I - INTRODUÇÃO

O fenômeno de nova está associado a variáveis cataclísmicas que são sistemas binários cerrados formados por uma estrela anã branca primária e uma companheira de tipo tardio secundária. A secundária perde matéria através do extravasamento de seu lóbulo de Roche. Esta matéria chega à anã branca com um certo momento angular orbital, por esta razão o gás acrescido forma um disco em torno da primária.



Fig. 1 - Envelope da Nova Cyg 1992 Créditos : NASA, ESA, HST, F. Paresce, R. Jedrzejewski (STScI).

Conforme a matéria se acumula sobre a anã branca, a pressão na interface entre o caroço formado pela anã branca e o envelope acrescido, doravante ICE, aumenta continuamente até atingir um valor crítico, ocorrendo então a detonação termonuclear, produzindo a ejeção de um envelope de matéria (fig. 1). Mc Laughlin (1942, 1943) encontrou que a evolução espectral futura está fortemente associada ao comportamento eruptivo, do que se conclui que o estudo do envelope de gás após a erupção é uma

excelente ferramenta para entender as condições físicas da ejeção e a natureza do remanescente central.

As variáveis cataclísmicas permitem, em particular, o estudo direto e detalhado dos discos de acréscimo em equilíbrio e fora do equilíbrio, também auxiliando em nosso entendimento sobre as binárias-X, buracos negros e núcleos ativos de galáxias. Podemos classificar as variáveis cataclísmicas baseando-se em parâmetros fotométricos da seguinte forma (Warner, 1995):

Novas Clássicas: apresentaram apenas uma explosão observada, ex.: V1500 Cyg, V382 Vel.

Novas Recorrentes: apresentaram mais de uma explosão detectada. Algumas novas classificadas como "clássicas" passaram por uma nova explosão detectada e hoje são classificadas como recorrentes, por exemplo: CI Aql 1917 e 2000.

Novas Anãs: Apresentam menor amplitude do que as novas clássicas. O intervalo entre erupções varia entre 10 d e dezenas de anos: U Gem, Z Cam e SU UMa (são os 3 protótipos das subclasses das novas anãs).

"Nova-Like": novas as quais não há relato de erupção, podem se encontrar nos estágios pré e pós-nova: V363 Aur, V3885 Sgr, IX Vel.

As variáveis cataclísmicas que possuem uma primária com campo magnético intenso são classificadas em:

Polares: sistemas onde há interação magnética provocando a desestruturação do disco de acréscimo. Exemplos: VV Pup,V1500 Cyg

Polares Intermediárias: interação magnética mais fraca que nas polares. Exemplo: GK Per.

Um determinado objeto pode estar em duas dessas categorias, por exemplo, V1500 Cyg, que é uma nova clássica (apenas uma observação detectada), e ao mesmo tempo é uma polar (acréscimo pelos pólos devido a forte interação magnética).

I.1 - Propriedades Fotométricas de Novas

As novas observadas antes do máximo, apresentaram fracas variações de brilho e um espectro assemelhado ao de uma estrela quente. O objeto apresenta um gradual aumento de luminosidade entre 1 ano e 1 década antes da explosão. Próximo ao máximo as novas costumam apresentar um aumento de brilho na escala de tempo de poucos dias e um declínio após o máximo mais lento durante dias, meses ou até vários anos. A curva de luz pode apresentar grandes diferenças morfológicas de objeto para objeto, na figura 2 mostramos uma curva de luz "geral" adaptada por Hack, 1993, obtida por McLaughlin, 1942 e Payne-Gaposhikin, 1957:



Fig.2 - Curva de luz geral para novas clássicas nas fases do espectro principal e na transição. A linha mais fina corresponde as novas rápidas e a mais grossa (note o mínimo profundo na fase de transição) corresponde ao comportamento das novas lentas, após a fase de transição o comportamento é assemelhado.

O tempo de decaimento de 2 ou 3 magnitudes a partir do máximo (respectivamente t_2 e t_3 (Payne-Gaposchickin, 1957 e Duerbeck, 1987)) está fortemente correlacionado com a luminosidade visual no máximo da explosão. Quanto maior a luminosidade no máximo, menor o tempo de decaimento esperado para o objeto. As novas são classificadas como rápidas ou lentas pelo seguinte critério:

t_2	$\Delta m_{ m v}$
(d)	(mag/d)
<10	>0.2
11-25	0.18-0.08
26-80	0.07-0.025
81-150	0.024-0.013
151-250	0.013-0.008
	t_2 (d) <10 11-25 26-80 81-150 151-250

 Tab. 1 - Classes de Velocidade.

Os grupos apresentados na tab.1 não são fisicamente distintos, um exemplo está nas novas de neônio, as quais geralmente apresentam um grande brilho no máximo, esperaríamos então um tempo de decaimento muito curto para todas as novas desta classe, mas algumas chegam a ser até classificadas como lentas. Correlacionamos t_2 com M_v no máximo (fig. 3), encontrando que uma equação linear se encaixaria muito bem para explicar a tendência dos pontos disponíveis:

$$M_{v}(max) = -10.43(10) + 2.26(8)\log(t_{2}) \mod^{*}$$
(1)

^{*} Adotamos o ponto como separador decimal. Onde a unidade não é especificada adotamos o sistema cgs. A época da erupção denotamos como t_0 , e $\Delta t = t-t_0$ é o tempo transcorrido desde a erupção em dias. Denotamos U, como ultravioleta, B azul e R como vermelho, UV como ultravioleta, IV como infravermelho e V como visível.



Fig.3 - Magnitude absoluta no máximo em função do tempo de decaimento t_2 em dias. Esta figura foi foi obtida da correlação entre os dados de novas conhecidas até 1999. Referências: Duerbeck, 1987, Warner, 1995 e Downes, Webbink e Shara, 1997.

De um modo geral as novas rápidas apresentam uma curva de luz com declínio mais liso do que as novas lentas (fig. 4). Duerbeck, 1981, propôs um sistema de classificação baseado na morfologia das novas, dividindo-as em 5 classes, de A até E e em subclasses (tab. 2).

Definimos a amplitude como a diferença entre a magnitude aparente no máximo e a de pré-nova. Na maioria das novas o progenitor é desconhecido. Isto se deve em parte a limitação de magnitude nos "surveys" de placas fotográficas antigas. Nestes objetos consideramos a amplitude como maior ou igual a diferença entre a magnitude aparente no máximo e o dado fotométrico mais recente. A amplitude também é correlacionada com o tempo de decaimento do objeto, novas rápidas costumam apresentar amplitudes maiores. Esta não é uma correlação muito sólida, pois além da falta de medidas do progenitor, o máximo para muitos objetos é geralmente perdido,

Tipo	Descrição	Exemplos
А	Lisa, declínio rápido sem maiores distúrbios.	CP Pup, V1500 Cyg
Ao	Lisa, declínio rápido sem maiores distúrbios apresentando oscilações na fase de transição.	GK Per, V603 Aql
Ar	Nova recorrente apresentando uma curva lisa com declínio rápido	T CrB, RS Oph
В	Declínio com maiores ou menores irregularidades.	
Ba	Declínio com estados estacionários ou outras flutuações menores de irregularidades	V533 Her, LV Vul
Bb	Declínio com flutuações maiores, por exemplo máximos duplos ou múltiplos.	DN Gem, NQ Vul
С	Máximo estendido, mínimo profundo na fase de transição.	
Ca	O mesmo que C, com variações de brilho visual no máximo < 2 mag	T Aur, DQ Her
Cb	O mesmo que C, apresentando forte declínio em brilho durante o máximo.	FH Ser
D	Evolução lenta, pré máximo estendido, máximo atrasado, freqüentemente apresentando vários picos de brilho.	HR Del, RR Pic
DR	Nova recorrente com evolução lenta e máximo atrasado.	Т Рух
E	Nova extremamente lenta com curva de luz irregular.	V999 Sgr, V711 Sco

dada a falta de uma varredura mais completa e constante do céu.

