma_j^2 = \sum_{i=1}^n (a_{ij} - \bar{a}_j)^2 / n \quad (30)$$

n é o número de linhas da tabela dada.

A padronização definida desta maneira é amplamente utilizada, mas nada impede de se utilizar

formas alternativas de escalonamento, como por exemplo dividir cada elemento da matriz de dados pela média de sua linha, que tem o efeito de anular a distância entre os vetores linha, pois estes serão múltiplos. O PCA calculado sem a normalização dos dados se torna uma análise da matriz de covariância, enquanto que o PCA normalizado se torna uma análise da matriz de correlação. A matriz $m \times n$ de dados a ser analisada pode ser vista como um grupo de n vetores linha ou m vetores coluna. A figura (15) mostra um exemplo de 3 pontos do \mathbb{R}^2 .

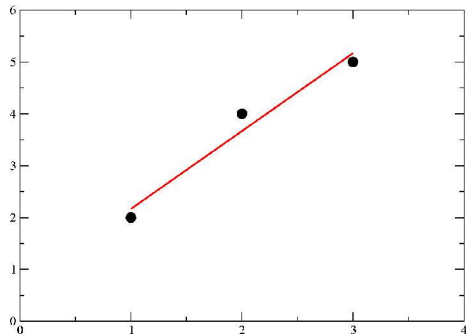
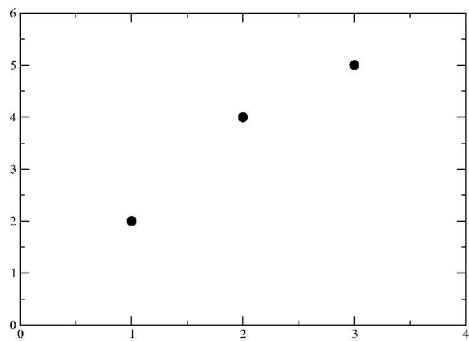


Figura 15 – Exemplo de pontos no \mathbb{R}^2 .

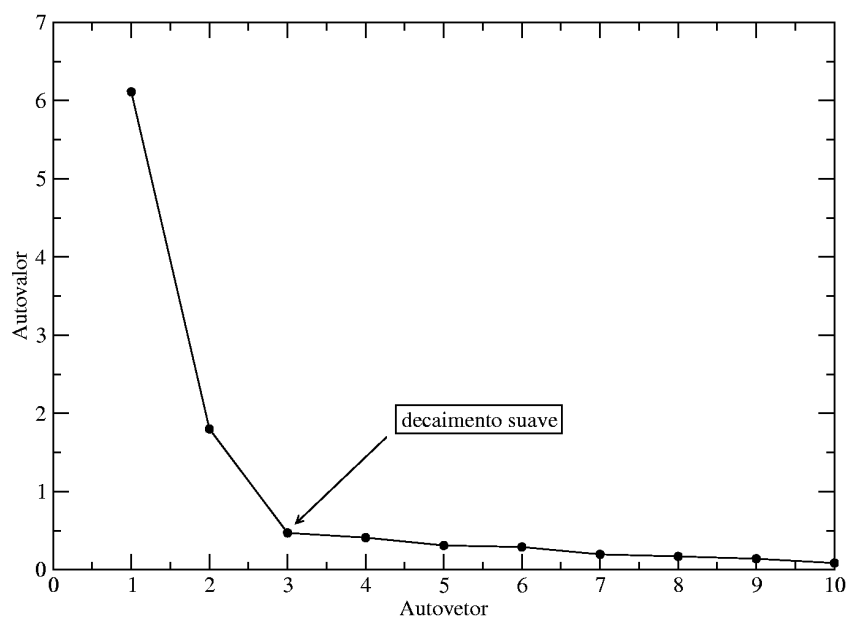
Figura16 – Escolha de um único eixo que

Pode-se investigar os dados por exemplo, pelas médias das coordenadas em cada eixo separadamente. Pode-se notar que no eixo x os pontos são distribuídos regularmente (1,2,3) enquanto que no eixo y as projeções 4 e 5 estão separadas da projeção do número 2. Na figura (16) o novo eixo pode representar o conjunto de dados sozinho, tornando os demais eixos redundantes. Em espaços com mais dimensões essa visualização é impossível.

O PCA procura os eixos para os quais a nuvem de pontos tem a menor distância (Euclidiana) o que é idêntico a dizer que as projeções no eixo procurado deve ser a maior possível. Esse segundo critério significa que a variância das projeções deve ser a maior possível. Em uma análise de pontos em um espaço de m dimensões seria possível obter um único eixo (vetor) que os represente. Um segundo eixo, ortogonal ao primeiro, forma com este o plano de melhor ajuste, um terceiro eixo, ortogonal aos dois primeiros forma com eles o sub-espaço de melhor ajuste. O PCA ordena os eixos encontrados pela maior representatividade dos dados.

Figura 17 – Exemplo de PCA com os autovalores dos 10 autovetores. Neste exemplo o decaimento torna-se suave a partir do terceiro autovetor.

Exemplo de autovalores em PCA com 10 variáveis



Para se realizar a redução dimensional deve-se escolher os autovetores ou eixos de acordo com algum critério. O critério mais comumente utilizado é o de Kaiser (1960), onde os eixos importantes são aqueles que tem um autovalor correspondente maior que 1. Há também o 'Screen test', que é um método gráfico, onde são plotados os autovetores em função do autovalor, como mostra a figura (17). Escolhe-se o ponto onde o decaimento do autovalor é suave. Os autovetores à esquerda deste ponto são escolhidos como os mais significativos. Também pode se escolher os eixos pela porcentagem de variância dos dados que eles exprimem, tendo como critério que estes eixos expressem mais que 75% da variância dos dados.

Para saber se há estrutura nos dados se faz uma análise dos autovetores. Ao se fazer um gráfico dos pontos objeto em função dos principais autovetores pode se obter uma diferenciação entre estes objetos da amostra (por exemplo, alguns objetos estarão acima e outros abaixo de um determinado eixo). A descrição dos autovetores em função das variáveis do problema (dados originais dos objetos) pode esclarecer que estrutura está presente nos dados.

2.2.2 – Descrição Matemática

O espaço Euclidiano tem como característica um produto escalar onde:

$$\mathbf{x}'\mathbf{y} = \mathbf{y}'\mathbf{x} \text{ , onde ' significa transposto} \quad (31)$$

$$\|\mathbf{x}\|^2 = \mathbf{x}'\mathbf{x} > 0 \text{ se } \mathbf{x} \neq 0 \text{ e } = 0 \text{ se } \mathbf{x} = 0 \quad (32)$$

A distância entre dois vetores \mathbf{x} e \mathbf{y} é definida por:

$$\|\mathbf{x} - \mathbf{y}\|^2 = (\mathbf{x} - \mathbf{y})'(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \text{ e denotada por } d^2(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (33)$$

E a projeção do vetor \mathbf{x} no eixo \mathbf{u} é:

$$y = \frac{\mathbf{x}'\mathbf{M}\mathbf{u}}{\mathbf{u}'\mathbf{M}\mathbf{u}} \quad (34)$$

isto é a coordenada da projeção no eixo é $\mathbf{x}'\mathbf{M}\mathbf{u} / \|\mathbf{u}\|$, que se torna $\mathbf{x}'\mathbf{M}\mathbf{u}$ quando o vetor \mathbf{u} for unitário. \mathbf{M} é a matriz identidade no espaço Euclidiano.

O método básico do PCA pode ser resumido da seguinte maneira: Considere um grupo de n objetos medidos com m atributos ou variáveis. A matriz $n \times m$ dos vetores será denotada por $\mathbf{X} = \{x_{ij}\}$, onde i corresponde a um membro dos objetos e j a um membro dos atributos. Os objetos devem ser considerados como vetores linha do \mathbb{R}^m e os atributos como vetores coluna do \mathbb{R}^n . No espaço \mathbb{R}^m , dos objetos, o PCA procura pelos eixos ortogonais de “melhor ajuste” para substituir os eixos originais do espaço. Um procedimento análogo é feito simultaneamente no espaço \mathbb{R}^n . Primeiramente o eixo de melhor ajuste no \mathbb{R}^m é determinado. Se \mathbf{u} é esse vetor (unitário) o produto $\mathbf{X}\mathbf{u}$ fornece a projeção dos n objetos nesse eixo. O critério de melhor ajuste nesse eixo à nuvem de pontos é definido como o desvio quadrático desses pontos do eixo. Minimizar a soma das distâncias entre os pontos e o eixo é equivalente a maximizar a soma das projeções quadráticas no eixo (figura z), isto é maximizar a variância (ou espalhamento) dos pontos quando projetados no novo eixo. A projeção quadrática dos pontos no novo eixo é :

$$(\mathbf{X}\mathbf{u})'(\mathbf{X}\mathbf{u}) \quad (35)$$

Então procura-se o máximo de $\mathbf{u}'\mathbf{S}\mathbf{u}$ (onde $\mathbf{S} = \mathbf{X}'\mathbf{X}$). Isto é feito igualando-se a zero a derivada da Lagrangiana:

A diferenciação de $\mathbf{u}'\mathbf{S}\mathbf{u} - \lambda(\mathbf{u}'\mathbf{u}-1)$, onde λ é o termo multiplicativo de Lagrange fornece:

$$2\mathbf{S}\mathbf{u} - 2\lambda\mathbf{u} = 0, \text{ que fornece } \mathbf{S}\mathbf{u} = \lambda\mathbf{u} \quad (36)$$

A solução desta equação é bem conhecida, \mathbf{u} é um autovetor associado a um autovalor λ da matriz \mathbf{S} . Além disso o autovetor de $\mathbf{X}'\mathbf{X}$, \mathbf{u}_1 é o eixo procurado e corresponde ao maior autovalor λ_1 . Ele indica a variância no eixo. O eixo seguinte é ortogonal ao primeiro, isto é $\mathbf{u}_1'\mathbf{u}_2 = 0$ e satisfaz a equação:

$\mathbf{u}'\mathbf{X}'\mathbf{X}\mathbf{u} - \lambda_2(\mathbf{u}'\mathbf{u}-1) - \mu_2(\mathbf{u}'\mathbf{u}_1)$ que diferenciada e igualada a zero fornece:

$$2\mathbf{S}\mathbf{u} - 2\lambda_2\mathbf{u} - \mu_2\mathbf{u}_1 = 0 \quad (37)$$

Além disso o valor de \mathbf{u} , \mathbf{u}_2 aparece como outra solução de $\mathbf{S}\mathbf{u} = \lambda\mathbf{u}$. Assim λ_2 e \mathbf{u}_2 são o segundo maior autovalor e o seu autovetor associados à matriz \mathbf{S} . Os autovetores de \mathbf{S} são ordenados de forma decrescente dos correspondentes autovalores, dando o melhor ajuste linear, planar, espacial e assim por diante. A matriz \mathbf{S} é chamada de matriz da soma dos quadrados.

No espaço dos atributos, chamado de espaço dual, \mathbf{R}^n , o PCA procede analogamente maximizando:

$$(\mathbf{X}'\mathbf{v})'(\mathbf{X}'\mathbf{v}), \text{ onde } \mathbf{v}'\mathbf{v} = 1 \quad (38)$$

$$\text{No } \mathbf{R}^m \text{ obtém-se } \mathbf{X}'\mathbf{X}\mathbf{u}_1 = \lambda_1\mathbf{u}_1 \quad (39a) \text{ e}$$

$$\text{em } \mathbf{R}^n \text{ } \mathbf{X}\mathbf{X}'\mathbf{v}_1 = \mu_1\mathbf{v}_1. \quad (39b)$$

Multiplicando-se a equação (39a) por \mathbf{X} temos:

$$(\mathbf{X}\mathbf{X}')(\mathbf{X}\mathbf{u}_1) = \lambda_1\mathbf{X}\mathbf{u}_1 \quad \text{e portanto } \lambda_1 = \mu_1. \quad (40)$$

Como o PCA no R^n e R^m leva a achar respectivamente n e m autovalores e sabendo que estes são idênticos, segue que o número de autovalores diferentes de zero em cada espaço é menor ou igual ao $\min(n,m)$. Foi visto que os autovetores associados aos p maiores autovalores fornecem um subespaço p -dimensional de R^m . A medida da aproximação é a porcentagem da variância explicada pelo subespaço:

$$\frac{\sum_{k \leq p} \lambda_k}{\sum_{k=1..n} \lambda_k} \quad (41)$$

Na prática as variáveis analisadas são geralmente muito diferentes sendo necessário padronizar cada variável. Se r_{ij} é a medida original, então a matriz X de (i,j) valores é:

$$x_{ij} = \frac{r_{ij} - r_j}{s_j \quad n} \quad \text{onde} \quad r_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n r_{ij} \quad \text{e}$$

$$s_j^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (r_{ij} - r_j)^2 \quad (42)$$

esta última é submetida ao método.

A matriz a ser diagonalizada é $X'X$ e a dos termos:

$$\rho_{jk} = \frac{\sum_{i=1}^n x_{ij} x_{ik}}{\sum_{i=1}^n (r_{ij} - r_j)(r_{ik} - r_k) / s_j s_k} \quad (43)$$

que é o coeficiente de correlação entre j e k . Usando a definição de x_{ij} e σ_j , a distância entre as variáveis j e k é dada por:

$$d^2(j, k) = \sum_{i=1}^n (x_{ij} - x_{ik})^2 = \sum_{i=1}^n x_{ij}^2 + \sum_{i=1}^n x_{ik}^2 - 2 \sum_{i=1}^n x_{ij} x_{ik} \quad (44)$$

$$d^2(j, k) = 2(1 - \rho_{jk}) \quad (45)$$

Assim a distância entre as variáveis é diretamente proporcional à correlação entre elas.

O cálculo computacional das soluções das equações de autovetores é realizada de maneira interativa

adotando-se um vetor inicial t_0 (por exemplo $(1,1,1,\dots,1)$) e define-se $t_1, t_2,$ etc da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} At_0 = X_0 \text{ e } t_1 &= \frac{X_0}{x_0'x_0} \\ At_1 = X_1 \text{ e } t_2 &= \frac{X_1}{x_1'x_1} \end{aligned} \quad \text{e assim por diante.}$$

Será alcançada a convergência se $|t_n - t_{n+1}| < \varepsilon$ ou o número de iterações atingir o valor máximo estipulado. Assim tem-se:

$$At_n = X_n \text{ e } t_{n+1} = \frac{X_n}{x_n'x_n} \quad (46)$$

Substituindo x_n na equação acima temos que

$$At_n = x_n'x_n t_{n+1} \quad (47)$$

como $t_n = t_{n+1}$, t_n é o autovetor procurado e seu autovalor é $x_n'x_n$. O segundo auto-vetor e seu autovalor associado pode ser obtido com o mesmo algoritmo em uma matriz onde os efeitos de u_1 e λ_1 foram retirados: $A_2 = A - \lambda_1 u_1 u_1'$, assim no final do processo teremos a matriz A decomposta da seguinte maneira (decomposição espectral):

$$A = \lambda_1 u_1 u_1' + \lambda_2 u_2 u_2' + \dots + \lambda_p u_p u_p' \quad (48)$$

O PCA tem diversas aplicações no tratamento de dados, que podem ser resumidos como:

1. Redução dimensional : uma tabela de $n \times m$ de n objetos em variáveis pode ser arranjada em um grupo de m vetores de dimensão n . O PCA acha um conjunto de $m' < m$ eixos principais que permitem descrever os objetos adequadamente com um número menor de variáveis. A redução dimensional pode ocorrer se pelo menos $\sim 75\%$ da variância estiver presente nos m' vetores. A porcentagem acumulativa da variância expressa pelos vetores principais pode ser consultada para se decidir quantos eixos são suficientes para caracterizar o grupo de objetos.
2. Determinação da linearidade das variáveis: se um autovalor é zero, a variância das projeções no autovetor associado é zero. Portanto o autovetor é reduzido a um ponto. Se esse é a origem (isto

é os dados estão centrados) teremos $X\mathbf{u} = \lambda\mathbf{u} = 0$, ou seja $S\mathbf{u};\mathbf{x}_j = 0$, onde \mathbf{x}_j é a j-ésima coluna do vetor X. Isso permite combinações lineares entre as variáveis a serem achadas. Para se obter combinações lineares entre y_1, y_2 e y_3 e combinações de funções destas variáveis, devemos entrar tabelas com os dados destas funções (por exemplo $y_1^2, \log(y_1), y_1y_3$ e etc) pois o PCA só encontra combinações lineares entre os vetores.

3. Escolher as variáveis mais úteis: para se simplificar a descrição de um objeto por um conjunto de atributos, se elimina os atributos que é combinação linear de outros. A proximidade dos atributos ao novo eixo indica quais os mais relevantes e importantes.
4. Visualização de dados multidimensionais
5. Identificação de variáveis latentes: apesar de ser relativamente fácil identificar a maior componente ou a segunda maior componente, a dificuldade aumenta quando os eixos menos relevantes são examinados.
6. Uma inspeção visual de um gráfico de um par de variáveis pode mostrar agrupamentos de objetos ou quais não pertencem ao grupo principal. Esta ferramenta é bastante útil na classificação de objetos.
7. Análise de dependência: obter a relação entre as variáveis. Por exemplo em um conjunto de três variáveis que descrevem um objeto pode-se obter uma delas como combinação das outras duas.

O cálculo do PCA foi realizado através do algoritmo de Murtagh & Heck (1987) escrito em Fortran. Esse programa tem como entrada um arquivo contendo uma tabela com os dados brutos a serem analisados. A rotina normaliza os valores da tabela antes de executar o algoritmo do PCA. A saída do programa é um arquivo ASCII com a listagem dos autovalores e suas respectivas porcentagens de variância, uma listagem da combinação linear dos sete principais autovetores que descrevem cada variável, uma listagem das projeções dos objetos e das variáveis nesses novos eixos. Além disso o programa fornece a matriz de correlação e de covariância, que mostram as correlações e a covariância entre duas variáveis quaisquer. A figura (18) a seguir mostra um exemplo de arquivo de saída. Neste arquivo de saída são mostradas a matriz de correlação das variáveis, os autovalores em ordem crescente, a projeção das variáveis nos novos eixos (autovetores) e a projeção dos objetos nesses eixos.

```

Arquivo de entrada:logt3_A_Mv.dat
Programa fonte:"cv.for", Executável:"cv"
lendo a matriz...
total de dados lidos => 255
Calculando...
primeiro dado da matriz e posicao: 2.9500000511
ultimo dado da matriz e posicao: -6.80000019 85 3
segue a matriz de correlacao.
      logt3      Ampl      Mv
logt3  1.0000
Ampl  -0.7030   1.0000
Mv    0.8924  -0.6704   1.0000
Seguem-se os autovalores
Autovalores      Como Porcentagens      Acumulo de Porcentagens
-----
      2.5150      83.8342      83.8342
      0.3789      12.6286      96.4628
      0.1061      3.5372      100.0000
seguem autovetores.
VBLE.      AV-1      AV-2      AV-3      AV-4      AV-5      AV-6      AV-7
-----
log(t3)    0.5989   0.3305   0.7294
Ampl      -0.5397   0.8395   0.0628      :
Mv        0.5916   0.4313  -0.6812      :
segue as projecoes dos ptos-linha
objeto  proj-1  proj-2  proj-3  proj-4  proj-5  proj-6  proj-7
-----
      1    0.4371  0.0749  0.0120
      2   -0.1248  0.0416  0.0065
      3    0.0340 -0.0871 -0.0034
      4    0.2012  0.0529 -0.0611
      5   -0.0024 -0.0615  0.0211
      :      :      :      :
      80  -0.0319  0.0455 -0.0031
      81   0.5149  0.1027  0.0443
      82   0.4505  0.0274  0.0069
      83  -0.0552 -0.0285 -0.0437
      84  -0.0137  0.0077  0.0021
      85   0.0162  0.0724 -0.0238
segue as projecoes dos ptos-coluna
vble  proj-1  proj-2  proj-3  proj-4  proj-5  proj-6  proj-7
-----
      1    0.1645  0.0127  0.0077
      2   -0.1482  0.0324  0.0007
      3    0.1625  0.0166 -0.0072

```

Figura 18 – Exemplo de saída do PCA para as variáveis $\log(t_3)$, Amplitude e Magnitude absoluta no máximo visual. O cálculo foi realizado com 85 novas.

2.2.3- Obtenção das relações entre variáveis

O programa PCA também fornece como saída a matriz de covariância entre as variáveis, que pode ser denotado por $\text{cov}(X,Y)$. A covariância em um espaço de duas dimensões é definida por:

$$\text{cov}(X, Y) = E(XY) - E(X)E(Y) \quad (49)$$

ou

$$\text{cov}(X, Y) = 1/n \sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \quad (49b)$$

onde $E(X)$ é a média da variável X . Utiliza-se n ao invés de $n-1$ na expressão da covariância pois a média da população é conhecida e foi utilizada nos cálculos da amostra. A covariância está relacionada com a correlação das variáveis. A covariância positiva significa que as variáveis são diretamente proporcionais, enquanto que um valor negativo indica que são inversamente proporcionais, o valor nulo significa que as variáveis são independentes. A covariância entre uma variável e ela mesma é a variância. A partir dos valores de covariância entre as variáveis pode-se obter uma função linear que representa os dados, o ajuste tem o coeficiente de correlação ρ . O cálculo da função $u = aX + b$ pode ser obtido com:

$$a = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\text{cov}(X, X)} \quad \text{e} \quad b = E(Y) - aE(X) \quad (50)$$

sendo o ajuste caracterizado por ρ :

$$\rho^2(X, Y) = \frac{\text{cov}^2(X, Y)}{\text{cov}(X, X)\text{cov}(Y, Y)} \quad (51)$$

ρ^2 é o coeficiente de correlação entre X e Y

Este método permite que se faça um ajuste em dimensões maiores que dois. Neste trabalho foi realizado o ajuste em 3 dimensões, de maneira a se obter o plano de melhor ajuste. A correlação múltipla é utilizada para se obter uma relação entre X, Y e Z , Por exemplo $Z(X, Y)$. A função $v = cX + dY + e$ ajusta os dados:

$$c = \frac{\text{cov}(X, Z)\text{cov}(Y, Y) - \text{cov}(Y, Z)\text{cov}(X, Y)}{D} \quad (52)$$

$$d = \frac{\text{cov}(Y, Z) \text{cov}(X, X) - \text{cov}(X, Z) \text{cov}(Y, X)}{D} \quad (53)$$

$$D = \text{cov}(X, X) \text{cov}(Y, Y) - \text{cov}^2(X, Y) \quad (54)$$

$$e = E(Z) - cE(X) - dE(Y) \quad (55)$$

Com a função $v = cX + dY + e$ tem-se o plano formado pelas variáveis X e Y que melhor prevêem os valores de Z.

3 – Resultados

3.1 – Análise de distribuições da amostra de Novas Clássicas

O primeiro estudo da amostra de novas clássicas foi realizado através de histogramas dos parâmetros observacionais. Através das características dos histogramas foi possível observar se havia na amostra diferentes tipos de novas. Por exemplo objetos de regiões de diferentes metalicidades apresentarão comportamentos diferentes no tempo de decaimento. Nos itens a seguir serão expostas as análises de histogramas para cada parâmetro observacional.

3.1.1 – Magnitude Absoluta no máximo da erupção.

A magnitude absoluta está diretamente relacionada à energia da erupção. Durante a erupção parte do material que foi acretado pela anã branca é ejetado. Essa expansão faz subir a luminosidade no visível, até que a densidade do meio diminua e ele se torne opticamente fino. Assim, a luminosidade máxima depende do raio máximo da pseudo-fotosfera. Modelos numéricos de Livio (1992) mostraram que a luminosidade máxima é função de M_1 , dM_1/dt , (X,Y,Z) e da luminosidade intrínseca da anã branca. Mas o parâmetro mais importante deles é M_1 , que tem a dependência mostrada na expressão a seguir:

$$\frac{L_{m\acute{a}x}}{L_{Sol}} = 3 \times 10^5 M_1^4 \frac{1}{(1+X)} \quad (56)$$

A massa da primária é teoricamente o parâmetro dominante que gera a distribuição de $M_{V_{m\acute{a}x}}$ observada. O histograma da figura 19 mostra a distribuição da magnitude absoluta no máximo visual. A maior parte das novas está entre $M_{V_{m\acute{a}x}} = -5$ e $M_{V_{m\acute{a}x}} = -9$, com média de $-7,36$, moda $-7,75$

e mediana de $-7,65$, o desvio padrão é $1,23$, mas há alguns objetos fora do intervalo. V1500 Cyg tem $M_{v_{\text{máx}}} = -10$ e há 4 novas com magnitude absoluta abaixo de -9 : V603 Aql ($-9,4$), X Cir ($-9,5$), V630 Sgr ($-9,2$) e V909 Sgr ($-9,3$). Há ainda 5 novas com $M_{v_{\text{máx}}} = -9$. Há aquelas que são menos brilhantes que a maioria. Na amostra há 5 novas com magnitude absoluta maior que -5 , como por exemplo RR Tel com $M_{v_{\text{máx}}} = -3,9$ e DO Aql com $M_{v_{\text{máx}}} = -4,3$. A distribuição de magnitudes mostra apenas um pico, e está deslocada levemente para valores menores de $M_{v_{\text{máx}}}$ em relação à média.

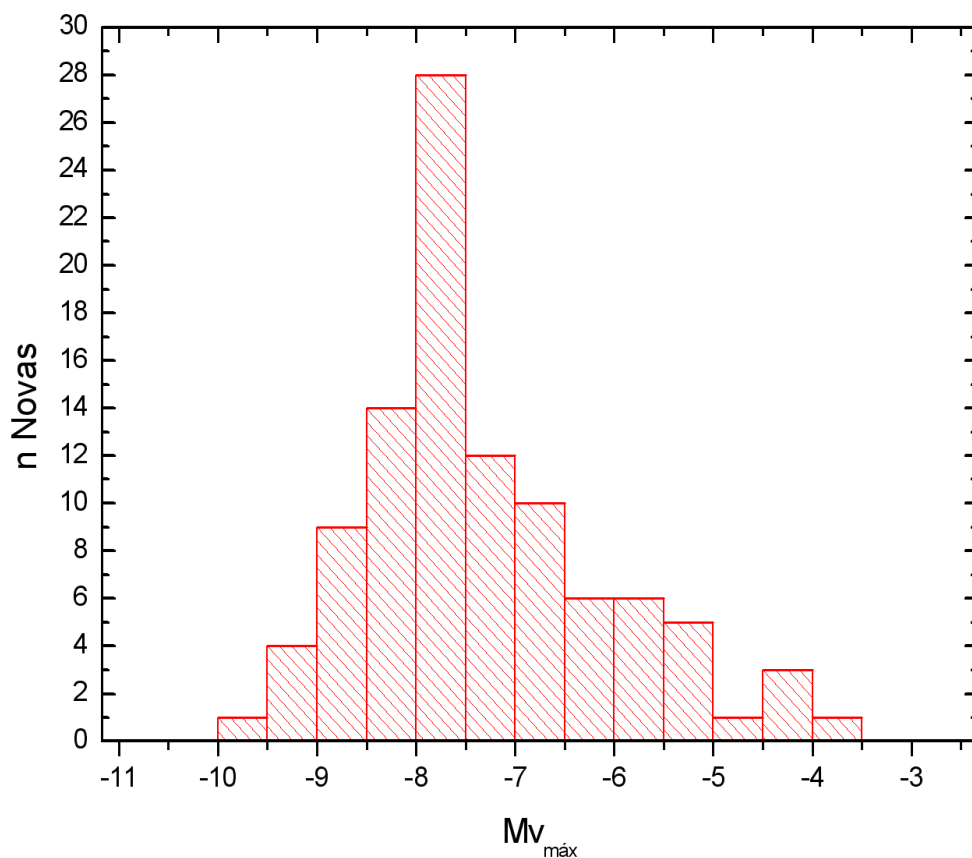


Figura 19 – Histograma de Magnitude Absoluta no máximo visual para novas clássicas da galáxia.

A amostra contém 101 novas catalogadas com magnitude absoluta determinada. Apesar dos efeitos de seleção favorecerem a observação de erupções de novas mais rápidas (intrinsecamente mais brilhantes), temos na amostra valores de magnitude absoluta que abrangem das novas menos brilhantes até as super-brilhantes. Os efeitos de seleção podem ter causado a assimetria observada

na distribuição; a maioria das novas (61,4 %) tem magnitude absoluta no máximo menor que a média (mais brilhantes). Ainda assim é possível afirmar que essa distribuição acomoda a previsão teórica de que a dispersão de massas da anã branca explica a variação de valores de magnitude absoluta no máximo da erupção.

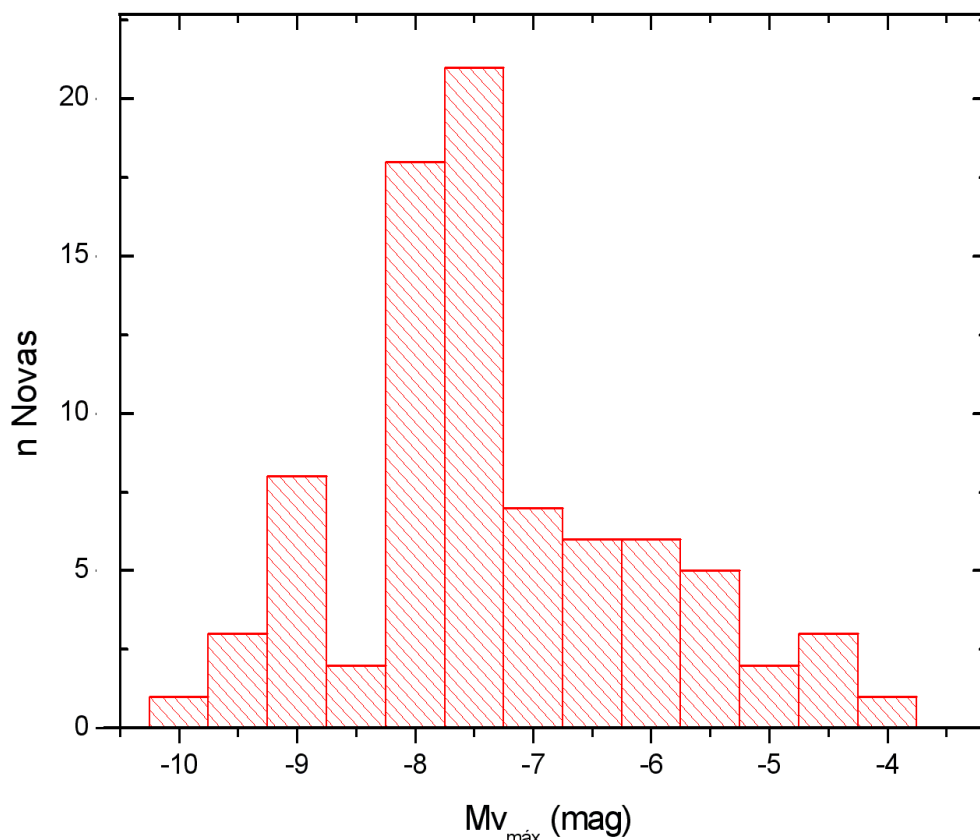


Figura 20 - Histograma da magnitude absoluta no máximo visual para novas do disco galáctico. Os critérios de seleção para o disco utilizados foram (i) o valor da distância angular ao centro galáctico ser maior que 8 graus, para evitar-se as novas da direção do bojo e (ii) latitude galáctica, b , menor que 30 graus, para evitar objetos do halo.