Tab. 2 - Morfologia dos diferentes tipos de novas (Esquema de Classificação da Curva de Luz de Duerbeck, 1981).

Nas novas em geral não há correlação entre a amplitude e a abundância de neônio. Esta falta de correlação parece fisicamente aceitável do ponto de vista do modelo de detonação termonuclear descontrolada, o DTD, que veremos mais adiante, pois o neônio não participa efetivamente das reações, sendo provavelmente trazido para o envelope pela própria anã branca do sistema. A grande amplitude observada nas novas de neônio está possivelmente associada à progenitoras de massa elevada, que contribuem também para um maior enriquecimento de CNO (Truran e Livio, 1986, veja também Livio e Truran, 1994). O pioneirismo na proposta de que os elementos mais pesados encontrados no envelope possam ser provenientes do caroço é devido a Starrfield et al. (1972). Da mesma forma, não encontramos novas ricas em C com



Fig. 4a) - Curva de Luz e índices de cor para a nova rápida V1500 Cyg de tipo A (adaptado de Duerbeck, 1981).



Fig. 4b) - Curva de Luz e índices de cor para a nova lenta HR Del de tipo D (adaptado de Duerbeck, 1981).

 t_3 muito longo, mostrando que o CNO é uma espécie de catalisador para as reações, e reforçando o modelo da DTD, (vide seção I.3). A análise que envolve abundâncias ainda é pobre, pois temos valores para apenas ~10% de todas as novas conhecidas, além das incertezas nas abundâncias serem elevadas.

As novas costumam apresentar velocidades de expansão do envelope da ordem de 10^3 km/s, ao contrário das supernovas que apresentam velocidades da ordem de 10^4 km/s. Em um caso relativamente recente, um dos critérios que confirmaram a Nova Cygni 1975 como tal, foi a velocidade medida da ordem de 2500 km/s na explosão. A velocidade de expansão do envelope é fortemente correlacionada com a magnitude no máximo, quanto maior a luminosidade do objeto no máximo, maior a velocidade de expansão apresentada. A velocidade de expansão também é correlacionada com o tempo de decaimento do objeto, quanto maior a velocidade de expansão, menor o tempo de decaimento em magnitudes.

Van den Bergh e Younger (1987) compilaram e analisaram a fotometria UBV de 14 novas clássicas em erupção. As cores das novas tendem a se avermelhar durante a sua subida ao máximo visual. As que apresentam uma curva de luz plana mostram um avermelhamento rápido com duração de poucos dias, em observações em U-B e B-V, com início dentro de aproximadamente um dia após o máximo. A duração deste episódio de avermelhamento intrínseco varia entre 2.5 d para novas rápidas e 7 d para novas lentas. Um valor médio para (B-V)₀ no máximo, após a correção de avermelhamento para as novas é de 0.23 mag com uma dispersão entre os objetos de σ =0.16 mag, contudo (U-B)₀ varia entre 0.26 e 0.77.

I.2 - Propriedades Espectroscópicas

Após o máximo da explosão, o objeto enfraquece gradativamente até atingir o estado de pré-nova. Durante o enfraquecimento, temos cobertura em espectroscopia apenas durante poucos anos após o máximo para a maior parte dos objetos. Normalmente as novas logo após o máximo apresentam o espectro do envelope dominado por linhas permitidas, podendo passar por um estágio de linhas coronais para em seguida se converter em um espectro de linhas proibidas.

Desde o praticamente início da espectroscopia astronômica acumulam-se observações de envelopes de novas. O pioneirismo na classificação das fases evolutivas pela qual esses objetos passam é devido à Mc Laughlin, 1942 e Payne-Gaposchikin, 1957. Esta classificação é basicamente taxonômica, fortemente correlacionada com a evolução da curva de luz. Estes autores dividiram a evolução espectral em 6 fases principais, contendo algumas subfases:

a) Pré-máximo:

O objeto apresenta sistemas em absorção, onde são encontradas linhas largas e difusas deslocadas para o azul, com o aparecimento ocasional de perfis P-Cyg em emissão, denotando uma casca opticamente espessa em expansão se resfriando. Durante a subida ao máximo as novas são observadas como estrelas de classe espectral tão recente quanto B0 e conforme ocorre a evolução ao máximo, a classe espectral se

desloca na direção dos tipos mais tardios. Há uma leve correlação entre a classe de velocidade e a classe espectral, sendo que objetos mais rápidos mostram espectros de tipo mais recente no máximo. Apesar da semelhança entre o espectro de novas e o das supergigantes nessa fase, as primeiras apresentam transições de CNO e Neônio muito mais intensas em comparação. O espectro de pré-nova sobrevive durante um curto intervalo de tempo após o máximo visual, enfraquecendo rapidamente e dando lugar ao espectro principal.

b) Principal:

Esta fase se inicia por volta de 0.5 mag abaixo do máximo visual. O espectro principal, rapidamente se fortalece tornando-se mais intenso que o espectro de prémáximo, o qual logo não é mais discernível. As velocidades medidas nas linhas são sempre maiores e deslocadas mais para o azul do que na fase de pré-máximo. Mc Laughlin (1944) verificou que também o espectro principal no máximo é bastante semelhante ao de uma supergigante classe A ou F, apresentando linhas CNO muito mais intensas. As linhas em absorção mostram múltiplas subestruturas. A evolução destas subestruturas varia entre as componentes em absorção, diferindo de nova para nova. Verifica-se o desenvolvimento dos perfis P-Cyg no máximo ou logo após este. As primeiras linhas em emissão aparecem nesta fase, destacando-se: H, CaII, NaI e FeII no visível. A maioria da massa ejetada contribui para a intensidade do espectro principal segundo Friedjung, 1987. O sistema em absorção desta fase é normalmente o último a desaparecer. Durante o declínio da nova, as linhas em emissão de [OI] e [NII] aparecem, seguidas por [OII], apresentando perfis complexos, indicativos de uma ejeção não uniforme.

c) Difuso ("Difuse Enchanced")

Este sistema em absorção aparece logo após o aparecimento do principal, apresentando linhas muito largas, de onde vem o nome de difuso. Elas são deslocadas para o azul até o dobro em relação ao espectro principal. É comum aparecerem perfis P-Cyg com emissões largas subjacentes às do espectro principal. A duração deste sistema varia entre ~10 d para novas rápidas até mais que 100 d para lentas. Freqüentemente no final de sua evolução, as linhas que compõe este sistema se subdividem em componentes

mais finas.

d) Orion

O nome desta fase provém da similaridade com os sistemas em absorção produzidos em ventos de estrelas OB luminosas. Este 4º sistema em absorção aparece entre 1 à 2 magnitudes após o máximo, coexistindo com os anteriores. São linhas deslocadas para o azul pelo mesmo tanto que na fase de espectro difuso. Consiste primeiramente das linhas de HeI, CII, NII e OII e em seguida de emissões de NIII e NV. Atinge sua maior intensidade na mesma época em que o sistema difuso desaparece. O espectro desta fase mostra grandes variações no desvio para o azul, as linhas durante a evolução vão se superpondo e permanecendo difusas até o declínio, 4 mags abaixo do máximo para as novas rápidas e 2 mags abaixo para as novas lentas. No UV a mudança predominante que ocorre durante esta fase é o aumento da largura equivalente das linhas conforme o contínuo decai (Williams et al. 1985). O desenvolvimento como um todo dos sistemas em absorção tem sido modelado por Gallagher e Starrfield, 1978, Martin, 1989 e Williams, 1990), podendo ser complicado por grandes variações na profundidade óptica devido à própria expansão do envelope e múltiplas ejeções. Inicialmente o envelope é opticamente espêsso, sendo geralmente limitado por ionização, o que permite a existência de uma camada externa formada por gás neutro. A fotosfera se move para dentro, diminuindo a massa nela contida devido à queda de opacidade provocada pela expansão e resfriamento das regiões exteriores. Se a perda de massa é aproximadamente constante, como parece ser o caso das novas lentas, a fotosfera atingirá um determinado raio estacionário, ao contrário do caso das novas rápidas onde o envelope rapidamente se tornará opticamente fino, permitindo que a primária quente ionize o material ejetado. O aumento constante da ionização, verificado tanto nos espectros em emissão como em absorção é explicado pela diminuição da densidade provocada pela expansão do envelope e pelo aumento da luminosidade no UV da fonte central. Segundo Williams (1990), o envelope é opticamente espesso para $n_e > -10^9$ cm⁻³ e as linhas proibidas aparecem para $n_e < \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. A existência de um complexo sistema de velocidades pode ser o resultado de ejeções sucessivas ou de uma ejeção não isotrópica.

A existência das fases Difusa e Orion é uma evidência observacional da ejeção

contínua após a ejeção inicial do gás durante a ocorrência do sistema principal. e) Nebular

O espectro nebular se desenvolve a partir das componentes em emissão da fase principal. O endurecimento do espectro da fonte central e a queda da densidade da casca permitem o aparecimento de linhas proibidas com densidades críticas cada vez menores, com o decorrer da evolução da nova.

f) Pós-Nova

Com o decorrer da evolução, as linhas em emissão continuamente se enfraquecem, as linhas mais persistentes são as de H e He. As linhas proibidas desaparecem mais cedo. O espectro típico de um disco de acresção se estabelece. Na figura 5 mostramos um exemplo da evolução espectral ocorrida numa nova clássica.



Fig. 5 - Espectros da nova muito rápida N LMC 1988 n.2, de baixo para cima vemos o espectro principal com difuso, o espectro Órion e o início do espectro nebular, (Sekiguchi et al., 1989).

Coletando espectros de novas obtidos até o início dos anos 90, Williams et al. (1991), classificaram as novas em um novo sistema, conhecido como *Classificação de Tololo ou de Williams* (tab. 3), utilizando argumentos físicos para tal, a nova é classificada de acordo com a linha mais intensa existente. Sem dúvida, as linhas Balmer são os componentes mais proeminentes em todos os espectros de novas, por isso são desconsideradas na classificação, por outro lado, a linha mais forte que não pertença a série de Balmer varia de objeto para objeto, sendo utilizada para a classificação. O objeto normalmente evolui do estágio de linhas permitidas para o de linhas proibidas e/ou coronais, passando por diversas classes durante a evolução.

λ entre 3300 e 7600 Å								
Fase	Subclasse		Critérios					
С	a,he,he ⁺ ,c,n,o,ne,s,fe		Sempre que [FeX] $\lambda 6375$ for mais intensa do que [FeVII] $\lambda 6087$.					
			Representa a mais forte linha não Balmer: a=transição auroral, he,he ⁺ =linha de recombinação de HeI ou HeII, c,n,o,ne,s,fe=transição nebular permitida ou proibida de um deste elementos.					
Р	he,he ⁺ ,c,n,o,na,ca,fe		Quando não estiver na fase C e uma transição permitida é a mais forte linha não Balmer. A subclasse representa o íon ou elemento com a mais forte linha.					
A	n,o,ne,s		Quando não estiver na fase C e uma transição auroral for mais forte que qualquer linha permitida não Balmer de transição. A subclasse representa o íon ou elemento com a mais forte linha.					
N	c,n,o,ne,s,fe		Quando não estiver nas fases C ou A, uma transição nebular for mais forte que qualquer linha permitida não Balmer de transição. A subclasse representa o íon ou elemento com a mais forte linha.					
$\lambda > 7600$ Å								
O Intens			sidade de OIλ8446 excede a de Hβ					
s A com é clara			ponente vermelha do contínuo da secundária de tipo tardio amente presente					

Tab. 3 - Classificação de Tololo ou de Williams. C representa a fase de

linhas coronais, P linhas permitidas, A linhas aurorais e N linhas nebulares.

Uma estrutura geral para entender a evolução básica do espectro pós-detonação sugerida por Williams leva em consideração as mudanças nas linhas de emissão, interpretadas em termos da fotoionização da casca em expansão por uma fonte de radiação em evolução associada ao remanescente central. Nas novas rápidas a fonte de radiação mantém a luminosidade próxima a Luminosidade de Eddington por um período após a explosão durante o qual o raio fotosférico efetivo diminui pela perda de massa. Quando as reações na superfície terminam a luminosidade da fonte declina abaixo da luminosidade de Eddington. Juntos, estes efeitos agem primeiramente no sentido de aumentar e posteriormente diminuir a temperatura efetiva da radiação (T_{rad}), com uma escala de tempo determinada pela manutenção das reações nucleares. Essa escala varia de meses à anos dependendo da nova. A evolução de T_{rad}, atrelada à densidade da casca em constante diminuição, dita a natureza das linhas que aparecerão no espectro. As altas densidades logo após a explosão, restringem as linhas em emissão ao espectro de transições permitidas, pois os processos colisionais são importantes fontes de desexcitação. Conforme a densidade cai, as transições aurorais e as linhas nebulares proibidas emergem no espectro da envoltória circunstelar.

O envelope apresenta no início da evolução pós-máximo linhas permitidas de FeII, formadas em um vento da anã branca com v_{exp} entre 1000 e 3500 km/s ou de He/N, originado em uma casca discreta de gás expelido na explosão, normalmente apresentando v > 2500 km/s. A diferença nas velocidades de expansão possivelmente está correlacionada com a massa da anã branca.

O espectro das novas de FeII é formado por linhas mais finas do que as formadas em novas com espectro de He/N. Apresenta freqüentemente perfis P-Cygni, tem uma evolução espectral lenta (da ordem de semanas) e mostra inicialmente transições aurorais de N e O ou [OI] λ 6300. Esta classe também apresenta linhas de fluorescência de baixa ionização no vermelho. Novas de FeII evoluem para novas de neônio ou novas com espectro padrão (objetos que apresentam linhas normalmente encontradas em nebulosas planetárias).