Quando se compara o histograma das novas do disco com o histograma de todas as novas observa-se que ocorre uma diminuição mais acentuada no número de objetos mais brilhantes. O valor de $M_{v\text{máx}}$ médio é -7,3, enquanto que a média para as novas que estão na direção do bojo é -7,61. Há uma baixa estatística de novas da direção do bojo nesta comparação e existe a possibilidade de que esse efeito possa ser devido ao pequeno número de objetos. Mas uma análise de outros parâmetros relacionados ao brilho, como por exemplo o tempo de decaimento, podem responder se há diferença entre as amostras do disco e da direção do bojo, como sugeriu Duerbeck (1990).

Pode-se comparar a população da galáxia à de M31. A amostra de M31 tem 105 novas com magnitude determinada. Utilizando o módulo de distância igual a 24,43(20) determinado por Cefeidas (Freeman & Madore, 1990) obteve-se a magnitude absoluta mostrada no histograma da figura 21. Observa-se apenas um pico na distribuição.

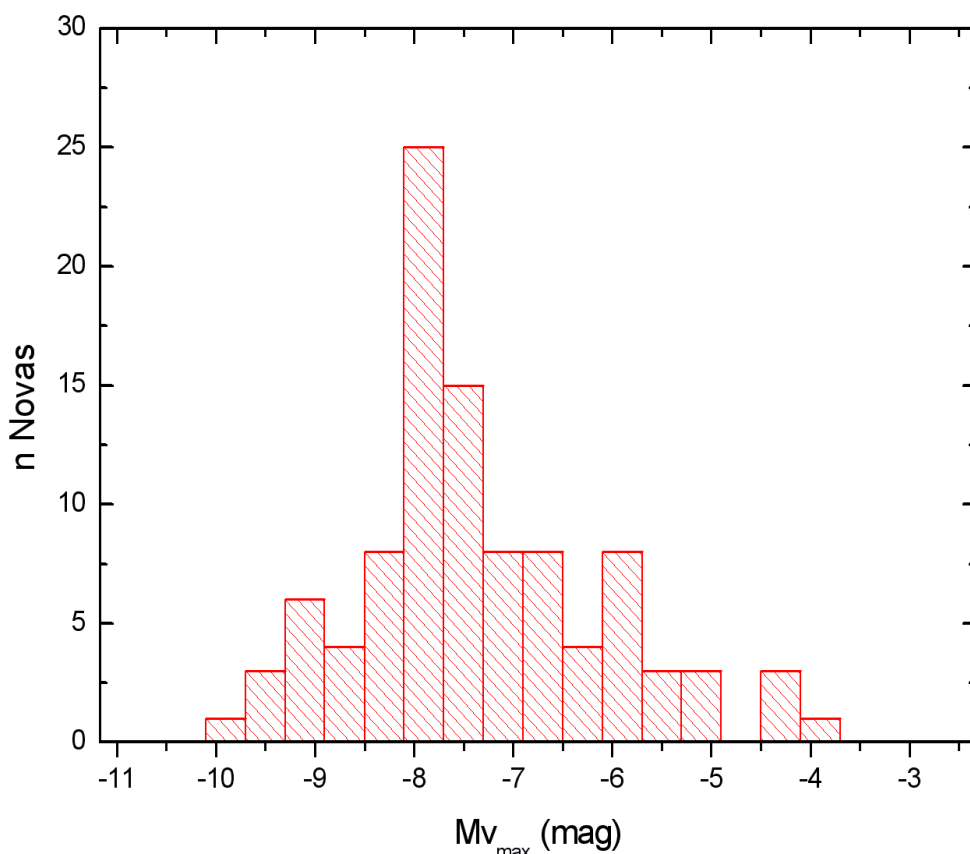


Figura 21 – Distribuição de brilho no máximo visual para novas de M31. O bin utilizado foi de 0,4 magnitudes.

A distribuição tem média de -7,7 magnitudes e moda -8,0 magnitudes, o desvio padrão é 0,74 magnitudes. Esta distribuição é em média mais brilhante (0,5 magnitudes) que a amostra da Via Láctea e também mais concentrada. Essa diferença pode ser causada pelos efeitos de seleção diferentes nas duas galáxias. Na distribuição da Via Láctea há apenas um pico evidente, que corresponde aproximadamente à média. Capaccioli et al. (1989) obteve um histograma com dois picos, mas utilizou um bin de 0,1 magnitudes, valor bem menor que a incerteza das medidas de magnitude disponíveis (em geral da ordem de 0,5 magnitudes). O teste de Kolmogorov – Smirnov (KS) entre as amostras da Galáxia e de M31 teve como fator de correspondência de apenas $P = 0,10$

(ou seja a chance de pertencerem à mesma população é de 10 %). A distância máxima entre as distribuições é $D = 0,17$, como mostra a figura (22). Em M31 45 % das novas são mais brilhantes que - 8 magnitudes, enquanto que na galáxia são 28 %.

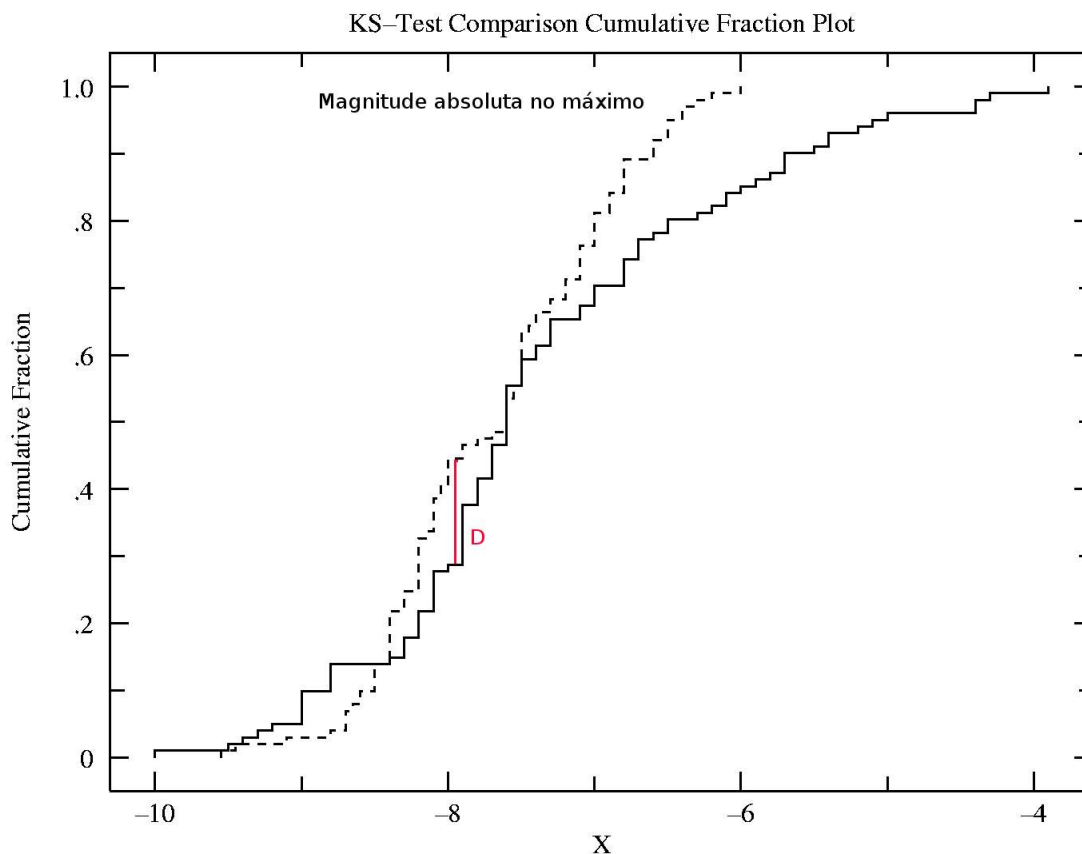


Figura 22 – Diagrama de comparação cumulativa do teste de Kolmogorov – Smirnov para as amostras da Galáxia (linha) e de M31 (tracejado). A variável X corresponde a $M_{v_{máx}}$.

O teste KS mostra há uma probabilidade de 90 % das amostras serem diferentes e que a distribuição de M31 pode ser normal ($P = 0,22$), enquanto que a da Via Láctea não pode ($P = 0$). A diferença verificada nas distribuições pode estar sendo causada pelos efeitos de seleção particulares de cada galáxia.

3.1.2 - Amplitude da erupção

A amplitude da erupção é definida como a diferença entre a magnitude mínima, normalmente obtida de catálogos de magnitude medida antes da erupção, e a magnitude máxima observada durante a erupção. Como parâmetro que descreve o objeto, a amplitude tem a vantagem de ser independente da distância. Mas o valor da magnitude mínima depende da inclinação do sistema em relação à observação pois sua luminosidade visual neste estado é devida ao disco de acréscimo.

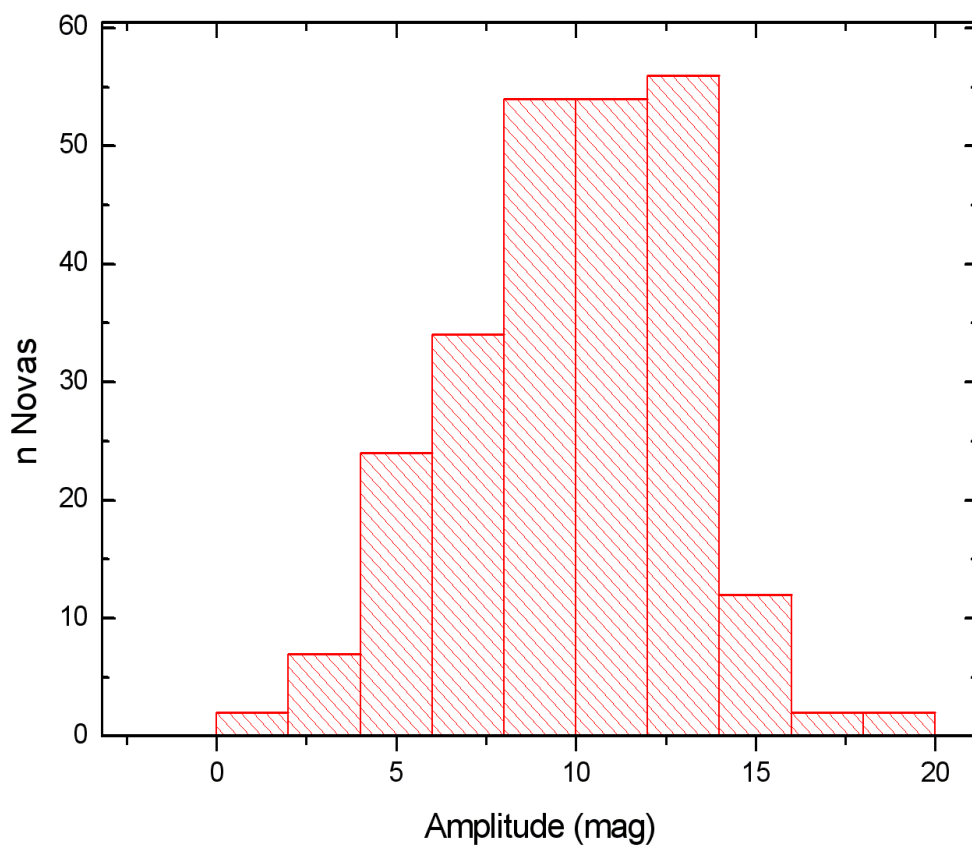


Figura 23 – Distribuição da Amplitude para novas clássicas da galáxia.

A amplitude é um parâmetro que mede a intensidade da erupção, assim deve-se esperar que o comportamento da distribuição de seus valores tenha o mesmo comportamento da magnitude

absoluta no máximo. Porém o efeito da dependência da magnitude no mínimo com a inclinação da órbita introduz uma maior dispersão de valores. Sistemas com grande inclinação da órbita têm valores de amplitude superestimados com relação aos de baixa inclinação. A figura 23 mostra o histograma para a amplitude. Neste histograma estão presentes 250 novas da galáxia com média de 9,85, mediana de 10 magnitudes e desvio padrão é de 3,17, o que evidencia a maior dispersão dos valores em relação à magnitude absoluta. As novas de maior amplitude são V1500 Cyg, com $A = 19,3$, CK Vul com $A = 18,1$, X Cir com $A = 16,5$ e V693 CrA com $A = 16$. Alguns sistemas de baixa amplitude têm identificação duvidosa quanto ao tipo de objeto. Mas na amostra há novas rápidas (NA) como V4169 Sgr com $A = 4,8$ e V369 Lyr com $A = 4,8$. V1431 Sgr tem $A = 2,2$ mas sua magnitude aparente no mínimo é 19,4, um valor próximo ao limite da observação.

3.1.3 – Velocidade de expansão do envelope

A velocidade de expansão do envelope é outro parâmetro que depende da intensidade da erupção. É importante lembrar também que a velocidade de escape de uma anã branca cresce com sua massa. A medida da velocidade de expansão é feita através da espectroscopia e o que se obtém é uma média de velocidades. Se a simetria da expansão for esférica e homogênea, não haverá influência da inclinação da órbita, caso contrário se espera que os valores de velocidade tenham uma dispersão maior, como ocorre com a amplitude. A figura 23 mostra o histograma de velocidade de expansão do envelope para 59 novas da galáxia. Os valores típicos estão entre 500 km/s e 1500 km/s com média de 1190 km/s.

A mediana da distribuição é 870 km/s e o desvio padrão é de 800 km/s (dispersão alta). As novas com maiores valores são em geral novas muito rápidas como V838 Her com $V_{\text{exp}} = 3500$ km/s e MU Ser com $V_{\text{exp}} = 4050$ km/s. As novas lentas têm, em média, velocidades de expansão baixa como PW Vul com $V_{\text{exp}} = 285$ Km/s. A nova CK Vul teve sua velocidade de expansão determinada em 59 km/s, apesar de ser uma nova moderadamente rápida. Entretanto deve-se considerar que este objeto se tornou uma nova em 1670 e a velocidade foi medida séculos depois da erupção. Pode ter ocorrido uma desaceleração do material ejetado pelo meio interestelar.

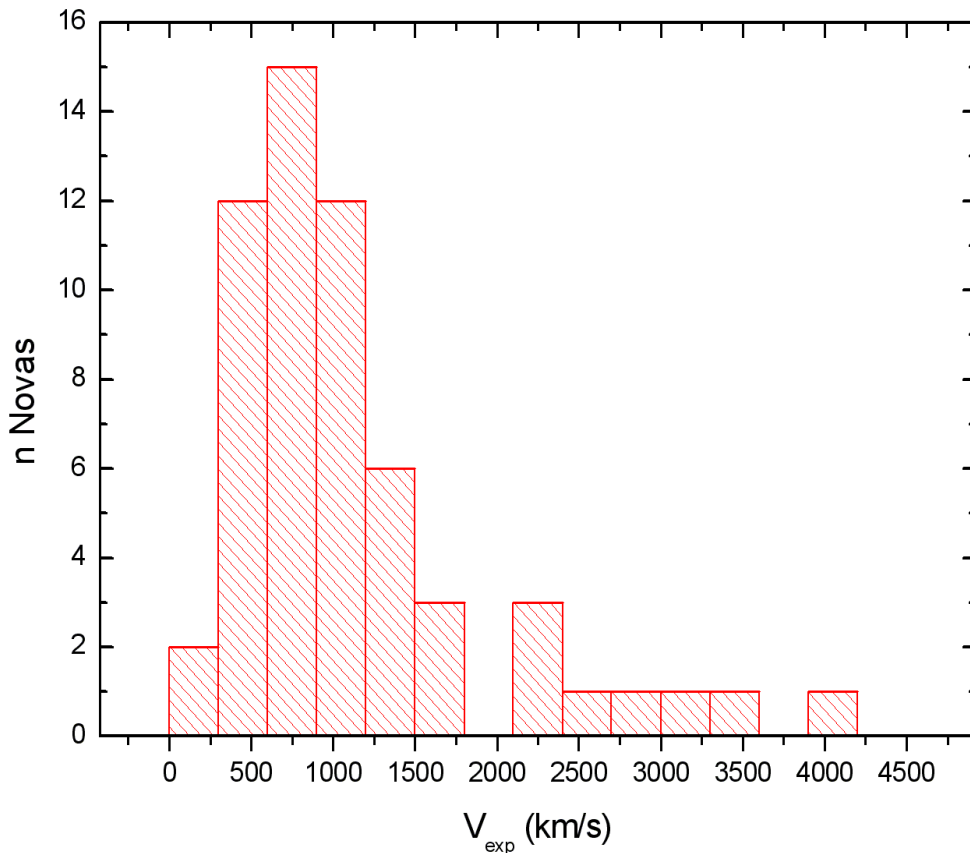


Figura 24 – Histograma da velocidade de expansão do envelope com bin = 300 km/s

Devido ao baixo número de objetos com a velocidade de expansão determinada não pode-se dizer se há duas populações distintas de novas a partir desse parâmetro. Um dado curioso é o valor da velocidade de expansão de V1500 Cyg de $V_{\text{exp}} = 1180$ km/s. Por ser uma das novas com a erupção mais intensa dever-se-ia esperar valores similares aos de V838 Her e MU Ser. O fato de V1500 Cyg ser uma polar, o campo magnético da anã branca pode interferir na trajetória da matéria.

Além disso, pode ter havido ejeção de matéria em alguma direção preferencial (por exemplo, se a primária tiver uma elevada rotação) e estes efeitos junto à inclinação em relação ao observador podem levar a medições de velocidades subestimadas. Kato (1997) realizou cálculos pelo modelo de vento espesso em objetos de população tipo I, que foram formados mais recentemente e do tipo II e obteve que as novas de população II teriam velocidades de expansão menores que as de novas de população I. Não é possível observar a presença de dois picos no histograma da figura 24.

3.1.4 – Tempo de decaimento do brilho a partir do máximo visual.

O tempo de decaimento do brilho a partir do máximo visual também é um parâmetro que descreve a intensidade da erupção. Novas rápidas, com tempo de decaimento pequeno, são aquelas que têm maior magnitude visual absoluta no máximo. Ao analisar o histograma de t_2 , Duerbeck (1990) sugeriu que havia um comportamento bimodal, com um pico em $t_2 \sim 8$ e $t_2 \sim 22$. Segundo este autor, este comportamento da distribuição é devido a contribuição de duas populações distintas de novas. Novas mais rápidas seriam do disco galáctico e as mais lentas do bojo galáctico.

Para verificar a hipótese de Duerbeck foram estudados os tempos de decaimento em duas magnitudes, com 94 objetos e em três magnitudes, com 158 objetos. Além disso foi necessário fazer uma separação entre objetos que pertenciam ao disco e objetos da direção do bojo (alguns objetos são realmente do bojo). O critério de seleção utilizado para separar objetos do disco e objetos da direção do bojo foi a distância angular.

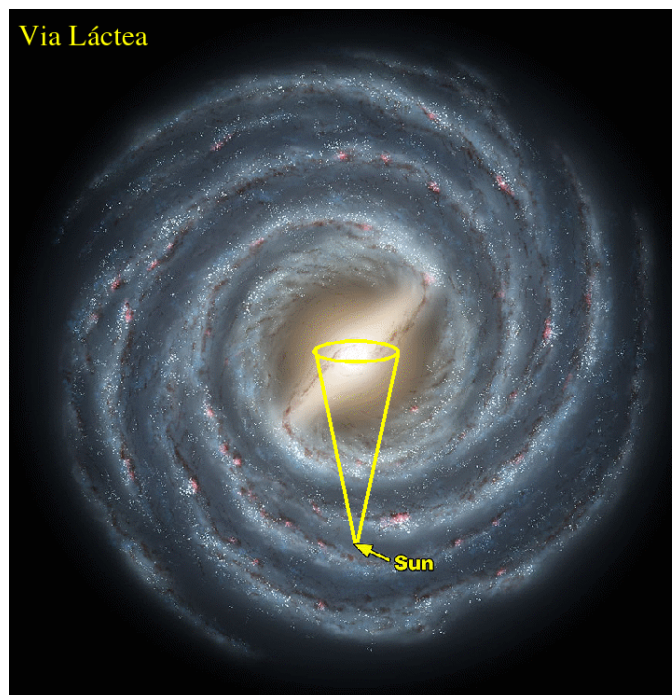


Figura 25 – Esquema da Via Láctea e o ângulo sólido utilizado como critério de seleção para novas tipo bojo.

Foi escolhido um ângulo de 8 graus em torno do centro da galáxia. As novas que estavam em seu interior foram consideradas do “tipo bojo” e as que estavam além foram chamadas do “tipo disco”. A escolha deste ângulo foi feita com base na distribuição de novas na galáxia (vide seção 3.2) Este critério é apenas um separador em primeira aproximação, havendo assim alguma contaminação das amostras. Mas o mesmo já é suficiente para causar mudanças significativas nos histogramas. A figura 25 mostra a configuração da Galáxia e o critério de seleção utilizado.

Della Valle et al. 1992 realizou estudo semelhante utilizando como critério separador a escala de altura galáctica Z_0 e as longitudes galácticas. Neste estudo as novas do centro correspondiam às que estavam entre -40 e +40 graus de longitude. Segundo esse estudo as novas rápidas estavam preferencialmente na direção do anti-centro galáctico e em escalas de altura menores que 100 pc. As novas com Z_0 entre 100 e 1000 pc seriam as mais lentas. Mas como foi citado pelos autores é possível que as novas lentas de baixa escala de altura possam não estar sendo observadas devido a alta extinção desta região. Além disso, seus estudos foram realizados com uma baixa estatística da amostra (com um total de 19 novas, sendo 7 rápidas). A tabela 6 mostra os valores de Z_0 médios para cada classe de velocidades da amostra atual.

<i>Classe de velocidade</i>	<i>Z₀ médio (pc)</i>
VF	188
F	407

MF	289
S	241
VS	394

Tabela 6 – Valores médios de Z_0 para novas clássicas segundo a classe de velocidade.

Na amostra atual o valor de Z_0 varia entre 1,7 pc para V1500 Cyg até ~ 2300 pc para V2104 Oph. Os valores da tabela 6 foram obtidos para uma amostra de aproximadamente 1 dezena em cada classe de velocidades. As novas lentas (S) são apenas 4 e as muito lentas (VS) 2. Estes dados não refletem nenhuma segregação ou tendência de escala de altura entre os tipos de novas. Para completar a análise feita por Della Valle et al. 1992 foram feitos na amostra atual os cálculos do tempo de decaimento médio para as sub-amostras separadas pela longitude e estes forneceram o resultado oposto ao dos autores, com as novas do centro sendo ligeiramente mais rápidas que as do anti-centro.

O histograma de t_2 com as novas do banco de dados mostra que há 3 picos significativos, um em $t_2 \sim 6$, outros em $t_2 \sim 21$ e $t_2 \sim 42$ (vide figura 26).

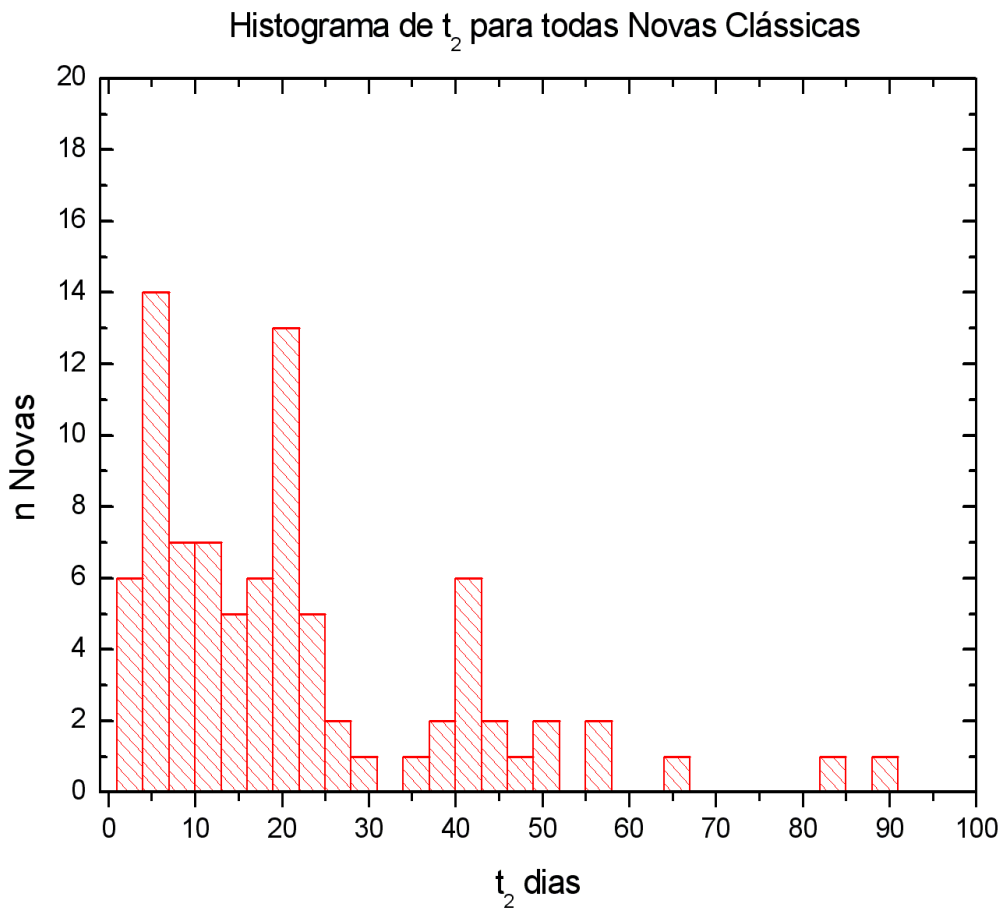


Figura 26 – Histograma de tempo de decaimento t_2 para as novas da galáxia. O bin utilizado foi 3 dias.

Os picos poderiam ser devido a baixa estatística, mas ocorrem também em t_3 , que tem 158 objetos amostrados. Como t_2 e t_3 são correlacionados ($t_3 \sim 2t_2$) mas com medidas independentes, a ocorrência em ambos os histogramas é um bom indício que os picos são reais. A figura 27 mostra a distribuição de t_3 para novas da galáxia. Observam-se picos correspondentes a cada pico de t_2 , em $t_3 \sim 17$, $t_3 \sim 40$ e $t_3 \sim 85$.

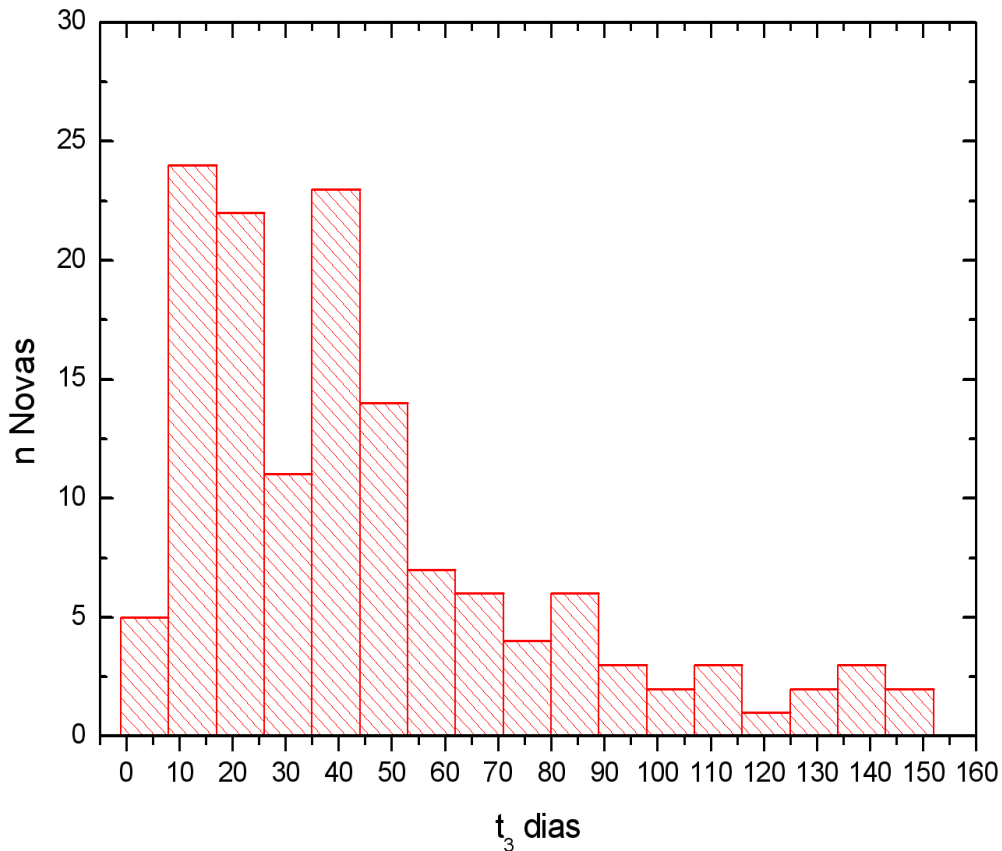


Figura 27 – Histograma de t_3 para as novas da galáxia. O bin utilizado foi de 10 dias.