Nas novas He/N encontramos linhas largas (HWZI > 2500 km/s), picos lisos com pouca absorção e uma rápida evolução espectral (da ordem de dias). As primeiras

transições proibidas que se apresentam (quando aparecem) são [FeX] λ 6375 e [FeVII] λ 6087, [NeIII] ou [NeV]. Eventualmente o fluxo de HeII λ 4686 é maior do que o de H β e as mesmas apresentam um contínuo plano ou avermelhado. Estas novas não evoluem para um espectro padrão, desenvolvendo um espectro contendo linhas de neônio, linhas coronais ou isento de linhas proibidas.

De um modo geral as novas com $v_{exp} > 2500$ km/s tendem a evoluir para um espectro de linhas de neônio e/ou coronal, enquanto que novas com velocidade de expansão menor desenvolvem um espectro auroral dominado por linhas de N e O. Um pequeno número de novas, evoluem do espectro de FeII para o de He/N, constituindo a classe dos objetos híbridos (fig. 6).



Fig. 6 - Diagrama esquemático mostrando a evolução das duas classes espectrais de novas da fase permitida para o espectro nebular (Williams, 1992). As fases neônio e coronal não são mutuamente exclusivas já que uma nova de neônio pode passar através da fase coronal. A Nova Sct 91 é um exemplo.

Durante o pré-máximo encontramos uma subida rápida apresentando um espectro com forte contínuo no azul e linhas em absorção deslocadas para o azul. As velocidades medidas são menores do que as do pós-máximo. Durante a expansão final

até o máximo, há um declínio na temperatura entre 9000 K e 4000 K, dependendo do objeto, as novas mostram um tipo espectral entre B e A, às vezes chegando à F. As primeiras transições proibidas que aparecem são normalmente as transições aurorais de mais alta excitação, [NII] λ 5755, [OIII] λ 4363 e [OII] $\lambda\lambda$ 7319,7330, elas têm em comum densidades críticas maiores do que suas contrapartidas nebulares de baixa excitação, sofrendo então menor desexcitação colisional. Com a diminuição da densidade da casca em expansão, emergem as linhas nebulares: [OIII] λ 5007, [NII] λ 6584, [NeIII] λ 3869 e [FeVII] λ 6087. O nível máximo de ionização conseguido em novas é quase sempre maior do que o encontrado em nebulosas planetárias galácticas e em regiões HII. A definição da fase coronal difere entre os observadores ópticos e os de IV que denotam como coronal todas as transições em íons com potencial de ionização > 100 eV, diferentemente dos ópticos que definem o estado coronal como sendo aquele onde a linha de [FeX] λ 6375 seja mais intensa que [FeVII] λ 6087. Eventualmente, após tempo suficiente, o nível de ionização cai e as linhas do envelope enfraquecem de modo a serem diluídas pelo contínuo do sistema quiescente.

Considerando a evolução do espectro no infravermelho, Gehrz et al. 1995 propuseram mais um método de diagnóstico para discernir entre novas formadas em ambientes contendo uma anã branca de O-Ne-Mg e as novas de C-O. Com a evolução da explosão, o ambiente torna-se propício à formação de algumas linhas proibidas, tais como [NeII] λ 12.81 μ m. Nesta fase, a poeira formada em parte das novas de C-O torna o contínuo no IV tão alto que dificulta a identificação de transições nesta faixa. Ao contrário, aparentemente não há formação de poeira nas novas de neônio. A identificação de transições coronais no IV, torna-se mais uma característica para viabilizar a identificação e diagnóstico de novas de neônio.

I.3 - O Fenômeno de Nova e a Detonação Termonuclear Descontrolada (DTD)

Em 1951, Schatzman propôs a primeira teoria que se aproximou do modelo padrão, relacionando o fenômeno de nova com anãs brancas e reações nucleares, localizando as progenitoras das novas no lugar geométrico efetivamente observado no diagrama H-R. Em Schatzman considerava resumo que а reação ${}^{3}\text{He}+{}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{4}\text{He}+{}^{1}\text{H}+{}^{1}\text{H}$ possibilitaria a queima de hidrogênio em camadas profundas. A acumulação de uma quantidade suficiente de ³He é necessária para esta reação ocorrer e se daria através do processo de captura protônica sobre deutério. Isto acarretaria uma deflagração seguida de uma perturbação vibracional que se propagaria até a superfície provocando a ejeção de massa e um consequente aumento de luminosidade no visível. Uma quantidade insuficiente de material para formar uma fotosfera e a escala de tempo nuclear, muito longa, inviabilizavam esta teoria.

Estudos posteriores por Kraft, 1962 (baseado em Mestel, 1952) mostravam que a acumulação contínua de material rico em hidrogênio na superfície da anã branca em um sistema binário levaria a uma detonação termonuclear na interface entre o caroço degenerado e o envelope de matéria. Como a anã branca é constituída na sua maior parte de material degenerado (um gás é chamado de degenerado quando todos os níveis de energia disponíveis até um determinado momento limite p₀, conhecido como momento de Fermi, estão ocupados, veja por exemplo Kippenhahn e Weigert, 1991), existe o problema da condução de calor pelos elétrons degenerados, fato que levou Kraft a concluir que a energia produzida na acumulação do material seria conduzida pelo caroço para o interior da anã branca inviabilizando a DTD. Logo depois, Gianonne e Weigert (1967) e Saslaw (1968) em uma extensão da teoria de Mestel mostraram que a DTD ocorre em uma região de degenerescência parcial, onde a condutividade não é suficientemente alta. Deste modo, a anã branca poderia acumular até $\sim 10^{-4}$ M_{solar} no envelope sem que o fluxo condutivo durante a erupção fosse importante. Na mesma época se verificou também que a erupção do envelope rapidamente formaria uma camada convectiva capaz de transferir a energia de forma eficiente para o alto do envelope.

I.3.1 - A Fonte de Energia

As reações do ciclo p-p aquecem a interface entre o caroco e o envelope (ICE) fornecendo as condições para a ativação do ciclo CNO (fig. 7), que é a principal fonte de energia para a DTD. A energia é liberada sob a forma de fótons quando da captura de prótons, sob a forma de neutrinos quando do decaimento β^+ e através da energia cinética das partículas. Os núcleos CNO que desempenham papel fundamental são: ¹³N, ¹⁴O, ¹⁵O e ¹⁷F, com meias vidas de respectivamente: 863 s, 102 s, 176 s e 92 s. Durante o início da evolução, a escala de tempo de captura de prótons é muito maior do que a meia-vida destes núcleos, $(\tau_{(p+,\gamma)} \gg \tau_{(\beta+,\gamma)})$ ocorrendo uma concentração de núcleos aptos a receber prótons, viabilizando a captura e a liberação de energia neste ambiente, aumentando a temperatura. Para uma temperatura de aproximadamente 10⁸ K, as duas escalas de tempo são comparáveis, e a quantidade de núcleos aptos a decair é grande o suficiente para regular a geração de energia no envelope. Se a temperatura continuar a aumentar, a taxa de captura protônica se torna tão intensa que logo não há mais núcleos aptos a receber um próton, interrompendo o ciclo. Quando o ciclo satura, uma grande quantidade de energia é armazenada nos núcleos que não decaíram. De acordo com a teoria do Comprimento de Mistura Dependente do Tempo, a convecção com escala de tempo da ordem de 100 s pode trazer os núcleos instáveis até a superfície onde decaem depositando energia (Sparks, Starrfield e Truran, 1978). Esta é a principal causa da expansão e de grande parte da luminosidade na erupção.