Para se verificar se a causa dos picos é a população de novas (disco ou bojo) o procedimento dos histogramas anteriores é repetido nas sub-amostras do disco e da direção do bojo. A figura 27 mostra a distribuição de t_2 para novas do disco. Observa-se que a diferença principal entre o histograma da figura 27 e o da figura 25 é uma diminuição do primeiro pico ($t_2 \sim 6$). O mesmo efeito ocorre na comparação entre t_3 das figuras 26 e 28. A partir desses resultados tem-se uma primeira indicação que os objetos que não pertencem ao disco contribuem com novas rápidas na distribuição do tempo de decaimento. Segundo Duerbeck(1990) as novas do disco contribuiriam com as novas mais rápidas, mas isto não foi observado. As figuras 29 e 30 mostram a distribuição de t_2 e t_3 respectivamente para objetos da direção do bojo. Nestes histogramas se concentram as novas mais rápidas. Uma possível explicação é o efeito de seleção de novas mais brilhantes na região do bojo, pois esta é uma região distante e de grande extinção interestelar. Assim, o que se

observa nesta direção em particular são os eventos mais brilhantes, ou seja com tempo de decaimento menor.

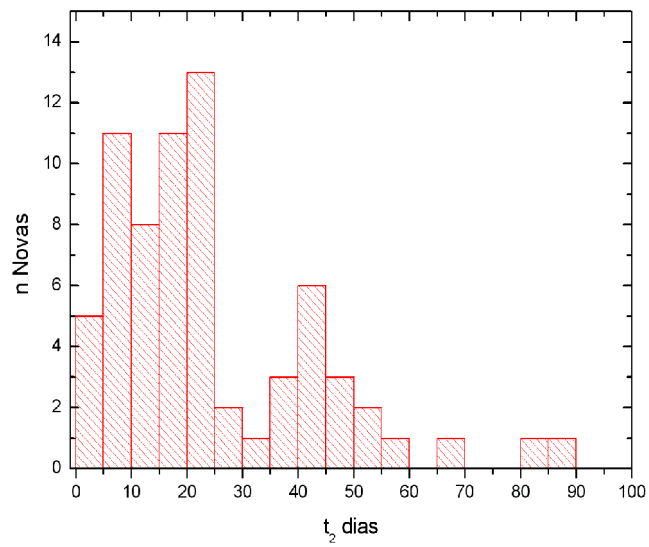


Figura 28 – Histograma de t_2 para novas do disco e halo galáctico. O bin utilizado foi de 5 dias.

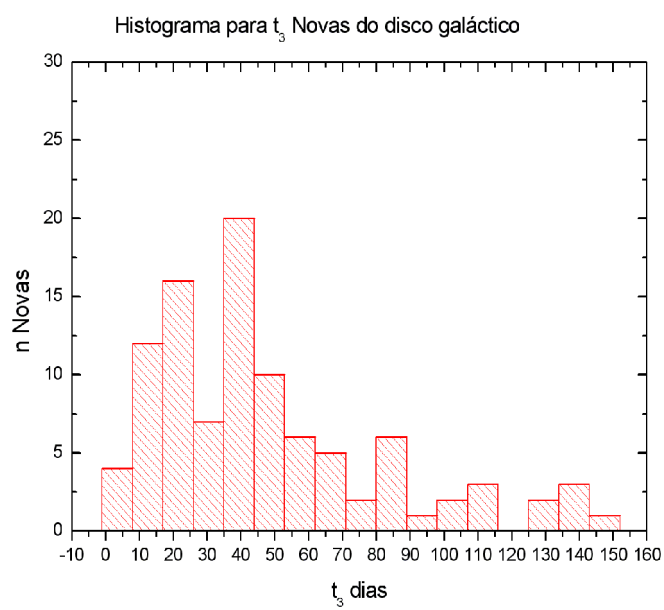


Figura 29 – Histograma de t_3 para novas do disco e halo galáctico. O bin utilizado foi de 7 dias.

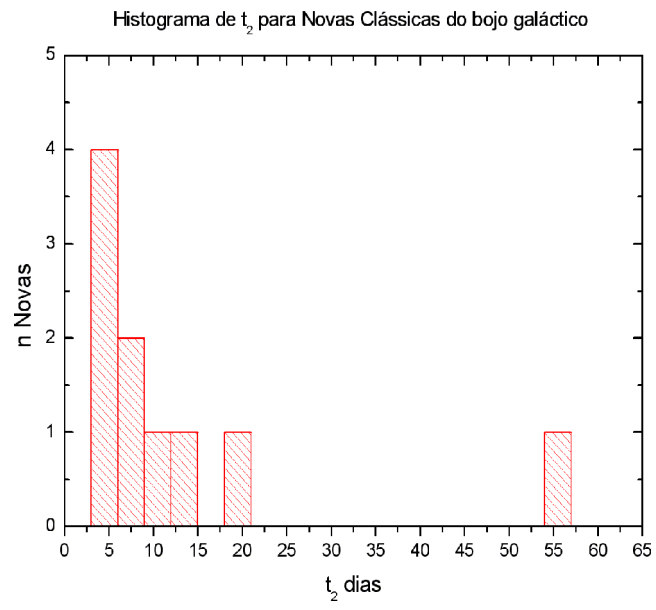


Figura 30 – Histograma de t_2 para novas da direção do bojo galáctico. O bin utilizado foi de 5 dias.

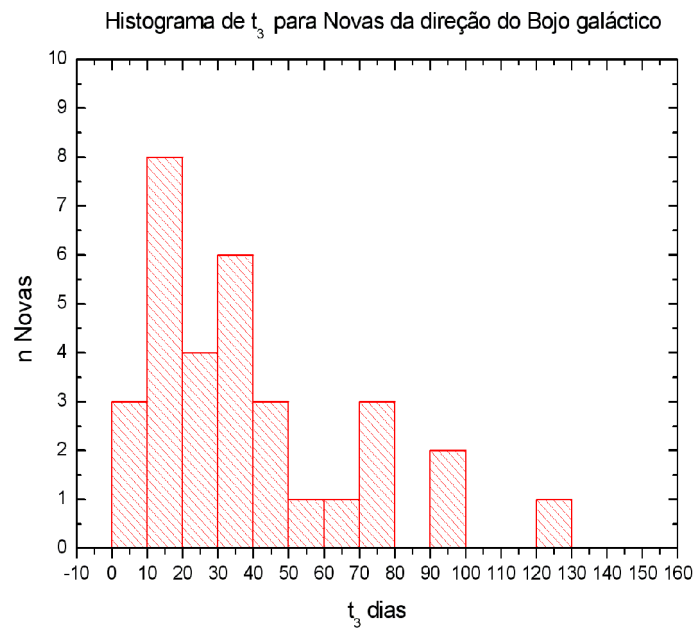


Figura 31 – Histograma de t_3 para novas da direção do bojo galáctico. O bin utilizado foi de 10 dias.

A tabela a seguir compara os valores médios para t_2 e t_3 nas amostras do disco e do bojo.

	t_2 médio	t_3 médio	σ_2	σ_3	mediana t_2	mediana t_3
Todas	36	104	70	234	19	42

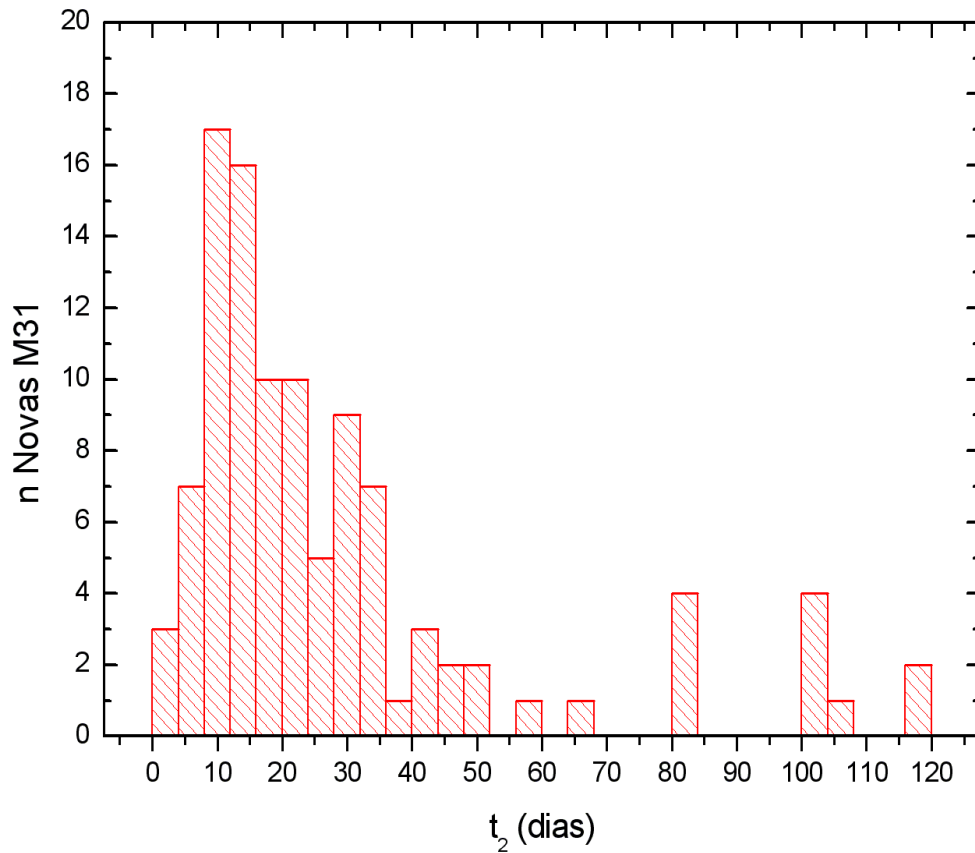
disco	43	124	75	268	20	43
bojo	12,5	52,7	16	52	7	33

Tabela 7 – Comparação das distribuições nas populações de novas, de novas do disco e da direção do bojo unidades em dias.

Os resultados da tabela 7 mostram que a sub-amostra das novas da direção do bojo são significativamente mais rápidas e apresentam uma menor dispersão de valores, indicando que nesta região tende-se a observar este tipo de nova com maior frequência. Ao se separar da amostra objetos que estariam no halo galáctico, que foram excluídos segundo o critério da latitude ser maior que 30 graus para norte ou sul, obtemos um conjunto pequeno (15 objetos), mas neste conjunto não há nenhuma nova rápida, sendo que o t_3 médio é 321 dias (há apenas 3 objetos com t_3 conhecido). Nesta sub-amostra os valores de magnitude absoluta são típicos dos objetos menos brilhantes e a amplitude, que tem uma amostragem de 13 objetos, tem como valor médio 8,5. Estes valores sugerem erupções de menores intensidades nessa amostra de alta latitude.

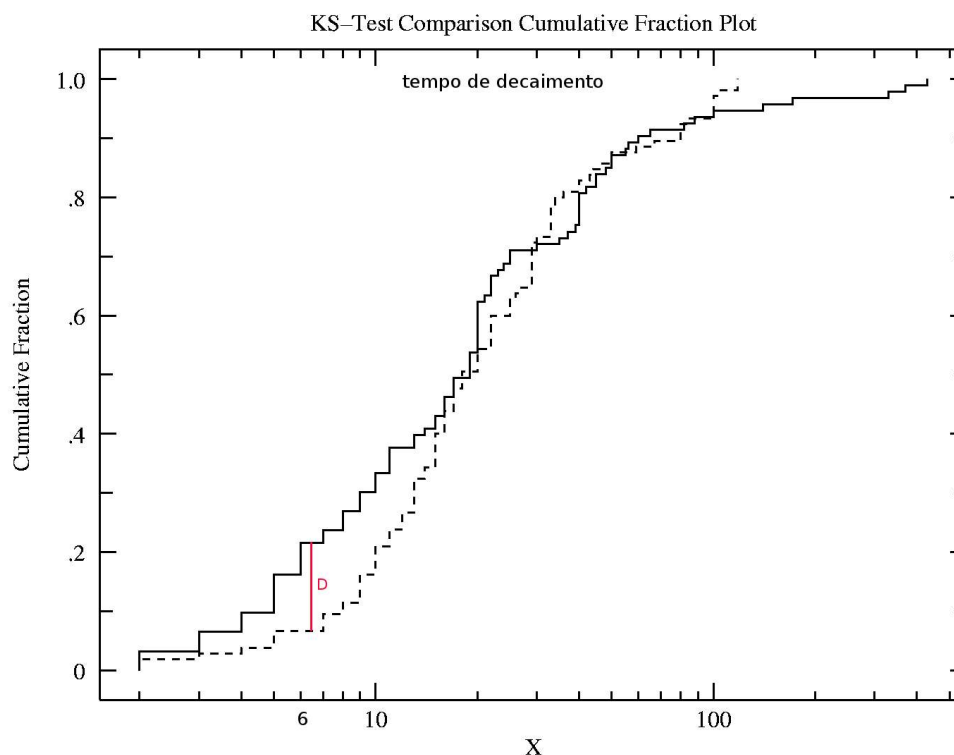
Ao se comparar a distribuição de t_2 para as novas de M31 com a da galáxia obtém-se que a distribuição de M31 tem em média novas mais rápidas, com t_2 médio de 28 dias e desvio padrão de 26 dias, sendo assim bem mais concentrada que a distribuição galáctica. A figura 32 mostra o histograma de t_2 para novas de M31. Pode-se observar que há três picos ($t_2 \sim 10$ e $t_2 \sim 32$, $t_2 \sim 45$), mas eles são menos evidentes (se é que existem) que os picos da distribuição da Galáxia. Esse fato pode ser devido a uma menor influência dos efeitos de seleção observacional em M31. A taxa de novas no bojo de M31 é 10 vezes maior que a taxa do disco. A amostra do bojo corresponde a aproximadamente 85 % das novas de M31. Assim o histograma da figura 32 mostra basicamente as características da população do bojo. Como no bojo há estrelas de população I e II, que representam objetos de diferentes metalicidades, pode-se especular que os picos da distribuição são devidos aos objetos de diferentes metalicidades. O mesmo pode estar ocorrendo na amostra da Via Láctea. É interessante observar que a distribuição de magnitude absoluta não apresenta os picos correspondentes aos picos de t_2 ou t_3 , que estariam em $M_{V_{\text{máx}}} = -8,6$, $-7,4$ e $-6,7$ magnitudes. Como são próximos, podem estar sendo ocultados pelas incertezas de $M_{V_{\text{máx}}}$.

Figura 32 – Distribuição de t_2 para M31. O bin utilizado foi de 4 dias.



O teste KS para as duas distribuições obteve $P = 0,30$ como fator de semelhança, ou seja inconclusivo quanto à sua similaridade. A maior diferença entre as distribuições foi de $D = 0,14$, como mostra a figura 33. Em M31 8 % das novas tem tempo de decaimento menor que 6, enquanto na galáxia são 22%.

Figura 33 – Diagrama KS comparativo entre as amostras de t_2 em M31 (tracejado) e na Galáxia (linha). A variável X corresponde à t_2 .



3.1.5 – Período Orbital

O período orbital é a grandeza física que pode ser determinada com maior precisão em binárias cataclísmicas e está associado à dimensão do sistema semi-ligado. Entretanto, a amostra é fortemente influenciada por efeitos de seleção (vide item 1.4.1). O histograma de períodos orbitais para novas clássicas tem algumas características peculiares. Para as novas anãs e “novas like” ocorre um “vazio” de períodos entre 2 e 3 horas (Warner 1976). Esse vazio é normalmente explicado pela ausência de transferência de matéria devido ao fim do freamento magnético. Nas novas clássicas, como sugerido por Baptista et al. (1993) e apontado por Diaz & Bruch (1997) há um número significativo de objetos dentro deste “vazio”, como mostra a figura 34.

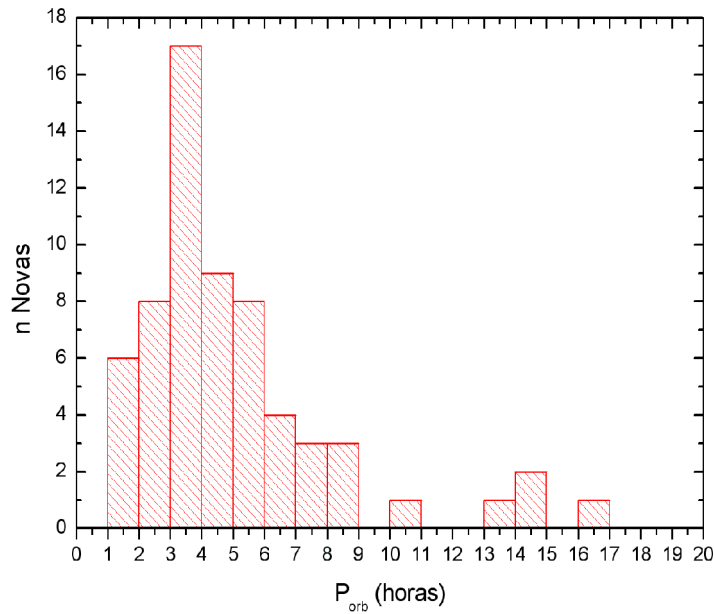


Figura 34 – Histograma de períodos orbitais para novas clássicas com bin de 1 hora.

As novas que estão entre 2 e 3 horas são: DD Cir (2,34 h), IM Nor (2,46 h), V Per (2,57h), QU Vul (2,68 h), V2214 Oph (2,82 h), V630 Sgr (2,83 h) V351 Pup (2,84 h) e DM Gem (2,95 h). Além destas há V4633 Sgr com 3,01 h, DN Gem com 3,07 h e V1494 Aql (3,23 h) que podem ser

consideradas dentro do vazio quando este é calculado segundo Kolb (1993) ($2,34 < P_{orb} < 3,24$). Assim pode haver um total de 11 novas dentro do intervalo do vazio. A descoberta destes objetos com esses períodos orbitais significa que mesmo com o fim do freamento magnético (devido ao fim do vento da secundária), ocorre transferência de matéria. Em sistemas com a primária muito quente podemos ter um aquecimento da secundária. Esse aquecimento pode tirar a secundária do equilíbrio, fazendo com que haja uma expansão de seu envelope. Essa expansão poderia extravasar o lóbulo de Roche e assim fazer com que não haja interrupção da transferência de matéria para a primária durante a travessia do vazio.

O valor mínimo para o período orbital na amostra é de 85 minutos o que apóia a teoria que prediz que novas sem deficiência em hidrogênio têm um período mínimo da ordem de 75 minutos (Paczynski & Sienkiewicz, 1981 e Rappaport, Joss & Webbink, 1982) ou 83 minutos se for considerada a primária de $1 M_{sol}$ (Kolb, 1999). A média da distribuição é 5 horas com desvio padrão de 3 horas e temos que 80 % dos valores estão entre $5 h \pm \sigma$. Isto pode ser devido ao efeito de seleção que favorece a medida do período para sistemas com modulações orbitais fotométricas ou espectroscópicas de até 6 horas.

Apenas as novas anãs e as CVs magnéticas tem número significativo de objetos com períodos abaixo do “vazio” e em particular as polares são concentradas em períodos curtos, todos mais curtos que 4,6 horas. Na amostra de NCs temos apenas 6 objetos abaixo do período de vazios, comportamento similar ao das “novas like”. As “novas like” estão concentradas acima do vazio de períodos, entre 3 e 6 horas. Ao considerar-se as CVs não magnéticas como uma mesma classe de objetos e seus tipos como manifestação de um estado particular, dever-se-ia observar uma distribuição semelhante entre os períodos orbitais nas novas anãs, novas like e novas clássicas. Mas deve-se considerar que existem efeitos de seleção na observação dos tipos que podem influenciar na distribuição obtida para cada tipo de CV não magnética. Segundo Diaz & Bruch (1997) a população de progenitoras de novas possui uma distribuição fortemente concentrada em períodos curtos.

	<i>N</i>	<i>média (h)</i>	<i>mín(h)</i>	<i>máx(h)</i>	$\sigma_{Porb} (h)$	<i>mediana (h)</i>
Todas	63	4,99	1,42	16,63	3,17	4,02
NA	39	4,79	1,42	13,09	2,48	3,74
NB	10	6,07	1,94	16,63	5,11	3,99

Tabela 8 – Comparação entre as distribuições de período orbital nas amostras selecionadas de novas rápidas NA e

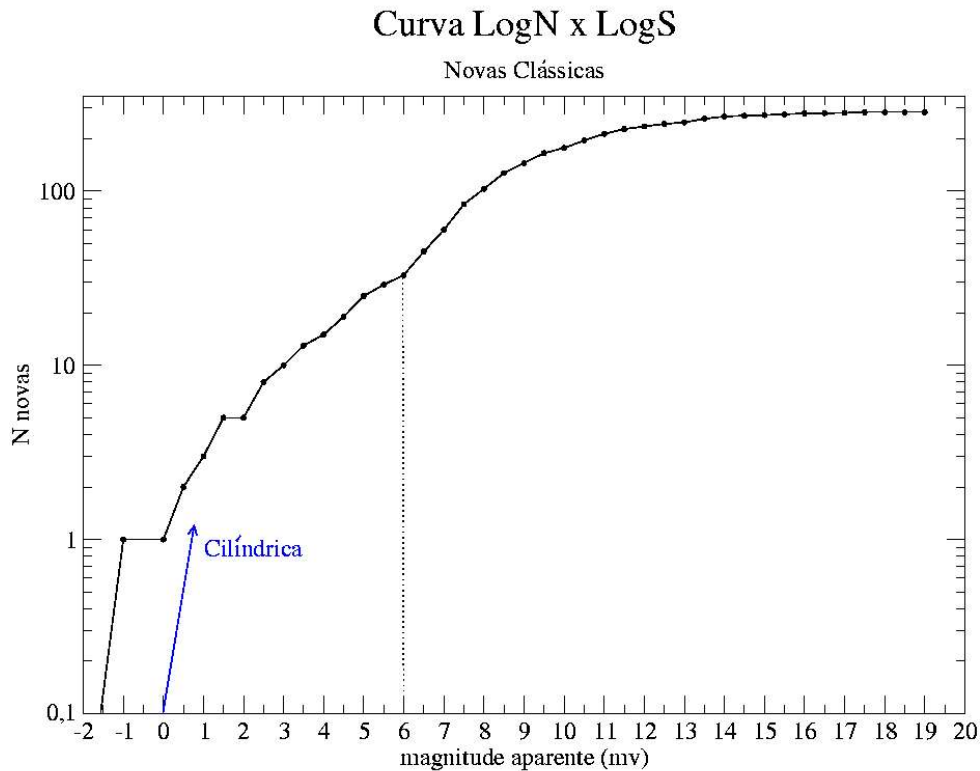
lentas NB.

Aparentemente não há nenhuma correlação entre o período orbital e a classe de velocidade das novas clássicas. Mas ao separar-se a amostra entre novas rápidas (NA) e lentas (NB), observa-se que as mais lentas têm maior média e maior dispersão nos seus valores. A tabela 8 expõe as características das distribuições do período orbital na amostra toda e nas sub-amostras de novas rápidas e lentas. Nesta comparação foram excluídas V1017 Sgr com $P_{orb} = 137,1$ h, Sekiguichi (1992), GK Per com $P_{orb} = 47,9$ h, Crampton et al. (1986) e X Ser com $P_{orb} = 35,5$ h, Thorstensen & Taylor (2000) por serem objetos peculiares e possuírem períodos muito maiores que os valores típicos da amostra. Seria interessante saber se os objetos do bojo ou halo têm relativamente mais novas abaixo do vazio de períodos que a população do disco. Isto evidenciaria uma população mais velha no bojo e halo. Mas com os dados disponíveis até o momento não é possível obter esta informação.

3.2 - Distribuição de novas na galáxia

Para se compreender melhor o fenômeno nova e sua população progenitora na galáxia é necessário conhecer como estas estão distribuídas. Além disso, o estudo da completeza da amostra provê uma forma de se estimar melhor a distribuição de CVs da galáxia e desta forma se tem como ocorreu a evolução desses sistemas. As CVs são fontes importantes de alguns elementos pesados para o meio interestelar, sendo em alguns casos como o Al^{26} a única fonte conhecida para sua nucleossíntese.

Figura 35 – Diagrama $\log N \times \log S$ das novas clássicas da galáxia. A distribuição cilíndrica está indicada na figura.



Ao considerarmos o número de novas observadas com uma magnitude aparente menor que uma magnitude dada obtemos um ponto da curva LogN x LogS. Neste tipo de diagrama se a inclinação da curva for próxima a $3/5$ temos uma distribuição esférica, se for próxima de $2/5$ temos uma distribuição cilíndrica. Uma distribuição esférica significa que as novas estão distribuídas por toda a galáxia, não havendo nenhum plano preferencial. Já na distribuição cilíndrica as novas estão distribuídas em um disco que contém o plano da galáxia. Na figura 35 se observa que a distribuição é mais próxima a uma distribuição cilíndrica em comparação a uma distribuição esférica. É interessante observar que o número de novas tem um crescimento mais acentuado a partir de magnitude aparente ~ 6 . Isto pode ser devido a contribuição de objetos na proximidade do bojo galáctico, já que este tem uma grande densidade de estrelas. A partir de magnitude ~ 8 observa-se que há uma diminuição da inclinação da curva, indicando que a partir deste valor são perdidas muitas erupções. Deve-se lembrar que a maior parte das novas foi e ainda continuam sendo descobertas por pequenos telescópios. O limite de observação é atingido por volta de magnitude 17. Uma maneira mais clara de se visualizar a distribuição das novas na galáxia é através do um mapa

na projeção de Aitoff, ou de áreas iguais. Esse mapa pode ser obtido através das coordenadas galácticas dos objetos . A distribuição pode ser visualizada na figura 36.

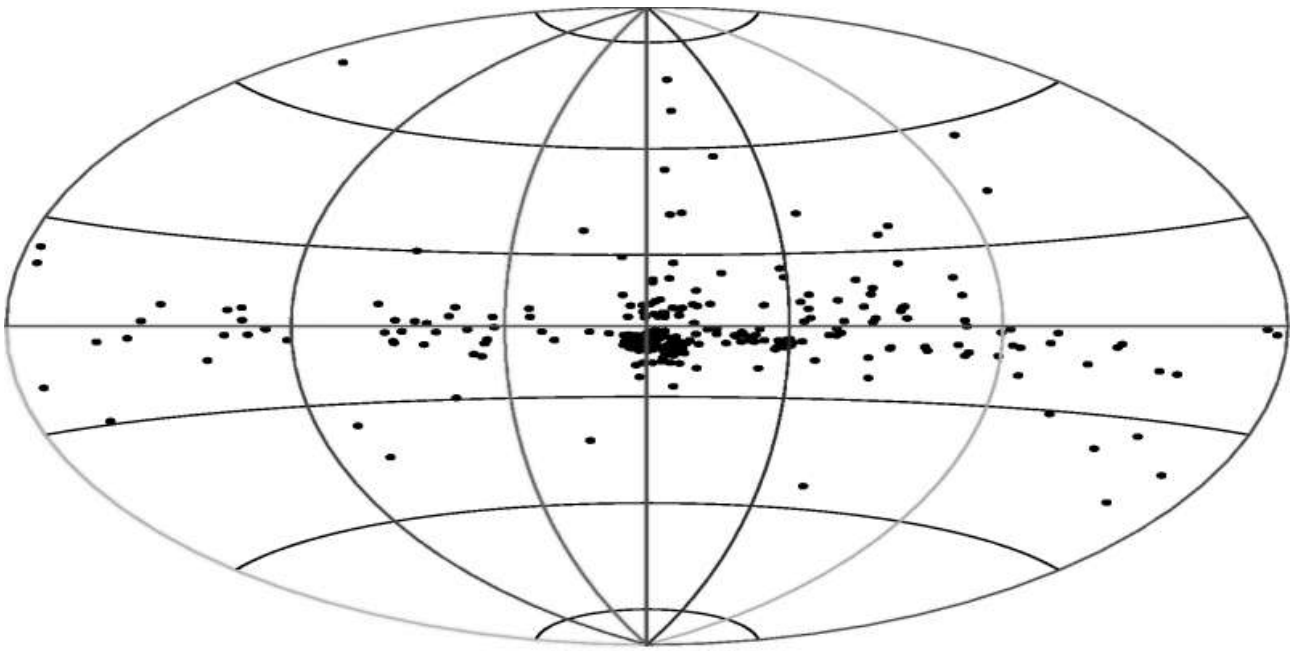


Figura 36 – Mapa em coordenadas galácticas da distribuição de novas clássicas.

O primeiro fato notável no mapa é que as novas estão distribuídas preferencialmente no disco galáctico. O segundo é a grande concentração de objetos na direção do bojo. A concentração ao sul é devida a grande quantidade de poeira e gás que existem em latitudes ao norte, acima do bojo. A figura 37 mostra uma composição entre a imagem da galáxia no óptico e a distribuição de novas vista na figura 36.