No máximo de temperatura a produção de energia é dependente apenas das vidas médias e do número de núcleos aptos a decair presentes no envelope. Neste ponto a abundância de CNO regulará a força da explosão. A produção de energia pode ser dada pela equação (2) de Truran, 1982:

$$\epsilon_{nuc} = 2 \times 10^{15} \frac{n_{CNO}}{n_{CNO \, Solar}} \quad \text{erg/g}$$
⁽²⁾

onde n_{CNO} e n_{CNO} solar são respectivamente as abundâncias de CNO, no ambiente considerado e no Sol. A energia de ligação por unidade de massa é:

$$\frac{GM}{R} \sim 2 \times 10^{17} \text{ erg/g}$$
(3)

comparando as equações 2 e 3 percebemos que são necessárias abundâncias muito acima da solar para ocorrer a ejeção de material em grandes velocidades nas fases iniciais da erupção. Essa ejeção rápida é necessária para reproduzir as escalas de tempo de aumento e decaimento da luminosidade fotosférica no visível observada em novas rápidas.



Fig. 7 - O ciclo CNO em novas (Starrfield, 1989).

I.4 - Dinâmica do Fenômeno de Nova

I.4.1 - Subida ao máximo

Esta fase ocorre muito rapidamente, sendo determinada pela escala de tempo do "turn-over" convectivo do envelope. A temperatura da ICE é um fator importantíssimo para a ocorrência da DTD, possibilitando a ocorrência do ciclo p-p em certas circunstâncias e a do ciclo CNO em outras. Para a ejeção de massa, temos 3 mecanismos básicos que agem durante alguns dos estágios da evolução de novas, (veja por exemplo Hack, 1993 para maiores detalhes): a) frente de choque, b) pressão do gás e c) pressão da radiação.

A matéria se acumula gradativamente sobre a superfície do caroço, sendo que o material na parte inferior se comprime continuamente devido a pressão exercida pelas camadas superiores, provocando uma degenerescência parcial dos elétrons na base do envelope. As reações ocorrem inicialmente pela cadeia próton-próton que depende da temperatura com T⁴. A produção de energia aumenta de forma hidrostática aumentando a temperatura. Uma região convectiva se forma justamente acima da ICE quando a temperatura atinge ~ 2×10^7 K, crescendo gradativamente sobre a superfície do caroço. Com esta temperatura é possível a ativação do ciclo CNO que depende da temperatura com T¹⁶ - T¹⁸. Deste modo, a energia aumenta de forma mais abrupta e da mesma forma a temperatura. Como o material na ICE é degenerado, segue a equação de estado para a matéria degenerada, $P \alpha \rho^{\gamma}$ onde P é a pressão, ρ é a densidade do material e γ é o fator de degenerescência. Esta equação é independente da temperatura. Se a temperatura e densidade são suficientemente altas para as reações nucleares ocorrer, qualquer pequeno aumento de temperatura levando a um aumento na geração de energia, mas com nenhum aumento de pressão, é amplificado, pois a expansão do envelope que amortece a taxa de reações não ocorre. Este ciclo termina quando a temperatura atinge a temperatura de Fermi onde a degenerescência é lentamente levantada e o material passa a se comportar como um gás perfeito, onde a pressão é dependente da temperatura. Qualquer aumento de temperatura resultará em um aumento de volume do material para contrabalançar a sobrepressão, resultando na expansão, reduzindo esta sobrepressão e estabilizando a taxa de reações. A pressão da radiação também participa da perda de massa, devido ao espalhamento Thomson e a fotoionização contribuindo para a geração de vento após o máximo. A temperatura de Fermi é dada por Starrfield et al. (1989), como sendo:

$$T_F = 3 \times 10^7 \frac{\rho_3}{\mu_e}^2 K$$

onde ρ_3 é a densidade em unidades de 10^3 g/cm³ e μ_e é o peso molecular médio por elétron. Existe uma pressão crítica na ICE para a ocorrência do ciclo CNO:

$$P_{b} = \frac{G M_{1} \Delta M_{env}(t=0)}{R_{1}^{2}} \frac{1}{4 \pi R_{1}^{2}} \, \mathrm{dyn} \, \mathrm{cm}^{-2} \tag{4}$$

onde: $M_1 = f(R_1) e \Delta M_{env} = f(\dot{M}, L_1)$. O início da expansão é fortemente dependente de P_b . Se $P_b > P_b(crít) = 1 \times 10^{20}$ dyn cm⁻², considerando valores de abundâncias solares, o envelope possivelmente atinge a velocidade de escape sendo ejetado.

A dependência da equação (4) com a relação massa-raio para as anãs brancas cria um efeito de seleção na amostra observada devido à dependência entre a massa da anã branca e a quantidade de matéria acumulada. Erupções de novas em anãs brancas massivas costumam ser mais freqüentes, pois para uma mesma taxa de acréscimo menos tempo é necessário para acumular a massa crítica, acelerando a DTD, mas por outro lado espera-se que somente uma uma pequena fração dos sistemas deveriam conter estas anãs brancas massivas (Gehrz et al., 1998). Um outro efeito de seleção é devido a dependência entre o período orbital e a taxa de transferência de massa que produz uma amostra observada com um grande viés para períodos longos, que possuem uma freqüência maior de erupções (Diaz e Brüch, 1997).

Para altas metalicidades, a taxa de produção de energia é rápida quando comparada com o tempo para levantar a degenerescência e expandir o envelope. Ocorre

a expulsão do envelope devido a formação de uma frente de choque que ejeta uma fração apreciável de 30% à 50% do material. O transporte de núcleos instáveis por decaimento β^+ para o alto do envelope convectivo contribui para acelerar a fotosfera formando uma nova visualmente rápida. Nenhum modelo com abundâncias solares e $M_1 < 1.3M_{solar}$ conseguiu reproduzir a erupção de uma nova rápida. As simulações mostram que todo o material acrescido durante o tempo de recorrência é perdido no caso de uma nova rápida. Isso implica no enriquecimento devido a camadas cada vez mais profundas da anã branca ao longo de sucessivas erupções como nova. Assim, dependendo da idade do sistema seriam observáveis diferentes razões (C+N)/O para diferentes razões iniciais C/O. No caso de anãs brancas de O-Ne-Mg (com progenitoras entre 8 e 12 M_{solar}) os modelos com enriquecimento de O reproduzem erupções rápidas e de grande amplitude (Starrfield et al. 1986). Este é o caso da N CrA 1981 e da N Aql 1982 cujas análises do material ejetado (Williams et al. 1985; Snidjers et al. 1987) também mostraram uma sobreabundância extrema de Ne.

Alguns fatores adicionais podem complicar o processo de nova. Se a primária tiver uma luminosidade intrínseca substancial, teríamos um gradiente de temperatura relativamente alto no envelope. Nesse caso a temperatura na base do envelope seria alta e uma DTD poderia ocorrer para P_b menores, ocorrendo em camadas de menor degenerescência e ejetando uma M_{env} menor. (e.g. Kovetz e Prialnik, 1985). A acresção de matéria influenciaria também o processo de nova por (a) um aquecimento devido a compressão na base do envelope e (b) um aquecimento nas partes externas do envelope pela ICE. (Prialnik et al., 1982, Shaviv e Starrfield 1987).

Como parte do material acrescido contribui para o aumento da entropia na interface entre o disco e anã branca, a quantidade de massa acumulada no envelope antes da erupção pode depender da taxa de acréscimo. Quanto maior \dot{M} , menor é a quantidade de matéria no envelope antes da detonação. O aumento da entropia abrevia a deflagração sob condições de degenerescência parcial (Livio, Shankar e Truran, 1988). Um efeito análogo ocorre quando aumentamos a produção prévia de energia pelo ciclo p-p. Estudos computacionais fornecem:

$$\dot{M}(1) \sim 7 \times 10^{-9} \ 2.54 - \frac{M_{Ch}}{M(1)} \ M_{Sol} ano^{-1}$$
 (5)

como valor máximo para ocorrer a ejeção do envelope.

I.4.2 - O máximo visual

Logo após o pico de produção de energia na base do envelope uma parte dos núcleos instáveis são transportados para as regiões externas deste por convecção. Novas Clássicas devem ser portanto fontes intensas em raios-X antes do máximo visual. O máximo visual é atingido quando o envelope opticamente espesso atinge seu raio máximo $(10^{12} - 10^{13} \text{ cm})$ ou seja 10 à 100 vezes maior que o sistema binário. Novas rápidas tem apresentado luminosidades bolométricas acima da L_{edd} próximo ao máximo. Esta alta luminosidade parece responsável pela ejeção de uma fração apreciável do gás por meio de um vento intenso e de curta duração. Para V1500 Cyg, por exemplo $L_{máx}=7\times10^5 L_{solar}$ (Wu e Kester 1977) o que implica em um raio da fotosfera de 2×10^{13} cm; a massa mínima necessária para definir essa fotosfera é $10^{-6} M_{solar}$. As velocidades observadas foram de 1200 km/s o que fornece uma taxa média de perda de massa = $1.6\times10^{-4} M_{solar}/ano$ a qual demanda uma energia:

$$\frac{GM\dot{M}}{R} = 2 \times 10^6 L_{solar} \tag{6}$$

ou seja, uma ordem de grandeza superior à luminosidade radiativa no máximo. Um valor dessa ordem enfatiza a necessidade de termos sobreabundâncias de CNO nesta explosão. Uma análise similar para V1668 Cyg mostra que esta também deva ter passado por uma fase super-Eddington. O raio máximo é definido pela temperatura no envelope; quando esta baixa de $7-9\times10^3$ K o envelope se torna opticamente fino e a fotosfera começa a retroceder enquanto o envelope se expande.

I.4.3 - A fase de luminosidade bolométrica constante

A fase de luminosidade bolométrica constante foi primeiro descoberta por Gallagher e Code (1974) sendo generalizada para outras novas por Gallagher e Starrfield (1976). É uma das previsões da teoria da DTD mais importantes para novas clássicas. A causa física deste fenômeno prevista pelos modelos numéricos é o fato de que o material que sobra da ejeção (entre 10% e 50% do material acrescido é ejetado na explosão), o qual estava inicialmente se expandindo, desacelera e regride ao regime de equilíbrio hidrostático.

À medida que a fotosfera se contrai o máximo da emissão caminha para o UV, mas a produção de energia se mantém constante. Agora as reações se processam em equilíbrio hidrostático e a luminosidade se estabiliza logo abaixo da L_{edd}. Esta previsão teórica encontra respaldo nas observações em diversas faixas espectrais de novas durante o decaimento, mostrando que a luminosidade bolométrica é estável (Gallagher e Starrfield 1976). Parte do envelope é acelerado para fora devido a fricção dinâmica exercida pela secundária em seu movimento orbital. A evolução nesta fase segue os mesmos parâmetros da evolução de uma estrela normal no ramo assintótico das gigantes mas neste caso o caroço é frio ao invés de ser quente. Um forte vento $(10^{-6} - 10^{-5} M_{solar}/ano)$ se estabelece e ajuda a ejetar o restante da massa no caso das novas rápidas. Nas novas lentas este seria o principal processo de perda de massa. O envelope restante dentro do lóbulo de Roche da anã branca tem T_{eff} de 1 – 5 × 10⁶ K e emite no UV extremo (Mac Donald e Vennes 1991). Essas temperaturas estão de acordo com observações em raios X efetuadas pelo EXOSAT de N Vul 1984 (Ögelman et al., 1985) e com aquelas inferidas por modelos de fotoionização (Diaz et al., 1995). A queda do gás é controlada por pressão da radiação que aumenta com a taxa de reações num equilíbrio onde a luminosidade se mantém logo abaixo da Ledd. Segundo os modelos essa fase perdura enquanto existir massa suficiente no envelope para manter sua base queimando H a temperaturas da ordem de 5×10^7 K. A evolução da fase bolométrica constante para FH Ser é mostrada na figura 8.



Fig. 8 - A fase bolométrica constante, adaptado de Bode, 1982.

I.4.4 - A fase de desligamento ("turn-off")

Uma vez cessadas as reações, o estado de pré-nova pode ser atingido numa escala de tempo de resfriamento de poucos anos (Nariai, 1974) mas a duração da queima hidrostática depende de modelos detalhados para a perda de massa. Nos modelos de evolução completa de Prialnik (1986) o estado quiescente é atingido dez anos após a erupção. Na fase final do processo de nova a anã branca livra-se de material suficiente para cessar as reações do ciclo CNO na ICE e parte do material remanescente colapsa de volta para cima da anã branca. Nesta fase o acréscimo de material sobre a anã branca é restabelecido e o sistema pode evoluir para uma próxima explosão em $10^4 - 10^5$ anos (Ford, 1978).

I.5 - Novas e o Enriquecimento do Meio Interestelar

A ocorrência do ciclo CNO como fonte de produção de energia em temperaturas de 10^8 K tem pequenos efeitos sobre a abundância de elementos pesados no material ejetado no meio interestelar. Dificilmente temperaturas suficientemente altas para a queima do ¹⁶O são atingidas. Nesta faixa de temperaturas o ciclo afeta basicamente a distribuição isotópica dos elementos que dele participam. Com uma massa ejetada média de ~ 1×10^{-4} M_{sol} e uma taxa média de 20 novas por ano, elas devolvem gás ao meio interestelar a uma taxa de ~0.002 M_{sol} ano⁻¹ . Quando comparado com 0.5 M_{sol} ano⁻¹ para gigantes vermelhas e AGB's e 0.1 M_{sol} ano⁻¹ para supernovas, é evidente que as novas somente serão fontes competitivas de nucleossíntese para elementos com sobreabundância >~100 vezes a abundância solar.