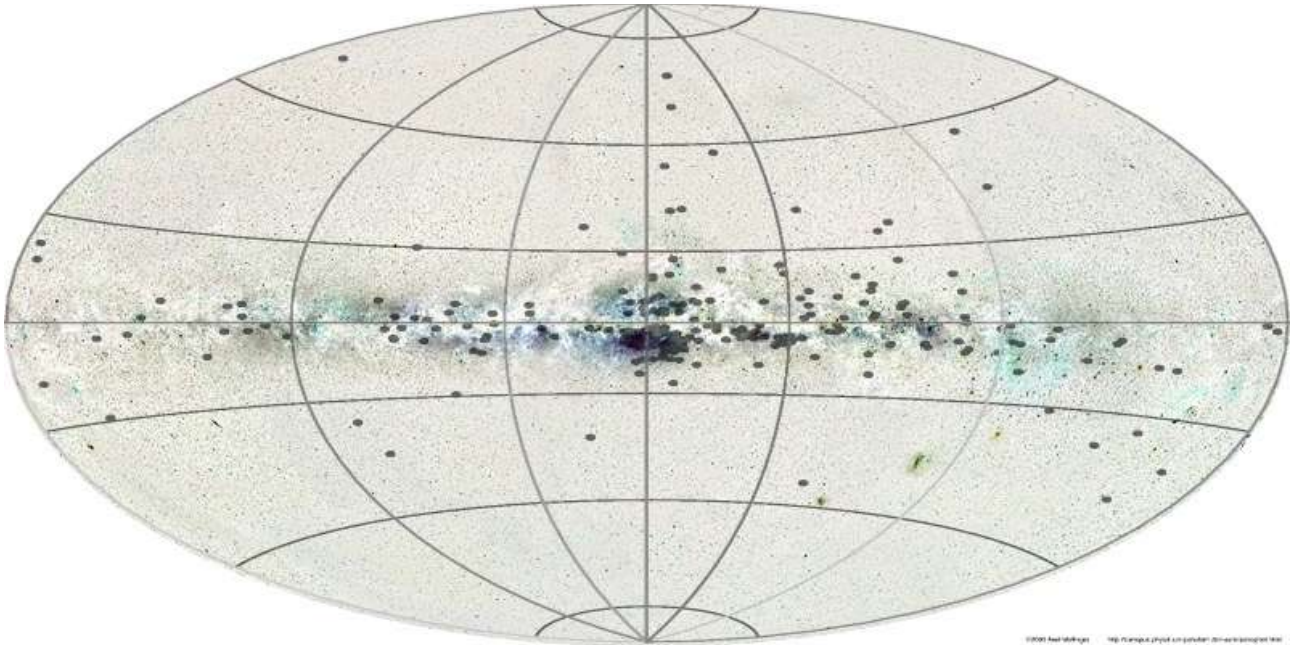


Figura 37 – Composição de imagens da Via Láctea e a distribuição de novas clássicas. Nesta figura as regiões brancas são as regiões de grande extinção no óptico (poeira e gás).

As regiões onde não há objetos observados coincidem com as regiões de alta concentração de gás e poeira e portanto de alta extinção. Pode-se observar também que há umas duas dezenas de objetos que podem pertencer ao halo galáctico. Entre estes objetos estão as novas mais lentas e menos brilhantes da amostra (ver ítem 3.1.4). Este fato pode indicar que pertencem ao halo da galáxia e tem progenitoras de população II. Eventualmente, o terceiro pico no histograma do tempo de decaimento do brilho (figuras 26 e 27) poderia ser formado por objetos desse tipo, mas uma amostra mais numerosa é necessária para estabelecer esta associação. Outra hipótese é que estes objetos pertençam a galáxias canibalizadas pela Via Láctea. Recentemente foi descoberto que existe uma galáxia se fundindo com a nossa na constelação de Virgem a aproximadamente 8 kpc. Esta galáxia anã tem seu plano principal perpendicular ao disco de nossa galáxia (Juric 2006). Quando são selecionadas apenas as novas rápidas e muito rápidas no mapa da figura 36 se observa que estas estão muito concentradas na direção do bojo e algumas são coincidentes com regiões de poeira e gás (figura 38). Mas por ser a região do bojo uma região de grande extinção, pode-se estar observando apenas aquelas novas que tiveram erupção mais intensa e brilhante. É possível notar que com exceção de um objeto, V533 Her, que é uma nova rápida ($t_2 = 22$ dias), todas as rápidas ou muito rápidas estão localizadas em latitudes menores que 20 graus.

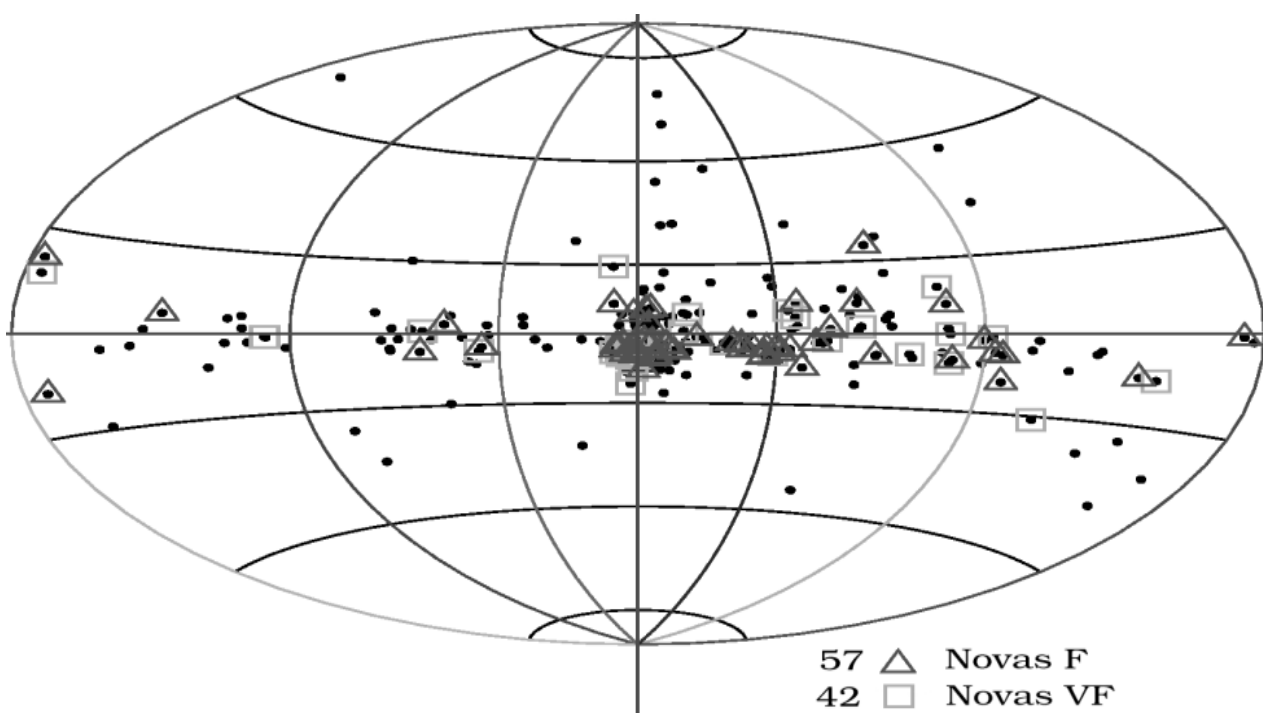


Figura 38 – Distribuição das novas muito rápidas (VF) e rápidas (F) na amostra.

Em M31, onde é possível eliminar parcialmente o efeito de seleção das mais brilhantes pela extinção, é observado que 15 % a 20 % das novas são provenientes do disco, o que representa de 85 % a 80 % de novas no bojo (Capaccioli et al. 1989 e Ciardullo et al. 1987). Segundo Sharov (1993) não há diferença entre a distribuição espacial de novas lentas e rápidas em M31. Mas na nossa Galáxia, apesar de termos muitos objetos na direção do bojo, poucos deles tem distância conhecida (11 novas com distância média de 5500 pc, $\sigma_{\text{dist}} = 2900$ pc), o que se traduz em poucos objetos que certamente pertencem ao bojo galáctico (6 objetos com distância superior a 6 kpc e inferior a 10 kpc) e estes têm t_2 médio = 9 dias.

Deve-se observar que tanto o disco como o bojo possuem estrelas de população I e a eventual presença de estrelas de população II no bojo não causa efeitos significativos, na população de novas observadas nestes locais (por causa dos fortes efeitos de seleção). Porém, um aumento na frequência de objetos na direção do bojo é evidente. Um resultado relevante é obtido ao se analisar a população de novas que pertence ao halo, onde há estrelas de população II. Apesar de haverem poucos objetos com parâmetros observacionais determinados, todos eles indicam que as novas deste grupo são significativamente mais lentas e com erupções menos intensas. Kato (1997) calculou modelos de

ejeção de matéria por ventos espessos em objetos de população I e II. Segundo seus resultados, objetos com menos teor de metais (população II) têm ventos menos velozes e tempo de decaimento maiores. Mesmo na população II ($Z < 0,001$) ocorrerá ejeção de matéria, mas com a condição que a massa da anã branca seja maior que $0,8 M_{\text{sol}}$. Segundo Yungelson et al. (1997) aproximadamente 10 % das novas pertencem ao grupo de estrelas mais antigas (população II).

3.3 – Análise exploratória de correlações

Algumas correlações entre os parâmetros observacionais de novas clássicas já são bem conhecidos na literatura, tais como a dependência entre a magnitude absoluta no máximo visual e o tempo de decaimento ou a correlação entre a velocidade de expansão do envelope e o tempo de decaimento. Os primeiros ajustes destas relações foram feitos há muito tempo por McLaughlin (1960) e Schmidt (1957), mas no caso da relação $M_v \times t_n$ houve algumas revisões por Cohen (1985) e Capaccioli et al. (1989). Neste trabalho foram obtidas estas mesmas correlações com um conjunto mais numeroso de objetos. Além disso, através do PCA, foram obtidas novas correlações que podem ajudar a esclarecer alguns aspectos da física destes objetos. A relação $M_v \times t_n$ será detalhada à parte no item 3.4.

3.3.1 – Velocidade de expansão do envelope e tempo de decaimento

A velocidade de expansão do envelope tem um vínculo forte com o tempo de decaimento do brilho no visível. A relação obtida por McLaughlin (1960) é dada a seguir:

$$\log(V_{\text{exp}}) = 3.7 - 0.5\log(t_3) = 3.57 - 0.5\log(t_2) \quad (57)$$

a velocidade média é dada em km/s e o tempo de decaimento em dias. Para um dado t_2 ou t_3 há uma dispersão de 0,2 dex.

Esta correlação tem grande dispersão provavelmente devido à dispersão da própria velocidade de expansão. Devido à geometria da ejeção não ser necessariamente esférica, temos que o valor da velocidade de expansão medida é o valor da velocidade projetada na linha de visada. Assim, se houver uma direção preferencial de ejeção e esta for o plano da órbita por exemplo, a inclinação do sistema em relação ao observador, causará um efeito dispersivo dos valores de velocidade. A figura 39 mostra o ajuste obtido com os dados do catálogo atual.

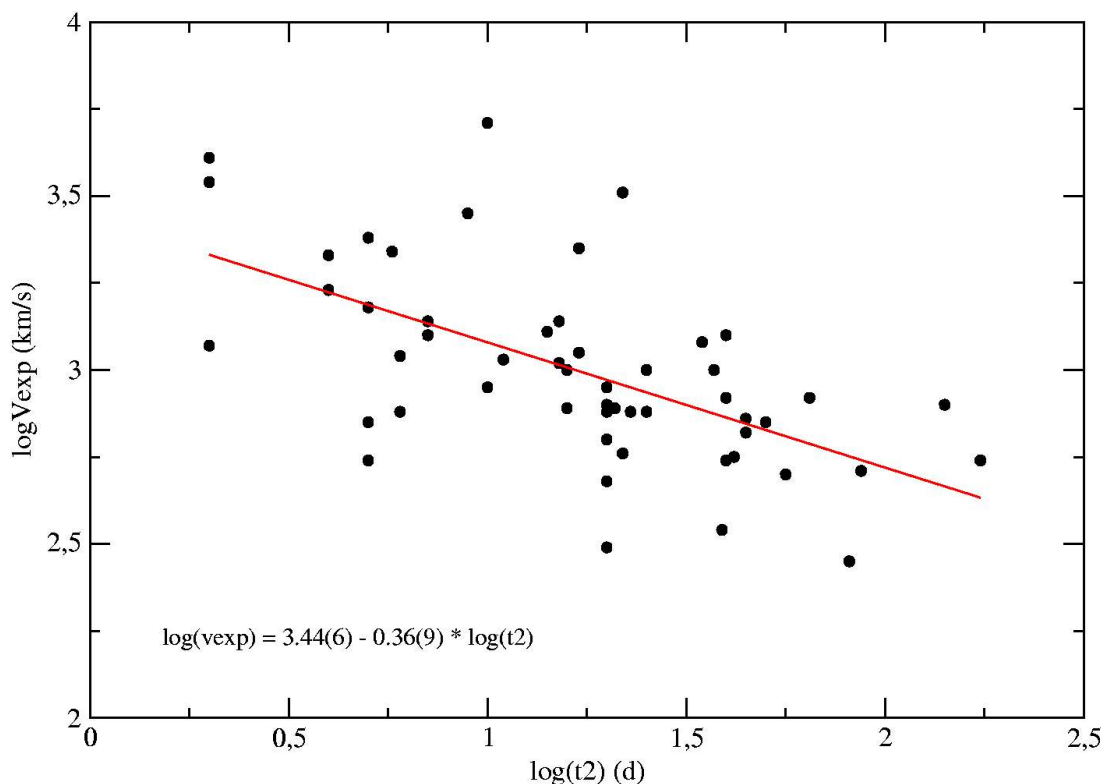


Figura 39 – Ajuste linear para velocidade de expansão do envelope e tempo de decaimento do brilho. Há 51 novas clássicas nesta amostra.

Apesar de se obter um ajuste aceitável, $R = 0,6$, a dispersão dos pontos é bem grande. O mesmo valor de coeficiente de correlação foi observado para o ajuste da velocidade de expansão do

envelope e t_3 . As correlações obtidas foram:

$$\log(V_{\text{exp}}) = 3,64(11) - 0,41(7)\log(t_3) = 3,44(6) - 0,36(9) \log(t_2) \quad (58)$$

Os resultados obtidos com os dados atuais, quando comparados aos de McLaughlin, diferem no valor do coeficiente angular por mais de um sigma, o que pode ser devido a baixa estatística do ajuste de 1960. A dispersão nos dois ajustes foi de 0,16 dex, o que é ligeiramente melhor que o ajuste de McLaughlin (1960). Shara (1980) mostrou que ao se considerar as seguintes condições para a erupção: $M_1 \sim 1 M_{\text{sol}}$, $L_1 \sim 10^{-2} L_{\text{sol}}$, obtém-se $M_{\text{env}} \sim 5 \times 10^{-5} M_{\text{sol}}$ e $L_{\text{edd}} = 10^{38}$ erg/s. Com um valor da taxa de perda de massa para o envelope de $dM_{\text{env}}/dt = 10^{22}$ g/s obtém-se a relação:

$$\log(V_{\text{exp}}) \sim 4,28 - 0,5 \log(t_3) \quad (59)$$

Esta relação está próxima a da expressão obtida por este trabalho, considerando as aproximações adotadas no cálculo de (59).

3.3.2 – Tempo de decaimento em 2 e 3 magnitudes.

Os tempos de decaimento t_2 e t_3 são parâmetros equivalentes mas caso seja perdido o máximo visual, a medida de t_3 (o erro é maior em t_3) ocorre em uma parte da curva de luz onde a taxa de decaimento é menos acentuada que nos momentos iniciais. Assim t_3 tem seu valor super-estimado nestes casos. Entretanto, a relação linear entre esses parâmetros indica que, em geral, o processo de decaimento ocorre de forma homóloga. A figura 40 mostra o ajuste obtido.

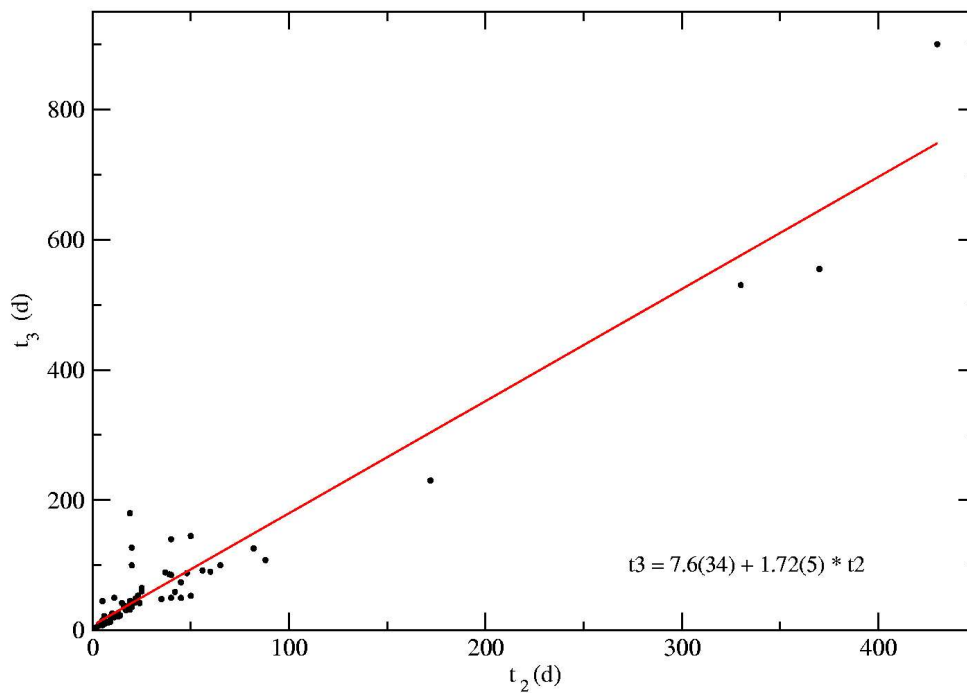


Figura 40 – Ajuste linear entre t_2 e t_3 . Alguns objetos com valores muito discrepantes da média podem ter os valores de t_3 super-estimados.

Pode-se observar um conjunto de pontos bem acima do ajuste que são objetos onde provavelmente o valor de t_3 foi superestimado. O coeficiente do ajuste é $R = 0,97$. Warner (1995) propôs uma relação do tipo $t_3 = 2,75t_2^{0,88}$. Esta relação tem um bom comportamento para novas rápidas mas subestima o valor de t_3 para novas lentas. O ajuste obtido é:

$$t_3 = 7,6(34) + 1,72(5)t_2 \quad (60)$$

3.3.3 – Magnitude absoluta e velocidade de expansão do envelope

A relação entre esses dois parâmetros já era esperada pois ambos são correlacionados com o tempo de decaimento do brilho no visível. Como foi mostrado no item 3.3.1, a velocidade de expansão também introduz uma dispersão no gráfico $Mv_{\text{máx}} \times \log(V_{\text{exp}})$. A figura 41 mostra a correlação encontrada e seu ajuste linear.

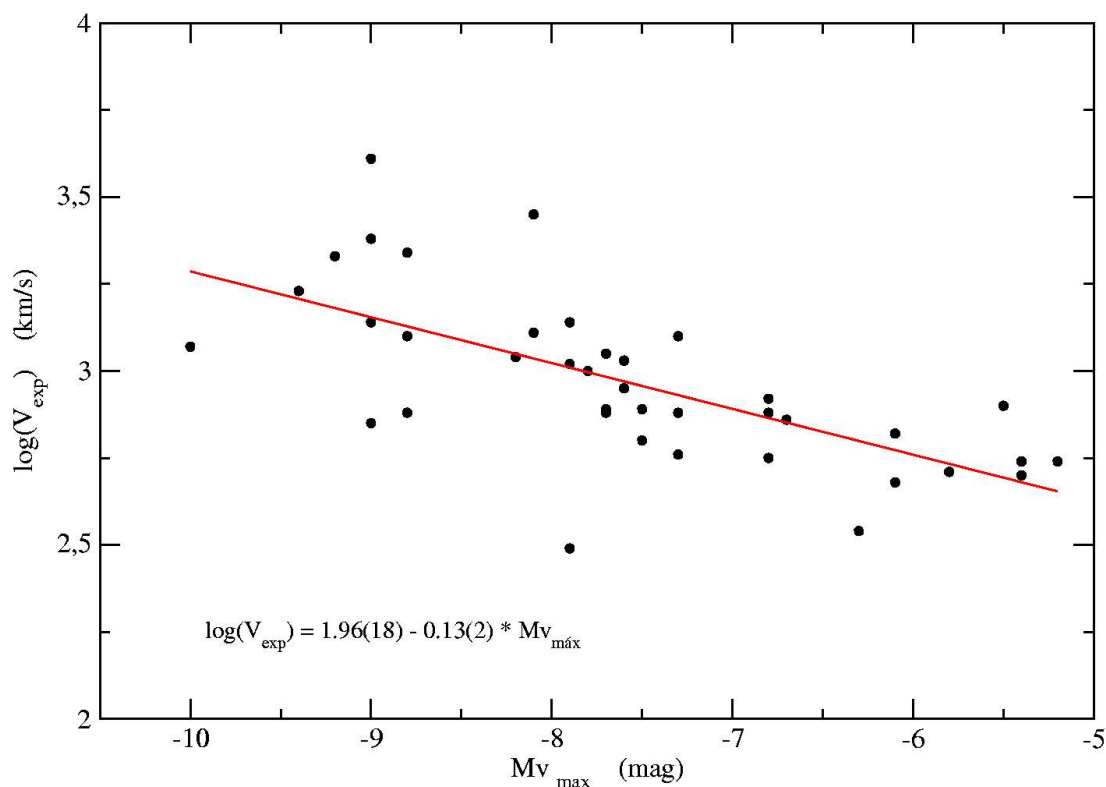


Figura 41 – Correlação entre a magnitude absoluta e a velocidade de expansão do envelope para 39 novas.

O ajuste tem coeficiente $R = 0,67$ e uma dispersão de $0,13$ dex ou $\sigma_e = 0,92$ mag:

$$\log(V_{\text{exp}}) = 1,96(18) - 0,13(2)Mv_{\text{máx}} \quad \text{ou} \quad (60)$$

$$Mv_{\text{máx}} = 2,35(18) - 3,34(6)\log(V_{\text{exp}})$$

Através do PCA foi possível verificar que ao se adicionar mais um parâmetro à base que representa um determinado subespaço, poder-se-ia obter novas relações para previsão de um parâmetro. À relação entre a magnitude absoluta no máximo visual ($Mv_{m\acute{a}x}$) e a velocidade de expansão do envelope (V_{exp}) foi adicionada como parâmetro extra, a amplitude da erupção. Se obtem assim um plano [V_{exp}, A] que prevê $Mv_{m\acute{a}x}$. A comparação entre as previsões foi realizada através do erro padrão da estimativa, como mostra a expressão a seguir:

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{\sum (y_i - y_m)^2}{n-2}} \quad (61)$$

onde y_m é o valor do parâmetro e y_i o valor previsto.

O erro da estimativa foi calculado para os mesmos objetos com as duas funções. O ajuste obtido para a função de uma variável na expressão 60. A função de duas variáveis obtida foi:

$$Mv_{m\acute{a}x} = -0,29(9)A - 1,99(8)\log(V_{exp}) + 1,92(15) \quad (62)$$

O ajuste da expressão 68 é ligeiramente melhor com um erro da estimativa $\sigma_e = 0,55$ magnitudes, enquanto que o ajuste linear apresenta $\sigma_e = 0,62$ magnitudes, uma diferença de aproximadamente 10%. A figura 42 mostra as previsões das duas funções para valores de magnitude absoluta. Neste caso temos duas grandezas facilmente observáveis (amplitude e V_{exp}) como estimadoras da magnitude absoluta. A tabela a seguir mostra os valores da correlação entre os parâmetros:

	$Mv_{m\acute{a}x}$	A	V_{exp}
$Mv_{m\acute{a}x}$	1		
A	-0,76	1	
V_{exp}	-0,66	0,47	1

Tabela 9 – Matriz de correlação obtida pelo método do PCA

O primeiro autovetor representa 75 % da informação, o segundo 18 % e o terceiro 7%.

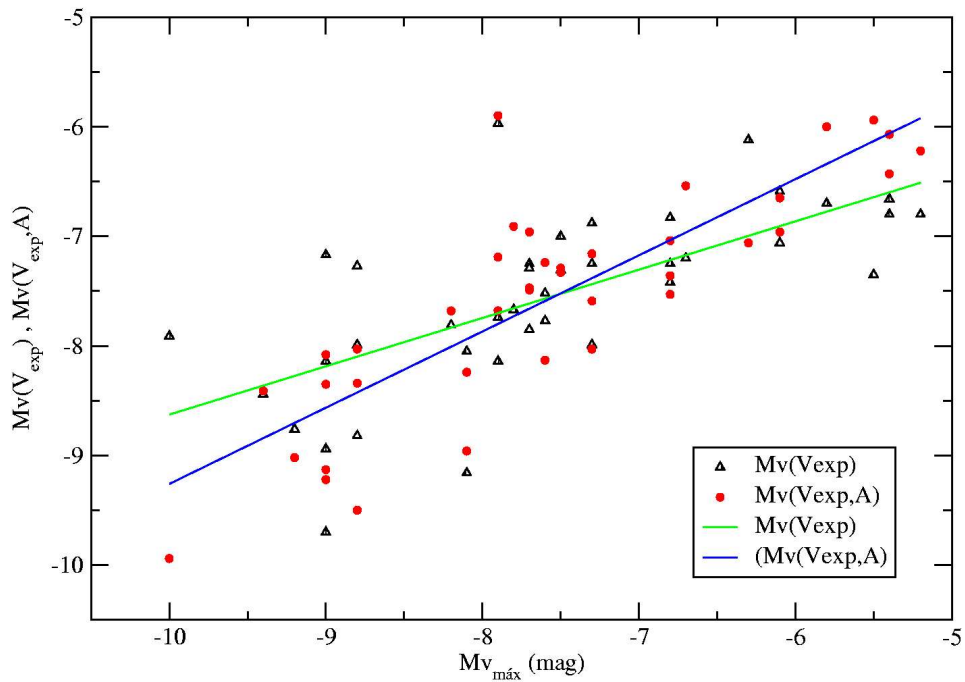


Figura 42 – Previsão dos ajustes pelas funções de uma variável $Mv(V_{exp})$ e duas variáveis $Mv(V_{exp},A)$. A função de duas variáveis tem menor resíduo e ajusta melhor as novas das extremidades da distribuição.

3.3.4 – Magnitude Absoluta no máximo visual e luminosidade em $H\alpha$ e $H\beta$.

As luminosidades em $H\alpha$ e $H\beta$ nos primeiros momentos (até t_3 dias) após a erupção dependem diretamente da quantidade de matéria ejetada. Apesar do pequeno número de objetos com esses parâmetros conhecidos foi possível verificar que as novas mais rápidas (mais luminosas) têm maior luminosidade média nessas linhas. A figura 43 mostra esse comportamento. Como há poucos objetos, o gráfico aponta apenas uma relação de proporcionalidade entre a intensidade da erupção e a luminosidade nas linhas $H\alpha$ e $H\beta$.

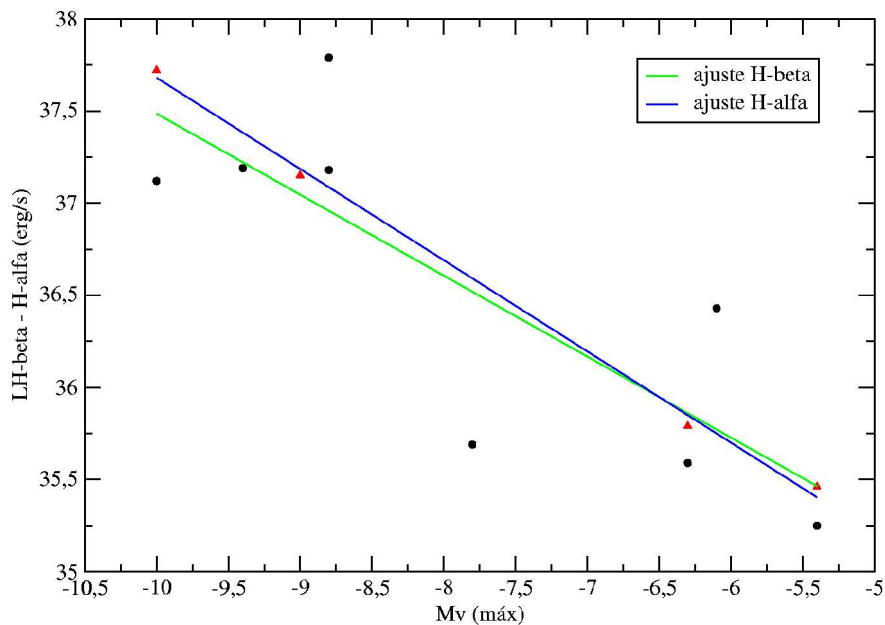


Figura 43 – Objetos mais brilhantes máximo visual têm maior luminosidade em $H\alpha$ e $H\beta$.

Os ajustes têm coeficiente linear $R = 0,8$ para $H\beta$ e $0,99$ para $H\alpha$. Esse resultado mostra que, pelo menos no início da erupção, as novas mais rápidas ejetam mais material.

3.3.5 – Massa da anã branca e parâmetros que descrevem a intensidade da erupção.

Anãs brancas mais massivas necessitam incorporar menos matéria de sua companheira para serem capazes de ter uma erupção. Apesar disso, são estes sistemas que apresentam as erupções mais intensas observadas em novas. Existem muito poucos sistemas com a massa da anã branca determinada, mas foi possível mostrar com os dados disponíveis que quanto maior a massa da primária, mais brilhante em geral é a erupção (figura 44).

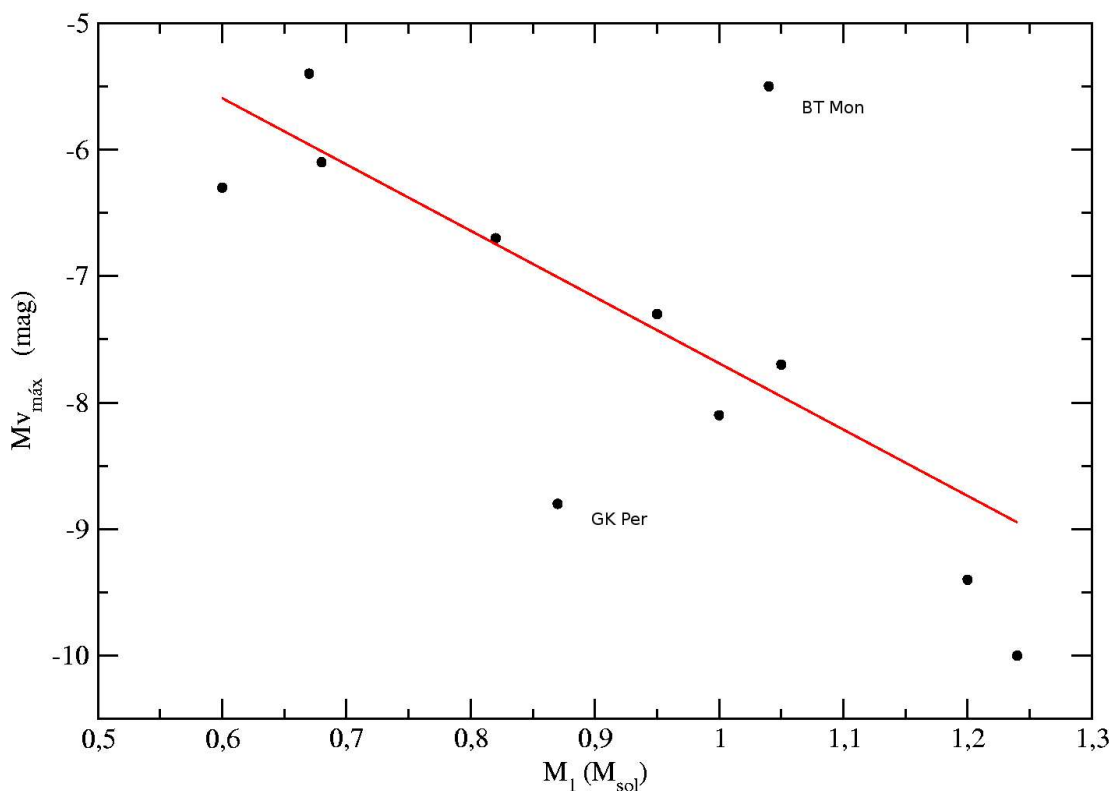


Figura 44 – Observa-se um bom ajuste, com $R = 0,73$ para 11 objetos. Há dois objetos identificados na figura que estão mais afastados do ajuste.

Um dos objetos identificados na figura 43, BT Mon, tem a primária com determinação da massa maior do que esperado, quando comparado à erupção de uma anã branca de massa similar. O outro é GK Per, uma nova rápida que tem massa da primária menor do que o esperado. Outros fatores podem influenciar a relação $M_1 \times M_{v_{\text{máx}}}$, como mostra a expressão 56. No caso de GK Per tem-se que o período orbital é de 47 horas, o que caracteriza um sistema com secundária evoluída.

O resultado obtido no visível confirma a previsão teórica que a luminosidade máxima é proporcional à massa da primária (Livio, 1992) como mostra a relação (15). Esta correlação ainda não havia sido observada na pequena amostra de novas com a estimativa de massa da primária.

A exemplo da magnitude absoluta no máximo visual, os demais parâmetros que descrevem a intensidade da erupção (t_2 e t_3 , V_{exp} , $L_{H\beta}$ e $L_{H\alpha}$) têm correlação similar com a massa da anã branca. Todos os parâmetros indicam que quanto maior a massa da anã branca, mais intensa será a erupção.

Esses resultados fazem sentido fisicamente pois quanto maior a massa da estrela, mais energia é necessária para haver ejeção de matéria e maior a velocidade de escape do envelope. A figura 47 mostra a correlação entre a massa da anã branca e a velocidade de expansão do envelope. A nova V838 Her se destaca em relação às outras por estar mais afastada da média. O mesmo ocorre no gráfico da figura 45. Nos dois casos a massa da primária deste sistema parece ser maior que o estimado, ou o sistema tem características especiais que não podem ser determinadas pela análise de seus parâmetros observacionais.

Modelos teóricos de vento espesso (Kato & Iben, 1992) mostraram que quanto maior a massa da anã branca menor será o tempo de decaimento. Kato e Hachisu (1994) mostraram que quanto maior a massa da anã branca maior será a luminosidade máxima da erupção. Livio (1992) realizou cálculos que mostraram os mesmos resultados. Nestes modelos temos que um envelope acrescido menos massivo sofre uma ejeção rápida com perda de massa mais elevada, o que reduz o tempo de decaimento.

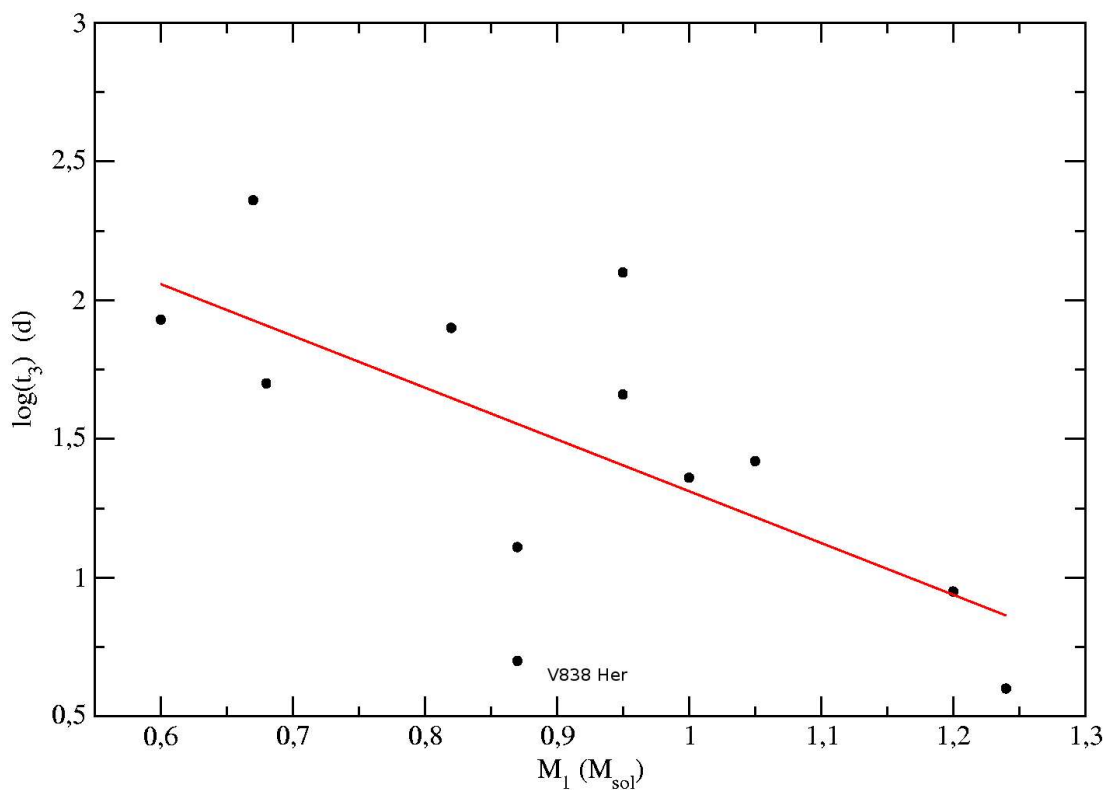


Figura 45– Correlação entre a massa da primária e o tempo de decaimento $R = 0,66$.

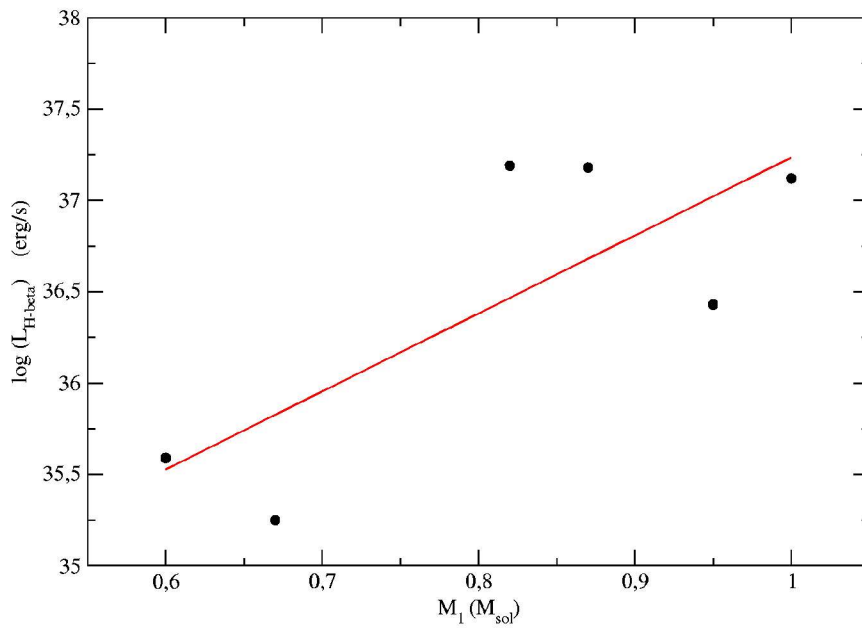


Figura 46 – Correlação entre a massa da primária e a luminosidade média em $H\beta$, $R = 0,78$.

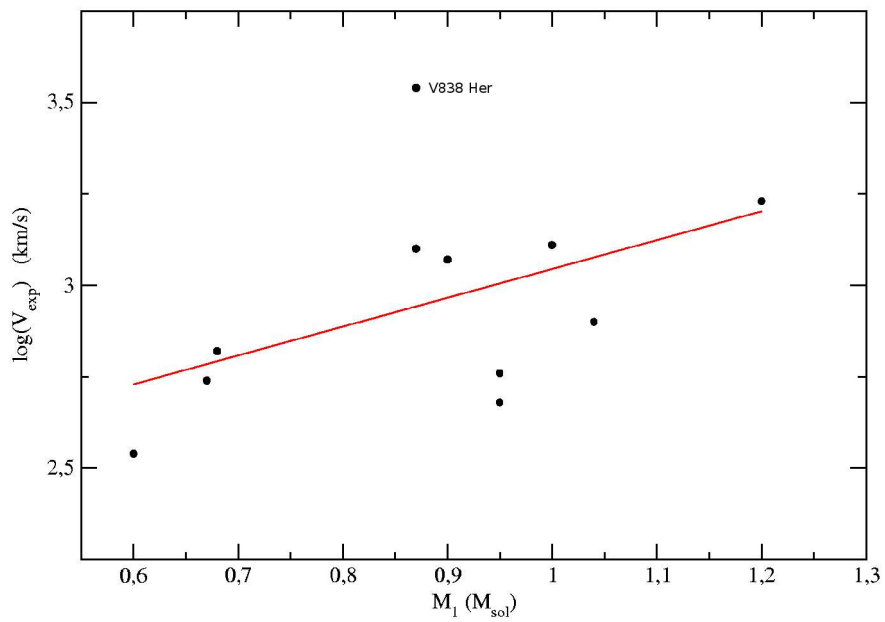


Figura 47 – Correlação entre a massa da anã branca e a velocidade de expansão do envelope, $R = 0,5$.

3.3.6 – Massa da anã branca e período orbital

Como já é conhecido e mostrado na expressão (1) o período orbital é função das massas das componentes. A análise de agrupamentos feita através dos cálculos de PCA mostrou que podem existir dois grupos distintos de novas. Um com correlação positiva entre o período orbital e a massa da primária e outro com correlação negativa. O grupo de objetos com correlação positiva tem período entre 4 e 9,5 horas, enquanto que aquele com correlação negativa tem período orbital menor que 4 horas. A figura 48 mostra os dois grupos em função da massa da primária. A figura 48 mostra os grupos separados e ajuste linear.

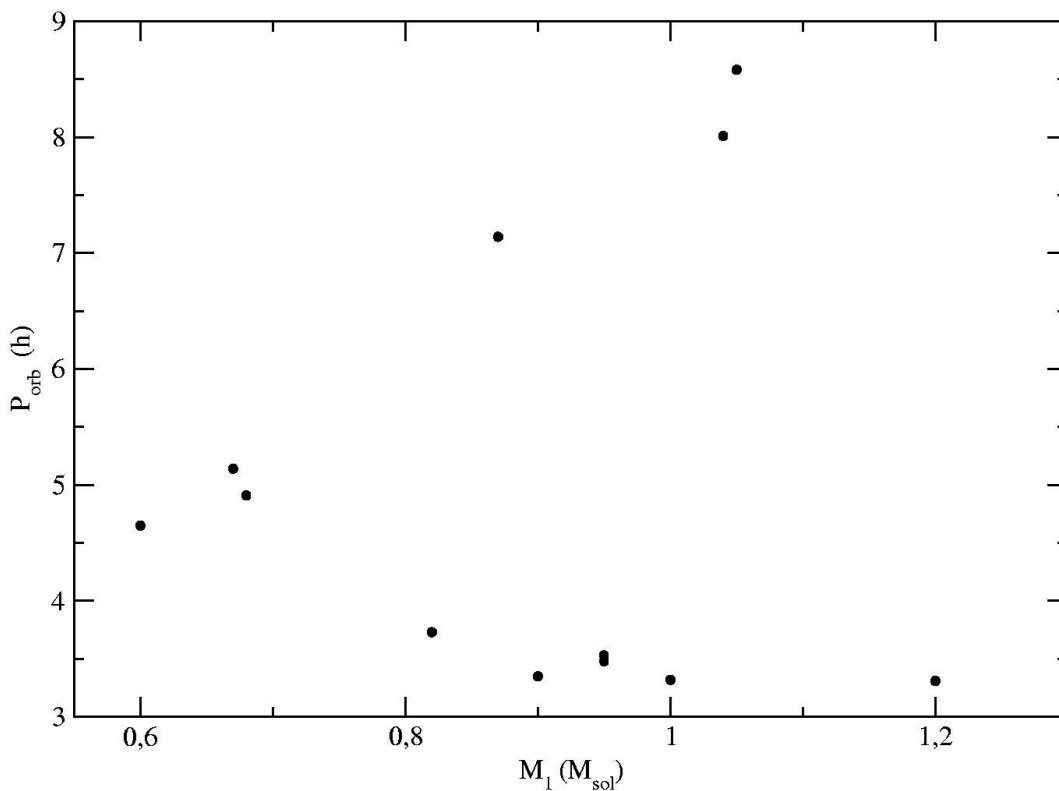


Figura 48 – Período orbital como função da massa da anã branca.

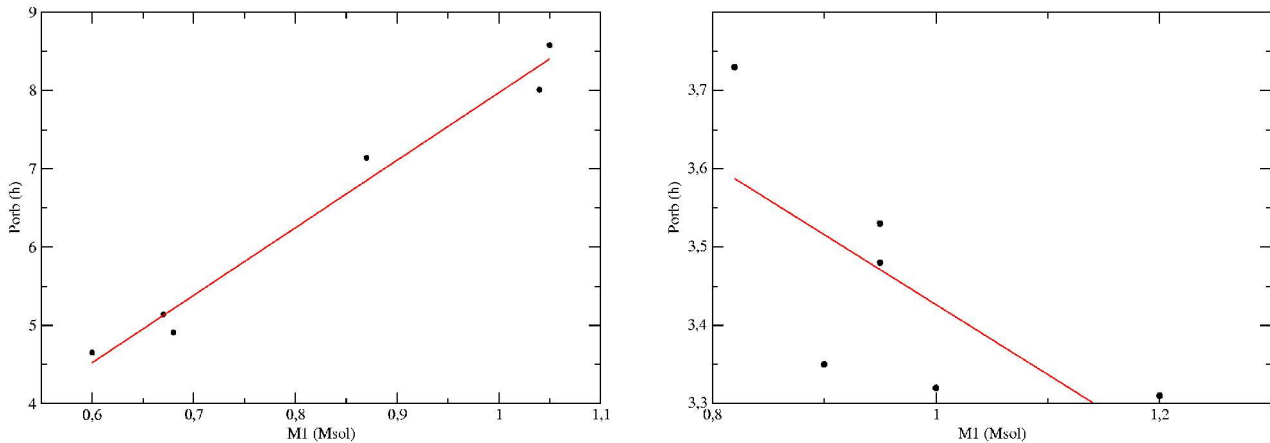


Figura 49– Correlações entre massa da primária e período orbital em dois grupos de objetos, $R = 0,99$ e $R = 0,7$.

Através do ajuste da figura 49 foi possível obter uma função de previsão para a massa da anã branca para as duas faixas de período orbital, sendo derivadas as seguintes relações:

$$M_1 = 0,11(3)P_{orb} + 0,09(7) \quad (M_{sol}) \quad 4 < P_{orb} < 9,5 \quad (h) \quad (63)$$

$$M_1 = -0,55(9)P_{orb} + 2,9(3) \quad (M_{sol}) \quad 3 < P_{orb} < 4 \quad (h) \quad (64)$$

A relação (63) tem como erro padrão da estimativa $\sigma_e = 0,03 M_{sol}$ e coeficiente de correlação $R = 0,99$. A relação (64) tem $\sigma_e = 0,1 M_{sol}$ e $R = 0,70$. É difícil identificar a origem direta deste comportamento já que os efeitos de seleção associados ao período orbital (e dM/dt) são importantes e se combinam com a seleção de objetos intrinsecamente mais brilhantes.

A relação entre período orbital e massa da anã branca descrita fornece uma maneira de se estimar a massa da primária do sistema. Ao se adicionar mais um parâmetro nesta relação se obtém uma função de previsão com um erro significativamente menor. A tabela a seguir mostra um resumo dos cálculos das diversas funções obtidas e seus respectivos erros padrão das estimativas, para diversos parâmetros observáveis.

função	$M_1(P_{orb})$	$M_1(P_{orb}, A)$	$M_1(P_{orb}, \log t_2)$	$M_1(P_{orb}, \log V_{exp})$	$M_1(P_{orb}, \log t_3)$
$\sigma_e (M_{sol})$	0,03	0,02	0,02	0,03	0,03

Tabela 10 – Erro padrão das estimativas para as funções obtidas pelo PCA para $4 < P_{orb} < 9,5$ horas.

Para os ajustes na faixa de período entre 4 e 9,5 horas obtém-se ótimos ajustes, com $R > 0,99$. Os melhores ajustes foram obtidos para o conjunto de variáveis P_{orb} & A e P_{orb} & t_2 . Deve-se observar entretanto que as correlações foram obtidos de uma amostra reduzida de objetos, mas o alto valor do coeficiente de correlação torna pouco provável um alinhamento casual tão bom. Para períodos orbitais menores que 4 horas a função obtida com P_{orb} & A também melhorou a correlação. A previsão de M_1 pelo período orbital pela relação (62) apresenta uma dispersão $\sigma_e = 0,10 M_{\text{sol}}$. A relação obtida pelas variáveis P_{orb} & A tem $\sigma_e = 0,06 M_{\text{sol}}$ e $R = 0,86$. As figuras (50) e (51) mostram as previsões obtidas para $4 < P_{\text{orb}} < 9,5$ (h) e para $3 < P_{\text{orb}} < 4$ (h). Os resultados obtidos para períodos curtos devem ser olhados com cautela devido ao estreito intervalo de períodos dessa amostra.

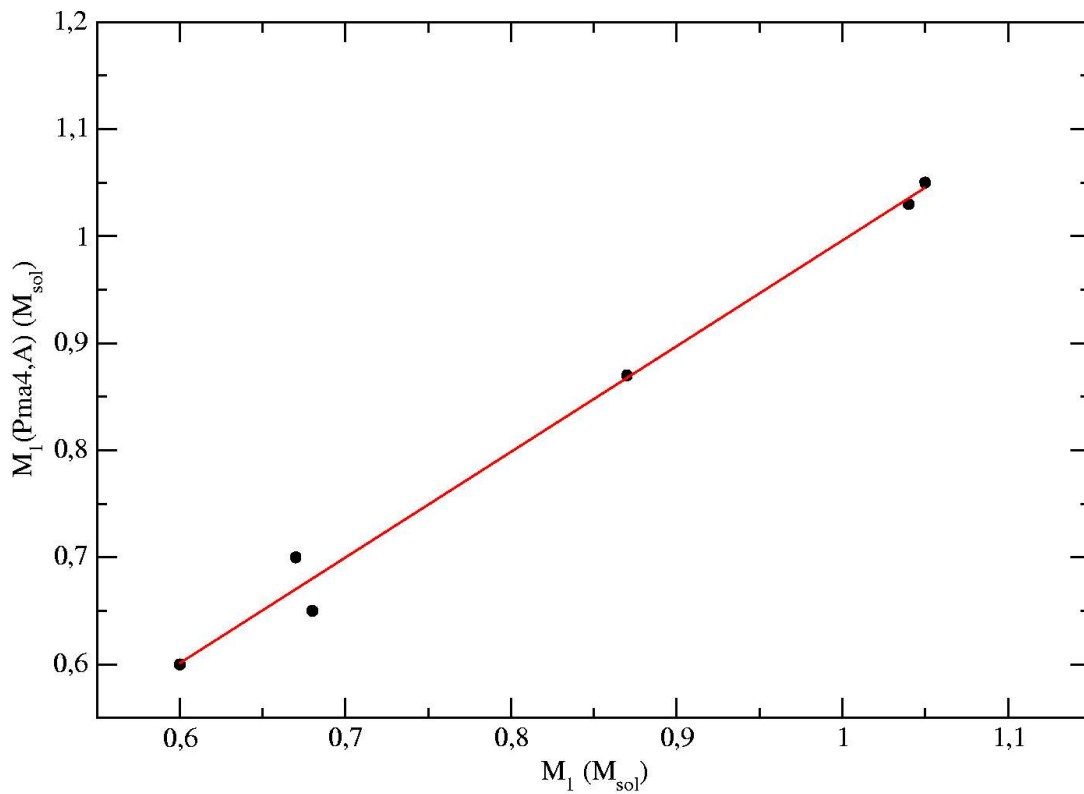


Figura 50 – Previsão de M_1 através da relação entre M_1 , Amplitude e Período orbital, $4 < P_{\text{orb}} < 9,5$ (h).

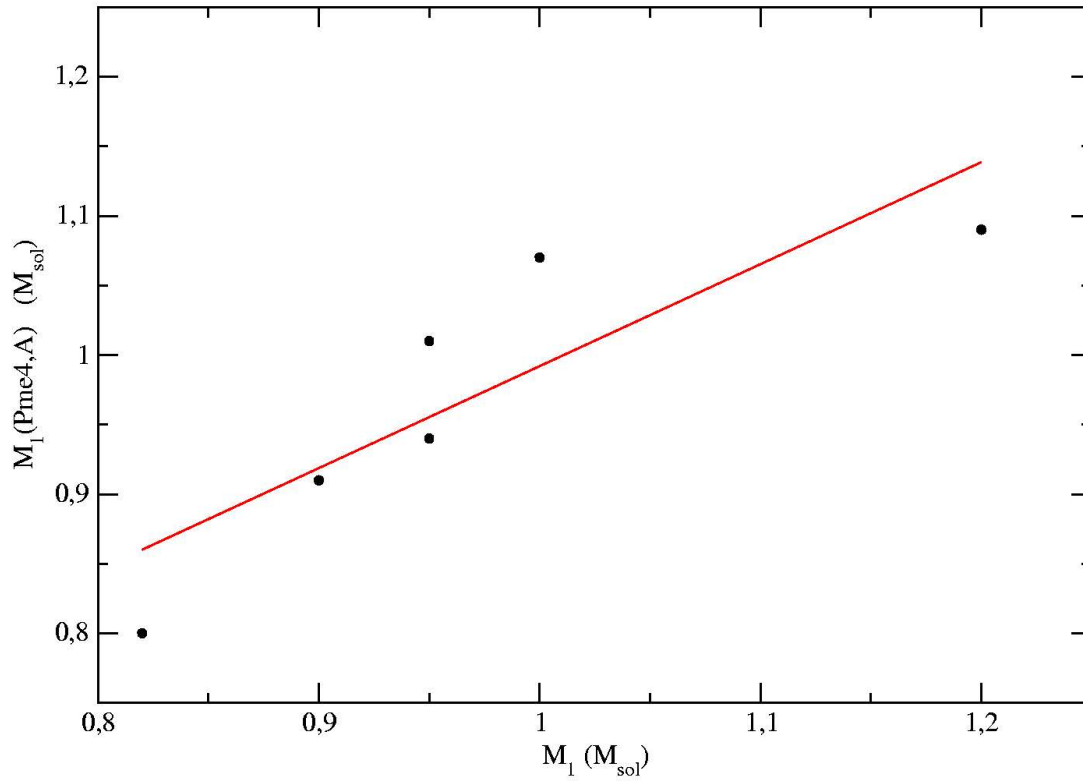


Figura 51 – Previsão de M_1 através das variáveis P_{orb} e Amplitude, $3 < P_{orb} < 4$ (h).

As relações obtidas para as funções de duas variáveis e $4 < P_{orb} < 9,5$ (h) são:

$$M_1 = 0,11(2) P_{orb} - 0,008(3) A + 0,18(5) \quad (65)$$

$$M_1 = 0,12(2) P_{orb} + 0,03(2) \log(t_2) + 0,014(9) \quad (66)$$

$$M_1 = 0,13(2) P_{orb} - 0,06(2) \log(V_{exp}) + 0,19(6) \quad (67)$$

$$M_1 = 0,11(2) P_{orb} + 0,008(6) \log(t_3) + 0,10(7) \quad (68)$$

A relação obtida para $3 < P_{orb} < 4$ (h) é:

$$M_1 = -0,78(7) P_{orb} - 0,02(2) A + 3,9(1) \quad (69)$$

Estas relações fornecem vínculos observacionais para modelos numéricos de erupções de novas em anãs brancas. As novas clássicas são sistemas com baixa taxa de transferência de matéria, onde a secundária perde matéria para uma anã branca mais massiva que ela. A relação de Patterson (1984) diz que a massa da secundária está relacionada com o período orbital por uma lei de potência; quanto maior o período orbital, maior a massa da secundária ($M_2 \propto P_{\text{orb}}^{1.22}$). Esta dependência decorre da geometria de Roche e da relação $\rho(M_2)$ para seqüência principal. Como em VC's com transferência estável de matéria, tem-se que $M_1 > M_2$, um valor maior do P_{orb} implica em um valor de M_1 entre M_2 e o limite de Chandrasekhar. Este fato pode explicar, pelo menos parcialmente, a relação $M_1 - P_{\text{orb}}$ para sistemas de período longo.

3.3.7 – Amplitude e período orbital

A relação entre período orbital e a amplitude da erupção em novas clássicas foi proposta por Diaz & Bruch (1987). Segundo estes autores, essa relação pode ser devida à influência da correlação entre a magnitude na quiescência (dM/dt) e o período orbital, ou relação de Paterson (1984), Puebla (2005). Usando uma amostra mais numerosa que aquela de Diaz & Bruch foi feita a mesma análise entre amplitude e período orbital. A figura a seguir mostra a relação entre esses parâmetros.

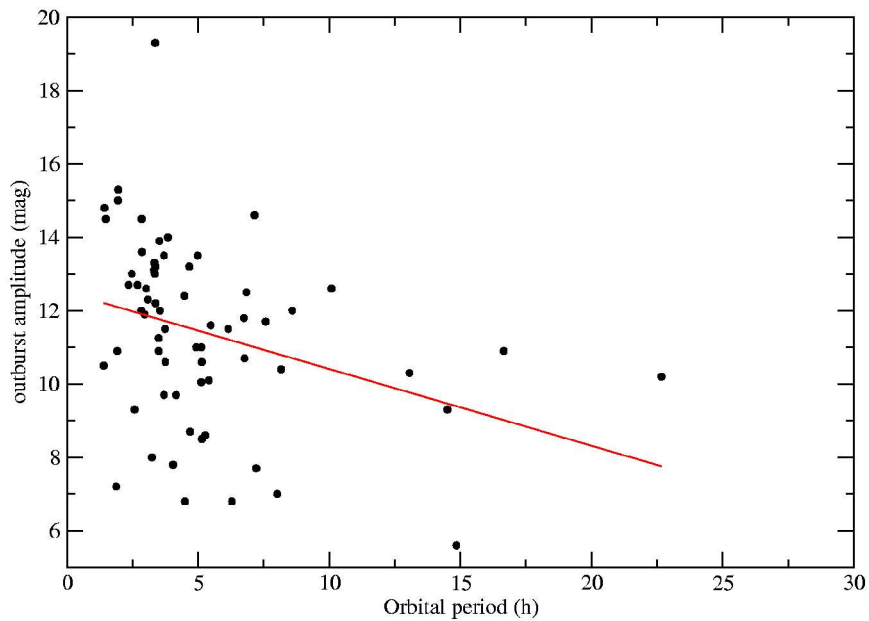


Figura 52– Ajuste entre período orbital e amplitude da erupção em novas clássicas.

A figura 52, corresponde à figura 7 de Diaz & Bruch (1987), que obtiveram um ajuste com coeficiente angular $a = -0,26(14)$ e coeficiente de correlação $R = 0,35$. O ajuste da figura 52 apresenta coeficiente angular $a = -0,21(7)$ e coeficiente de correlação $R = 0,33$. Portanto temos que apesar do maior número de objetos o ajuste foi muito semelhante e a correlação é ainda marginal. A figura 53 mostra a relação entre a magnitude absoluta no máximo e o período orbital. Pode-se notar que não há correlação entre os parâmetros; $R = 0,13$. Na figura 54 ocorre o contrário, a magnitude absoluta no mínimo mostra alguma correlação com o período orbital, $R = 0,45$. O coeficiente angular é $a = -0,24(8)$. Downes e Duerbeck (2000) (figura 18) obtiveram para uma seleção de novas observadas pelo telescópio espacial Hubble uma relação entre a magnitude absoluta no mínimo e o período orbital, com coeficiente de correlação $R = 0,47$ e $a = -0,49(20)$.

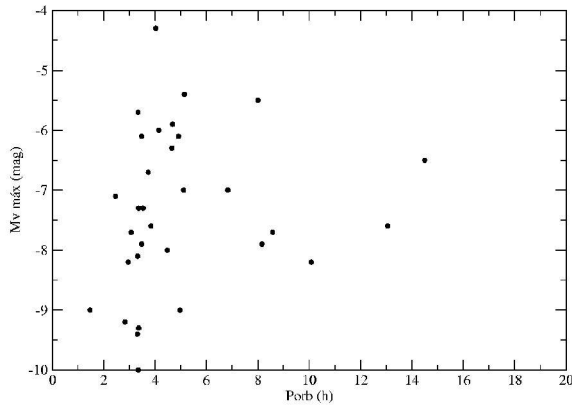


Figura 53 – Relação entre $M_{v_{máx}}$ e P_{orb} .