Levando em conta o fato de que há um número grande de eventos de novas na Galáxia, Gehrz, Truran, Williams e Starrfield (1998) estimaram que elas podem ser importantes para a produção de certos nuclídeos como ⁷Li, ¹⁵N e ¹⁷O, além de isótopos radiativos de ²²Na e ²⁶Al. Estes últimos são importantes na produção de enriquecimentos de ²²Ne (Ne-E) e ²⁶Mg, encontrados por exemplo em inclusões meteoríticas. Williams (1985) estimou que todo o ¹⁵N no meio interestelar pode ser produzido por novas e Peimbert e Sarmiento (1984) encontraram que ~25% do ¹³C vem de novas. Uma fração substancial do ⁷Li no meio interestelar poderia também ser produzido em nucleossíntese de novas sendo gerado à partir do ³He presente inicialmente no envelope (Truran 1990).

Isótopos instáveis também são ejetados no meio. Ejeções com enriquecimento em CNO devem conter quantidades significativas de ²²Na (meia vida =2.6 anos) e ²⁶Al (7.3 x 10⁵ anos). Cálculos mostram que a distâncias muito próximas (d < 1 kpc), as novas de ONeMg deveriam produzir uma radiação γ detectável em 1.275 MeV do decaimento de ²²Na (Weiss e Truran, 1990). A quantidade de ²⁶Al produzido seria proporcional à abundância de elementos pesados. A população de novas mais enriquecidas em elementos pesados da Galáxia contribuiria com uma taxa observável de 3×10⁻⁶ M_{Sol} ano⁻¹ de ²⁶Al no meio interestelar (Clayton e Leising 1987; Nofar, Shaviv e Starrfield 1991; Shara 1994). O nuclídeo ²²Na encontrado junto com enriquecimento de ¹⁵N nos grãos de

grafite interestelar tem sua origem atribuída às novas (Amari et al., 1990). O excesso ²⁶Mg e ²²Ne em grãos providencia os meios de acessar as produções de ²⁶Al e ²²Na respectivamente. O ²⁶Al é produzido na evolução de Wolf-Rayet's (Prantzos et al. 1986) tanto quanto em novas. A análise de isótopos de grãos interestelares sugere uma mistura de contribuições do ramo assintótico das gigantes, Wolf Rayet e novas (Amari et al., 1993). A produção de ⁷Li pode também ocorrer na DTD de uma nova, pela captura de elétrons sobre o ⁷Be (Arnould e Nørgaard 1975, Starrfield et al., 1978 e Hernanz et al., 1996). Algumas simulações da evolução química na Galáxia consideram esta uma importante fonte de produção de ⁷Li ao contrário das estrelas no ramo assintótico das gigantes veja por exemplo, Romano et al., 2001. Na tabela 4 fornecemos as abundâncias de novas em função da massa do envelope.

Object	Year	Ref.	Н	Не	С	N	0	Ne	Na-Fe	Z	(Z/Z _{solar})	(Ne/Ne _{solar})	CNO/Ne-Fe
Solar		1	0.71	0.27	0.0031	0.001	0.0097	0.0018	0.0034	0.019	1	1	2.7
T Aur	1891	2	0.47	0.4		0.079	0.051			0.13	6.8		
RR Pic	1925	3	0.53	0.43	0.0039	0.022	0.0058	0.011		0.043	2.3	6.3	2.9
DQ Her	1934	4	0.34	0.095	0.045	0.23	0.29			0.57	30		
DQ Her	1934	5	0.27	0.16	0.058	0.29	0.22			0.57	30		
HR Del	1967	6	0.45	0.48		0.027	0.047	0.003		0.077	4.1	1.7	25
V1500 Cyg	1975	7	0.49	0.21	0.07	0.075	0.13	0.023		0.3	16	13	12
V1500 Cyg	1975	8	0.57	0.27	0.058	0.041	0.05	0.0099		0.16	8.4	5.6	15
V1668 Cyg	1978	9	0.45	0.23	0.047	0.14	0.13	0.0068		0.32	17	3.9	47
V1668 Cyg	1978	10	0.45	0.22	0.07	0.14	0.12			0.33	17		
V693 CrA	1981	11	0.4	0.21	0.004	0.069	0.067	0.023		0.39	21	128	
V693 CrA	1981	12	0.29	0.32	0.046	0.08	0.12	0.17	0.016	0.39	21	97	1.3
V693 CrA	1981	10	0.16	0.18	0.0078	0.14	0.21	0.26	0.03	0.66	35	148	1.2
V1370 Aql	1982	13	0.053	0.088	0.035	0.14	0.051	0.52	0.11	0.86	45	296	0.36
V1370 Aql	1982	10	0.044	0.1	0.05	0.19	0.037	0.56	0.017	0.86	45	296	0.48
GQ Mus	1983	14	0.37	0.39	0.0081	0.13	0.095	0.0023	0.0039	0.24	13	1.2	38
PW Vul	1984	15	0.69	0.25	0.0033	0.049	0.014	0.00066		0.067	3.5	0.38	100
PW Vul	1984	10	0.47	0.23	0.073	0.14	0.083	0.004	0.0048	0.3	16	2.3	34
PW Vul	1984	16	0.617	0.247	0.018	0.069	0.0443	0.001	0.0027	0.14	7.7	1	31
QU Vul	1984	17	0.3	0.6	0.0013	0.018	0.039	0.04	0.0049	0.1	5.3	23	1.3
QU Vul	1984	10	0.33	0.26	0.0095	0.074	0.17	0.086	0.063	0.4	21	49	1.7
QU Vul	1984	18	0.36	0.19		0.071	0.19	0.18	0.0014	0.44	23	100	1.4
V842 Cen	1986	10	0.41	0.23	0.12	0.21	0.03	0.0009	0.0038	0.36	19	0.51	77
V827 Her	1987	10	0.36	0.29	0.087	0.24	0.016	0.00066	0.0021	0.35	18	0.38	124
QV Vul	1987	10	0.68	0.27		0.01	0.041	0.00099	0.00096	0.053	2.8	0.56	26
V2214 Oph	1988	10	0.34	0.26		0.31	0.06	0.017	0.015	0.4	21	9.7	12
V977 Sco	1989	10	0.51	0.39		0.042	0.03	0.026	0.0027	0.1	5.3	15	2.5
V443 Sct	1989	10	0.49	0.45		0.053	0.007	0.00014	0.0017	0.062	3.3	0.8	33
V351 Pup	1991	19	0.37	0.25	0.0056	0.076	0.19	0.11		0.38	20	63	2.4
V1974 Cyg	1992	18	0.19	0.32		0.085	0.29	0.11	0.0051	0.49	27	68	3.2
V1974 Cyg	1992	20	0.3	0.52	0.015	0.023	0.1	0.037	0.075	0.18	9.7	21	3.1
V838 Her	1991	11	0.6	0.31	0.012	0.012	0.004	0.056		0.09	0.11	31	

Tab. 4 - Abundâncias em fração de massa encontradas em novas, adaptado de Gehrz et al.,1998, as referências são: (1) Grevesse e Anders, 1989; (2) Gallagher et al., 1980; (3) Williams

e Gallagher, 1979; (4) Williams et al., 1978; (5) Petitjean, Boisson e Pèquignot, 1990;

(6) Tylenda, 1978; (7) Ferland e Shields, 1978; (8) Lance , McCall e Uomoto, 1988;

(9) Stickland et al., 1981; (10) Andreä, Drechsel e Starrfield, 1994; (11) Vanlandingham,

Starrfield e Shore, 1997; (12) Williams et al., 1985; (13) Snijders et al., 1987; (14) Morisset e

Péquignot, 1996; (15) Saizar et al., 1991; (16) Schwarz et al., 1997; (17) Saizar et al., 1992;

(18) Austin et al., 1996; (19) Saizar et al., 1996; (20) Hayward et al., 1996.

I.6. - Novas de Neônio

Mc Laughlin (1960) descobriu linhas fortes de NeI em absorção no espectro Órion de V528 Aql. Muitas novas mostraram fortes linhas proibidas de neônio em emissão no UV, óptico e IV, atribuídas a uma sobreabundância deste elemento, resultando na definição de uma nova subclasse para estes objetos. Mc Laughlin (1944) também analisou o comportamento da emissão do [NeIII] em uma amostra de novas e concluiu que uma emissão moderada em [NeIII] é uma característica normal do espectro de novas no estágio nebular. Entretanto algumas novas classificadas como novas de neônio, podem apresentar um fluxo integrado de [NeIII] λ 3869/H β menor que 10, como por exemplo V1974 Cyg, (Austin et al., 1996) ou até menor do que 4, como em V1500Cyg (Ferland e Shields, 1978).

Análises recentes de abundâncias indicaram que as intensidades observadas em um pequeno conjunto de novas só podem ser explicadas por uma sobreabundância de neônio. A grande maioria das novas de neônio encontradas são rápidas, com exceção de algumas poucas moderadas e de V450 Cyg que foi uma nova lenta (tab. 5).

NOVA	REGIÃO ESPECTRAL ONDE A CARACTERÍSTICA FOI OBSERVADA	t ₂ (d)	Δm (mag)	Zne/Z _{Ne Solar}
V1500 Cyg (1975)	V,IV	2.9	14.1	9.3
V693 CrA (1981)	UV	6	16	124
V1370 Aql (1982)	UV,V	6	13.5:	296
QU Vul (1984)	IV ([NeII] e [NeVI])	27	13.4	57.3
V2214 Oph (1988)	V	145	12	9.7
V838 Her (1991)	V	1.2	14.6	31
V2264 Oph (1991)	V	18:	11.1	-
Nova LMC n.1 (1991)	V	4	-	-
V4160 Sgr (1991)	V	2	>12	-
V444 Sct (1991)	V	4.5	9.5	-
V351 Pup (1991)	V	13	> 5.6	63
V1974 Cyg (1992)	IV	17	12.8	44.5

Tab. 5 - Novas de neônio recentes com estimativas de abundância, de Warner, 1995 e Gehrz et al., 1998.

Há 3 possíveis fontes para este enriquecimento: a) a matéria acrescida é rica em isótopos mais pesados, b) os elementos pesados são sintetizados durante a explosão e c) o material do caroço é dragado para o envelope acrescido rico em hidrogênio. As secundárias de Variáveis Cataclísmicas são em sua maior parte estrelas na seqüência principal e parece muito improvável que tanto os enriquecimentos extremos em CNO como a razão Ne/Al observada em novas decorram do material acrescido delas. Atualmente não se conhece estrelas cujas camadas externas tenham a composição das novas. (veja Truran, 1991 para um estudo sobre abundâncias em envelopes de novas). Com relação a segunda possibilidade, a energia necessária para produzir uma explosão de nova é suprida pela queima de uma fina camada superficial e as temperaturas não são altas o bastante para produzir elementos mais pesados que o hélio. Para as condições existentes nos envelopes de novas não pode haver uma significativa produção de núcleos mais pesados pelo ciclo CNO, que apenas reordena o padrão de abundância isotópica e as razões entre C, N e O. Atualmente a idéia mais aceita está associada à processos de dragagem na anã branca. Um número de mecanismos de mistura tem sido propostos (revistos por Fujimoto e Iben (1992), Iben (1992) e Livio (1993)), incluindo o despojamento da mistura e/ou difusão e mistura convectiva entre o envelope e o caroço durante o tempo entre as erupções, e "overshooting" convectivo durante as fases iniciais da DTD. Enriquecimentos em CO irão ocorrer desse modo por caroços de anãs brancas de CO despojados de suas camadas externas de He devido às primeiras erupções, enquanto os enriquecimentos de Ne provém de caroços de anãs brancas de ONeMg que tem sido desnudadas de suas camadas de He e CO. Se este for o único meio de se produzir uma nova de neônio, as implicações seriam que: (a) as erupções de novas com caroços de ONeMg deveriam ser relativamente comuns, mas como as anãs brancas de ONeMg são produtos da evolução de estrelas entre 8 e 12 M_{Sol} resultando em primárias de 1.2-1.4 M_{Sol} (Truran e Livio, 1989) comparativamente raras, então teríamos erupções em anãs brancas de alta massa com intervalos de recorrência curtos; (b) parte do caroço é ejetado em cada erupção resultando na diminuição de massa secular das primárias mais massivas em variáveis cataclísmicas. Computando-se as freqüências de novas esperadas em função de M₁, chega-se a conclusão que metade

ocorreria na faixa entre 1.25 e 1.4 massas solares ou aproximadamente um terço entre 1.35 e 1.4 massas solares. (Politano et al., 1989).

Nas novas com progenitores de O-Ne-Mg, além das reações do ciclo CNO, são importantes também as reações:

 ${}^{20}Ne(p,\gamma){}^{21}Na(p,\gamma){}^{22}Mg(\beta^{+},\nu){}^{22}Na(p,\gamma){}^{23}Mg(\beta^{+},\nu){}^{23}Na(p,\alpha){}^{20}Ne$

e também a cadeia MgAl:

 $^{24}Mg(p,\gamma)^{25}Al(\beta^{+,}\nu)^{25}Mg(p,\gamma)^{26}Al(p\gamma)^{27}Si(\beta^{+,}\nu)^{27}Al(p,\alpha)^{24}Mg$

que cedem substanciais abundâncias de espécies radiativas ²²Na e ²⁶Al. Estes isótopos tem um tempo de vida muito maior que os isótopos radiativos de CNO, e portanto eles estarão presentes no material ejetado e nos grãos de poeira que eventualmente se formassem no envoltório (Gehrz, Truran, Williams e Starrfield, 1998).

Um outro modo de ocorrer sobreabundâncias de Ne é através da produção de 22 Ne durante a fase de queima de He na gigante vermelha precursora da primária de variáveis cataclísmicas. Enriquecimentos de Ne num fator aproximado entre 3 e 10 podem então ocorrer em anãs brancas de CO com massas mais baixas. (Livio e Truran, 1994). Há ainda outra maneira proposta para criar anãs brancas de ONeMg a partir de estrelas com massa mais baixa. A alta transferência de massa da secundária (~10⁻⁶ M_{Sol} ano⁻¹) para sistemas que emergem da evolução de envelope comum com M(2) > M(1) resultaria em "flashs" de He moderados que por sua vez construiriam uma faixa externa rica em Ne e em Mg (Shara e Prialnik, 1994).