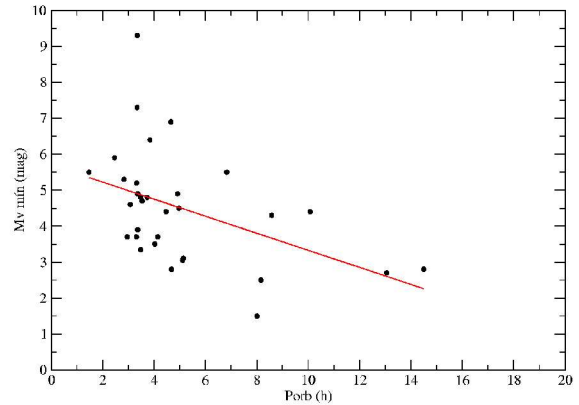


Figura 54 – Relação entre $M_{v_{mín}}$ e P_{orb} .

Os valores de magnitude absoluta mínima foram calculados usando a magnitude absoluta no máximo e a amplitude da erupção. O valor da magnitude no mínimo depende da inclinação do sistema em relação ao observador. Assim se houvesse uma correção dos valores de magnitude mínima pela inclinação da órbita poder-se-ia ter uma correlação mais forte do que a mostrada na figura 54.

3.3.8 – Abundância de elementos pesados e tempo de decaimento do brilho.

Durante a fase de declínio inicial da curva de luz, a nova irradia a aproximadamente na luminosidade de Eddington. Parte do envelope é ejetado superando o potencial gravitacional GM_1/R_1 . A escala de tempo t_2 é então proporcional à massa do envelope:

$$t_2 \propto \frac{GM_1 M_{env}}{R_1 L_{Edd}} \quad (70)$$

Modelos de Fujimoto (1982) e MacDonald (1983) sugerem que o tempo de decaimento é

proporcional a abundância de elementos pesados Z por uma lei de potência:

$$t_2 = AM_1^{-1}[M_1^{*-2/3} - M_1^{*2/3}]^{3/2} Z^{-n}, \quad (71)$$

onde $M_1^* = M_1/M_{\text{ch}}$, A uma constante em dias e $n \sim 2$.

Atualmente existem poucos sistemas com abundância do envelope determinada e ainda há valores discrepantes entre diversos autores. A figura 55 mostra os objetos com dados disponíveis. A linha em azul (traço espesso) corresponde à previsão teórica do modelo de Fujimoto e MacDonald (expressão 64) com $A = 4,2$ dias, $M_1 = 0,91 M_{\text{sol}}$ e $n = 2$, a linha em vermelho representa o melhor ajuste dos pontos da amostra. O ajuste linear obtido dos dados da amostra, com apenas 16 objetos, mostrou que praticamente não há correlação entre os parâmetros, com $R = 0,13$. Deve-se lembrar também que nas novas rápidas o ciclo CNO é saturado e a produção de energia depende diretamente de Z , enquanto que nas novas lentas, onde o ciclo não satura, pode haver outras dependências com Z como a opacidade do envelope.

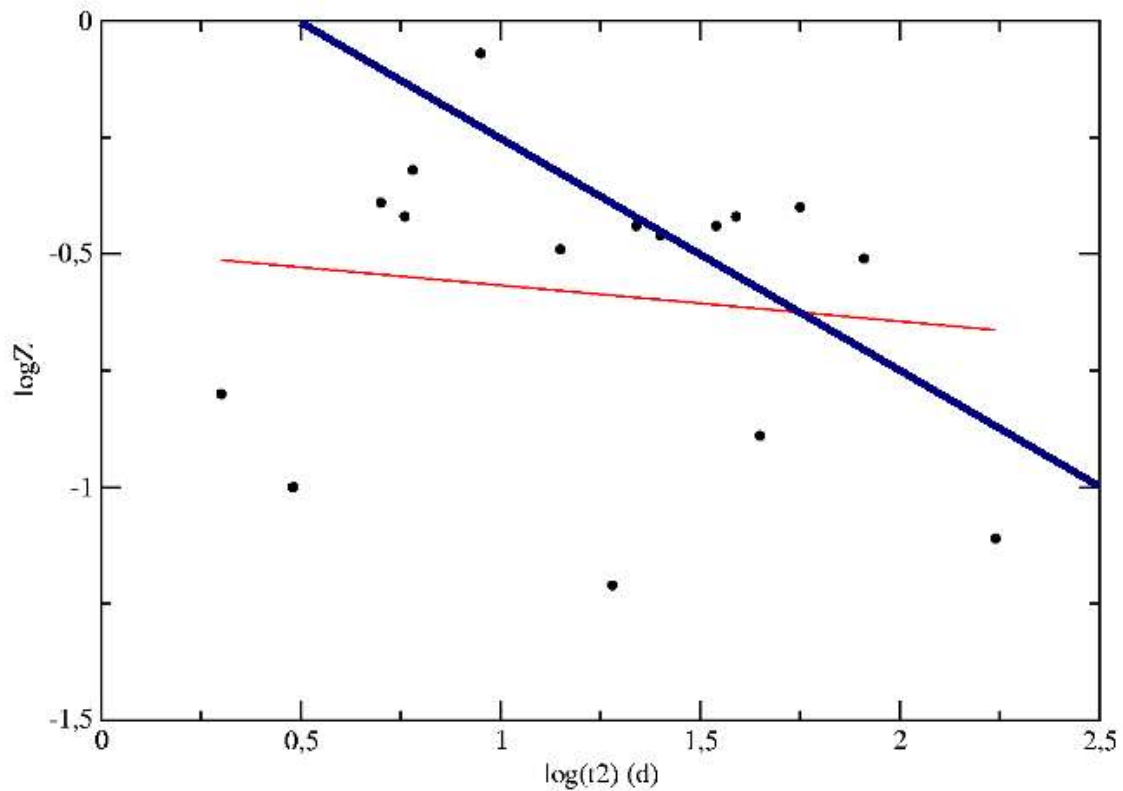


Figura 55 – Correlação entre tempo de decaimento t_2 e a abundância de elementos pesados Z em novas clássicas.

A expressão 70 mostra que t_2 depende também de M_1 , assim o espalhamento dos pontos pode ser devido a dispersão de massas das primárias. Modelos de Kato e Iben (1992) prevê que o aumento de opacidade do envelope em $L \sim L_{\text{edd}}$ causa grande aumento de perda de matéria. Segundo esses autores a opacidade é devido a presença de metais, principalmente Fe no envelope. A diferença no tempo de decaimento causada pela variação de Z de 0,1 a 0,001 é a mesma que a variação de 0,2 M_{sol} na massa da primária (Kato 97).

3.4 – A correlação entre magnitude absoluta e tempo de decaimento.

A correlação entre a magnitude absoluta e o tempo de decaimento tem importância extra pois fornece uma maneira relativamente fácil de obter uma estimativa de distância das novas ou das galáxias às quais pertencem. Através da medida da curva de luz, e especificamente t_2 ou t_3 , pode-se inferir a magnitude absoluta de objetos da Via Láctea e de outras galáxias. A correlação $M_{V_{\text{máx}}}-t_2(t_3)$ foi estimada por vários autores como Cohen (1985) e Capaccioli et al. (1989). Neste trabalho foi utilizado o erro da estimativa σ_e como critério de comparação entre os diversos ajustes. Os resultados foram comparados com estimativas feitas por outros métodos. A seguir serão expostas as novas relações obtidas com os dados disponíveis atualizados.

3.4.1 – Magnitude absoluta no máximo e t_2 .

Na literatura existem dois ajustes mais recentes que são utilizados para se estimar a magnitude absoluta de novas (e assim sua distância). Cohen, (1985) obteve uma correlação (72) a partir de objetos selecionados (11 novas com $M_{V_{\text{máx}}}$ melhor determinadas) com medidas de suas velocidades de expansão e tiveram $M_{V_{\text{máx}}}$ corrigidos pela lei de Buscombe - de Vaucouleur ($M_{V_{15}}$ (M_V $t = 15$ dias) é constante para todas as novas e igual a $-5,60(43)$ mag). Com esta relação obtévem-se o módulo de distância de M31 de $24,35(20)$, sem correção de absorção. Capaccioli et al. (1989) observou outra relação (73) que segundo o autor estima melhor o módulo de distância de M31. O valor obtido por sua relação foi $(m-M)_0 = 24,27(20)$ magnitudes, o que estaria mais próximo de outros indicadores por exemplo $(m-M)_0 = 24,43(16)$ mag a partir de Cefeidas Freedman & Madore (1990). Mas a relação de Capaccioli tem boa precisão somente entre $10 < t_2 < 50$ dias, falhando assim para objetos muito rápidos ou mais lentos. As relações destes autores estão dadas a seguir:

$$M_{V_{\text{máx}}} = -10,70(30) + 2,41(23)\log(t_2) \quad (72)$$

$$M_{V_{\text{máx}}} = -7,89 - 0,81 \arctan\{[1,32 - \log(t_2)]/0,19\} \quad (73)$$

O ajuste obtido com os dados atuais pode ser visualizado na figura 56:

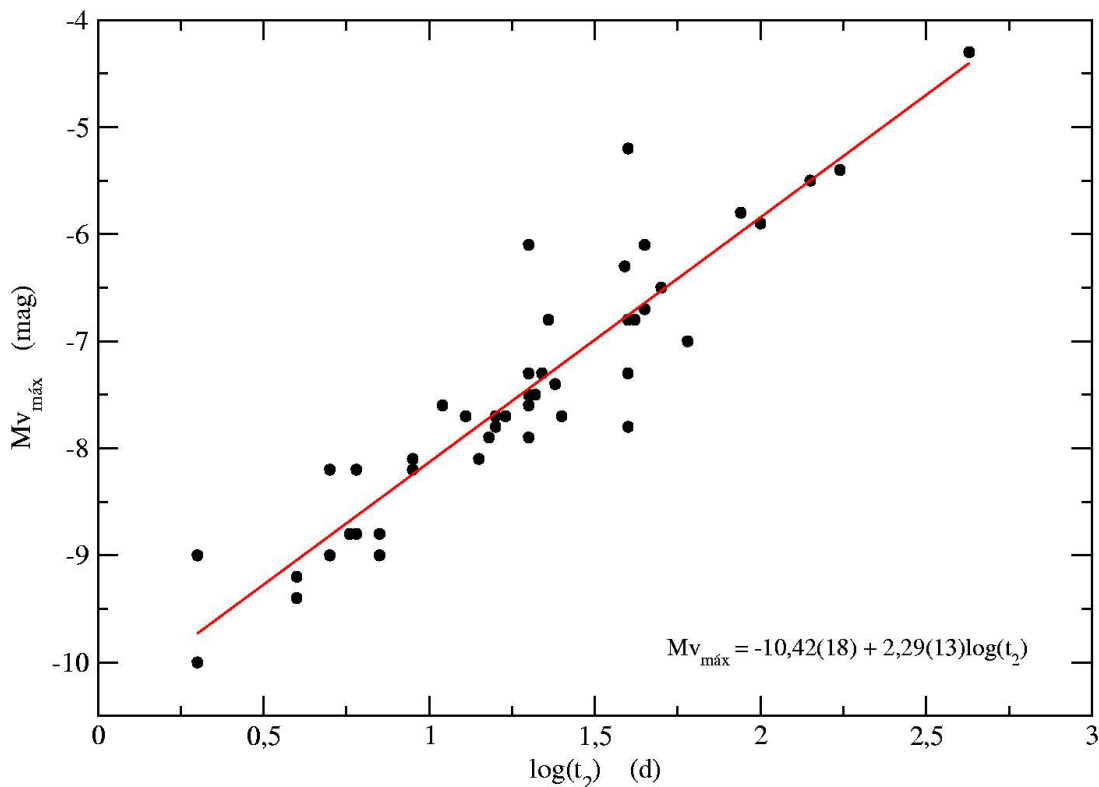


Figura 56 – Correlação entre magnitude absoluta no máximo visual e o tempo de decaimento em duas magnitudes. O ajuste foi realizado com 49 novas clássicas da galáxia.

A correlação tem coeficiente $R = 0,93$ e $\sigma_{\text{RMS}} = 0,45$ magnitudes, similar à dispersão obtida por Cohen em sua amostra de alta qualidade ($M_{v_{\text{máx}}}$ determinado com baixa dispersão). O ajuste obtido está na expressão 74:

$$M_{v_{\text{máx}}} = -10,42(18) + 2,28(13)\log(t_2) \quad (74)$$

As diversas relações podem ser comparadas pelo erro da estimativa σ_e , e outros parâmetros, como mostra a tabela a seguir:

<i>Método</i>	<i>R</i>	σ_e (mag)	<i>Mv_{máx} médio amostra</i>	<i>Mv_{máx} médio relação</i>	<i>validade</i>
Cohen	0,92	0,51	-7,5	-7,63	todos t_2
Capaccioli	0,88	0,68	-7,79	-8,16	$10 < t_2 < 50$
Este trabalho	0,93	0,42	-7,5	-7,5	todos t_2

Tabela 11 – Comparação entre os ajustes $Mv_{máx} \times t_2$. Os ajustes foram realizados com os mesmos 49 objetos, com exceção do ajuste de Capaccioli que teve o critério de validade aplicado, resultando em 42 novas.

Os resultados expressos na tabela 11 mostram que os ajustes são parecidos em termos do erro da estimativa, mas a deste trabalho é a melhor. O ajuste de Capaccioli et al. (1989), além de ter um erro ligeiramente maior tem validade restrita ao intervalo já citado. Mesmo assim esse ajuste tende a distorcer os valores de magnitude das novas mais brilhantes e das menos brilhantes, como mostra a figura 56. Pode-se observar que há um achatamento da distribuição original que varia de -10 a -5 magnitudes enquanto que a previsão varia de -9 a -7 magnitudes. Os ajustes de Cohen e Capaccioli têm a média da previsão menor que a média da amostra. O que pode significar uma ligeira tendência a tornar os valores da previsão em média mais brilhantes. Apesar do ajuste de Cohen ter sido feito com os objetos com os melhores dados e ter sido corrigido pela lei de Buscombe - de Vaucouleur, o resultado da previsão é similar ao obtido por este trabalho.

Ao se comparar distância de M31 obtida por outros métodos, com aquelas derivadas da relação $Mv_{máx} \times t_2$, obtém-se um valor razoável para as relações de Capaccioli, Cohen e deste trabalho. Os valores de módulo de distância em V obtidos são $(m-M) = 24,58(20)$, $24,29(20)$ e $24,20(20)$ respectivamente, sem considerar-se a absorção. O valor médio de literatura é de $(m-M)_0 = 24,24(30)$ por Cefeidas, $24,03(18)$ por novas, $24,34(15)$ por RR Lyrae e $24,4(25)$ por gigantes do Halo. Deve-se observar que a relação $Mv \times t_2$ é sensível à composição da amostra quanto a classe de velocidades dos objetos. A relação obtida somente com as novas muito rápidas fornece $(m-M) = 24,45(20)$ e com novas NA, $24,28(24)$.

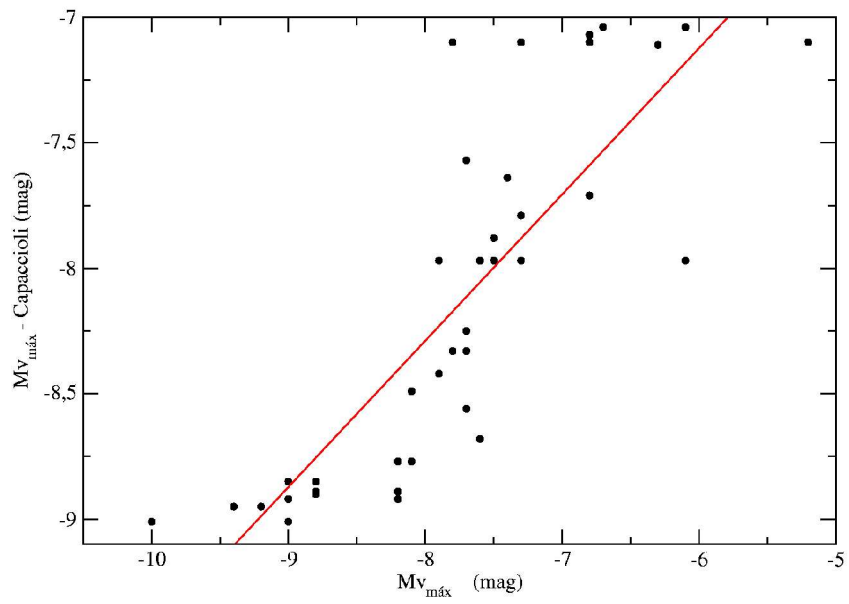
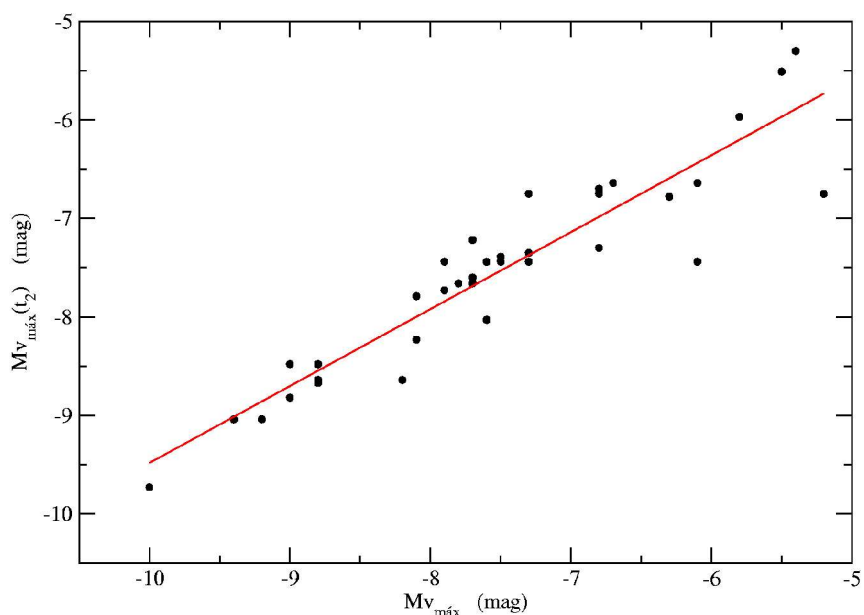


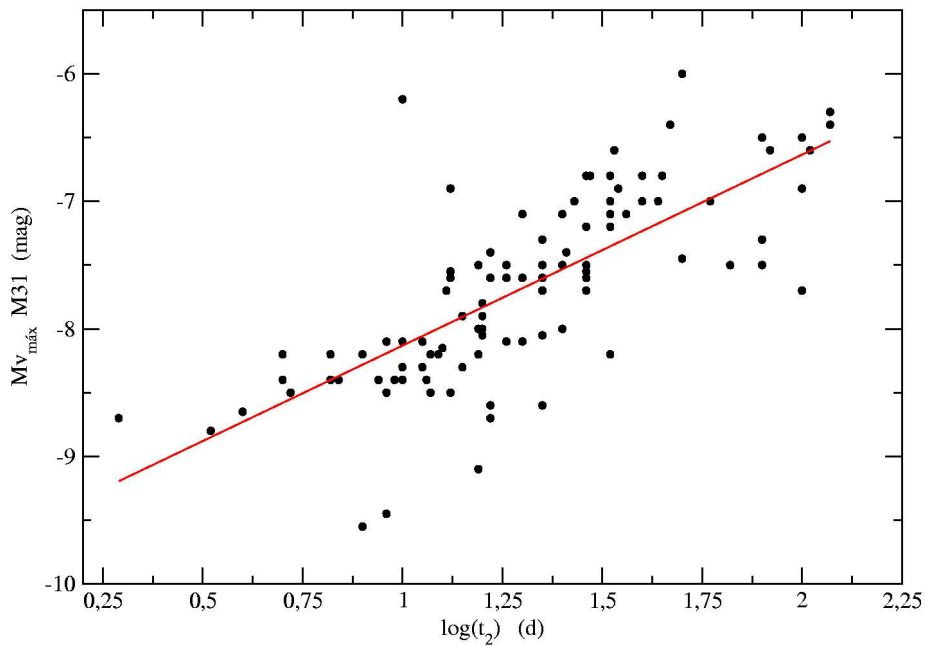
Figura 57 – Previsão do ajuste de Capaccioli et al (1989) para a magnitude absoluta das novas da Galáxia no intervalo $10 < t_2 < 50$ dias.

Figura 58 – Previsão da relação obtida por este trabalho. Não é observada nenhuma tendência ou distorção da distribuição.



Considerando-se as incertezas na absorção $A_B = 0,31$ (Burstein & Heiles, 1984) temos que todas as determinações são compatíveis. O fato mais importante nesta análise é a forma do ajuste obtido somente com novas muito rápidas e com as novas NA. Esse resultado evidencia a dependência da característica da população com respeito à classe de velocidade. Assim em M31, os efeitos de seleção particulares fazem com que a população observada seja diferente da observada na Via Láctea (com seu próprio efeito de seleção). Como consequência, não é possível aplicar uma relação obtida com novas da Via Láctea em novas de M31 para se obter o módulo de distância com precisão. Além disso se aplica uma correção por absorção igual para todos os objetos de M31. Como há objetos em diferentes regiões de M31 e estas tem diferentes índices de extinção, uma correção destes valores pode alterar significativamente o valor do módulo de distância obtido pela relação $M_v \times t_2$. Ocorre também que as novas lentas de M31 têm mais chances de serem perdidas e são pouco amostradas, o que torna a dispersão de magnitudes mais estreita que a da Via Láctea. As novas de M31 podem ser vistas na figura 58, que representa o plano $M_{v_{máx}} \times t_2$. Para escalonar $M_{v_{máx}}$ foi utilizado o módulo de distância de 24,43(20) obtido por Cefeidas (Freedman & Madore, 1990)

Figura 59 – Novas de M31 e o ajuste linear da relação $M_{v_{máx}} - t_2$ obtida. $R = 0,75$ e $\sigma = 0,49$.



O ajuste da figura 59 é:

$$Mv_{\text{máx}} = -9,62(17) + 1,49(13) \log(t_2) \quad (75)$$

Em uma análise visual é possível observar que estes objetos têm uma dispersão muito maior que os similares da Galáxia. Uma possível causa para a dispersão é o valor da absorção interna de M31, diferentes locais desta galáxia tem valores de extinção diferentes. O ajuste obtido com novas de M31 é similar ao derivado com novas rápidas da galáxia.

3.4.2 – Magnitude Absoluta no máximo e t_3 .

As mesmas correlações obtidas no item 3.4.1 podem ser obtidas com t_3 no lugar de t_2 . A seção 3.3.2 mostra a dependência entre t_2 e t_3 . Como vantagem para a análise, temos um maior número de

objetos com t_3 determinado. A desvantagem é o maior erro causado pela perda do máximo no valor de t_3 . Pfau (1976) obteve a relação para $M_{b_{máx}}$ com 42 objetos:

$$M_{B_{máx}} = -10,67(30) + 1,80(20) \log(t_3) \quad \text{ou} \quad (76)$$

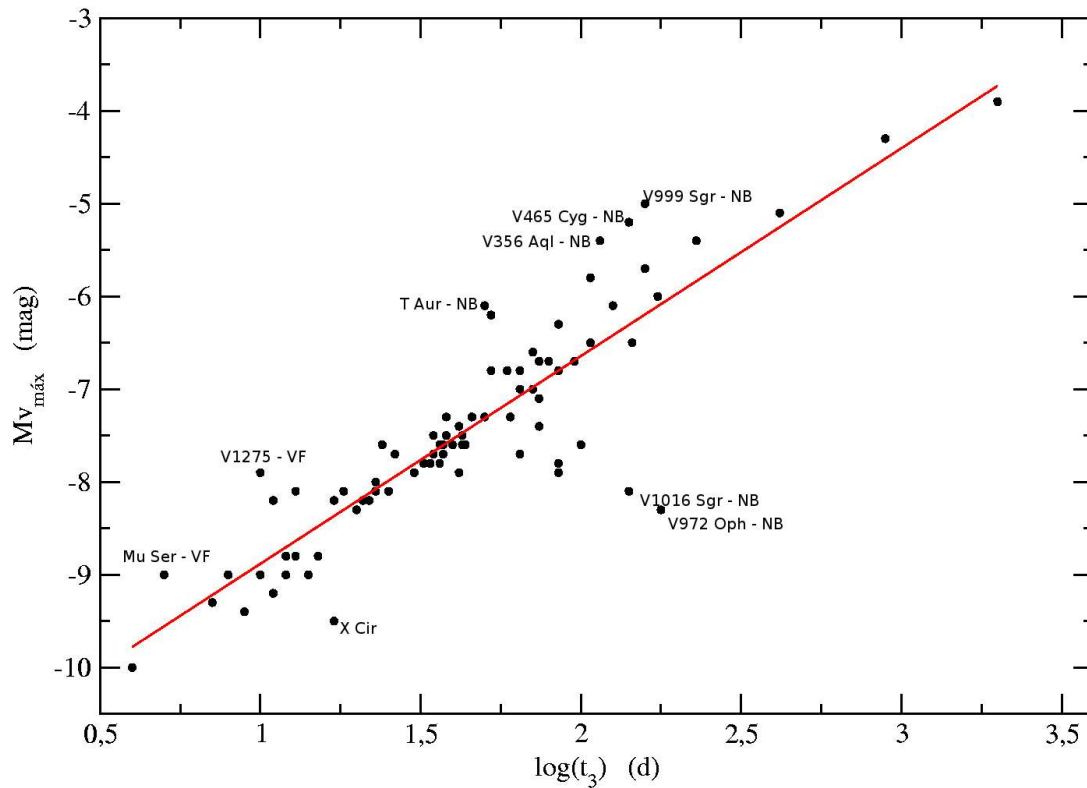
$$M_{V_{máx}} = -11,00(30) + 1,89(20) \log(t_3) \quad (76b)$$

de Vaucouleur (1978) obteve para objetos com t_3 entre 10 e 100 a relação:

$$M_{B_{máx}} = -11,3(4) + 2,4(3) \log(t_3) \quad \text{ou} \quad (77)$$

$$M_{V_{máx}} = -11,5(4) + 2,5(3) \log(t_3) \quad (77b)$$

Figura – 60 – Correlação entre t_3 e $M_{V_{máx}}$ para 86 novas clássicas da galáxia, $R = 0,88$. Pode-se notar que os objetos mais afastados do ajuste são em sua maioria novas lentas NB.



O ajuste obtido com todas as novas da amostra atual é:

$$M_{v_{\text{máx}}} = -11,12(20) + 2,23(13) \log(t_3) \quad (78)$$

Este ajuste tem coeficiente de correlação de 0,88 e $\sigma_{\text{RMS}} = 0,55$ magnitudes. Se forem utilizadas somente as novas NA temos :

$$M_{v_{\text{máx}}} = -10,99(20) + 2,14(13) \log(t_3) \quad (79)$$

e se forem usadas somente as novas muito rápidas (VF) obtém-se :

$$M_{v_{\text{máx}}} = -10,67(35) + 1,78(23) \log(t_3) \quad (80)$$

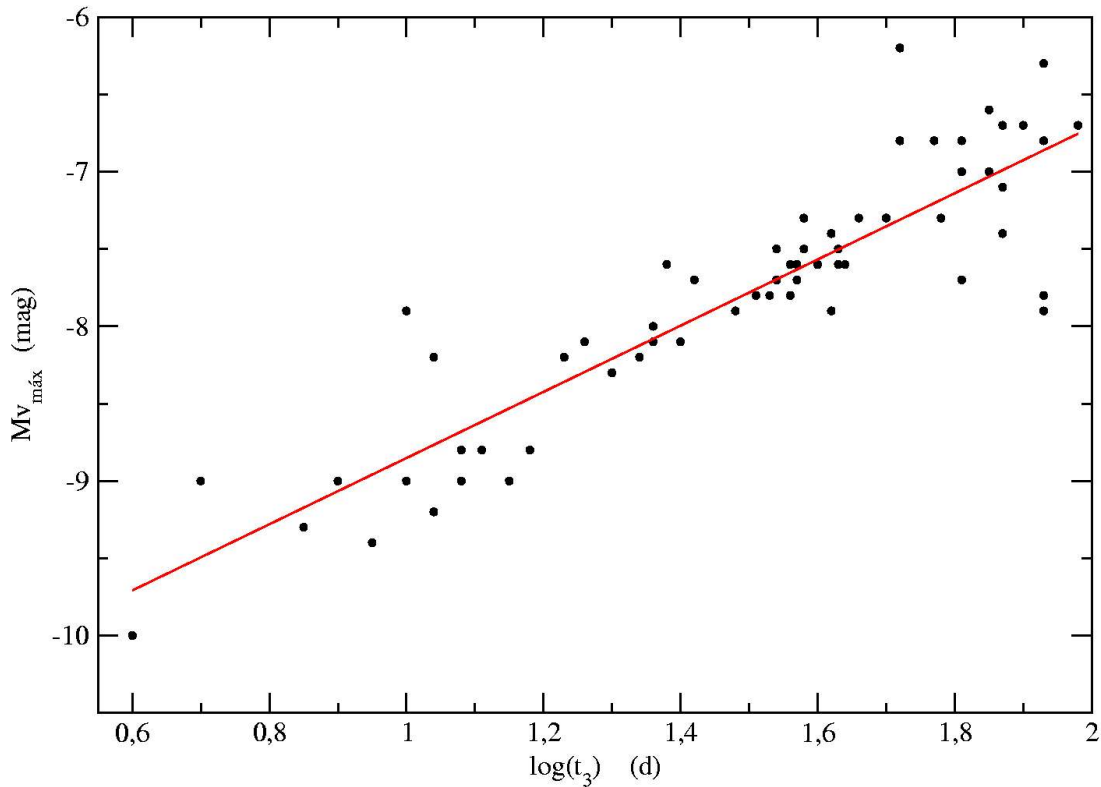


Figura 61– Ajuste linear para novas NA com $\sigma_{RMS} = 0,36$ e $R = 0,9$.

Os ajustes com novas NA e muito rápidas tem naturalmente menor resíduo, com $\sigma_e = 0,36$ e $\sigma_e = 0,45$ respectivamente e $R = 0,90$. O ajuste com novas muito rápidas é similar ao obtido por Pfau (1976), o ajuste com todas as novas é mais similar ao de de Vaucouleur (1978). Mas ao compararmos o ajuste obtido com t_2 e t_3 com os dados atuais vê-se que os coeficientes angulares são quase idênticos. O que é coerente com a linearidade da relação t_2 - t_3 . Shara (1980) propôs uma explicação teórica para a relação $Mv_{máx}$ - t_3 . Seu modelo prevê a relação:

$$Mv_{máx} = -10,38 + 1,65\log(t_3) \quad (81)$$

que é mais próximo à relação 80, para novas rápidas. Uma explicação possível é que para obter a

expressão 81, Shara utilizou valores de massa da anã branca igual à massa solar, valores de densidade do envelope e luminosidade da anã branca característicos de sistemas mais massivos. Teoricamente a relação $M_{V_{\text{máx}}}-t_3$ é dependente de outros parâmetros tais como a luminosidade da anã branca, o raio fotosférico e a densidade da fotosfera. Adicionar mais uma variável a esta relação pode melhorar sua precisão e diminuir a influência dos efeitos de seleção.

3.5– Ajustes com três variáveis para a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$.

Como já foi mostrado nos itens anteriores a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$ é muito útil para se estimar distâncias. Mas a dependência de outros parâmetros pode gerar algumas tendências nos resultados obtidos com esse método. Como exemplo foi visto que os ajustes de M31 e da Via Láctea são ligeiramente diferentes e, mesmo dentro da Galáxia, as novas rápidas fornecem uma calibração diferente daquela obtida com as demais. Nos itens a seguir serão mostrados algumas correlações novas sugeridas pela análise de componentes principais.

3.5.1 – Magnitude absoluta no máximo, t_2 e a Amplitude.

O primeiro parâmetro adicionado ao plano $M_{V_{\text{máx}}} - t_2$ foi a amplitude da erupção, por ser um parâmetro observacional bem estudado para quase todas as novas da amostra. Assim, a análise pode ser realizada com um total de 48 objetos. A relação obtida é :

$$M_{V_{\text{máx}}} = -9,58(3) + 2,23(12) \log(t_2) - 0,06(6)A \quad (82)$$

Esta relação tem como coeficiente de ajuste $R = 0,95$ e $\sigma_e = 0,42$ magnitudes. O valor do erro da estimativa é igual ao da relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_2$. Assim, apesar de obter-se uma boa correlação, o fato de adicionar a amplitude não melhorou a função de previsão. A amplitude como parâmetro da erupção não acrescenta nenhuma informação nova ao que se obtém de $M_{V_{\text{máx}}}$ e t_2 . O que corrobora o modelo

de Shara (1980) para a explicação teórica da relação magnitude absoluta no máximo e tempo de decaimento. A tabela a seguir mostra a matriz de correlação.

	$Mv_{m\acute{a}x}$	A	t_2
$Mv_{m\acute{a}x}$	1		
A	-0,8	1	
t_2	0,95	-0,8	1

Tabela 12 – Matriz de correlação obtida com o PCA

O primeiro autovetor corresponde a 90 % da informação, o segundo 8 % e o terceiro 2 %.

3.5.2 – Magnitude absoluta no máximo, t_3 e amplitude

As mesmas relações obtidas com t_2 foram obtidas para t_3 . Como t_3 é um parâmetro que as novas tem determinado em maior número que t_2 , a análise pode ser feita com maior robustez. A relação resultante é dada por:

$$Mv_{m\acute{a}x} = -10,30(28) + 2,09(14) \log(t_3) - 0,045(20)A \quad (83)$$

Esta relação derivada a partir de 85 novas da Galáxia tem coeficiente de correlação $R = 0,9$ e $\sigma_e = 0,48$, o que é ligeiramente melhor (10%) que o ajuste $Mv_{m\acute{a}x} - t_3$ que tem $\sigma_e = 0,55$. Este resultado é equivalente ao obtido com t_2 .

A função que prevê $Mv_{m\acute{a}x}$ em função de t_3 e A é mostrada na figura 62.

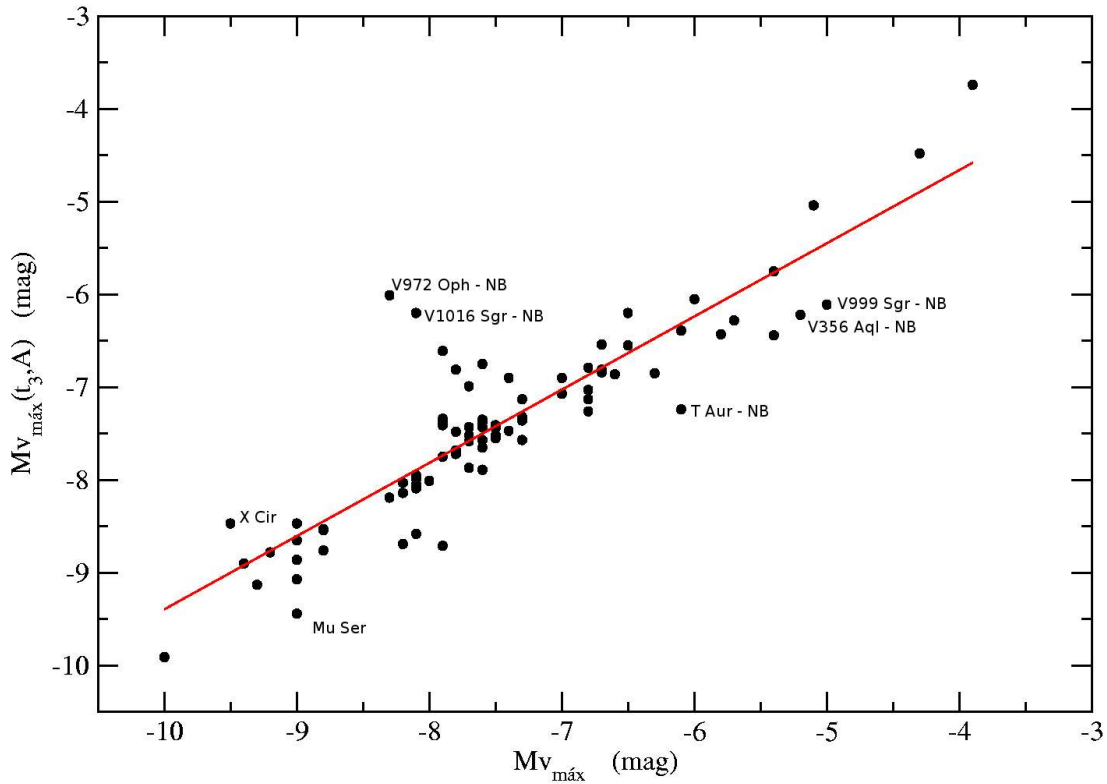


Figura 62 – Magnitude absoluta no máximo calculada pela expressão 85. Os objetos com identificação são aqueles que estão mais afastados da previsão.

Alguns objetos apresentam um comportamento que não obedece à relação $Mv_{\text{m\acute{a}x}} - t_3$, como já mostrado na figura 58. Para estes objetos e aqueles que têm amplitude maior que o esperado para uma nova de mesma classe de velocidade, a função de previsão falha. Para as novas X Cir, V972 Oph, V1016 Sgr e FS Sct, o valor de t_3 parece estar superestimado (o máximo pode ter sido perdido). Para estas novas a previsão é de um objeto menos brilhante que o observado. Para as novas V356 Aql, T Aur, que são novas pouco brilhantes, o valor da previsão é 1 magnitude mais brilhante. Caso sejam retirados da amostra, a análise tem significativa melhora, com $R = 0,95$ e $\sigma_e = 0,31$.

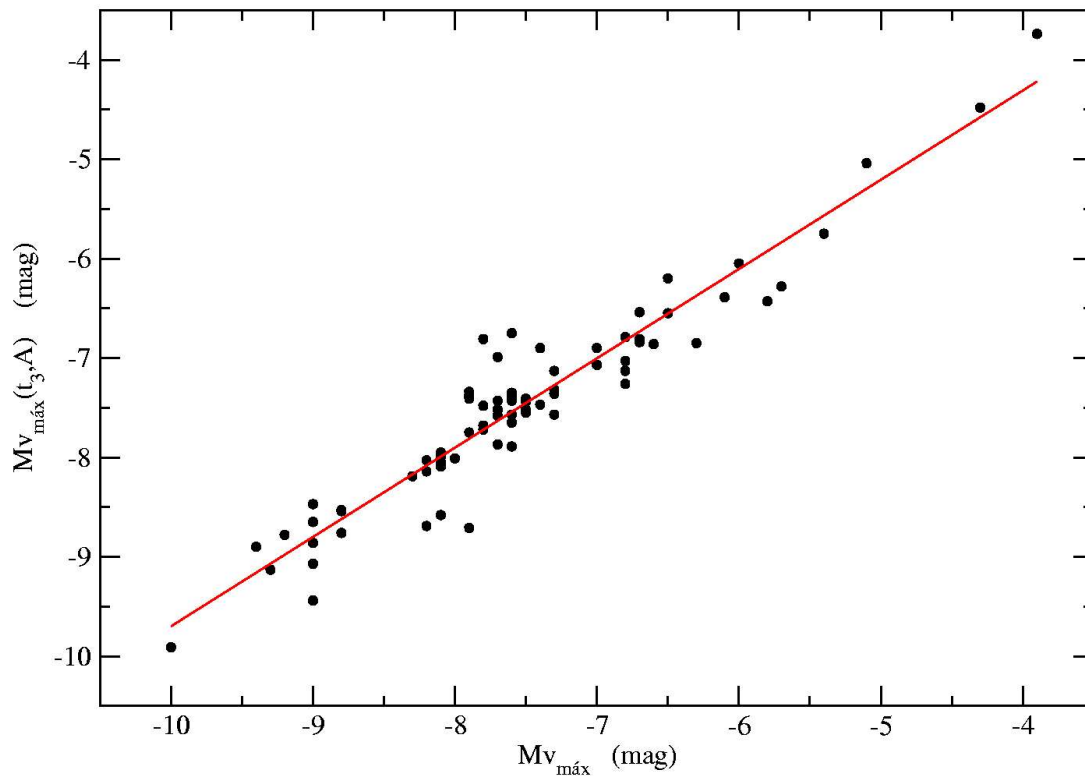


Figura 63 - Magnitude absoluta no máximo calculado pela expressão 85. Neste ajuste foram retiradas as novas com erro de previsão maior que 1 magnitude.

A tabela a seguir mostra a matriz de correlação para estas 3 variáveis.

	$Mv_{máx}$	A	t_3
$Mv_{máx}$	1		
A	-0,67	1	
t_3	0,89	-0,7	1

Tabela 13 – Matriz de correlação obtida pelo PCA.

O primeiro autovetor representa 84 % da informação, o segundo 12 % e o terceiro 4 %.

3.5.3 – Magnitude Absoluta no máximo, t_2 e velocidade de expansão do envelope.

A velocidade de expansão do envelope pode estar relacionada com o raio fotosférico máximo durante a erupção. Mas se a velocidade de expansão medida depender da geometria da ejeção de matéria o fato de adicionar este parâmetro pode não melhorar a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_2$. A relação obtida é:

$$M_{V_{\text{máx}}} = -7,79(35) + 2,30(14) \log(t_2) - 0,88(20) \log(V_{\text{exp}}) \quad (84)$$

O coeficiente de correlação é $R = 0,83$ e $\sigma_e = 0,46$. O que é ligeiramente inferior que a relação original. Mas para as novas menos brilhantes ($M_{V_{\text{máx}}} > -7$) temos que a expressão 84 tem um erro da estimativa 10% melhor que a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_2$. Para as mais brilhantes as relações são equivalentes.

3.5.4 - Magnitude Absoluta no máximo, t_3 e velocidade de expansão do envelope.

O resultado obtido com a relação entre $M_{V_{\text{máx}}}$, t_3 e velocidade de expansão repetiu o que ocorreu no item 3.5.3, com t_2 ao invés de t_3 . A expressão similar é:

$$M_{V_{\text{máx}}} = -11,05(40) + 2,55(13) \log(t_3) - 0,11(20) \log(V_{\text{exp}}) \quad (85)$$

Esta relação tem coeficiente de correlação $R = 0,92$ e $\sigma_e = 0,49$, o mesmo valor da expressão $M_{V_{\text{máx}}} - t_3$ para este conjunto de objetos. Alguns objetos tiveram um desvio da previsão maior que uma magnitude. Entre eles estão os objetos já citados nos itens 3.4.2 e 3.5.3 e são aqueles que não respeitam a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_3$. Para a expressão 85, apenas V4077 Sgr tem uma previsão

obviamente falha. Apesar da previsão com t_3 e V_{exp} ser equivalente para todo o conjunto de novas a de $Mv_{m\acute{a}x} - t_3$, quando se considera as novas menos brilhantes ocorre de outra maneira. A previsão para novas com magnitude absoluta no máximo maior que -7 com duas variáveis tem $\sigma_e = 0,47$, enquanto que a previsão com uma variável tem $\sigma_e = 0,77$. Ou seja, há uma diferença significativa. Para os objetos mais brilhantes as relações tem comportamento semelhante.

3.5.5- Magnitude Absoluta no máximo, t_3 e luminosidade em $H\beta$.

A luminosidade em $H\beta$ tem relação com a quantidade de material ejetado, como foi discutido no itens 3.3.4. Como já foi evidenciado no item 3.4.2 a relação $Mv_{m\acute{a}x} - t_3$ depende de outros fatores. Dentre eles estão o raio da fotosfera e a densidade da fotosfera, que podem estar relacionados com a luminosidade em $H\beta$. Os cálculos de PCA (tabela 14) apontam para a seguinte relação:

$$Mv_{m\acute{a}x} = -8,47(20) + 2,65(11) \log(t_3) - 0,09 \log(H\beta) \quad (86)$$

	$H\beta$	t_3	$Mv_{m\acute{a}x}$
$H\beta$	1		
t_3	-0,79	1	
$Mv_{m\acute{a}x}$	-0,81	0,99	1

Tabela 14 – Matriz de correlação obtido pelo PCA.

O primeiro autovetor representa 91 % da informação, o segundo 8 % e o terceiro 1 %.

Esta relação tem como coeficiente de correlação $R = 0,99$ e $\sigma_e = 0,17$ magnitudes, significativamente melhor que o ajuste $Mv_{m\acute{a}x} - t_3$ com $\sigma_e = 0,39$ para o mesmo grupo de objetos. O ajuste com $H\beta$ compensa a distorção da relação $Mv_{m\acute{a}x} - t_3$ para novas muito rápidas e muito lentas, como pode ser visto na figura 64. Apesar de haverem poucos objetos com os parâmetros necessários

conhecidos, existem objetos de todas as classes de velocidade, abrangendo de $M_{v_{\text{máx}}} = -10$ até $-5,2$. Uma relação de $M_{v_{\text{máx}}} - t_3$ com H_{α} também pode ter o mesmo resultado. Infelizmente não há dados suficientes para se realizar a mesma análise com H_{α} .

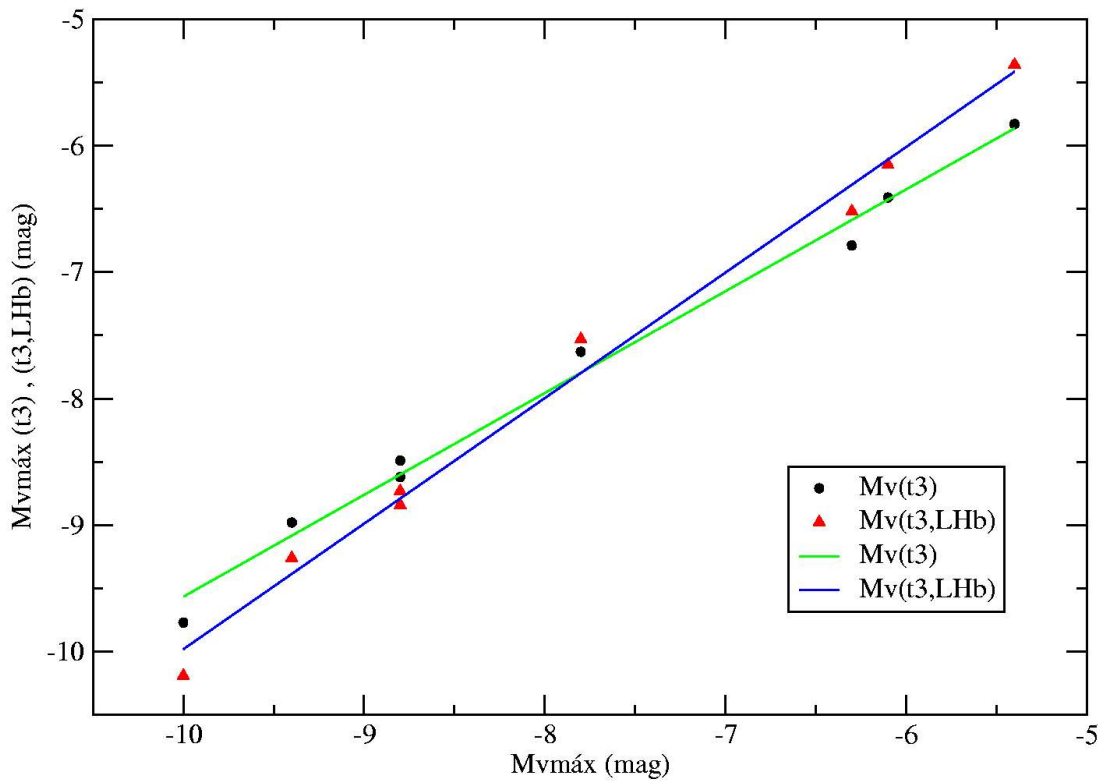


Figura 64 – Comparação entre as funções de previsão $M_{v_{\text{máx}}} - t_3$ e a relação com H_{β}

Shara (1980) propôs uma explicação teórica para a relação $M_{v_{\text{máx}}} - t_3$ na forma da expressão a seguir:

$$M_{B_{\text{máx}}} = -9,5 + 1,57 \log(t_3) - 2,5 \log(\alpha) - 1,79 \log(L_1 / 10^{-2} L_{\text{sol}}) - \log(100 R_{\text{sol}} / R_{\text{fotos}}) + 2,68 \log(\rho_{\text{fotos}} / 3,5 \times 10^{-13}) \quad (87)$$

onde $\alpha = L_1 / L_{\text{Edd}}$, L_1 a luminosidade da anã branca ρ_{fotos} e R_{fotos} a densidade e o raio da fotosfera. O valor da luminosidade da anã branca não pode ser maior que $10^{-1,5}$ para se garantir a degenerescência e não deve ser menor que $10^{-2,5}$ para ter-se tempos de recorrência da ordem de 10^4 a 10^5 anos das novas clássicas (Ford, 1978). Essa variação de L_1 fornece uma dispersão em $M_{v_{\text{máx}}}$

de 0,8 magnitudes, que é maior que a dispersão observada. Segundo Bath e Shaviv (1976) para espalhamento por elétrons puro e $L = L_{\text{Edd}}$ temos que o raio da fotosfera é dado por:

$$R_{\text{fotos}} = 4,66 \times 10^{20} T_e^{-2} (M_1 / M_{\text{sol}})^{1/2} \quad (88)$$

$$\rho_{\text{fotos}} = 4,43 \times 10^{-21} T_e^2 (M_1 / M_{\text{sol}})^{-1/2} \quad (89)$$

onde T_e é a temperatura eletrônica, e M_1 a massa da anã branca. Assim quanto maior a massa da anã branca R_{fotos} e ρ_{fotos} contribuirão mais para o aumento da luminosidade máxima. Se a luminosidade de $H\beta$ for maior, significa que temos uma fotosfera com maior densidade, que se manterá espessa com um raio maior. Portanto o bom ajuste $Mv_{\text{máx}} - t_3$ com a luminosidade em $H\beta$ é explicado pela relação (88), sendo uma aproximação melhor que $Mv_{\text{máx}} - t_3$ sozinha. Como t_3 é observado, a relação pode ser utilizada para definir uma relação de luminosidades na linha e no contínuo.

3.6 – Amplitude da erupção e tempo de decaimento do brilho.

A correlação entre a amplitude ($M_{\text{mín}} - M_{\text{máx}}$) e o tempo de decaimento t_2 vem diretamente das relações $Mv_{\text{máx}} - t_{2,3}$. Mas, devido à dependência da magnitude mínima com a inclinação da órbita do sistema (a fonte principal de luminosidade é o disco de acréscimo), os pontos têm dispersão maior que na relação $Mv_{\text{máx}} - t_2$. Pode-se simular a variação da magnitude mínima, ajustando-se retas paralelas (figura 65). As retas representam o ajuste $Mv_{\text{máx}} - t_2$ para as novas do catálogo, obtida com relação à amplitude. Neste ajuste variou-se a magnitude absoluta mínima de 2,8 a 5,8 magnitudes. Alguns objetos, como V1500 Cyg, estão muito afastados do ajuste. No caso de V1500 Cyg, que é uma nova magnética (Polar) onde não há formação de disco de acréscimo, e portanto a magnitude mínima tem valor muito maior.

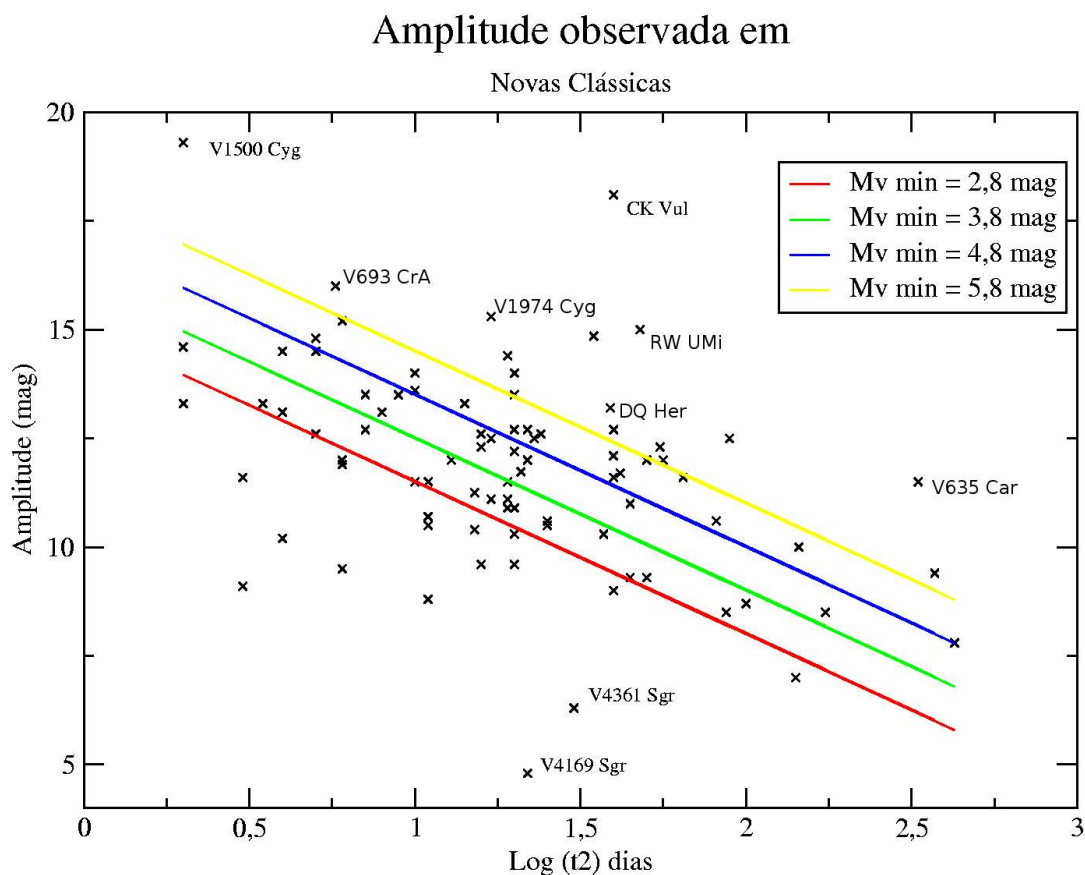


Figura 65 – Correlação entre a amplitude e tempo de decaimento. As retas representam o ajuste $M_{v \max} - t_2$. Algumas novas excepcionais estão identificadas.

Alguns sistemas, como os identificados que estão bem acima da reta de $M_{v \min} = 5,8$, podem ser candidatos a novas polares ou polares intermediárias. Assim novas com grande amplitude quando comparadas às de mesma classe de velocidade são candidatas a novas magnéticas, como já foi sugerido por Diaz & Steiner (1991). Há ainda o efeito da inclinação da órbita e esses sistemas podem ter alta inclinação, o que reduz a luminosidade do disco e portanto a magnitude do sistema na quiescência. Mas deve-se lembrar que sistemas de alta inclinação são eclipsantes, sendo assim possível identificá-los fotometricamente. Os sistemas que são candidatos a novas magnéticas ou a sistemas eclipsantes são: CK Vul, V693 CrA, V1974 Cyg, RW Umi, DQ Her, V635 Car, V842 Cen, V1419 Aql, V2540 Oph, V476 Cyg, CP Lac e V840 Oph. Ak et al. (2005) sugeriu que V2540 Oph é uma polar ou polar intermediária de alta inclinação, através de análises fotométricas. Kato et al. (2002) observou oscilações na curva de luz de V2540 Oph semelhantes às de V2214 Oph que é

uma candidata a nova magnética (Baptista et al. 1993). Alguns sistemas estão muito abaixo da reta de $M_{V_{\text{mim}}} = 2,8$, como V4361 Sgr. Este sistema teve erupção recente, há uma década, e provavelmente ainda não decaiu o brilho até os níveis da quiescência. Alguns são objetos apresentam alta taxa de acréscimo após ou algum tempo antes da erupção, distorcendo os valores de amplitude.

3.7 – Luminosidade em $H\alpha$ e $H\beta$ e tempo de decaimento.

Assim como no foi mostrada a correlação entre a luminosidade em $H\alpha$ e $H\beta$ com a magnitude absoluta no máximo visual (item 3.3.4) se obtém que esses parâmetros se correlacionam com o tempo de decaimento do brilho.

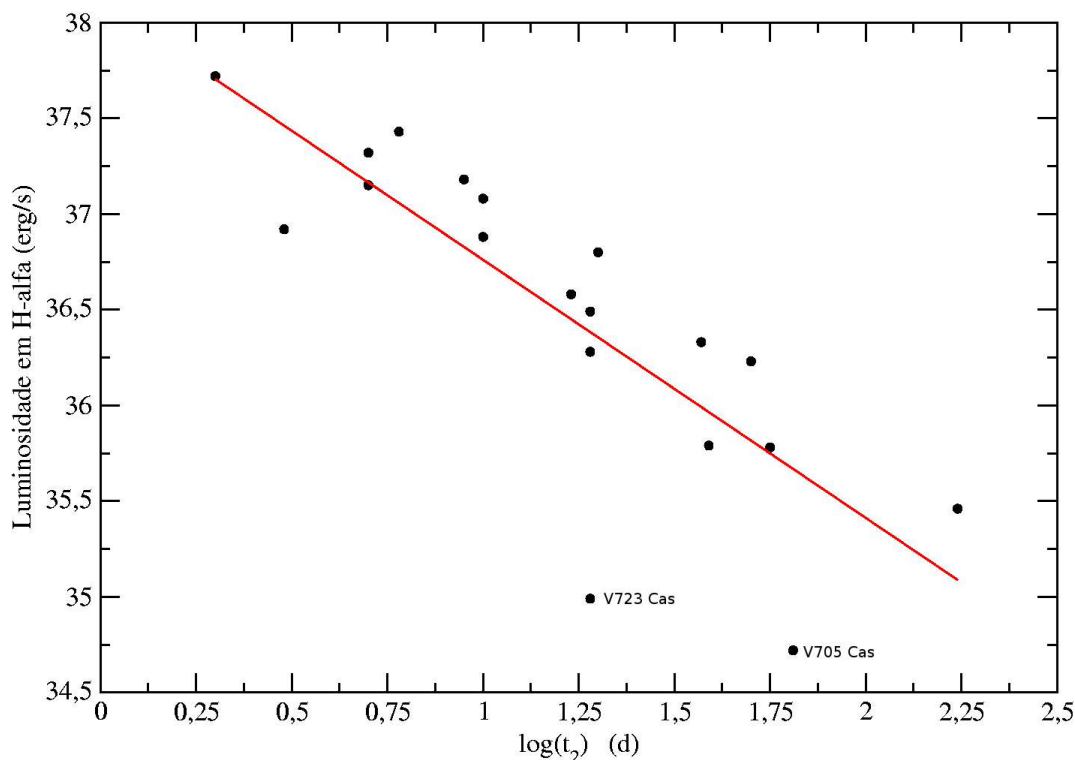


Figura 66– Correlação entre a luminosidade em $H\alpha$ média ($0 - t_3$) e o tempo de decaimento t_2 . Os objetos identificados tem luminosidade bem abaixo dos outros sistemas de mesma classe de velocidades, $R = 0,81$.

A figura 66 mostra que quanto mais rápida a nova, maior a luminosidade em $H\alpha$. Isto significa que nas fases iniciais da erupção, as novas mais rápidas ejetam mais matéria que as novas lentas, como já fora concluído no item 3.3.4. O ajuste seria melhor se V705 Cas e V723 Cas tivessem luminosidade compatível com os objetos de sua classe de velocidade. Estes objetos estão em uma região de alta extinção interestelar ($E_{(B-V)}$ entre 0,7 e 1 (Arhipova et al. 2000)), o que pode ter influenciado no cálculo da luminosidade de baixo valor das linhas.

O ajuste linear com coeficiente $R = 0,81$ e 19 novas forneceu a relação:

$$\log(L_{H\alpha}) = 38,1(2) - 1,3(2) \log(t_2) \quad (90)$$

O mesmo resultado se obtém para $H\beta$, com $R = 0,75$ em um ajuste linear com 22 objetos, visto na figura 67.

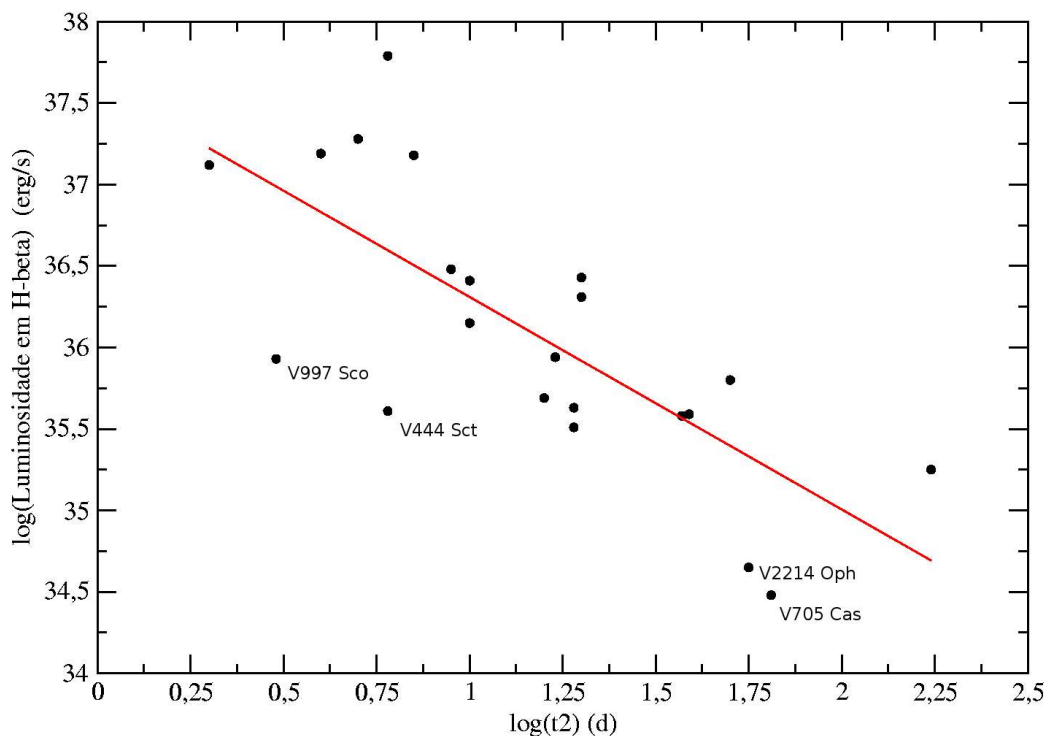


Figura 67 – Correlação entre a luminosidade em $H\beta$ nos instantes iniciais da erupção e t_2 , $R = 0,75$.

O ajuste derivado para H β é:

$$\log(L_{H\beta}) = 37,6(3) - 1,3(2)\log(t_2) \quad (91)$$

Os ajustes da luminosidade em H α e H β são muito similares e têm o mesmo coeficiente angular. Já ficou evidente que todos os parâmetros ligados à energia da erupção têm correlações entre si. Assim a luminosidade em H α e H β também têm correlação com a velocidade de expansão do envelope.

4 – Conclusões e perspectivas

Este trabalho utilizou ferramentas básicas de análise estatística tais como histogramas e a análise de componentes principais (PCA) para descrever e buscar novas correlações entre as variáveis observacionais de novas clássicas. Este tipo de tratamento nunca foi realizado para um conjunto numeroso de novas clássicas da Galáxia. A análise através de histogramas permitiu obter características gerais da amostra, enquanto o PCA forneceu novas correlações que podem fornecer informações importantes sobre o fenômeno nova.

Os dados utilizados na análise foram obtidos principalmente de Duerbeck (1987, 2001) e Ritter (2003) e organizados em um banco de dados. Esse banco de dados foi atualizado com outros dados sobre novas da literatura e padronizado de forma que a análise fosse possível.

O método PCA normalmente é utilizado para se reduzir o espaço dimensional de um conjunto de variáveis. Neste trabalho foi feito o contrário. Com base em um conjunto com duas variáveis bem correlacionadas, foram buscados eixos extras que tornassem a correlação final “melhor” que a relação inicial. A comparação entre as relações foi feita através do erro padrão da estimativa. A necessidade de um novo parâmetro para se obter uma melhor função de previsão foi verificada na relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$, por exemplo. Nesta relação, há claramente uma dependência com a característica da amostra; o ajuste para novas NA é diferente do ajuste obtido para todas as novas. Assim, nos cálculos de PCA buscaram-se as variáveis que contribuam com maior variância junto ao conjunto $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$. Esse método também foi utilizado para análise de agrupamento, que permite agrupar objetos conforme sua correlação com determinada variável. Um exemplo foi mostrado na relação encontrada entre M_1 e P_{orb} , onde aparecem dois grupos distintos de novas. A principal limitação do método está no número de objetos disponíveis para alguns cálculos. Como alguns parâmetros são conhecidos apenas para um pequeno grupo de novas, quando estes são combinados com outros parâmetros no cálculo PCA tem-se um número ainda menor de sistemas. Alguns cálculos com a luminosidade em $H\alpha$ e $H\beta$ tiveram apenas 8 objetos.

4.1 - Conclusões

A amostra de novas clássicas da Galáxia pode ser caracterizada através da análise dos histogramas de suas variáveis observacionais. Também foram discutidos os efeitos de seleção observacional nas distribuições de parâmetros. Foi testada a hipótese de Duerbeck (1990) da existência de duas populações de progenitores de novas, uma de objetos do disco, com estrelas de população I, mais recentes e com maior abundância de metais e outra do bojo, com principalmente estrelas de população II, com menor teor de metais. A análise dos modelos de vento espesso de Kato (1997) indica que novas oriundas da população II têm erupção menos intensa e tempo de decaimento maior.

A distribuição da magnitude absoluta mostra apenas um pico, próximo da média, o que corrobora com a previsão teórica da luminosidade máxima ter como parâmetro dominante a massa da anã branca. Neste histograma, que tem a resolução limitada pela incerteza das medidas de $M_{v_{\max}}$ (em média 0,5 magnitudes), não foram observadas duas populações de novas. Na amostra da galáxia tem-se a presença de objetos em uma faixa de -4 até -10 magnitudes, o que não é observado na distribuição de M31 ($-6,5$ até $-9,55$ magnitudes). Este fato indica um efeito de seleção importante em M31, onde não se observa a erupção dos objetos menos brilhantes.

A distribuição de magnitudes no máximo para objetos do disco galáctico, mostra que há uma diminuição significativa do número de objetos mais brilhantes (entre -8 e -9 magnitudes). Apesar do baixo número de objetos da sub-amostra da direção do bojo, nota-se que estes são em média mais brilhantes que as novas do disco. Este fato foi confirmado pela análise da distribuição dos tempos de decaimento do brilho t_2 e t_3 , que têm uma estatística mais rica. As distribuições dos tempos de decaimento são caracterizadas pela presença de três picos. A correlação desses picos em t_2 e t_3 mostra que os mesmos não são causados por efeitos de baixa estatística da amostra. Ao se subtrair da amostra os objetos da direção do bojo, observa-se uma diminuição do pico referente aos objetos mais brilhantes. A amostra subtraída é caracterizada por objetos mais brilhantes. Estes resultados contrariam a hipótese de Duerbeck (1990) e podem ser explicados através de efeitos de seleção. A região do bojo tem alta extinção interestelar, favorecendo portanto a observação de novas brilhantes. Em M31, os picos na distribuição do tempo de decaimento são menos evidentes. Além disso, as

novas são em média mais brilhantes que as novas da Galáxia. Como 85 % das novas observadas em M31 pertencem ao bojo dever-se-ia esperar o mesmo na galáxia. O teste de Kolmogorov – Smirnov realizado nas amostras da Galáxia e de M31 mostrou-se inconclusivo para as distribuições de t_2 , com $P = 0,3$. Quanto às distribuições de magnitude absoluta, o teste indica que há 90 % de probabilidade das populações serem diferentes ou possuírem diferentes efeitos de seleção.

Na amostra de novas do halo galáctico, apesar de ser limitada a 15 objetos, há apenas novas lentas e com longo tempo de decaimento (t_3 médio de 321 dias), algo condizente com novas provenientes de estrelas de população II, característica do halo. Outra hipótese para explicar o excesso de objetos menos brilhantes seria que essas novas pertencessem a alguma outra galáxia já canibalizada pela Via Láctea.

O diagrama $\log N \times \text{Log} S$ indica que a distribuição das novas na galáxia se aproxima mais de uma distribuição cilíndrica mas sendo ainda diferente desta. Este fato pode ser melhor visualizado na distribuição na Galáxia, onde se observa que as novas estão distribuídas preferencialmente próximas ao plano galáctico. A alta concentração de objetos na direção do bojo galáctico é coerente com o grande aumento de densidade estelar nesta direção. A concentração de objetos também coincide com as janelas de extinção. Se forem selecionadas apenas as novas rápidas ou muito rápidas, a maioria está na direção do bojo e em outras regiões de alta extinção.

Na distribuição de períodos orbitais de 63 novas existe um número significativo de objetos (8) dentro do “vazio” de períodos (entre 2 e 3 horas). São 11 novas se for considerada a definição de Kolb (1993). Este fato, já observado por Diaz & Bruch (1997) sugere que há transferência de matéria durante a travessia do “vazio”. Há apenas 6 objetos abaixo do “vazio” na amostra de novas clássicas, comportamento similar ao das “novas like”. Em sistemas de período curto, o tempo de recorrência é mais longo, sendo assim menos provável detectá-los. Entretanto, a distribuição acima do “vazio” depende dos efeitos de seleção particulares para cada tipo de objeto. A amostra de períodos orbitais é fortemente influenciada pelos efeitos de seleção (medidas de modulações orbitais fotométricas e espectroscópicas de até 6 horas). Nesta amostra, 80 % das novas estão entre $5 \text{ h} \pm \sigma$.

Algumas correlações entre parâmetros observacionais já conhecidas da literatura, como a relação entre velocidade de expansão e tempo de decaimento ($V_{\text{exp}} - t_n$) e magnitude absoluta e tempo de decaimento ($M_{V_{\text{máx}}} - t_n$) foram revisadas. Com a amostra atual foram obtidas novas calibrações para estas relações. As novas relações derivadas da amostra atual para ($V_{\text{exp}} - t_n$) apresentam um

coeficiente angular diferente por mais de um desvio padrão do obtido por McLaughlin (1960). A diferença pode ser devido à pequena amostra que dispunha McLaughlin. Os ajustes obtidos para $(M_{V_{\text{máx}}} - t_n)$ para t_2 e t_3 têm praticamente o mesmo coeficiente angular, e sugerem uma relação linear entre estes parâmetros. Apesar das medidas de tempo de decaimento serem independentes, existe uma forte correlação entre t_2 e t_3 .

A relação $(M_{V_{\text{máx}}} - t_2)$ obtida por este trabalho para um conjunto de 49 novas foi comparada aos ajustes de Cohen (1985) e Capaccioli et al. (1989). O ajuste de Capaccioli et al. além de apresentar um erro de previsão maior, tem uma distribuição diferente. A calibração destes autores aplicada à amostra da Via Láctea com magnitudes entre -5 e -10 retorna uma previsão entre -7 e -9 magnitudes. O ajuste de Cohen (1985) tem erro de previsão semelhante ao deste trabalho, apesar do seu ajuste ter sido realizado com uma amostra de baixa dispersão em $M_{V_{\text{máx}}}$. O módulo de distância de M31 obtido com as três relações é compatível com as determinações por Cefeidas. É mostrado que a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$ é sensível à composição da amostra. Assim, o valor do módulo de distância de M31 obtido com a calibração de novas muito rápidas (VF) da galáxia é mais próximo à de Capaccioli et al, enquanto que o ajuste com novas NA fornece um valor mais próximo ao de Cohen (1985). A composição da amostra da galáxia é determinada principalmente pelos efeitos de seleção. A relação derivada das novas de M31 é semelhante ao ajuste de novas rápidas da Galáxia. Já a relação teórica derivada por Shara (1980) está mais próxima ao ajuste obtido com novas muito rápidas da Galáxia.

Através do PCA foi possível obter a calibração $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$ adicional com mais de um parâmetro. Quando foi adicionada a variável V_{exp} à relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$ obtem-se uma função de previsão da magnitude absoluta com erro similar à relação original. Mas, para a estimativa da magnitude absoluta em objetos menos brilhantes, a função com a velocidade de expansão é significativamente melhor ($\sigma_e = 0,47$ contra $\sigma_e = 0,77$ para $M_{V_{\text{máx}}}-t_3$). O parâmetro adicional que resultou no menor erro na estimativa foi a luminosidade de $H\beta$ ($R = 0,99$). O erro da estimativa é $\sigma_e = 0,17$, contra $\sigma_e = 0,39$ para a relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_3$. Esta base define uma relação entre a magnitude absoluta e a luminosidade nas linhas de Balmer para um dado t_3 . Esta dependência pode ser utilizada como um vínculo observacional em modelos de erupção de novas.

A correlação entre a amplitude e o tempo de decaimento vem diretamente da relação $M_{V_{\text{máx}}} - t_n$. Observa-se que algumas novas têm um valor de amplitude acima da média para sua classe de

velocidade. Estes objetos são candidatos à sistemas de alta inclinação, eclipsantes ou candidatos à novas magnéticas: CK Vul, V693 CrA, V1974 Cyg, RW UMi, V635 Car, V842 Cen, V1419 Aql, V2530 Oph, V476 Cyg, CP Lac e V840 Oph.

Uma correlação ainda desconhecida na literatura é a dependência entre a luminosidade média em $H\alpha$ e $H\beta$ nos instantes iniciais da erupção (até t_3 dias) e t_n . Apesar do pequeno número de objetos é possível afirmar que as novas mais rápidas têm maior luminosidade nessas linhas. As luminosidades em $H\alpha$ e $H\beta$ também têm relações com os demais parâmetros que são ligados à energia da erupção.

Uma das grandezas mais importantes de um sistema cataclísmico é a massa da anã branca. Saber como este parâmetro se correlaciona com outros ligados à energia da erupção pode fornecer informações importantes sobre o processo de erupção. Apesar de haver pouquíssimas novas com a massa da primária determinada, foi possível realizar uma análise preliminar com os dados disponíveis no banco de dados. É mostrado que quanto mais massiva a anã branca, mais intensa será a erupção, o que confirma as previsões teóricas (Livio 1992). Os outros parâmetros ligados à energia da erupção (t_2 , t_3 , V_{exp} , $L_{H\beta}$) também se correlacionam de forma equivalente, como foi demonstrado no item 3.3.6. Estas correlações também não haviam sido identificadas na literatura.

Através da análise de agrupamento do PCA as novas com massa e período orbital conhecidos foram divididas em dois grupos. No primeiro grupo, há 6 novas com períodos entre 4 h e 9,5 h que apresentam uma relação direta entre a massa e o período. No segundo grupo, também com seis novas e períodos menores que 4 horas, a correlação entre massa e período orbital é, aparentemente, inversa. Ainda não se sabe o que causa esse efeito já que os efeitos de seleção associados ao período orbital (e dM/dt) são importantes e se combinam com a seleção de objetos intrinsecamente mais brilhantes. Usando a relação para períodos longos seria possível estimar a massa da primária do sistema.

O PCA também forneceu parâmetros que poderiam ser adicionados à relação de $M_1 - P_{orb}$ com objetivo de se derivar novos vínculos e de obter uma relação de previsão com melhor precisão. As funções $M_1(P_{orb}, t_2)$ e $M_1(P_{orb}, A)$ são as que têm menor erro. Infelizmente são necessários conjuntos mais numerosos para validar estas dependências.

4.2 – Perspectivas

O banco de dados gerado para a análise de componentes principais pode gerar uma grande quantidade de informações, responder algumas questões e gerar outras. O método PCA se mostrou muito eficiente para obter correlações entre parâmetros de um grupo de objetos. Porém, algumas correlações que foram derivadas ainda necessitam de uma maior significância estatística. Outras podem ser mais exploradas do ponto de vista teórico.

Um estudo interessante que poderia ser realizado com o PCA seria a análise dos parâmetros espectroscópicos nas várias fases da erupção. Seria necessário analisar o espectro desses objetos e procurar correlações entre as intensidades de linhas típicas e correlações entre as razões de fluxo de linhas nas diversas fases da erupção. Desta análise podem também ser extraídos alguns parâmetros como temperatura e densidade eletrônica do envelope, além da abundância de diversos elementos.

Uma questão que surgiu na análise do PCA foi a divisão em dois grupos de sistemas que têm correlações entre a massa da primária e o período orbital opostos. A competição entre os diversos efeitos de seleção dificulta a interpretação do fenômeno responsável por essa divisão. Entretanto, a obtenção de mais dados e a procura de dependências adicionais podem tornar uma explicação viável.

Toda informação gerada pelo PCA pode ser combinada em um estudo da população como um todo. Através das relações encontradas seria possível obter os outros parâmetros para toda a amostra, tendo-se assim sub-amostras mais numerosas. Como muitas relações têm parâmetros em comum, seria possível refinar seus valores dos parâmetros de forma a se ter o menor erro possível. Esses novos parâmetros determinados serviriam de base para um novo estudo estatístico da população de novas.

Por fim um estudo observacional dos sistemas candidatos a eclipsantes ou magnéticas poderia ser realizado em telescópios como o LNA ou SOAR. Os sistemas candidatos à observação seriam aqueles destacados no item 3.5.6, que seriam investigados quanto à ocorrência de modulações fotométricas e espectroscópicas, além da presença de luz polarizada.

5 – Referências

- Ak, T. et al. 2005, *Astronomical Society of Australia*, 22, 298
- Allen, 1976, *Astrophysical Quantities*, Athlone Press, London 3rd ed.
- Amari et al. 2001, *ApJ*, 551, 1065A
- Anderson, T. ; Finn, J. , *The new statistical analysis os data*, Springer, 1986
- Andrea, J. 1992, *RvMA*, 5, 58
- Andronov, N. ; Pinsonneault, M. 2004, *Astrophysical Journal*, 614, 326
- Andronov, N. et al. 2003, *ApJ*, 582, 358
- Arnett ; Fryxell, 1992, *ApJ*, 394L, 13S
- Augusto, A., 1999, Banco de dados de novas, trabalho de IC, Orientador: Diaz,M.
- Bailey, J., 1990 *MNRAS*, 243, 57B
- Baptista, R. et al. 1993, *ApJ*, 406L, 67
- Bath, G. ; Shaviv, G., 1976, *MNRAS*, 175, 305
- Bode ; Evans, 1989, *Classical Novae*, ed. Wiley & Sons p 163
- Bruch ; Engel, 1994, *Catalogue of UVB Couours of CV*, *A&A Supp. Series*, 104, 79
- Burstein ; Heiles, 1984, *ApJS*, 54, 33B
- Buscombe, W, ; de Vaucouleurs, G. 1950, *Obs*, 75, 170
- Capaccioli et al. 1989, *ApJ* 97, 1622
- Capaccioli, M. 1990, *ApJ* 360, 63c
- Cassatella ; Gonzales-Riestra, 1990, *IAU Colloq. No 122*, p 115
- Cassatella et al. 1979, *A&A*, 78, L18
- Chandrasekhar, S. , 1939 *Introduction to the study of stelar structure*, Univ. Chicago Press
- Ciardullo et al. 1987, *ApJ*, 318, 520
- Ciardullo et al. 1990, *ApJ*, 356, 472
- Cohen, J. , 1985, *ApJ* 292, 90
- Crampton et al. 1986, *Ap*, 300, 788C

Davidson ; Ostriker, 1973, ApJ, 197, 585
de Vaucouleurs, 1978, ApJ, 224, 14D
Della Valle ; Duerbeck, H.. 1993, A&A 271, 179
Della Valle ; Livio, M. 1994, A&A 286,786
Della Valle et al. 1992 A&A 266, 232
Diaz, M. ; Bruch, A. 1997, A&A 322, 807
Diaz, M. ; Ribeiro, F., 2003, ApJ 125, 3359
Diaz, M. ; Steiner, J. 1989, ApJ 339L, 41
Diaz, M. ; Steiner, J. 1991, PASP, 103, 964
Downes ; Shara, 1993, Catalogue and Atlas of CV, ASPC, 105, 127
Downes ; Shara, 1997, Catalogue and Atlas of CV, ASPC, 109, 127
Downes, A. ; Duerbeck, H. 2000, A&A, 120, 2007
Downes, A. ; Shara,M. , 1993, PASP, 105, 127
Duerbeck, 1990, LNP, 369, 34D
Duerbeck, H. ; Sterken, C., 2001, The Journal of Astrophysical Data Vol 7
Duerbeck, H., 1987, A reference Catalogue and Atlas of Galactic CV, Space Science Reviews, 45
Edwards ; Prigle, 1987b, Nature, 328, 505
Eggleton, P., 1983, ApJ, 268, 368
Faulkner et al., 1972, ApJ, 175, L79
Freeman, Madore, 1990, BAAS, 22, 841M
Friedjung, 1987, A&A, 179, 164
Fujimoto, 1982, ApJ, 257, 752
Fujimoto; Iben, 1992, ApJ, 399, 646
Gallagher ; Code, 1974, ApJ, 189, 303
Gallagher ; Starrfield, 1978, Ann. Rev. Ast. Atrophys, 16, 171
Gehrz, R. 1998, APS Conference Series, Vol 137, 1998
Hachisu, I. ; Kato, M. , 2005, ApJ, 631, 1094
Hameury, J. et al. 1988, A&A, 195L, 12
Hameury, J. et al. 1988, ApJ, 327L, 77
Hartwick, 1978, ApJ 226, 203H

Hatano et al. 1997, MNRAS, 290, 113H
Hernanz et al. 2004, ApJ, 612, 414J
Hernanz, 1996, ApJ, 465L, 27H
Hernanz, M. 2005, ASPC, 330, 265H
Hjellming ; Taam, 1991, ApJ., 370, 709
Honeycutt et al. 1994, ASPC Conf. Ser. 56, 277
Honeycutt, R. et al. 1998, ApJ, 495, 933
Horne et al. 1993, ApJ, 410, 357H
Howell, S. et al. 2001, ApJ, 550, 897
Iben; Livio, M. 1993, Review Paper, PASP
José, J. et al. 2003, PASA, 20, 351
José; Hernanz, 1998, ASPC, 137, 368H
Juric, M. et al. 2006, American Astronomical Society meeting in Washington.
Kato, M. ; Hachisu, 1991, ApJ, 373, 620
Kato, M. ; Iben, I. 1992, ApJ 394L, 47
Kato, M. 1994, ApJ, 437, 802
Kato, M. 1997, ApJS, 133, 121
Kato, M. 2001, astro-ph/110312 v1
Kato, M. 2003 ApJ, 598L, 107
Kato, T. et al. 2002, astro-ph/0203366 v1
Kendall, M., Multivariate analysis, London : Griffin, 1980
King et al. 1995, ApJ, 444L, 37K
Kippenhahn, 1977, A&A, 54, 539
Kolb, U. 1993, A&A, 271, 149K
Kolb, U. 1995, cava.conf..511K
Kolb, U. 1999, ASPC, 157, 273
Kovets et al., 1988, ApJ, 325, 828
Kraft et al. 1962, ApJ. 135, 408
Krautter, J. ; Williams, 1989, ApJ, 341, 968
Krautter, J. et al. 2002, A&A, 124, 2888

Livio, M. ; Soker, 1988, ApJ, 329, 764
 Livio, M. ; Yungelson, 1993, ApJ, 418, 794Y
 Livio, M. 1982, A&A, 112, 190
 Livio, M. 1992, ApJ, 393, 516L
 Livio, M. 1992, ASPC 29, 4
 Livio, M. 1993b, 22nd SAAS FEE Advance Course, Interacting Binaries, World Sci Publ.
 Livio, M. et al. 1991, A&A, 246, 84
 Livio, M., 1989, Sp. Sci. Rev., 50, 299
 Lubow ; Shu, 1975, ApJ, 198, 383
 Lucy, 1967, AJ., 72Q, 813L
 MacDonald, 1983, ApJ, 267, 732
 Martin, 1989, Classical Novae, Wiley & Sons, Chichester
 Matteucci, F. et al. 2003, A&A 405,23
 McDermott, P. ; Taam, R., 1989, ApJ, 342, 1019M
 McLaughlin ; Dean B. 1960, stst.conf 585M
 McLaughlin, 1945, Publ. Astr. Soc. Uni. Michigan, 8, 149
 Mestel, 1952, MNRAS, 112, 598
 Morgan. G. et al. 2005, PASP, 117, 938
 Morrison, D., Multivariate Statistical Methods, McGraw-Hill, c1976
 Murtagh ; Heck, Multivariate data analysis, Astrophysics and space science library , 1987
 Nelson et al. 1986, ApJ, 304, 231
 Nelson, L. et al. 2004, ApJ, 602, 938
 O'Donoghue et al. 1989, MNRAS, 240, 41
 Ostriker, 1976, Int. Astr. Union Symp. No 73, p. 206
 Paczynski ; Sienkiewicz, 1981, ApJ, 248, L27
 Paczynski ; Ziolkowski, 1968, IAUS, 34, 396P
 Paczynski, 1976, Int. Astr. Union Symp. No 73, p. 75
 Patterson, 1979, ApJ, 225, 954
 Patterson, 1984, ApJs, 54, 443
 Payne-Gaposchkin, 1957, The Galactic Novae, North-Holland, Amsterdam

Payne-Gaposchkin; Gaposchkin, S., 1938, Variable Stars, Cambridge Mass.

Pfau, W. 1976, A&A 50, 133

Press, W. et al. Numerical Recipes in Fortran, 2nd Edition, Cambridge University Press, 1986

Prialnik, D. ; Kovetz, A. 1995, ApJ 445, 789

Puebla, 2005, MD Thesis IAG-USP

Pylyser ; Savonije, 1988a, A&A, 191, 57

Pylyser ; Savonije, 1988b, A&A, 208, 52

Rappaport, S. et al. 1982, ApJ 254, 616

Ritter, H. 1976, MNRAS, 175, 279

Ritter, H. et al. 1991, ApJ, 376, 177

Ritter, H., 1986, The evolution os Galactic X-Ray Binaries, Ed J. Truemper, p 271

Ritter, H., 1990, Astr. Astrophys. Suppl. 85, 1179

Ritter, H., 2003, A&A 404, 301R, Rkcat 7.6

Robinson, E. 1975, Astr. J. , 80, 515

Robinson, E. 1976, ARA&A, 14, 119

Robinson, E., 1976 ApJ, 203, 485

Roxburgh, 1967, Nature, 215, 838R

Sabbadin ; Bianchini, 1983, ApJs, 54, 393

Schaefer et al. 1992, ApJs, 81, 321

Schmidt et al. 1995, ApJ, 441, 414S

Schmidt, T. , 1957 , Z. Astrophys. ,41, 182

Schreiber ; Gansicke, 2001, A&A, 375, 937S

Sekigushi et al. 1989, MNRAS, 236, 611

Sekigushi, 1992, Nature, 358, 563S

Shafter et al. 2000, ApJ, 530, 193S

Shankar, 1991, BAAS, 23, 1325S

Shara, M. , 1980 , ApJ 243, 268

Shara, M. , 1981 , ApJ 243, 926

Shara, M. , 1982 , ApJ 261, 649

Shara, M. et al. 1984, ApJ, 282, 763

Sharov, A., 1993, Astr. Lett., 19, 41
Shugarov, 1983, Sov. Astr. Letts. 9, 15
Sienkiewicz, 1984, Acta Astr. 34, 325
Sion, 1999, PASP, 111, 532S
Smith, D. et al. 1998, MNRAS 296, 465
Snijders et al. 1987, RS Oph and the recurrence nova phenomenon, VNU Sci Press
Somers ; Naylor, 1999, A&A, 352, 563S
Sparks et al. 1969, ApJ, 156, 569
Sparks et al. 1978, ApJ, 220, 1063
Starrfield et al. 2000, ApJS, 127, 485S
Starrfield, S. 1974, ApJ, 192, 647
Starrfield, S. 1989, Classical Novae, John Wiley & Sons Ltd.
Starrfield, S. 2000, New Astronomy Reviews, 44, 81
Starrfield, S. et al. 1978, ApJ, 226, 186
Stockman et al. 1988, ApJ, 332, 282
Strittmater, 1977, ApJ, 216, 23
Szkody, P. ; Howell, S. 1992, ApJS 78, 537
Taam, 1988, Critical Observations versus Physical Models for close binary systems, ed. KC Leug
Taam, 1989, Highlights Astr., 8, 155
Tauris, T. ; Dewi, D., 2001, A&A 369, 170
Terman, 1994, 1994AAS, 18512104T
Thorstensen ; Taylor, 2000, MNRAS, 312, 629T
Thorstensen, J. ; Taylor, C., 2000, MNRAS, 312, 629
Tomaney, A. ; Shafter, A. , 1992 ApJS, 81, 683
Townesley, D. ; Bildsten, L. 2005, ApJ, 628, 395
Truran, 1982, Essays in Nuclear Astrophysics, Cambridge University Press
Tutukov, 1984, Afz., 21, 573T
van den Bergh, S. ; Younger, 1987, A&A 70,125
Verbunt ; Zwaan, 1981, A&A, 100, L7
Wade, 1990, IAU Colloq. No 122 p. 179

Warner, B. 1976, IAU Symp. No 73, p.85
Warner, B. 1995, Cataclysmic Variable Stars, Cambridge University Press
Warner, B. 1997, Absolute Magnitudes of CV, MNRAS, 227, 23
Warner, B. 2002, astro-ph/0206452 v1
Webbink ; Iben 1987, IAU Colloq. No 122, p. 405
Webbink, 1976, Nature, 262, 271
Weight, A. et al. 1994, MNRAS, 266, 761
Williams, R. 1990, IAU Colloq., No 42, p.242
Williams, R. 1991, Astr. Journal, 101, 1929
Williams, R. 1992, ApJ, 104, 725W
Williams, R. 1994, ApJ, 426, 279
Williams, R. et al. 1991, ApJ, 376, 721
Wilson, 1966a, ApJ. 144, 695
Wu ; Kester, 1977, A&A, 58, 331
Yaron, O. et al. 2005, ApJ, 623, 398
Yungelson et al. 1997, ApJ, 481, 127Y

Livros Grátis

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

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

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

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

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